

III ENCONTRO NACIONAL DE CIÊNCIAS TÉRMICAS
3rd BRAZILIAN THERMAL SCIENCE MEETING

VOLUME II

ANAIS
PROCEEDINGS





ANAIS PROCEEDINGS

VOLUME II

III ENCONTRO NACIONAL DE CIÊNCIAS TÉRMICAS
3rd BRAZILIAN THERMAL SCIENCE MEETING



Editores
Edited by

C. R. Maliska, C. Melo, A.T. Prata



DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA
UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
ITAPEMA - SC

10 a 12 de Dezembro de 1990



GOVERNO DO ESTADO DE
SANTA CATARINA
SECRETARIA DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA



TUPY TERMOTÉCNICA
ISOLAMENTOS LTDA.



PROMOÇÃO

(PROMOTED BY)



ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE CIÊNCIAS MECÂNICAS
(*BRAZILIAN SOCIETY OF MECHANICAL SCIENCES*)



**ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE REFRIGERAÇÃO, AR CONDICIONAD
VENTILAÇÃO E AQUECIMENTO**
(*BRAZILIAN ASSOCIATION OF REFRIGERATION, AR CONDITIONING,
VENTILATION AND HEATING*)



DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA
(*DEPARTMENT OF MECHANICAL ENGINEERING*)
UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
(*FEDERAL UNIVERSITY OF SANTA CATARINA*)

ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE CIÊNCIAS MECÂNICAS
(*BRAZILIAN SOCIETY OF MECHANICAL SCIENCES*)

Diretoria:
(*Board of Directors*)

Presidente: **SIDNEY STUCKENBRUCK**
Vice-Presidente: **LUIS BEVILACQUA**
Secretário Geral: **ELOI FERNANDEZ Y FERNANDEZ**
Secretário: **OSWALDO A. PEDROSA JR.**
Diretor de Patrimônio: **ANTONIO MAC DOWELL DE FIGUEIREDO**
Secretária Executiva: **SIMONE MARIA FRADE**

III ENCONTRO NACIONAL DE CIÊNCIAS TÉRMICAS
3rd BRAZILIAN THERMAL SCIENCE MEETING

Comissão Organizadora
(*Organizing Committee*)

ÁLVARO T. PRATA – UFSC – Coordenação Geral
CLÁUDIO MELO – UFSC – Coordenação Geral
CLÓVIS R. MALISKA – UFSC – Coordenação Geral
LEONARDO GOLDSTEIN JR. – UNICAMP
MIGUEL H. HIRATA – COPPE
PAULO R. DE SOUZA MENDES – PUC/RJ
RENATO M. COTTA – COPPE

International Representative for ENCIT 90

DR. RAMESH K. SHAH
(**HARRISON RADIATOR DIVISION - GENERAL MOTORS CORPORATION**)

COORDENADORES TÉCNICOS

(TECHNICAL COMMITTEE)

- **AERODINÂMICA**

Paulo Afonso de Oliveira Soviero - ITA/CTA

- **ANÁLISE EXERGÉTICA**

Luiz Fernando Milanez - UNICAMP

- **CAMADA LIMITE E TURBULÊNCIA**

Átila Pantaleão Freire - COPPE/UFRJ

- **COMBUSTÃO**

Demétrio Bastos Neto

- **COMPORTAMENTO TÉRMICO DE AMBIENTES**

Paulo César Philippi - UFSC

- **CONDUÇÃO TÉRMICA**

Eduardo Cleto Pires - USP/São Carlos

- **CONVECÇÃO FORÇADA**

Carlos Alberto Carrasco Altemani - UNICAMP

- **CONVECÇÃO NATURAL**

Genésio José Menon - EFEI

- **ESCOAMENTO BIFÍSICO**

Mário Roberto Granziera - IPT

- **ESCOAMENTO DE FLUIDOS E TRANSFERÊNCIA DE CALOR E DE MASSA EM EXPLOTAÇÃO E PRODUÇÃO DE PETRÓLEO**

Kelson V. Serra - UNICAMP

- **ESCOAMENTO E TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM ALTAS VELOCIDADES**

Paulo Moraer Jr. - IAE/CTA

- **ESCOAMENTO E TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM PROCESSOS METALÚRGICOS**

Eloi Fernandez y Fernandez - PUC/RJ

- **EQUIPAMENTOS TÉRMICOS: TROCADORES DE CALOR, CALDEIRAS E FOSOS**

Nísio C. L. Brum - COPPE/UFRJ

- **FENÔMENOS DE TRANSPORTE EM SANEAMENTO E SISTEMAS DE CONSERVAÇÃO AMBIENTAL**

Marcus F. Giorgetti - USP/So Carlos

- **FONTES ALTERNATIVAS DE ENERGIA**

Everaldo A.N. Feitosa - UFPe

- **HIDRODINÂMICA E ESCOAMENTOS POTENCIAIS**

Antônio Francisco Parentes Fortes - UnB

- **INSTRUMENTAÇÃO E TÉCNICAS EXPERIMENTAIS**

Luís Fernando Alzugarai Azevedo - PUC/RJ

- **INTENSIFICAÇÃO DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR**

Francisco M. Saboya - PUC/RJ

- **LUBRIFICAÇÃO**

Carlos Roberto Ribeiro - UFU

- **MÁQUINAS TÉRMICAS: TURBINAS, MOTORES E COMPRESSORES**

José Alberto dos Reis Parisi - PUC/RJ

- **MEIOS POROSOS**

Osvair Vidal Trevisan - UNICAMP

- **MÉTODOS ANALÍTICOS**

Sérgio Colle - UFSC

- **MÉTODOS COMPUTACIONAIS**

Ângela Ourivio Nieckele - PUC/RJ

- **PLANEJAMENTO ENERGÉTICO**

Sérgio Valdir Bajay - UNICAMP

- **PROPRIEDADES TERMOFLUIDODINÂMICAS**

Joaquim de Sylos Cintra Filho - UFSC

- **PROPULSÃO**

Nivaldo J. N. Hinckel - INPE

- **RADIAÇÃO EM MEIOS PARTICIPANTES E NÃO PARTICIPANTES**

Pedro Carajilescov - PUC/RJ

- **REFRIGERAÇÃO, AR CONDICIONADO E BOMBAS DE CALOR**

Rogério Tadeu da Silva Ferreira - UFSC

- **REOLOGIA**

Marco Van Hombeeck - CENPES/Petrobrás

- **SISTEMAS E EQUIPAMENTOS HIDRÁULICOS E MÁQUINAS DE FLUXO**

Vilson C. da S. Ferreira - UFRGS

- **TERMOHIDRÁULICA DE REATORES**

Marcelo José dos Santos Lemos - ITA/CTA

- **TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM SISTEMAS REATIVOS**

José Teixeira Freire - UFSCar

- **TRANSFERÊNCIA DE CALOR COM MUDANÇA DE FASE**

José Maria Saiz Jabardo - USP/So Carlos

- **TRANSFERÊNCIA DE MASSA**

Theo Guenther Keickbusch - UNICAMP

REVISORES (REFEREES)

- Alberto Luis de Andrade – FEQ/UNICAMP
Alcir de Faro Orlando – PUC/RJ
Alfredo de Almeida Vitali – ITA/CTA
Álvaro Toubes Prata – UFSC
André Luiz Seixlack – UNESP
Ângela Ourivio Nieckele – PUC/RJ
Antônio Cândido Faleiros – ITA/CTA
Antônio Cláudio de França Corrêa – UNICAMP
Antônio Fábio Carvalho da Silva – UFSC
Antônio José de A. Meirelles – FEA/UNICAMP
Antônio Mac Dowell de Figueiredo – COPPE/UFRJ
Antônio Santos Vargas – PUC/RJ
Átila Pantaleão Silva Freire – COPPE/UFRJ
Augusto César Galeão – LNCC
Bernadino Pereira Neto – UFPA
Carl Herrman Weis – ITA/CTA
Carlos Alberto de Almeida – PUC/RJ
Carlos Alberto Ferrari – UNICAMP
Carlos Alberto Gaspareto – FEA/UNICAMP
Carlos Edilson Maneschy – PUC/RJ
Carlos Valois Maciel Braga – PUC/RJ
Cesar Santana - UNICAMP
Cirrus Macedo Hackenberg – COPPE/UFRJ
Cláudio Melo – UFSC
Clóvis Raimundo Maliska – UFSC
Darcy das Neves Nobre – INPE/IME
David Zylbersztajn – USP
Douglas Lauria – EEM
Durval Henriques da Silva Filho – EMBRAER
Edson Luiz Zapparoli – ITA/CTA
Eduardo A. Gomes Pereira – SICOM
Eduardo Mach Queiroz – UFRJ
Emanuel Rocha Woiski – UNESP
Euclides Carvalho Fernandes – ITA/CTA
Eugênio Spano Rosa – UNICAMP
Evaristo Chalbaud B. Júnior – COPPE/UFRJ
Fred Nitzsche – EMBRAER
Francisco Domingues Alves de Souza – IPT
Francisco Eduardo Mourão Saboya – PUC/RJ
Geraldo Lombardi – EESC/USP
Giulio Massarani – COPPE/UFRJ
Gordiano Faria Alvim Filho – ITA/CTA
Harry Edmar Schulz – EESC/USP
Heraldo da Silva Couto – INPE
Jacek Piotr Gorecki – ITA/CTA
Jayme Pinto Ortiz – EPUSP
Jerônimo dos Santos Travelho – INPE
Jesus A. Costa Jr. – PUC/RJ
Jerzy Tadeusz Sielawa – INPE
João Andrade de Carvalho Júnior – INPE
João Augusto Ribeiro Fontoura – PROMON
João Francisco Escobedo – UNESP
João Luiz Filgueiras de Azevedo – IAE/CTA
Jorge Isaias Llagostera Beltrán - UNICAMP
José Alberto dos Reis Parise – PUC/RJ
José de Anchieta Rodrigues – UFSCar
José Faria Telles – ITA/CTA
José Gobbo Ferreira
José Maurício Gurgel - UFPb
José Ricardo Figueiredo – UNICAMP
José Roberto D. Finzer – DEQ/UFU
José Teixeira Freire – DEQ/UFSCar
Júlio César Passos – COPPE/UFRJ
Kamal A. R. Ismail - UNICAMP
Leonardo Goldstein Júnior – UNICAMP
Luís Augusto Barbosa – UNICAMP
Luís Felipe Mendes de Moura – FEM/UNICAMP
Luís Fernando Alzeguir Azevedo – PUC/RJ
M. Fabbri – INPE
Maher Nars Bismarck Nars – EMBRAER
Marcelo J. S. de Lemos – ITA/CTA
Márcio José do Prado Schmidt – ITA/CTA
Marco Antônio Guglielmo Cechini – ITA/CTA
Marco Aurélio Ferreira – INPE
Marcos Aurélio Ortega – ITA/CTA
Marcus A. V. Duarte – UFU
Marcos M. Pimenta – EPUSP
Maria Ângela De A. M. Petenate – FEA/UNICAMP
Maria Elisa Helene – USP
Mauri Fortes – UFMG
Maurício Pazini Brandão – ITA/CTA
Miguel Hiroo Hirata – COPPE/UFRJ
Nide G.C.R. Fico Júnior – CTA
Nehemias Lima Lacerda – ITA/CTA
Nilton Mori – UNICAMP
Nisio de Carvalho Lobo Brum – COPPE/UFRJ
Nivaldo Hinckel – INPE
Paulo Cesar de Camargo – UFSCar
Paulo César Philippi – UFSC
Paulo de Barros Correia – UNICAMP
Paulo Magalhães Filho – FEG/UNESP
Paulo Murillo de Souza Araújo – PUC/RJ
Paulo Moraes Júnior – IAE/CTA
Paulo Roberto de Souza Mendes – PUC/RJ
Pedro Carajilescov – PUC/RJ
Philemon de Mello Cunha – PUC/RJ
Renato Machado Cotta – COPPE/UFRJ
Roberaldo Carvalho de Souza – UFAL
Roberto Lamberts – UFSC
Roberto D.M. Garcia – CTA
Roberto da Mota Girardi – ITA/CTA
Rogério Klüppel – UFPb
Rogério Martins Saldanha da Gama – LNCC
Rogério Tadeu da Silva Ferreira – UFSC
Sérgio Braga – PUC/RJ
Sérgio Leal Braga – PUC/RJ
Sérgio Mourão Saboya – ITA/CTA
Sérgio V. Möller – COPPE/UFRJ
Sidney Lage Nogueira – CTA
Sidney Paciornik
Sílvia Azucena Nebra de Perez – UNICAMP
Sívio Carlos Anibal de Almeida – UFRJ
Sinclair Mallet-Guy Guerra – UNICAMP
Theo Guenter Kieckbusch – UNICAMP
Toshio Hattori – ITA/CTA
Toshiaki Yoshino – CTA/IAE
Wilson Carlos da Silva Ferreira – UFRGS
Washington Braga Filho – PUC/RJ
Wilson Sérgio Venturini – EESC/USP
Woodrow Nelson Lopes Roma – EESC/USP

ACKNOWLEDGEMENTS

We are grateful to the area coordinators for their work in taking care of the revision process and for the reviewers in selecting the papers and making suggestions for improvements. We also acknowledge the professional help of the International Representative, Dr. Ramesh K. Shah, for announcing ENCIT 90 outside Brazil.

Special thanks are due to our guests for their invited lectures and short courses.

● Invited Lectures

"Biological Applications of Fluid Mechanics"
Sir James Lighthill – University College of London

"Transport Phenomena in Metals Processing"
Professor Julian Szekely – MIT

"Recent Advances in Thermal Comfort"
Dr. Bjarne W. Olesen – Bruel & Kjaer

● Short Courses

"Some Recent Advances in Computational Heat Transfer and Fluid Flow"
Professor B. R. Baliga – McGill University

"CFC's – Perspectives and Alternatives"
Dr. David Didion – National Bureau of Standards

"Design and Analysis of Heat Exchangers"
Dr. Ramesh K. Shah – General Motors Co.

"Introduction to Vector Processing"
Dr. Rad Olson – IBM

We greatly appreciate the financial support provided by our sponsors: Federal University of Santa Catarina, State Secretary of Science and Technology of Santa Catarina, CNPq, FINEP, BRASTEMP, CONSUL, EMBRACO, IBM, SPRINGER-CARRIER and TUPY.

Finally, our thanks go to the staff and students of the Mechanical Engineering Department of the Federal University of Santa Catarina for their help.

Organizing Committee

EDITORIAL

in December of 1985, during the Brazilian Congress of Mechanical Engineering (COBEM), held in São José dos Campos, SP, the Brazilian thermal science community decided to organize a separate meeting in the thermal science area. The motivation to have an event in this area was that the COBEM, the main forum used so far, had become too large to allow a close interaction among participants. The expectation was that with a smaller meeting it would be possible to promote deeper discussions on scientific and engineering problems related to the area, and to identify trends to be pursued by our community.

In this spirit, the first Brazilian Thermal Sciences Meeting (Encontro Nacional de Ciências Térmicas) was held in Rio de Janeiro in December 1986. Sixty one refereed research papers were presented and published in the proceedings. The event fulfilled the original expectation, and in a general assembly, it was decided to constitute the Thermal Sciences Committee of the Brazilian Society of Mechanical Sciences, which from then on has been very active. Additionally, it was also decided that a thermal sciences meeting was to be organized every other year. The ENCIT 88 was then held during December 6-8 in Águas de Lindóia, SP. Ninety four papers were presented and published in the conference proceedings. This represented a substantial growth and encouraged those engaged in promoting the fields of thermal and fluid sciences and engineering.

The papers included in these two volumes were presented at ENCIT 90, held in Itapema, SC, during December 9-12. For this meeting an approach different than that employed in the first two events was adopted. In order to have an event covering a broad scope in the thermal and fluid fields, and to bring together engineers and scientist from branches other than mechanical engineering, thirty five areas were selected. These areas were coordinated by leading scientists having chemical, petroleum, environmental, food science, aerospace, nuclear and civil engineering background. Additionally, an international representative was chosen to promote ENCIT 90 outside Brazil. A joint effort of the coordinators and of the international representative resulted in 216 accepted papers, a number well beyond our original expectation. Around 25 per cent of the papers came from abroad, indicating that the event has started its way in becoming an international congress.

ÍNDICE / CONTENTS

CONDUÇÃO DE CALOR HEAT CONDUCTION

HEAT TRANSFER IN FINS WITH A PERIODIC SOURCE	1
Medina, E., Mendez, F., and Treviño, C.	
OTIMIZAÇÃO TERMODINÂMICA DE ALETA PINADA EXPOSTA A ESCOAMENTOS CRUZADOS	5
Negrão, C.O.R. e Colle, S.	
AN INVERSE METHOD APPLIED TO THERMAL CONDUCTIVITY MEASUREMENT OF COMPOSITE MATERIALS	9
Cali, M., Giaretto, V. and Ruscica, G.	
ANÁLISE COMPARATIVA DE PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS PARA DETERMINAÇÃO DA CONDUTÂNCIA TÉRMICA DE JUNÇÕES APARAFUSADAS	15
Mantelli, M.B.H	
INTENSIFICAÇÃO DA CONDUTIVIDADE TÉRMICA DE LEITOS GRANULARES ATRAVÉS DE MISTURAS BIDISPERSAS E DE INSERÇÕES DE ESPONJAS METÁLICAS	21
Gurgel, J.M. e Meunier, F.	
ANÁLISE DA DISTRIBUIÇÃO DE TEMPERATURA DURANTE A SOL- DAGEM AUTOMÁTICA EM PLACAS	27
Cunha, F. R. e Almeida, V. F.	
SIMULAÇÃO DO PROCESSO DE SOLDAGEM POR PONTOS EM PLA- CAS	33
Cunha, F.R. e Bracarense, A.Q.	
PERFIL DE TEMPERATURA EM REGIME TRANSITÓRIO EM UMA REGIÃO PRÓXIMA A UM CENTRO CATALÍTICO ATIVO	37
Mendes, A. e Brito, J.	

RADIAÇÃO TÉRMICA THERMAL RADIATION

NATURAL COOLING USING GEOMETRICAL SHADING	41
Cuomo, V., Fracastoro, G. V., Nino, E., Tramutoli, V. and Macchiato, M.	
NATURAL COOLING USING SELECTIVE SURFACES	43
Cuomo, V., Bartoli, B., Silvestrini, V. and Troise, G.	
TEMPERATURE DISTRIBUTION IN A GRAY CIRCULAR PLATE IN- DUCED BY A PUNCTUAL THERMAL RADIANT SOURCE	51
Gama, R.M.S.	
TRANSIENT TEMPERATURE FIELD IN A SPHERICAL PARTICLE IN- CLUDING NONUNIFORM RADIANT ABSORPTION	57
Lage, P. L. C. and Hackenberg, C. M.	

ANÁLISE TÉRMICA DA REGIÃO DE BASE DE VEÍCULOS ESPACIAIS DURANTE A PARTIDA E VÔO PROPULSADO A GRANDES ALTITUDES	63
Carvalho, T. M. B., Cotta, R. M. e Pessoa Filho, J.B.	
ANDISORD: A COMPUTER PROGRAM FOR ATMOSPHERIC AND ENGINEERING RADIATIVE TRANSFER APPLICATIONS	69
Sanchez, A. and Krajewski, W. F.	
INDUCED TRANSIENT TEMPERATURE DISTRIBUTION IN LARGE WATER BODIES FROM THERMAL RADIATION	75
Romero Lopez, A.F. and Mendoza Covarrubias, C.	
EFEITOS CONVECTIVOS NA TRANSFERÊNCIA DE CALOR RADIANTE EM MEIOS PARTICIPANTES ENTRE SUPERFÍCIES PARARELAS	79
Teixeira, C. O. M. M. e Hackenberg, C. M.	

CONVECÇÃO NATURAL
NATURAL CONVECTION

COMPARISON OF FREE CONVECTIVE HEAT TRANSFER FROM A HEATED VERTICAL PLATE IN DIFFERENT MEDIA	83
Imadojemu, H. and Johnson, R.	
ASYMPTOTIC ANALYSIS OF THE DEVELOPING LAMINAR MIXED CONVECTION BETWEEN TWO VERTICAL FLAT PLATES	89
Silva, A. J. and Gersten, K.	
INCREMENTO DE LA TRANSMISION DE CALOR POR CONVECCION NATURAL ENTRE PLACAS PARARELAS VERTICALES CALENTADAS PARCIALMENTE	95
Simonis, C., Lacoa, U. y Campo, A.	
APPROXIMATE ANALYSIS OF FREE CONVECTIVE HEAT TRANSFER FROM A HEATED VERTICAL PLATE	101
Bello Ochende, F. L.	
COMBINED NATURAL CONVECTION AND RADIATION HEAT TRANSFER IN A RECTANGULAR ENCLOSURE IN THE PRESENCE OF A POLYDISPERSION AND A NON-PARTICIPATING GAS	107
Sanchez A., House, J.M. and Smith, T.F.	
PRANDTL NUMBER EFFECT ON TRANSITION IN NATURAL CONVECTION IN AN ENCLOSURE	113
Lage, J. L. and Bejan, A.	
CONVECÇÃO NATURAL EM CAVIDADE RETANGULAR INCLINADA COM PARTIÇÕES LIGADAS A PAREDE FRIA	119
Fernandes, S. e Menon, G. J.	
EXPERIMENT OF NATURAL CONVECTION IN A HEMISPHERICAL CAVITY WITH DISCRET THERMAL SOURCE	125
Lima, L. C. and Parreira E. P.	
3-D NUMERICAL SIMULATION OF PERIODIC NATURAL CONVECTION IN A DIFFERENTIALLY HEATED CUBICAL ENCLOSURE	129

Fusegi, T., Hyun, J.M., Kuwahara, K. and Farouk, B.

CONVECÇÃO FORÇADA **FORCED CONVECTION.**

ANÁLISE E SIMULAÇÃO DO RESFRIAMENTO DE FILAMENTOS DE POLIÉSTER DURANTE A FIAÇÃO	135
Lóra, M. A. e Pimenta, M.M.	
CONJUGATE CONVECTION-CONDUCTION IN A ROTATING DISK	139
Martinez, R. H. and Altemani, C. A. C.	
PERFORMANCE OF INTERNALLY FINNED TUBES FOR THE HEATING OF RADIATING GAS FLOWS	145
Morales, J. C., Campo, A. and Schuler, C.	
SOLUTION FOR UNSTEADY HEAT TRANSFER IN THE THERMAL ENTRANCE REGION OF A CIRCULAR DUCT WITH PERIODIC VARIATION OF INLET TEMPERATURE	149
Santos, W. F. N. and Travelho, J. S.	
DESENVOLVIMENTO HIDRODINÂMICO E PERDA DE CARGA EM CONFIGURAÇÕES CIRCULARES LISAS E ALETADAS	155
Cunha, P. M. e Saboya, F. E. M.	
PASSIVE HEAT TRANSFER ENHANCEMENT BY SURFACES WITH SPANWISE RIBLETS	159
Amon, C. H.	
NUMERICAL INVESTIGATION OF THREE DIMENSIONAL FLOWS AND HEAT TRANSFER IN FIN-TUBE EXCHANGER	165
Bastani, A., Mitra, N. K. and Fiebig, M.	
HEAT TRANSFER AND FLOW CHARACTERISTICS OF TWO-DIMENSIONAL JETS IMPINGING ON HEATED PROTRUSIONS WITH CROSSFLOW OF THE SPENT AIR	171
Whidden, G. L., Stevens, J. and Webb, B. W.	

AERODINÂMICA **AERODYNAMICS**

FULL POTENTIAL FLOW SIMULATION ABOUT WING CONFIGURATIONS	177
Mattos, B. S. and Azevedo, J.L.F.	
TWO DIMENSIONAL FULL POTENTIAL SOLUTIONS OF LIFTING AIRFOIL FLOWS	183
Morgenstern, A., Azevedo, J. L. F. and Mattos, B.S.	
FLOW FIELD SIMULATION ON SYMMETRICAL AEROFOIL AT DIFFERENT ANGLES OF ATTACK	189
Villar Ale, J. A., Ferreira, V. C. S. and Sadhu, D.P.	
AERODINÂMICA SUBSÔNICA COMPRESSÍVEL - MOVIMENTO OSCILATÓRIO: FORMULAÇÃO PELO POTENCIAL DE VELOCIDADE	193

Bortolus, M. V. e Soviero, P.A.

UM MÉTODO NUMÉRICO PARA RESOLVER O ESCOAMENTO SOBRE
CORPOS ROMBUDOS PLANOS 199

Girardi, R. M. e Soviero, P. A. O.

SINGULAR INTEGRALS IN THEORETICAL AERODYNAMICS:
THEIR ORIGIN AND COMPUTATION 205

Brandão, M. P.

AERODYNAMIC EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF THE
BRAZILIAN SATELLITE LAUNCH VEHICLE (V L S) 211

Moraes Jr., P. and Augusto Neto, A.

ESTUDO DO ESCOAMENTO NA SECÇÃO DE TESTES DE UM TÚNEL
TRANSÔNICO COM PAREDES POROSAS, CONSIDERANDO A
PRESENÇA DE UM MODELO 217

Girardi, R. M. e Paglione, P.

AVALIAÇÃO FUNCIONAL DO SISTEMA DE EVACUAÇÃO FORÇADA
DA SEÇÃO DE TESTES DE TÚNEIS TRANSÔNICOS 223

Falcão Filho, J.B.P.

UNSTEADY AERODYNAMIC LOADS OF VERTICAL AXIS WIND TUR-
BINE 227

Sadhu, D.P.

ESCOAMENTO E TRANSFERÊNCIA DE CALOR A ALTAS VELOCIDADES *HIGH SPEED FLUID AND HEAT TRANSFER*

NUMERICAL SIMULATION OF HIGH SPEED FLOWS OVER
COMPLEX SATELLITE LAUNCHERS 233

Zdravistch, F.F. and Azevedo, J.L.F.

INVISCID FLOWS THROUGH NORMAL AND OBLIQUE SHOCK
WAVES IN EQUILIBRIUM AIR CONSIDERING HIGH TEMPERATURE
EFFECTS 239

Koreeda, J.N. and Hinckel, J.N.

EULER SOLUTIONS OF TRANSONIC NOZZLE FLOWS 243

Azevedo, J. L. F.

AVALIAÇÃO DA REGIÃO TRANSÔNICA EM BOCAIS
CONVERGENTE-DIVERGENTE 249

Silva, L. F. F., Alvim Filho, G. F. e Paglione, P.

DETERMINAÇÃO DO FLUXO DE CALOR EM ESCOAMENTO SUPER-
SÔNICO UTILIZANDO A TEORIA DE AQUECIMENTO
CINÉTICO DE VAN DRIEST 255

Toro, P. G. P.

INTEGRAL METHOD APPLIED TO THE CALCULATION OF SEPARA-
TION POINT AND BASE PRESSURE OF INCLINED WEDGES AT SU-
PERSONIC SPEEDS 261

Kozak, D. V.

ESCOAMENTO E TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM REGIME TURBULENTO **TURBULENT FLUID FLOW AND HEAT TRANSFER**

MODELAGEM DA EQUAÇÃO DE TRANSPORTE EM ESCOAMENTOS TURBULENTOS PARA A VARIÂNCIA DA FLUTUAÇÃO DE TEMPERATURA	267
Cruz, G. M. M.	
BUSCA DE UMA FORMULAÇÃO UNIFICADA PARA O PROBLEMA DE TRANSFERÊNCIA DE GRANDEZAS FÍSICAS EM ESCOAMENTOS TURBULENTOS	271
Schulz, H.E.	
WALL PRESSURE FLUCTUATIONS IN ROD BUNDLES	277
Moller, S. V.	
MODELO DE MISTURA TURBULENTO TRANSVERSAL EM ESCOAMENTO AXIAL EM FEIXES DE VARETAS	283
Carajilescov, P.	
TURBULENT CONVECTIVE HEAT AND MASS TRANSFER IN THE DEVELOPING REGION OF ELLIPTICAL DUCTS	287
Vinagre, H. T. M. and Mendes, P. R. S.	
NUMERICAL CALCULATION OF HEAT TRANSFER IN A TURBULENT SEPARATED-REATTACHING SHEAR FLOW	293
Pereira, J.C.F. and Rocha, J.M.P.	
COMPUTATION OF THREE DIMENSIONAL TURBULENT FLOWS IN A RECTANGULAR CHANNEL WITH A BUILT-IN VORTEX GENERATOR	301
Zhu, J. X., Mitra, N. K. and Fiebig, M.	
 CAMADA LIMITE TURBULENTO TURBULENT BOUNDARY LAYER	
ARRASTO EM CAMADAS LIMITE COMPRESSÍVEIS COM ADIÇÃO DE MASSA - UMA ABORDAGEM ASSINTÓTICA	307
Pellegrini, C. C.	
ANALYSIS OF THERMAL TURBULENT BOUNDARY LAYERS OVER ROUGH SURFACES	313
Freire, A.P.S. and Hirata, M.H.	
SPATIAL DEVELOPMENT OF FREE SHEAR LAYER INSTABILITY BY A DISCRETE VORTEX METHOD	317
Su, J. and Freire, A.P.S.	
A CAMADA LIMITE TÉRMICA TURBULENTO COM TRANSPIRAÇÃO	323
Medeiros, M. A. F.	

MÉTODOS ANALÍTICOS
ANALYTICAL METHODS

SOLUÇÃO ANALÍTICA DO PROBLEMA DE ABLAÇÃO COM FLUXO DE CALOR TRANSIENTE 329
Diniz, A. J. e Aparecido, J. B.

CONVERGENCE ENHANCEMENT OF EIGENFUNCTION EXPANSIONS FOR NONHOMOGENEOUS ELLIPTIC DIFFUSION PROBLEMS 335
Leiroz, A. J. K. and Cotta, R. M.

SIMULAÇÃO DE TEMPERATURA NÃO ESTACIONÁRIA EM UM TROCADOR DE CALOR ATRAVÉS DE DERIVADA FRACIONÁRIA 341
Vargas, R. M. F., Vilhena, M. T. e Claeysen, J.R.

VOLUMES FINITOS EM ESCOAMENTOS DE FLUIDOS E TRANSFERÊNCIA DE CALOR

FINITE VOLUME METHODS IN FLUID FLOW AND HEAT TRANSFER

CÁLCULO DE ESCOAMENTOS LAMINARES E TURBULENTOS EM GEOMETRIAS COMPLEXAS USANDO MALHAS NÃO DESFASADAS 345
Kobayashi, M.H. e Pereira, J.C.F.

A BOUNDARY-FITTED NUMERICAL METHOD FOR THE SOLUTION OF THREE DIMENSIONAL ALL SPEED FLOWS USING CO-LOCATED VARIABLES 351
Marchi, C. H., Maliska, C. R. and Silva, A. F. C.

SEPARAÇÃO E BIFURCAÇÃO DE ESCOAMENTOS EM DIFUSORES RADIAIS 357
Langer, C. A., Prata, A. T. e Ferreira, R. T. S.

ON THE INTRODUCTION OF ARTIFICIAL DISSIPATION IN NUMERICAL METHODS FOR FLUID FLOW PROBLEMS 363
Silva, A. F. C. and Maliska, C. R.

AN APPROXIMATE FACTORIZATION SCHEME APPLIED TO THE SEGREGATED FINITE-VOLUME METHODS 367
Silva, A. F. C. and Maliska, C. R.

THE PIECE-WISE PARABOLIC FINITE ANALYTIC METHOD 371
Sun, Y. and Miltzer, J.

COMPUTATION OF LAMINAR AXI-SYMMETRIC RECIRCULATING FLOWS USING PRIMITIVE VARIABLES AND A BLOCK-IMPPLICIT SCHEME 375
Lemos, M. J. S.

DEVELOPMENT OF AN AXI-SYMMETRIC MIXING LAYER IN A DUCT OF CONSTANT CROSS SECTION 381
Matsumoto, E. and Lemos, M. J. S.

DESEMPENHO DE DISCRETIZAÇÕES DE CINCO NÓS EM EQUAÇÕES DE TRANSPORTE EM FLUIDOS 387
Figueiredo, J. R.

FIXED-GRID SIMULATION OF PHASE CHANGE PROBLEMS: THE MUSHY-CELL APPROACH 393
Fabbri, M.

ELEMENTOS FINITOS E ELEMENTOS DE CONTORNO EM ESCOAMENTO DE FLUIDOS E TRANSFERÊNCIA DE CALOR
FINITE AND BOUNDARY ELEMENT METHODS IN FLUID FLOW AND HEAT TRANSFER

SOLUÇÃO NUMÉRICA DE PROBLEMAS DE CONDUÇÃO DE CALOR PELO MÉTODO DOS ELEMENTOS FINITOS USANDO ELEMENTOS QUADRILATERAIS DE TERCEIRA ORDEM 399
Moura, L.F.M.

O SISTEMA SDP: ANÁLISE TÉRMICA TRANSIENTE 405
Gouvêa, J.P., Scofano Neto, F.A., Carvalho, M.S. e Bianchi, M.V.A.

DETERMINAÇÃO DE FLUXOS DE CALOR EM CONDUÇÃO TRANSIENTE 411
Sarzeto, C.A.P. e Loula, A.F.D.

APLICAÇÃO DE PROCEDIMENTO AUTO-ADAPTATIVO NA ANÁLISE DE PROBLEMAS TÉRMICOS NO REGIME PERMANENTE E TRANSIENTE 415
Lyra, P. R. M.

FORMULAÇÃO H AUTO-ADAPTATIVA DE ELEMENTOS DE CONTORNO PARA PROBLEMAS DE POTENCIAL 421
Costa Jr., J. A.

SIMULATION OF INCOMPRESSIBLE 2D AND 3D TURBULENT FLOWS BY FINITE ELEMENT METHOD 427
Brasil, A.C.P., Brun, G., Buffat, M., Carriere, Ph. and Jeandel, D.

INSTRUMENTAÇÃO E TÉCNICAS EXPERIMENTAIS
INSTRUMENTATION AND EXPERIMENTAL TECHNIQUES

ON THE ESTIMATION OF THERMAL PROPERTIES OF NON-METALLIC MATERIALS 433
Guimarães, G.

ANÁLISE DA INFLUÊNCIA DA DIMENSÃO DOS TRANSDUTORES DE FLUXO DE CALOR EM UM DISPOSITIVO DE MEDIÇÃO DE PROPRIEDADES TÉRMICAS 439
Guths, S., Philippi, P.C., Nicolau, V. P. e Lamberts, R.

ON THE USE OF PHOTOTHERMAL DETECTION TECHNIQUES FOR THERMAL DIFFUSIVITY MEASUREMENTS 443
Leite, N. F. and Miranda, L. C. M.

SEARCH ALGORITHMS FOR PARTICLE TRACKING VELOCIMETRY SYSTEMS	449
Bonna, V. J., Braga, M. C. F., Cunha, C. M. P. and Azevedo, L. F. A.	
CALIBRAÇÃO DE MEDIDORES DEPRIMÓGENOS DE VAZÃO EM ESCOAMENTO AERIFORME COM DISPONIBILIDADE LIMITADA DE FLUIDO DE TRABALHO	453
Lauria, D. e Lauria J.C.	
ARRASTAMENTO DE GÁS CIRCULANTE OBSERVADO COM UMA SONDA DE ENTALPIA	459
Marotta, A. e Cunha, A. G.	
NOISE AND SENSITIVITY ANALYSIS IN ELECTRICALLY COMPENSATED PYRANOMETERS	465
Lima, L.C. and Duarte, M.A.V.	
TERMOPILHAS PRETO/BRANCO DE FILMES FINOS E APLICAÇÃO EM PIRANÔMETROS	469
Escobedo, J. F., Martins, A. A. e Lage, G.	
PROTÓTIPO DE UM SISTEMA DE MEDIÇÃO DA TRANSPIRAÇÃO DA CANA DE AÇÚCAR POR BALANÇO TÉRMICO	475
Mangueira, D. S. e Silans, A. P.	

REOLOGIA
RHEOLOGY

FLOW OF A THIRD GRADE FLUID PAST A PLATE WITH SUCTION	481
Maneschy, C.E. and Velloso, V.R.	
NON-NEWTONIAN FLOW OF A FALLING FILM AROUND A HORIZONTAL CYLINDER	485
Mendes, P. R. S. and Naccache, M. F.	

LUBRIFICAÇÃO
LUBRICATION

ANÁLISE DE MANCAIS ESFÉRICOS RANHURADOS VIA DIFERENÇAS FINITAS	491
Duarte, M. V. e Ribeiro, C. R.	
EFEITO DA CAVITAÇÃO NO CARREGAMENTO DINÂMICO DE MANCAIS RADIAIS TURBULENTOS	495
Manke, A. L., Prata, A. T. e Ferreira, R. T. S.	
ASPECTOS TECNOLÓGICOS DA LUBRIFICAÇÃO DE MANCAIS AEROSTÁTICOS COM RESTRITORES FLEXÍVEIS	501
Purquerio, B. M. e Martinelli, S. A.	

TRANSFERÊNCIA DE MASSA
MASS TRANSFER

- TRANSFERÊNCIA DE GASES EM SUPERFÍCIES LÍQUIDAS ALTAMENTE AGITADAS 507**
Schulz, H.E.
- DESENVOLVIMENTO COMPARATIVO PARA A QUANTIFICAÇÃO DOS COEFICIENTES DE TROCA DE MASSA EM INTERFACES SÓLIDO-LÍQUIDO E LÍQUIDO-GÁS 513**
Schulz, H.E.
- EVAPORAÇÃO CONVECTIVA EM UM DUTO CONTENDO UM MEIO POROSO SATURADO 519**
Sebben, S. T. e Prata, A. T.
- RATE OF EVAPORATION OF WATER IN A SPOUTED BED DRYER: THE EFFECT OF THE RATIO D_c/d , THE TEMPERATURE OF THE DRYING AIR AND THE RATIO Q/Q_{ms} (CONTINUOUS FEED) 525**
Morris, J. A. and Freire, J. T.
- DETERMINACION EXPERIMENTAL DE COEFICIENTES DE TRANSFERENCIA DE CALOR EN UN SECADOR ROTATORIO DIRECTO 529**
Alvarez, P.I. y Reyes S., A.
- SECADOR ROTATÓRIO COM RECHEIO DE INERTES : II - ESTUDOS INICIAS DE SECAGEM DE MELAÇO DE CANA-DE-AÇÚCAR 533**
Álvares, C. M., Burjaili, M. M. e Finzer, J. R. D.
- CURVAS CARACTERÍSTICAS DE SECAGEM PARA LEITOS VIBRO-JORRADOS COM AQUECIMENTO DIRETO E INDIRETO 537**
Finzer, J.R.D. e Kieckbusch, T.G.

TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM SISTEMAS BIFÁSICOS
HEAT TRANSFER IN TWO-PHASE FLOW

- LEI DA INTERFACE EM ESCOAMENTOS TURBULENTOS E ESTABILIFICADOS DE LÍQUIDO-GÁS 541**
Fernandez, E.F. e Braga, C.V.M.
- VORTICAL MIXING AND HEAT TRANSFER IN LIQUID SPRAYS 547**
Rangel, R. H.
- MODELO BIFÁSICO PARA BOMBAS DE CIRCULAÇÃO DE REATORES NUCLEARES REFRIGERADOS A ÁGUA LEVE PRESSURIZADA 553**
Santos, G. A. e Freitas, R.L.
- ESCOAMENTO ANULAR GÁS-LÍQUIDO EM DUTOS VERTICAIS COM LÍQUIDO ENTRANHADO NO NÚCLEO 559**
Nogueira, E., Brum, N. C. L. e Cotta, R. M.

ON MODELLING, MATHEMATICAL ANALYSIS AND NUMERICAL TREATMENT OF THREE-DIMENSIONAL TRANSIENT TWO-PHASE COOLANT FLOW IN ENGINEERING SYSTEMS	565
Bottoni, M. and Sengpiel, W.	

VISUALIZAÇÃO DE UM ESCOAMENTO DE FREON 113 EM EBULIÇÃO SUB-RESFRIADA	571
Passos, J. C.	

THE EFFECT OF HEATER THERMAL PROPERTIES AND THICKNESS ON THE POOL BOILING CRITICAL HEAT FLUX	577
Carvalho, R. D. M. and Bergles, A. E.	

NUCLEATE POOL BOILING FROM A HORIZONTAL WIRE TO A VISCOELASTIC FLUID	583
Hu, R. Y. Z. and Hartnett, J. P.	

MEIOS POROSOS
POROUS MEDIA

ESTUDO DO COEFICIENTE DE INÉRCIA NO ESCOAMENTO NÃO-DARCIANO DE UM FLUIDO ATRAVÉS DE UM MEIO POROSO	589
Vieira, S. L. e Santana, C. C.	

CONVECÇÃO NATURAL NO INTERIOR DE UMA CAVIDADE POROSA IRREGULAR	595
Beltrán, J. I. L. e Trevisan, O. V.	

TRATAMENTO NUMÉRICO DA EQUAÇÃO DE DIFUSÃO-CONVECÇÃO PARA MODELO PADRÃO DE CINCO-POÇOS	601
Santos, R. L. A., Corrêa, A. C. F. e Pedrosa Jr., O. A.	

SOLUÇÃO PERTUBATIVA DA CONVECÇÃO DUPLAMENTE DIFUSIVA SOBRE UM CILINDRO ENTERRADO	607
Chaves, C. A. e Trevisan, O. V.	

MOISTURE MIGRATION NEAR A HEATED CYLINDER BOUNDED BY MOIST SOIL	613
Damasceno Ferreira, L. D. and Prata, A. T.	

ESTUDO DOS PROCESSOS DE CONDENSAÇÃO-EVAPORAÇÃO NA CONDIÇÃO DE EQUILÍBRIO HIGROTÉRMICO EM MEIOS POROSOS CONSOLIDADOS	619
Fernandes, C.P., Philippi, P.C., Brincas, C.R. e Pedrini, A.	

AN EXPERIMENTAL STUDY OF THE STATIC AND DYNAMIC FILTRATION OF A HYDRAULIC FRACTURING FLUID AT AMBIENT TEMPERATURE	625
Santos, P.R.F. and Orlando, A.F.	

MEDIÇÃO DA CONDUTIVIDADE TÉRMICA DO CARVÃO ATIVADO AC 35 EM PRESENÇA DE GASES INERTES E DE DIFERENTES CONCENTRAÇÕES DE METANOL ADSORVIDO	631
Gurgel, J.M. e Grenier, Ph.	

TUBOS DE CALOR
HEAT PIPES

MÉTODO ANALÍTICO PARA ANÁLISE DOS EFEITOS DA
CONDUÇÃO DO CALOR EM TUBOS DE CALOR 637
Fagotti, F. e Colle, S.

ANÁLISE DA CONDUÇÃO BI-DIMENSIONAL EM TUBOS DE
CALOR NA PRESENÇA DE GÁS NÃO-CONDENSÁVEL 647
Fagotti, F. e Colle, S.

ESTUDO TÉRMICO DE TUBOS DE CALOR AUTOCONTROLÁ-
VEIS CARREGADOS COM GÁS NÃO CONDENSÁVEL
Rocha, N. R. e Machado, L. M.

ANÁLISE TÉRMICA DE TUBO DE CALOR COM LEITO SINTERIZADO
METÁLICO
Rocha, N. R. e Garcia, J. M.

DISEÑO Y COMPORTAMIENTO DE UN EVAPORADOR DE MEZCLA
AIRE COMBUSTIBLE BASADO EN TUBOS DE CALOR
Rosas, C.E. y Moraga, N.O.

ANALISIS DE MECHAS ARTERIALES UTILIZADAS EN TUBOS
CALOR
Rosas, C.E., Moraga, N.O. y Letelier, M. F.

TRANSFERÊNCIA DE CALOR COM MUDANÇA DE FASE
PHASE CHANGE HEAT TRANSFER

SOLIDIFICACION EN EL INTERIOR DE UN PARALELEPIPEDO POR
CONVECCION EXTERNA 669
Moraga, N.O. y Romero, V.

ANALISIS APROXIMADO DE PROCESOS TERMICOS CON
TRANSFORMACION DE FASES LIQUIDA A SOLIDA 673
Moraga, N.O. y Rosas, C.E.

UTILIZAÇÃO DE GASES COMO FLUIDO DE REFRIGERAÇÃO DE DIS-
POSITIVOS ELETRÔNICOS POR MATERIAL DE MU-
DANÇA DE FASE 677
Toro, P. G. P.

SOLIDICATION OF SALT SOLUTIONS ON A HORIZONTAL SURFACE. 683
Braga, S.L. and Viskanta, R.

TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM LEITOS FIXOS
HEAT TRANSFER IN PACKED BEDS

LOCAL DESCRIPTION OF THE ENERGY TRANSFER PROCESS IN A
PACKED BED HEAT EXCHANGER 689
Costa, M. L. M., Sampaio, R. and Gama, R.M.S.

TRANSFERÊNCIA DE CALOR NA PRESENÇA DE GERAÇÃO EM UM LEITO DE ESFERAS COMPACTADAS	695
Sebben, S. T. e Prata, A. T.	
MODELO PSEUDO-HOMOGENEO PARA A ANÁLISE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM REATOR DE LEITO FIXO	701
Freire, J.T. e Massarani, G.	
ESTUDO TÉRMICO DE UM REATOR DE LEITO FIXO PERCOLADO POR DOIS FLUIDOS A BAIXOS REYNOLDS	705
Silveira, A. M., Freire, J. T. e Massarani, G.	

ESCOAMENTO E TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM LEITOS MÓVEIS
FLUID FLOW AND HEAT TRANSFER IN FLUIDIZED BEDS.

MODELAGEM E SIMULAÇÃO DO ESCOAMENTO AXIAL ANULAR DE MISTURAS SÓLIDO-FLUIDO NÃO NEWTONIANO	709
Martins, A. L. e Santana, C. C.	
NONLINEAR FLUID-PARTICLE INTERACTION IN THE MECHANICS OF FLUIDIZATION - PARTE II	715
Cunha, F. R. and Fortes, A. F.	
DETERMINACION EXPERIMENTAL DE COEFICIENTES DE TRANSFERENCIA DE CALOR EN LECHOS FLUIDIZADOS	721
Reyes S., A. y Alvarez G., P. I.	
OTIMIZAÇÃO DE UMA PLANTA PILOTO PARA PIRÓLISE DE FINOS DE XISTO	725
Meier, H. F. e Mori, M.	
UM MODELO DE PARÂMETROS DISTRIBUÍDOS PARA A TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM LEITO DE ARRASTO	731
Bertoli, S. L. e Hackenberg, C. M.	

COMBUSTÃO
COMBUSTION

THE EFFECT OF MONOSIZED HEXANE DROPLETS ON THE THERMAL STRUCTURE OF A LIFTED GASEOUS FLAME	737
Rasmussen, K. G. and Queiroz, M.	
THE PREDICTION AND EXPERIMENTAL VALIDATION OF A LABORATORY CONFINED SPRAY FLAME	745
Barreiros, A., Carvalho, M. G. and Semião, V.	
DEFLAGRAÇÃO EM "SPRAYS"	751
Araújo, T. M. e Travelho, J. S.	
SUPERSONIC COMBUSTORS: SOME THERMODYNAMICAL ASPECTS FOR A FIXED GEOMETRY	757
Bastos Netto, D., Guimarães, A. L. S., Sinay, L. R. and Alves, C.F.E.	
BURNING OF FINNISH PEAT PELLETS IN A BRAZILIAN EXPERIMENTAL PULSATING COMBUSTOR	761

Ferreira, M. A., Bressan, C., Victório, J. R. S., Carvalho Jr., J. A. and Heiskanen, V.P.	
COMBUSTÃO PULSANTE: RESULTADOS EXPERIMENTAIS EM UMA PEQUENA TURBINA A GÁS	767
Fernandes, L. C. V.	
ESTUDO DE ESCOAMENTO REATIVO EM DESEQUILÍBRIO QUÍMICO ATRAVÉS DE BOCAIS CONVERGENTE-DIVERGENTE	771
Barros, J. E. M., Alvim Filho, G.F. e Paglione, P.	
MODELO MATEMÁTICO PARA ESCOAMENTO TURBULENTO CONFINADO, VISANDO A CONFIGURAÇÃO DE QUEIMADORES PARA GASES DE PETRÓLEO E OUTROS GASES INDUSTRIAIS	777
Jen, L. C. e Weyne, G.R.S.	
NEW ASPECTS IN THE BURNING OF SOLID AND LIQUID FUELS IN A RIJKE TUBE	781
Couto, H. S., Bastos Netto, D. and Carvalho Jr., J. A.	
INFLUÊNCIA DA GRANULOMETRIA NA COMBUSTÃO DE MISTURAS CARVÃO-ÁGUA	785
Pinheiro, P.C., Antonini, G., François, O. e Hazi, M.	
ESTUDO DAS TAXAS DE DEVOLATIZAÇÃO DE BIOMASSA EM LEITO FIXO E LEITO FLUIDIZADO	789
Sanches, C. G. e Santos, F.J.	
EVALUACION EXPERIMENTAL DE UN HORNO PEQUEÑO PARA LA COMBUSTION DE CASCARA DE ARROZ	793
Duque, J. y Blum, J. C	
STUDY ON THE BURNING UP OF RICE HUSK	797
Lu, W. and Xu, J.	
ESPALHAMENTO DE LUZ DE LASER POR CHAMA DE AR - C₂H₂	801
Vicente, R. V., Nagai, Y. E. e Ferrari, C. A.	
THERMAL AND PHOTOASSISTED IONIZATION OF THE SODIUM IN AIR - C₂H₂ FLAMES : OPTOGALVANIC EFFECT	803
Sosman, L. P., Nagai, Y. E. and Ferrari, C. A.	
 MOTORES DE COMBUSTÃO INTERNA <i>INTERNAL COMBUSTION ENGINES</i>	
ANÁLISE DO ESCOAMENTO NÃO-HOMENTRÓPICO NO INTERIOR DO DUTO DE DESGARGA DE MOTOR DE COMBUSTÃO INTERNA TURBOALIMENTADO	805
Almeida, V. F., Cunha, F. R., Guimarães, M. F. e Brasil, A.C.P.	
NUMERICAL STUDY OF A TWO-STROKE ENGINE GEOMETRY DURING A SCAVENGING PROCESS	811
Gouveia, M. C., Nieckele, A. O. and Parise, J. A. R.	

APRESENTAÇÃO E ANÁLISE PRELIMINAR DE UM NOVO MOTOR DE COMBUSTÃO INTERNA DO TIPO ROTATIVO	817
Kozoubsky, M., Braga, C. V. M., Conci, A. e Migueis, C. O. S. S.	
UM MODELO DE QUANTIFICAÇÃO DA POTÊNCIA DE ATRITO DE MOTORES DE COMBUSTÃO INTERNA	823
Farinha, C. C., Carmona, J. R. C. e Vianna, J. N. S.	

PROPULSÃO
PROPULSION

DESENVOLVIMENTO DE PROPULSOR CATALÍTICO A HIDRAZINA COM 2 N DE EMPUXO	829
Hinckel, J.N., Airoidi, V.J.T., Corat, E.J., Oliveira Jr., I.E. e Bressan, C.	
TRANSIENTES NA PARTIDA DE FOGUETES BI-PROPELENTES LÍQUIDOS	833
Salles, C. E. R., Gotaç, P. R. e Guimarães, A.L.S.	
MODELAGEM TÉRMICA DO PROPULSOR CATALÍTICO A HIDRAZINA	837
Bastos, J. L. F., Hinckel, J.N. e Corat, E.J.	
INFLUÊNCIAS DA CÂMARA DE COMBUSTÃO DURANTE O TRANSITÓRIO DE TURBINAS A GÁS	843
Alves, M. A. C.	

REFRIGERAÇÃO E AR CONDICIONADO
REFRIGERATION AND AIR CONDITIONING

ANÁLISE DO DESEMPENHO DO PROGRAMA HPSIM NA SIMULAÇÃO DE UNIDADES DE AR CONDICIONADO DO TIPO DOMÉSTICO	847
Marques, M. E. e Melo, C.	
MODELAGEM E SIMULAÇÃO MATEMÁTICA DE SISTEMAS CENTRAIS DE AR CONDICIONADO VISANDO A ANÁLISE E PREVISÃO DO CONSUMO DE ENERGIA	853
Peixoto, R.A., Paiva, M.A.S., Chin, C.C. e Cespedes, J.F.P.	
MONITORAÇÃO DE UM SISTEMA CENTRAL DE AR CONDICIONADO VISANDO A OBTENÇÃO DE DADOS DE DESEMPENHO E ANÁLISE DE MEDIDAS DE RACIONALIZAÇÃO ENERGÉTICA	859
Peixoto, R.A., Paiva, M.A.S., Chin, C.C. e Cespedes J.F.P.	
ANÁLISE DA MODELAÇÃO DO CONDENSADOR VISANDO A SIMULAÇÃO DINÂMICA DE UM REFRIGERADOR DOMÉSTICO	865
Melo, C., Ferreira, R.T.S. e Pereira, R.H.	
TRANSFERÊNCIA DE CALOR E ESCOAMENTO ATRAVÉS DE VÁLVULAS DE COMPRESSORES ALTERNATIVOS	871
Ferreira, R.T.S. e Prata, A.T.	

VAZAMENTO ATRAVÉS DA FOLGA MÍNIMA EM COMPRES- SORES ROTATIVOS DE PISTÃO ROLANTE	877
Ferreira, R.T.S., Costa, C.M.F.N. e Prata, A.T.	
NEW STRUCTURES AND NEW TYPES OF HEAT TRANSFORMERS	883
Oliveira Jr., S., Le Goff, P. and Schwarzer, B.	
CONSTRUÇÃO E TESTES DO PROTÓTIPO DE UM REFRIGERADOR POR ABSORÇÃO ATRAVÉS DE UMA SUBSTÂNCIA SÓLIDA	889
Mello, P.	
GELADEIRA DE ABSORÇÃO ACIONADA POR FOGÃO A LENHA	895
Pereira, J. T. V. e Martins, G.	

SISTEMAS TÉRMICOS
THERMAL SYSTEMS

SIMULAÇÃO NUMÉRICA GENERALIZADA DE CENTRAIS TERMELÉTRICAS	901
Bräscher Filho, P. P. e Ferreira, R. T. S.	
O CICLO TRILATERAL : UMA NOVA MÁQUINA TÉRMICA PARA O APROVEITAMENTO DE ENERGIA A PARTIR DE FONTES DE CALOR A BAIXA ENTALPIA	907
Marques, R.P. e Smith, I.K.	
MISTURAS DE FLUIDOS ORGÂNICOS COMO FLUIDOS DE TRABA- LHO PARA UMA CENTRAL TÉRMICA À CICLO TRILATERAL	913
Smith, I.K. e Marques, R.P.	
DESARROLLO DE UN SISTEMA DE GASIFICACION DE CARBON VEGETAL DE 5-10 KW PARA BOMBEO DE AGUA	919
Duque, J. y Marcial, J.	
UTILIZAÇÃO DE BOMBA DE CALOR NA INDÚSTRIA DE LATÍCINIOS: PASTEURIZAÇÃO	923
Rocha, N. R. e Araújo, M. L. V.	
SIMULAÇÃO DINÂMICA DE UM SISTEMA DE ARMAZENA- MENTO DE GASES	927
Zerbini, E. J. e Silvaes, O.M.	
LOCOMÓVEL: ALTERNATIVA ENERGÉTICA PARA IR- RIGAÇÃO	931
Gonçalves, S.P.N. e Martins, P. M.	

TROCADORES DE CALOR
HEAT EXCHANGERS

OTIMIZAÇÃO TERMODINÂMICA DE ASSOCIAÇÃO DE TROCADORES DE CALOR EM RECUPERAÇÃO DE ENERGIA	937
--	------------

Colle, S., Souza, J. P. e Negrão, C.O.R.

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE UM RESFRIADOR DE AR
PRIMÁRIO 941
Zdebsky, S. R.

THERMAL FLUID DYNAMIC ANALYSIS OF FORCED CIRCULATION
VAPORIZERS 947
Landa, H.G. and Bastos, L.E.G.

COEFICIENTES DE TRANSPORTE EM TROCADORES BI-
TUBULARES LISO E COM ALETAS TIPO PLACA PERFURADA 951
Mendoza, O. S. H. e Lima, L. C.

COMPORTAMENTO TÉRMICO DE EDIFICAÇÕES *THERMAL BEHAVIOUR OF BUILDINGS*

TRANFERÊNCIA DE CALOR ATRAVÉS DE ÁTICOS VENTILADOS:
SIMULAÇÃO NUMÉRICA E EXPERIMENTAÇÃO 957
Lamberts, F.

COBERTURAS DE EDIFICAÇÕES: UM ESTUDO NUMÉRICO
COMPARATIVO 963
Nicolau, V. P. e Philippi, P.C.

FATTIC: UM PROGRAMA GENERALIZADO PARA A DETER-
MINAÇÃO DOS FATORES DE FORMA EM ÁTICOS 967
Hoays, H. S. e Melo, C.

PERFORMANCE TÉRMICA DE PAREDES PREENCHIDAS COM MA-
TÉRIAL DE MUDANÇA DE FASE 973
Ismail, K.A. e Castro, J.N.C.

ALTERNATIVA PARA RESFRIAMENTO DE GRANDES
SUPERFÍCIES VERTICAIS EM REGIÕES DE CLIMA QUENTE 979
Medeiros, B. L. e Oliveira, M. M. F.

ESTUDO DO CAMPO DE RADIAÇÃO TÉRMICA EM UMA
HABITAÇÃO 983
Schneider, P. S., Philippi, P.C., Lamberts, R. e Pieritz, R. A.

PLANEJAMENTO ENERGÉTICO *ENERGY PLANNING*

A CONSERVAÇÃO DE ENERGIA NO BRASIL: PERSPECTIVAS E
MEIOS DE IMPLEMENTAÇÃO 987
Zylbersztajn, D. e Garcez Jr., N.

ENERGIA E MEIO AMBIENTE: DO DIAGNÓSTICO À NECESSIDADE
DE IMPLEMENTAÇÃO DE POLÍTICAS PÚBLICAS NO ESTADO DA
BAHIA 991
Lemos, A. L. M., Nogueira, E. M., Gurgel, G. O., Leite, J. V., Zanetti, J. C. e
Cunha, R. P. P.

MODELAGEM ENERGÉTICA MULTISSETORIAL	995
Correia, P. B. e Lyra, C.	
CARACTERIZAÇÃO DA PROBLEMÁTICA ENERGÉTICA DAS ZONAS RURAIS: UMA FALHA IMPORTANTE DAS PRÁTICAS DE PLANEJAMENTO ENERGÉTICO	1001
Gouvello, C.	
O SETOR AGRÍCOLA PAULISTA E O USO DIRETO DE ENERGIA 1980-1987	1007
Guerra, S. M. G. e Cortez, L. A. B.	
POTENCIAL DE PRODUÇÃO DE ENERGIA ELÉTRICA NO SETOR DE FERRO GUSA NÃO-INTEGRADO EM MINAS GERAIS	1011
Martins, P. M. e Leroy, L. M. J.	
AVALIAÇÃO DO CUSTO DE TRANSPORTES DE CARBURANTES	1015
Trindade, C. O. C.	
 ENERGIA SOLAR	
<i>SOLAR ENERGY</i>	
EXPERIMENTOS COM UM AQUECEDOR SOLAR DO TIPO COLETOR/ARMAZENADOR DE GEOMETRIA CILÍNDRICA	1019
Passos, E. F., Oliveira, C. F. P., Caldas, G.T. e Escobedo, J.F.	
ANÁLISE TÉRMICA DE COLETORES CPC NÃO EVACUADOS COM ABSORVEDOR CILÍNDRICO	1023
Fraidenraich, N., Tiba, C., Barbosa, E. M. e Lima, R. C. F.	
AVALIAÇÃO DA QUALIDADE ÓTICA DE COLETORES SOLARES CONCENTRADORES PARABÓLICOS COMPOSTOS	1029
Beyer, P. O. e Krenzinger, A.	
A FLUIDIZED SOLAR COLLECTOR	1035
Fortes, A. F., Coimbra, C. F. and Costa, L. P.	
PERFORMANCE ANALYSIS OF A SOLAR-ASSISTED SWIMMING POOL HEATING SYSTEM	1039
Alkhamis, A. I. and Sherif, S. A.	
 ANÁLISE EXERGÉTICA	
<i>EXERGY ANALYSIS</i>	
EFICIÊNCIA EXERGÉTICA: CONCEITOS E APLICAÇÕES	1045
Gallo, W. L. R. e Milanez, L. F.	
AVALIAÇÃO DO PROCESSO DE COMBUSTÃO EM MOTORES DIESEL USANDO ANÁLISE DE SEGUNDA LEI	1051
Alegre, J. V. e Milanez, L. F.	
ANÁLISE EXERGÉTICA DO CICLO TÉRMICO DA CIA SIDE-RÚRGICA DE TUBARÃO/CST	1057

Donatelli, J. L. M. e Nogueira, L.A.H.

- ANÁLISE EXERGÉTICA DE UMA CALDEIRA DE GRANDE PORTE EMPREGANDO GASES SIDERÚRGICOS 1061**
Donatelli, J. L. M. e Nogueira, L.A.H.

FENÔMENOS DE TRANSPORTE EM SISTEMAS DE SANEAMENTO AMBIENTAL

TRANSPORT PHENOMENA IN ENVIRONMENTAL SYSTEMS

- DEPENDÊNCIA DO COEFICIENTE DE REOXIGENAÇÃO PARA COM A DIFUSIVIDADE MOLECULAR DO OXIGÊNIO NA ÁGUA 1067**
Schulz, H.E.

- A DISSIPAÇÃO DE ENERGIA COMO PARÂMETRO HIDRÁULICO DE INTERESSE NA QUANTIFICAÇÃO DO COEFICIENTE DE REOXIGENAÇÃO 1073**
Schulz, H.E., Giorgetti, M. F.

- SOBRE O MÉTODO DA SONDA SOLÚVEL FLUTUANTE PARA A DETERMINAÇÃO INDIRETA DO COEFICIENTE DE REOXIGENAÇÃO SUPERFICIAL EM CORPOS DE ÁGUA 1079**
Giorgetti, M. F. e Schulz, H.E

- DETERMINAÇÃO DO COEFICIENTE DE REAERAÇÃO DE CORPOS DE ÁGUA COM O EMPREGO DE ETILENO COMO TRAÇADOR GASOSO 1085**
Barbosa Jr., A.R. e Giorgetti, M.F.

- OSCILAÇÕES NA SOLUÇÃO NUMÉRICA EULERIANA COM ELEMENTOS FINITOS DA EQUAÇÃO DO TRANSPORTE FLUIDO 1091**
Araújo, A. M.

ESCOAMENTO DE FLUIDOS E TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM ENGENHARIA DE PETRÓLEO

FLUID FLOW AND HEAT TRANSFER IN PETROLEUM ENGINEERING

- FULLY DEVELOPED LAMINAR FLOW OF TWO IMMISCIBLE LIQUIDS THROUGH HORIZONTAL PIPES: A VARIATIONAL APPROACH 1095**
Kurban, A.P.A. and Bannwart, A.C.

- TRANSFERÊNCIA DE CALOR DE FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS EM TUBOS E ANULARES CONCÊNTRICOS 1101**
Fonseca, C.F.H. e Figueiredo, A.M.D.

- SIMULAÇÃO DO CONTROLE DE POÇOS DE PETRÓLEO EM ERUPÇÃO 1107**
Lage, A.C.V.M. e Figueiredo, A.M.D.

TÓPICOS ESPECIAIS EM ENGENHARIA E CIÊNCIAS TÉRMICAS E DE FLUIDOS

SPECIAL TOPICS IN THERMAL AND FLUID SCIENCE AND ENGINEERING

THE WAVE MOMENTUM METHOD FOR DRIFT FORCES ON FLOATING BODIES IN WAVES	1113
Morooka, C. K.	
ANÁLISE NUMÉRICA, POR TEORIA DE CONTROLE ÓTIMO, DOS TRANSIENTES DE TEMPERATURA E DE GRAU DE CURA, EM UM PROCESSO DE MOLDAGEM POR INJEÇÃO COM REAÇÃO	1119
Cintra, J.S. e Cintra, W.H.	
HEAT TRANSFER AND RHEOKINETICS OF CURING FLUIDS	1123
Shulman, Z.P., Khusid, B.M., Ivashkevich, E.V., Vlasenko, N.O. and Mansurov, V.A.	
PROJETO TÉRMICO DAS BATERIAS Ni-Cd DO SATÉLITE SINO-BRASILEIRO	1129
Muraoka, I., Bastos, J. L. F. e Leite, R. M. G.	
UMA NOVA EQUAÇÃO DE ESTADO PARA O HIDROGÊNIO E SUA APLICAÇÃO NO PROCESSO DE COMPRESSÃO	1135
Silva, E. P	
OTIMIZAÇÃO DE UM MAÇARICO DE PLASMA ATRAVÉS DO CONTROLE DA CAMADA LIMITE	1139
Marotta, A.	
POTÊNCIA TÉRMICA DISSIPADA NO CATODO DE UM MAÇARICO DE PLASMA A AR	1143
Marotta, A.	
CTC: UMA FERRAMENTA COMPUTACIONAL PARA O ENSINO DE CIÊNCIAS TÉRMICAS	1147
Braga, W.	
TURBINAS EÓLICAS PARA A GERAÇÃO DE ELETRICIDADE: ESTADO DA ARTE	1153
Feitosa, E.A.N.	

AUTORES / AUTHORS

A

Airoidi, V.J.T.	829
Alegre, J. V.	1051
Alkhamis, A. I.	1039
Almeida, V. F.	27,805
Altemani, C. A. C.	139
Álvares, C. M.	533
Alvarez G., P. I.	721
Alvarez, P. I.	529
Alves, C. F. E.	757
Alves, M. A. C.	843
Alvim Filho, G. F.	249,771
Amon, C. H.	159
Antonini, G.	785
Aparecido, J. B.	329
Araújo, A. M.	1091
Araújo, M. L. V.	923
Araújo, T. M.	751
Augusto Neto, A.	211
Azevedo, J. L. F.	177,183,233,243
Azevedo, L. F. A.	449

B

Bannwart, A.C.	1095
Barbosa Jr., A. R.	1085
Barbosa, E. M.	1023
Barreiros, A.	745
Barros, J. E. M.	771
Bartoli, B.	43
Bastani, A.	165
Bastos Netto, D.	757,781
Bastos, J. L. F.	837,1129
Bastos, L. E. G.	947
Bejan, A.	113
Bello Ochende, F. L.	101
Beltrán, J. I. L.	595
Bergles, A. E.	577
Bertoli, S. L.	731
Beyer, P. O.	1029
Bianchi, M. V. A.	405
Blum, J. C.	793
Bonna, V. J.	449
Bortolus, M. V.	193
Bottoni, M.	565
Bräscher Filho, P. P.	901
Bracarense, A. Q.	33

Braga, C. V. M.	541,817
Braga, M. C. F.	449
Braga, S. L.	683
Braga, W.	1147
Brandão, M. P.	205
Brasil, A.C.P.	427,805
Bressan, C.	761,829
Brincas, C.R.	619
Brito, J.	37
Brum, N. C. L.	559
Brun, G.	427
Buffat, M.	427
Burjaili, M. M.	533

C

Caldas, G. T.	1019
Cali, M.	9
Campo, A.	95,145
Carajilescov, P.	283
Carmona, J. R. C.	823
Carriere, Ph.	427
Carvalho Jr., J. A.	761,781
Carvalho, M. G.	745
Carvalho, M. S.	405
Carvalho, R. D. M.	577
Carvalho, T. M. B.	63
Castro, J. N. C.	973
Cespedes, J.F.P.	853
Chaves, C. A.	607
Chin, C.C.	853,859
Cintra, J. S.	1119
Cintra, W. H.	1119
Claeyssen, J.R.	341
Coimbra, C. F.	1035
Colle, S.	5,637,643,937
Conci, A.	817
Corat, E.J.	829,837
Correia, A. C. F.	601
Correia, P. B.	995
Cortez, L. A. B.	1007
Costa Jr., J. A.	421
Costa, C. F. M. N.	877
Costa, L. P.	1035
Costa, M. L. M.	689
Cotta, R. M.	63,335,559
Couto, H. S.	781
Cruz, G. M. M.	267

Cunha, A. G.	459
Cunha, C. M. P.	449
Cunha, F. R.	27,715,805
Cunha, F.R.	33
Cunha, P. M.	155
Cunha, R. P. P.	991
Cuomo, V.	41,43

D

Damasceno Ferreira, L. S.	613
Diniz, A. J.	329
Donatelli, J. L. M.	1057,1061
Duarte, M. V.	491
Duque, J.	793,919

E

Escobedo, J. F.	469,1019
-------------------------	----------

F

Fabbri, M.	393
Fagotti, F.	637,643
Falcão, J.B.P.	223
Farinha, C. C.	823
Farouk, B.	129
Feitosa, E. A. N.	1153
Fernández, E.F.	541
Fernandes, C.P.	619
Fernandes, L. C. V.	767
Fernandes, S.	119
Ferrari, C. A.	801,803
Ferreira, M. A.	761
Ferreira, R. T. S.	357,495,865,871,877,901
Ferreira, V. C. S.	189
Fiebig, M.	165,301
Figueiredo, A. M. D.	1101,1107
Figueiredo, J. R.	387
Finzer, J. R. D.	533,537
Fonseca, C. F. H.	1101
Fortes, A. F.	715,1035
Fracastoro, G. V.	41
Fraidenraich, N.	1023
François, O.	785
Freire, A.P.S.	313,317
Freire, J. T.	525,701,705
Freitas, R. L.	553

Fusegi, T.	129
--------------------	-----

G

Gallo, W. L. R.	1045
Gama, R.M.S.	51,689
Garcez, N.	987
Garcia, J. M.	655
Gersten, K.	89
Giaretto, V.	9
Giorgetti, M. F.	1073,1079,1085
Girardi, R. M.	199,217
Gonçalves, S.P.N.	931
Gotaç, P. R.	833
Gouvêa, J. P.	405
Gouveia, M. C.	811
Gouvello, C.	1001
Grenier, Ph.	631
Guerra, S. M. G.	1007
Guimarães, A.L.S.	757,833
Guimarães, G.	433
Guimarães, M. F.	805
Gurgel, G.O.	991
Gurgel, J.M.	21,631
Guths, S.	439

H

Hackenberg, C. M.	57,79,731
Hartnett, J. P.	583
Hazi, M.	785
Heiskanen, V. P.	761
Hinckel, J.N.	239,829,837
Hirata, M. H.	313
Hoays, H. S.	967
House, J.M.	107
Hu, R. Y. Z.	583
Hyun, J. M.	129

I

Imadojemu, H.	83
Ismail, K. A.	973
Ivashkevich, E.V.	1123

J

Jeandel, D.	427
---------------------	-----

Jen, L. C.	777
Johnson, R.	83

K

Khusid, B. M.	1123
Kieckbusck, T. G.	537
Kobayashi, M.H.	345
Koreeda, J.	239
Kozak, D. V.	261
Kozubsky, M.	817
Krajewski, W. F.	69
Krenzinger, A.	1029
Kurban, A.P.A.	1095
Kuwahara, K.	129

L

Lóra, M. A.	135
Lacoa, U.	95
Lage, A. C. V. M.	1107
Lage, G.	469
Lage, J. L.	113
Lage, P. L. C.	57
Lamberts, R.	439,957,983
Landa, H. G.	947
Langer, C. A.	357
Lauria, D.	453
Lauria, J. C.	453
Le Goff, P.	883
Leiroz, A. J. K.	335
Leite, J. V.	991
Leite, N. F.	443
Leite, R. M. G.	1129
Lemos, A. L. M.	991
Lemos, M. J. S.	375,381
Leroy, L. M. J.	1011
Letelier, M. F.	667
Lima, L. C.	125,465,951
Lima, R. C. F.	1023
Loula, A. F. D.	411
Lu, W.	797
Lyra, C.	995
Lyra, P. R. M.	415

M

Macchiato, M.	41
-----------------------	----

Machado, L. M.	649
Maliska, C. R.	351,363,367
Maneschy, C. E.	481
Mangueira, D. S.	475
Manke, A. L.	495
Mansurov, V. A.	1123
Mantelli, M.B.H.	15
Marchi, C. H.	351
Marcial, J.	919
Marotta, A.	459,1139,1143
Marques, M. E.	847
Marques, R. P.	907,913
Martinelli, S. A.	501
Martinez, R. H.	139
Martins, A. A.	469
Martins, A. L.	709
Martins, G.	895
Martins, P. M.	931,1011
Massarani, G.	701,705
Matsumoto, E.	381
Mattos, B. S.	177,183
Medeiros, B. L.	979
Medeiros, M. A. F.	323
Medina, E.	1
Meier, H. F.	725
Mello, P.	889
Melo, C.	847,865,967
Mendes, A.	37
Mendes, P. R. S.	287,485
Mendez, F.	1
Mendoza, O. S. H.	951
Mendoza-Covarrubias, C.	75
Menon, G. J.	119
Meunier, F.	21
Migueis, C. O. S. S.	817
Milanez, L. F.	1045,1051
Militzer, J.	371
Miranda, L. C. M.	443
Mitra, N. K.	165,301
Moller, S. V.	277
Moraes Jr., P.	211
Moraga, N.O.	661,667,669,673
Morales, J. C.	145
Morgenstern, A.	183
Mori, M.	725
Morooka, C. K.	1113
Morris, J. A.	525
Moura, L.F.M.	399

N

Naccache, M. F. 485
 Nagai, Y. E. 801,803
 Negrão, C.O.R. 5,937
 Nicolau, V. P. 439,963
 Nieckele, A. O. 811
 Nino, E. 41
 Nogueira, E. 559
 Nogueira, E. M. 991
 Nogueira, L. A. H. 1057,1061

O

Oliveira Jr., I.E. 829
 Oliveira Jr., S. 883
 Oliveira, C. F. P. 1019
 Oliveira, M. M. F. 979
 Orlando, A. F. 625

P

Paglione, P. 217,249,771
 Paiva, M.A.S. 853,859
 Parise, J. A. R. 811
 Parreira E. P. 125
 Passos, E. F. 1019
 Passos, J. C. 571
 Pedrini, A. 619
 Pedrosa Jr., O. A. 601
 Peixoto, R.A. 853,859
 Pellegrini, C. C. 307
 Pereira, J. T. V. 895
 Pereira, J.C.F. 293,345
 Pereira, R. H. 865
 Pessoa Filho, J. B. 63
 Philippi, P.C. 439,619,963,983
 Pieritz, R. A. 983
 Pimenta, M. M. 135
 Pinheiro, P. C. C. 785
 Prata, A. T. 357,495,519,613,695,871,877
 Purquerio, B. M. 501

Q

Queiroz, M. 737

R

Rangel, R. H. 547
 Rasmussen, K. G. 737
 Reyes S., A. 529,721
 Ribeiro, C. R. 491
 Rocha, J.M.P. 293
 Rocha, N. R. 649,655,923
 Romero, V. 669
 Romero-Lopez, A.F. 75
 Rosas, C.E. 661,667,673
 Ruscica, G. 9

S

Saboya, F. E. M. 155
 Sadhu, D.P. 189,227
 Salles, C. E. R. 833
 Sampaio, R. 689
 Sanches, C. G. 789
 Sanchez, A. 69,107
 Santana, C. C. 589,709
 Santos, F. J. 789
 Santos, G. A. 553
 Santos, P. R. F. 625
 Santos, R. L. A. 601
 Santos, W. F. N. 149
 Sarzeto, C. A. P. 411
 Schneider, P. S. 983
 Schuler, C. 145
 Schulz, H.E. 271,507,513,1067,1073,1079
 Schwarzer, B. 883
 Scofano Neto, F. 405
 Sebben, S. T. 519,695
 Semião, V. 745
 Sengpiel, W. 565
 Sherif, S. A. 1039
 Shulman, Z.P. 1123
 Silans, A. P. 475
 Silva, A. F. C. 351,363,367
 Silva, A. J. 89
 Silva, E. P. 1135
 Silva, L. F. F. 249
 Silvaes, O. M. 927
 Silveira, A. M. 705
 Silvestrini, V. 43
 Simonis, C. 95
 Sinay, L. R. 757

Smith, I. K.	907,913
Smith, T.F.	107
Sosman, L. P.	803
Souza, J. P.	937
Soviero, P. A. O.	193,199
Stevens, J.	171
Su, J.	317
Sun, Y.	371

Zdebsky, S. R.	941
Zdravistch, F.	233
Zerbini, E. J.	927
Zhu, J. X.	301
Zylbersztajn, D.	987

T

Teixeira, C. O. M. M.	79
Tiba, C.	1023
Toro, P. G. P.	255,677
Tramutoli, V.	41
Travelho, J. S.	149,751
Treviño, C.	1
Trevisan, O. V.	595,607
Trindade, C. O. C.	1015
Troise, G.	43

V

Vargas, R. M. F.	341
Velloso, V. R.	481
Vianna, J. N. S.	823
Vicente, R. V.	801
Victório, J. R. S.	761
Vieira, S. L.	589
Vilhena, M. T.	341
Villar Ale, J. A.	189
Vinagre, H. T. M.	287
Viskanta, R.	683
Vlasenko, N. O.	1123

W

Webb, B. W.	171
Weyne, G. R. S.	777
Whidden, G. L.	171

X

Xu, J.	797
----------------	-----

Z

Zanetti, J. C.	991
------------------------	-----

AN EXPERIMENTAL STUDY OF THE STATIC AND DYNAMIC FILTRATION OF A HYDRAULIC FRACTURING FLUID AT AMBIENT TEMPERATURE.



PAULO ROBERTO DA FONSECA SANTOS
INMETRO, RJ
ALCIR DE FARO ORLANDO
PUC/RJ



SUMMARY

This research deals with the measurement of the leakoff properties of a hydraulic fracturing fluid, flowing through the natural porous medium of an oil reservoir at ambient temperature. Studying the shape of the function used to model the filtration is the main objective of this work. An experimental set up was designed and built to perform this task. Filtration tests were carried out with a newtonian (water) and a non-newtonian fluid (HPGUAR-60 lbm/1000 gal), under static and dynamic conditions.

INTRODUCTION

In the hydraulic fracturing operation a viscous fluid is pumped through the oil well at a sufficient high pressure so that the reservoir can be fractured and the resulting smaller resistance to fluid flow increases the oil production, Baker [1]. In order to prevent the fracture from closing down when the pumping stops and the pressure is released at the surface, sand or any other proppant can be added to the fracturing fluid. The final state of the fracture, that is, length and width, is determined by the filtration properties of the fluid through the formation, known as leakoff, and the amount of the proppant in the fracture. Also, the required time for closing the fracture is a function of the rate of fluid loss to the formation. Thus, a better understanding of the filtration process will help the simulation procedure used to predict the hydraulic fracturing operation.

The filtration process is usually described by the coefficient of fluid loss. Its determination in the laboratory is usually done both statically and dynamically. In the first case, the fluid is kept under a controlled pressure inside a porous wall reservoir. The amount of leakoff fluid is then measured for several pressure differences across the walls, and the data fitted to an accepted leakoff versus time function, which determines the fluid loss coefficient. In the second case, the fluid loss through the porous walls of a duct is measured when the fluid flows under different pressures across it. Although the last determination is less frequent than the former one, for being easier to be carried out, the literature points out that the data could better represent the field conditions, because they take into account the erosion of the filter cake on the walls due to the fluid flow velocity gradient, which could increase the rate of fluid loss.

The objective of this research is to experimentally study the differences between the two determinations of the rate of fluid loss and to examine the validity of the shape of the leakoff versus time function used to fit the experimental data. As working fluids, a newtonian (water) and non-newtonian fluid (HPGUAR-60 lbm/1000 gal) were chosen for the experiments.

The filtration process through the walls of a fracture is divided into three mechanisms: formation of a filter cake on the fracture wall (well region), displacement of the filtered fluid inside the formation (invaded region) and compression of the original fluid in the formation (non-invaded region). According to McDaniel [2], only the first mechanism has been studied in the literature, most of the time. The results of the static tests are usually expressed in terms of the static filtration coefficient C_w . No realistic model for the dynamic filtration coefficient C_d exists to describe the fluid loss to the formation. Therefore, most of the available information refers to the static coefficient C_w , API-RP 39 [3], Karimi [4], McDaniel [2] and Zigrye et alii [5]. The static filtration coefficient C_w is usually determined by plotting the fluid loss volume V (ml) versus the square root

of time (min). The straight portion of this curve is curve fitted to a straight line, resulting in:

$$C_w = 0.005 \cdot m_w / A \quad (1)$$

where A is the cross section area for filtration, cm^2
 m_w is the angular coefficient, ml/sqr(min)

According to Karimi [4], when the rate of fluid loss becomes constant the dynamic filtration coefficient C_d can be expressed:

$$C_D = 0.01 \cdot m / A \quad (2)$$

where m is the angular coefficient, ml/min

The available experimental data for the filtration coefficient indicate that there is a clear trend towards having a higher value for the dynamic one in non-newtonian fluids. Also, there is a clear indication that when no cake formation is allowed on the fracture wall, like in most newtonian fluids, there may not be any difference between the two coefficients. McDaniel [2] supported this statement with his experiments using a newtonian fluid (glycerol). These experiments were performed for a permeability of 0.28 mD, a pressure differential of 550 psi (3.79 MPa), and a shear rate in the range of 0 to 1236 s^{-1} . The same results were obtained for a permeability of 0.10 mD, a pressure differential of 1000 psi (6.90 MPa) and the same shear rate range. However, when using a non-newtonian fluid (HPGUAR - 30 lbm/1000 gal) at ambient temperature (27 °C), for a permeability of 0.20 mD, pressure differential and a shear rate from 41 to 123 s^{-1} , the dynamic filtration coefficient was from 3.6 to 5 times larger than the static one.

The classic theory of filtration shows that the filtration coefficient C_w must be proportional to the square root of the pressure differential, since the permeability is not a function of pressure and the filter cake is incompressible, Settari [6]. Roodhart [7] confirmed these results, when testing with cross-linked HPGUAR and 5% Diesel, in the pressure range of 50 bar (5 MPa) to 150 bar (15 MPa) and a shear rate range from 109 to 611 s^{-1} , at ambient temperature. However, Ford & Penny [8] using HPGUAR (40 lbm/1000 gal), with a titanate cross-linker at 79 °C, pressure differential range from 30 psi (0.21 MPa) to 1000 psi (6.90 MPa) and shear rate from 40 to 100 s^{-1} , found a one over the square root of 6 dependence. In these experiments, another important conclusion was reached. The filtration rate was proportional to the 0.5 to 1 power of time, rather than 0.5, as usual.

Darcy's law for a steady state, one dimensional horizontal fluid flow through a porous medium, saturated with an incompressible fluid, Amyx & Bass [9], can be expressed by:

$$v = -(K/\mu) \cdot dP/dx \quad (3)$$

where v is the velocity of fluid in porous medium
 K is the permeability
 μ is the viscosity of the fluid
 P is the fluid pressure

The above equation can be integrated [6] to show that in all three regions of influence of the filtration the fluid velocity (v) is inversely proportional to the square root of time. Another integration shows that the fluid loss volume (V) is proportional to the square root of time. Also, different coefficients of filtration can be defined for each region: C_w for the filter cake region, C_f for the invaded region and C_r for the non-invaded region (reservoir region). The following relationships can therefore be derived:

$$v = C_w/\sqrt{t} \quad (4)$$

$$V = 2 \cdot C_w \cdot \sqrt{t} + V_s \quad (5)$$

where V_s is the spurt loss (sudden fluid loss)

$$C_w = \sqrt{\frac{K \cdot \alpha \cdot \Delta P \cdot A^2}{2\mu}} \quad (6)$$

However, the main restriction to this classical filtration theory is that it does not take into account the influence of the wall velocity gradient on the erosion of the filter cake layer, thus changing the rate of fluid loss, [2],[6],[7] and [8].

The main objective of this work is to experimentally contribute to the filtration theory by reducing the acquired data and to critically analyse the hypotheses of the classical filtration theory, when used with a hydraulic fracturing fluid.

EXPERIMENTAL PROCEDURE

Description of the Test Rig.

An experimental setup was designed and built to take the necessary data for this research. Another parallel work [10] was conducted to determine the rheological properties of the fracturing fluid used in these experiments and only their results are referred to in this paper. Thus, the rig to be described below includes both test sections for rheological property evaluation and filtration characteristic determination.

Figure 1 presents the schematics of the experimental setup. A 300 liter capacity reservoir is used to store the fluid to be tested before its cross-linking in line. Four 1kW electric resistances heat the gel during the hydration phase of the fluid preparation. The heating power is adjusted by means of a temperature controller, which uses a thermocouple as a sensor. A

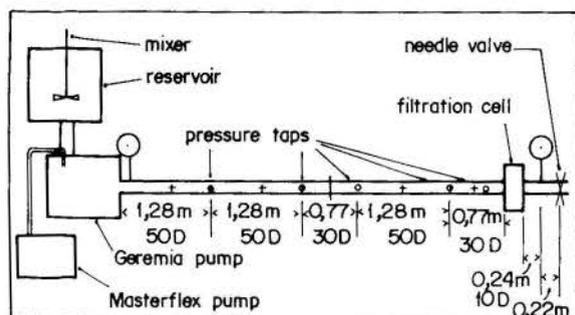


Fig. 1- Schematics of the test rig.

vertical axis mixer was installed and its driving motor placed on the top of the reservoir. Its maximum speed was 300 rpm.

A 4HF20 model GEREMIA helicoidal pump was used to drive the fluid through the test section. The pump speed is controlled by a 4 hp varimot, from nearly 0 to 1600 rpm, which gives 17.1 l/min. A needle valve placed at the end of the test section can be set to pressurize the system up to 24 kgf/cm² (2.35 MPa). A Masterflex 7534-30 model Cole Parmer pump is used to add sodium hydroxide (cross-linker) to the fluid in the line that connects the reservoir to the helicoidal pump, at a controlled flow rate from nearly 0 to 6 l/min.

The test section is a 5.5 m long, 1" (2.54 cm) diameter insulated (1" thick) cast iron pipe. Four pressure taps, 50 diameters apart, were drilled to measure the pressure drop for rheological evaluation. In order to be sure that the flow was completely developed, the first one was drilled 50 diameters from the pipe entrance, as verified by calculation and measurements.

The filtration cell is placed 18 diameters from the end of the test section, where a needle valve controls the pressure in the system when the pump is in operation for dynamic filtration experiments. When the pump is shut down, the pressure is immediately released in the filtration cell. Thus there is a need of placing another needle valve just before it, for static filtration measurement, so that the pressure in the system can be maintained. The cell is composed of two radial branches leaving the main direction of fluid flow, which coincides with the pipeline axis. Two porous media, 2.5 cm long and 2.5 cm diameter, can be placed in those branches and the radial fluid loss measured as a function of time with a 5 kg capacity digital weighter to within 0.01 g. The effect of the symmetry on the filtration was investigated and it was concluded to be negligible to within the uncertainty of measurements.

Two Bourdon type manometers were used to measure the local pressure along the line. The first one, placed at the entrance of the pipe, a CROSBY manometer, measures the pressure up to 42 kgf/cm² (4.12 MPa) to within 0.5 kgf/cm² (0.05 MPa). The second one, placed near the filtration cell, is also a CROSBY manometer, and measures the pressure up to 21 kgf/cm² (2.06 MPa) to within 0.2 kgf/cm² (0.02 MPa). The differential pressure for rheological evaluation was measured with a Rosemount differential pressure transducer in the range up to 100 psi (690 kPa) to within 0.5%.

The temperature in the test section was measured with a four junction copper-constantan thermopile attached to the pipeline wall to within 0.1 °C.

The flow rate was measured by measuring the time necessary to fill a 20 liter capacity reservoir.

Porous Media for Filtration Tests

Two types of porous media were used in the experiments. A natural one, which has clay in its composition, and an artificial one. The natural one was used for water filtration tests, resulting in a variable permeability medium, depending on the absorption of water by the clay. Therefore a methodology had to be developed to analyse the data. Also, in a later experiment, a stabilizing agent (cationic polymer) was used to prevent any other variation of water absorption, after the porous medium had been exposed to it for about 60 hours. However, no improvement was observed. The artificial porous medium used in the experiments was basically a sand filter. It was manufactured from a 2.5 cm outside diameter, 2.4 cm long, steel rod, to an internal diameter of 1.7 cm, as a hollow cylinder. Sand was washed with HCl (36%) for 30 minutes and distilled water afterwards. After being dried in an oven, it went through a 0.29 mm mesh size sieve, and put together with the cylinder and two closing screens of the same mesh size, thus making up the filter.

Qualification of the Test Rig

The qualification of the test rig was carried out with water as a working fluid in turbulent flow. Pressure drop in the test section was measured with an inverted U-tube that uses the air as the manometer fluid. The differential height was measured to within 1 mm of water column. The friction coefficient was obtained from the Moody diagram [11], for a relative rugosity of 0.01 (cast iron, commercial pipe). The test section has four equally spaced pressure taps (1.28 m apart). Thus, three pressure drop data were available, one for each sub-section.

The results agreed to within 5 - 10%, for large pressure drops. The worst agreement was obtained for low pressure drops, sometimes 19%.

Static and dynamic filtration tests with water were conducted to check the methodology and qualify the rig. The results will be presented afterwards.

Filtration Tests with HPGUAR

The preparation of the non-newtonian fluid followed a rigid procedure so that the repeatability of the results could be assured. Firstly, HPGUAR was diluted in alcohol and then added to 300 liters of water in the reservoir, making up the 60 lbm/1000 gal concentration (7.2 g/l). The hydration phase of the HPGUAR lasted for 1.5 hours, with the mixer turned on. Then, boric acid was added to the mixture in a 4.5 lbm/1000 gal concentration (0.54 g/l), and then turned off after 1 more hour of operation. The fluid was kept still for more than 12 hours before the test run, so that the air bubbles could leave the liquid. The cross-linking of the gel was obtained in line, by adding 13 ml of sodium hydroxyde (2%) to every liter of the liquid flowing through the pipeline, by the Masterflex pump.

The amount of the so prepared fluid was enough to run a test for 15 to 60 minutes, respectively for maximum and minimum flow rate. The tests were carried out at ambient temperature.

RESULTS

Water Filtration Tests under Dynamic Conditions - 1st Exp.

Two natural porous media were used in the experiments: plug B7008H and plug B7013H. The values of permeability and porosity were determined for a condition of no water absorption.

Three tests were run for each plug, at three different pressure differentials: 28 psi (196 kPa), 71 psi (490 kPa) and 114 psi (785 kPa). Another set of experiments was also conducted for the same pressure differentials. It can be concluded that; a) The filtered volume is a linear function of time, as expected, because there is no formation of filter cake. b) The comparison of different runs for the same plug and pressure differential shows that the permeability changed between two runs, but not during the same run. This can be explained by the absorption of water by the clay, which changes the porosity and therefore the permeability.

Another set of runs was carried out for filter B7013H, and the same pressure differential (196 kPa). The objective of the test was to investigate the influence of the flow perturbation caused by the presence of one or two radial porous media on the filtration rate. The difference was small. Therefore it was decided to use only one plug in the cell for simplicity.

Water Filtration Tests under Static and Dynamic Conditions 2nd Experiment

Only plug B7013H was used in this second set of experiments. As an attempt to stop a further absorption of water by the clay in the plug, the filter was immersed in a solution of the stabilizing agent for 60 hours before running the test. Sixteen tests were run for 6 different pressure differentials. Figures 2,3 and 4 present the results. Again, it can be seen that the filtered volume is a linear function of time, showing that there is no formation of a filter cake, as expected. Also, the permeability changed between two runs, for the same pressure, but not during each run.

The filtration coefficients C_w and C_d were calculated using its definition and fitting a straight line to the data points for each run and its pressure, expression (7). The uncertainty was estimated in the 6 to 9 % range, for 95.4 probability level.

$$C_d = (dV/dt)/A \quad (7)$$

Figures 5 and 6 show the variation of the dynamic filtration coefficient (C_d) with pressure differential in the first and second experiments, respectively. Figure 7 shows the variation of the static filtration coefficient (C_w) with pressure differential in the second experiment. It can be seen that C_d and C_w vary linearly with pressure differential.

Permeability values were calculated according to Darcy's law,

$$K = (\mu \cdot L / A \cdot \Delta P) \cdot (dV/dt) \quad (8)$$

Thus, eq. (7) and (8) show that for the same pressure differential and viscosity the filtration coefficient is a linear func-

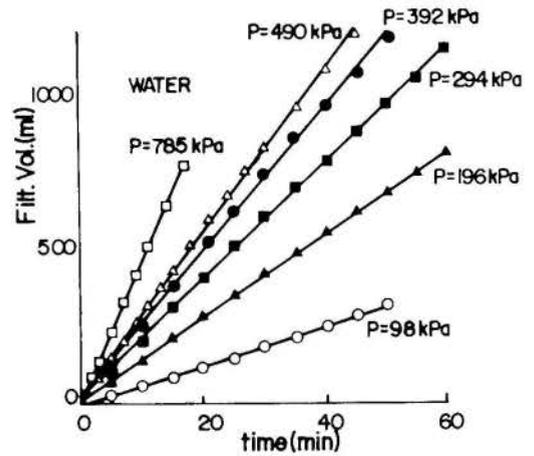


Fig. 2 - Dynamic filtration volume versus time - Experiment 2 Filter B7013H run 1; x run 2; + run 3; run 4; Δ run 5; run 6

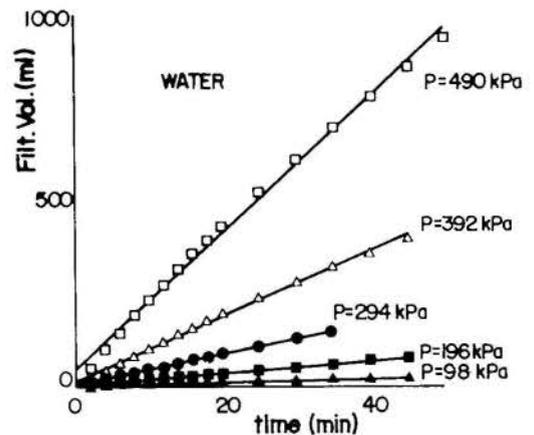


Fig. 3 - Dynamic filtration volume versus time - Experiment 2. Filter B7013H run 7; Δ run 8; run 9; + run 10; x run 11

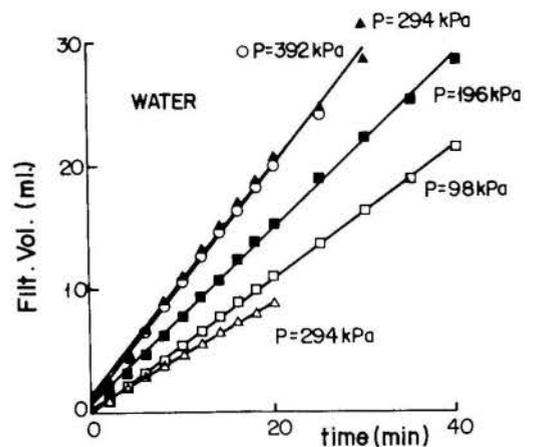


Fig. 4 - Static Filtration volumes versus time - Experiment 2. Filter B7013H run 12; + run 13; run 14, run 15; Δ run 16

tion of permeability.

Therefore, a plot can be made for the dynamic filtration coefficient C_d as a function of permeability K , for different pressure differentials. This plot is useful for comparing C_d and C_w for the same pressure differential and permeability value.

Thus a methodology was presented to determine the fil-

tration coefficient for a variable permeability natural porous medium, under static and dynamic conditions. It is shown that the results agree to within 12% at most, which is probably the uncertainty of measurement of the whole calculation process which is slightly above the uncertainty of measurement of the filtration coefficient.

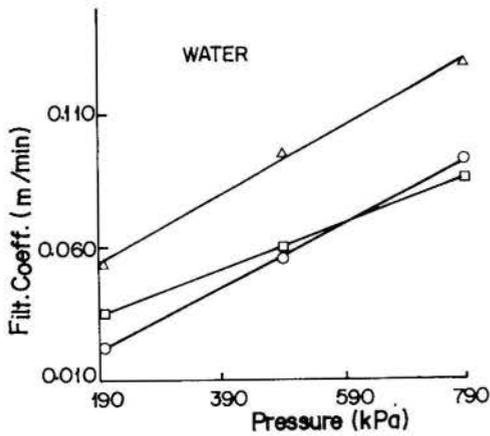


Fig 5 - Filtration coefficient versus pressure exp. 1 - dynamic filtration filter B7013H: Δ runs (1,2,3); runs (5,6,7) filter B7008H: + runs (1,2,3)

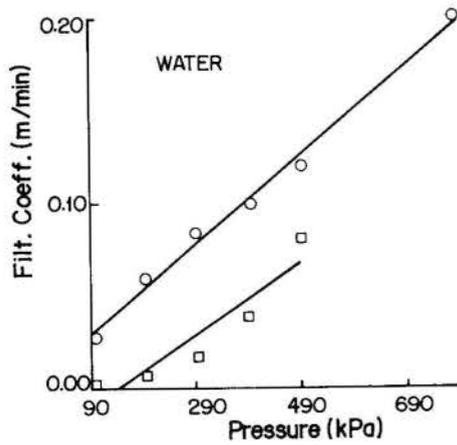


Fig. 6 - Filtration coefficient versus pressure exp. 2. Filter B7013H - Dynamic Filtration runs (1,2,3,4,5,6) runs (7,8,9,10,11)

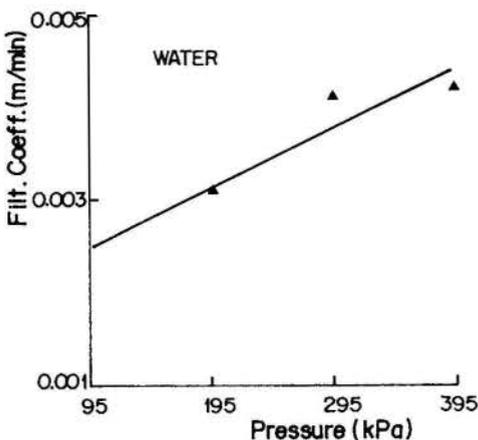


Fig. 7 - Filtration coefficient versus pressure exp. 2. Static filtration filter B7013H - run (12,13,14,15)

HPGUAR Filtration Tests under Static and Dynamic Conditions

For the filtration tests, only the artificial sand filter was used. Even though, its permeability varied during the experiments due to, probably, the introduction of the gel into the porous medium, which can change the porosity and thus the permeability. Its original permeability was measured with water and a value of 7.2 D was found, to within 11% uncertainty.

Twenty four tests were run for HPGUAR, for a 0 to 177 s^{-1} shear rate range and 690 to 2069 kPa range, including both static and dynamic conditions.

Figures 8 to 12 present a plot of the Filtered Volume as a function of time. Each straight line has an identification (a,b), where a is the pressure (kPa) and b is the shear rate (s^{-1}). It is clearly observed that the volume varies linearly with time, rather than with its square root. In early filtration times this relationship may not be valid, which could indicate that the change in permeability due to filter cake formation occurs only in a short time.

The filtration coefficients were obtained as before, equation (7). The uncertainties are larger than for water. Although the permeability varied due to probably a change in porosity, it is clearly seen that the static coefficient is always smaller than the dynamic one, which confirms the findings of several authors. Equation (8) can be used to calculate the ratio between permeability and filtered fluid viscosity K/μ . Thus, a curve fit can be obtained, filtration coefficient versus pressure differential, for approximately the same ratio K/μ . Figure 13 shows the result. It can be seen that the filtration coefficient varies linearly with pressure differential, as indicated by some authors.

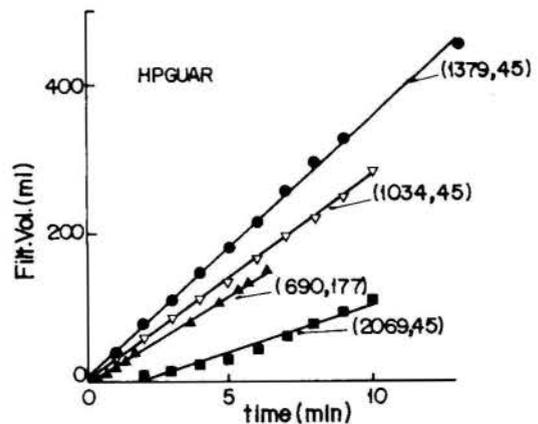


Fig. 8- Dynamic Filtration time volume versus time

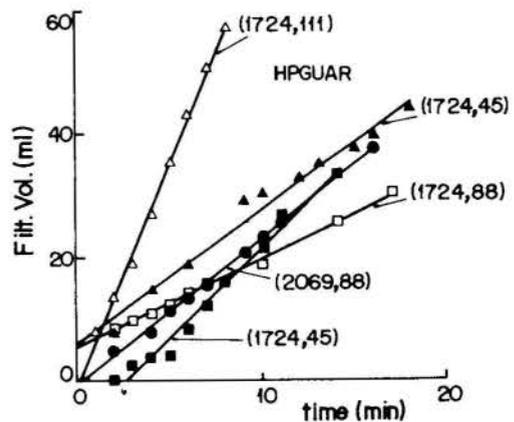


Fig. 9- Dynamic filtration volume versus time

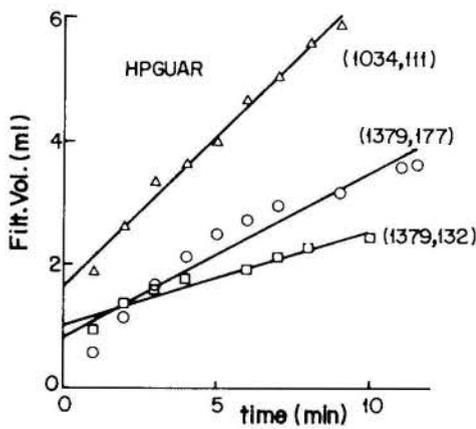


Fig. 10- Dynamic filtration volume versus time

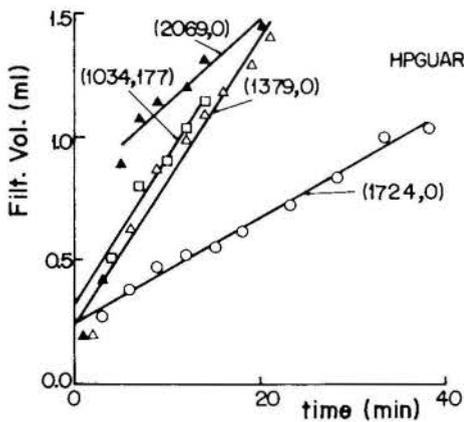


Fig. 11- Static and dynamic filtration volume versus time

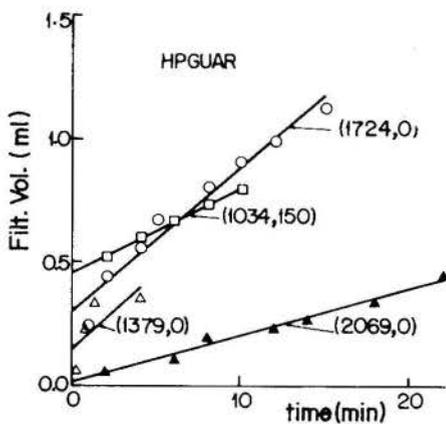


Fig. 12- Static and dynamic filtration volume versus time

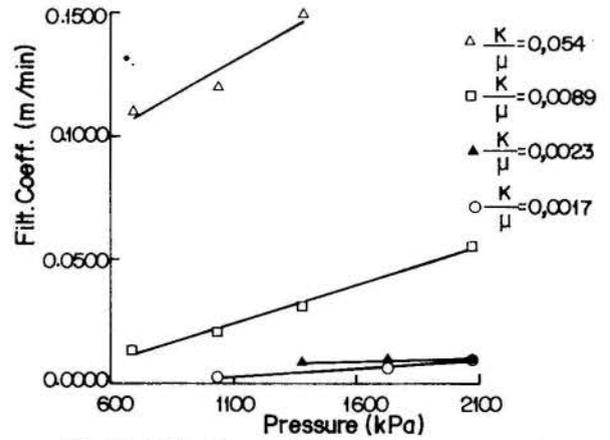


Fig. 13- Filtration coefficient versus pressure $\left(\frac{k}{\mu} \text{ in } \frac{D}{cp}\right)$

CONCLUSIONS

A methodology was developed to determine de filtration coefficient under static and dynamic conditions, and was used with water. To within the uncertainty of measurement, no difference was found between the two values. Also, it was found that the filtered volume varies linearly with time, and filtration coefficient varies linearly with pressure differential.

Tests with HPGUAR (60/lbm/1000 gal) show that the same linear relationship for filtered volume-versus-time, and filtration coefficient-versus-pressure differential holds. For early filtration times, these conclusions may not be valid, which could indicate that the change in permeability due to formation of filter cake occurs in a short period.

Finally, it was found that the static coefficient is smaller than the dynamic one, as found by many authors.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors would like to acknowledge the important contribution to this work by CENPES-PETROBRAS, mainly Eng. Benjamim Plavnik (SECREs-DIPLoT), for having provided the material support for this investigation, which allowed the construction of the experimental setup used for data taking. Also the authors would like to acknowledge the contribution of INMETRO, PUC/RJ and FAPERJ in the completion of this work.

REFERENCES

- [1] Baker, R., "Oil & Gas - The Production Story", Petroleum Extension Service - Div. of Continuing Education - University of Texas at Austin, 1983.
- [2] MacDaniel, R.R. et alii, "An Improved Method for Measuring Fluid Loss at Simulated Fracture Conditions", SPE Journal August 1985.
- [3] API-RP 39, "Standard Procedure for Evaluation of Hydraulic Fracturing Fluids", American Petroleum Institute, Jan. 1983.
- [4] Karimi, A.R. "Drilling Mud Fluid Loss Control at High Pressure - High Temperature", MSc Thesis in Petroleum Engineering, The Graduate School - University of Tulsa, 1978.
- [5] Zigrye, J.L., Whitfill, D. & Sievert, J.A. "Fluid Loss Control Differences of Crosslinked and Linear Fracturing Fluids", Paper SPE 12153, 1983.
- [6] Settari, A., "A New General Model of Fluid Loss in Hydraulic Fracturing", SPE Journal, August 1985.
- [7] Roodhart, L.P., "Fracturing Fluid, Fluid Loss Measurement under Dynamic Conditions", Paper SPE 11900, 1983.
- [8] Ford, W.G.F. & Penny, G.S., "The Influence of Downhole Conditions on the Leakoff Properties of Fracturing Fluids", SPE, February 1988.

- [9] Amyx, J.W. & Bass Jr, D.M. in "Petroleum Production - Handbook" vol II, Thomas C. Frick & William Taylor (Editors), McGraw Hill Book Co. 1962.
- [10] Guimaraes, G.S. Análise das Características Reológicas de um Fluido de Fraturamento Hidráulico, Tese de Mestrado, PUC-Rio, 1989.
- [11] Fox, R.W. & McDonald, A.T. "Introdução a Mecânica dos Fluidos", Editora Guanabara 1988.

RESUMO

Esta pesquisa trata da medida das propriedades de filtração de um fluido de fraturamento hidráulico, escoando através de um meio poroso natural de um reservatório de óleo a temperatura ambiente. O estudo da forma da função usado para modelar a filtração é o objetivo principal deste trabalho. Um equipamento experimental foi projetado e construído para esta pesquisa. Testes de filtração foram realizados para um fluido newtoniano (água) e não newtoniano (HPGUAR-60 lbm/1000 gal), sob condições estáticas e dinâmicas.

MEDIÇÃO DA CONDUTIVIDADE TÉRMICA DO CARVÃO ATIVADO
AC 35 EM PRESENÇA DE GASES INERTES E DE
DIFERENTES CONCENTRAÇÕES DE METANOL ADSORVIDO



José Mauricio Gurgel
Laboratório de Energia Solar
Universidade Federal da Paraíba
58.000 - João Pessoa - PB

Ph. Grenier
LIMSI-CNRS
B.P.30, F 91406
Orsay - (France)



A condutividade térmica do carvão ativado AC-35 foi identificada utilizando o modelo de Bauer-Schlünder a partir de medidas da condutividade térmica de um leito poroso na presença de diferentes gases inertes. Os resultados mostram que a condutividade do carvão cresce linearmente com a concentração de metanol adsorvido e depende da pressão dentro do domínio de 1-5 bar. Um simples modelo é desenvolvido para levar em conta o efeito de Knudsen dentro dos macroporos, tendo mostrado boa concordância com os resultados experimentais obtidos.

INTRODUÇÃO

Recentemente, vários estudos sobre produção de frio a partir da energia solar (1-5) e sobre bombas de calor a sorção sólida (6) mostraram que o par carvão ativado AC-35-Metanol permite a obtenção de bons resultados revelando-se um dos melhores pares para esse tipo de aplicação.

O dimensionamento dos equipamentos para a realização desses processos depende das transferências de calor e massa, tornando-se então necessário o conhecimento da condutividade térmica do carvão ativado sob diferentes condições de pressão gasosa e de concentração de metanol.

A medida direta da condutividade térmica do carvão ativado é difícil visto que ele se encontra disponível somente na forma de grãos de pequenas dimensões. Por isto, utilizou-se um método indireto, que consiste em medir a condutividade térmica de um leito de grãos de carvão na presença de um gás conhecido; a condutividade deste leito é basicamente função da condutividade do gás intersticial, da geometria e condutividade dos grãos. A utilização de um modelo matemático que leve em conta estas variáveis, permite então encontrar por identificação a condutividade aparente do sólido (carvão) a partir de medidas efetuadas sobre um leito poroso.

Os primeiros modelos elaborados para a transferência de calor em meios granulares foram realizados por Maxwell (7) e Rayleigh (8). Vários outros modelos foram em seguida propostos baseados na resolução exata da equação de Fourier (7-9) mas aplicáveis a um certo número restrito de geometrias. Outros modelos semi-empíricos, supõem que o leito granular seja separado em partes distintas (sólido e gasoso) e tratados por analogia entre fluxo de calor e corrente elétrica (lei de Ohm), foram propostos e se mostraram satisfatórios para vários resultados experimentais (10-12).

MODELO

É usado o modelo de Bauer-Schlünder (12) que tem sido utilizado e sugerido por vários autores (13-15), por apresentar bons resultados com a confrontação experimental em um grande número de casos estudados. Este modelo considera uma célula unitária (fig.1) composta de duas partículas em contato cujos centros estão sobre uma mesma linha de fluxo

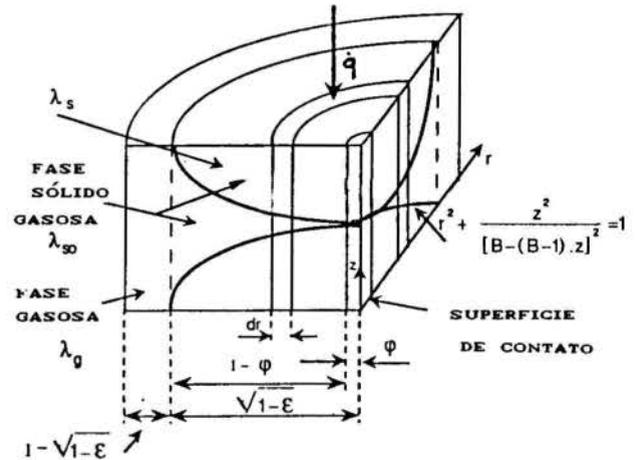


Fig.1 Célula elementar usada para o calculo da condutividade térmica do leito granular.

de calor. É suposto uma transferência de calor de fluxo constante, paralelo ao gradiente médio de temperatura, que leva a um esquema do tipo série-paralelo no qual uma fração do volume gasoso que corresponde a uma coluna continua tendo superfície igual a $1 - (1 - \epsilon)^{1/2}$ (16) está em paralelo com um volume de superfície relativa $(1 - \epsilon)^{1/2}$ compreendendo a parte sólida em série com o gás que os separa. Adiciona-se ainda a este esquema uma parte sólida em paralelo para o fluxo de calor que passa diretamente pelos contatos sólidos tendo superfície relativa ϕ entre as partículas.

Para tornar o modelo válido para grãos de qualquer forma geométrica, é suposto que a interface sólido-gás é de revolução em torno de um eixo paralelo ao gradiente térmico médio (eixo z) que tem a seguinte equação:

$$r^2 + \frac{z^2}{[B - (B - 1).z]^2} = 1 \quad (1)$$

B é um parâmetro dependente de um fator de forma C_{form} , do valor ξ da dispersão granulométrica e da porosidade ϵ do meio granular. BS apresentam para B a seguinte expressão:

$$B = C_{form} [(1 - \epsilon)/\epsilon]^{10/\rho} (1 + 3\xi) \quad (2)$$

O valor de B depende da forma geométrica da partícula sólida utilizada na célula elementar do modelo. Na figura 2, são apresentados diferentes casos típicos para valores de B que correspondem a geometrias bem contrastantes: para B = 1, se obtém uma superfície de uma esfera; para B < 1, tem-se uma superfície pontuda e B > 1 se obtém uma superfície achatada.

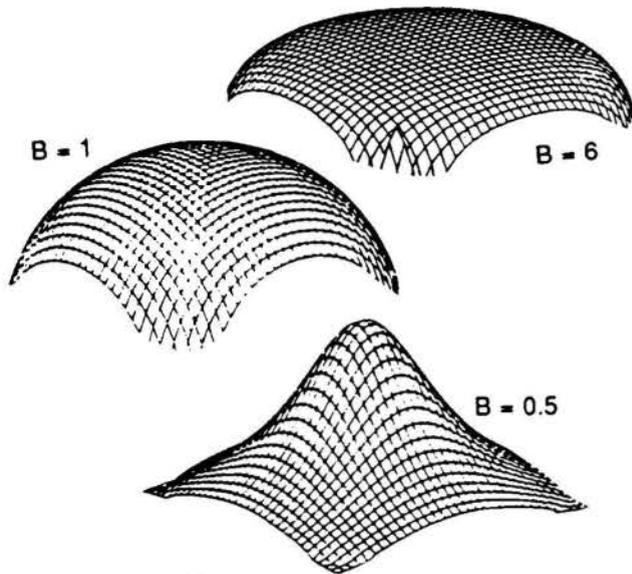


Fig.2 Casos típicos de valores de B que correspondem a geometrias equivalente de grãos.

Os valores do fator de forma C_{forma} e da distribuição granulométrica ξ são determinados experimentalmente e valem: $C_0 = 1.25$ para grãos esféricos e $C_0 = 2.5$ para grãos cilíndricos. $\xi = 0$ para uma distribuição uniforme.

A transferência de calor por radiação térmica é calculada através de uma condutividade equivalente que para o caso de um pequeno gradiente de temperatura é dado por:

$$\lambda_R = 4 \sigma T^3 D / (2/e - 1) \quad (3)$$

onde D é a dimensão característica da partícula sendo para uma esfera igual ao diâmetro e para um cilindro igual ao diâmetro de uma esfera de volume equivalente. σ é a constante de Stefan-Boltzmann e "e" a emissividade média da partícula.

Para o caso de baixas pressões gasosas quando o livre percurso do gás atinge a mesma ordem de grandeza das distâncias intergranulares, (regime de Knudsen) a condutividade térmica aparente do gás λ_g^* é dada por:

$$\frac{\lambda_g^*}{\lambda_g} = 1 + 2 \delta g / D \quad (4)$$

O coeficiente g é dado segundo Kennard (17):

$$g = (2 - a)(9\gamma - 5) / 2a(a + 1) \quad (5)$$

onde a é o coeficiente de acomodação que depende da natureza do gás e do estado de acabamento das paredes dos grãos, $\gamma = C_p/C_v$.

Finalmente a fração φ que permite a transferência de calor diretamente pelos contatos sólidos é dado pela seguinte equação:

$$\varphi = 23 \rho^2 / (1 + 22 \rho^{4/3}) \quad (6)$$

sendo $\rho = dc/D$ onde dc é o diâmetro médio da superfície de contato. O valor de ρ deve ser encontrado experimentalmente.

Finalmente a expressão geral para o cálculo da condutividade térmica do meio granular é a seguinte:

$$\frac{\lambda_l}{\lambda_g} = \left[1 - \sqrt{1 - \epsilon} \right] [X1 + X2] + \sqrt{1 - \epsilon} [X3 + X4] \quad (7)$$

Com:

$$X1 = \frac{\epsilon}{(1 - \epsilon) + \frac{\lambda_g}{\lambda_g^*}} \quad (8)$$

$$X2 = \epsilon \frac{\lambda_R}{\lambda_g} \quad (9)$$

$$X3 = \varphi \frac{\lambda_s}{\lambda_g} \quad (10)$$

$$X4 = (1 - \varphi) \frac{\lambda_{s0}}{\lambda_g} \quad (11)$$

Esta equação geral corresponde a soma de duas partes sendo a primeira correspondente ao fluxo de calor transmitido por condução gasosa e por radiação pela fase contínua gasosa e a outra, a soma do fluxo pelos contatos sólidos e do fluxo que passa em série entre as partículas e o menisco gasoso que as separa. A condutividade λ_{s0} correspondente a este último termo é encontrada através da integração do fluxo de calor entre as paredes das partículas da célula elementar resultando na seguinte expressão:

$$\frac{\lambda_{s0}}{\lambda_g} = \frac{2}{M} \left[\frac{B \left(\frac{\lambda_S}{\lambda_g} + \frac{\lambda_R}{\lambda_g} - 1 \right) \frac{\lambda_g}{\lambda_g^*} / \frac{\lambda_s}{\lambda_g}}{M^2} \right]$$

$$\ln \frac{\left(\frac{\lambda_S}{\lambda_g} + \frac{\lambda_R}{\lambda_g} \right) \frac{\lambda_g}{\lambda_g^*}}{B - 1 \frac{\lambda_g}{\lambda_g^*}}$$

$$B \left[1 + \left(\frac{\lambda_g}{\lambda_g^*} - 1 \right) \left(\frac{\lambda_S}{\lambda_g} + \frac{\lambda_R}{\lambda_g} \right) \right] + \frac{B + 1}{2B} \left[\frac{\lambda_R}{\lambda_g} \frac{\lambda_g}{\lambda_g^*} - B \left[1 + \left(\frac{\lambda_g}{\lambda_g^*} - 1 \right) \frac{\lambda_R}{\lambda_g} \right] \right] \quad (12)$$

com:

$$M = \left[1 + \left(\frac{\lambda_R}{\lambda_S} - B / \frac{\lambda_g}{\lambda_g^*} \right) / \frac{\lambda_S}{\lambda_g} \right] \frac{\lambda_g}{\lambda_g^*} - B \left(\frac{\lambda_g}{\lambda_g^*} - 1 \right) \cdot \left(1 + \frac{\lambda_R}{\lambda_g} / \frac{\lambda_S}{\lambda_g} \right) \quad (13)$$

Um estudo de sensibilidade do modelo é realizado em (20) onde se conclui que para a determinação dos parâmetros desconhecidos utilizando o modelo de Bauer-Schlünder, são necessárias medidas da condutividade térmica do leito granular em uma grande gama de pressões: baixas pressões (Knudsen < 1) identifica-se o parâmetro φ que caracteriza os contatos sólidos, para pressões elevadas (Knudsen > 1) identifica-se a condutividade térmica do grão λ_s e/ou a porosidade ϵ do leito e dentro do domínio de pressões onde o livre percurso médio das moléculas do gás é da mesma ordem de grandeza das dimensões dos

espaços entre as partículas' (Knudsen ≈ 1) identifica-se o coeficiente de acomodação do gás "a".

MÉTODO DE MEDIÇÃO

É utilizado um método de medição em regime estacionário do gradiente térmico radial que aparece em um reator de geometria cilíndrica aquecido no centro e com a parede externa mantida a uma temperatura constante. Desde que o regime permanente seja atingido, a condutividade térmica do leito granular λ_l é dada por:

$$\lambda_l = W \cdot \ln(r/r_0) / 2 \pi h (T(r) - T_0) \quad (14)$$

onde h é a altura onde é dissipada a potência W no centro do reator. T_0 e r_0 são temperatura e raio de referência (exemplo a parede do reator). $T(r)$ é medido em r_0 e em sete outros pontos. A inclinação da reta $T(\ln r/r_0)$ dá o valor de λ_l para uma porosidade média ϵ do leito granular, diminuindo as interferências aleatórias causadas nas isoterms consequência da não homogeneidade do leito e presença de sondas de temperatura com fios de medida.

APARELHAGEM

O reator (fig 3) é composto de um cilindro de aço inoxidável de diâmetro interno 206 mm, espessura 2 mm e altura 700 mm, colocado na posição vertical. Sobre a parede externa é colocada uma camisa de cobre para assegurar uma homogeneidade de temperatura com uma resistência elétrica para o controle de assistência de temperatura. Os grãos de carvão são colocados dentro do cilindro formando um leito de altura de 450 mm limitado por dois discos de aço inoxidável. Para provocar um gradiente de temperatura radial dentro do leito, uma resistência é uniformemente enrolada em um cilindro de 40 mm de diâmetro colocado longitudinalmente ao centro do reator. Para limitar as perdas de calor pelas extremidades, dois discos são colocados paralelamente entre o leito de grãos e as extremidades do reator. Uma camada de 10 mm de fibra de silício isola termicamente o reator do meio exterior.

Sete sondas de temperatura colocadas radialmente dentro do leito poroso são regularmente espaçadas de 10 mm dentro do plano de simetria do reator; elas são fixadas entre dois fios de aço fino, estendidos por molas paralelamente ao eixo do reator, ou seja, sobre uma isoterma. Esta disposição permite uma localização radial precisa e permite desprezar o fluxo de calor dos fios de medida e de suporte. A aferição (20) do posicionamento destas sondas é realizado por meio de medidas realizadas em diferentes condições experimentais. Para cada experiência, uma regressão linear é efetuada e em seguida são calculados as diferenças de posicionamento de cada sonda em relação ao valor dado pela equação encontrada. Com este procedimento as regressões lineares para cálculo de $T(\ln r/r_0)$ são obtidas com erro inferior a $3 \cdot 10^{-3}$.

Outras sondas colocadas dentro do reator servem para avaliar as perdas de calor longitudinais. Finalmente uma sonda colocada sobre a parede que limita o leito, permite determinar a resistência de contato parede/leito.

As sondas são de platina de 100 Ω montadas pelo método de quatro fios. O diâmetro é de 0.9 mm e comprimento 10 mm e

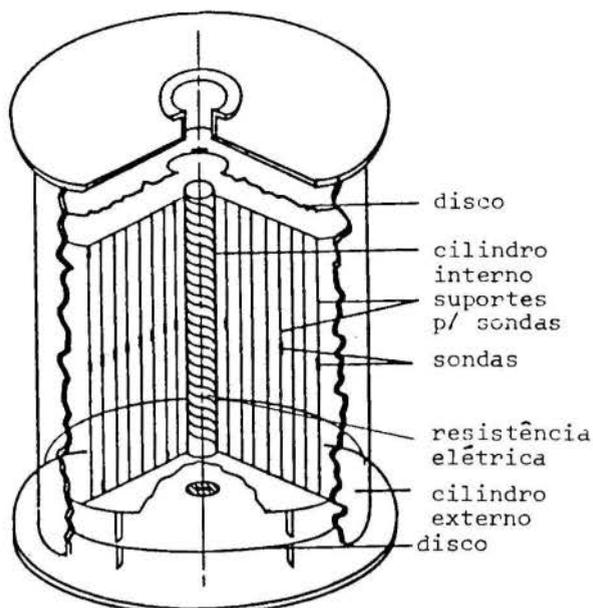


Fig 3 Aparelho de medidas.

apresentam precisão absoluta de 0.3 °C. Após as aferições, a precisão relativa das medidas de temperatura é inferior a 0.01 °C. Um sistema de aquisição de dados HP 3421a ligado a um micro-computador compatível PC-IBM permitiu periodicamente à leitura e registro de temperaturas com uma reprodutibilidade de 0.01 °C. Precisão absoluta para o valor medido de λ_l depende das incertezas referentes a precisão relativa das sondas de temperatura e respectivos posicionamentos (inferior a 1%) e do conhecimento do erro do valor da potência dissipada pela altura do leito granular W/h que é da ordem de 2%. A precisão relativa entre duas medidas feitas com a mesma potência dissipada é inferior a 1%. Uma simulação numérica bidimensional das transferências térmicas do reator, mostrou que o fluxo de calor no centro do reator onde se realiza a medição, não é afetado pelas perdas nas extremidades do reator. Comprovou-se usando o critério de Siguyama (19) que a convecção dentro do leito poroso é desprezível.

MEDIDAS

O material estudado foi o carvão ativado AC-35 no estado anidro, fornecido em grãos cilíndricos tendo como diâmetro 5mm e comprimento 6mm. A massa específica medida foi de 650 kg/m³ e porosidade intergranular compreendida entre 0.38 e 0.40, medida com mercúrio. A porosidade interna é muito dispersada onde encontram-se todos os tipos de poros como pode ser visto na figura 4; tem-se segundo a norma IUPAC, microporos, mesoporos concentrados dentro do intervalo $16 < d < 40 \text{ \AA}$, e macroporos principalmente concentrados no intervalo $10^{-4} < d < 10^{-5} \text{ \AA}$.

Antes de todas as medidas o material é degaseificado a uma temperatura de 175 °C e submetido a um vácuo de 10^{-4} mbar durante 24 horas.

As medidas consistem a dissipar no centro do reator uma potência conhecida enquanto que a parede externa é mantida a uma temperatura constante. O gradiente radial térmico resultante permite o cálculo da condutividade térmica. Uma reta típica de regressão linear obtida dos valores dados pelas sondas de

temperatura em função do logaritmo da distância radial em relação ao centro é mostrada na figura 5. Prolongando-se esta reta até a parede, verifica-se que a temperatura obtida é ligeiramente superior à temperatura medida. Esta diferença permite avaliar a resistência de contato parede/leito granular.

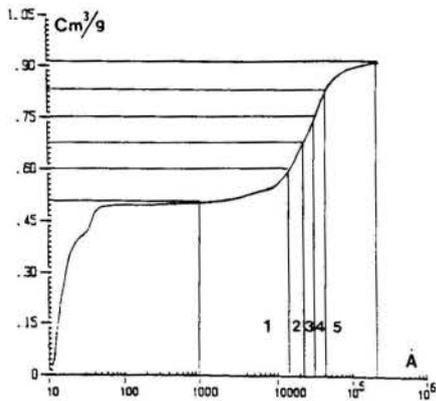


Fig. 4 Porosimétrico de carvão ativado AC-35 e domínios usados para o cálculo do efeito Knudsen dentro dos macroporos.

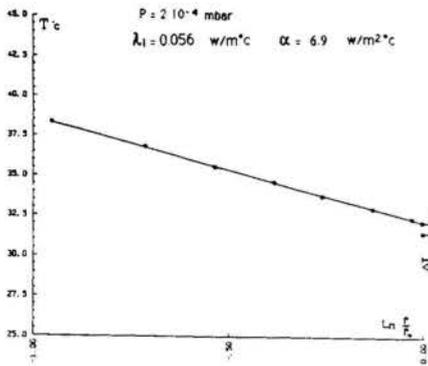


Fig. 5 Exemplo típico de correlação $T = T_c \ln(r/r_0)$ e coeficiente de contato α .

O procedimento experimental consiste primeiro na medida da condutividade térmica do leito (temperatura entre 25 e 35°C) sob pressão reduzida ($P < 10^{-3}$ mbar). Em seguida a condutividade do leito é medida na presença de um gás pouco adsorvível a diferentes pressões. Para melhorar a confiabilidade das identificações, as medidas são realizadas com outros gases que são o Argon, Neon, Hélio e Hidrogênio. As medidas foram inicialmente realizadas a uma pressão de 200 mbar para estes quatro gases. A esta pressão o modelo de BS assim como também os resultados experimentais obtidos por Shanoune e al (18) mostraram que o efeito de regime Knudsen nos espaços intergranulares é desprezível. Em seguida as medidas se estendem entre 0.1 à 5000 mbar na presença de Hidrogênio afim de colocar em evidência o efeito do regime de Knudsen no espaço intergranular e dentro dos grãos através sobretudo dos macroporos. Para este gás o livre percurso médio a uma pressão de 5000 mbar, corresponde 372 Å.

A medida de porosidade do leito foi feita dentro de uma bureta graduada cujas dimensões eram grandes permitindo desprezar os efeitos de parede. As condições de preenchimento da bureta foram idênticas a do reator. O volume intergranular foi medido com mercúrio que não penetra dentro dos macroporos.

RESULTADOS

A medida da porosidade do leito granular por este método foi: $\epsilon = 0.39 \pm 0.01$. A dispersão é proveniente das condições aleatórias de enchimento do reator.

A medida da condutividade térmica do leito sob vácuo ($P = 2 \cdot 10^{-4}$ mbar) permite encontrar uma condutividade residual $\lambda_r = 0.056$ W/m°C. Nesta condição, a transferência de calor dentro do leito poroso ocorre apenas pelos contatos sólidos e por radiação térmica entre os grãos.

Esta medida permite identificar o valor do parâmetro ρ do modelo BS por iteração, no caso o valor encontrado foi: $\rho = 0.055$ que corresponde a uma superfície média de contato entre dois grãos da ordem de 1/20 do diâmetro equivalente do grão.

MEDIDAS COM DIFERENTES GASES COM $P = 200$ mbar

A tabela 1 indica os valores encontrados para a condutividade do leito para os quatro gases utilizados e os respectivos valores da condutividade do grão λ_s identificados com o modelo. Também são indicadas as relativas sensibilidades de identificação V . Verifica-se que os valores identificados de λ_s são pouco dispersados, confirmando a coerência do modelo. O valor médio ponderado para a condutividade do grão a uma pressão de 200 mbar é $\lambda_s = 0.54$ W/m°C.

A precisão para este valor identificado é da ordem de 15% consequência das incertezas sobretudo dos valores experimentais da porosidade e condutividade térmica do leito, e da coerência e sensibilidade do modelo.

É feita a identificação da porosidade pelo método dos mínimos quadrados realizada simultaneamente com a condutividade térmica do grão. O valor encontrado é: $\epsilon = 0.39$ que está em excelente acordo com o valor medido.

Tabela 1. Condutividade do leito granular e valor identificado para o grão com respectiva sensibilidade.

GAS	λ_g	λ_l	λ_s	V
Argon	0.018	0.184	0.54	0.43
Neon	0.048	0.259	0.53	0.62
Hélio	0.152	0.376	0.54	0.83
Hidrog.	0.182	0.406	0.56	0.91

W/m°C

MEDIDAS COM PRESSÃO VARIÁVEL

Para estudar a influência dos efeitos da pressão gasosa sobre a condutividade térmica de um leito granular como também em um grão de carvão, foram realizadas medidas com hidrogênio com pressões variando entre 10^{-4} e 5000 mbar (21). Esta gama de pressões permite verificar os efeitos de Knudsen tanto nos espaços intergranulares, como também dentro dos macroporos através da penetração do gás que ocorre nas pressões mais elevadas.

Os resultados experimentais do leito de carvão ativado em função da pressão são mostradas na figura 6. Verifica-se que para pressões superiores a 200 mbar a condutividade térmica do grão λ_s não pode mais ser considerada como constante. Para estas pressões não há mais interferência de regime de Knudsen no espaço intergranular mas por outro lado o gás penetrando dentro dos macroporos dos grãos contribui no seu valor da condutividade térmica.

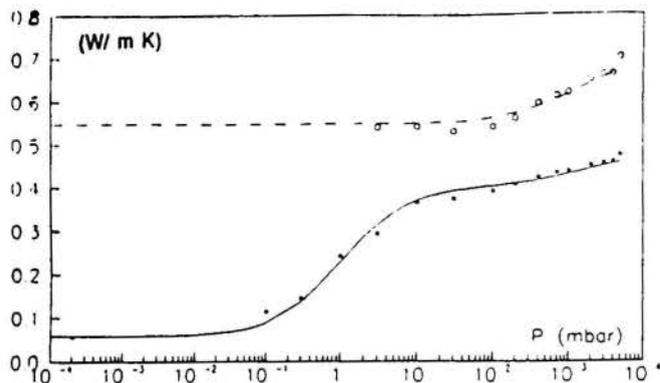


Fig. 6 Condutividade do AC-35 na presença de Hidrogênio
 ----- Condutividade λ_s do grão calculada em função da pressão para $\lambda_s = 1.06 \text{ W/m}^\circ\text{C}$.
 ○○○○○○ Condutividade do grão identificada respectivamente para cada ponto experimental.
 ————— Condutividade do leito granular calculada com o modelo para $\lambda_s = 1.06 \text{ W/m}^\circ\text{C}$.
 ★★★★★★ Medidas de condutividade do leito granular.

Para considerar quantitativamente este efeito foi proposta uma modelização do tipo série-paralelo para um grão considerando-se uma célula de volume unitário que representa um grão de carvão (fig. 7). Conforme a estrutura microporosa do carvão (fig. 4), é feita a hipótese que o grão compreende uma parte sólida contínua (incluindo os microporos) de condutividade λ_s (valor constante independente da pressão e natureza do gás) e uma outra parte complementar gasosa tendo um volume que corresponde a porosidade macroporosa do grão ϵ_i . Sendo a macroporosidade do carvão muito dispersada, a variação da condutividade com a pressão é muito complexa. Por isto a parte gasosa da célula unitária é dividida em cinco frações de igual volume macroporoso e a cada uma delas é atribuída uma porosidade uniforme. Para cada fração macroporosa em série com a respectiva fração do sólido contínuo, a condutividade resultante é calculada em função da condutividade aparente do gás que é função da pressão e da dimensão média dos poros. A condutividade aparente para o grão é então calculada pela seguinte expressão:

$$\lambda_g = \lambda_s (1 - \epsilon_i^{1/2}) + \sum_{n=1}^5 \frac{1}{5} \frac{\epsilon_i^{1/2} \lambda_{gn} \lambda_s}{\lambda_s \epsilon_i^{1/2} + (1 - \epsilon_i^{1/2}) \lambda_{gn}} \quad (14)$$

onde λ_g é a condutividade aparente do gás que corresponde a cada fração (n) do volume macroporoso e é calculada com a equação 4.

A condutividade do leito calculada é função da condutividade do sólido que também depende da pressão. Por identificação, encontra-se para a condutividade sólida contínua do grão $\lambda_s = 1.06 \text{ W/m}^\circ\text{C}$. Verifica-se um bom acordo entre os pontos experimentais e as curvas calculada com o modelo proposto (fig. 6). Para estes cálculos utilizou-se $\epsilon_i = 0.26$ referente ao valor dos macroporos do carvão. Para as frações do volume macroporoso da célula elementar que representa o grão, considerou-se as seguintes dimensões para os macroporos: 80000, 35000, 25000, 17000 e 8000 (Å).

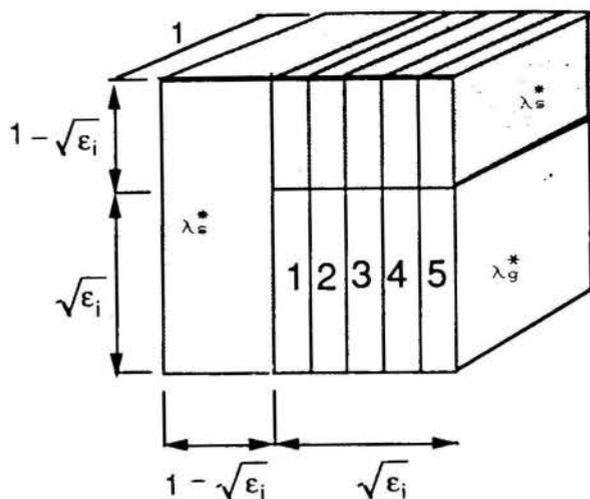


fig. 7 Célula elementar unitária que representa um grão de carvão.

CARVÃO ATIVADO COM METANOL ADSORVIDO

Os resultados das medidas da condutividade térmica do leito de carvão ativado sob diferentes pressões de metanol são mostrados na figura 8. A condutividade do leito poroso saturado de metanol é da ordem de $0.17 \text{ W/m}^\circ\text{C}$.

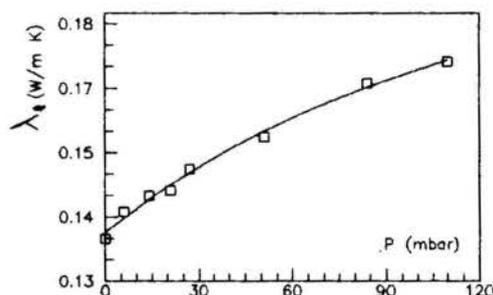


Fig. 8 Condutividade do leito poroso de carvão em função da pressão de metanol adsorvido.

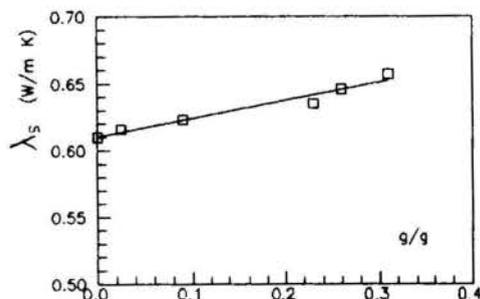


Fig. 9 Condutividade identificada do grão de carvão em função de diferentes concentrações de metanol.

Para uma identificação com melhor precisão da condutividade do carvão a diferentes concentrações de metanol, as medidas foram realizadas completando-se com Hidrogênio para uma pressão de 1 bar a pressão de equilíbrio referente a cada concentração de metanol. A condutividade da mistura gasosa é calculada usando o procedimento proposto em (22).

A condutividade térmica identificada do carvão em função da concentração de metanol é apresentada na figura 9, mostrando-se função aproximadamente linear da concentração média do metanol. Cada medição é função de uma concentração média de metanol consequência do gradiente radial de temperatura no interior do reator utilizado, necessário para a medição.

CONCLUSÃO

A condutividade térmica de um leito granular de carvão ativado foi medida na presença de gases inertes a diferentes pressões como também submetido a diversas concentrações de metanol. Os resultados experimentais obtidos permitiu a obtenção indireta da condutividade de um grão graças a utilização do modelo de Bauer-Schlünder. Também foi desenvolvido um modelo que permitiu considerar os efeitos da estrutura porosa interna dos grãos que influem no valor da condutividade térmica dos grãos dependendo da pressão gasosa (efeito Knudsen). Finalmente foi observado que a condutividade térmica do carvão varia linearmente com a pressão ou concentração de metanol.

AGRADECIMENTOS

O primeiro autor agradece a bolsa dada pela CAPES e ao LIMSI-CNRS (Laboratoire d'Informatique pour la Mécanique et les Sciences de l'Ingénieur), Orsay-França, pela realização deste trabalho.

REFERÊNCIAS

- [1] Grenier, Ph., Guilleminot, J.J., Meunier, F. and Pons, M. "Solar Powered Solid Adsorption Cold Store", J.S.E.E. Vol. 110, 1988, pp. 192-197.
- [2] R.P.Kluppel and J.M.Gurgel "Solar adsorption cooling using silica-gel water", Proc. ISES Solar Energy Cong., 1987, Hamburg, R.F.A., pp 2627-2631.
- [3] Pons, M., and Grenier, P. "Experimental data on a solar powered ice Maker using Activated Carbon-methanol pair", J.S.E.E. Vol.109,1987.
- [4] Boubakri, A., Grenier, P., et Pons, M., "Utilisation du couple Carbon actif-Méthanol pour la production de froid par énergie solaire", actes des J.I.T.H.85, Rabat, 1985, Ed. C.N.R.S., pp.67-79.
- [5] Pons, M., Grenier, P., "A phenomenological adsorption equilibrium law extracted from experimental and theoretical considerations applied to the activated carbon-methanol pair". Carbon 24, pp. 615-625 (1986).
- [6] N. Douss, F. Meunier. "Effet of Operation Temperatures on the Coefficient of Performance of active Charbon Methanol Systems", J. heat Recovery Systems in press.
- [7] J.C.Maxwell, "A treatise on electricity and magnetisme", Oxford University Press, London, 1892, p. 440.
- [8] Lord Rayleigh, "On the influence of obstacles arranged in rectangular order upon the properties of a medium", Philos. Mag. J. Sci., 34 (1892) 481.
- [9] D.A.G. Bruggeman, Dielectric constant and conductivity of mixtures of isotropic materials", Ann. Phys., 24 (1935) 636.
- [10] D. Kupii, J.M. Smith, "Heat transfer characteristics of porous recks", A.I.Ch.E.J., 6, 71-78 (1960).

- [11] S. Yagi and D.Kunii, "Studies on heat transfer near wall surfaces in packed beds", AIChE J., 6 (1960) 71-78.
- [12] R.Bauer and E.U.Schlünder, "Effective radial thermal conductivity of packing in gaz flow. Part II. Thermal conductivity of the packing fraction without gaz flow", Int. Chem. Eng, 18, N°2 (1978).
- [13] E.Tsotsas and H.Martin, "Thermal conductivity of packed beds: A review", Chem. Eng. Process, 22, 19-37 (1987).
- [14] M.M.Melanson and A.G.Dixon "Solid conduction in the low dt/dp beds of spheres, pellets and rings", Int. J.H.T.M.T., 28, P 384-394 (1985).
- [15] J.J.Guilleminot and J.M.Gurgel, "heat transfert intensification in adsorbent beds of adsorption thermal devices", Int. Solar Energy Conf. ASME, avril 1990, Florida.
- [16] J.A. Currie, "Gaseous diffusion in porous, Part I. A non steady state method, Dry granular materials", Int.J.M.Transfer, 20 (1977) 711-723.
- [17] E.H. Kennard, Kinetic Theory of Gases, P 180-182, Mc-Graw-Hill, New York and London (1938).
- [18] H. Sahnoune, Ph. Grenier, "Mesure de la conductivité thermique d'une zéolithe". The Chem. Eng. J., 40 (1988) 45-54.
- [19] S. Sugiyama, A. Yata, S.Tsuchia and M. Hasatani, Chem. E.g. (Jpn), 33 (1969).
- [20] J.M.Gurgel "Contribution a l'étude expérimentale de la conductivité thermique de milieux granulaires (mono ou bidisperses avec ou sans adsorption", tese de doutorado apresentado a Universidade Paris 6 - LIMSI, dez. 1989.
- [21] J.M.Gurgel et Ph. Grenier, "Mesure de la conductivité thermique du charbon actif AC-35 en presence de gaz", The Chem. Eng. J., 44 (1990) 43-50.
- [22] R.C. Reid, J.M. Prausnitz, T.K. Sherwood, "The properties of gases and liquids. Mc Graw-Hill, 3rd ed. 1987.

SUMMARY

The Bauer and Schlünder model was used to calculate the thermal conductivity of AC-35 active charcoal pellets from measurements of the conductivity of a bed in the presence of different gases. The results show that the conductivity increases linearly with methanol concentration and depends on the pressure in the 1-5 bar. A simple model is proposed for taking into account the Knudsen conductivity of the gas inside the macropores. The experimental results, show good agreement with the model predictions.



FABIAN FAGOTTI E SERGIO COLLE

Departamento de Engenharia Mecânica - UFSC
Caixa Postal 476 - 88049 - Florianópolis - SC
Brasil



RESUMO

Procede-se aqui um estudo dos efeitos da condução de calor bi-dimensional em tubos de calor de condutância constante, resolvendo-se analiticamente o problema de transferência de calor conjugado. As incógnitas são expressas por séries de funções derivadas da função de Green apropriada. A solução é conclusiva a respeito da hipótese de haver um comprimento de evaporador definido. Uma estimação de parâmetro é feita para determinar-se o coeficiente de película na região do evaporador. Os resultados são comparados com uma solução disponível e com dados experimentais.

INTRODUÇÃO

Na maioria dos casos de aplicações práticas os tubos de calor são integrados a estruturas sólidas, formando sistemas complexos com sólidos e fluidos de alta eficiência de transporte de energia. Daí ser interessante modelar-se analiticamente um tubo de calor, reduzindo o problema térmico à funções incógnitas tais como, distribuições de temperatura e fluxo térmico na fronteira das regiões componentes da geometria particular do tubo. Sob este aspecto o método integral para processo estacionário parece ser uma técnica de solução bastante vantajosa.

A análise de tubos de calor de condutância constante foi objeto de estudo de alguns autores, devido a sua evidente importância no entendimento dos mecanismos de transporte de calor que nele ocorrem, porém sempre com hipóteses por demais restritivas. Dentre os estudos de maior destaque, Chi[1] baseou a sua análise na avaliação da resistência térmica de cada seção, em um modelo bastante primário, somente visando estabelecer as características operacionais para estudo dos limites de funcionamento. Também separando o tubo por seções, Sun & Tien[2] estabeleceram um modelo analítico supondo o vapor com temperatura constante e considerando que somente há resistência térmica na direção radial do pavio e na axial da parede do tubo. A previsão da distribuição axial de temperatura na parede e de fluxo de massa do vapor, bem como um estudo paramétrico do desempenho dos tubos são apresentados. Tal modelo foi posteriormente aprimorado por Sun & Tien[3], onde considerou-se também efeitos convectivos no processo de mudança de fase no evaporador, tendo sido obtidos resultados significativamente melhores que no trabalho anterior.

O presente trabalho foi motivado por um estudo encomendado pelo Instituto de Pesquisas Espaciais (INPE), cujo objetivo foi o estudo da literatura técnica especializada visando o estudo da viabilidade do desenvolvimento de tecnologia de tubos de calor no Brasil. Uma revisão destes trabalhos demonstra a falta de um modelo analítico para tubos de calor em que os valores das condutividades térmicas de suas partes constituintes ou as suas dimensões não sejam fatores limitantes de sua validade. Apresenta-se aqui, portanto, uma solução analítica semi-inversa que é válida em princípio também para condições de contorno diferentes daquela aqui analisada. Esta solução permite a análise de tubos de calor de alta temperatura onde os efeitos de condução bi-dimensional no meio capilar são relevantes. Esta análise permite também que se estabeleça um procedimento analítico

para a estimação de parâmetros, como o coeficiente de película no evaporador ou o comprimento interno do evaporador. A análise do desempenho de tubos de calor para as modalidades de fluxo de calor prescrito no evaporador e radiação no condensador e de convecção no evaporador e condensador foi desenvolvida em Fagotti[4]. Os resultados dessa análise serão publicados posteriormente.

EQUAÇÕES BÁSICAS

Considera-se neste trabalho um tubo de calor de condutância constante, operando em regime permanente e sob condição de fluxo prescrito no evaporador e de convecção no condensador. A figura 1 representa um esquema da geometria e condições de contorno impostas ao tubo em análise.

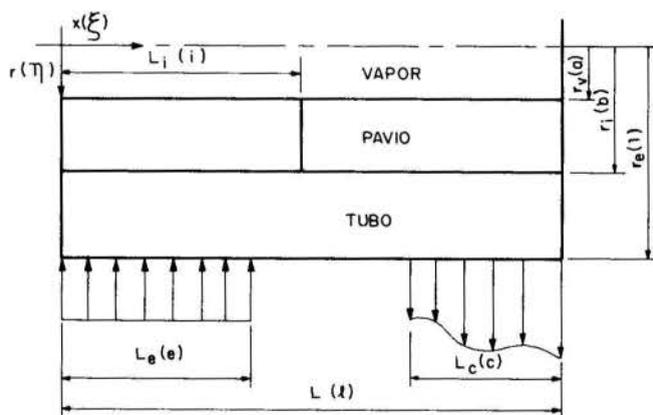


Figura 1 - geometria do problema

- As seguintes hipóteses simplificativas são admitidas:
- (i)-os processos de condução de calor são bi-dimensionais
 - (ii)-as extremidades do tubo são isoladas
 - (iii)-a temperatura do vapor é constante
 - (iv)- não há resistência térmica de contato entre a parede e o pavio, embora a análise aqui desenvolvida admita a introdução deste parâmetro nas equações pertinentes sem complexidade adicional
 - (v)-a transferência de calor no interior do pavio pode ser caracterizada por uma condutividade térmica efetiva

(vi)-a transferência de calor entre o pavio e o vapor é caracterizada por um coeficiente de filme equivalente.

(vii)-tal coeficiente de filme, as condutividades térmicas da parede e efetiva do pavio e o coeficiente de transferência de calor por convecção do tubo para o exterior são valores constantes e conhecidos

(ix)-o regime permanente foi atingido. As justificativas de utilização destas hipóteses podem ser encontradas em Sun & Tien[3].

A transferência de calor no tubo de calor de geometria composta, admitidas as hipóteses acima citadas, é governada pelas seguintes equações e condições de contorno associadas

(i)-região do tubo

$$\nabla^2 \theta_w = 0 \quad (1)$$

$$-\frac{\partial \theta_w}{\partial \eta}(\xi, 1) = \Phi_e \quad (0 \leq \xi \leq e) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta_w}{\partial \eta}(\xi, 1) = 0 \quad (e \leq \xi \leq l-c) \quad (3)$$

$$-\frac{\partial \theta_w}{\partial \eta}(\xi, 1) = Bi_c \theta_e \quad (l-c \leq \xi \leq l) \quad (4)$$

$$\frac{\partial \theta_w}{\partial \eta}(0, \eta) = \frac{\partial \theta_w}{\partial \eta}(l, \eta) = 0 \quad (b \leq \eta \leq 1) \quad (5)$$

(ii)-região do pavio

$$\nabla^2 \theta_1 = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial \eta}(\xi, a) = Hi_1 [\theta_w(\xi, b) - \theta_0] \quad (0 \leq \xi \leq i) \quad (7)$$

$$\theta_1(\xi, a) = \theta_0 \quad (i \leq \xi \leq l) \quad (8)$$

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial \eta}(i, \eta) = \frac{\partial \theta_1}{\partial \eta}(l, \eta) = 0 \quad (a \leq \eta \leq b) \quad (9)$$

(iii)-equação da conservação da energia

$$-\Phi_e e - Bi_c \int_{1-c}^1 \theta_e(\xi) d\xi = 0 \quad (10)$$

(iv)-continuidade da temperatura

$$\theta_w(\xi, b) = \theta_1(\xi, b) \quad (i \leq \xi \leq l) \quad (11)$$

(v)-continuidade de fluxo de calor

$$\frac{\partial \theta_w}{\partial \eta}(\xi, b) = K \frac{\partial \theta_1}{\partial \eta}(\xi, b) \quad (i \leq \xi \leq l) \quad (12)$$

onde as variáveis e parâmetros adimensionais destas equações são definidas como segue

$$\eta = r/r_e, \quad \xi = x/r_e, \quad \theta = (T - T_\infty)/T_\infty, \quad \Phi = -q r_e / k_w T_\infty,$$

$$K = k_1 / k_w, \quad Bi = hc r_e / k_w, \quad Hi = h_1 r_e / k_w, \quad a = r_v / r_e,$$

$$b = r_1 / r_e, \quad l = L / r_e, \quad e = L_e / r_e, \quad c = L_c / r_e, \quad i = L_i / r_e$$

A equação (9) traduz a hipótese de que a parte do pavio fora do evaporador é isolada nos topos.

SOLUÇÃO ANALÍTICA

Os problemas de contorno acima correspondem a um único problema conjugado, que pode ser resolvido por uma função de Green modificada para o problema de Neumann. Assim sendo, as soluções explícitas do problema são as seguintes

(i)-tubo

$$\begin{aligned} \theta_w(\xi, \eta) = & \theta_{w0} - \Phi_e \int_0^e g_w^<(\xi, \eta | \xi', 1) d\xi' - \\ & Bi_c \int_{1-c}^1 g_w^<(\xi, \eta | \xi', 1) \theta_e(\xi') d\xi' - \\ & b \int_0^1 g_w^>(\xi, \eta | \xi', b) \frac{\partial \theta_w}{\partial \eta}(\xi', b) d\xi' \end{aligned} \quad (13)$$

(ii)-pavio

$$\theta_1(\xi, b) = \theta_0 - \frac{b}{Hi_1 a} \frac{\partial \theta_w}{\partial \eta}(\xi, b) \quad (0 \leq \xi \leq i) \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \theta_1(\xi, \eta) = & b \int_1^b g_1^<(\xi, \eta | \xi', b) \frac{\partial \theta_1}{\partial \eta}(\xi', b) d\xi' + \\ & a \int_i^1 \frac{\partial g_1^>}{\partial \eta}(\xi, \eta | \xi', a) \theta_0 d\xi' \end{aligned} \quad (i \leq \xi \leq l) \quad (15)$$

Como pode ser observado nas equações (13) e (14), para o cálculo das temperaturas necessita-se do fluxo de calor na interface parede-pavio e das temperaturas externa do tubo e do vapor, que são valores a priori desconhecidos. Essas funções incógnitas são expandidas em séries de Fourier com a mesma auto-função da expansão da função de Green (vide apêndice), como segue

$$\theta_e(\xi) = \theta_w(\xi, 1) = C_0 + \sum_{n=1}^{\infty} C_n \cos(\alpha_n \xi) \quad (16)$$

$$\phi_1(\xi) = -K \frac{\partial \theta_1}{\partial \eta}(\xi, \xi) = -\frac{\partial \theta_w}{\partial \eta}(\xi, \xi) = K \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cos(\alpha_n \xi) \quad (17)$$

Impõe-se então que

$$\theta_e(\xi) = \theta_w(\xi, 1) \quad (0 \leq \xi \leq \ell) \quad (18)$$

$$\theta_1(\xi, \xi) = \theta_w(\xi, \xi) \quad (i \leq \xi \leq \ell) \quad (19)$$

Substituindo-se as séries para θ_e e ϕ_1 nas condições de contorno e expressões explícitas e tomando-se as projeções escalares ortogonais em $\cos(\alpha_n \xi)$ das equações resultantes de (18) e (19) junto com a equação da energia, com as séries truncadas em N termos chega-se a um sistema linear do tipo

$$\left\{ \begin{array}{l} C_0 = \theta_{w0} \\ C_0^I C_0 + B_n^I B_n + C_n^I C_n = D_n^I \end{array} \right. \quad (20a) \quad (20b)$$

$$C_0 + \sum_m B_m^0 B_m - \theta_0 = 0 \quad (20c)$$

$$C_0^I C_0 + \sum_m B_m^{II} B_m + C_n^{II} C_n = D_n^{II} \quad (20d)$$

$$C_0 + \sum_m C_m^0 C_m = D^0 \quad (20e)$$

A equação (20a) e as N equações (20b) são obtidas da equação (18), a equação (20c) e as N equações (20d) são obtidas da equação (19) e a equação (20e) é obtida da equação (10). Tal sistema, com (2N+3) equações, é suficiente para o cálculo das (2N+3) incógnitas (C_0 , θ_{w0} , θ_0 , B_n , e C_n). A necessidade do uso da equação da energia (10) advém do fato de a temperatura do vapor θ_0 ser incógnita do problema.

COMPARAÇÃO DA SOLUÇÃO COM DADOS EXPERIMENTAIS

Para a verificação da validade da solução proposta, os dados teóricos e experimentais de três casos apresentados em [3] (figuras 3, 4, e 5) são comparados com os resultados aqui obtidos. As características de cada tubo da citada referência são apresentadas na tabela 1, juntamente com as do tubo referente a figura 6. Os resultados são apresentados nos gráficos em função das variáveis adimensionais usadas neste trabalho, que são

$$\zeta = x/L \quad (21)$$

$$\tau = [T_e(x) - T_0] / [(q_e / 2\pi L e k_i) \ln(r_1 / r_v)] \quad (22)$$

Tabela 1

parâmetro	figura 3	figura 4	figura 5	figura 6
fluido de trabalho	água	acetona	idem	sódio
pavio	fibras de Ni sintetizadas	idem	idem	malha de aço inox
k_l (W/mK)	2,18	0,929	idem	41,2
r_v (mm)	7,62	idem	idem	9,34
tubo	cobre	idem	idem	aço inox
k_w (W/mK)	375,0	idem	idem	14,7
r_e (mm)	11,11	idem	idem	12,5
r_i (mm)	9,46	idem	idem	11,0
L (m)	0,610	idem	idem	1,0
L_e (m)	0,122	idem	0,198	0,30
L_c (m)	0,290	idem	0,320	0,50
h_c (W/m K)	7504,3	1730,3	2101,0	250,0
h_i (W/m K)	7557,7	2404,2	idem	12000,0
T_0 (K)	373,15	338,0	338,0	700,0
q (W)	151,2	63,2	71,8	1250,0

definindo erro quadrático médio por

$$\epsilon = \sum_{n=1}^M (\tau_{tn} - \tau_{en})^2 / M \quad (23)$$

onde M é o número de pontos e os índices "t" e "e" referem-se aos valores de temperatura adimensionalizados determinados teoricamente e obtidos de experimento respectivamente, os valores do comprimento interno do evaporador e do coeficiente de película em cada caso foram determinados a partir do cálculo do mínimo desvio deste parâmetro em relação aos dados experimentais. A leitura destes dados foi feita com a utilização do software "Microstation" da Intergraph, em uma estação gráfica IP240. A figura 2 mostra o gráfico de $\epsilon = \epsilon(L_i, h_i)$ para o tubo correspondente a figura 4

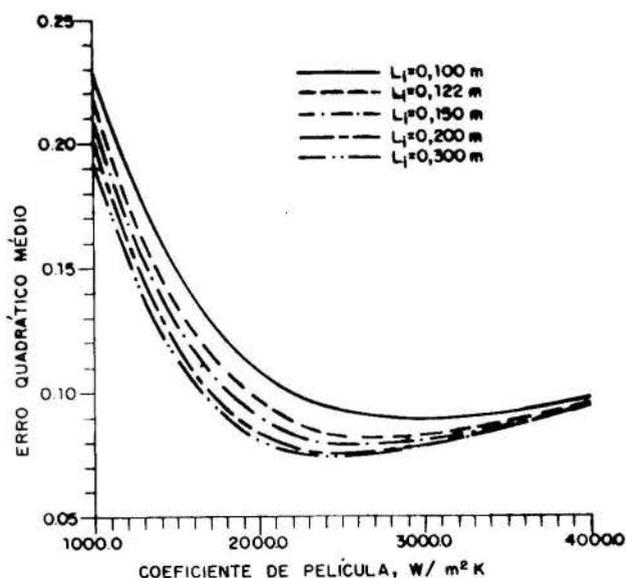


Figura 2

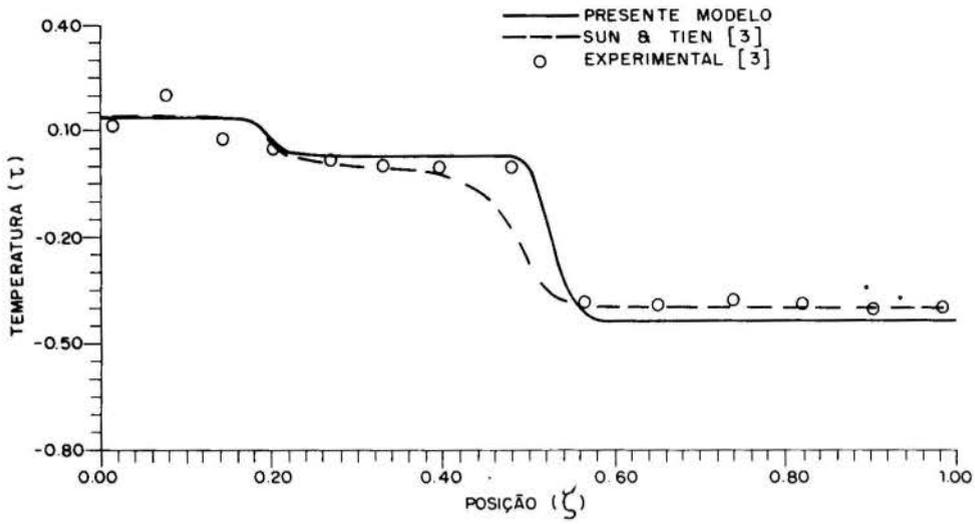


Figura 3

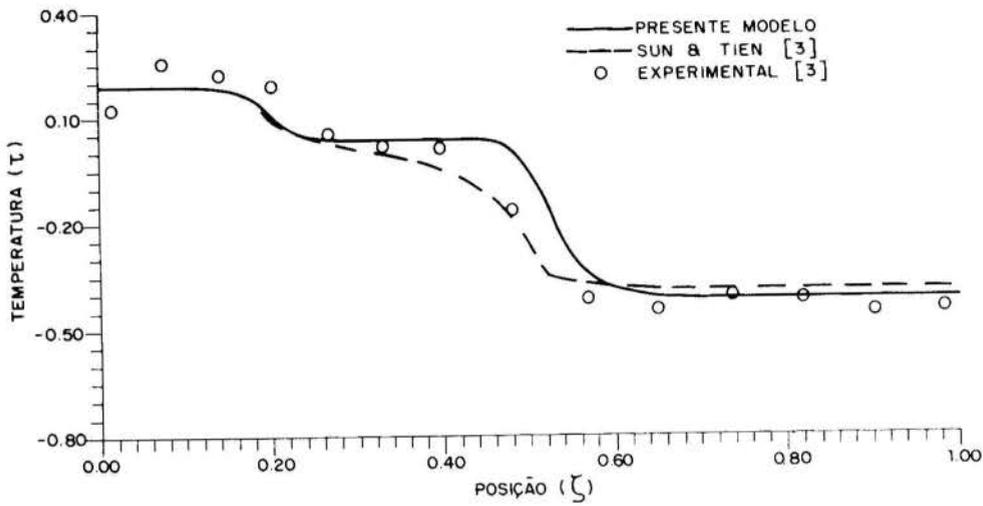


Figura 4

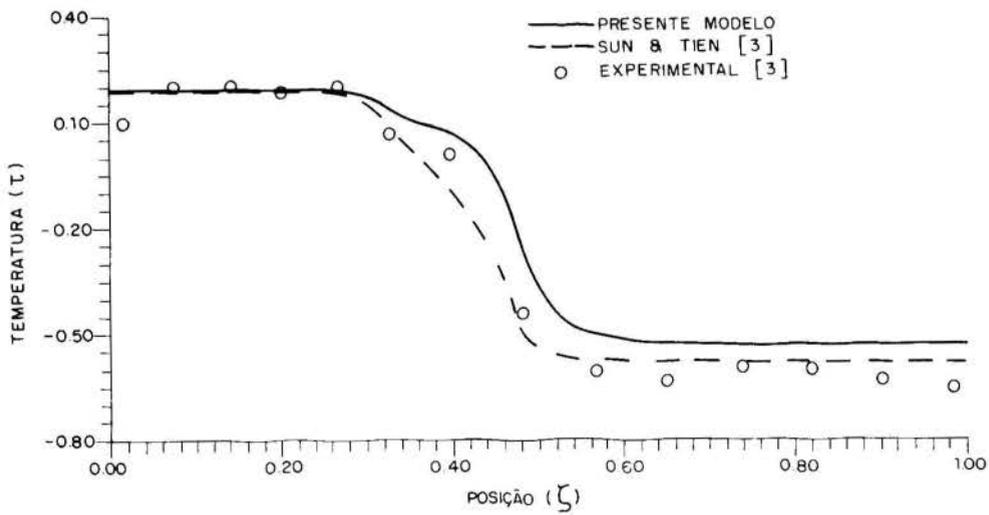


Figura 5

O comportamento das curvas da figura anterior se repete para todos os casos testados, resultando sempre o mínimo erro para os valores do coeficiente de película citados em [3]. Por inspeção das curvas de erro traçadas para os casos descritos neste trabalho pôde-se concluir que para valores altos de h_1 o comprimento do evaporador utilizado no cálculos praticamente não altera o perfil de temperaturas. Tal fato foi confirmado na simulação de tubos de calor de metal líquido descritos por Chi[1] e Yamamoto & Tanaka[5]. A figura 6 apresenta os perfis de temperatura obtidos para um dos casos apresentados neste último.

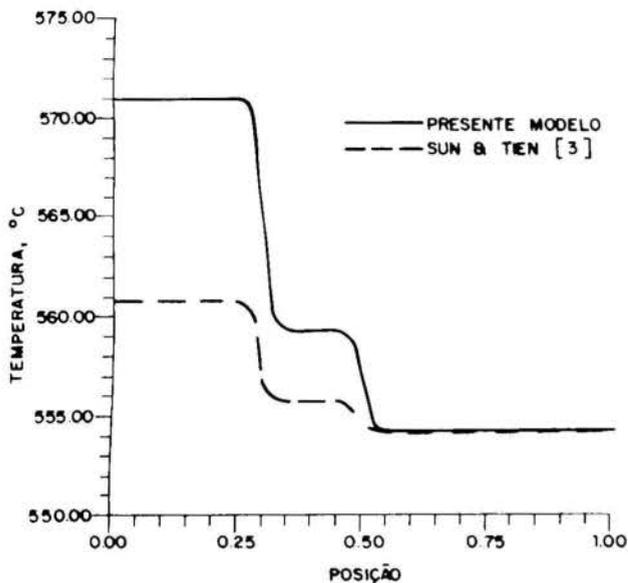


Figura 6

Notou-se no caso da figura 6 que apesar de se ter resistências térmicas axiais e radiais tanto no tubo como no pavio comparáveis entre si, as diferenças obtidas entre os valores de temperaturas adimensionais dos dois modelos não ultrapassa 7,5%. Tal fato comprova que o modelo de Sun & Tien[3] apresenta bons resultados mesmo para os tubos de metal líquido com dimensões usuais.

CONCLUSÕES

A presente análise global de tubos de calor mostrou-se computacionalmente eficaz, compacta e geral. Os resultados dos exemplos numéricos analisados permite-nos concluir o que segue:

(i)-o modelo e o algoritmo apresentados mostram ser úteis para a determinação das características de desempenho de tubos de calor, bem como para a avaliação de parâmetros desconhecidos, tais como h_1 e L_1 , via ajuste aos dados experimentais disponíveis (estimação de parâmetros)

(ii)-o comprimento do evaporador no pavio não é necessariamente igual ao comprimento da região de aplicação do fluxo prescrito externo, inclusive diferindo bastante deste para os casos estudados

(iii)-para tubos de calor com alto coeficiente de película no evaporador o valor deste parâmetro é função fraca do comprimento do evaporador

(iv)-as diferenças entre os resultados do presente modelo com os apresentados pelo de Sun & Tien[3] são pequenas, mesmo para tubos de metal líquido, confirmando a validade deste último

(v)-a análise proposta tem boa flexibilidade como algoritmo de projeto de tubos de calor conjugados a estruturas sólidas, uma vez verificados os limites viscoso, sônico, de arrasto, de bombeamento

capilar e de densidade de fluxo de calor do tubo a ser projetado

(vi)-pela verificação de que o fluxo de calor na interface pavio-vapor tem valor considerável ao longo de todo o comprimento do tubo, é confirmada a hipótese de que não existe uma seção adiabática no sentido estrito ao longo da superfície interna do pavio

REFERÊNCIAS

- [1] Chi, S. W., "Heat Pipe Theory and Practice", Hemisphere Publishing Corporation, Washington, 1976
- [2] Sun, K. H. & Tien, C. L., "Simple Conduction Model for Theoretical Steady-State Heat Pipe Performance", *AIAA Journal*, Vol. 10, nº8, pp. 1051-1057, 1972
- [3] Sun, K. H. & Tien, C. L., "Thermal Performance Characteristics of Heat Pipes", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 18, pp. 363-380, 1975
- [4] Fagotti, F., Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis (a ser defendida)
- [5] Yamamoto, T. & Tanaka, Y., "Experimental Study of Sodium Heat Pipes", *JSME International Journal*, Vol. 30, nº 269, pp. 1176-1182, 1987
- [6] Colle, S., "Uma Previsão para o Desempenho Ótimo de Duplo Tubo Aletado para Transferência de Calor em Regime Laminar", Tese de Doutorado, COPPE-Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 1976
- [7] Stakgold, I., "Boundary Value Problems of Mathematical Physics", Vol. I e II, The Macmillan Company, New York, 1967

APÊNDICE - FUNÇÕES DE GREEN

São apresentadas aqui as funções de Green dos problemas do tubo e do pavio. Maiores esclarecimentos a respeito da obtenção destas funções podem ser encontradas em Fagotti[4] e a respeito do método utilizado em Colle[6] e Stakgold[7].

Função de Green para a região do tubo.
Considerando-se somente a região que abrange todo o comprimento da parede do tubo, a função de Green do problema axissimétrico aqui analisado para a condição de Neumann é a solução do problema apresentado a seguir

$$-\nabla^2 g_w = \frac{\delta(\eta-\eta') \delta(\xi-\xi')}{\eta} - \frac{2}{\ell(1-\delta^2)} \quad (24)$$

$$\frac{\partial g_w}{\partial \xi'}(\xi, \eta | 0, \eta') = \frac{\partial g_w}{\partial \xi'}(\xi, \eta | \ell, \eta') = 0 \quad (25)$$

$$\frac{\partial g_w}{\partial \eta'}(\xi, \eta | \xi', \delta) = \frac{\partial g_w}{\partial \eta'}(\xi, \eta | \xi', 1) = 0 \quad (26)$$

onde g_w é a integral da função de Green para o volume do tubo. A expansão parcial em auto-funções de ξ , associada as condições de contorno, é expressa por

$$g_w(\xi, \eta | \xi', \eta') = g_{w0} + \sum_{n=1}^{\infty} g_{wn}(\eta, \eta') \cos(\alpha_n \xi) \cos(\alpha_n \xi') \quad (27)$$

onde $\alpha_n = n\pi / l$ e

$$g_{w0}^>(\eta, \eta') = \frac{\eta^2 + \eta'^2}{2\ell(1-\delta^2)} - \frac{\ell n(\eta) + \delta^2 \ell n(\eta')}{\ell(1-\delta^2)} \quad (28)$$

$$g_{w0}^<(\eta, \eta') = \frac{\eta^2 + \eta'^2}{2\ell(1-\delta^2)} - \frac{\ell n(\eta') + \delta^2 \ell n(\eta)}{\ell(1-\delta^2)} \quad (29)$$

$$g_{wn}^<(\eta, \eta') = \{2[I_0(\alpha_n \eta') K_1(\alpha_n) + I_1(\alpha_n) K_0(\alpha_n \eta')]\} \times [I_0(\alpha_n \eta) K_1(\alpha_n \delta) + I_1(\alpha_n \delta) K_0(\alpha_n \eta)] / (\ell D_{wn}) \quad (30)$$

$$g_{wn}^>(\eta, \eta') = \{2[I_0(\alpha_n \eta') K_1(\alpha_n \delta) + I_1(\alpha_n \delta) K_0(\alpha_n \eta')]\} \times [I_0(\alpha_n \eta) K_1(\alpha_n) + I_1(\alpha_n) K_0(\alpha_n \eta)] / (\ell D_{wn}) \quad (31)$$

$$D_{wn} = I_1(\alpha_n) K_1(\alpha_n \delta) - I_1(\alpha_n \delta) K_1(\alpha_n) \quad (32)$$

Função de Green para a região do pavio.
Considerando-se agora o problema referente a região do pavio para a seção que exclui o evaporador com a consideração de axissimetria e seguindo o mesmo raciocínio do caso anterior, a função de Green é a solução do seguinte problema

$$-\nabla^2 g_1 = \frac{\delta(\eta - \eta') \delta(\xi - \xi')}{\eta} \quad (33)$$

$$\frac{\partial g_1}{\partial \xi'}(\xi, \eta | \xi', \eta') = \frac{\partial g_1}{\partial \xi}(\xi, \eta | \xi', \eta') = 0 \quad (34)$$

$$g_1(\xi, \eta | \xi', a) = \frac{\partial g_1}{\partial \eta}(\xi, \eta | \xi', \delta) = 0 \quad (35)$$

ou, expandida parcialmente em ξ

$$g_1(\xi, \eta | \xi', \eta') = g_{10} + \sum_{n=1}^{\infty} g_{1n}(\eta, \eta') \cos(\alpha_n \xi) \cos(\alpha_n \xi') \quad (36)$$

onde $\alpha_{ni} = n\pi / (l-i)$ e

$$g_{10}^>(\eta, \eta') = \frac{1}{(\ell-i)} \ell n(\eta' / a) \quad (37)$$

$$g_{10}^<(\eta, \eta') = \frac{1}{(\ell-i)} \ell n(\eta / a) \quad (38)$$

$$g_{1n}^<(\eta, \eta') = \{2[I_0(\alpha_{ni} \eta') K_1(\alpha_{ni} \delta) + I_1(\alpha_{ni} \delta) K_0(\alpha_{ni} \eta')]\} \times [I_0(\alpha_{ni} \eta) K_0(\alpha_{ni} a) - I_0(\alpha_{ni} a) K_0(\alpha_{ni} \eta)] / [(\ell-i) D_{1n}] \quad (39)$$

$$g_{1n}^>(\eta, \eta') = \{2[I_0(\alpha_{ni} \eta') K_0(\alpha_{ni} a) - I_0(\alpha_{ni} a) K_0(\alpha_{ni} \eta')]\} \times [I_0(\alpha_{ni} \eta) K_1(\alpha_{ni} \delta) + I_1(\alpha_{ni} \delta) K_0(\alpha_{ni} \eta)] / [(\ell-i) D_{1n}] \quad (40)$$

$$D_{1n} = I_0(\alpha_{ni} a) K_1(\alpha_{ni} \delta) + I_1(\alpha_{ni} \delta) K_0(\alpha_{ni} a) \quad (41)$$

ABSTRACT

The study of the influence of the two-dimensional heat conduction on the temperature distribution in a constant conductance heat pipe is presented. With usual simplifications, the conjugated heat transfer problem in the composite region of the heat pipe is solved analitically. The unknown functions are expanded in series at the boundary of this regions, by the use of Green's functions. The results are conclusive about the assumption usually assumed that the evaporator has definite length inside the wick. A parameter estimation is made in order to estimate the film coefficient at the evaporator. The computed results are compared with experimental and theoretical results of other authors.

ANÁLISE DA CONDUÇÃO BI-DIMENSIONAL EM TUBOS DE CALOR
NA PRESENÇA DE GÁS NÃO-CONDENSÁVEL



SERGIO COLLE E FABIAN FAGOTTI

Departamento de Engenharia Mecânica - UFSC
Caixa Postal 476 - 88049 - Florianópolis - SC
Brasil



RESUMO

Os efeitos de condução axial e radial na parede e no pavio de tubos de calor em presença de gás não-condensável são estudados. Um algoritmo baseado em método inverso é proposto para computar a distribuição de temperatura e a frente equivalente de gás em tubos de calor de condutância variável. Esse algoritmo é eficientemente convergente para qualquer massa de gás estabelecida a priori. Tal metodologia poderia ser aplicada a simulação de estruturas complexas constituídas de tubos de calor. Resultados numéricos e dados experimentais são comparados com boa concordância.

INTRODUÇÃO

Tubos de calor tem sido estudados de maneira extensiva, principalmente depois que a aplicação destes mostraram a única possibilidade de viabilizar o projeto de satélites modernos. Existem mais de cento e cinquenta aplicações de tubos de calor, dentre as quais destacam-se aplicações na indústria espacial, geração termiônica, pirometria de alta temperatura e refrigeração de componentes e equipamentos eletro-eletrônicos.

Um estudo da revisão da literatura e da teoria de tubos de calor é relatado em [1], onde o projeto, a modelação matemática e a metodologia experimental de tubos de calor foram estudados. Uma modelação estacionária simples para tubos de calor de condutância constante foi apresentada por Sun & Tien em [2] e [3]. Nessa análise foram admitidas condutância térmica axial no tubo e somente condutância térmica radial no pavio. A modificação da análise considerando evaporação com coeficiente de película característico no evaporador conduziu a resultados concordantes com os dados experimentais dos mesmos autores. Na referência [3] são também apresentados resultados experimentais para tubos de calor contendo gás não-condensável para o caso particular cobre-água-ar. Nesses experimentos fluxos de calor foram aplicados ao evaporador e refrigeração à água foi aplicada ao condensador.

A solução do problema térmico do tubo de calor contendo gás não-condensável introduz a complexidade adicional da necessidade de resolver a equação da difusão de massa do gás não-condensável em presença de vapor. Embora a formulação de tal equação seja simples, sua solução conjugada à transferência de calor no pavio e no tubo é de difícil convergência. Um método que resolveu a equação da difusão foi proposto por Edwards & Marcus [4]. A solução apresentada em [4] é expressa por três equações diferenciais ordinárias no logaritmo da concentração de gás, na temperatura da parede e do pavio sem considerar efeitos de condução de calor axial, que são relevantes no desempenho de tubos de calor, como é relatado em [3]. As equações foram resolvidas com o método Runge-Kutta de quarta ordem. A solução numérica mostrou-se extremamente sensível à condição de contorno que é desconhecida. A tentativa de simplificar o modelo foi apresentada por Bobco [5]. A solução de Bobco exige contudo que constantes empíricas sejam introduzidas, o que torna o seu procedimento de solução especial. Solução mais completa, inclusive considerando efeitos bi-dimensionais de difusão foi desenvolvida por Peterson

& Tien em [6]. O método Runge-Kutta foi proposto para resolver a equação da concentração. A convergência do algoritmo também é muito lenta quando efeitos de condução na parede são considerados.

Um método inverso analítico é aqui utilizado para determinar a distribuição de temperatura e o perfil de concentração de gás não condensável, considerando efeitos bi-dimensionais de condução no pavio e no tubo. O procedimento de solução e a validação da análise para tubos de calor sem gás não-condensável é apresentada por Fagotti & Colle em [7]. Optou-se em [7] por reduzir as equações diferenciais da energia a funções incógnitas na fronteira por meio de equações integrais e então expressar essas incógnitas por expansões em séries trigonométricas. A complexidade adicional da presente análise reside em conjugar a equação da difusão do gás e da energia à condução do calor no pavio e no invólucro. Como será mostrado, a equação da concentração do gás pode ser reduzida a uma equação na temperatura da mistura gás-vapor via equação de Clausius-Clapeyron. Desta, forma a singularidade que figura na análise de [4] é eliminada e a característica de instabilidade numérica passa para o termo fonte da equação diferencial não-linear da temperatura do vapor. A análise de [7] é aqui utilizada para resolver as equações conjugadas à equação da energia no vapor.

2. EQUAÇÕES BÁSICAS

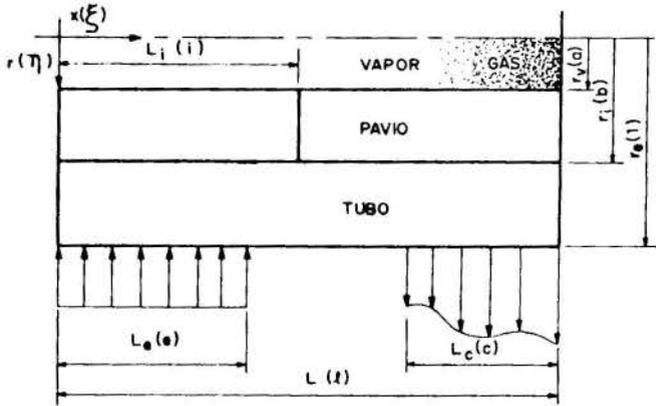
Consideremos um tubo de calor constituído de um pavio anular, dividido em regiões conforme a figura 1. As seguintes hipóteses simplificadoras são admitidas:

- (i)-os processos de condução de calor são bi-dimensionais
- (ii)-as extremidades do tubo são isoladas
- (iii)-a difusão do gás é unidimensional
- (iv)-não há resistência térmica de contato entre a parede e o pavio, embora a análise aqui desenvolvida admita a introdução deste parâmetro nas equações pertinentes sem complexidade adicional
- (v)-a transferência de calor no interior do pavio pode ser caracterizada por uma condutividade térmica efetiva
- (vi)-o pavio é dividido em uma região de evaporação caracterizada por um coeficiente de filme equivalente h_1 e por uma região condutiva isolada termicamente da primeira
- (vii)-tal coeficiente de filme, as condutividades térmicas da parede e efetiva do pavio e o coeficiente de transferência de calor por convecção

do tubo para o exterior são valores constantes e conhecidos

(viii)-o regime permanente foi atingido.

As justificativas de utilização destas hipóteses podem ser encontradas em [3] e [7].



Figura(1)

Utilizando a mesma simbologia, análise e adimensionalização de [7], as equações que governam a transferência de calor no tubo e condições de contorno de conjugação são apresentadas como segue

(i) Tubo

$$\nabla^2 \theta_w = 0 \quad (1)$$

$$-\frac{\partial \theta_w}{\partial \eta}(\xi, 1) = \Phi_e \quad (0 \leq \xi \leq e) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta_w}{\partial \eta}(\xi, 1) = 0 \quad (e \leq \xi \leq \ell - c) \quad (3)$$

$$-\frac{\partial \theta_w}{\partial \eta}(\xi, 1) = Bi_c \theta_e \quad (\ell - c \leq \xi \leq \ell) \quad (4)$$

$$\frac{\partial \theta_w}{\partial \eta}(0, \eta) = \frac{\partial \theta_w}{\partial \eta}(\ell, \eta) = 0 \quad (0 \leq \eta \leq 1) \quad (5)$$

(ii) Pávio

(a) seção adiabática e condensador

$$\nabla^2 \theta_i = 0 \quad (6)$$

$$\theta_i(\xi, a) = \theta_v(\xi) - 1 \quad (i \leq \xi \leq \ell) \quad (7)$$

$$\frac{\partial \theta_i}{\partial \eta}(i, \eta) = \frac{\partial \theta_i}{\partial \eta}(\ell, \eta) = 0 \quad (a \leq \eta \leq \delta) \quad (8)$$

(b) evaporador

$$\frac{\partial \theta_w}{\partial \eta}(\xi, \delta) = Hi[\theta_w(\xi, \delta) - \theta_v(\xi) + 1] \quad (0 \leq \xi \leq i) \quad (9)$$

$$\frac{\partial \theta_i}{\partial \eta}(0, \eta) = \frac{\partial \theta_i}{\partial \eta}(i, \eta) = 0 \quad (a \leq \eta \leq \delta) \quad (10)$$

$$\frac{\partial \theta_w}{\partial \eta}(\xi, \delta) = K \frac{\partial \theta_i}{\partial \eta}(\xi, \delta) \quad (i \leq \eta \leq \ell) \quad (11)$$

Uma equação de compatibilidade que corresponde ao balanço global de energia no tubo de calor deve ser considerada para a determinação da temperatura. Essa equação é expressa como segue

$$-\Phi_e e - Bi_c \int_{1-c}^1 \theta_e(\xi) d\xi = 0 \quad (12)$$

onde $\theta_e(\xi)$ é a temperatura externa do tubo e

$$\eta = r/re, \quad \xi = x/re, \quad \theta = (T - T_\infty)/T_\infty, \quad \theta_v = T_v/T_\infty,$$

$$\Phi = -(q r_e)/(k_w T_\infty), \quad K = k_i/k_w, \quad Bi = (h_c r_e)/k_w,$$

$$Hi = h_i r_e/k_w, \quad a = r_v/r_e, \quad \delta = r_i/r_e, \quad \ell = L/re,$$

$$e = Le/re, \quad c = Lc/re, \quad i = Li/re$$

Conforme [4], a equação da difusão de gás no vapor, expressa no logaritmo da fração molar x_g é a seguinte

$$\frac{Ac}{r_e} \frac{M c D}{d\xi} \frac{d\phi}{d\xi} + \dot{m} = 0 \quad (13)$$

onde $\phi = -\ln x_g$, $A_c = \pi r_v^2$, M a massa molecular do gás, c a concentração molar e D a difusividade do gás no vapor. A taxa mássica de vapor radial \dot{m} é expressa em função do fluxo térmico local $\Phi_v(\xi)$ necessário para vaporizar o líquido no pávio na forma que segue

$$\dot{m} = \frac{2 \pi r_v k_i T_\infty}{h_{lv}} \int_0^\xi \Phi_v(\xi) d\xi \quad (14)$$

A difusividade depende da temperatura e é expressa pela equação

$$c D = c_{ev} D_{ev} \left[\frac{\theta_v}{\theta_{ev}} \right]^d \quad (15)$$

onde d é constante empírica, c_{ev} e D_{ev} são a concentração molar e a difusividade do gás na temperatura do vapor na ausência de gás não condensável θ_{ev} , respectivamente. A integração da equação de Clausius-Clapeyron por sua vez resulta na expressão

$$x_g = 1 - \exp[T^* (1 - \theta_{ev}/\theta_v)] \quad (16)$$

onde T^* é expressa pela equação utilizada em [6], na forma

$$T^* = \ln(P_\infty/P_{ev})/(1 - \theta_{ev}) \quad (17)$$

sendo P_{ev} a pressão de saturação do líquido a θ_{ev} e P_∞ a pressão de referência a T_∞ . Eliminando ϕ e x_g das

equações (13) e (16) e considerando as equações (14) e (15), resulta a seguinte equação diferencial para θ_v

$$\frac{d\theta_v}{d\xi} + \beta \theta_v^2 \left[\frac{\theta_{ev}}{\theta_v} \right]^d \left\{ \exp[T^*(\theta_{ev}/\theta_v - 1)] - 1 \right\} x \int_0^\xi \Phi_v(\xi) d\xi = 0 \quad (18)$$

onde

$$\beta = \frac{2 k_i r_e}{R r_v M c_{ev} D_{ev} T^* \theta_{ev}^2} \quad (19)$$

Para integrar a equação (18) é necessária uma condição em $\xi=0$, pois a derivada da temperatura do vapor θ_v em relação a ξ é nula nos extremos, em decorrência do isolamento térmico a eles impostos. Essa condição somente poderá ser determinada de forma a satisfazer a equação do inventário de gás conforme [4], que é a seguinte

$$\mathfrak{M} = A_c \int_0^L \left[\frac{P_v(T_{ev}) - P_v(T_v)}{R_m T_v} \right] dx \quad (20)$$

A forma adimensional dessa equação para a presente análise é expressa como segue

$$\int_0^1 \left[\frac{\pi(\theta_{ev}) - \pi(\theta_v)}{\theta_v} \right] d\xi - \mu = 0 \quad (21)$$

onde

$$\mu = (\mathfrak{M} R_m T_{\infty}) / (A_c P_{\infty} r_e) \quad e \quad \pi(\theta) = P_v(T) / P_{\infty}$$

3. MÉTODO DE SOLUÇÃO

A redução das equações diferenciais (1) e (6) e as condições de contorno a equações integrais de fronteira é obtida pelo uso de funções de Green. Os detalhes podem ser encontrados em [7].

(i) Tubo

$$\begin{aligned} \theta_w(\xi, \eta) = & \theta_{w0} - \Phi_e \int_0^c g_w^<(\xi, \eta | \xi', 1) d\xi' - \\ & B_i c \int_{1-c}^1 g_w^<(\xi, \eta | \xi', 1) \theta_e(\xi') d\xi' - \\ & \& \int_0^1 g_w^>(\xi, \eta | \xi', \&) \frac{\partial \theta_w}{\partial \eta}(\xi', \&) d\xi' \end{aligned} \quad (22)$$

(ii) Pavio

$$\begin{aligned} \theta_i(\xi, \eta) = & \& \int_0^1 g_i^<(\xi, \eta | \xi', \&) \frac{\partial \theta_i}{\partial \eta}(\xi', \&) d\xi' + \\ & \alpha \int_1^1 \frac{\partial g_i^>}{\partial \eta}(\xi, \eta | \xi', \alpha) \theta_v(\xi') d\xi' \end{aligned} \quad (i \leq \xi \leq \ell) \quad (23)$$

A conjugação das equações (22) e (23) com as condições de contorno é obtida das condições que seguem

$$\theta_e(\xi) = \theta_w(\xi, 1) \quad (0 \leq \xi \leq \ell) \quad (24)$$

$$\theta_w(\xi, \&) = \theta_v(\xi) - \frac{\&}{H_i} \frac{\partial \theta_w}{\partial \eta}(\xi, \&) - 1 \quad (0 \leq \xi \leq i) \quad (25)$$

$$\theta_i(\xi, \&) = \theta_w(\xi, \&) \quad (i \leq \xi \leq \ell) \quad (26)$$

A condição (24) imposta a equação (22) resulta em uma equação integral para $\theta_e(\xi)$. A condição (25) é obtida da condição (9) enquanto que a condição (26) resulta em uma equação integral para o fluxo térmico na interface pavio-tubo como em [7]. A conjugação da equação (18) com as equações integrais acima é obtida através do fluxo térmico $\Phi_v(\xi)$ e do segundo termo do segundo membro da equação (23). Inspeccionando-se as equações (18) e (22)-(26) pode-se ver que as incógnitas do problema são $\theta_v(\xi)$, $\theta_e(\xi)$, $\Phi_1(\xi)$, θ_{w0} , θ_{ev} e $\theta_v(0)$. As equações disponíveis são as equações (18), (24), (25) e (26). As equações adicionais a serem consideradas são a equação do balanço de energia (12) e a equação do inventário de gás (21). Temos então um total de cinco equações a cinco incógnitas, já que o fluxo $\Phi_v(\xi)$ é obtido por diferenciação direta da equação (23) em $\eta = a$. Para reduzir o problema a expressões analíticas em coeficientes numéricos θ_e e θ_v são expressas em séries da forma

$$\theta_e(\xi) = \theta_w(\xi, 1) = c_0 + \sum_{n=1}^N c_n \cos(\alpha_n \xi) \quad (27)$$

$$\text{onde } \alpha_n = n\pi/\ell$$

$$\theta_v(\xi) = \theta_0 + \sum_{n=1}^N a_n [\cos(\alpha_n \xi) - 1] \quad (28)$$

$$\theta_v(0) = \theta_0$$

O fluxo térmico intermediário por sua vez é expresso como segue

$$\Phi_1(\xi) = -K \frac{\partial \theta_i}{\partial \eta}(\xi, \&) = -\frac{\partial \theta_w}{\partial \eta}(\xi, \&) = K \sum_{n=1}^N b_n \cos(\alpha_n \xi) \quad (29)$$

A equação diferencial não-linear (18), por diferenciação, pode ser reduzida a uma equação diferencial de 2ª ordem, para a qual é possível construir um funcional. Sob o ponto de vista variacional, o problema conjugado passaria então a ser interpretado como um problema isoperimétrico expresso por um funcional e as condições integrais associadas (12), (21), (24), (25) e (26). Isto sugere que se utilize o método de Ritz-Galerkin para resolver $\theta_v(\xi)$. Os detalhes analíticos de obtenção das equações pela aplicação do método serão aqui omitidos. As equações algébricas resultantes são apresentadas no apêndice A. A equação (18) como resultado do método toma a forma que segue

$$F_m = \alpha_m a_m \ell/2 -$$

$$\beta \int_0^1 H(\theta_v, \theta_{ev}) \Psi(\xi) \sin(\alpha_m \xi) d\xi = 0 \quad (30)$$

$$\begin{aligned} H(\theta_v, \theta_{ev}) = & \theta_v^2 \left[\frac{\theta_{ev}}{\theta_v} \right]^d x \\ & \left\{ \exp[T^*(\theta_{ev}/\theta_v - 1)] - 1 \right\} \Psi_v(\xi) \end{aligned} \quad (31)$$

$$\Psi_v(\xi) = \int_0^{\xi} \Phi_v(\xi) d\xi \quad (32)$$

$$\Phi_v(\xi) = K \frac{\partial \theta_1}{\partial \eta}(\xi, \alpha) \quad (33)$$

O problema numérico fica então reduzido ao cálculo iterativo pelo método Newton-Raphson das incógnitas $\theta_0, \theta_{ev}, a_1, a_2, \dots, a_N$ para $\Phi_e, Bi, h_i, c_{ev}, De_v, k_w, k_i, i, a, b, c, e$ e λ dados. A velocidade de convergência é aumentada quando uma solução para um dado inventário de gás é utilizada como perfil inicial para $\theta_v(\xi)$. Para se ter convergência contudo, essa solução não é necessária, podendo-se partir da condição $\theta_v = \theta_0$ que é a solução obtida para o tubo de calor sem gás ($\mu=0$). A convergência nos casos computados é conseguida com um número máximo de oito iterações para $N=30$. O critério de convergência adotado é o de comparação do incremento da incógnita com o valor da incógnita para cada iteração.

DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Para verificar a validade da presente análise e da solução proposta, o tubo de calor escolhido foi o utilizado por Sun & Tien em [3]. Os dados são especificados no apêndice B. Admitiu-se para h_i o valor estimado em [3] e [7] para tubo de calor sem gás. A difusividade do gás no vapor foi obtida de [8] enquanto que c_{ev} foi calculado da equação de Clapeyron para μ conhecido. A pressão de saturação $P_v(\theta_v)$ foi calculada com base em equação extraída de [9]. As figuras 2-4 foram construídas com o auxílio do software "Microstation" da Intergraph, na estação gráfica IP240 para plotar os dados experimentais de [3].

Como pode-se observar, para inventários de gás pequenos ou grandes, as previsões obtidas da presente análise são concordantes com os dados experimentais para ampla faixa de potências especificadas no experimento. Alguma discordância ocorre na parte mais variável da solução, onde está localizada, por assim dizer, a frente de gás não-condensável. Essa discordância não pôde ser explicada com as informações disponíveis pelos autores. Contudo as discrepâncias ocorridas não comprometem a adequação da solução para localizar a frente de gás com precisão satisfatória para vários casos testados.

A distribuição de temperatura na parede do tubo é grandemente influenciada pela presença de gás conforme mostram estas figuras. Particularmente a figura 4 nos mostra uma diferença de temperatura de aproximadamente 40°C entre o evaporador e o condensador. Essa particularidade é desfavorável para utilização do tubo de calor de condutância constante como elemento de controle de temperatura em aplicações que visem a isotermação.

CONCLUSÃO

Uma modelação analítica para tubos de calor de condutância variável foi apresentada, cuja formulação resulta em um conjunto implícito de equações algébricas não-lineares. Enquanto que a condição inicial para resolver a equação de temperatura do vapor, com outros métodos, exige um processo de tentativa e erro para compatibilizar esta condição com o inventário de gás, a presente solução pode ser determinada com inventário de gás especificado a priori. A presente solução pode agora, com segurança, ser simplificada com a desconsideração da resistência térmica radial do tubo. Admitindo-se somente condução

térmica radial no pavio, como foi feito por Sun & Tien em [2] e [3], consegue-se uma simplificação adicional.

Para que o presente método possa ser aplicado com essas simplificações, deve-se expandir a distribuição de temperatura no tubo e no vapor com a mesma série. Neste caso, o resultado final seria resumido a um sistema de duas equações diferenciais ordinárias não-lineares, que podem ser resolvidas pela aplicação direta do método de Galerkin.

A presente solução, já utilizada com sucesso no caso de tubos de calor com condutância constante, mostrou ser eficaz para a simulação digital de tubos de condutância variável. Pelos resultados aqui apresentados algumas conclusões podem ser aqui destacadas, a saber

(i)-o algoritmo proposto converge para qualquer inventário de massa

(ii)-no limite, a presente solução converge para a solução relatada em [7] na ausência de gás não-condensável

(iii)-os resultados computados para os tubos de calor particularmente escolhido concordam razoavelmente bem com os dados experimentais para todos os fluxos de calor e inventários de massa testados

(iv)-a presente solução pode ser interpretada como um "building block" para simular tubos de calor em estruturas de satélites ou para resolver problemas térmicos com tubos de calor integrados a aletas e suportes sólidos.

REFERÊNCIAS

- [1] Maliska, C. R., Colle, S., Weingaertner, W., Fagotti, F. & Santiago, R. C., "Estudo para o Desenvolvimento de Tubos de Calor para Aplicações em Satélites Brasileiros", Relatório Preparado para o Instituto de Pesquisas Espaciais, Departamento de Engenharia Mecânica, UFSC, Florianópolis, 1989
- [2] Sun, K. H. & Tien, C. L., "Simple Conduction Model for Theoretical Steady-State Heat Pipe Performance", *AIAA Journal*, Vol. 10, nº 8, pp. 1051-1057, 1972
- [3] Sun, K. H. & Tien, C. L., "Thermal Performance Characteristics of Heat Pipes", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 18, pp. 363-380, 1975
- [4] Edwards, D. K. & Marcus, B. D., "Heat and Mass Transfer in the Vicinity of the Vapor-Gas Front in a Gas-Loaded Heat Pipe", *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 94, pp. 155-162, 1972
- [5] Bobco, R. P., "Variable Conductance Heat Pipes: A First Order Model", *AIAA Journal of Thermophysics*, Vol. 1, nº1, pp. 35-42, 1987
- [6] Peterson, P. F. & Tien, C. L., "Numerical and Analytical Solutions for Two-Dimensional Gas Distribution in Gas-Loaded Heat Pipes", *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 111, pp. 598-604, 1989
- [7] Fagotti, F. & Colle, S., "Método Analítico para Análise da Condução de Calor em Tubos de Calor", (Submetido a Apreciação para Publicação nos Anais do III Encit), 1990
- [8] Burmeister, L. C., "Convective Heat Transfer", John Wiley & Sons, New York, 1983
- [9] Reynolds, W. C., "Thermodynamic Properties in SI" Department of Mechanical Engineering, Stanford University, Stanford, 1979

APÊNDICE A - SOLUÇÃO NUMÉRICA NOS COEFICIENTES a_n ($n=1, N$), θ_0 E θ_{ev}

As funções F'_m , $m=1, N$ são obtidas pela aplicação do método de Galerkin com peso igual a $\sin(a_n \xi)$ à equação diferencial (18). Da equação (24) obtém-se a seguinte expressão

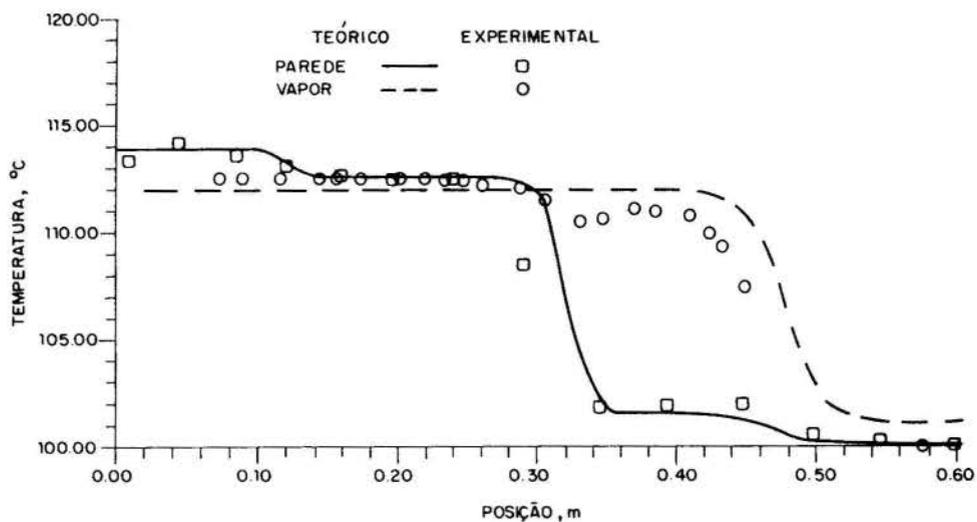


Figura 2

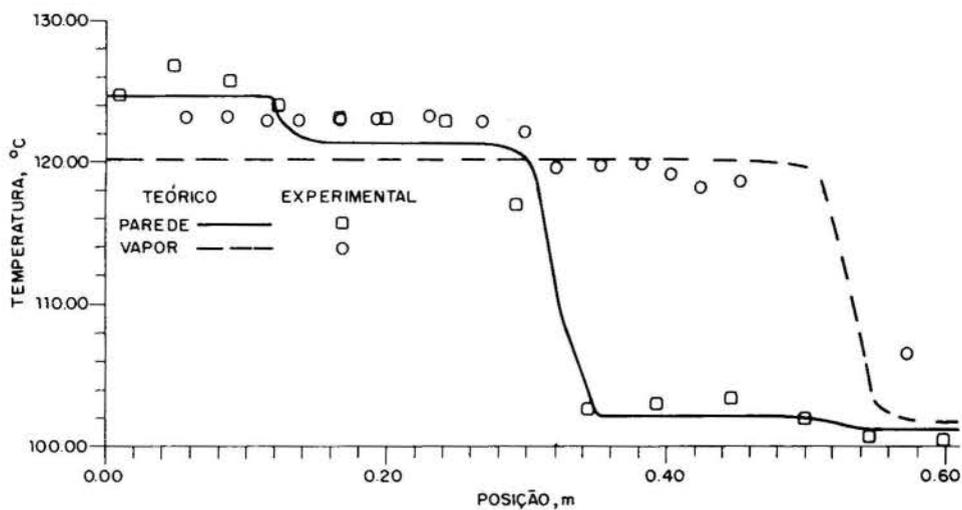


Figura 3

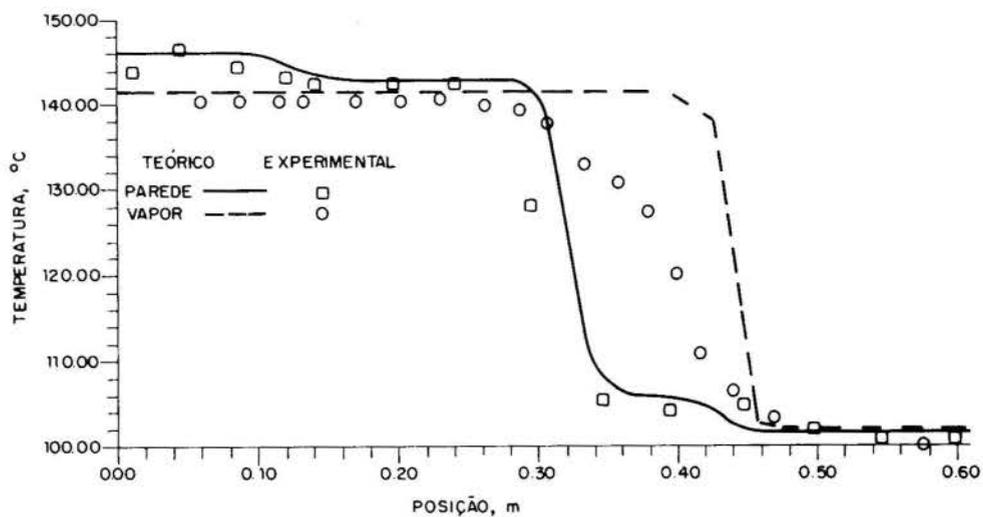


Figura 4

$$c_0 = \theta_0 \quad (34)$$

$$C_0^I c_0 + B_n^I b_n + C_n^I c_n = D_n^I \quad (35)$$

Da equação (26) vem

$$c_0 + \sum_m B_m^0 b_m - \theta_0 + \sum_m a_m = 0 \quad (36)$$

$$C_0^{II} c_0 + \sum_m B_{nm}^{II} b_m + C_n^{II} c_n = D_n^{II} + \sum_m A_{nm}^{II} a_m \quad (37)$$

Da equação (12) resulta

$$C_0^0 c_0 + \sum_m C_m^0 c_m = D^0 \quad (38)$$

onde os coeficientes são os mesmos utilizados para resolver o problema com $\mu=0$ na referência [7]. A matriz $[B_{mn}]$ não é diagonal porque é contruída com os produtos internos de cossenos da função de Green da solução do tubo e os cossenos da função de Green do pávio na região complementar ao evaporador, isto é, para $i \leq \xi \leq l$. O sistema linear acima pode ser resolvido, eliminando-se as incógnitas b_n e c_n , em função de θ_0 e a_n ($n=1, N$). O resultado é a função algébrica

$$F_{N+2} = \sum_m E_m b_m - \theta_0 + \sum_m a_m + E_0 \quad (39)$$

$$b_n = \sum_p B_{np}^{-1} [\sum_m A_{pm}^{II} a_m + D_p^{II} - C_p^{II} c_p - C_0^{II} c_0] \quad (40)$$

$$E_n = (B_n^I C_n^0) / (C_n^I C_0^{II} + B_n^0) \quad (41)$$

$$E_0 = (D^0 - \sum_m D_n^I C_n^0 / C_n^I) / C_0^{II} \quad (42)$$

$$C_0^{III} = 1 - C_0^I \sum_m C_n^0 / C_n^I \quad (43)$$

Finalmente a função F_{N+1} é a própria equação (21), onde θ_v é expressa em função de a_n ($n=1, N$) após integração numérica. Então

$$F_{N+1} = \int_0^1 \left[\frac{\pi(\theta_{ev}) - \pi(\theta_v)}{\theta_v} \right] d\xi - \mu = 0 \quad (44)$$

As $N+2$ equações algébricas de a_n ($n=1, N$), θ_0 e θ_{ev} são resolvidas pelo método de Newton-Raphson onde a derivada de expressão do tipo

$$G = \int_0^1 f(\theta_v, \theta_0, \theta_{ev}) d\xi \quad (45)$$

é expressa na forma

$$\frac{\partial G}{\partial a_n} = \int_0^1 \frac{\partial f}{\partial \theta_v}(\theta_v, \theta_0, \theta_{ev}) [\cos(\alpha n \xi) - 1] d\xi \quad (46)$$

já que

$$\frac{\partial \theta_v}{\partial a_n} = \cos(\alpha n \xi) - 1 \quad (47)$$

Essa derivação parcial é equivalente a aplicar perturbação a equação (46) para obter expressões lineares em $\delta\theta_v$ ou equivalentemente a δa_n .

APÊNDICE B - DADOS CARACTERÍSTICOS NOS TUBOS DE CALOR DE TESTE

Tabela 1

pâmetro	figura 2	figura 3	figura 4
fluido de trabalho	água	idem	idem
pávio	fibras de Ni sintetizadas	idem	idem
k_i (W/mK)	2,18	idem	idem
r_v (mm)	7,62	idem	idem
tubo	cobre	idem	idem
k_w (W/mK)	375,0	idem	idem
r_e (mm)	11,11	idem	idem
r_i (mm)	9,46	idem	idem
L (m)	0,610	idem	idem
L_e (m)	0,122	idem	idem
L_c (m)	0,290	idem	idem
h_c (W/m K)	7504,3	idem	idem
h_i (W/m K)	7557,7	idem	idem
T_∞ (K)	373,15	idem	idem
q (W)	101,2	244,2	244,6
N (kg-mol)	$4,11 \times 10^{-7}$	$4,11 \times 10^{-7}$	$28,75 \times 10^{-7}$

ABSTRACT

The effects of axial and radial heat conduction in gas loaded heat pipes are studied. An algorithm based on an inverse method is proposed in order to compute the temperature distribution and the equivalent gas front in variable conductance heat pipes. This algorithm is efficiently convergent whatever is the prior gas inventory established and it is adequate to be applied to the computer simulation of complex heat transfer manifolds made of heat pipes. Numerical results are in fairly agreement with the experimental data.

ESTUDO TÉRMICO DE TUBOS DE CALOR AUTOCONTROLÁVEIS CARREGADOS COM GÁS NÃO CONDENSÁVEL



NEWTON RIBEIRO ROCHA - LUIZ MACHADO
 Departamento de Engenharia Mecânica - UFMG
 Av. Antônio Carlos, 6627 - 31.270 - B. Horizonte - MG



RESUMO

O trabalho apresenta um estudo comparativo entre modelos matemáticos da distribuição de temperaturas na parede de tubos de calor autocontroláveis carregados com gás não condensável. Dois modelos (modelo do plano frontal e modelo da difusão) foram adaptados com o objetivo de fornecer o comportamento térmico do tubo. O modelo do plano frontal apresentou excelente concordância com os valores experimentais, enquanto que o modelo da difusão, apesar de mais refinado, mostrou sérias dificuldades de concordância. Outras conclusões importantes, relacionadas com o comportamento isotérmico de operação do tubo com os seus limites operacionais, foram tiradas de testes experimentais.

INTRODUÇÃO

Em geral, a análise de tubos de calor carregados com gás não condensável tem utilizado dois modelos matemáticos para previsão do seu comportamento térmico. No primeiro, considera-se a existência de um plano frontal separando o vapor (fluido de trabalho) do gás, de tal forma que antes do plano ocorre transferência de calor do tubo para o exterior e depois do plano não ocorre transferência de calor [1,2,3]. O segundo modelo, mais refinado, não considera mais que a transição entre o vapor e o gás ocorra de forma súbita, mas sim controlada por complexos mecanismos de difusão [1,3,4]. Entretanto, não foram encontrados na literatura, dados experimentais suficientes para estabelecer uma comparação entre tais modelos. O objetivo central deste trabalho é comparar, através de resultados experimentais, o modelo do plano frontal com o modelo da difusão.

FORMULAÇÃO DOS MODELOS

Modelo do Plano Frontal

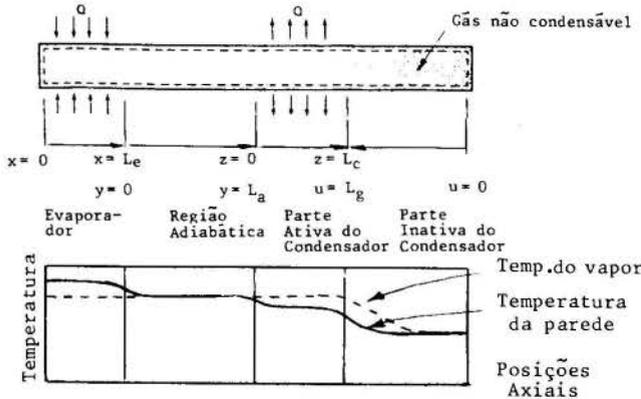


Fig. 1. Tubo de calor e coordenadas usadas no modelo do plano frontal.

As hipóteses físicas do modelo são:

- (i) Existência de condução axial de calor na parede do tubo de calor
- (ii) Existência de um plano frontal separando o interior do condensador em duas regiões: a parte ativa, onde ocorre transferência de calor para o exterior do tubo, e a parte inativa, onde não ocorre transferência de calor.
- (iii) O tubo de calor opera em condições de regime permanente.
- (iv) O leito poroso está completamente preenchido com o fluido de trabalho na fase líquida.

(v) A matriz leito-líquido é tratada como um corpo homogêneo com uma condutividade térmica efetiva.

(vi) A energia é transferida ao evaporador (e pelo condensador) por meio de condução radial através da parede do tubo e do leito poroso.

(vii) Os processos de vaporização e condensação ocorrem somente na interface líquido-vapor (superfície do leito poroso).

(viii) Efeitos de convecção no interior da matriz leito líquido e na interface leito-vapor são negligenciados.

(ix) A adição de calor no evaporador e a remoção de calor no condensador ocorrem uniformemente ao longo do tubo. A remoção de calor no condensador é feita através de convecção forçada.

(x) Entre o evaporador e o condensador o tubo se acha termicamente isolado (região adiabática). Também não há fluxo de calor através das extremidades do tubo de calor.

Através de balanços de energia em cada uma das quatro regiões do tubo de calor, pode-se chegar as seguintes equações:

(i) Evaporador ($0 \leq x \leq L_e$)

$$T_p(x) = Ae^{Mx} + Be^{-Mx} + I/M^2$$

onde:

$$M = \left[\frac{2ke}{K_p \cdot (r_o^2 - r_i^2) \cdot \ln(r_o/r_i)} \right]^{1/2} \quad (1)$$

$$I = \frac{Q}{L_e \cdot K_p \cdot \pi \cdot (r_o^2 - r_i^2)} + M^2 \cdot T_v$$

A e B são constantes a determinar.

(ii) Região adiabática ($0 \leq y \leq L_a$)

$$T_p(y) = Ce^{My} + De^{-My} + T_v \quad (2)$$

C e D são constantes a determinar.

(iii) Parte ativa do condensador ($0 \leq z \leq L_c$)

$$T_p(z) = Ee^{Nz} + Fe^{-Nz} + J/N^2 \quad (3)$$

onde:

$$N = \left[\frac{2 \cdot r_o \cdot h_{f,c}}{K_p \cdot (r_o^2 - r_i^2)} \right]^{1/2}$$

$$J = \frac{Q}{L_c \cdot K_p \cdot \pi \cdot (r_o^2 - r_i^2)} + N^2 \cdot T_s$$

E e I são constantes a determinar.

(iv) Região do gás ($0 \leq u \leq L_g$) (4)

$$T_p(u) = G e^{Nu} + H e^{-Nu} + T_s$$

G e H são constantes a determinar.

Para determinação das constantes A, B, C, D, E, F, G e H deve-se usar a continuidade de fluxo de calor e de temperatura nas junções das quatro regiões do tubo, isto é:

$$\frac{dT_p}{dx} (x = L_e) = \frac{dT_p}{dy} (y = 0) \quad (5)$$

$$\frac{dT_p}{dy} (y = L_a) = \frac{dT_p}{dz} (z = 0) \quad (6)$$

$$\frac{dT_p}{dz} (z = L_c) = -\frac{dT_p}{du} (u = L_g) \quad (7)$$

$$T_p(x = L_e) = T_p(y = 0) = T_1 \quad (8)$$

$$T_p(y = L_a) = T_p(z = 0) = T_2 \quad (9)$$

$$T_p(z = L_c) = T_p(u = L_g) = T_3 \quad (10)$$

Além disso, como não há fluxo de calor nas extremidades do tubo, pode-se escrever que:

$$\frac{dT_p}{dx} (x = 0) = 0 \quad (11)$$

$$\frac{dT_p}{du} (u = 0) = 0 \quad (12)$$

Aplicando as condições de contorno de (5) a (12) nas equações de (1) a (4), determina-se A, B, C, D, E, F, G e H:

$$A = B = (T_1 - I/M^2)/g_1$$

$$C = [(T_v - T_1) \cdot (e^{MLa} - g_4) + T_2 - T_v]/g_4$$

$$D = [(T_v - T_2) - e^{MLa} \cdot (T_v - T_1)]/g_4$$

$$E = [(J/N^2 - T_2) \cdot (e^{NLc} - g_6) + T_3 - J/N^2]/g_6$$

$$F = [(J/N^2 - T_3) - e^{NLc} (J/N^2 - T_2)]/g_6$$

$$G = H = (T_3 - T_s)/g_7$$

onde:

$$g_1 = e^{MLE} + e^{-MLE} \quad g_5 = e^{NLc} + e^{-NLc}$$

$$g_2 = e^{MLE} - e^{-MLE} \quad g_6 = e^{NLc} - e^{-NLc}$$

$$g_3 = e^{NLa} + e^{-NLa} \quad g_7 = e^{NLg} + e^{-NLg}$$

$$g_4 = e^{NLa} - e^{-NLa} \quad g_8 = e^{NLg} - e^{-NLg}$$

Os valores T_1 , T_2 e T_3 , que representam as temperaturas nas junções das regiões do tubo, também são determinados quando as condições de contorno são aplicadas nas equações de (1) a (4):

$$T_1 = \frac{a_2 a_3 a_5 + 4N g_1 g_4 a_6 - 4N^2 g_4 g_7 a_2 + 2 g_1 a_4 a_5}{a_1 a_3 a_5 - 4N^2 g_4 g_7 a_1 - 4M g_1 g_6 a_5}$$

$$T_2 = \frac{a_1 a_4 a_5 + 2N g_4 a_1 a_6 + 4M g_6 a_2 a_5}{a_1 a_3 a_5 - 4N^2 g_4 g_7 a_1 - 4M g_1 g_6 a_5}$$

$$T_3 = \frac{a_1 a_3 a_6 + 4MN g_6 g_7 a_2 + 2N g_7 a_1 a_4 - 4M g_1 g_6 a_6}{a_1 a_3 a_5 - 4N^2 g_4 g_7 a_1 - 4M g_1 g_6 a_5}$$

onde:

$$a_1 = g_2 \cdot g_4 + g_1 \cdot g_3$$

$$a_2 = g_1 \cdot g_3 \cdot T_v + \frac{I \cdot g_2 \cdot g_4}{M^2} - 2 T_v \cdot g_1$$

$$a_3 = M g_3 \cdot g_6 + N \cdot g_4 \cdot g_5$$

$$a_4 = \frac{J \cdot g_4 \cdot g_5}{N} - \frac{2J \cdot g_4}{N} + M \cdot g_3 \cdot g_6 \cdot T_v - 2M \cdot g_6 \cdot T_v$$

$$a_5 = N \cdot g_5 \cdot g_7 + N \cdot g_6 \cdot g_8$$

$$a_6 = N \cdot g_6 \cdot g_8 \cdot T_s + \frac{g_5 \cdot g_7 \cdot J}{N} - \frac{2J \cdot g_7}{N}$$

Para utilização do modelo do plano frontal, falta ainda levantar os valores de T_v e L_g . O comprimento L_g pode ser calculado, segundo [3], pela equação:

$$L_g = \frac{m \cdot R \cdot T_s}{(p_v - p_s) \cdot A_v} \quad (13)$$

A equação (13) é obtida através de um modelo semelhante ao explicado, exceto que não se considera condução axial na parede do tubo.

O valor de T_v pode ser obtido sem dificuldade de que se conheça o coeficiente de transferência de calor entre o condensador e o exterior ($h_{f,c}$). No presente trabalho, o valor de T_v foi obtido experimentalmente.

Modelo da Difusão. O efeito da condução axial de calor na distribuição de temperaturas na parede do tubo foi incluído no modelo anterior. Para um maior refinamento, o efeito da difusão entre o vapor e o gás não condensável deve ser também considerado. A difusão do gás não condensável na parte ativa do condensador reduz a pressão parcial do vapor (Lei de Dalton) e, conseqüentemente, reduz também a temperatura do vapor e a temperatura da parede do tubo.

A Figura 2 mostra esquematicamente um elemento de volume de controle situado no condensador de um tubo de calor carregado com gás não condensável. O sistema de coordenadas para este modelo foi alterado de forma que $x = 0$ corresponde ao final do tubo.

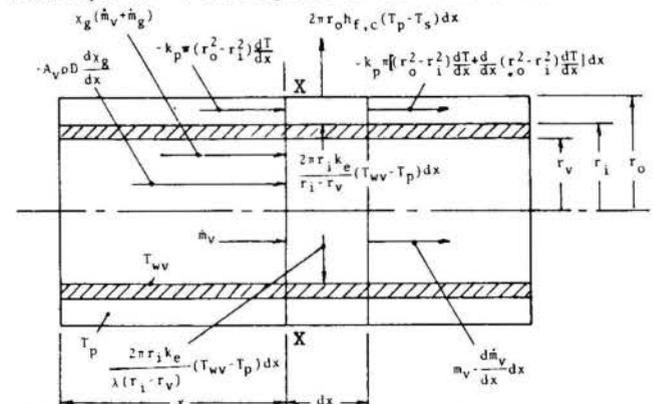


Fig. 2. Condensador de um tubo de calor carregado com gás não condensável.

A conservação da energia num elemento da parede do tubo de calor exige que:

$$-K_p \cdot \pi (r_0^2 - r_1^2) \cdot \frac{d^2 T_p}{dx^2} + \frac{2 \pi k_e}{\ln(r_1/r_v)} \cdot (T_v - T_p) - 2\pi r_0 \cdot h_{f,c} \cdot (T_p - T_s) = 0 \quad (14)$$

As quantidades de gás não condensável, que são transportadas, através do plano xx (Figura 2) por convecção e por difusão por unidade de tempo, são iguais a $(-A_v \cdot \rho_D \{d x_g/dx\})$ e $x_g (\dot{m}_g + \dot{m}_g)$, respectivamente.

Portanto, o fluxo de massa de gás através do plano xx é:

$$\dot{m}_g = X_g (\dot{m}_v + \dot{m}_g) - A_v \rho D \frac{dX_g}{dx} \quad (15)$$

Na operação em regime permanente, o gás encontra-se em equilíbrio e, por isso $\dot{m}_g = 0$. Portanto, a equação (15) pode ser escrita como:

$$\frac{dX_g}{dx} = \frac{\dot{m}_v \cdot X_g}{A_v \cdot \rho \cdot D} \quad (16)$$

A conservação da massa aplicada num elemento no núcleo do tubo (região preenchida pelo vapor) exige que no condensador:

$$\frac{d\dot{m}_v}{dx} = \frac{2\pi K_e}{\lambda \cdot \ln(r_i/r_v)} (T_v - T_p) \quad (17)$$

As equações (14), (16) e (17) constituem um sistema de três equações diferenciais que contêm cinco funções incógnitas, a saber, T_v , T_p , \dot{m}_v , X_g e ρ . Para solucionar este sistema, se faz necessário a presença de mais duas equações. Uma relação entre T_v e X_g pode ser conseguida através da equação de Clausius-Claperyon [1]:

$$T_v = \frac{T_v' \left(\frac{R_v \cdot T_v'}{\lambda} \cdot \ln \left(\frac{M_g (1 - X_g) + M_v \cdot X_g}{M_g (1 - X_g)} \right) + \frac{M_v \cdot X_g \cdot p_v'}{R_g \cdot T_v (M_v X_g + M_g (1 - X_g))} \right)}{1 + \frac{R_v \cdot T_v'}{\lambda} \cdot \ln \left(\frac{M_g (1 - X_g) + M_v \cdot X_g}{M_g (1 - X_g)} \right)} \quad (18)$$

Considerando que o gás não condensável e o vapor do fluido de trabalho são gases perfeitos, pode-se calcular a densidade da mistura gás-vapor pela equação:

$$\rho = \frac{p_v'}{R_v \cdot T_v} \exp \left[\frac{\lambda}{R_v \cdot T_v} \cdot \left(1 - \frac{T_v'}{T_v} \right) \right] + \frac{M_v \cdot X_g \cdot p_v'}{R_g \cdot T_v (M_v X_g + M_g (1 - X_g))} \quad (19)$$

Agora, as equações (14), (16), (17), (18) e (19) constituem um sistema de cinco equações com cinco funções incógnitas e pode ser resolvido. Como condições de contorno para a solução do sistema, pode-se usar para a posição $x = 0$,

$$T_p = T_s \quad (20)$$

$$\dot{m}_v = 0 \quad (21)$$

$$\frac{dT_p}{dx} = 0 \quad (22)$$

O calor total rejeitado também é uma condição de contorno:

$$Q = \int_0^{L_c} 2\pi r_o \cdot h_{f,c} \cdot (T_p - T_s) dx \quad (23)$$

As equações (14), (16), (17), (18) e (19) podem ser solucionadas através do método numérico de Runge-Kutta de 4ª ordem. Um valor inicial para T_v em $x = 0$ é arbitrado e, através do método numérico citado, os valores de T_p , \dot{m}_v , X_g e ρ estão calculados para várias posições x ao longo do evaporador. Uma vez levantadas todas as temperaturas ao longo da parede do tubo, é possível, através da equação (23), calcular o valor Q rejeitado pelo tubo. Caso este valor, dentro de um certo erro pré-estabelecido, não coincida com o valor da carga térmica real no tubo, então um novo valor para T_v em $x = 0$ deverá ser arbitrado. Repete-se a rotina para o cálculo de Q até que se obtenha o valor correto.

EXPERIMENTAÇÃO

O tubo de calor utilizado no experimento deste

trabalho teve como principais características:

(i) Casco de cobre com $L_c = 300$ mm, $L_a = 300$ mm, $L_c + L_a = 400$ mm, $d_o = 25,0$ mm e $d_i = 23,0$ mm.

(ii) Estrutura capilar de bronze sinterizado com espessura de 2,18 mm.

(iii) Como fluido de trabalho foi utilizado água.

(iv) Como gás não condensável foi utilizado ar, com $m_g = 2,0 \times 10^{-6}$ kg.

(v) O condensador foi resfriado através de convecção forçada, sendo utilizado água como fluido refrigerante.

O tubo de calor foi ensaiado nas seguintes condições:

(i) A vazão mássica de água no condensador foi fixada em 400 ml/min, 600 ml/min, 800 ml/min e 1200 ml/min. A temperatura de entrada da água foi 30°C.

(ii) A carga térmica foi fornecida através de uma resistência elétrica envolvente no tubo, na região do evaporador, e sua medida foi feita diretamente através de um wattímetro.

(iii) O tubo foi sempre ensaiado na posição horizontal e em regime permanente.

RESULTADOS E CONCLUSÕES

Perfil Térmico na Parede do Tubo. As figuras de 3 a 5 apresentam o perfil térmico na parede do tubo de calor para três situações diferentes de carga térmica (50W, 75W e 100W). Nos três casos, o condensador foi resfriado com água com uma vazão de 600 ml/min. Em cada gráfico, são apresentados dezesseis pontos experimentais da curva, bem como os dois modelos teóricos para previsão do perfil térmico (o modelo do plano frontal e o modelo da difusão).

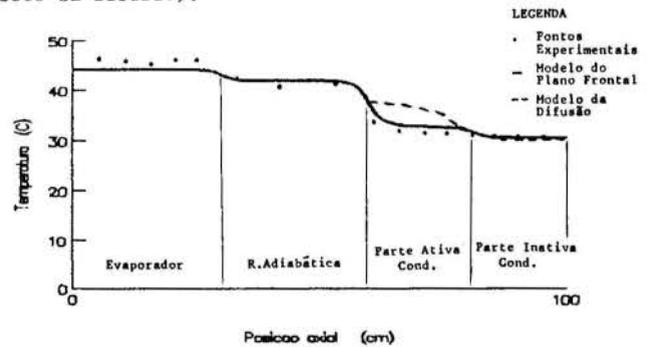


Fig. 3 Perfil de temperaturas na parede do tubo de calor operando com carga térmica de 50W e condensador resfriado a água com vazão de 600 ml/min.

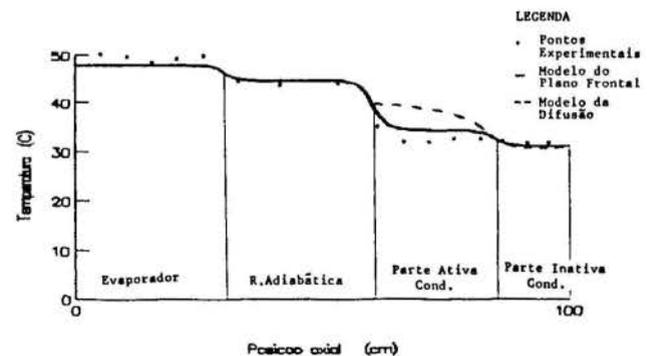


Fig. 4 Perfil de temperaturas na parede do tubo de calor operando com carga térmica de 75W e condensador resfriado a água com vazão de 600 ml/min.

(Figuras 6, 7 e 8).

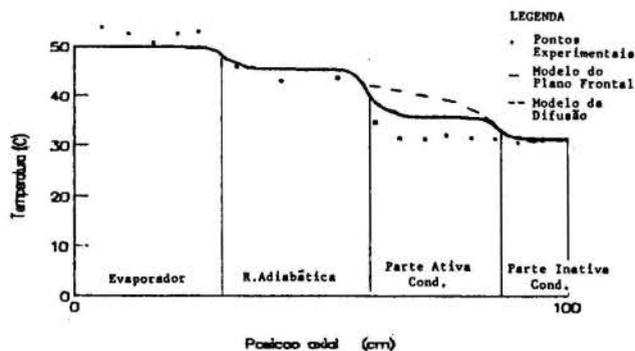


Fig. 5 Perfil de temperaturas na parede do tubo operando com carga térmica de 100W e condensador resfriado a água com vazão de 600 ml/min.

Uma análise dos gráficos mostra que o modelo do plano frontal, apesar de mais simplificado, é mais confiável do que o modelo da difusão. Acreditamos que a distorção entre a curva de temperaturas gerada pelo modelo da difusão e a curva real de temperaturas reside na imprecisão do valor do coeficiente de difusão D entre o vapor e o gás. Para determinação deste valor, foi utilizada a equação abaixo [1]:

$$D = \frac{4,357 \times 10^{-2} \cdot T_v^E}{P_v \left(V_v^{1/3} - V_g^{1/3} \right)^2} \left(\frac{1}{M_v} + \frac{1}{M_g} \right)^{1/2} \quad (24)$$

Nesta equação, E é um expoente adimensional, de valor 2,24, que foi determinado experimentalmente. Variações de 3% sobre este valor produzem distorções profundas na curva de temperatura, atestando a influência sensível do coeficiente D sobre o perfil térmico do tubo. Acreditamos, portanto, que um estudo mais profundo sobre os valores do coeficiente D consiga corrigir o modelo da difusão.

O modelo do plano frontal apresentou excelente concordância com os valores experimentais. Deve-se observar porém que, para cargas térmicas próximas do limite operacional do tubo (125W), verificou-se distorções mesmo para o modelo do plano frontal (Fig. 5).

Também é notório o ligeiro afastamento dos valores do modelo do plano frontal com os valores experimentais na região do evaporador. Acreditamos que a razão deste afastamento seja a utilização de um valor elevado para a condutividade térmica efetiva da matriz leito-líquido. Tal condutividade foi calculada pela equação abaixo [1]:

$$K_e = \frac{K_L \cdot (K_L \cdot K_w - (1-\epsilon) \cdot (K_L - K_w))}{K_L + K_w + (1-\epsilon) \cdot (K_L - K_w)} \quad (25)$$

A imprecisão do valor da condutividade térmica efetiva reside, provavelmente, não na equação (25) em si, mas no valor da porosidade ϵ do leito. Neste trabalho, ϵ foi medido e encontrou-se 0,35 para o seu valor. Contudo, só é possível medir a porosidade aberta do leito poroso e, por isso, tal valor não é completamente confiável. Já que o valor da condutividade térmica deve ser menor que o calculado, é bastante provável a existência de poros fechados no interior do leito, preenchidos com gases.

O afastamento dos valores do modelo do plano frontal no condensador com os valores experimentais podem ser explicados pela imprecisão no valor da condutividade térmica efetiva da matriz leito-líquido e, somando-se a isto, a imprecisão no valor do coeficiente de transferência de calor entre o condensador e a fonte fria ($h_{f,c}$). Para o condensador resfriado a água, o coeficiente $h_{f,c}$ utilizado foi da ordem de $10^3 \text{ W/m}^2\text{C}$. Também é importante observar que o erro médio estimado para a leitura de cada termopar é de $0,5^\circ\text{C}$.

A seguir, são apresentadas outras curvas de temperaturas onde a carga térmica é fixa, 50W, mas a vazão de água de resfriamento do condensador é variável

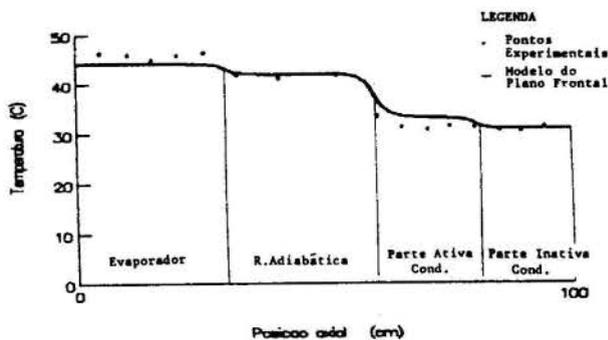


Fig. 6 Perfil de temperaturas na parede do tubo operando com carga térmica de 50W e condensador resfriado a água com vazão de 400 ml/min.

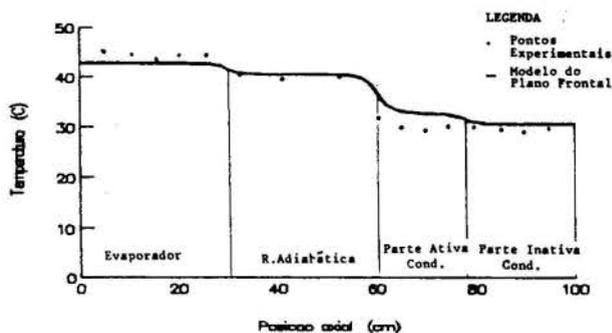


Fig. 7 Perfil de temperaturas na parede do tubo operando com carga térmica de 50W e condensador resfriado a água com vazão de 800 ml/min.

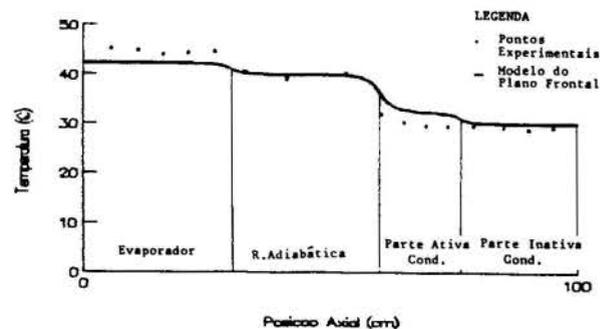


Fig. 8 Perfil de temperaturas na parede do tubo operando com carga térmica de 50W e condensador resfriado a água com vazão de 1200 ml/min.

Nestas curvas, não foi apresentado o modelo da difusão, já que este não apresentou concordância com os pontos reais. Conforme se pode notar, novamente ocorreu excelente concordância entre o modelo do plano frontal e os pontos experimentais, com as mesmas restrições citadas anteriormente.

Temperatura de Operação. O tubo de calor convencional tem a sua temperatura de operação alterada de maneira sensível quando se altera a carga térmica e as condições de resfriamento do tubo. Ao contrário, o tubo de calor auto-controlável carregado com gás não condensável consegue manter quase constante sua temperatura de operação e, conseqüentemente, o perfil térmico na parede do condensador, quando se alteram as condições de entrada e saída de calor [1]. O quadro a seguir, feito com base nas informações experimentais deste trabalho, confirma o comportamento quase isotérmico do tubo de calor carga-

do com gás não condensável.

Comportamento da Temperatura de Operação e da Temperatura na Parede do Condensador.

Vazão de Água no condensador (ml/min)	Carga Térmica (W)	Temperatura de operação (°C)	Temperatura média na Parede do condensador (°C)
600	50	42	31,8
600	100	43	32,9
400	50	41,9	31,7
1200	50	40,3	30,7

Limite Operacional do Tubo de Calor. Experimentalmente foi observado que o tubo, funcionando em uma potência próxima de 125W e com o condensador resfriado com água, atingiu o seu limite de funcionamento. A temperatura de operação, para esta situação, oscilou por volta de 48°C. Para esta temperatura de operação, e de acordo com equações da referência [1], foi possível calcular os limites operacionais do tubo. A seguir, são apresentados apenas os dois valores mais importantes, o limite capilar (Q_C) e o limite de ebulição (Q_E): $Q_C = 225W$ e $Q_E = 245W$.

O valor 225W para o limite capilar está, provavelmente, correto, pois o seu cálculo não apresenta nenhuma consideração duvidosa. Entretanto, o mesmo não ocorre com o limite de ebulição, dado pela equação abaixo [1]:

$$Q_E = \frac{2\pi K_e L_e T_v \left(\frac{2\sigma_{LV}}{r_n} - p_c \right)}{\lambda R_v \rho_n (r_i/r_v)} \quad (26)$$

Nesta equação, r_n é o raio inicial das bolhas de vapor que se formam no leito poroso. O seu valor, recomendado por [5], é da ordem de 10^{-3} polegadas. Utilizando exatamente este valor, é que se obtém o valor 245W para o limite de ebulição. É importante notar que o valor de r_n influencia sensivelmente no valor de Q_E . Assim, acreditamos que o valor de r_n seja algo em torno de $1,6 \times 10^{-3}$ polegadas, pois, para este valor, o limite de ebulição concorda com o valor 125W, obtido experimentalmente.

Deve-se destacar, também, o fato de que foi o limite de ebulição, e não o limite capilar, que determinou a carga térmica máxima no tubo de calor deste trabalho. É muito comum a literatura especializada colocar o limite capilar como o mais crítico. Pelo menos no que se refere ao tubo de calor auto-controlável com gás não condensável, tal afirmativa deve ser questionada.

SIMBOLOGIA

A_v - Área da seção transversal de vapor no interior do tubo.
 D - Coeficiente de difusão do par gás-vapor.
 E - Expoente que governa o comportamento do coeficiente de difusão (equação 24).
 $h_{f,c}$ - Coeficiente de transferência de calor da parede do condensador para o exterior.
 L_e, L_a, L_c, L_g - comprimento do evaporador, região adiabática, parte ativa e parte inativa do condensador, respectivamente.
 K_p, K_e, K_L, K_w - Condutividade térmica do tubo, da matriz líquido-leito, do líquido saturado e do material do leito poroso, respectivamente.
 M - Parâmetro que mede o efeito da condução axial da parede do tubo de calor (equação 1 e 2).
 M_g - Massa molecular do gás não condensável.
 M_v - Massa molecular do vapor (Fluido de trabalho).
 \dot{m}_g, \dot{m}_v - Vazão mássica do gás e do vapor, respectivamente.
 N - Parâmetro que governa a forma do perfil térmico do condensador (equações 3 e 4).
 P_s, P_v, P_v' - Pressão de saturação do vapor na temperatura da fonte fria, na temperatura de operação e no início

do condensador ($z = 0$), respectivamente.

p_c - Pressão capilar na interface vapor-leito poroso.

Q - Carga térmica.

R_g, R_v - Constante de gás perfeito do gás e do vapor, respectivamente.

r_o, r_i, r_v - Raio da parede externa do tubo, da parede interna e do vapor no interior do tubo, respectivamente.

r_n - Raio inicial da bolha de vapor que se forma no leito poroso.

T_1, T_2, T_3 - Temperatura na parede externa do tubo na junção das regiões do evaporador-adiabática, adiabática - parte ativa do condensador e parte ativa - parte inativa do condensador, respectivamente.

T_s, T_v, T_v' - Temperatura da fonte fria, de operação e do vapor no início do condensador ($z = 0$).

X_g - Fração mássica do gás.

x, y, z, u - Coordenada axial do evaporador, região adiabática, parte ativa e parte inativa do condensador, respectivamente.

V_v e V_g - Volume atômico do vapor e do gás não condensável, respectivamente.

ρ - Densidade da mistura gás-vapor.

ρ_v - Densidade do vapor.

λ - Calor latente do fluido de trabalho

ϵ - Porosidade do leito poroso.

σ_{LV} - Tensão superficial entre o líquido saturado e vapor saturado.

REFERÊNCIAS

- [1] Machado, L., "Modelamento e Desenvolvimento de Tubo de Calor Auto-Controlável com Gás não Condensável", Tese de Mestrado, Universidade Federal de Minas Gerais, MG, Brasil, 1989.
- [2] Sun, K.H., Tien, C.L., "Simple Conduction Model for Theoretical Steady-State Heat Pipe Performance", *AIAA Journal*, Vol. 10, pp. 1051-1057, 1972.
- [3] Sun, K.H., Tien, C.L., "Thermal Performance Characteristics of Heat Pipes", *Journal Heat Mass Transfer*, Vol. 18, pp.363-380, 1975.
- [4] Edwards D.K., Marcus, B.D., "Heat and Mass Transfer in the Vicinity of the vapor-Gas Front in a Gas-Loaded Heat Pipe", *Journal of Heat Transfer*, Transactions of ASME, pp. 155-162, may, 1972.
- [5] Chi, S.W., "Heat Pipe Theory and Practice", McGraw-Hill Book Company, Washington, 1976.

ABSTRACT

A comparative study of mathematical models representing the temperature distribution on the wall of self-controlled gas loaded heat pipes, using non-condensing gas is presented. Two models (flat front and diffusion) have been adapted specifically to describe the thermal behaviour of the pipe. The flat front model results proved to be very consistent with the experimental results, whereas the diffusion model, exhibited some deficiencies in spite of being the more refined of the two.

A few additional important conclusions related to the isothermic behaviour of the pipe and its operational limits, have been obtained from experimental tests.



NEWTON RIBEIRO ROCHA
 Professor Adjunto – Deptº Engenharia Mecânica – EEUFMG
 Av. Antônio Carlos, 6627 – 31.270 – Belo Horizonte – MG
 JÚLIA MARIA GARCIA
 Prof. Assistente – DEM/PUC – Belo Horizonte – MG



RESUMO

Neste trabalho desenvolve-se metodologia para a fabricação de estruturas capilares obtidas através da sinterização de pós-metálicos, com espessura e porosidade controlada para aplicação em tubos de calor. Tubos de calor utilizando esta estrutura capilar foram projetados e construídos. Um destes tubos foi analisado termicamente sob potências de 50 a 750 watts fornecida no evaporador. Comparou-se o perfil de temperaturas ao longo do tubo obtido do modelo de SUN e TIEN, com os resultados experimentais.

INTRODUÇÃO

O avanço tecnológico de tubos de calor passa obrigatoriamente pelo desenvolvimento de leitos porosos, de roteiros de projetos eficientes e de comparações entre o equipamento projetado e modelos físico-matemáticos.

No campo de tubos de calor, há que se adequar o projeto aos materiais específicos a cada aplicação. Visando portanto, a continuidade do desenvolvimento de tubos de calor, procurou-se conhecer e dominar científica e tecnicamente o tubo de calor com leito sinterizado metálico.

Utilizou-se para projeto as orientações de [1], [2], [3] e [4].

O modelo físico-matemático de comparação utilizado foi o desenvolvido por SUN e TIEN [5], para tubos de calor funcionando horizontalmente, introduzindo-se alterações inerentes ao caso em estudo.

Os testes de tubos de calor foram realizados com inclinações de 0, 5, e 10 graus com a horizontal e nas faixas de potência entre 50W – 750W.

MODELO MATEMÁTICO

Para a comparação entre a performance experimental e teórica do tubo de calor, utilizou-se o modelo desenvolvido por SUN e TIEN [5]. Este modelo permite a determinação da temperatura de saturação do vapor e das distribuições de temperatura e ao longo da parede externa da carcaça do tubo de calor.

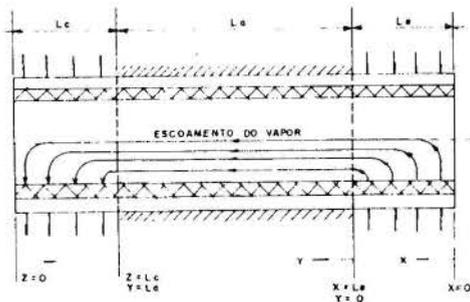


Fig. 1 Esquema do tubo de calor e eixos de coordenadas.

As hipóteses físicas do modelo são (Ver Fig.1):

1. O tubo de calor contém apenas um fluido de trabalho e opera em condições de regime permanente;
2. O leito é completamente saturado com o fluido de trabalho na fase líquida, desprezando-se a convecção dentro do leito. Deste modo, a matriz leito-líquido é

tratada como um corpo homogêneo com uma condutividade térmica efetiva que leva em conta os efeitos do líquido na matriz;

3. A energia é transferida para o fluido de refrigeração do condensador do tubo de calor por condução axial ao longo da parede do tubo e condução radial através do leito e da parede no condensador;

4. Os processos de vaporização e condensação ocorrem somente na interface leito-vapor e os efeitos de convecção sobre as variações de temperatura no espaço de vapor são negligenciados.

O sistema físico considerado é um tubo de calor cilíndrico longo, com injeção de calor no evaporador e remoção de calor no condensador, uniformes. Não há fluxo de calor através das extremidades do tubo.

As equações de transferência de calor são estabelecidas separadamente para as regiões de evaporação, adiabática e condensação com condições de continuidade de temperatura e fluxo de calor em suas junções.

Utilizando o sistema de coordenadas indicado na figura 1, as equações que descrevem o perfil de temperaturas adimensionalizado ao longo da parede externa do tubo de calor, são:

- Para o evaporador ($0 < \eta < \eta_e$)

$$\theta_e(\eta) = 1 + (\theta_1 - 1) \cosh Mn / \cosh Mn_e \quad (1)$$

onde

$$\eta = \frac{x}{L}, \theta_e(\eta) = \frac{T_{pe}(x) - T_s}{(Q/2\pi L_e K_e) \ln(D_i/D_v)} \quad (2)$$

$$\eta_e = \frac{L_e}{L}, M = \left[\frac{8 K_e L^2}{K_t (D_e^2 - D_i^2) \ln\left(\frac{D_i}{D_v}\right)} \right] \quad (3)$$

$$\theta_1 = \frac{T_{p1} - T_s}{(Q/2\pi L_e K_e) \ln(D_i/D_v)} \quad (4)$$

- Para a seção adiabática ($0 < \beta < \beta_a$)

$$\theta_a(\beta) = \theta_1 \cosh M\beta + (\theta_2 - \theta_1 \cosh M\beta_a) \frac{\sinh M\beta}{\sinh M\beta_a} \quad (5)$$

com,

$$\beta = \frac{y}{L}, \beta_a = \frac{L_a}{L}, \theta_a(\beta) = \frac{T_{pa}(y) - T_s}{(Q/2\pi L_e K_e) \ln(D_i/D_v)} \quad (6)$$

$$\theta_2 = \frac{T_{p2} - T_s}{(Q/2\pi L_e K_e) \ln(D_i/D_v)} \quad (7)$$

- Para o condensador ($0 < \xi < \xi_c$)

$$\theta_c(\xi) = \frac{B_i}{1+B_i} e^{-(\theta_2 - \frac{B_i}{1+B_i} \theta_0) \frac{\cosh M(1+B_i)^{1/2} \xi}{\cosh M(1+B_i)^{1/2} \xi_c}} \quad (8)$$

$$\xi = \frac{z}{L}, \quad \theta_c(\xi) = \frac{T_{pc}(z) - T_s}{(Q/2\pi L_e K_e) \ln(D_i/D_v)} \quad (9)$$

$$\xi_c = \frac{L_c}{L}, \quad B_i = (h D_e/2 K_e) \ln(D_i/D_v) \quad (10)$$

$$\theta_0 = \frac{T_0 - T_s}{(Q/2\pi L_e K_e) \ln(D_i/D_v)} \quad (11)$$

Combinando as equações (1), (5) e (8) com as condições dadas pela continuidade de fluxo de calor entre cada região, isto é,

$$\theta_e'(\eta_e) = \theta_a'(0), \quad \theta_a'(\beta_a) = -\theta_c'(\xi_c) \quad (12)$$

resultam as seguintes expressões para θ_1 e θ_2 :

$$\theta_1 = \frac{1}{\alpha} = \{B_i \theta_0 \gamma_2 / (1+B_i)^{1/2} + \gamma_1 [\gamma_2 \gamma_3 (1+B_i)^{1/2} + \gamma_4]\} \quad (13)$$

$$\theta_2 = \frac{\theta_1 (\gamma_1 \gamma_3 + \gamma_4) - \gamma_1 \gamma_3}{\gamma_1 \gamma_3} \quad (14)$$

onde,

$$\alpha = (1+B_i)^{1/2} (\gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 + \gamma_2 \gamma_4) + \gamma_1 \gamma_4 \gamma_3 \quad (15)$$

$$\gamma_1 = \tanh M\eta_e, \quad \gamma_2 = \tanh M(1+B_i)^{1/2} \xi_c$$

$$\gamma_3 = \sinh M\beta_a, \quad \gamma_4 = \cosh M\beta_a$$

A temperatura de saturação do vapor, T_s , foi determinada através de um balanço térmico entre duas seções do condensador z e $(z + dz)$. Considerou-se que o fluido de resfriamento entra no trocador de calor do condensador à temperatura T_e e à vazão \dot{M} e que o coeficiente de transferência de calor h entre a parede do tubo e o fluido de resfriamento não varia apreciavelmente ao longo do tubo de calor. Portanto, θ_0 é dada por:

$$\theta_c = \frac{-\eta_e \alpha / B_i + \gamma_1 \gamma_2 / M(1+B_i)^{1/2}}{\xi_c \alpha / (1+B_i) + B_i (\gamma_1 \gamma_2 \gamma_4 + \gamma_2 \gamma_3) / M(1+B_i)^{3/2}} \quad (16)$$

MATERIAIS E MÉTODOS

Tubo de Calor - Preparação e Testes. As montagens experimentais de evacuação e enchimento, e de testes do tubo de calor são mostrados esquematicamente nas Figuras 2 e 3, respectivamente.

Com a válvula 6b fechada, a bureta foi cheia com o fluido de trabalho (água tridestilada, deionizada e degaseificada).

A operação de evacuação foi realizada com a válvula 6b fechada e a 6a aberta. Ao atingir o nível de vácuo desejado, fechou-se 6a e procedeu-se à operação de corte e vedação do tubo de evacuação, observando através do medidor de vácuo tipo PIRANI lb, se não houve fugas. Em seguida, realizou-se o enchimento pela abertura da válvula 6b.

O aquecedor do evaporador foi construído com uma

resistência elétrica com miçangas de porcelana e enrolada em espiral em torno de um tarugo de alumínio ôco e bi-partido devidamente isolados do exterior com lã de vidro. A regulação da potência de alimentação da resistência de aquecimento foi feita através de um variador de tensão eletrônico.

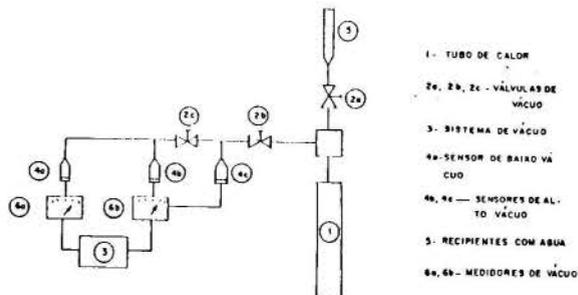


Fig. 2 Sistema de evacuação e enchimento.

O trocador de calor de condensação foi construído com um tubo bi-partido de aço galvanizado, instalado concêntricamente sobre a seção de condensação, fornecendo uma região anular para o escoamento do fluido de resfriamento. A temperatura de entrada da água de resfriamento no trocador de calor de condensação foi controlada em um aquecedor elétrico e a sua vazão regulada através de um registro tipo agulha.

Para a aquisição das temperaturas ao longo da parede externa do tubo de calor, usou-se 24 termopares de cromel-alumel e um sistema de aquisição de dados YOKOGAWA.

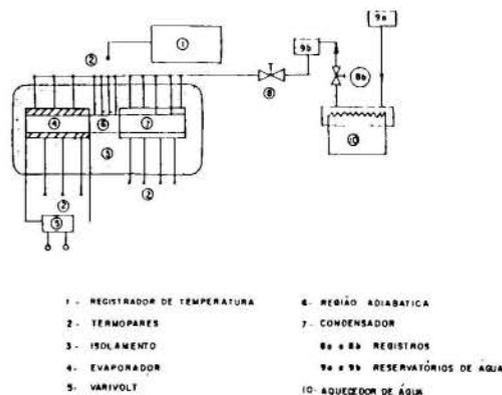


Fig. 3 Banco de Testes.

Confeção do Leito Poroso. A estrutura capilar foi obtida através da sinterização de partículas de bronze sobre a superfície interna do casco do tubo de calor. Estas partículas, aproximadamente esféricas, classificadas entre 0,4 e 0,6mm foram sinterizadas para dar uma espessura ao leito de 2,175mm.

O desenho esquemático do equipamento de sinterização é mostrado na Figura 4.

Para a obtenção do leito na espessura desejada foi utilizado um mandril de aço inoxidável concêntrico e interno ao tubo de cobre (casco do tubo de calor), fixado por meio de tampas com aberturas periféricas por onde foi introduzido o material do leito.

Para evitar oxidação e manter a limpeza no interior do tubo de cobre e das esferas de bronze, foi incorporada uma atmosfera de H_2 durante todo o processo de sinterização e resfriamento. A temperatura de sinterização foi mantida em $740^\circ C$.

O Tubo de Calor. As características do tubo de calor projetado e construído são:

Comprimento total.....	1000 mm
Comprimento do evaporador.....	300 mm
Comprimento da seção adiabática.....	300 mm

Comprimento do condensador..... 400 mm
 Diâmetro externo do casco..... 25,4 mm
 Diâmetro interno do casco..... 23,4 mm
 Diâmetro do espaço de vapor..... 19,05mm
 Material do casco..... Cobre
 Estrutura Capilar..... Sinterizado de bronze
 com uma porosidade de 37%
 Fluido de Trabalho..... Água destilada e deionizada.

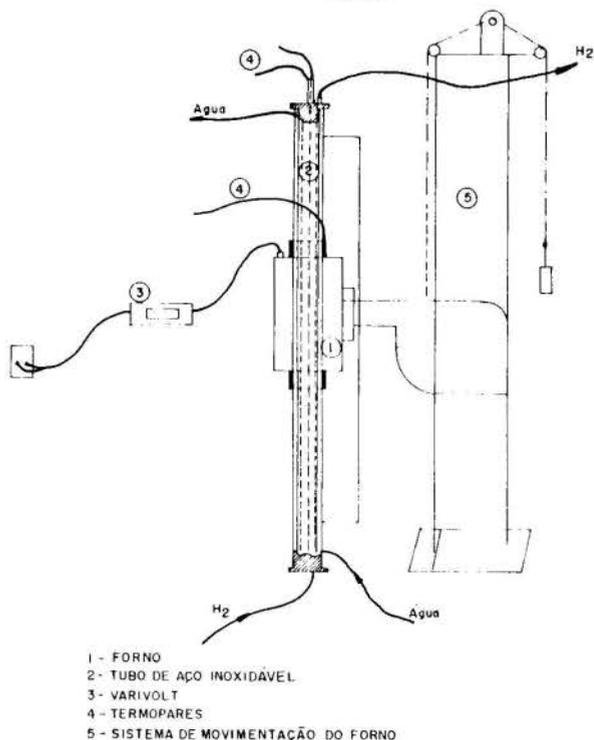


Fig. 4 Equipamento de sinterização.

Metodologia dos Ensaios. O tubo de calor foi ensaiado para 3(três) condições de inclinação 0, 5 e 10° com a horizontal. Para cada inclinação, a potência fornecida ao evaporador era variada a partir de 50W, em degraus de 50W. Em cada ensaio eram medidas todas as temperaturas necessárias, quando o sistema atingia o regime permanente.

RESULTADOS E ANÁLISE

Como resultado são apresentados os gráficos das Figuras 5,6,7. Nestas figuras são mostrados os desvios do modelo teórico com relação aos resultados experimentais, das temperaturas das paredes externas do evaporador, seção adiabática e condensador, respectivamente.

As Figuras 8, 9 mostram como exemplo, os perfis de temperaturas experimentais ao longo do tubo de calor em relação ao teoricamente obtido do modelo, para tubos horizontais e inclinado de 5°.

O número de ensaios realizados foi de 150(cento e cinquenta) [1].

Também é apresentado o quadro 1, onde relaciona-se os limites de potência experimentais transferida pelo tubo de calor, e os limites previstos no projeto.

A Fig. 5 (evaporador) mostra que os desvios são maiores nas temperaturas mais baixas e se aproximam mais para temperaturas maiores. Já a Fig.6(adiabática) mostra uma boa aproximação na região intermediária, e desvios maiores para temperaturas altas e baixas. A Fig. 7 (condensador), apresenta boa aproximação a baixas e médias temperaturas e desvio maior para altas temperaturas. Porém uma análise global dos desvios apresentou desvios médios de 6,8%, 8,2% e 7%, para as regiões de evaporador, região adiabática e condensador, respectivamente.

As Figs. 8 e 9 mostram, que o perfil de temperaturas experimentais, tem um andamento isotérmico em todas as regiões que demonstram o funcionamento perfeito de tubo de calor e a ausência de gases não condensáveis no

condensador.

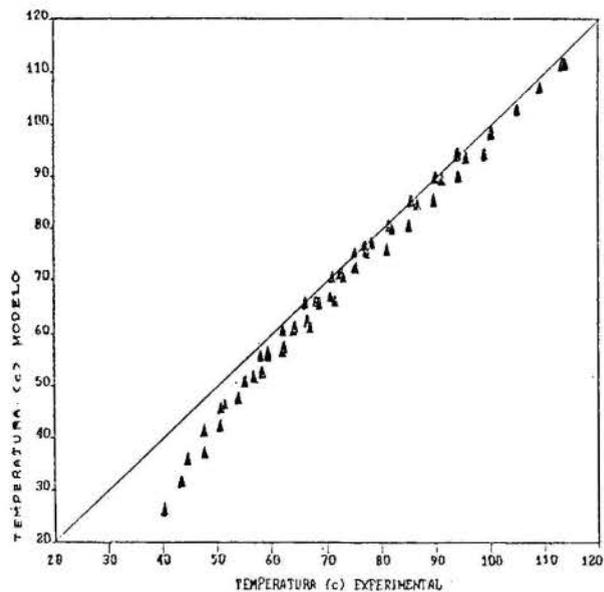


Fig. 5 Desvio entre as temperaturas teóricas e experimentais na região do evaporador.

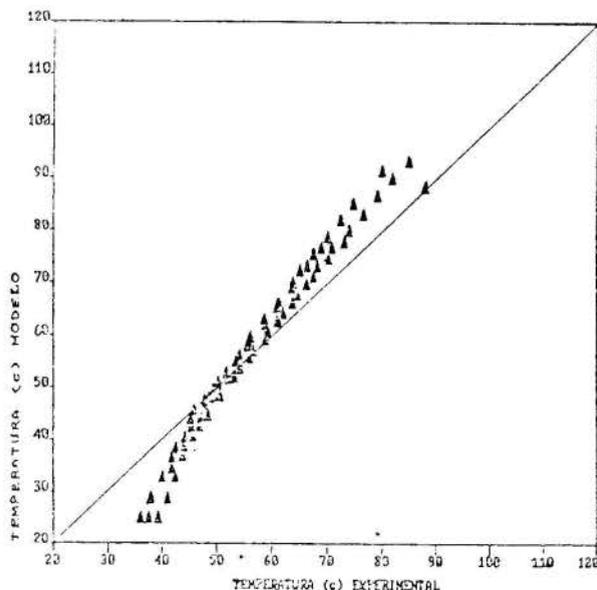


Fig. 6 Desvio entre as temperaturas teóricas e experimentais na região da seção adiabática.

O Quadro 1, mostra que de 6 situações ensaiadas para encontrar o limite real de transferência de calor: 4 dos foram maiores que os de projeto, variando de 18% a mais para o caso 6 até 44% no caso 1.

CONCLUSÕES

- a. O roteiro de projeto deverá ser corrigido quanto à potência do limite capilar (foi conservativo);
- b. O não aparecimento de pontos quentes (salto de temperaturas), demonstram que a construção do leito foi perfeita;
- c. A construção do tubo foi perfeita pois: o andamento dos perfis de temperatura foi isotérmico e não houve presença de gases não condensáveis no condensador;
- d. O modelo matemático para previsão dos perfis de temperatura pode ser usado, em vista dos desvios percentuais encontrados.
- e. O aumento da inclinação aumenta a capacidade de transferência de calor do tubo de calor;
- f. Os tubos de calor foram limitados capilarmente.

te, conforme o projeto.

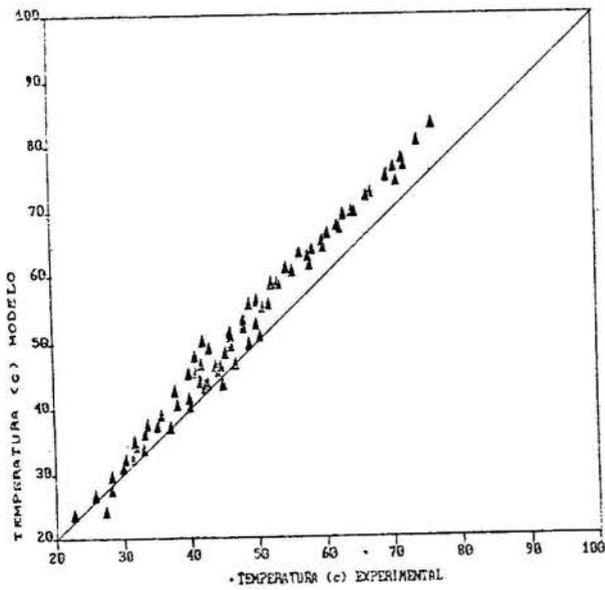


Fig. 7 Desvio entre as temperaturas teóricas e experimentais na região do condensador.

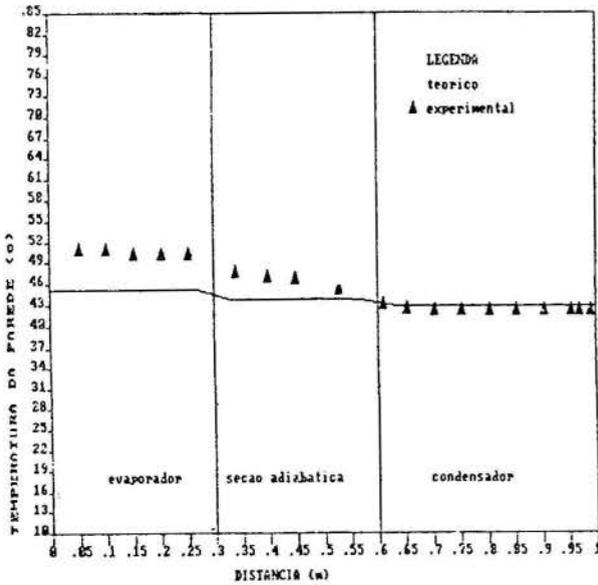


Fig. 8 Distribuição das temperaturas típicas na parede do tubo de calor para $T_E = 40^\circ\text{C}$; $Q = 150\text{W}$ e $\alpha = 0, 5, 10$ graus.

Quadro 1 Desvio % entre a taxa de calor máxima a ser transportada pelo tubo.

INCLINAÇÃO GRAUS	T_E ($^\circ\text{C}$)	$Q_{M\acute{A}X}$ TEÓRICO (W)	$Q_{M\acute{A}X}$ EXPERIMENTAL (W)	DESVIO PERCENTUAL
0	1 20	168	300	44
	2 30	195	300	35
	3 40	225	300	25
5	4 20	339	550	38,4
	5 30	390	550	29,1
	6 40	447	550	18,7

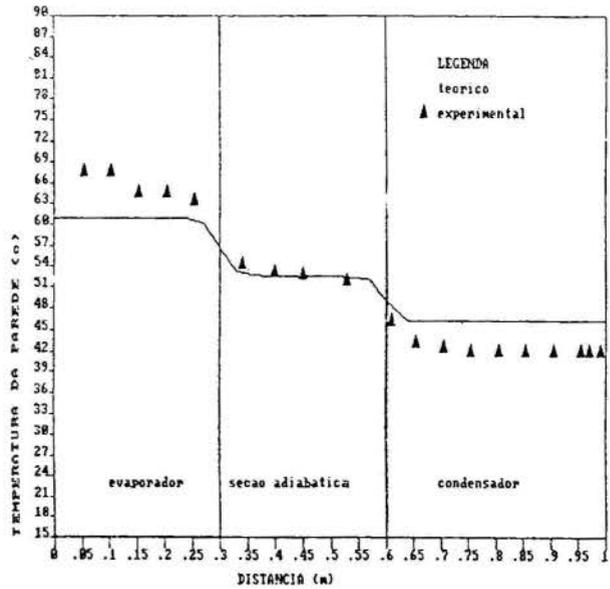


Fig. 9 Distribuição das temperaturas típicas na parede do tubo de calor para $T_E = 20^\circ\text{C}$, $Q = 200\text{W}$ e $\alpha = 0,5^\circ\text{C}$.

SIMBOLOGIA

- L - Comprimento total do tubo.
- L_e - Comprimento do evaporador.
- L_a - comprimento da seção adiabática.
- T_{pe} - temperatura da parede no evaporador.
- T_{pa} - temperatura da parede na região adiabática.
- T_{pc} - temperatura da parede no condensador.
- T_{p1} - temperatura na junção do evaporador e seção adiabática.
- T_{p2} - temperatura na junção da seção adiabática e condensador.
- T_s - temperatura de saturação do vapor.
- T_o - temperatura média do fluido de resfriamento.
- K_e - condutividade térmica efetiva da estrutura capilar.
- K_t - condutividade térmica do material do tubo.
- D_i - diâmetro interno do tubo.
- D_e - diâmetro externo do tubo.
- D_v - diâmetro do espaço de vapor.
- Q - potência térmica fornecida à região do evaporador.
- $\theta_e(\eta)$ - temperatura adimensional da parede do evaporador.
- $\theta_a(\eta)$ - temperatura adimensional da parede da seção adiabática.
- $\theta_c(\eta)$ - temperatura adimensional da parede do condensador.
- η - coordenada adimensional = x/L .
- β - coordenada adimensional = y/L .
- ξ - coordenada adimensional = z/L .

REFERÊNCIAS

- [1] Chi, S.W., "Heat Pipe Theory and Practice", McGraw-Hill, New York, USA, 1972.
- [2] Dunn, P.D. & Reay, D.A., "Heat Pipes" Pergamon Press, Oxford, U.K., 1976.
- [3] Shibayama, S., "Study on a Heat Pipe" International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 23, pp. 1003-13, 1980.
- [4] Busse, C.A., "Pressure Drop in the Vapor Phase of Long Heat Pipes". Thermoionic Conversion Specialist Conference. Vol. I, pp. 391-398, 1967.
- [5] Sun, K.H. & Tien, C.L., "Thermal Performance Characteristics of Heat Pipes", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 18, pp. 363-380, 1975.

ABSTRACT

In the present work is developed the technology to make capillary structures of sinterized metallic materials with controlled thickness and porosity for application in heat pipes. The heat pipe then projected and built was tested and thermal analysed by using thermal powers supplied to the evaporation region, in the range from 50 to 750 watts. For theoretical analysis for experimental data, was used the model of SUN and TIEN. The analysis of the results shows the construction techniques and the approach of the model to be satisfactory.

DISEÑO Y COMPORTAMIENTO DE UN EVAPORADOR DE MEZCLA
AIRE COMBUSTIBLE BASADO EN TUBOS DE CALOR



César E. Rosas y Nelson O. Moraga
Universidad de Santiago de Chile
Departamento de Ingeniería Mecánica
Casilla 10233 - Santiago, Chile



RESUMEN

Se presenta un criterio de diseño, construcción y prueba de un evaporador de mezcla aire combustible utilizando tubos de calor, para ser instalado en motores ciclo Otto, con el objeto de reducir la emisión de contaminantes. La metodología consiste en diseñar y construir un tubo de calor en base al calor necesario para homogenizar la mezcla. El dispositivo es instalado en un motor, y probado a distintas RPM. Los resultados obtenidos indican que éste funciona bien, particularmente bajo condiciones de funcionamiento en ciudad, disminuyendo la emisión de contaminantes (CO y HC).

INTRODUCCION

El uso masivo de vehículos automotrices con motores de combustión interna ha producido serios problemas de contaminación ambiental, debido a las emanaciones de productos contaminantes producidos por la combustión.

En los motores ciclo Otto, o de encendido por chispa, los principales productos contaminantes de la combustión son: monóxido de carbono (CO), Hidrocarburos (HC) y Oxidos de Nitrógeno (NO_x); los cuales es necesario reducir para minimizar sus efectos dañinos en el medio ambiente.

Los principales métodos que permiten reducir, en forma eficiente, los niveles de emisión de estos productos, según John et. al. [1] son: i) el uso de catalizadores, ii) el funcionamiento con mezclas pobres y iii) el funcionamiento con carga estratificada de mezcla de aire combustible. Para los dos primeros métodos señalados, la preparación de la mezcla aire-combustible es de vital importancia. Esta preparación implica en sí dos aspectos: i) la dosificación del combustible de acuerdo a los requerimientos del motor, y ii) la mezcla del combustible con el aire, es decir, la homogeneidad de la mezcla. La experiencia ha demostrado que el menos satisfactorio de estos procesos es el de conseguir una mezcla homogénea, por lo tanto es necesario aplicar mecanismos que permitan alcanzar este propósito en la forma mas eficaz posible. Al respecto dos métodos son aplicables: i) la vaporización total del combustible, o ii) la atomización del combustible Harrow, et. al. [2], afirma que de estos dos métodos el mas efectivo es el primero, aún cuando este implica una reducción del rendimiento volumétrico, y consecuentemente de la potencia máxima del motor.

Para lograr la vaporización del combustible es necesario entregar calor a la mezcla aire-combustible, el cual puede ser transferido desde alguna de las fuentes de calor del motor, es decir, desde los gases de escape, o desde el sistema de enfriamiento del motor. Normalmente el calor requerido es extraído desde los gases de escape. Para conseguir este objetivo, en el pasado, los motores se diseñaban con el múltiple de admisión tan cerca como fuera posible, e incluso en contacto directo, del múltiple de escape, produciéndose así transferencia de calor por convección y conducción entre los gases de escape y la mezcla. En la actualidad este tipo de diseño está prácticamente desechado,

debido a que presenta mas inconvenientes que beneficios; siendo el factor negativo mas importante, el de no poder controlar la cantidad de calor transferido.

A partir de la década del 70 en los Estados Unidos se han estado desarrollando dispositivos evaporadores de mezcla aire combustible basados en el uso de tubos de calor, los cuales son elementos pasivos de transporte de calor que funcionan en base a la evaporación y condensación de un fluido de trabajo, y que presentan la posibilidad de controlar la cantidad de calor transferida, cuando estos son de conductancia variable, lo cual es fundamental para, a su vez, controlar la evaporación del combustible. Así el calor transferido puede regularse de acuerdo a los requerimientos de funcionamiento del motor.

En la figura 1 se muestra la estructura física de un tubo de calor de conductancia variable.

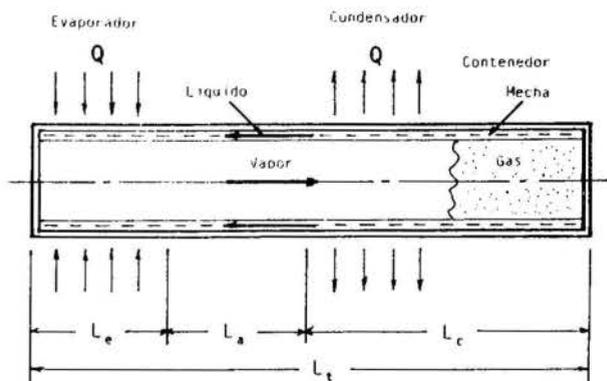


Fig. 1 Tubo de calor de conductancia variable.

Los resultados reportados en la literatura técnica, tal como Dumm and Reay [3], sobre el comportamiento de motores con este tipo de evaporadores indican que éstos pueden funcionar con relaciones aire-combustible de 20/1, y menores, produciendo bajos niveles de emisiones de productos contaminantes. Adicionalmente, al bajar la relación aire-combustible se obtiene una importante economía de combustible.

METODO

El diseño del evaporador de mezcla aire-combustible en consideración, consiste básicamente en el diseño del tubo de calor que tiene como función transportar el calor, en forma controlada, desde los gases de escape a la mezcla.

La metodología para lograr el diseño óptimo de un tubo de calor es en general, compleja; no tanto por los aspectos matemáticos involucrados, sino porque deben ser introducidas muchas consideraciones de carácter cualitativo. La figura 2 representa esquemáticamente el procedimiento de diseño a seguir.



Fig. 2 Esquema del procedimiento de diseño de un tubo de calor

Planteamiento del Problema. El planteamiento, o especificación del problema debe considerar, en primer lugar un conocimiento cabal de las características del motor para el cual se diseña el evaporador; con el fin de definir la cantidad de calor que es necesario transferir a la mezcla aire-combustible. Por lo tanto, es necesario considerar las características físicas, propiedades y ubicación de la fuente y sumidero de calor, lo cual es fundamental para definir las dimensiones físicas y las características mecánicas y termodinámicas de las distintas secciones del tubo de calor. Esto significa conocer los flujos másicos y temperaturas de los gases de escape y mezcla aire-combustible, como así mismo las dimensiones físicas de las zonas del tubo de escape y entrada del múltiple de admisión donde serán ubicados el evaporador y condensador del tubo de calor, respectivamente.

Por otro lado para definir la cantidad de calor a transferir a la mezcla debe considerarse que esta depende del flujo másico y temperatura necesaria para producir la vaporización total del combustible, la cual, a su vez, depende la relación aire-combustible (RAC) con que trabaja el motor. Esta temperatura depende, además, del tipo de combustible y del modo de operación del motor (ralentí o mariposa totalmente abierta). Según Harrow et. al [2] esta temperatura tiene un comportamiento como el que muestra el gráfico de la figura 3.

Estas temperaturas son las mínimas necesarias para lograr la vaporización completa del combustible. Es importante considerar que el calor suministrado en condición de mariposa totalmente abierta no debe ser superior al justo y necesario para obtener la vaporización comple

ta. De acuerdo a esta base de cálculo, Harrow et al. [2] reporta que la máxima potencia requerida para tal efecto es del orden de 1.25 KW/litro de volumen de desplazamiento del motor.

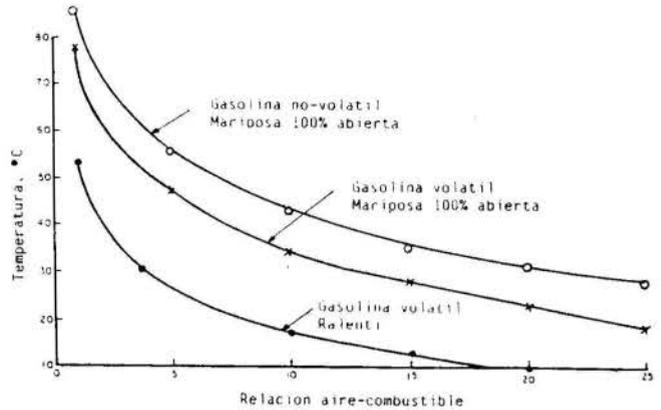


Fig. 3 Temperatura para 100% de vaporización versus relación aire-combustible.

Fluido de Trabajo, Mecha y Materiales para el tubo de Calor.

Selección del Fluido. Con las condiciones de la fuente y sumidero de calor especificadas, la temperatura de operación del tubo puede ser determinada en forma directa. Para que el funcionamiento del tubo de calor sea eficaz el fluido de trabajo debe estar en estado líquido. Esto es, el fluido debe tener una temperatura de fusión baja, y una temperatura crítica mayor que la temperatura de operación. Para un caso dado pueden existir varios fluidos que cumplen la condición anterior, por lo que para definir los méritos relativos entre ellos se hacen las siguientes consideraciones simplificadorias.

1. El tubo de calor es limitado por la capacidad de bombeo capilar.
2. Las pérdidas de presión en la fase vapor son despreciables.
3. El espesor de la mecha es mucho menor que el de radio del núcleo central del tubo.
4. El flujo de calor se distribuye uniformemente sobre las superficies del evaporador y del condensador.
5. La conductividad térmica de la mecha saturada de líquido es proporcional a la del líquido.

Con estas consideraciones el factor de transporte de calor por capilaridad $(QL)_c$, max. puede ser expresado por

$$(QL)_{c, \max} = 2 \left(\frac{\gamma \rho_l \lambda}{\mu_l} \right) \left(\frac{K}{r_c} \right) (2 \pi r_v t_w) \quad (1)$$

Aquí, los términos entre paréntesis representan, de izquierda a derecha, las propiedades del líquido, las propiedades de la mecha, y el área transversal de la mecha, respectivamente. Además, γ = coeficiente de tensión superficial, ρ_l = densidad del líquido, λ = calor latente de vaporización, μ_l = viscosidad del líquido, K = permeabilidad de la mecha r_l = radio capilar efectivo, r_v = radio del núcleo de vapor, t_w = espesor de la mecha.

La ecuación (1) indica que para un tubo de calor, con una determinada mecha, su factor de transporte de ca

lor es directamente proporcional al factor de transporte de líquido

$$N_1 = \frac{\gamma \rho_1 \lambda}{\mu_1} \quad (2)$$

Para un gradiente mínimo de temperatura de un tubo de calor, la caída de temperatura a través de la mecha saturada de líquido debe ser mínima. Con las consideraciones (3) y (5) descritas anteriormente, esta caída de temperatura puede ser expresada como

$$\Delta T \sim \frac{Q t_w}{k_1} \quad (3)$$

donde Q = flujo de calor y k = conductividad térmica del líquido. Además, de la ecuación (1), puede verse que el espesor requerido t_w de la mecha, para el mismo transporte de calor es inversamente proporcional al factor de transporte de líquido N_1 . Así, la ecuación (3) puede ser reescrita como

$$\Delta T \sim \frac{Q}{k_1 N_1} \quad (4)$$

Esta ecuación indica que la caída de temperatura a través de la mecha es inversamente proporcional a la propiedad del líquido $K_1 N_1$, la cual es conocida como factor de conductancia del líquido.

De lo anterior se puede concluir que para tubos de calor con una gran capacidad de transporte de calor, pero con pequeños gradientes de temperatura se pueden seleccionar fluidos de trabajo que tengan grandes factores de transporte (N_1) y de conductancia ($K_1 N_1$) del líquido.

Selección de la Mecha. El objetivo de la mecha de un tubo de calor es:

- i) Proporcionar los conductos necesarios para el flujo del líquido de retorno desde el condensador al evaporador.
- ii) Proporcionar una superficie porosa en la interface líquido-vapor para el desarrollo de la presión de bombeo capilar, y
- iii) Proporcionar un medio conductor del flujo de calor desde la superficie interior del contenedor a la interface líquido vapor.

De la ecuación (1) se puede ver que la capacidad de transporte de calor de un tubo de calor está asociada a las propiedades de la mecha, es decir, depende de la permeabilidad (K) y del radio (r_c) de los poros. Por lo tanto, si se requiere por ejemplo, una mecha de alta capacidad de transporte de líquido, ésta debe tener una alta permeabilidad y bajos valores de r_c .

Además existen otros aspectos importantes en la selección de la mecha, tales como: el autocebado, es decir, la capacidad de la mecha de llenarse de líquido sin asistencia externa; la susceptibilidad de ebullición del líquido en la mecha; la altura de levantamiento estático de la mecha, el costo de fabricación; etc. Como se ve, existen numerosos factores que inciden en la selección de la mecha, siendo, por lo tanto difícil indicar algunas reglas específicas para este fin. Sin embargo, se puede recomendar, en términos generales, que siempre que sea posible deben usarse los tipos de mechas más simples.

Selección de los Materiales. Un factor fundamental en la selección de los materiales para la mecha y conte-

nedor de un tubo de calor es su compatibilidad con el fluido de trabajo. Este es un aspecto importante, ya que los tubos de calor están sujetos a una continua degradación de su comportamiento, como resultado de reacciones químicas o descomposición del fluido de trabajo y corrosión o erosión del contenedor, o de la mecha. Actualmente no existe una teoría específica para predecir esta compatibilidad, por lo que se han desarrollado extensos ensayos para determinarla empíricamente. En la literatura técnica, tales como Dunn and Reay [3] y Chi [4] aparecen resultados de estos ensayos los cuales son usados para la selección de los materiales para las mechas y contenedores. Además de la compatibilidad, otros factores, tales como el peso, las características térmicas, los costos del material y de fabricación, pueden ser también de importancia. Así, por ejemplo, para un peso mínimo, el material que tenga el valor de la razón densidad/esfuerzo de tensión (ρ_u/f_u) más pequeño debe ser seleccionado; y si se requiere una pequeña caída de temperatura los materiales seleccionados deben tener un valor alto del producto entre su conductividad térmica y el esfuerzo de tensión (kfu).

Procedimiento de Cálculo. El cálculo está orientado, básicamente, a determinar las dimensiones y características del contenedor y mecha del tubo de calor. Las propiedades físicas de los posibles fluidos de trabajo, mechas y materiales, en conjunto con las especificaciones del problema conforman los datos de entrada para este cálculo. El procedimiento para tal efecto es el siguiente:

1. En primer lugar se determina el diámetro del tubo, considerando que la velocidad no sea excesiva.
2. Enseguida se procede al diseño mecánico del contenedor, el cual permite definir los detalles de éste.
3. Las dimensiones y características de la mecha se determinan considerando el límite de bombeo capilar.

Diámetro del Tubo de Calor. Aunque los tubos de calor pueden tener secciones transversales de distintas formas, la circular es la configuración más común, puesto que es la más eficiente desde el punto de vista de resistencia. Además, en el comercio están disponibles tubos de sección circular de los más diversos materiales. Como ya fue planteado, el diámetro del tubo de calor debe ser tal que la velocidad del vapor no sea excesiva, ya que con altos números de Mach el flujo compresible de vapor genera grandes gradientes axiales de temperatura. La experiencia ha demostrado que es conveniente que este parámetro no sea superior a 0,2. Bajo esta condición el vapor puede ser considerado incompresible y el gradiente axial de temperatura es lo suficientemente pequeño para ser despreciado. Para un tubo de calor cuyo requerimiento de transporte de calor, y consecuentemente el flujo de calor máximo Q_{max} , son conocidos, el diámetro del núcleo central por donde escurre el vapor, considerando un número de Mach M_v igual a 0,2, queda determinado por

$$d_v = \left(\frac{20 Q_{max}}{\pi \rho_v \lambda \sqrt{C_v R_v T_v}} \right)^{1/2} \quad (5)$$

donde C_v = calor específico del vapor, R_v = constante de gas y T_v = temperatura del vapor.

Diseño Mecánico del Contenedor del Tubo de Calor. La técnica de diseño para el contenedor del tubo de calor está definida por las normas para depósitos presurizados; por ejemplo las normas ASME. Para tubos circulares en los cuales el espesor de la pared es menor que el 10% de su diámetro el máximo esfuerzo de presión está dado, en forma aproximada, por

$$f_{\max} = \frac{P d_o}{2 t} \quad (6)$$

donde P = presión, d_o = diámetro exterior del tubo
t = espesor.

El máximo esfuerzo en cilindros de paredes delgadas, sometidas a presiones internas, está dado por

$$f_{\max} = \frac{P(d_o^2 + d_i^2)}{d_o^2 - d_i^2} \quad (7)$$

donde d_i = diámetro interior del tubo. Los extremos del contenedor pueden ser cerrados con tapas hemisféricas, cónicas o planas. Considerando que en la mayoría de los casos las tapas son planas el máximo esfuerzo está dado por

$$f_{\max} = \frac{P d_o^2}{8 t^2} \quad (8)$$

Para efectos de estos cálculos la presión interna del tubo es igual a la presión de saturación de vapor del fluido de trabajo a la temperatura de operación

Diseño de la Mecha. El procedimiento general para el dimensionamiento de la mecha, si ésta es del tipo de malla, una de las mas comunes, es como sigue:

1. Conociendo el diámetro interno d_i del tubo, el largo total L_t , y el ángulo de inclinación θ , la presión hidrostática puede ser calculada por la ecuación

$$P_g = \rho_l g (d_i \cos \theta + L_t \operatorname{sen} \theta) \quad (9)$$

donde g = aceleración de gravedad.

2. Definido el número de mallas de la mecha se determina la presión de capilaridad P_c , la cual no debe ser mucho menor que el doble de P_g , calculada anteriormente.
3. Ahora se asume un espesor t_w de la mecha y un diámetro del núcleo central de vapor d_v igual a $(d_i - 2t_w)$
4. El límite de transporte de calor para el tubo con el espesor de mecha asumido, puede ahora ser calculado como sigue:

$$(\dot{Q}L)_{c, \max} = \frac{P_c - P_g}{F_l + F_v} \quad (10)$$

donde F_l y F_v son los coeficientes de fricción de la fase líquida y vapor respectivamente, y están dados por

$$F_l = \frac{\mu_l}{K A_w \lambda \rho_l} \quad (11)$$

$$F_v = \frac{8 \mu_v}{\pi r_v^3 \rho_v \lambda} \quad (12)$$

5. Verificar si el $(\dot{Q}L)_c$, max calculado por la Ec. (10) es mayor que el requerido $(\dot{Q}L)$. Si es así, el espesor de mecha asumido es satisfactorio. Si no, un espesor mayor debe ser usado, y los pasos (3) a (5) deben ser repetidos.

2.4. Programa Computacional. Dado que en el procedimiento de cálculo existen procesos iterativos se implementa un programa computacional para ser procesado en PC, a través del cual se determinan todos los parámetros de diseño. Este programa está constituido por un menú principal, un programa maestro, archivos de datos y diversas subrutinas de cálculo.

Los datos de entrada para el programa son:

- La cantidad de calor a transportar.
- La longitud total del tubo de calor.
- Las longitudes del evaporador y condensador.
- Las temperaturas y velocidades del gas de escape y mezcla.
- El ángulo de inclinación del tubo.
- El ángulo de contacto líquido de trabajo-sólido.

Construcción del Tubo de Calor. En primer lugar es necesario conocer las características del motor en el cual se va a instalar el evaporador. El motor utilizado es de 6 cilindros en línea y una cilindrada de 235 pulgadas cúbicas (3850 cm^3). Con estos datos, y el criterio de diseño descrito anteriormente, se definen los materiales, el tipo de mecha, y dimensiones del tubo de calor, el cual es representado esquemáticamente en la figura 4

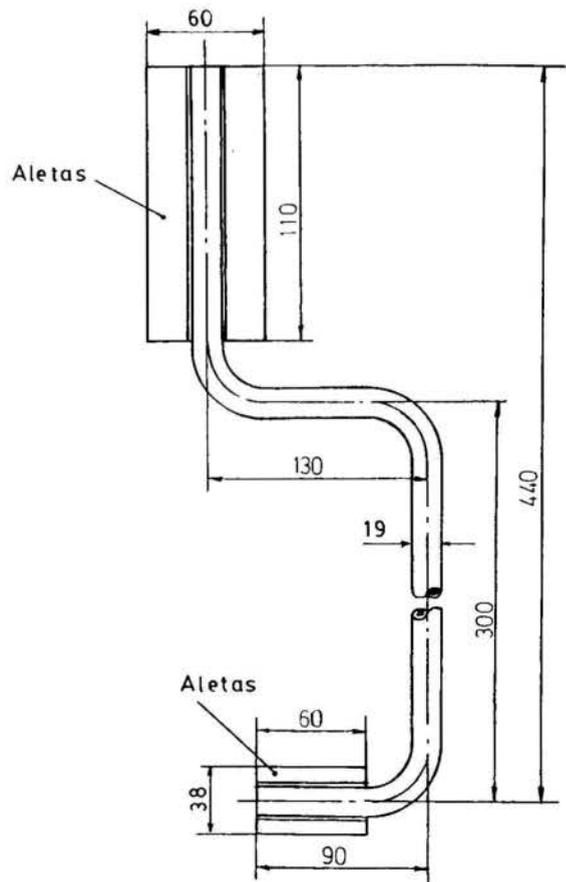


Fig. 4 Dimensiones principales del tubo de calor construido.

El contenedor del tubo es de cobre y el fluido de trabajo es agua. La mecha utilizada es del tipo arterial, consistente en canales de sección transversal rectangular, construidos en la pared interior del contenedor.

El tubo de calor construido es instalado en el motor, tal como se muestra en la figura 5, constituyendo así el evaporador de mezcla aire combustible.

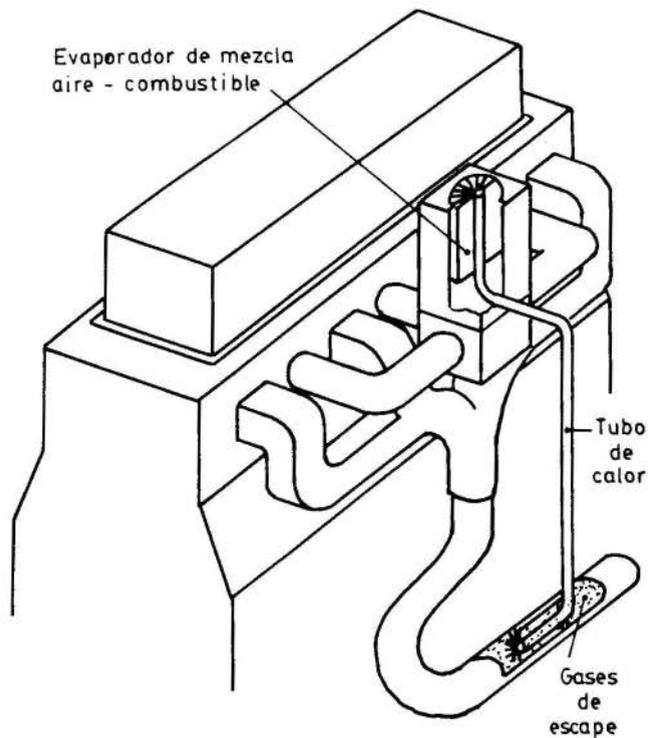


Fig. 5 Esquema de instalación del evaporador en el motor

Experimentos. Para determinar la efectividad del evaporador, se desarrolla un trabajo experimental que consiste en hacer funcionar el motor con el evaporador, y sin él (forma estándar) a distintas RPM. Para cada caso se midió la relación aire-combustible (RAC) y la emisión de contaminantes (CO y HC) versus velocidad (RPM).

Resultados y Conclusiones.

Los resultados obtenidos experimentalmente se muestran en los gráficos de las figuras 6 y 7. La figura 6 muestra que la relación aire-combustible, para el motor sin evaporador, en un pequeño rango de velocidad (500 - 700 RPM), disminuye levemente y luego aumenta paulatinamente tendiendo asintóticamente a un valor del orden de 14; en cambio para el motor con evaporador su valor se mantiene casi constante en un valor próximo a 14, para todo el rango de velocidades. La figura 7 muestra que el monóxido de carbono (CO), para el motor sin evaporador, aumenta bruscamente entre 500 y 750 RPM, y luego disminuye mas suavemente a medida que la velocidad aumenta; por el contrario para el motor con evaporador el CO se mantiene aproximadamente constante en un valor considerablemente mas bajo que el máximo del caso anterior. Por último la figura 7 también muestra que la emisión de hidrocarburos, para el motor sin evaporador, tiene un aumento continuo a medida que la velocidad aumenta, mientras que para el motor con evaporador la tendencia es similar al caso anterior, pero con una pendiente un tanto menor.

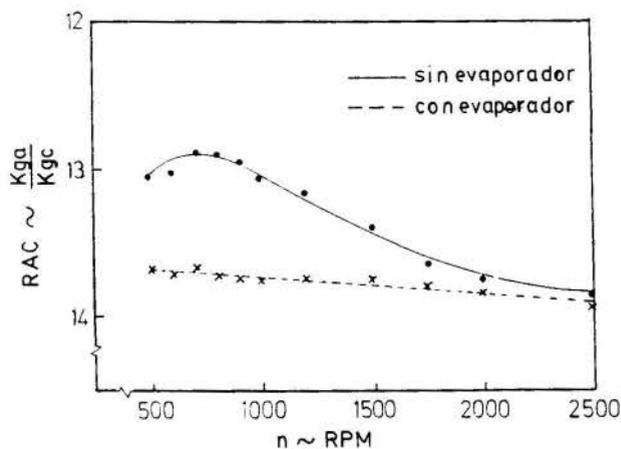


Fig. 6 Relación de aire-combustible vs. velocidad

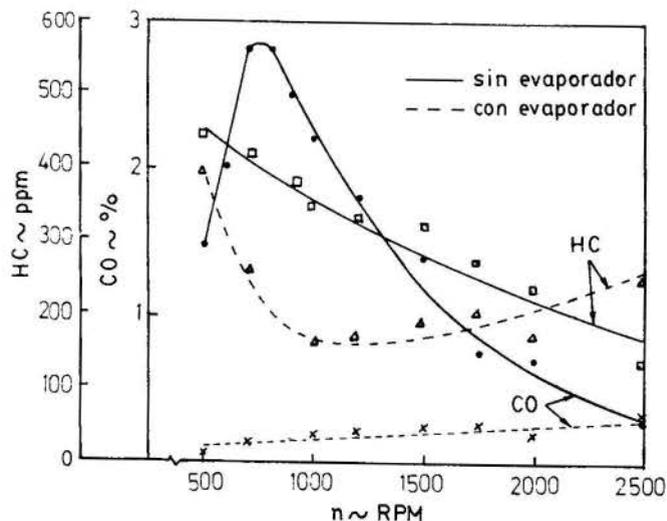


Fig. 7 Curvas de emisión de contaminantes vs. velocidad

Del análisis de los resultados se puede concluir que el evaporador funciona adecuadamente habiéndose alcanzado el objetivo fundamental planteado, es decir, el de reducir la emisión de contaminantes (CO y HC). Adicionalmente se consigue que el motor trabaje con una relación aire combustible mayor, lo cual constituye una ventaja, ya que significa un ahorro de combustible.

REFERENCIAS

- [1] J.E. John et al., Emissions Control of Engine Systems, Consultan Report to the Committee on Motor Vehicle Emissions, Commission of Socio-technical Systems, National Research Council, Environmental Protection Agency, U.S.A., 1974.
- [2] G.A. Harrow, W.D. Mills, and A. Thomas, The Vapipex - A Practical System for Producing Homogeneous Gasoline-Air Mixtures, Fuel and Lubricants Meeting, St. Louis, Missouri, U.S.A., 1976.
- [3] P.D. Dunn and D.A. Reay, Heat Pipes, Pergamon Press, Oxford, 1978.
- [4] S.W. Chi, Heat Pipe Theory and Practice, Hemisphere P.C., New York, 1976.



CESAR E. ROSAS, NELSON O. MORAGA y MARIO F. LETELIER
 Universidad de Santiago de Chile
 Departamento de Ingeniería Mecánica
 Casilla 10233 - Santiago, Chile



RESUMEN

Se presenta un criterio general de análisis para predecir el comportamiento de mechas arteriales de sección transversal de distintas geometrías. Para describir el movimiento de la columna de líquido, debido al fenómeno de levantamiento capilar, se establece una ecuación unidimensional, que permite evaluar la posición y velocidad instantánea del menisco, y el tiempo de equilibrio. Los resultados obtenidos son comparados entre sí, de lo que se concluye que las mechas arteriales de sección circular son las más eficientes desde el punto de vista de la capacidad de transporte de líquido.

INTRODUCCION

Los tubos de calor son dispositivos de transporte de calor de alta eficiencia, en los cuales un fluido de trabajo es recirculado entre una zona de condensación y otra de evaporación. La capacidad de bombeo requerida, la cual depende de la cantidad de calor a transportar, es obtenida por medio de la tensión superficial en una mecha; la cual puede ser construida de diversos materiales, y tener distintas formas estructurales. El tipo de mecha a utilizar en un caso específico depende del compromiso entre su costo de construcción y los requerimientos de flujo másico de fluido, como de su capacidad de autocebado. Las mechas arteriales, en particular, se caracterizan por su alta capacidad de bombeo capilar, por lo que los tubos de calor implementados con ellas poseen una alta capacidad de transporte de calor y una alta conductancia térmica, lo que las hacen especialmente atractivas para trabajar en el rango de temperaturas bajas y moderadas, entre las cuales se encuentra la temperatura ambiente. Las mechas arteriales se distinguen, principalmente, por la forma de su sección transversal, entre las cuales las más comunes son la circular, anular, elíptica, cuadrada y rectangular [1].

El objetivo de este trabajo es desarrollar un criterio general de análisis que permita predecir el comportamiento de este tipo de mechas. La metodología consiste en extender el modelo de levantamiento capilar en tubos rectos de sección circular, de Letelier et. al [2], a tubos rectos de secciones transversales como las antes señaladas, los cuales representan a las mechas arteriales.

METODO

El movimiento impermanente, paralelo y laminar de un fluido Newtoniano incompresible en tubos de sección transversal arbitraria es gobernado por la forma lineal de las ecuaciones de Navier - Stokes, es decir

$$\Omega \frac{\partial u}{\partial t} - \nabla^2 u = \phi \quad (1)$$

donde, en variables dimensionales, u es la velocidad axial, t es el tiempo, ϕ es la función forzante y Ω es el número de impermanencia. Los factores de escala son U_0 para la velocidad, y T_0 para el tiempo. Además $\phi = -(\partial P / \partial x) \eta^2 / \mu U$ y $P = p + \rho gh$ es la presión, ρ = densidad, y g = aceleración de gravedad, h = coordenada vertical hacia arriba, x = coordenada

axial, η = escala de longitud transversal, μ = viscosidad dinámica, y $\Omega = \eta^2 / \mu T_0$

Para flujo en tuberías de secciones transversales circular, elíptica, cuadrada y rectangular la ecuación unidimensional de momentum puede ser deducida de (1), de la forma [3], [4].

$$\alpha_0 U + \alpha_1 \Omega \frac{dU}{dt} + \alpha_2 \Omega^2 \frac{d^2 U}{dt^2} + \dots = \phi \quad (2)$$

En lo que sigue se asume que los tubos son colocados verticalmente con uno de sus extremos tocando la superficie libre de líquido en el instante $t = 0$, tal como se muestra en la figura 1.

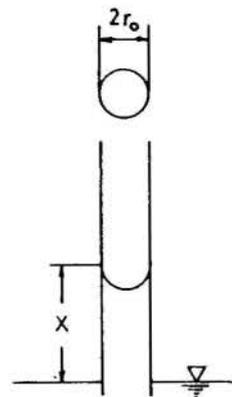


Figura 1. Levantamiento capilar en tubos rectos

El movimiento resultante de la columna de líquido dentro de los tubos es descrito en términos de la posición instantánea del menisco. La longitud adimensional de la columna se define como $X = x/x_f$, donde x es la longitud física, y x_f es la longitud en equilibrio estático. Las expresiones para X y ϕ son

$$X = \int_0^t U dt ; \phi = \frac{\eta^2 [P_1 - (P_2 + \rho g x)]}{\mu U_0 x} \quad (3)$$

donde p_1 y p_2 son, respectivamente, las presiones en el extremo inferior y superior del tubo. Las magnitudes de longitud transversal son asumidas muy pequeñas; de tal forma que las fuerzas de tensión superficial predo-

minan sobre las fuerzas de gravedad e inercia en el menisco. Esta restricción permite asumir, esencialmente, que la forma del menisco permanece constante durante el movimiento, y que éste es aproximadamente circular en los planos principales de curvatura; esto es para ambos planos en los ductos de sección circular y cuadrada, y en el plano de menor radio de curvatura para los ductos de sección anular, elíptica y rectangular. En estos tres últimos casos, el efecto de curvatura en la interfase será despreciado en los planos de mayor radio de curvatura.

Si el menisco y la superficie libre del líquido en el depósito están a la presión ambiente, la diferencia de presión a través del menisco puede expresarse por medio de la ecuación de Young Laplace, es decir

$$P_1 - P_2 = \gamma_L \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (4)$$

donde γ_L representa la tensión superficial en el líquido, R_1 y R_2 son los radios principales de curvatura del menisco. Las ecuaciones de movimiento se obtienen haciendo $U = dX/dt$ y usando las definiciones adecuadas para U_0 y T_0 , y el ángulo de contacto θ . Se asume que el ángulo de contacto varía en el tiempo de acuerdo a la expresión de Batten [5].

Una ecuación general de movimiento, válida para todas las geometrías consideradas, y para valores moderados de Ω_0 , es

$$\alpha_0 \frac{dX}{dt} + \alpha_1 \Omega \frac{d^2X}{dt^2} = \frac{1 - \exp(-nt/\Omega)}{X} - 1 \quad (5)$$

en la cual el miembro del lado derecho toma en cuenta la evolución en el tiempo de la forma del menisco [5]. n es un número que depende de la geometría de la sección transversal.

RESULTADOS Y CONCLUSIONES

La ecuación (5) fue numéricamente integrada a través del método de Runge-Kutta de cuarto orden. Los resultados obtenidos se muestran en la figura 2 y 3 para los valores de Ω_0 (correspondiente a ducto circular). Para $\Omega_0 = 0,01$ los efectos de inercia son pequeños comparados con las fuerzas viscosas y de tensión superficial, de tal forma el movimiento es aproximadamente cuasi-permanente; en este caso el tubo de sección circular produce el movimiento más rápido, mientras que el de sección anular genera el flujo más lento. Los otros casos están en una situación intermedia.

Para $\Omega_0 = 5$ las fuerzas de inercia son no despreciables y en todos los casos el equilibrio es obtenido en tiempos que son un orden de magnitud menores que el caso previo.

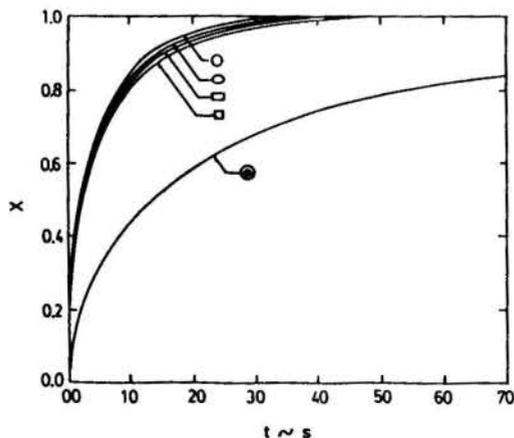


Fig. 2. Posición adimensional del menisco en función del tiempo. $\Omega_0 = 0,01$

Bajo las restricciones impuestas en este análisis, y dentro de la variedad de geometrías estudiadas, se concluye los tubos de sección transversal circular representan la mecha arterial más eficiente; y también la de mayor capacidad de autocebado, tanto en el caso de levantamiento capilar lento como moderadamente rápido. Los tubos de sección transversal cuadrado, para $\Omega_0 = 5$, tienen un comportamiento similar a los de sección circular. El comportamiento de los tubos de sección transversal elíptica, dependiendo de que su razón de semiejes sea cercana a la unidad, o no, se aproxima al de los tubos circulares o rectangulares, respectivamente. Desde otro punto de vista, los capilares de sección anular pueden permitir una modelación más realista para los modelos clásicos, basados en bancos de tubos, para la penetración capilar en medios porosos, donde los tiempos de penetración son usualmente grandes [3].

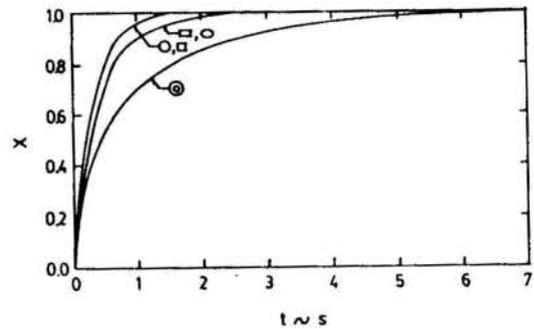


Fig. 3. Posición adimensional del menisco en función del tiempo. $\Omega_0 = 5,0$

AGRADECIMIENTOS

Los autores agradecen sinceramente el apoyo del Departamento de Investigaciones Científicas y Tecnológicas de la Universidad de Santiago de Chile, y del Fondo Nacional de Investigaciones Científicas y Tecnológica (FONDECYT) de Chile, a través del proyecto 68/83.

REFERENCIAS

- [1] Rosas, C.E., "Analytical Model to Predict Artery Wicks Performance", M.Sc. Thesis, Arizona State University, Tempe, AZ, U.S.A., 1983
- [2] Letelier, M.F., Leuthensser, H.J. and Rosas, C.E. "Refined Mathematical Analysis of the Capillary Penetration Problem", *Journal of Colloid and Interface Science*, Vol. 72, N3, pp. 465-473, 1979.
- [3] Letelier, M.F., "Laminar Unsteady Flow in Long Pipes: one Dimensional Relations for Circular, Annular, Rectangular and Parallel-Plates Ducts", *IX Canadian Congress of Applied Mechanics* Saskatoon, Canada, 1983.
- [4] Pino, J.E., "Modelo Analítico para Predecir el Comportamiento de Flujo Capilar en Conductos de Sección Elíptica", Trabajo de Titulación Ingeniería Civil Mecánica, Universidad de Santiago de Chile, Santiago, Chile, 1987.
- [5] Batten Jr. G.L., "Liquid Imbibition in Capillaries and Packed Beds", *Journal of Colloid and Interface Sciences*, Vol 102, N2, pp.513-518, 1984.

ABSTRACT

A general method of analysis to predict the artery wicks performance of various cross-section shapes is presented. It is deduced a one-dimensional equation to describe the liquid column motion due to capillary rise phenomenon, which permits to evaluate the instantaneous position and velocity, and the equilibrium time. Results obtained are compared with each other, and it is found that circular tubes make the most efficient artery wicks.

SOLIDIFICACION EN EL INTERIOR DE UN PARALELEPIPEDO
POR CONVECCION EXTERNA



Nelson Moraga y Víctor Romero
Departamento de Ingeniería Mecánica
Universidad de Santiago de Chile
Casilla 10233, Santiago-Chile.



RESUMEN

Se presenta un estudio de procesos de solidificación que ocurren en el interior de un paralelepípedo rectangular, cuando en la superficie exterior fija se produce un enfriamiento por convección externa. Mediante un método de perturbaciones se obtienen expresiones para la distribución de temperaturas y para la determinación de la posición instantánea del frente de solidificación. Los resultados para la variación de la temperatura superficial obtenidos del análisis se comparan favorablemente con datos experimentales para congelamiento de pulpa de chirimoya.

INTRODUCCION

El objetivo de este trabajo es presentar una metodología que permite describir el proceso de enfriamiento en el interior de un recipiente, cuya geometría corresponde a la de un paralelepípedo rectangular, cuando se produce la solidificación de un líquido debido al enfriamiento convectivo de su superficie externa fija. Se supone que inicialmente el líquido se encuentra a una temperatura uniforme que corresponde a la de solidificación. La definición del problema se especifica mediante la ecuación de difusión, la condición de enfriamiento convectivo en el borde exterior fijo, una condición de continuidad de la temperatura en la interfase sólido-líquida, y una condición adicional en esta última posición variable en el tiempo, que establece que la energía asociada a la rapidez con que ocurre el cambio de fase es equivalente a la rapidez con que se conduce el calor en la porción que se está solidificando. Este conjunto de ecuaciones se resuelve usando el método de perturbaciones, obteniéndose expresiones para la distribución de temperatura, la posición instantánea del frente de solidificación y para el tiempo de solidificación. La presentación de los resultados incluye: (i) el análisis del efecto que tiene el número de Stefan, utilizando como parámetro de perturbación; y (ii) el estudio del efecto del número de Biot, que caracteriza el balance entre la resistencia interna de conducción y la externa de convección, en la descripción de este tipo de procesos térmicos.

Una descripción esquemática del proceso asociado con la transformación de la fase líquida a sólida en el dominio considerado se muestra en la figura 1.

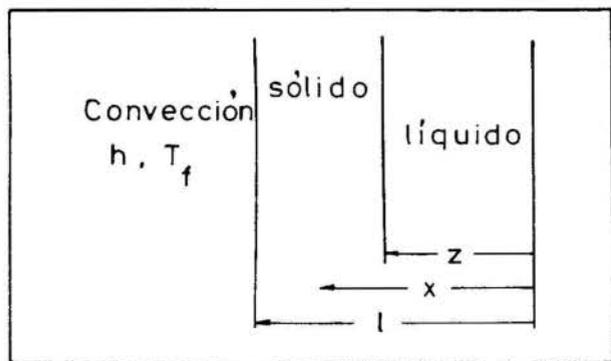


Figura 1. Esquema del proceso de solidificación

El grado de precisión logrado en las expresiones analíticas obtenidas se evalúa favorablemente al comparar la variación de la temperatura superficial con datos experimentales tomados de la literatura, correspondientes al proceso de congelamiento de pulpa de chirimoya. Finalmente, se contrastan las soluciones obtenidas mediante el método de perturbaciones con las que se logran al considerar sólo el primer término en las expansiones asintóticas, y que corresponden a la formulación cuasipermanente del problema, de modo de evaluar la precisión de estas soluciones aproximadas.

ANALISIS

El método de perturbaciones aplicado al problema adimensionalizado de conducción con cambio de fase consiste en proponer una expansión en serie para la variable dependiente temperatura T, en términos del número de Stefan ϵ , que se considera como el parámetro de perturbación que gobierna estos procesos [1], [2]

$$T = T_0 + \epsilon T_1 + O(\epsilon^2) \tag{1}$$

Después de sustituir esta expresión en la ecuación unidimensional de conducción del calor y en las condiciones de borde de la región solidificada, se pueden agrupar términos de igual potencia del número de Stefan ϵ , y se obtiene una secuencia de sub-problemas de orden creciente de ϵ , de los cuales a continuación se describen los dos primeros de ellos

$$\frac{d^2 T_0}{dx^2} = 0 ; \quad \frac{\partial T_0(1)}{\partial x} = B |1 - T_0(1)| ; \quad T_0(z) = 0 \tag{2}$$

$$\frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} = -\frac{\partial T_0}{\partial z} \left(\frac{\partial T_0}{\partial x} \right)_{x=z} ; \quad \frac{\partial T_1(1)}{\partial x} = -B T_1(1) ; \quad T_1(z) = 0 \tag{3}$$

donde las siguientes expresiones definen las variables y los números adimensionales de Stefan ϵ y de Biot B utilizados. Las escalas para las variables incluyen la diferencia entre la temperatura de solidificación y la del medio exterior, $T'_s - T'_f$ y el ancho del recipiente l,

$$T = (T'_s - T') / (T'_s - T'_f) ; \quad x = x' / l ; \quad z = z' / l \tag{4}$$

$$\epsilon = c_p (T'_s - T'_f) / e ; B = 1 h/k \quad (5)$$

La solución del problema se obtiene resolviendo secuencialmente los sub-problemas en orden creciente de potencias del número de Stefan ϵ . La técnica de separación de variables conduce a las expresiones que se indican a continuación para los dos primeros términos de la serie descrita por la ecuación (1),

$$T_0 = \frac{B(x-z)}{1 + B(1-z)} \quad (6)$$

$$T_1 = \frac{(B^2+B^3)(x^2-z^2)/2 + B^3(z^3-x^3)/6 - (B^3/2 + B^2)(x-z)}{|1 + B(1-z)|^3} + B(x-z) \frac{(B^3/6)(z^3-1) - B^2/2 - z^2(B^2+B^3)/2 + z(B^3/2 + 2B^2)}{|1 + B(1-z)|^4} \quad (7)$$

donde el primer término de la serie, descrito por la ecuación (6), se conoce como la solución cuasipermanente para la distribución de la temperatura y corresponde a considerar que cuando el valor del número de Stefan ϵ es muy pequeño, $\epsilon \ll 1$, entonces se puede despreciar la rapidez de cambio de la energía interna frente a la rapidez de conducción de calor en la porción solidificada.

Con el objeto de especificar el movimiento de la interfase sólido-líquido, se necesita realizar en esa posición un balance entre la energía necesaria para mantener la transformación de la fase líquida a la sólida y la cantidad de energía que se transmite axialmente por conducción, el cual expresado por unidad de tiempo y en forma adimensional establece que existe una igualdad adimensional entre el gradiente de temperatura evaluado en la interfase y la rapidez con que ésta se desplaza

$$\partial T / \partial x = dz / dt, \text{ en } x = z \quad (8)$$

Esta ecuación diferencial se puede resolver considerando como condición inicial que en el tiempo t igual a cero todo el dominio se encuentra en fase líquida y a la temperatura de solidificación (en $t = 0$, $z = 1$) y la solución recién obtenida para la distribución de temperaturas en las ecuaciones (1), (6) y (7), con lo que se determina que la interfase z varía con el tiempo de acuerdo a la relación [3]

$$t = A - C + D - E - F + H \quad (9)$$

donde las definiciones de A, C, D, E, y F se especifican a continuación:

$$A = (1 + B) | B \ln(u) - 1 - B(1 - z) + \ln(u) | / 2 \quad (10)$$

$$C = | 0,5 \cdot u^2 - 2(1 + B) u + (1 + B)^2 \ln(u) | / B^3 \quad (11)$$

$$D = (1 + B/2) \cdot \ln(u) + (B^3/6 + B^2/2)(1/B \cdot u) \quad (12)$$

$$E = (1 + B) | u - B^2/u + 2 B \ln(u) | / 2 B \quad (13)$$

$$F = \frac{u^2}{12 B} - \frac{(1+B)u}{2 B} + \frac{(1+B)^3}{6 B u} + \frac{(1+B)^2 \ln(u)}{2 B} + \left| \frac{1+B}{B^2 u} + \frac{\ln(u)}{B^2} \right| \cdot \left(\frac{B^3}{2} + B^2 \right) \quad (14)$$

$$H = 1 + \frac{B}{2} - \epsilon \left| \frac{3}{2B^3} + \frac{2}{B^2} + \frac{B^2}{2} + \frac{B}{2} - \frac{(1+B)(1-B^2)}{2 B} + \frac{1}{12 B} - \frac{1+B}{2 B} + \frac{(1+B)^3}{6 B} - \frac{(1+B)^2}{2} \right| \quad (15)$$

donde se ha empleado la variable auxiliar u que depende del número de Biot B y de la posición de la interfase z

$$u = 1 + B(1 - z) \quad (16)$$

RESULTADOS

La figura 2 muestra gráficamente la diferencia entre la solución obtenida por el método de perturbaciones y la correspondiente a la aproximación cuasipermanente para la posición instantánea de la interfase cuando tanto el número de Biot como el número de Stefan son iguales a uno. En esta figura se aprecia que la aproximación cuasipermanente predice un movimiento más lento de la interfase sólido-líquido y asimismo establece para este caso que el tiempo para que se complete la solidificación de todo el dominio es 8,9% mayor que el que se obtiene con la solución corregida.

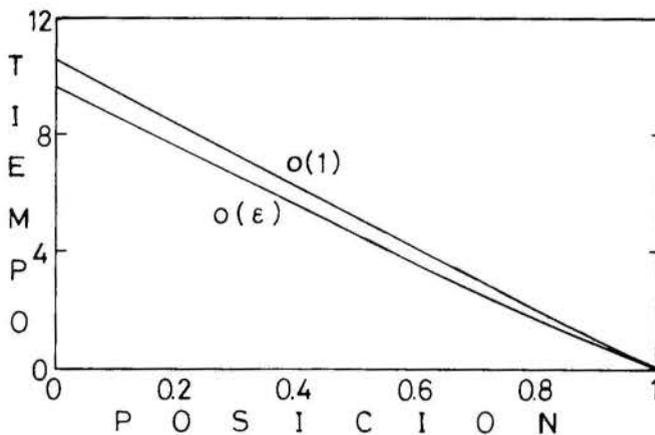


Figura 2. Comparación entre solución perturbada y aproximación cuasipermanente para la posición de la interfase sólido-líquida.

El efecto que tiene el número de Stefan en el movimiento del frente de solidificación se ilustra en la figura 3, para un proceso de cambio de fase con un enfriamiento convectivo caracterizado por un número de Biot igual a 0,1. Las tres curvas que ahí aparecen corresponden a la solución obtenida con el método de perturbaciones y se aprecia que a medida que el número de Stefan aumenta el movimiento de la interfase sólido-líquido es más rápido y el proceso de solidificación se finaliza en un tiempo menor.

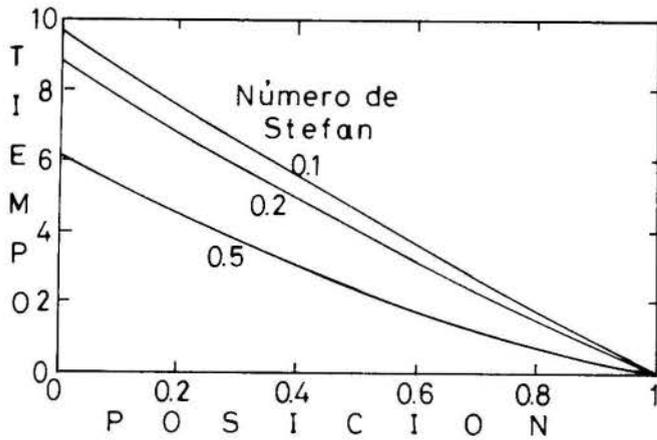


Figura 3. Efectos del número de Stefan en el movimiento de la interfase móvil.

En la figura 4 se representa el aumento de la velocidad con que se produce el cambio de fase cuando el número de Biot aumenta desde 0,1 a 2 considerando que el proceso de solidificación está caracterizado por un número de Stefan ϵ igual a 0,1. Se puede apreciar que la solución obtenida mediante el método de perturbaciones predice que para un proceso con cambio de fase líquido-sólida con $\epsilon = 0,1$ el tiempo de solidificación se puede disminuir a la décima parte aumentando el valor del número de Biot desde 0,1 a 2.

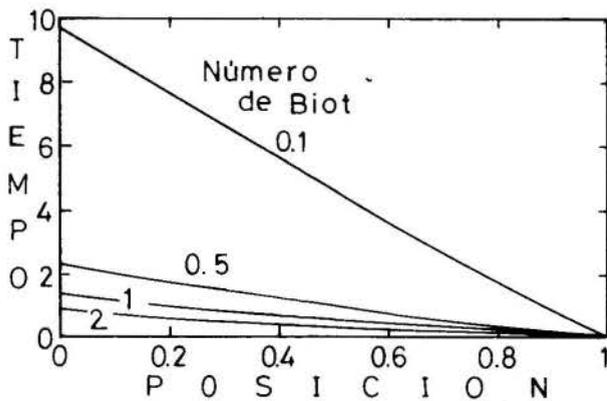


Figura 4. Efectos del número de Biot en el movimiento de la interfase y en el tiempo de solidificación.

La figura 5 permite evaluar el grado de precisión logrado con el método de análisis propuesto en la descripción de la temperatura superficial en el borde externo fijo cuando se produce el congelamiento de pulpa de chirimoya ubicada en el interior de un paralelepípedo rectangular con cinco de sus superficies aisladas térmicamente, [4]. Se observa que tanto la aproximación cuasipermanente como la solución perturbada describen adecuadamente la temperatura superficial. Sin embargo, la desviación máxima entre los resultados analíticos respecto a los datos experimentales, al finalizar el proceso de congelamiento, disminuye desde un valor de 8,7%, correspondiente a la solución cuasipermanente, a un valor de 6,5% cuando se usa el método de perturbaciones para solucionar el problema caracterizado por un número de Biot de 2,5 y

un número de Stefan igual a 0,1142. En este caso de congelamiento se aprecia que debido a que el valor del número de Biot es mayor que 2 y el número de Stefan es aproximadamente igual a 0,1, existe poca diferencia entre los resultados analíticos obtenidos por el método de perturbaciones y los correspondientes a la aproximación cuasipermanente. En procesos de solidificación en el interior de recipientes cilíndricos a temperaturas altas (700°C), esta diferencia puede ser mucho mayor [5].

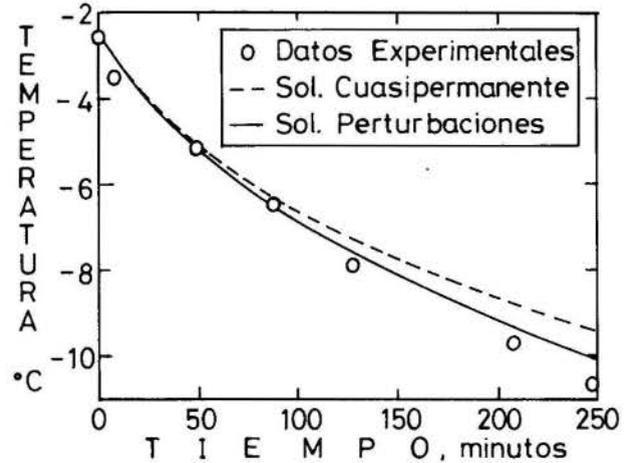


Figura 5. Comparación entre resultados analíticos y experimentales para congelamiento de pulpa de chirimoya.

CONCLUSIONES

El método de perturbaciones se ha utilizado para obtener expresiones analíticas que permiten describir la conducción de calor con cambio de fase líquida-sólida que ocurre en el interior de un paralelepípedo rectangular cuando el proceso es causado por un enfriamiento convectivo. En particular se han determinado expresiones para la distribución de temperatura en la porción solidificada y para la posición instantánea del frente de solidificación.

La comparación entre los valores para la temperatura en la superficie exterior fija y datos experimentales para el congelamiento de pulpa de chirimoya demuestra que es posible aplicar la metodología de análisis propuesta a la descripción de procesos de conducción de calor para el congelamiento de alimentos.

AGRADECIMIENTOS

El apoyo y respaldo económico prestado por la Comisión Nacional de Investigaciones Científicas y Tecnológicas de Chile, al proyecto FONDECYT 89-741, y la ayuda constante recibida de la Universidad de Santiago de Chile, que han permitido realizar éste y otros trabajos se reconoce y agradece públicamente por los autores.

REFERENCIAS

- [1] Hill, J. M., "One-dimensional Stefan Problems: an Introduction", Longman Scientific and Technical, Essex, 1987.
- [2] Aziz, A. and Na. T.Y., "Perturbation Methods in Heat Transfer", Hemisphere Publishing Corporation, Washington, 1984.
- [3] Romero, V.M., "Estudio del Problema de Solidificación con Cambio de Fase", Tesis de Ingeniero Civil Mecánico, Universidad de Santiago de Chile, Chile, 1989.
- [4] Henríquez, M., "Investigación del Flujo Térmico Unidireccional en un Proceso de Congelamiento de Pulpa de Chirimoya y Modelación de una Función Tiempo-Temperatura-Posición", Tesis de Ingeniero de Alimentos, Universidad Católica de Valparaíso, Chile, 1987.
- [5] Moraga, N.O. and Jacobson, D.L., "Analysis, Experiments and Post Test Evaluation of LiF-MgF₂-KF/Inconel 617 as a Phase Change Energy Storage System", Proceedings of the American Institute of Aeronautics and Astronautics 22nd. Thermophysics Conference, Paper No. 89-1491, Honolulu-Hawaii, U.S.A., 1987.

ABSTRACT

The solidification process inside a rectangular parallelepiped with convective cooling on the external fixed boundary is studied. A perturbation methods is used to obtain analytical solutions to the temperature distribution and to the instantaneous position of the solid-liquid moving boundary. Surface temperature predictions obtained from the model are favorably compared with experimental data for freezing of cherimoya pulp.



NELSON MORAGA Y CESAR ROSAS
 Departamento de Ingeniería Mecánica
 Universidad de Santiago de Chile
 Casilla 10233, Santiago-Chile.



RESUMEN

Se utiliza la aproximación cuasipermanente para determinar expresiones sencillas para la distribución de temperatura, la posición instantánea de la interfase sólido-líquido y para el tiempo que demora el proceso de solidificación en el interior de cuerpos de geometría simple cuando en el exterior existen condiciones de borde dependientes del tiempo. La precisión de algunas de las expresiones analíticas presentadas se verifica prediciendo la temperatura superficial durante la solidificación y la fusión de una sal de litio utilizada para almacenar energía.

1. INTRODUCCION

Numerosos procesos térmicos se caracterizan por ocurrir mientras la materia está cambiando de fase líquida a sólida. A modo de ejemplo se pueden señalar: la fundición y solidificación de metales y aleaciones, el almacenamiento de energía térmica con cambio de fase, y la conservación de alimentos mediante su congelamiento. Este tipo de problemas se puede estudiar analíticamente modelando la situación física de modo de describir el comportamiento de las variables típicas en estos fenómenos. Es decir, el problema se reduce a determinar la distribución de temperatura T , la posición instantánea de la interfase sólido-líquido x y el tiempo que dura el cambio de fase t [1], [2].

El objetivo de este trabajo es presentar una metodología simple que permite predecir analíticamente estos procesos. En particular, se presenta una formulación general que permite resolver el problema de conducción de calor con cambio de fase, en el interior de un paralelepípedo rectangular y de recipientes de forma cilíndrica y esférica, para diferentes condiciones de borde especificadas (convección, flujo de calor o temperatura) en la superficie exterior, las cuales pueden variar de acuerdo a una función f del tiempo.

2. ANÁLISIS

Los procesos térmicos con transformación de la fase líquida en sólida se pueden describir en una primera aproximación considerando la ecuación unidimensional de difusión del calor. Las variables fundamentales del problema son la distribución de temperatura en la porción solidificada T , y la posición instantánea de la interfase x , las cuales se obtienen después de resolver el problema definido en forma adimensional a continuación:

$$\epsilon \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^{n-1}} \frac{\partial}{\partial r} (r^{n-1} \frac{\partial T}{\partial r}) \quad (1)$$

$$T(x) = 0 ; \quad aT_r(1) + bT(1) = [d+B(1-T(1))]f(t) \quad (2)$$

$$x_t = -T_r(x) ; \quad x(0) = 1 \quad (3)$$

donde las letras utilizadas como subíndices indican derivadas parciales con respecto a las variables independientes especificadas, y el exponente n permite

especificar si el proceso ocurre en el interior de un paralelepípedo rectangular cuando $n=1$, o bien dentro de un recipiente de forma cilíndrica o esférica en los casos en que $n=2$ ó 3 , respectivamente. La figura 1 ilustra en forma esquemática las situaciones físicas estudiadas.

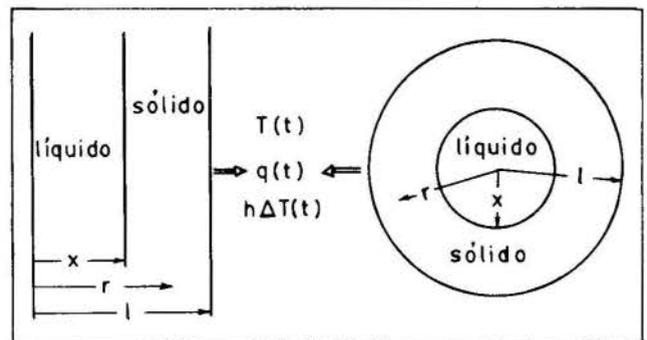


Figura 1. Esquema de procesos de cambio de fase

Las constantes a , b y d pueden tomar los valores cero o uno para reducir la condición de borde generalizado (2) a casos de flujo de calor, temperatura, y transporte convectivo. La definición de las variables adimensionales es

$$T = \frac{T_s - T'}{\Delta T'_0} ; \quad t = \epsilon a t' / l^2 ; \quad r = r' / l \quad (4)$$

$$\epsilon = c \Delta T'_0 / e ; \quad B = l h / k \quad (5)$$

donde c , e , a , k designan el calor específico, la entalpía de solidificación, la difusividad y la conductividad térmica; $\Delta T'_0$ es el potencial térmico que mantiene el proceso de cambio de fase y l es la dimensión característica del recipiente. El número de Biot B aparece cuando existe un coeficiente convectivo h en la superficie exterior fija.

Como se aprecia en las ecuaciones precedentes, el número de Stefan gobierna el proceso de cambio de fase. Cuando ϵ es pequeño, $\epsilon \ll 1$, la rapidez de cambio de energía interna es despreciable frente a la rapidez con que el calor se propaga en la región solidificada por conducción. Considerando estos casos, se hace uso de la aproximación cuasipermanente y se resuelve la ecuación diferencial mediante separación de variables, obteniéndose la siguiente expresión general para la distribución de temperaturas en la porción solidificada para diversas geometrías y condiciones de borde externo variables en el tiempo de acuerdo a una función analítica $f(t)$

$$T = f(t) \cdot g_1(r,x)/g_2(x,B) \quad (6)$$

donde las funciones $g_1(r,x)$ y $g_2(x,B)$ se definen a continuación en la tabla 1.

Tabla 1. Expresiones para $g_1(r,x)$ y $g_2(x,B)$

Geometría	n	$g_1(r,x)$	$g_2(x,B)$
Paralelepípedo	1	$r - x$	$1 - x + 1/B$
Cilindro	2	$\ln(x/r)$	$\ln(x) - 1/B$
Esfera	3	$r - x$	$rx(1 - 1/B - 1/x)$

Tomando el valor límite cuando el número de Biot B tiende a infinito, las expresiones de $g_2(x,B)$, válidas para condiciones de borde externas convectivas, tienden a las correspondientes a imponer una temperatura que varía con el tiempo en la superficie exterior. En el caso en que el cambio de fase se origine y mantenga por un flujo de calor que cruce la superficie fija, la función $g_2(x,B)$ es igual a uno para los recipientes de las tres geometrías consideradas.

La posición instantánea de la interfase x se determina calculando el gradiente de temperatura a partir de la ecuación (6), y resolviendo la ecuación diferencial ordinaria que se obtuvo mediante un balance de energía en la interfase sólido-líquido, ecuación (3). Para el caso particular en el cual se considera que las condiciones de borde no varían en el tiempo $f(t) = 1$, y la interfase se desplaza en el dominio de acuerdo a la siguiente relación

$$t = t(x,B) \quad (7)$$

que se encuentra descrita en la tabla 2 para procesos que ocurren en el interior de recipientes de las tres geometrías consideradas.

Tabla 2. Función $t(x,B)$ para la posición de la interfase.

Geometría	n	$t(x,B)$
Paralelepípedo	1	$\{ 1+B(1-x) ^2 - 1 \} / 2 B^2$
Cilindro	2	$x^2 [\ln(x) - 1/2 - 1/2B] / 2 + 1/2B + 1/4$
Esfera	3	$(x^3 - 1)/3 + (1 - x^2)/3B + (1 - x^2)/2$

Al igual que en la determinación de la temperatura, las expresiones para $t(x,B)$ válidas para el caso en que se imponga una condición de borde convectiva en la superficie fija, se pueden utilizar cuando ahí se prescribe la temperatura haciendo tender el valor de B al infinito. Por su parte, cuando existe un flujo de calor constante como condición de borde externo, la posición de la interfase se define mediante la relación siguiente

$$x = (1 - nt)^{1/n} \quad (8)$$

en la cual el valor de n es igual a uno cuando el proceso ocurre dentro de un paralelepípedo, o bien, n=2 ó 3, cuando el cambio de fase es en el interior de un recipiente cilíndrico o esférico, respectivamente.

3. RESULTADOS

La distribución de temperatura en la región solidificada en el interior de un paralelepípedo rectangular se representa en forma dimensional en la figura 2 para tres instantes de tiempo. Las curvas que se muestran corresponden a casos en que la condición de borde exterior es una temperatura prescrita, la cual puede permanecer constante durante el proceso o variar con el tiempo de forma exponencial o lineal.

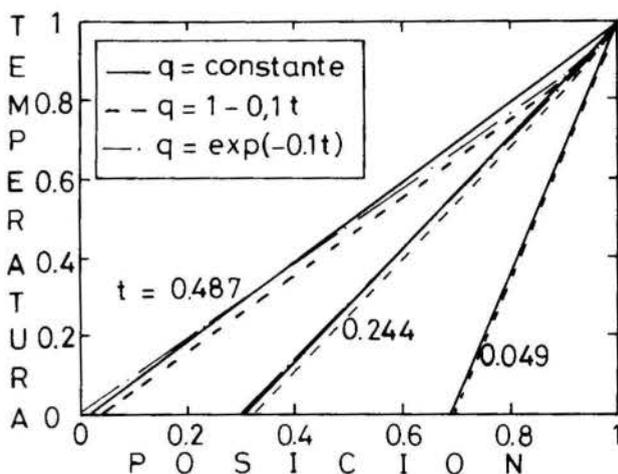


Figura 2. Distribución de temperaturas en región solidificada en el interior de un paralelepípedo rectangular con temperatura prescrita en el borde externo.

La figura 3 ilustra las distribuciones de temperatura que resultan en el interior de un paralelepípedo rectangular cuando se impone una condición de flujo de calor variable en el tiempo en la superficie fija exterior. Para cada uno de los tres instantes de tiempo considerados, se contrastan los resultados correspondientes a una variación temporal del tipo exponencial decreciente con las de un tipo lineal y las que ocurren cuando se supone que existe un flujo de calor constante como condición de borde.

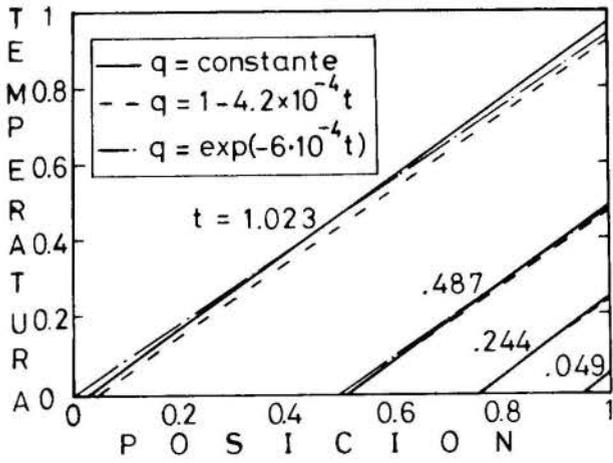


Figura 3. Distribución de temperaturas en la región solidificada en el interior de un paralelepípedo rectangular con superficie externa expuesta a un flujo de calor.

La distribución de temperaturas en la región solidificada en el interior de un recipiente cuya forma geométrica corresponde a un paralelepípedo rectangular, cuando el cambio de fase líquido-sólido ocurre al exponer la superficie externa a un enfriamiento por convección con un número de Biot igual a 0,1 se muestra en la figura 4, para cuatro instantes de tiempo.

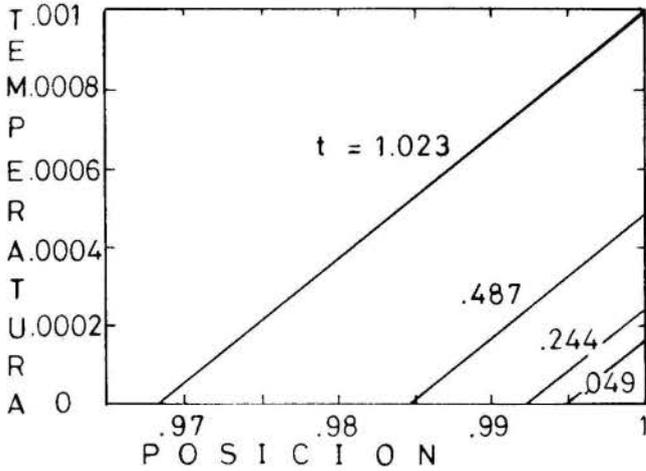


Figura 4. Distribución de temperatura en el interior de un paralelepípedo rectangular con superficie exterior enfriada convectivamente.

En la figura 5 se representa el efecto que tiene el número de Biot B en el movimiento del frente de solidificación en el interior de un paralelepípedo. Como se aprecia en esta figura, la velocidad de avance de la interfase sólido-líquido disminuye bastante cuando el número de Biot es menor que 1. Por el contrario, variaciones del número de Biot no alteran apreciablemente el movimiento de la interfase cuando el número de Biot es mayor que 10.

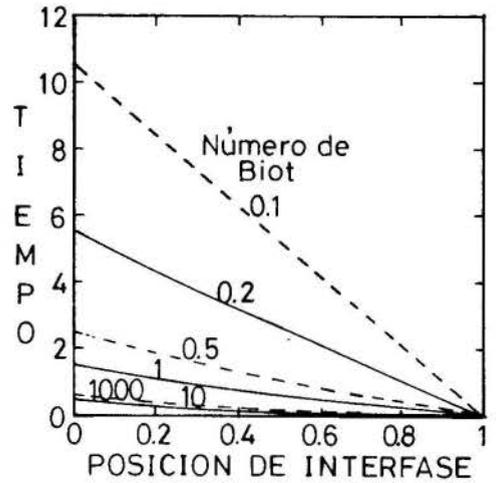


Figura 5. Efectos del número de Biot en la posición de la interfase sólido-líquido en el interior de un paralelepípedo.

Una comparación entre los resultados analíticos y experimentales para la variación de la temperatura superficial cuando se funde una sal de $\text{LiF} - \text{MgF}_2 - \text{KF}$ en el interior de una unidad cilíndrica para almacenamiento de energía térmica se muestra en la figura 6. En ella se aprecia que los datos experimentales obtenidos para un número de Stefan igual a 0,041 se pueden describir completamente por el método propuesto cuando se considera que el flujo de calor aportado en la superficie externa varía exponencialmente con el tiempo, lo cual aproxima bastante bien lo que ocurrió durante estos experimentos [3], [4].

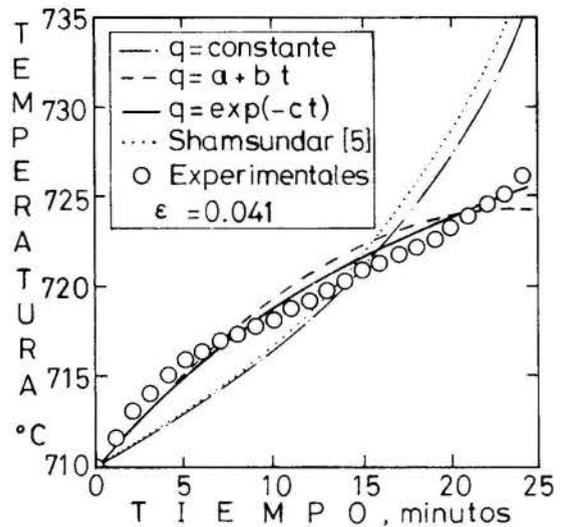


Figura 6. Temperatura superficial durante la fusión de $\text{LiF} - \text{MgF}_2 - \text{KF}$ en una unidad cilíndrica de almacenamiento de energía térmica.

La descripción de la temperatura superficial de la misma sal de litio durante el proceso de solidificación, con un número de Stefan igual a 0,163, por diferentes modelos cuasipermanentes se ilustra en la figura 7. Se puede observar que en este caso, en el cual el flujo de calor de enfriamiento durante la experimentación varió con el tiempo, no es adecuado considerar un valor promedio del flujo de calor en el tiempo de solidificación para modelar el problema con la aproximación cuasipermanente. Sin embargo, ésta puede utilizarse con la metodología propuesta para mejorar la descripción de procesos de cambios de fase líquido-sólido, cuando las condiciones de borde varían en el tiempo.

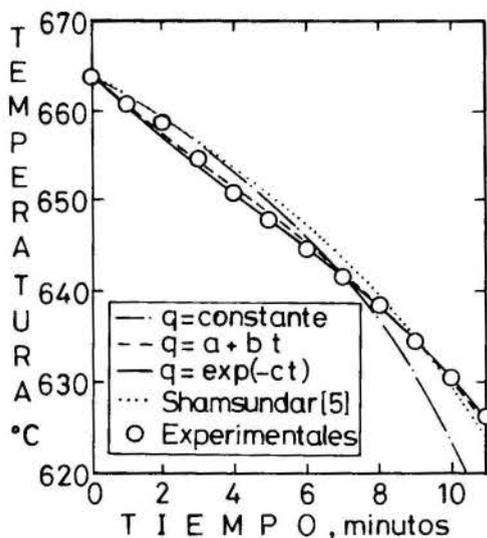


Figura 7. Temperatura superficial durante la solidificación de $\text{LiF} - \text{MgF}_2 - \text{KF}$ en el interior de una unidad cilíndrica.

CONCLUSIONES

Utilizando la aproximación cuasipermanente se han determinado expresiones generales para la distribución de temperaturas y para la posición instantánea de la interfase sólido-líquido, que permiten describir procesos de fusión y solidificación en el interior de recipientes cilíndricos, esféricos y rectangulares, cuando en la superficie exterior se imponen condiciones de temperatura, flujo de calor o transporte convectivo que varían con el tiempo.

Se ha demostrado que el método propuesto proporciona una respuesta precisa para describir el comportamiento térmico de unidades de almacenamiento de energía basadas en el uso de sales litio, cuando el número de Stefan es menor que 0,2.

AGRADECIMIENTOS

Los autores agradecen el apoyo económico recibido de la Comisión Nacional de Investigaciones Científicas y Tecnológicas de Chile, al proyecto FONDECYT 89-741 y de la Universidad de Santiago de Chile.

REFERENCIAS

- [1] Hill, J., "One-dimensional Stefan Problems: an Introduction", Longman Scientific and Technical, Essex, 1987.
- [2] Crank, J., "Free and Moving Boundary Problems", Clarendon Press, Oxford, 1984.
- [3] Ponnappan, R. and Jacobson, D.L., "Performance of a Cylindrical Phase Change Thermal Energy Storage Unit", *Journal American Institute of Aeronautics and Astronautics*, Vol. 21, pp. 774-780, 1983.
- [4] Moraga, N.O. and Jacobson, D.L., "Analysis, Experiments and Post Test Evaluation of $\text{LiF} - \text{MgF}_2 - \text{KF}$ /Inconel 617 as a Phase Change Energy Storage System", *American Institute of Aeronautics and Astronautics 22 nd. Thermophysics Conference*, Paper No. 87-1491, Honolulu, U.S.A., 1987.
- [5] Shamsundar, N. and Sparrow, "Storage of Thermal Energy by Solid-Liquid Phase Change-Temperature Drop and Heat Flow", *Journal of Heat Transfer*, Vol. 96, No. 4, pp. 541-543, 1974.

SUMMARY

The pseudo-steady-state approximation is used to find simple analytic estimates to the temperature distribution and to the position of the moving solid-liquid boundary inside rectangular, cylindrical and spherical containers, when the external surface is under arbitrary time dependent boundary conditions. Experimental data describing the surface temperature during fusion and solidification of a lithium salt inside a cylindrical phase change energy storage system are used to assess the precision of some of the analytic solutions presented.

UTILIZAÇÃO DE GASES COMO FLUIDO DE REFRIGERAÇÃO DE DISPOSITIVOS
ELETRÔNICOS REFRIGERADOS POR MATERIAL DE MUDANÇA DE FASE



PAULO GILBERTO DE PAULA TORO
CENTRO TÉCNICO AEROSPAZIAL - INSTITUTO DE ATIVIDADES ESPACIAIS
12.225 - SÃO JOSÉ DOS CAMPOS - SP



RESUMO

Neste trabalho é analisado a utilização de fluidos gasosos com o objetivo de retirar e transferir a energia armazenada no material de mudança de fase (MMF). O MMF atua como um capacitor térmico, absorvendo a energia dissipada, por efeito Joule, dos dispositivos eletrônicos. É apresentada a temperatura do fluido, a dos dispositivos eletrônicos, a massa liquefeita e a massa em mudança de fase do MMF, considerando a parafina n-Eicosana como MMF, e a água, o ar, o hidrogênio e a amônia como fluidos de refrigeração.

INTRODUÇÃO

Os dispositivos eletrônicos são projetados para operarem em uma faixa de temperatura específica. Quando em operação estes dissipam energia devido ao efeito Joule, que faz elevar a temperatura de trabalho. Portanto é necessário retirar a energia dissipada por algum mecanismo térmico, a fim de que a temperatura não ultrapasse aquela esperada.

A maioria dos projetos eletrônicos são refrigerados por circulação natural de ar ambiente, e nos casos onde este processo é insuficiente, utiliza-se convecção forçada, com ou sem aletas.

Com o desenvolvimento da eletrônica, componentes como a válvula foram substituídas pelos transistores, que além de não haver filamentos incandescentes, tiveram uma redução de potência dissipada global e também o seu tamanho. O problema do controle térmico porém tornou-se mais complexo. Tendo seu tamanho reduzido, diminui-se a área de troca de calor, aumentando a temperatura do componente. A miniaturização física dos componentes eletrônicos aumentou a energia gerada por unidade de área de dissipação de calor, conforme relata Oktay et alii [1].

Com o desenvolvimento de aeronaves de alto desempenho (aviões, mísseis e foguetes supersônicos), de sistemas computacionais de grande porte; a solução de convecção natural ou forçada não foram suficientes para o resfriamento de componentes eletrônicos em sistemas de controle.

O aumento da potência dissipada por unidade de área, a miniaturização dos componentes e a confiabilidade dos mesmos levou os pesquisadores da área a buscarem novas técnicas de controle térmico e de estabilização de temperaturas de dispositivos eletrônicos.

Kraus e Bar-Cohen [2] apresentam as considerações térmicas de um projeto de dispositivos eletrônicos e analisam inúmeras técnicas de controle térmico, tais como: refrigeração por ar direto, superfícies aletadas, placas frias, resfriamento por imersão, heat pipes e resfriamento termo-elétrico. Fixter [3], Humphries [4] e Abhat [5], entre outros, pesquisaram o comportamento térmico de material de mudança de fase, sendo que Witzman et alii [6] e Toro [7], estudaram o comportamento de material de mudança de fase (MMF), como capacitor térmico, no controle da temperatura de dispositivos eletrônicos.

Um capacitor térmico é qualquer dispositivo que tem a capacidade de armazenar energia térmica. O princípio de funcionamento do capacitor térmico, com material de mudança de fase é o de absorver e liberar energia à temperatura aproximadamente constante, em

torno da temperatura de mudança de fase, fazendo com que as variações de energia não provoquem grandes diferenças de temperatura.

Segundo Lorsch et alii [8] a mudança de fase mais apropriada ao processo de armazenamento térmico é a transição sólido-líquido. Vários trabalhos, [4, 5 e 8], analisaram diversos materiais de mudança de fase e concluíram que, para temperaturas baixas e intermediárias, os compostos orgânicos, em especial as parafinas, apresentam vantagens sobre os compostos inorgânicos.

Witzman et alii [6] investigaram um procedimento simplificado, utilizando material de mudança de fase na estabilização da temperatura de dispositivos eletrônicos, contudo a solução apresentada não permite uma análise mais profunda dos efeitos de parâmetros envolvidos.

Toro [7] investigou o comportamento do MMF quando utilizado como capacitor térmico em dispositivos eletrônicos. A solução utilizada é analítica-numérica. A técnica entálpica de Bonaccina [9] é utilizada para contornar a não linearidade da movimentação da fronteira sólida-líquida. Na solução numérica é utilizada a técnica de volumes de controle de Patankar [10].

Alves et alii [11] apresentaram um estudo preliminar para vários ciclos de operação dos dispositivos eletrônicos, concluindo ser a parafina um bom material para controle térmico. Toro e Alves [12] investigaram a influência da variação da potência dissipada e também de diversas distribuições de potência dissipada dos dispositivos eletrônicos, determinando que a parafina n-Eicosana, utilizada como capacitor térmico conforme montagem mostrada na Figura 1, refrigera bem os dispositivos eletrônicos na faixa dos 100 °C, desde que a potência dissipada não ultrapasse os 1000 W/m². Toro e Alves [13] investigaram a utilização de fluidos refrigerantes líquidos no controle e estabilização da temperatura de dispositivos eletrônicos. Os fluidos líquidos utilizados foram: a água (por ser encontrada em abundância na natureza) e alguns fluidos industriais (freon-12, óleo industrial e amônia). A temperatura inicial do fluido foi de 25 °C (temperatura ambiente) e a temperatura de início do processo de retirada de energia do MMF é de 36,3 °C, com 0,10 m de espessura de MMF e de canal onde escoo o fluido. Das análises numéricas feitas, observou-se que obedecendo os limites impostos de potência dissipada e de temperatura nos dispositivos eletrônicos todos os fluidos estudados podem ser utilizados, porém com a água obtém-se a menor temperatura de fluido.

Neste trabalho é analisado a utilização de fluidos gasosos que absorvam a energia armazenada, na forma de calor latente no MMF, e o transporte para um outro local (remoto). É importante qualificar alguns

fluidos gasosos existentes em abundância na natureza, ar, e também outros disponíveis em processos industriais e veículos aeroespaciais, e portanto na utilização destes fluidos no controle térmico da temperatura de dispositivos eletrônicos.

Este trabalho tem como base o trabalho desenvolvido por Toro [7] e é uma seqüência do trabalho de Toro e Alves [12] e [13]. Neste trabalho é analisada a montagem mostrada na Figura 1, simétrica em relação ao fluido refrigerante, em que o uso de MMF como capacitor térmico atenua as variações de temperatura decorrentes da geração interna de energia pelos dispositivos eletrônicos.

O MMF é inserido entre duas placas finas de alta condutividade térmica, de forma que não há gradiente de temperatura através das placas. A temperatura da placa de separação entre os dispositivos eletrônicos e o MMF é a própria temperatura dos dispositivos eletrônicos. O fluido refrigerante escoou no canal interno conforme mostrada na Figura 1.



Figura 1. Geometria estudada.

Supõem-se que os dispositivos eletrônicos dispostos em placas horizontais dissipam calor conforme curva apresentada na Figura 2, ou seja, com potência dissipada constante durante o tempo ligado dos dispositivos eletrônicos.

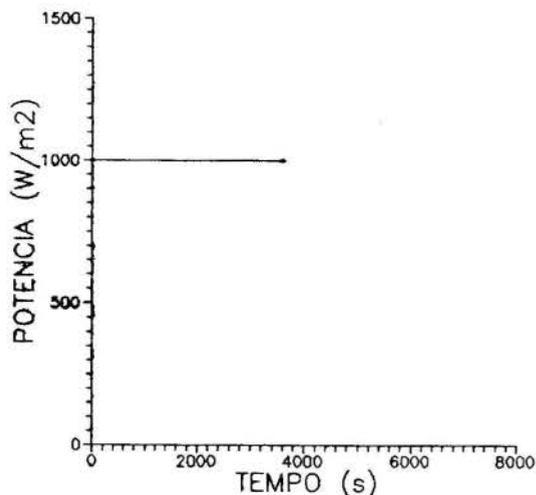


Figura 2. Regime de carga/descarga.

FORMULAÇÃO DO PROBLEMA DO MATERIAL DE MUDANÇA DE FASE

Considerando a geometria ilustrada pela Figura 1, tendo a hipótese de que o processo de transferência de calor no MMF seja controlado por condução de calor, unidimensional e transiente, aplica-se a formulação entálpica de Bonacina [9] no equacionamento energético do MMF, obtendo-se a equação diferencial, sendo ela válida para as regiões sólida, líquida e em mudança de fase, portanto:

$$\tilde{C}(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\tilde{K}(T) \frac{\partial T}{\partial y} \right]; \quad 0 < y < a, \quad t > 0 \quad (1)$$

onde T é a temperatura no MMF, t o tempo, y a direção do fluxo de calor, $\tilde{K}(T)$ a condutividade térmica, $\tilde{C}(T)$ o calor específico volumétrico do MMF e " a " a espessura de material de mudança de fase. Sendo:

$$T = T(y, t) \quad (2)$$

$$\tilde{C}(T) = \begin{cases} C_1(T); & T \leq T_m^- \\ \frac{\rho_1 L}{2 \Delta T} + \frac{C_1(T_m^-) + C_2(T_m^+)}{2}; & T_m^- < T < T_m^+ \\ C_2(T); & T \geq T_m^+ \end{cases} \quad (3)$$

$$\tilde{K}(T) = \begin{cases} K_1(T); & T \leq T_m^- \\ K_1(T_m^-) + \frac{K_2(T_m^+) - K_1(T_m^-)}{2 \Delta T}; & T_m^- < T < T_m^+ \\ K_2(T); & T \geq T_m^+ \end{cases} \quad (4)$$

onde os índices "1" e "2" indicam respectivamente as propriedades do MMF nos estados sólido e líquido, L é o calor latente de fusão, T_m a temperatura de fusão e ΔT a metade do intervalo de temperatura mudança de fase, e

$$T_m^+ = T_m + \Delta T \quad (5)$$

$$T_m^- = T_m - \Delta T \quad (6)$$

onde T_m^+ e T_m^- são respectivamente as temperaturas de liquefação e solidificação do MMF.

As condições necessárias para a solução da equação diferencial são dadas pela condição inicial:

$$T(y, 0) = T_m^- \quad (7)$$

que é a própria temperatura de solidificação do MMF e pelas condições de contorno:

$$\tilde{K}(T) \frac{\partial T}{\partial y}(0, t) = h [T(0, t) - T_b(x)] \quad (8)$$

que é a energia transferida do MMF para o fluido de refrigeração por convecção, sendo h o coeficiente de convecção do fluido, e

$$-\tilde{K}(T) A_c \frac{\partial T}{\partial y}(a, t) = \begin{cases} \dot{q}_p; & 0 \leq t \leq \Delta t_{on} \\ 0; & \Delta t_{on} < t < \Delta t_c \end{cases} \quad (9)$$

o é energia gerada pelos componentes eletrônicos, A_c é a área perpendicular à direção do fluxo de calor, q_p é a potência dissipada por unidade de área dos dispositivos eletrônicos, Δt_{on} o tempo ligado e Δt_{off} o ciclo de carga/descarga dos dispositivos eletrônicos.

Acoplamento entre material de mudança de fase e fluido refrigerante. É analisado a evolução da temperatura do fluido refrigerante através de um balanço de energia em um elemento de volume do fluido, como sugerido por Shamsundar [14].

Considerando que a variação da temperatura de mistura do fluido, T_b , não varia consideravelmente com o tempo, já que o tempo que o fluido leva para escoar pelo canal é muito pequeno comparado com os tempos de evolução da fronteira sólida-líquida do MMF, obtém-se a equação:

$$\bar{u} \frac{dT_b(x)}{dx} = \frac{2h}{b C_f} [T(0,t) - T_b(x)] \quad (10)$$

Colocando o sistema de coordenadas se movendo com o fluido, tem-se que:

$$\bar{u} = \frac{dx}{dt} \quad (11)$$

que relaciona o tempo que o fluido escoar no canal e a posição do fluido no referido canal, obtendo a temperatura do fluido refrigerante ao longo do tempo e ao longo do canal de escoamento do fluido:

$$\frac{dT_b(\tau)}{[T_m^+ - T_b(\tau)]} = 2 \frac{h \Delta t_{on}}{b C_f} \theta(0, \tau) d\tau \quad (12)$$

onde C_f é o calor específico volumétrico do fluido, e

$$\theta(0, \tau) = \frac{T(0, t) - T_b(\tau)}{T_m^+ - T_b(\tau)} \quad (13)$$

$$\tau = \frac{\Delta x}{\bar{u}} \quad (14)$$

Sabendo-se que $\theta(0, \tau)$ varia com τ somente, efetua-se a integração, obtendo:

$$T_b(\tau) = T_m^+ - [T_m^+ - T_b(0)] \exp \left[-2 \frac{h \Delta t_{on}}{b C_f} \int_0^\tau \theta(0, \tau) d\tau \right] \quad (15)$$

COMENTARIOS E RESULTADOS

O material de mudança de fase (MMF) utilizado em todas as análises numéricas foi a parafina n-Eicosana com ponto de fusão em 36,8 °C, com uma faixa de temperatura de mudança de fase de 1 °C. As propriedades da parafina n-Eicosana podem ser encontradas em Humphries [4].

As propriedades dos fluidos refrigerantes podem ser obtidas em Eckert e Drake [15]. Para o cálculo do coeficiente de convecção, em escoamento turbulento, determinou-se através do número de Nusselt apresentado

por Hatton et alii [16]. Para o escoamento laminar utilizou-se o Nusselt 30 para todos os fluidos de refrigeração. Maiores detalhes para o cálculo são encontrados em [7].

Os fluidos de refrigeração utilizados foram a água, no estado líquido, o ar, o oxigênio, o hidrogênio e a amônia no estado gasoso. A temperatura inicial dos fluidos foi de 25,3 °C. A temperatura de início do processo de retirada de energia armazenada pelo MMF é a própria temperatura de solidificação 36,3 °C. As espessuras do MMF e do canal de escoamento do fluido são de 0,30 m.

Utiliza-se para a obtenção das equações algébricas a técnica numérica de volumes de controle desenvolvida por Patankar [10], que consiste em integrar a equação diferencial em cada um dos volumes da discretização, ilustrada na Figura 3, necessária para a solução numérica.

Uma discussão detalhada desta formulação pode ser encontrada em Toro [7].

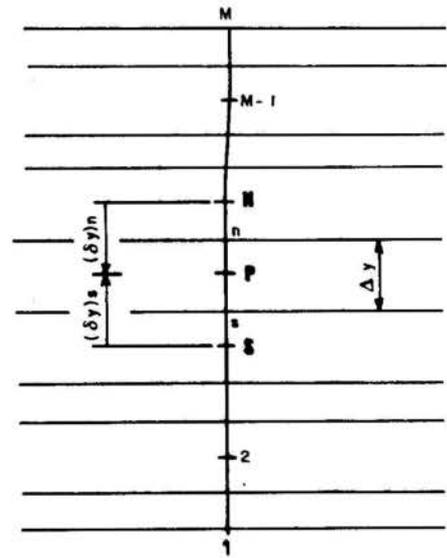


Figura 3. Discretização do MMF.

A Figura 4 apresenta a temperatura do fluido refrigerante, em escoamento laminar, em função do

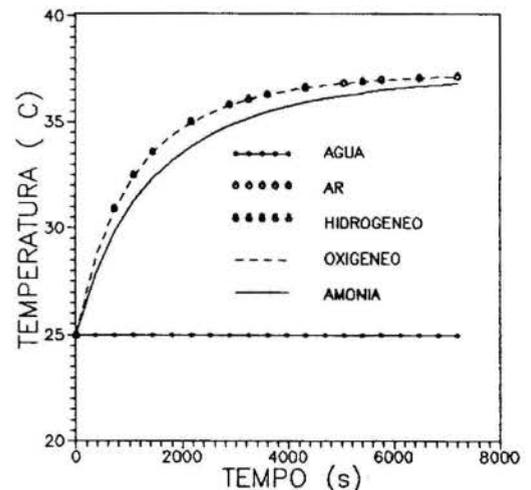


Figura 4. Temperatura dos fluidos refrigerantes.

tempo. Observa-se que as curvas do ar, oxigênio e hidrogênio são praticamente iguais. Isto se deve por eles terem praticamente a mesma capacidade térmica volumétrica. A amônia tem uma capacidade térmica 30 % maior que os outros gases estudados e consequentemente tem temperatura de fluido ligeiramente inferior. Evidentemente, como a capacidade térmica da água é aproximadamente 3500 vezes maior que a dos gases, a temperatura de fluido praticamente não variou durante a análise. Observa-se ainda que a temperatura dos gases ao final do ciclo de 7200 s é aproximadamente a temperatura de liquefação do MMF de 37,3 °C, o que indica que toda a massa do MMF está na fase líquida ou em mudança de fase, conforme mostram as Figuras 6 e 7 respectivamente. A Tabela I apresenta a capacidade térmica volumétrica para os fluidos utilizados neste trabalho.

Tabela I. Capacidade térmica volumétrica dos fluidos.

	ρ	c_p	$\rho \times c_p$	% em relação ao ar
	kg/m ³	J/kg·C	J/m ³ ·C	
água	999,04	4180,9	4177x10 ³	3536
ar	1,1744	1005,7	1181,1	—
hidrogênio	0,08185	14314	1171,6	-1
oxigênio	1,3007	920,3	1197,03	+1
amônia	0,7150	2177,0	1556,66	+32

A Figura 5 ilustra a temperatura dos dispositivos eletrônicos, correspondente à análise anterior. Observa-se que tanto a água como os gases tem o máximo de temperatura em cerca de 80 °C. Confirma-se, desta forma, que o MMF funciona como bom capacitor térmico, pois independente da capacidade térmica do fluido de refrigeração, é o MMF que mantém a temperatura dos dispositivos dentro da faixa operacional.

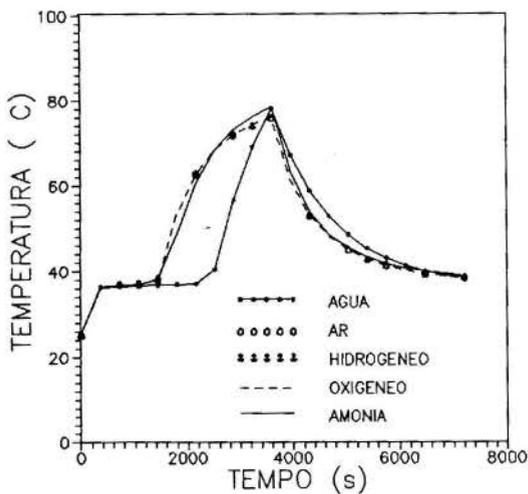


Figura 5. Temperatura dos dispositivos eletrônicos.

Foram feitas algumas análises considerando escoamento turbulento no fluido de refrigeração. Somente a água teve bom desempenho, como já analisado em [13]. Os gases conseguem retirar a energia armazenada pelo MMF, porém sua temperatura aumenta rapidamente, chegando a atingir em pouco tempo a temperatura de liquefação do MMF. Com isto toda a massa do MMF está na fase líquida ou em mudança de fase. Nesta situação, é importante analisar os

efeitos da convecção natural existente no MMF, como recomenda [17], pois a convecção natural retarda o processo de solidificação, podendo até mesmo interrompê-lo.

As Figuras 6 e 7 apresentam a massa liquefeita e em mudança de fase do MMF, considerando escoamento laminar nos fluidos analisados. A espessura utilizada nas análises com fluidos gasosos, em escoamento laminar, foram de 0,30 m e no final do ciclo de carga/descarga obteve-se que da massa do MMF, 7% está na fase líquida e 93% em mudança de fase. Utilizando espessura de 0,10 m, obtém-se o mesmo resultado já no início do processo, evidenciando que mesmo em escoamento laminar, no fluido de refrigeração, existe a necessidade de estudar os efeitos da convecção natural.

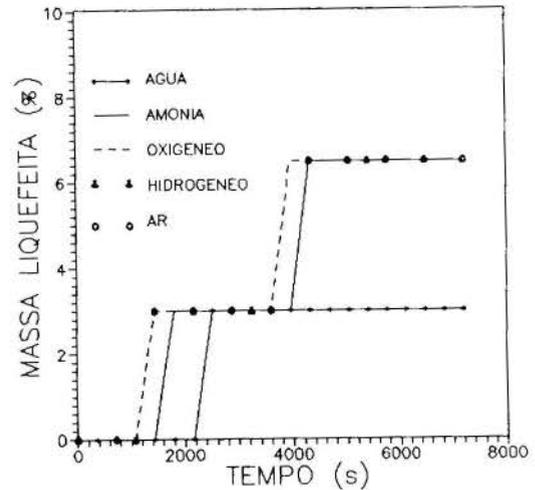


Figura 6. Massa Liquefeita do MMF.

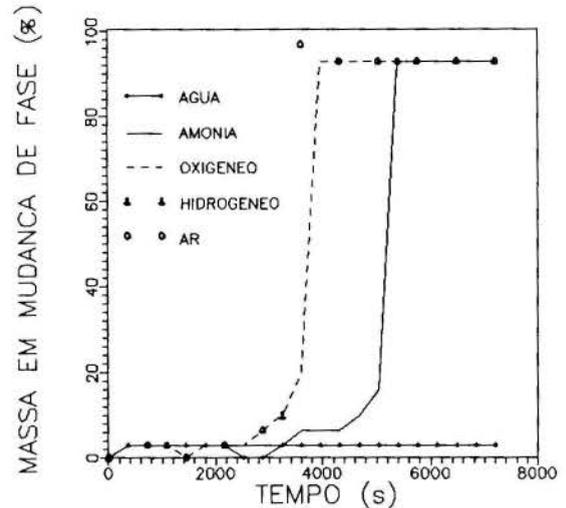


Figura 7. Massa em mudança de fase do MMF.

CONCLUSÕES

É objetivo deste trabalho analisar o comportamento de alguns gases na refrigeração de um capacitor térmico. As análises feitas mostram que os gases, em escoamento laminar, tem sua temperatura elevada à temperatura de liquefação do MMF, no final

do ciclo de operação.

Em escoamento turbulento, a elevação de temperatura se faz mais rapidamente. Já no início de operação toda a massa do MMF está na fase líquida ou em mudança de fase, não sendo este método potente para a análise, pois não considera a convecção natural.

Conforme as análises feitas, observa-se que é necessário o estudo da convecção natural, no caso de utilizar gases como fluido refrigerante, para retirar a energia armazenada, na forma de calor latente, do MMF.

REFERÊNCIAS

- [1]. Oktay, S; Hannemann, R e Bar-Cohen, A., High heat from a small package. Mechanical Engineering, pp. 36-42 (1986).
- [2]. Kraus, A.D. e Bar-Cohen, A., Thermal Analysis and Control of Electronic Equipment. MacGraw-Hill Book Co., (1983).
- [3]. Fixter, S.L., Satellite Thermal Control Using Phase Change Materials. J. Spacecraft and Rockets, 3:1362-1368 (1966).
- [4]. Humphries, W.R., Performance of Finned Thermal Capacitors. NASA Technical Note TND 7690, 1974.
- [5]. Abhat, A., Short Term Thermal Energy Storage. Revue Phys, 15: 477-501 (1980).
- [6]. Witzman, S. ; Shitzer, A. and Zvirin, Y., Simplified Calculation Procedure of a Latent Heat Reservoir for Stabilizing the Temperature of Electronic Devices. Heat Transfer in Electronic Equipment, 28: 29-34 (1983).
- [7]. Toro, P.G.P., Estabilização da Temperatura de Dispositivos Eletrônicos Utilizando Material de Mudança de Fase. Tese de Mestrado, ITA (1988).
- [8]. Lorsch, H.G.; Kauffman, K.W. and Denton, J.C., Thermal Energy Storage for Solar Heating and off-peak Air Conditioning. Energy Conversion, 15:1-8 (1975).
- [9]. Bonacina, C.; Comini, G.; Fasano, A. and Primicero, M., Numerical Solution Phase-Change Problems. Int. J. Heat Transfer, 16: 1825-1832 (1973).
- [10]. Patankar, S.V., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow. MacGraw-Hill Book Co. (1980).
- [11]. Alves, C.L.F.; Rego, O.A.A. e Toro, P.G.P., Estabilização de Temperatura de Dispositivos Eletrônicos Através do Uso de Calor Latente. II Congresso Latino Americano de Transferência de Calor e Massa, (1986).
- [12]. Toro, P.G.P. e Alves, C.L.F., Dispositivos Eletrônicos refrigerados por Material de Mudança de Fase. II Encontro Nacional de Ciências Térmicas, 341-344, (1988).
- [13]. Toro, P.G.P. e Alves, C.L.F., Estudo da Temperatura do Fluido Refrigerante em Dispositivos Eletrônicos Refrigerados por Material de Mudança de Fase. X Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, pp. 237-240, (1989).
- [14]. Shamsundar, N. and Srinivasan, R., Effectiveness-NTU Charts for Heat Recovery from Latent Heat Storage Units. J. Solar Energy Engineering, 102: 263-271 (1980).
- [15]. Eckert, E.R.G. e Drake Jr., R.M., Analysis of Heat and Mass Transfer. MacGraw-Hill Book Co., (1972).

[16]. Hatton, A.P., Quarmby, A. e Grundy, I., Further Calculations on the Heat Transfer with Turbulent Flow Between Parallel Plates. Int. J. Heat Mass Transfer, 7:817-823 (1964).

[17]. Sparrow, E. M.; Larson, E. D. e Ramsey, J. W., Freezing on a Finned Tube for Either Conduction-Controlled or Natural-Convection-Controlled Heat Transfer. Int. J. Heat Mass Transfer, 24:273-284 (1981).

ABSTRACT

In this work is analysed the gaseous fluids, used in order to remove and transfer the storage energy in Phase Change Material (PCM). The PCM actuate as thermal capacitor, absorbing the dissipation energy, by Joule effect, of electronic devices. It is presented the fluids and electronic devices temperatures, liquefied and phase change mass, considering a n-Eicosane paraffin as a PCM, and water, air, hydrogen, oxygen and ammonia as cooling fluids.

SOLIDIFICATION OF SALT SOLUTIONS ON A HORIZONTAL SURFACE



S. L. Braga
 Departamento de Engenharia Mecânica - PUC/RJ
 R. Viskanta
 School of Mechanical Engineering - Purdue University



SUMMARY

The freezing of water-salt solutions on a horizontal wall is investigated experimentally and theoretically. The growth of the solid-liquid region is observed for $NaCl - H_2O$ and $NH_4Cl - H_2O$ systems under different temperature and concentration conditions. A unidirectional mathematical model is used to predict the solidification process. The transport of heat is by diffusion, and convection is absent. The mass diffusion is neglected and the growth of crystal is governed by the transport of heat. In all experiments, the solution salt concentration is smaller than the eutectic composition, and the wall temperature is higher than the eutectic temperature. The predicted temperature and salt concentration profiles, as well as the interface position, are compared with experimental data.

INTRODUCTION

Solidification of binary systems is important in metallurgy [1-4], geology [5], oceanography [6], crystal growth [7], nuclear reactor safety [8] and many other fields. The phase change of pure substances takes place at a fixed temperature and typically the interface is planar [9]. For multicomponent systems the transition from the liquid to the solid phase occurs over a range of temperature and concentration resulting in a complex structure the interface. This phenomenon changes the concentration of the system while the chemical components are incorporated or rejected at the interface between the phases [10,11].

In order to better understand the solidification process in the mushy zone (two phase region), an experimental study was conducted by cooling the solidifying melt from below. In the previous work [12] the predicted temperature profiles were compared with experimental data. The predicted local solid fractions as well as the salt concentrations were shown as a function of the position.

This work was performed in order to continue the experimental investigations and to compare the interface position and the salt concentration with the predicted results. The mathematical model developed earlier [12], is used here to predict the solidification of an aqueous solution of subeutectic composition. Two different salt solutions were used: $NaCl - H_2O$ and $NH_4Cl - H_2O$. In the case of sodium chloride-water solution, three different concentrations (5,10 and 15% by weight) were tested, involving a wide composition range. The sodium chloride-water solution was used to validate the theory with two different salt solutions. In this case a 5% concentration by weight was investigated.

EXPERIMENTAL APPARATUS AND PROCEDURE

All experiments were performed in a rectangular test cell with inner dimensions, 300mm in height, 150mm in width, and 75mm in depth. Figure 1 shows schematically the experimental apparatus.

The horizontal bottom consisted of multipass copper heat exchanger that was plated with nickel and chrome to avoid corrosion by the salt. Five copper-constantan thermocouples (type T) were placed close to the heat transfer surface continuously monitoring its temperature. The heat exchanger was connected through a valve system to a constant temperature bath. It contained three loops through which the cooling flow rate could be controled independently. By an appropriate valve setting it was possible to maintain the temperature at the heat exchanger surface uniform within $\pm 0.1^\circ C$ of the desired temperature.

The vertical and top walls were made in acrylic sheets in order to allow for visualization of the interface position inside the test cell. To minimize the heat gain from the ambient, the front and back walls were constructed from a pair of acrylic sheets, and the entire test section was insulated with 50mm

thick Styrofoam. A removable window in the insulation allowed for the visual observations.

Measurement of the temperature distribution inside the test cell were made also with (type T) thermocouples. They were placed in a stainless steel tubes having outside diameter of 0.90mm. In order to measure the salt concentration, stainless steel needles, with the same 0.90mm outside diameter, and stainless steel fitted stylets (obturators) were used. By sampling a drop from the test cell it was possible to determine the salt concentration by measuring the refractive index of the solution. A calibrated hand refractometer was used for this purpose. The thermocouples and the needles were inserted through the vertical right and left walls, respectively, where 42 holes (21 in each side) allowed the installation of the probes in several positions. Typically six thermocouples and three needles were used in each experiment. The outputs of all thermocouples were recorded by a data logger system at preselected time intervals between two consecutive measurements.

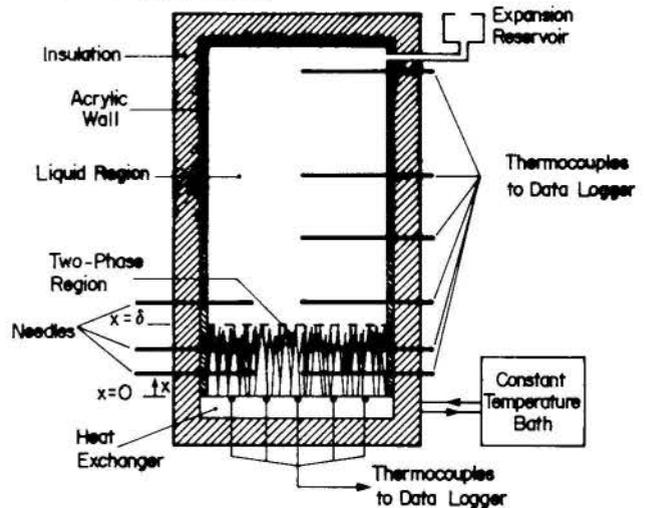


Fig. 1 - Schematic diagram of the test cell

Solutions of distilled water and research grade salt were used in all experiments with its composition smaller than the eutectic composition. These mixtures were carefully syphoned into the test cell to avoid introduction of air bubbles. As it is possible to see in Figure 1, a reservoir was installed in the upper part of the apparatus to allow for expansion and contraction of the phase change material.

To start an experiment, enough time was allowed to reach the thermal equilibrium in the test cell. Then, by properly setting the temperature in the constant temperature bath and the valve system, the coolant (ethyl alcohol) was circulated through

the heat exchanger. During all the experiments it was possible to maintain the desired temperature at the bottom uniform within $\pm 0.1^\circ\text{C}$. Due to the transient nature of the experiments, the temperature bath had to be frequently readjusted.

ANALYTICAL MODEL

The mathematical model for the solidification process of a binary system is based on the basic conservation principles. A macroscopic model was constructed to determine theoretically the rate of solidification, predict the temperature and concentration distributions and the solid fraction in the system.

The model assumes that the liquid phase is hydrodynamically stable and there is no convective motion in the fluid. The growth of the two-phase region is controlled by heat conduction due to the fact that the thermal diffusivity of the salt solutions are two orders of magnitude greater than the mass diffusivity. The problem is one-dimensional and the thermophysical properties are assumed to be constant in a horizontal plane as an average between the two phases. The solid and liquid are at the same temperature in the same horizontal plane. All thermophysical properties are constant within the liquid and solid, but different from each other in the two phases, except for the density assumed constant. The mathematical model as well as its method of solution are shown in details in [12]. For completeness of this article, part of this model is repeated.

The equations describing the temperature distributions are

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} (c_m T) = \frac{\partial}{\partial x} \left(k_m \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \rho \Delta h_f \frac{\partial f}{\partial t}, \quad 0 \leq x \leq \delta \quad (1)$$

$$\rho c_\ell \frac{\partial T}{\partial t} = k_\ell \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad x \geq \delta \quad (2)$$

where the subscripts m and ℓ denote the two phase and the liquid regions respectively and Δh_f is the latent heat of fusion. The local solid fraction f in the mushy zone is determined from the phase diagram [12] by

$$f = \frac{C(T) - C_0}{C(T)} \quad (3)$$

where the local salt solution concentration $C(T)$ is obtained directly from the liquidus line while C_0 is the uniform initial concentration.

The initial ($t = 0$) conditions are

$$T = T_0 \quad (4a)$$

$$\delta = 0 \quad (4b)$$

and the boundary conditions are

$$T = T_0, \quad x \rightarrow \infty \quad (5a)$$

$$T = T_w, \quad x = 0 \quad (5b)$$

$$T = T_\delta, \quad x = \delta \quad (5c)$$

$$k_\ell \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{\delta^+} = k_m \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{\delta^-} \quad (5d)$$

where T_δ is the temperature at the mush-liquid ($C = C_0$) interface. The thermophysical properties in the mushy zone are weighted according the local solid fraction [15] as follows:

$$c_m = f(c_s - c_\ell) + c_\ell \quad (6a)$$

$$k_m = f(k_s - k_\ell) + k_\ell \quad (6b)$$

The subscript s denotes the solid region in the mush.

Introducing the following dimensionless variables

$$\theta = \frac{T - T_\delta}{T_\delta - T_w} \quad (7)$$

$$\theta_\delta = \frac{T_\delta}{T_\delta - T_w} \quad (8)$$

$$Ste = \frac{\Delta h_f}{c_s (T_m - T_w)} \quad (9)$$

and

$$\eta = \frac{x}{\sqrt{4\alpha_\ell t}}, \quad (10)$$

the model equations become

$$2 \left\{ [f(c_s^* - 1) + 1] + [(c_s^* - 1)(\theta + \theta_\delta) - Ste] \frac{\partial f}{\partial \theta} \right\} \eta \theta' +$$

$$(k_s^* - 1) \frac{\partial f}{\partial \theta} \theta'^2 + [(k_s^* - 1)f + 1] \theta'' = 0, \quad 0 \leq \eta \leq \sigma \quad (11)$$

and

$$\theta'' + 2\eta\theta' = 0, \quad \eta \geq \sigma \quad (12)$$

where

$$\sigma = \frac{\delta}{\sqrt{4\alpha_\ell t}} \quad (13)$$

and the superscript * denotes dimensionless quantities normalized by the liquid properties.

The transformed initial and boundary conditions becomes as follows:

$$\theta = \theta_0, \quad \eta \rightarrow \infty \quad (14a)$$

$$\theta = -1, \quad \eta = 0 \quad (14b)$$

$$\theta = 0, \quad \eta = \sigma \quad (14c)$$

$$\theta'(\sigma_+) = \theta'(\sigma_-) \quad (14d)$$

In equations (11), (12) and (14d) the superscript prime denotes the total derivative with respect to η .

RESULTS AND DISCUSSION

Four experiments were performed by freezing water-salt solutions with different initial concentrations (C_0) of ammonium chloride or sodium chloride. Table 1 shows the initial temperature (T_0) and concentration and the wall temperature (T_w) for each experiment. The initial temperature was determined as an average of the temperature readings from all thermocouples installed inside the test section. For all cases this average was obtained within a range of $\pm 0.1^\circ\text{C}$. The initial concentration expresses the percentage by weight of NH_4Cl or NaCl in the solution.

Table 1 - Test conditions for the experiments

Exp #	Salt Solution	C_0 (%)	T_0 ($^\circ\text{C}$)	T_w ($^\circ\text{C}$)	t_m (min)
1	NH_4Cl	5	23.5	-15.1	606
2	NaCl	5	22.3	-16.3	604
3	NaCl	10	25.8	-18.0	627
4	NaCl	15	24.5	-18.7	623

The temperature at the surface of the heat exchanger was determined also as an average of the measured temperatures. Typically, the desired wall temperature was reached in less than 5 minutes and was maintained constant after that by properly readjusting the valve system and the temperature of the constant temperature bath during the experiments. The duration of each test was about 5 hours, and for all cases it did not exceed the maximum time (t_m) in with the liquid region could be regarded as a semi-infinite medium. The calculated value for t_m appears also in Table 1.

All the measured temperatures were continuously recorded by the data acquisition system. A comparison between the experimental and predicted dimensionless temperature distributions in the test section, for the experiment 1, is shown in Figure 2. The points are the experimental data while the prediction appears as a continuous line. In earlier work [12] the same comparison was made for six different cases. It is possible to see there the same good agreement is obtained here for both the mushy and the liquid regions.

The main objective of this work is to compare the experimental data with the predicted results for the interface position as well as the local salt concentration profiles in the system. During the tests the front window in the insulation was removed allowing the measurement of the interface position. Two scales located on the front and the back walls of the test cell were used for this purpose. Additional experiments were conducted without the interface position measurements and it was observed that their influence on the temperature profiles could be neglected. The mush-liquid interfaces were quite flat for all experiments, except for the case 4. However, it was very easy to measure the average thickness of the two phase regions for all cases within $\pm 0.5\text{mm}$.

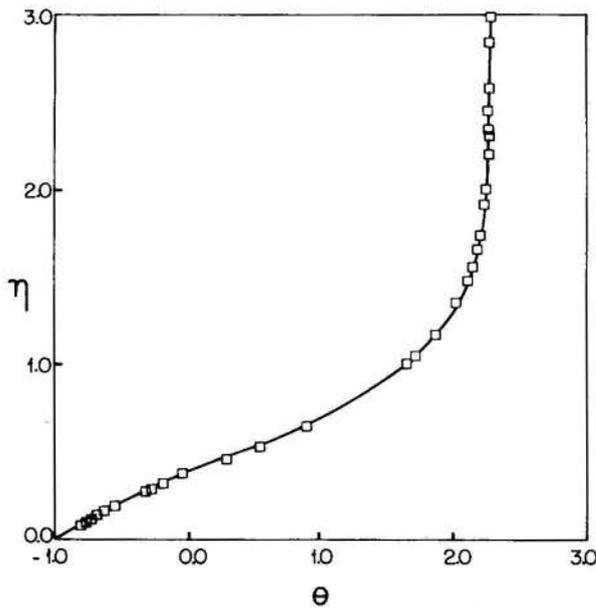


Fig. 2 - Comparison of predicted and measured dimensionless temperature distributions - Exp. # 1.

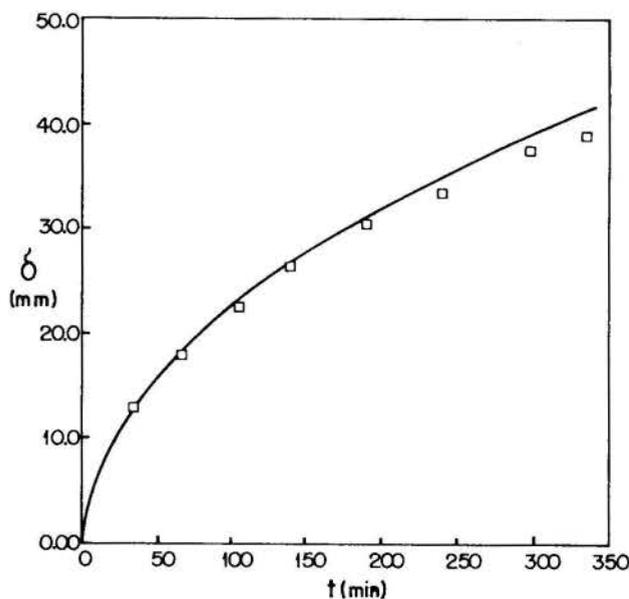


Fig. 3 - Comparison of predicted and measured interface positions - Exp. # 1.

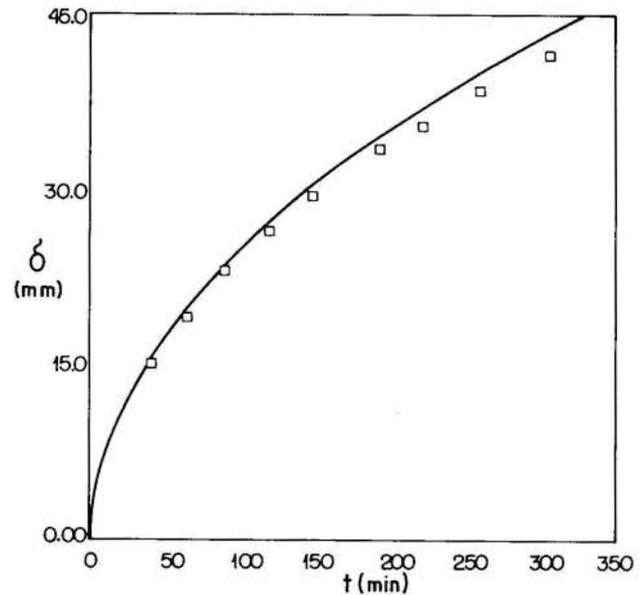


Fig. 4 - Comparison of predicted and measured interface positions - Exp. # 2.

Figure 3 shows a comparison of the predicted and measured interface positions δ at different observation times, for the first case. It is possible to see there that, in general, the agreement is good, but the discrepancy increases with the time. At the end of the experiment the difference is around 5%. The results presented by Fang et al. [8] show the same trend. Figures 4 to 6 show the same comparison presented in Figure 3 for the three other experiments performed with sodium chloride solutions. The agreements displayed in Figures 3 and 4 are very similar. The initial concentration for both experiments is 5% and the discrepancies are slightly smaller for the experiment with $\text{NaCl} - \text{H}_2\text{O}$ solution. The available thermophysical properties for this salt are more reliable and this explains the better agreement. For larger concentrations of salt in the solution, the

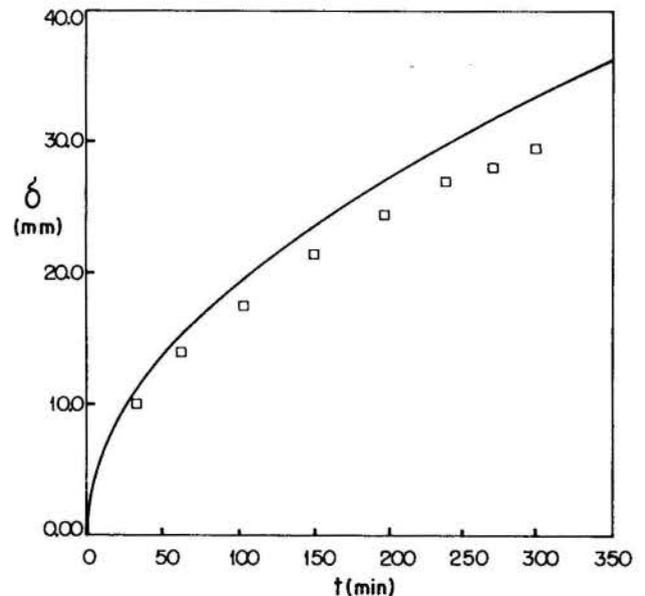


Fig. 5 - Comparison of predicted and measured interface positions - Exp. # 3.

discrepancies increase. Figures 5 and 6 show that the differences between measured and predicted δ for long times reach 12% and 18% respectively for the cases 3 and 4. These tendencies agree well with the results presented by [8] and [12].

The phase diagrams of $\text{NaCl} - \text{H}_2\text{O}$ [13,14] and $\text{NH}_4\text{Cl} - \text{H}_2\text{O}$ [12] show that in both cases, the solidification from a solution with subeutectic composition yields a solid phase consisting of a pure component (ice). The salt is rejected to the melt and

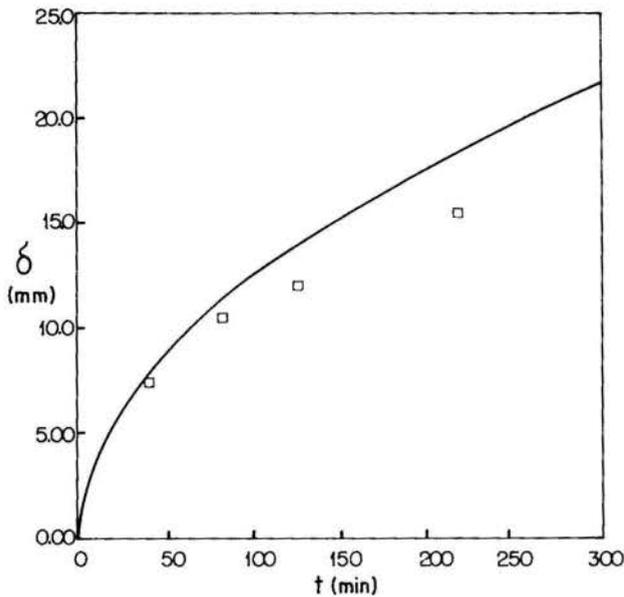


Fig. 6 - Predicted and measured interface positions - Exp. # 4.

increases its concentration. In this case, the solid and liquid phases can coexist at the same temperature and different compositions. With the assumption of local thermodynamic equilibrium (solid and liquid are at the same temperature at the same horizontal plane) and the temperature profile in the mush it is possible to establish a relation between the dimensionless position and the local concentration of the melt. Figure 7 shows the comparison between predicted and measured concentrations for the case 1 and reveals a good agreement. The experimental points were obtained by sampling drops with the needles and measuring their refractive index. For the experiment 2 the same comparison appears in Figure 8. It is possible to see that in this case the experimental data show concentrations slightly smaller than the predicted ones. The same trends are observed in experiment 3 where the discrepancies increase (see Figure 9). It was verified in all cases that to obtain a sample for analysis from the mushy region is difficult. It is very hard to introduce the needles among the solid crystals, and because of this they were installed in the test section before the start of the experiments. Each time that a measurement was made, the position previously occupied by a sampled drop is filled by the liquid coming from the upper part of the test section, where the concentration is smaller. This disturbs the local concentration, and the needle

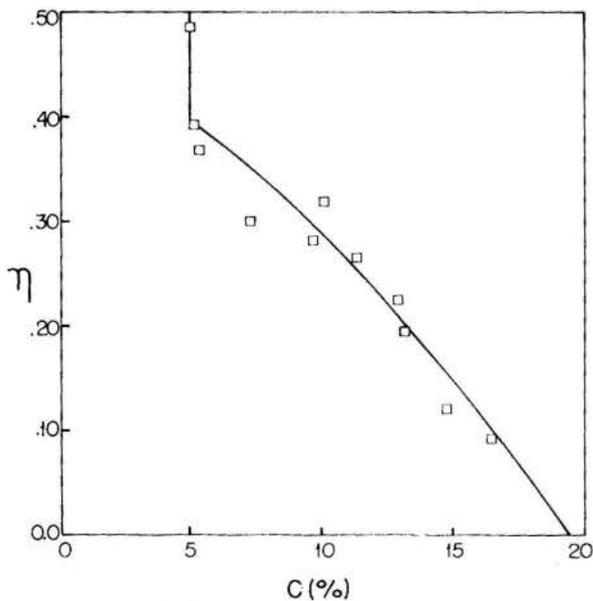


Fig. 7 - Predicted and measured concentration distributions - Exp. # 1.

needs to be pulled to another position before the next measurement.

As the two-phase region in the experiment 4 was very thin, no concentration measurements could be taken in this case.

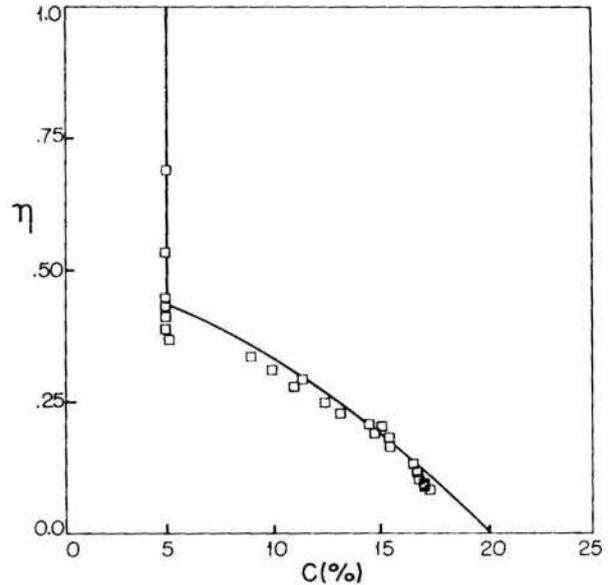


Fig. 8 - Predicted and measured concentration distributions - Exp. # 2.

Figure 2 shows that the mathematical model predicts well the temperature profile. More details for different salt concentration in the solution can be seen in [12]. From Figures 3 to 9 it is possible to conclude that the predicted interface positions as well as the local concentration profiles agree well with the experimental data for the 5% initial concentration experiments (cases 1 and 2). It is clear that with the increase in the salt concentration in the solution, the discrepancies between the

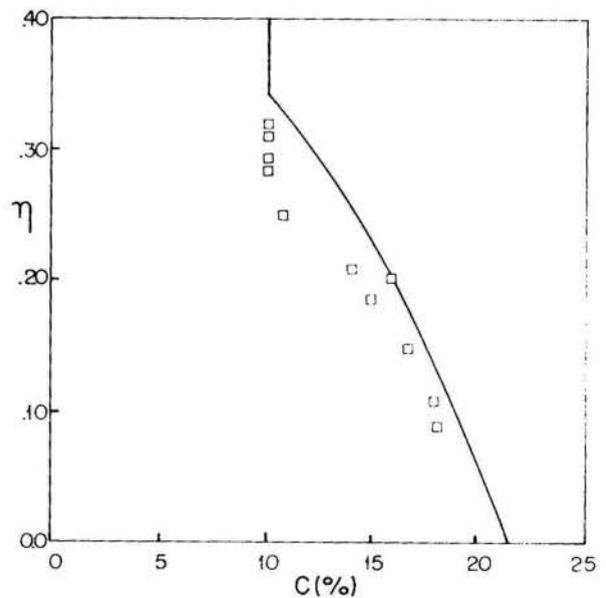


Fig. 9 - Predicted and measured concentration distributions - Exp. # 3.

predictions and experimental interface positions and local concentrations increase. The heat gain from the ambient as well as the mass diffusion can explain these discrepancies.

CONCLUDING REMARKS

An experimental investigation was conducted in order to investigate the solidification from below of subeutectic aqueous solutions. A mathematical model is used to compare predicted

temperature profiles, interface positions and concentration profiles with experimental results. The agreement is very good for the experiments with lower concentrations (5%) while the discrepancies between the predicted and measured interface positions as well as in the concentration profiles increase for large concentrations (10 and 15%). It should be interesting to investigate the influence of the mass diffusion in the predicted results.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was done when one of the authors (SLB) held a visiting appointment at Purdue University. He would like to express his appreciation to the Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico for supporting his sabbatical leave during 1988-89.

REFERENCES

- [1] M. C. Flemings, Solidification Processing. McGraw-Hill, New York (1974).
- [2] S. M. Copley, A. F. Giamei, S. M. Johnson and M. F. Hornbecker, The origin of freckles in unidirectionally solidified casting, Metall. Trans. 1, 2193-2204 (1970).
- [3] I. Minkoff, Solidification and Cast Structure. Wiley, New York (1986).
- [4] T. J. Smith, Modeling the Flow and Solidification of Metals. Martinus Nijhoff Publishers, Dordrecht - Boston - Lancaster (1987).
- [5] H. E. Huppert and R. S. J. Sparks, Double-diffusive convection due to crystallization of magma, Annual Review of Earth and Planetary Science. G. W. Weitherill et al., Eds. Vol. 12, pp. 11-37. Annual Reviews, Inc., Palo Alto, California (1984).
- [6] P. V. Hobbs, Ice Physics, Clarendon Press, Oxford (1974).
- [7] W. Bardsley, D. T. J. Hurle and T. B. Mullin, Crystal Growth: A Tutorial Approach. North-Holland, Amsterdam (1979).
- [8] L. J. Fang, F. B. Cheung, J. H. Linehan and D. R. Pedersen, "Selective freezing of a dilute salt solution on a cold ice surface", J. Heat Transfer 106, 385-393 (1984).
- [9] R. Viskanta, "Phase-change heat transfer", in Solar Heat Storage: Latent Heat Materials, (Edited by J. A. Lane), Vol. 1, Chapter V, pp. 153-222. CRC Press, Boca Raton, Florida (1983).
- [10] S. Chellaiah and R. Viskanta, "Freezing of salt solution on a vertical wall", Expl. Heat Transfer 1, 181-195 (1988).
- [11] R. Viskanta and C. Beckermann, "Modelling of transport phenomena during solidification", in Interdisciplinary Issues in Materials Processing, Edited by S. K. Samanta, R. Komandouri, R. McKeeking, M. M. Chen and A. Tseng), Vol. 2, pp. 501-526. ASME, New York (1987).
- [12] S. L. Braga and R. Viskanta, "Solidification of a binary solution on a cold isothermal surface", Int. J. Heat Mass Transfer 33, 745-754 (1990).
- [13] International Critical Tables of Numerical Data, Physics, Chemistry and Technology Vol. 3, p. 60 and 4, p. 218. National Research Council U. S., McGraw-Hill, New York (1933).
- [14] Saline Water Conversion Engineering Data Book. M. W. Kellogg Company, New York (1965).
- [15] G. K. Batchelor, "Transport properties of two-phase materials with random structure", Ann. Rev. Fluid Mech. 6, 227-255 (1974).



LOCAL DESCRIPTION OF THE ENERGY TRANSFER
PROCESS IN A PACKED BED HEAT EXCHANGER

MARIA LAURA MARTINS COSTA & RUBENS SAMPAIO
Department of Mechanical Engineering - PUC/RJ
Rua Marquês de São Vicente, 225 - 22452 - Rio de Janeiro - Brazil
ROGÉRIO MARTINS SALDANHA DA GAMA
LNCC/CNPq Rua Lauro Müller, 455 - 22290 - Rio de Janeiro - Brazil



SUMMARY

In this work the energy transfer process in a packed-bed heat exchanger, in counter-flow arrangement is considered. The phenomenon is described through a Continuum Theory of Mixtures approach, in which fluid and solid (porous matrix) are regarded as continuous constituents possessing, each one, its own temperature and velocity fields. The heat exchanger consists of two channels, separated by an impermeable wall without thermal resistance, in which there exists a saturated flow. Some particular cases are simulated.

INTRODUCTION

Interactions between fluids and solids are present in many industrial processes. In order to obtain a large ratio of surface area to volume, the fluids may be passed over packed beds of solid material. This gives rise to phenomena such as heat and mass transfer or chemical reactions. Examples of industrial application involving packed bed heat exchangers are pebble bed heaters, evaporators, glass furnaces and thermal energy storage units. The main subject of this work is the study of the heat transfer process in a counter flow packed bed heat exchanger.

Packed bed heat exchangers are usually simulated with the help of one-dimensional models, empirical correlations being used to compute heat transfer coefficient and pressure drop. These models, besides the inherent limitations of the empirical correlations employed, are only able to describe the involved phenomena from a global viewpoint.

While the well known classical (single continuum) energy transfer model [1] describes adequately the energy transfer process in materials such as steel, water or air, it is not so appropriate for a local description of phenomena with practical importance like heat transfer in a flow of a newtonian fluid through a porous medium.

The main objective of the present work was a local simulation of a counter-flow packed-bed heat exchanger. A mathematical model, suitable for a local description of the energy transfer in a saturated flow of an incompressible newtonian fluid through a rigid porous medium, was used.

The model was constructed under the Continuum Mixture Theory viewpoint in which the mixture is considered as a superposition of continuous constituents and each of these constituents occupies the whole volume of the mixture. The mixture theory viewpoint gives rise to new parameters, that do not appear in the classical approach, in order to take into account the thermomechanical interaction among the constituents.

In the specific case of this work, a binary mixture, whose constituents stood for, respectively, the fluid and the porous medium, was considered. The fluid, represented by the "fluid constituent", was assumed newtonian and incompressible, while the porous medium, represented by the "solid constituent", was assumed rigid, homogeneous, isotropic and at rest.

Since both constituents are continuous, there exists, simultaneously, at each spacial point, two temperatures and two velocities. The existence of two temperatures at a single point gives rise to an "Energy Generation Function" (which provides the thermal interaction) and the existence of two velocities gives rise to a "Momentum Generation Function" (providing the dynamical interaction). These generation functions were proposed according to the Second Law of Thermodynamics [2,5].

In the present work a model (valid for low velocities) was constructed in order to simulate the forced convection heat

transfer in a fluid flowing in a counter flow arrangement, past two porous channels, separated by an impermeable surface, with zero specific heat and infinite thermal conductivity, which offers no thermal resistance. The pair of channels was bounded by two impermeable adiabatic flat plates, as shown in figure 1.

A local description of phenomena such as the above mentioned, employing the classical continuum mechanics viewpoint, would require the solution (for the fluid constituent) of both Navier-Stokes and Energy equation, in a domain defined by all active pores. Boundary conditions, such as no-slip condition and prescribed temperature, should be considered on all pore walls. Such a simulation could not be achieved with the help of the currently available tools.

The model presented in this work, on the other hand, allows a local description of the heat transfer process in a porous medium and is supported by a local theory, with thermodynamical consistence, which generalizes the classical continuum mechanics. So a local simulation of a packed bed heat exchanger, whose applications are evident, is available, with the help of the Continuum Theory of Mixtures.

MATHEMATICAL MODEL

Since the porous medium was assumed rigid and at rest, the mass and linear momentum balance equations need only to be considered for the fluid constituent, while the energy balance must be satisfied by both constituents. The balance equation, without loss of generality, were stated for one channel. (The model allowed solid and fluid constituents' properties to have distinct values in each channel.)

The continuity equation for the fluid constituent, assumed chemically inert, is given as follows[3]:

$$\frac{\partial \rho_F}{\partial t} + \text{div}(\rho_F v_F) = 0 \quad (1)$$

in which ρ_F is the fluid constituent mass density (representing, locally, the ratio of mass of the fluid to the corresponding volume of mixture) and v_F is the fluid constituent velocity.

Since the flow is saturated, the field ρ_F is given as follows:

$$\rho_F = \varphi \rho \quad (2)$$

in which ρ is the actual fluid density and φ the porosity.

Taking into account that the fluid is incompressible and the porous medium is homogeneous, equation (1) can be rewritten as:

$$\text{div} v_F = 0 \quad (3)$$

The balance of linear momentum is given by [3,4]:

$$\rho\varphi\left[\frac{\partial v_F}{\partial t} + (\text{grad} v_F) \cdot v_F\right] = -\varphi \text{grad} p + 2\lambda\varphi^2 \eta \text{div} D_F - \frac{\varphi^2 \eta}{K} v_F - \rho\varphi g \quad (4)$$

in which η represents the fluid viscosity, K the specific permeability (scalar, since the porous matrix is isotropic), D_F the symmetrical part of the velocity gradient, p the pressure, g the specific body force and λ a scalar parameter, always positive, which depends on the porous matrix microstructure [3,4].

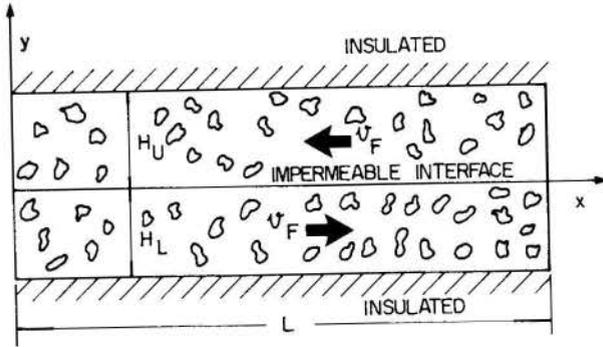


Figure 1 - Problem's Scheme

Considering the scheme presented in Figure 1 and assuming one dimensional steady-state flow, equations (3) and (4) can be reduced to:

$$\frac{\partial v_F}{\partial x} = 0 \quad (5)$$

$$0 = -\varphi\left[\frac{\partial p}{\partial x} - \rho g_x\right] - \frac{\varphi^2 \eta}{K} v_F + \lambda\varphi^2 \eta \frac{d^2 v_F}{dy^2} \quad (6)$$

in which v_F and g_x are, respectively, the x-component of v_F and g .

Considering the classical no-slip condition on the impermeable flat plates:

$$v_F = 0 \quad \text{at } y'_U = \pm H_U/2 \text{ and } y'_L = \pm H_L/2 \quad (7)$$

where: $y'_U = y - H_U/2$ and $y'_L = y + H_L/2$

The solution of equations (5) to (7) gives the following velocity profile for the fluid constituent [5]:

$$v_F(y') = \frac{K}{\eta\varphi} \left[\rho g_x - \frac{\partial p}{\partial x} \right] \left[1 - \frac{\cosh \frac{y'}{\sqrt{K\lambda}}}{\cosh \frac{H/2}{\sqrt{K\lambda}}} \right] \quad (8)$$

being $y' = y'_U$ and $H = H_U$ if $y \geq 0$ and $y' = y'_L$ and $H = H_L$ if $y \leq 0$.

For the limiting case in which $H \rightarrow \infty$, the velocity given by equation (8) approaches the one obtained from the classical Darcy law [6], given by:

$$v_{\text{darcy}} = \frac{K}{\eta\varphi} \left[\rho g_x - \frac{\partial p}{\partial x} \right] \quad (9)$$

Since the specific permeability (K) is very small for real problems, the velocity profile for each channel, shown in equation (8), can be approximated by a constant velocity, given by Darcy's law (equation (9)). The validity of this hypothesis was verified in [7], for a single channel.

The energy balance [3] must be satisfied by each constituent of the mixture. It can be stated as:

$$\rho_i c_i \left[\frac{\partial T_i}{\partial t} + (\text{grad } T_i) \cdot v_i \right] = \rho_i q_i''' - \text{div } q_i + \psi_i \quad (10)$$

where $i \equiv S$ and $i \equiv F$ stand for the solid and the fluid constituents, respectively, ρ_i stands for the i -constituent density, T_i for its temperature, q_i , q_i''' and ψ_i represent, respectively its partial heat flux, heat generation and energy generation function and, finally, c_i represents the specific heat of the i -constituent, regarded as a continuum.

Both energy equations are to be solved, in order to determine the two temperature fields (T_F and T_S), as the mixture theory viewpoint allows the existence of a different temperature for each constituent, in every spacial point. The temperature of the mixture can be locally defined as:

$$T = \frac{\rho_F c_F T_F + \rho_S c_S T_S}{\rho_F c_F + \rho_S c_S} \quad (11)$$

Equation (10) requires some constitutive hypotheses. The partial heat flux for the solid constituent (q_S) was stated, according to the model proposed by Saldanha da Gama [2]:

$$q_S = -\Lambda k_S (1 - \varphi) \text{grad } T_S \quad (12)$$

where Λ represents an always positive parameter which takes into account the internal structure of the mixture. It depends on the thermal resistance, on both constituents thermal conductivity (k_S and k_F) and on the fluid fraction φ (coincident to the porosity, for saturated flows).

Under the hypothesis of low velocities, a constitutive equation analogous to (12) may be proposed for the fluid constituent:

$$q_F = -\Lambda k_F \varphi \text{grad } T_F \quad (13)$$

The total heat flux (per unit of time and area) for the mixture is given by:

$$q = q_F + q_S \quad (14)$$

The energy generation function, ψ , which is an internal contribution, represents the energy supply to a given constituent, arising from its (thermal) interaction with the other constituents of the mixture. The ψ function is zero at a given point only if all the constituents are at the same temperature at this point. According to Saldanha da Gama [2], the energy generation function for a solid constituent is given by:

$$\psi_S = R(T_F - T_S) \quad (15)$$

where R is an always positive factor which depends on spacial position only. To satisfy the energy balance for the mixture, $\psi_S + \psi_F = 0$, so the energy generation function for the fluid constituent must be stated as:

$$\psi_F = R(T_S - T_F) \quad (16)$$

The specific heat, for each constituent, can be defined as:

$$c_F = \frac{de_F}{dT_F} = \text{constant} \quad c_S = \frac{de_S}{dT_S} = \text{constant} \quad (17)$$

where e_F and e_S represent the internal energy of the fluid and the solid constituents, respectively. The following equation is valid for the fluid constituent:

$$\text{grad } e_F = c_F \text{ grad } T_F \quad (18)$$

Considering these constitutive hypotheses, the balance of energy for the fluid and the solid constituents can be written as:

$$\rho_F c_F (\text{grad } T_F) \cdot \underline{v}_F = \Lambda k_F \varphi \Delta(T_F) + q_F''' + R(T_S - T_F) \quad (19)$$

$$0 = \Lambda k_S (1 - \varphi) \Delta(T_S) + q_S''' + R(T_F - T_S) \quad (20)$$

in which q_S''' and q_F''' , the heat generation for the solid and the fluid constituents, are supposed zero in this work.

The balance of energy for both constituents can be written as:

$$(\text{grad } T_F) \cdot \underline{v}_F = C_1 \Delta(T_F) + C_2 (T_S - T_F) \quad (21)$$

$$0 = \Delta(T_S) + C_3 (T_F - T_S) \quad (22)$$

with:

$$\begin{aligned} C_1 &= \frac{\Lambda k_F \varphi}{\rho_F c_F} \\ C_2 &= \frac{R}{\rho_F c_F} \\ C_3 &= \frac{R}{\Lambda k_S (1 - \varphi)} \end{aligned} \quad (23)$$

Considering the fluid velocity non zero only in the x-direction and the two-dimensional geometry of the problem, as shown in Figure 1, the balance of energy can be reduced to:

$$\frac{\partial T_F}{\partial x} v_F = C_1 \left[\frac{\partial^2 T_F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_F}{\partial y^2} \right] + C_2 (T_S - T_F) \quad (24)$$

$$0 = \frac{\partial^2 T_S}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_S}{\partial y^2} + C_3 (T_F - T_S) \quad (25)$$

satisfying the following boundary conditions:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_i}{\partial y}(x, H_U) &= 0 \\ \frac{\partial T_i}{\partial y}(x, -H_L) &= 0 \\ \frac{\partial T_i}{\partial x}(0, y) &= 0 \quad \text{for } H_U > y > 0 \\ \frac{\partial T_i}{\partial x}(L, y) &= 0 \quad \text{for } 0 > y > -H_L \\ T_i(L, y) &= 0 \quad \text{for } H_U > y > 0 \\ T_i(0, y) &= 1 \quad \text{for } 0 > y > -H_L \\ \frac{\partial T_i}{\partial x}(0, 0) &= 0 \\ \frac{\partial T_i}{\partial x}(L, 0) &= 0 \end{aligned} \quad (26)$$

in which $i \equiv F$ and $i \equiv S$ are relative to the fluid and the solid constituents, respectively.

NUMERICAL METHOD

The presence of an idealized interface at $y = 0$, opposing no thermal resistance, but allowing the kinematical fields in each channel to be independent, permitted the energy problem to be solved in a single domain. For $y > 0$ the superior channel (whose flow is opposite to positive x-direction) is described, while the inferior channel, with a flow in positive x-direction is described for $y < 0$.

Since no analytical solution to the system of equations describing the heat transfer problem is known, numerical approximations to its solution are searched with the help of a finite difference approach. For the diffusive terms a central finite difference scheme discretization was used, while an off-centered scheme was employed in the convective term discretization. This scheme was adequated to the velocity sign, in order that the temperature coefficient's matrix be almost diagonal dominant, that is

$$\frac{\partial T_F}{\partial x} \approx \frac{T_F(j+1, i) - T_F(j, i)}{\Delta x} \quad (27)$$

for negative velocities

$$\frac{\partial T_F}{\partial x} \approx \frac{T_F(j, i) - T_F(j-1, i)}{\Delta x} \quad (28)$$

for positive velocities

As the temperature coefficients' matrix was a sparse one, instead of the usual description of the problem (as linear systems: $A_l T_l = b_l$, in which $l \equiv S$ and $l \equiv F$ designate fluid or solid constituent, respectively) the simplicity led to a grid description, in which each constituent's temperature (T_l) possesses two indexes, according to its position on the grid. The system of equations describing the heat transfer problem, which was solved with the help of the Gauss-Seidel method, was approximated by the following discretized system:

$$\begin{aligned} T_F^{k+1}(i, j) &= A_2 [T_F^{k+1}(j, i-1) + T_F^k(j, i+1)] + A_4 T_F^{k+1}(j-1, i) + \\ &+ A_3 T_F^k(j+1, i) + B_1 T_S^k(j, i) \end{aligned} \quad (29)$$

$$\begin{aligned} T_S^{k+1}(i, j) &= A_7 [T_S^{k+1}(j, i-1) + T_S^k(j, i+1)] + A_6 [T_S^{k+1}(j-1, i) + \\ &+ T_S^k(j+1, i)] + B_2 T_F^{k+1}(j, i) \end{aligned} \quad (30)$$

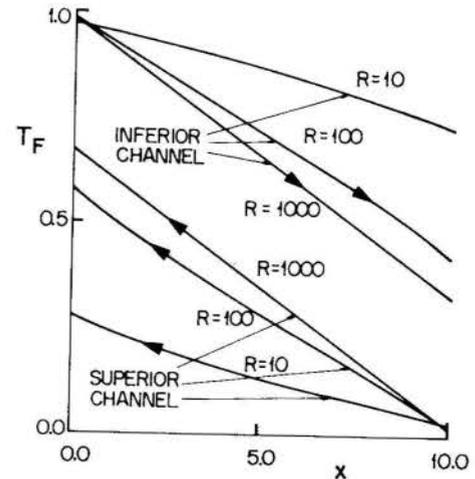


Figure 2 - Fluid Constituent's Average Temperature vs x (for $R = 10$, $R = 10^2$ and $R = 10^3$ — $|v_F| = 10^{-1}$)

This simple representation allowed an effective storage scheme, with memory reutilization.

RESULTS

Some representative results, for dimensionless temperature and velocity fields, are presented. The counter flow heat exchanger was composed by two channels, the flow direction in the superior channel being contrary to x-direction, while in the inferior one it had the same direction of x. Zero temperature at $x=L$ and zero heat flux at $x=0$ were prescribed for the superior channel, while for the inferior one, the temperature was prescribed equal to 1, at $x=0$, and zero heat flux was prescribed at

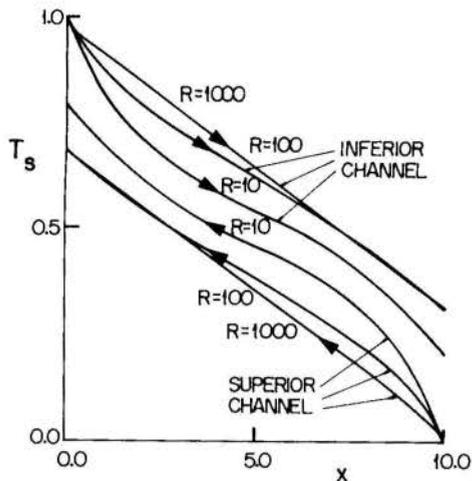


Figure 3 - Solid Constituent's Average Temperature vs x (for $R = 10, R = 10^2$ and $R = 10^3 - |v_F| = 10^{-1}$)

$x=L$, for both fluid and solid constituents. For the impermeable interface, which opposes no thermal resistance, zero heat flux was prescribed both at the channel's entrance and exit. Average temperatures for each channel were obtained by integration of the temperature profile along the nodes on y -direction.

Figures 2 to 6 showed the average temperature variation, in each channel, with position (on x -direction), while figures 7 and 8 showed the temperature variation with position (on x -direction) for different nodal points on y -direction. In all these cases the typical counter flow heat exchanger behaviour, when temperature is plotted against position (x -direction) was observed, for both fluid and solid constituents.

The fluid constituent's average temperature behaviour along position (on x -direction) when the R factor was varied was plotted on figure 2. Three different values of R were used: $R = 10, R = 10^2$ and $R = 10^3$, the fluid constituent's velocity being considered 10^{-1} for the inferior channel and -10^{-1} for the superior one. The growth of the factor R caused the superior and inferior channels average temperature, for a given value of R , to approach one another. Figure 3 showed the same variation for the solid constituent. In this case an inverse trend was noticed, that is, as the factor R grew, the average temperatures of both channels, for a given R , moved away.

When solid and fluid constituent's behaviour were compared, for a given channel, it was verified that as the factor R grew, solid and fluid constituent's average temperature, for a given R , got closer, in both channels. (For $R = 10^3$ the two curves were almost superposed.)

Figures 4 and 5 represent the effect of the fluid constituent's velocity variation on, respectively, fluid and solid average temperature (pro section) plotted versus position (on x -direction). Three different values of fluid constituent's velocity were considered: $|v_F| = 10^{-1}, |v_F| = 10^{-2}$ and $|v_F| = 10^{-3}$ and the factor R was equal to 10^2 in all cases. The same trend was noticed for the two constituents: as the absolute value of the velocity was increased, the average temperature of both superior and inferior channels (for the same absolute value of the velocity) got closer. A comparison of figures 4 and 5 showed the solid constituent's average temperature greater than the fluid constituent's, in the superior channel, and smaller in the inferior one, for a given value of the velocity. This behaviour could also be verified if figures 2 and 3 were observed.

Figure 6 showed a comparison between the counter flow heat exchanger simulated in the present paper (for $R = 10^2$ and $v_F = -10^{-1}$ in the superior channel and $v_F = 10^{-1}$ in the inferior one) and a parallel flow heat exchanger (for $R = 10^2$ and $v_F = +10^{-1}$, for both channels). The classical behaviour of counter flow and parallel flow heat exchangers, when average temperature is plotted against position, was observed: the heat transfer was more effective for counter flow heat exchangers than for parallel flow ones. It was also noticed that the fluid

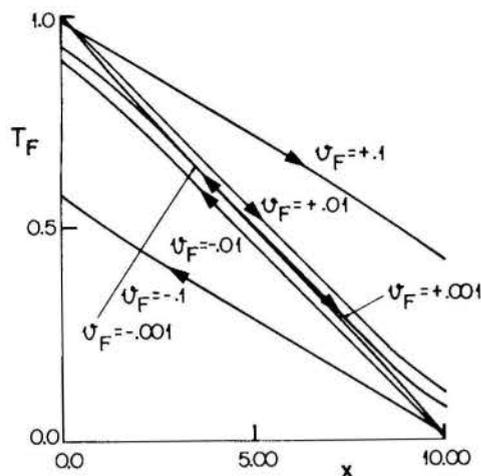


Figure 4 - Fluid Constituent's Average Temperature vs x (for $|v_F| = 10^{-1}, |v_F| = 10^{-2}$ and $|v_F| = 10^{-3} - R = 10^2$)

constituent's average temperature was greater than the solid constituent's in the superior channel and smaller in the inferior one, for both parallel flow and counter flow arrangements.

Figures 7 and 8 showed the temperature behaviour along position (x), respectively for fluid and solid constituents, for different values of nodal points on y -direction. In both cases the factor R was 10^2 and the velocity was -10^{-1} in the superior channel and 10^{-1} in the inferior one. The temperature in the superior channel (curves 1 to 4, corresponding to $y = 1.0, y = 0.75, y = 0.5$ and $y = 0.25$, respectively), which was prescribed zero at its end, while zero heat flux was prescribed at the entrance, increased as the impermeable interface (curve 5, corresponding to $y = 0$) was reached, for both fluid and

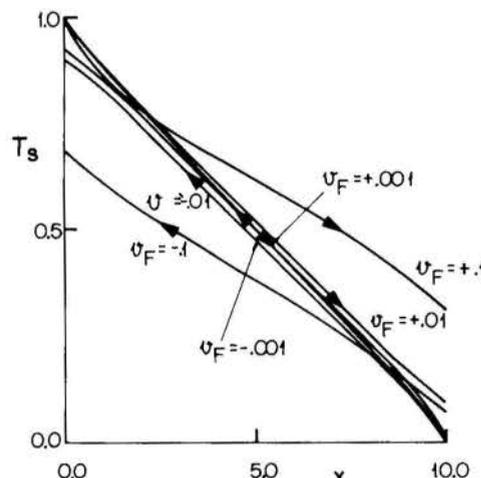


Figure 5 - Solid Constituent's Average Temperature vs x (for $|v_F| = 10^{-1}, |v_F| = 10^{-2}$ and $|v_F| = 10^{-3} - R = 10^2$)

solid constituents. It was also noticed that the superior channel's temperature, for all nodes on y -direction, increased as the channel's entrance was reached, for fluid and solid constituents.

For the impermeable interface which has infinite thermal conductivity and zero specific heat, opposing no thermal resistance, zero heat flux was prescribed both at channel's entrance and exit. It showed an intermediate behaviour for both constituents, playing its role of separating both channel's which flow in a counter flow arrangement.

The temperature in the inferior channel (curves 6 to 9, corresponding to $y = -0.25, y = -0.5, y = -0.75$ and $y = -1.0$, respectively), which was prescribed at the channel's entrance (equal to 1), while zero heat flux was prescribed at the channel's exit, for both fluid and solid constituents, decreased as

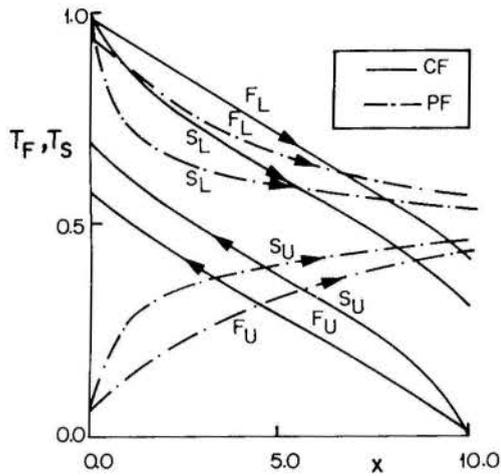


Figure 6 - Average Temperature vs x
Solid and Fluid Constituents
Counter Flow and Parallel Flow Heat Exchangers
(for $|v_F| = 10^{-1} - R = 10^2$)

the impermeable interface was reached, and for all nodes on y-direction, it decreased as the channel's exit was reached.

Comparing figures 7 and 8 it was observed that the fluid constituent's temperatures, for all nodes on y-direction, was greater than the solid constituent's temperatures, in the superior channel. On the other hand, in the inferior channel, an inverse trend was observed.

FINAL REMARKS

The presence of packed beds in a heat exchanger makes energy transfer more efficient if compared to an equivalent geome-

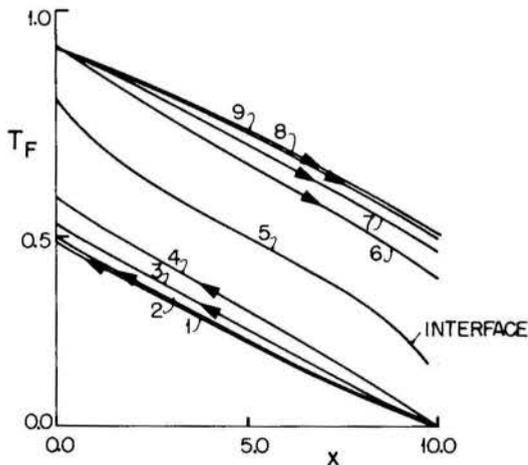


Figure 7 - Fluid Constituent's Temperature vs x
(for $|v_F| = 10^{-1} - R = 10^2$)

try heat exchanger, without packed beds, for the same operating conditions. Pressure drop, on the other hand, increases when packed beds are present, and may become too high if velocity is increased in order to improve heat transfer efficiency. These factors, among many others, shall be kept in mind when a heat exchanger is chosen. When packed bed heat exchangers are chosen, a local simulation would be certainly of great interest.

The model presented in this work allowed a local simulation of the energy transfer process in a packed bed heat exchanger, in a counter flow arrangement, so that in both channels, the fluid constituent saturated a rigid porous medium. This model, which considered fluid and solid (poros matrix) as continuous constituents of a binary mixture, was stated in such a way that the classical balance of energy was recovered when the number

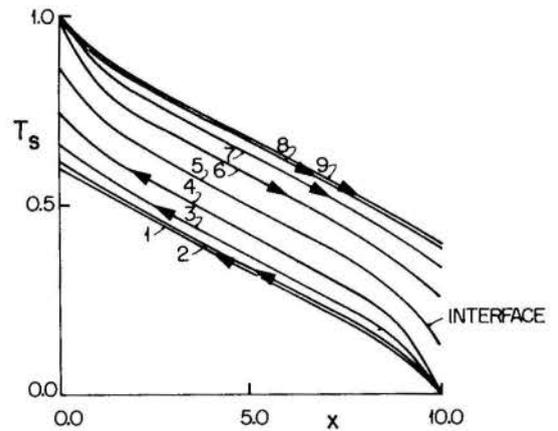


Figure 8 - Solid Constituent's Temperature vs x
(for $|v_F| = 10^{-1} - R = 10^2$)

of constituents was reduced to one. It consists on a new powerful tool to be employed in the study of highly sophisticated phenomena, which can also be applied to practical situations like the simulation of a packed bed heat exchanger.

REFERENCES

1. Billington, E. W. and Tate, A. - "The Physics of Deformation and Flow", Mc Graw-Hill International Book Co., New York (1981).
2. Saldanha da Gama, R.M. - "A Model for Heat Transfer in Rigid Continuous Mixtures", *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, vol. 16, pp. 123-132 (1989).
3. Atkin, R.J. and Craine, R.E. - "Continuum Theories of Mixtures. Basic Theory and Historical Development", *Quart. Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, vol. XXIX, pp 209-244 (1976).
4. Williams, W.O. - "Constitutive Equations for a Flow of an Incompressible Viscous Fluid through a Porous Medium", *Quart. of Applied Mathematics*, pp. 255-267 (1978).
5. Saldanha da Gama, R.M. - "Modelling for Flow Through Porous Media", DSc.Thesis, Pontificia Universidade Católica do Rio de Janeiro - In Portuguese (1985).
6. Bear, J. - "Dynamics of Fluids in Porous Media", American Elsevier Publishing Company Inc., New York (1972).
7. Martins Costa, M. L., Sampaio, R. and Saldanha da Gama, R. M. - "Modelling and Simulation of Energy Transfer Phenomenon in a Continuous Solid-Fluid Mixture" (in Portuguese), *Proceedings of the X Iberic-Latin-American Congress on Computational Methods in Engineering*, v. 4, pp. D1-D11, Porto, Portugal (1989).
8. Luikov, A. V. - "Heat and Mass Transfer", MIR Publishers, Moscow (1980).



TRANSFERÊNCIA DE CALOR NA PRESENÇA DE GERAÇÃO EM UM LEITO DE ESFERAS COMPACTADAS

S.T. Sebben e A.T. Prata
Departamento de Engenharia Mecânica
Universidade Federal de Santa Catarina
Cx. P. 476 - Florianópolis, SC 88049



RESUMO

O presente artigo analisa o fenômeno da transferência de calor em um duto contendo um leito de esferas compactadas. Para esta formulação, as trocas de calor ocorrem simultaneamente entre o fluido, as paredes e as partículas que constituem o meio, mantidas a uma temperatura constante. No modelo descrito, fez-se uso de uma lei de Darcy modificada. Os resultados são apresentados através de perfis de temperatura e de número de Nusselt. No trabalho é feita uma comparação entre os resultados obtidos considerando-se a condutividade térmica efetiva constante e variando com a porosidade.

INTRODUÇÃO

A importância de estudos fundamentais na área de transferência de calor e massa em meios porosos deve-se ao fato de que tal fenômeno se encontra presente em um grande número de aplicações industriais. Estes estudos tem a finalidade não só de melhorar o desempenho de sistemas térmicos já existentes, como também de criar novas idéias e explorar novos caminhos relacionados ao uso de meios porosos em processos industriais. Alguns exemplos destas aplicações incluem trocadores de calor com matriz sólida, isolamentos térmicos, reatores químicos com leito compactado, sistemas de estocagem térmica, extração de óleos, sistemas geotérmicos etc.

Na modelagem do fenômeno a complexidade da geometria do meio introduz nas equações governantes um número significativo de variáveis, que são características particulares de cada meio. Grande parte dos trabalhos existentes nesta área usam, fundamentalmente, as simplificações baseadas na lei de Darcy, que relaciona a queda de pressão com a velocidade em um meio não limitado por fronteiras sólidas [1]. No entanto, o modelo clássico de Darcy ignora alguns dos efeitos característicos de escoamentos em meios porosos, como os efeitos de inércia, a condição de não deslizamento na parede e a variação espacial da porosidade.

Os efeitos de inércia e de uma fronteira sólida, foram analisados recentemente por Vafai e Tien [2], que no entanto, assumiram constante a porosidade do meio. Esta simplificação também foi assumida por Kaviany [3] que estudou o escoamento laminar em um meio poroso confinado por duas placas paralelas e isotérmicas. Recentes publicações enfatizam as regiões de porosidade mais alta que aparecem junto à parede, aumentando a permeabilidade do meio e provocando picos de velocidades (fenômeno de canal) [4]. Estes efeitos tornam-se importantes na região próxima à parede, onde as quantidades de interesse, tal como o fluxo de calor, são calculados. White e Tien [5] mostraram que a variação espacial da porosidade afeta o perfil de velocidade de um valor máximo junto à parede ao valor da velocidade de Darcy, à medida que se distancia da mesma. Renken e Poulikakos [6] investigaram os efeitos de inércia, porosidade variável e fricção de Brinkman na transferência de calor através de um meio poroso limitado por placas planas ou duto circular. Os autores observaram que os efeitos de inércia e da fronteira sólida diminuíam o número de Nusselt, enquanto que o efeito da porosidade variável aumentava o número de Nusselt. Trabalhos experimentais na área de transferência de calor com

convecção forçada foram realizados por Renken e Poulikakos em [7,8]. Em [7] foi investigado a transferência de calor convectiva em um leito de esferas através de uma placa aquecida. Em [8] foi estudado o mesmo fenômeno, porém as esferas que constituíam meio poroso encontravam-se confinadas em um duto com paredes aquecidas à uma temperatura constante. Ambos os trabalhos atestaram que o modelo para a descrição do fluxo que considera a porosidade variável com o meio, forneceu resultados mais próximos aos obtidos experimentalmente.

O presente trabalho investiga a transferência de calor em um duto contendo um meio poroso saturado, composto por partículas esféricas. Para a descrição de escoamento valeu-se da lei de Darcy modificada, a qual computa alguns dos efeitos característicos de escoamentos através de meios porosos. No modelo utilizado neste trabalho, foram incluídos os efeitos de inércia, a condição de não deslizamento em uma fronteira sólida e a variação espacial da porosidade da matriz. Para esta formulação, as trocas de calor ocorrem simultaneamente entre o fluido, as paredes e as partículas do meio. No trabalho são apresentadas curvas de número de Nusselt, perfis de temperatura e quantidade de calor trocado entre o fluido e as partículas. É apresentado, também, uma comparação entre os resultados obtidos considerando-se a condutividade térmica efetiva constante e variando com a porosidade.

FORMULAÇÃO DO PROBLEMA

O problema em estudo é o da transferência de calor com convecção forçada em um duto contendo um meio poroso saturado. O modelo clássico de Darcy [1], para a descrição do fluxo, extensivamente usado no passado, é modificado com o objetivo de descrever o perfil de velocidade do meio poroso com maior fidelidade. O modelo do qual valeu-se este trabalho, computa alguns dos efeitos ignorados pela lei de Darcy como, por exemplo, os efeitos de inércia de escoamento, a condição de não deslizamento nas fronteiras sólidas e o atrito. Também são incluídos os efeitos causados pela porosidade variável da matriz sólida.

O meio poroso está confinado entre duas placas paralelas aquecidas com temperatura constante T_w e separadas por uma distância $2H$. Regiões de porosidade mais alta aparecem próximas às fronteiras. A exata variação da porosidade no leito será discutida mais adiante. O fluido na entrada do canal é isotérmico e sua temperatura é T_e , as partículas sólidas estão a uma temperatura T_s distinta da

temperatura do fluido e da temperatura da parede. O perfil de velocidades é considerado plenamente desenvolvido na entrada do canal e desta forma o campo de velocidades é função da coordenada normal as fronteiras sólidas. Em [2] mostrou-se que o desenvolvimento da camada limite hidrodinâmica se dá em uma região muito próxima da entrada do duto, podendo ser, portanto, ignorada na maioria dos casos práticos [6,9].

Desta forma, tratando o meio poroso e o fluido como um meio contínuo, a equação do movimento é dada por,

$$0 = (-1/\rho)dp/dx + (v/\epsilon)d^2u/dy^2 - vu/K - Au^2 \quad (1)$$

onde x e y são as coordenadas longitudinal e transversal, respectivamente, u é a velocidade na direção de x, e p é a pressão; a porosidade do meio é representada por, ϵ , ρ é a massa específica e ν é a viscosidade cinemática do fluido.

A expressão (1) representa a conservação da quantidade de movimento do fluido através do meio, na direção x. A equação contém termos similares aos encontrados na equação de Navier-Stokes e termos inerentes ao escoamento em meios porosos. A primeira e a terceira parcelas representam, respectivamente, a queda de pressão e o arraste viscoso causado pela matriz porosa. No caso destes dois termos serem isolados dos demais, a equação se reduz à lei clássica de Darcy. Efeitos de inércia do escoamento podem ser significativos e estão representados pelo último termo da expressão (1). Tais efeitos foram introduzidos heurísticamente por Forchheimer [6]. O segundo termo da equação leva a informação para o fluido sobre a parede sólida. Este termo foi empiricamente introduzido por Brinkman [6].

A permeabilidade K do termo de Darcy e o parâmetro A do termo de Forchheimer são funções da porosidade do meio, ϵ , e do diâmetro das esferas, d. Estas relações funcionais foram desenvolvidas por Ergun [10] e são dadas por,

$$K = d^2\epsilon^3 / 150(1-\epsilon)^2 \quad (2)$$

$$A = 1,75(1-\epsilon)/(d\epsilon^2) \quad (3)$$

A porosidade do leito varia com a distância normal às paredes, desde o valor máximo um nas fronteiras sólidas até um valor ϵ_∞ após alguns diâmetros de partículas [11]. A porosidade varia notadamente perto da parede, uma vez que nesta região a geometria do empacotamento é interrompida [5]. A expressão que relaciona a variação da porosidade com a distância da parede e o diâmetro das esferas é [6,9,11].

$$\epsilon = \epsilon_\infty (1 + \lambda_1 e^{-\lambda_2 y/d}) \quad (4)$$

onde d é o diâmetro das esferas, $\epsilon_\infty = 0,37$ [6], $\lambda_2 = 6$, e o valor da constante λ_1 é escolhido de modo que a porosidade seja igual à unidade nas paredes [11].

No desenvolvimento da equação da energia, atenta-se para as trocas de calor entre o fluido e as partículas, isto é, fluido e meio não se encontram em equilíbrio térmico local. Adicionalmente, no modelo térmico descrito, computa-se a variação da condutividade térmica efetiva com a porosidade.

Nestas condições, um balanço de energia no meio poroso requer que,

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} (k_{ef} \frac{\partial T}{\partial y}) + \frac{6}{d} (1-\epsilon) h_{fp} (T_s - T) \quad (5)$$

onde k_{ef} é a condutividade térmica efetiva do meio

poroso, h_{fp} é o coeficiente de transferência de calor entre o fluido e as partículas, c_p é o calor específico do fluido a pressão constante e T_s é a temperatura da matriz sólida, a qual é mantida constante e é um parâmetro do problema.

De [12], obtem-se uma expressão simplificada para o cálculo da condutividade térmica efetiva. Considerando-se condução unidimensional para o fluxo de calor, tem-se,

$$\frac{k_{ef}}{k_f} = \epsilon + (1-\epsilon) \frac{k_p}{k_f} \quad (6)$$

onde k_p e k_f representam a condutividade térmica da partícula e do fluido, respectivamente.

Serão apresentadas a seguir as condições de contorno em y. Na equação do movimento, assume-se velocidade zero na parede e gradiente de velocidade zero no centro do duto. Para a equação da energia, temperatura igual a T_w na parede e gradiente de temperatura nulo na linha de simetria.

Para a coordenada x o problema é parabólico e é necessário somente que se conheça as condições de contorno na entrada do duto.

METODOLOGIA DE SOLUÇÃO

A solução das equações do movimento e da energia foram obtidas através de dois métodos computacionais. Para a obtenção do campo de velocidade usou-se o algoritmo TDMA (Tri-Diagonal Matrix Algorithm) [13], e para o campo de temperaturas, o método implícito das caixas de Keller [14]. Antes de se passar à discussão destes métodos, é conveniente que se escreva as equações (1) e (5) de forma adimensional. As seguintes definições são usadas para a adimensionalização das variáveis,

$$Y = y/H, \quad X = x/(HPr), \quad D = d/H \quad (7)$$

$$\theta = (T_w - T)/(T_w - T_e), \quad U = uH/\nu B$$

As equações do movimento (1) e da energia (5) em sua forma adimensional ficam, respectivamente,

$$U + BC_1 U^2 = C_2 + \frac{C_2}{\epsilon} \frac{d}{dY} \left[\frac{dU}{dY} \right] \quad (8)$$

$$BU \frac{\partial \theta}{\partial X} = \frac{\partial}{\partial Y} \left[\epsilon \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right] + \frac{6}{D^2} (1-\epsilon) Nu_{fp} (\theta_s - \theta) \quad (9)$$

onde B, C1 e C2 são dadas por,

$$B = - \frac{dP}{dx} \frac{H^3}{\rho \nu^2} \quad (10)$$

$$C_1 = 1,75D / 150(1-\epsilon), \quad C_2 = D^2 \epsilon^3 / 150(1-\epsilon)^2$$

Nu_{fp} é o Nusselt local associado à transferência de calor entre o fluido e as partículas, cuja expressão utilizada foi obtida de [12],

$$Nu_{fp} = 2 + 1,1Pr^{1/3} Re_p^{0,6} \quad (11)$$

onde Pr é o número de Prandtl e Re_p é o número de Reynolds baseado no diâmetro da partícula e na velocidade do fluido.

Na equação (9) considerou-se a condutividade térmica do fluido muito maior do que a da partícula, de forma que $k_{ef} = \epsilon k_f$.

Sendo o meio poroso constituído de

partículas esféricas, a solução obtida torna-se restrita somente a este tipo de partículas. Para outros tipos de leitos as expressões da permeabilidade, coeficiente de Forchheimer e porosidade, expressões (2) a (4), devem ser substituídas por equações apropriadas às novas características do leito.

As equações (8) e (9) são independentes e podem ser resolvidas separadamente. Em uma primeira etapa a equação do movimento é resolvida fornecendo o campo de velocidades; em seguida, resolve-se a equação da energia e obtém-se o campo de temperaturas.

O procedimento de solução da equação (8) envolve a discretização dos termos pelo método dos volumes finitos e a linearização da equação seguida de um processo iterativo. Na discretização utiliza-se diferenças centrais para o termo de derivada segunda. A não linearidade da equação aparece com o quadrado da velocidade do termo de Forchheimer que computa os efeitos de inércia do escoamento. Este termo é escrito como o produto entre duas velocidades, a velocidade em uma dada iteração e a velocidade obtida na iteração anterior. O procedimento de cálculo consiste em arbitrar-se, inicialmente, valores de velocidade para todos os pontos da malha. A equação algébrica, juntamente com as condições de contorno é resolvida através do algoritmo TDMA (Tri-Diagonal Matrix Algorithm), [13], fornecendo o campo de velocidades. Este procedimento é repetido até que a convergência seja alcançada para o critério estabelecido. Em geral, não mais do que cinco iterações são necessárias para se obter uma solução convergida. Com o objetivo de observar o importante efeito do canal que ocorre junto a parede, utilizou-se uma malha variável com 500 pontos na direção perpendicular ao fluxo, e mais concentrada na região próxima as fronteiras do duto.

Para a solução da equação da energia utilizou-se o método implícito das caixas de Keller [14]. Vários fatores tornam este método vantajoso na solução de equações diferenciais parciais parabólicas de qualquer ordem. Obtem-se precisão de 2a. ordem mesmo com os pontos da malha distribuídos de maneira não uniforme; possibilidade de realizar variações rápidas na direção parabólica e simplicidade de programação na solução de um grande número de equações acopladas.

A equação da energia é resolvida para fornecer o perfil de temperatura a cada posição X. A malha em X é não uniforme, sendo mais refinada na entrada do duto.

RESULTADOS E DISCUSSÕES

Nesta seção serão apresentados e discutidos os principais resultados obtidos para os casos simulados. Na figura 1 estão mostrados resultados numéricos de perfis característicos de velocidade no meio para dois valores de vazão do fluido no duto, $B = 10^4$ e $B = 10^7$. Claramente observa-se que regiões de velocidades mais altas aparecem junto à parede, onde a influência da porosidade variável está caracterizada pelo surgimento de canais preferenciais de escoamento de fluido. Tais canais se estendem a uma altura em torno de 5 a 10% da distância H.

Para a equação da energia, a temperatura da matriz sólida, T_s , é um parâmetro do problema, sendo assim dois casos foram estudados para diferentes valores de T_s . Em termos adimensionais, os valores utilizados na equação (9) foram $\theta_s = 1,1$ e $\theta_s = 0,5$. Tais valores correspondem, respectivamente, as seguintes temperaturas: $T_e = 25^\circ\text{C}$, $T_w = 100^\circ\text{C}$ e $T_s = 18^\circ\text{C}$; $T_e = 50^\circ\text{C}$, $T_w = 20^\circ\text{C}$ e $T_s = 35^\circ\text{C}$. Desta forma, pretende-se simular um processo onde o fluido é aquecido pela parede e perde calor para as partículas e outro processo onde o fluido tem sua temperatura diminuída pelas trocas de calor tanto com a parede como com as partículas.

Nas figuras 2 e 3 estão registradas curvas de temperatura em função da coordenada Y para várias

posições ao longo do escoamento e para $\theta_s = 1,1$ e $0,5$, respectivamente. Em ambas as figuras a linha cheia corresponde à situação onde $k_{ef} = \epsilon k_f$ e a linha tracejada corresponde à situação onde k_{ef} foi considerado constante.

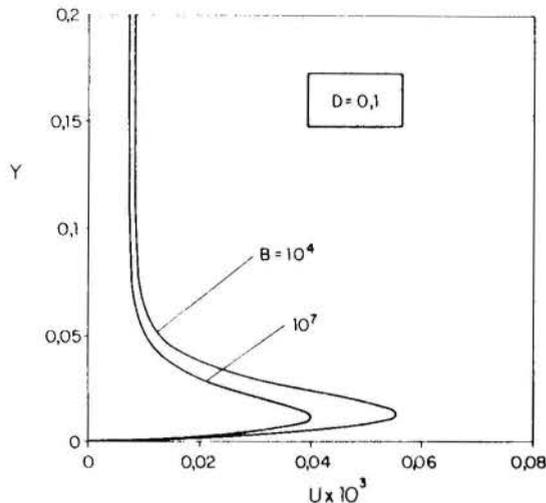


Fig. 1. Perfil de velocidade característico do meio poroso.

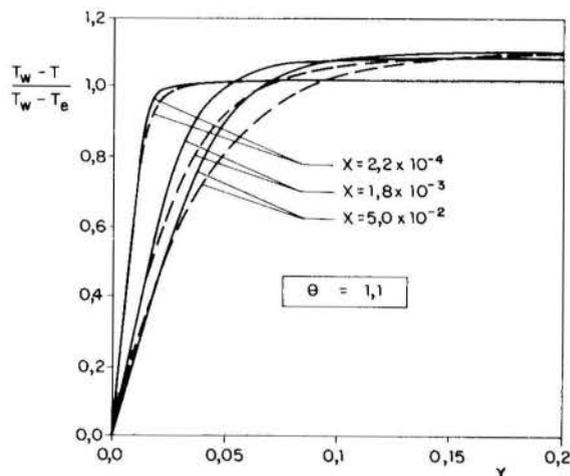


Fig. 2. Perfis de temperatura para $\theta_s = 1,1$.

Na figura 2 observa-se que para a posição mais próxima da entrada do duto a temperatura é praticamente igual à unidade, ou seja, igual a temperatura de entrada do fluido. Neste estágio, somente o fluido localizado junto à parede é que sente o efeito desta. Ainda considerando-se regiões próximas da entrada do duto, para as posições em Y mais afastadas da parede, as trocas de calor devem-se unicamente a diferença de temperatura entre o fluido e as partículas. À medida que X cresce (o maior valor de X na figura representa uma posição onde o escoamento já se encontra plenamente desenvolvido), a temperatura para valores de Y pequenos, também cresce em decorrência da influência da parede. Para valores de Y maiores, a temperatura da matriz sólida tem mais influência sobre o fluido, desta forma, para estas posições, o fluido tem a sua temperatura diminuída.

Nesta situação, um aumento nas quantidades adimensionais representa uma diminuição nos valores reais da temperatura, conforme pode ser verificado pela definição da temperatura adimensional θ e pelos valores de T_e , T_w e T_s assumidos.

Um fato a ser observado na figura 2 é que a temperatura do fluido tende ao valor da temperatura da matriz sólida, $\theta_s=1,1$, para a região plenamente desenvolvida e para os valores de Y mais afastados da parede. Na verdade, o problema pode ser entendido como tendo duas paredes, uma delas a própria parede do duto mantida à temperatura θ_w e a outra, constituída de partículas mantidas à temperatura θ_s . Desta forma, a temperatura do fluido próximo a parede do duto tende a θ_w , enquanto que a temperatura do fluido nas regiões mais afastadas tende a θ_s .

A figura 3 mostra curvas de temperatura adimensional para $\theta_s=0,5$. Neste caso, o fluido perde calor tanto para a parede como para as partículas. Assim, um aumento no valor da temperatura adimensional representa um aumento real da temperatura. À medida que se avança do duto, a temperatura do fluido em todos os pontos é diminuída em função das perdas de calor para a parede e para as partículas. Como já foi observado anteriormente, a temperatura do fluido próximo à parede tende a $\theta_w=0$ e afastado desta, tende a θ_s .

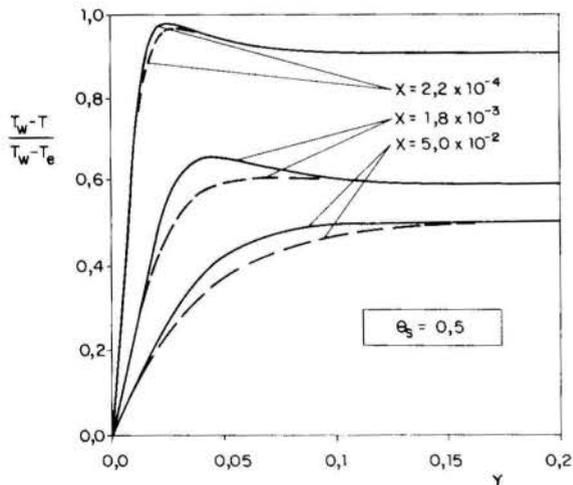


Fig. 3. Perfis de temperatura para $\theta_s=0,5$.

Observa-se nas figuras 2 e 3 que para o caso onde considerou-se a condutividade térmica efetiva constante, a temperatura em todos os pontos do escoamento é sempre maior do que a temperatura para o caso onde a condutividade térmica variava com a porosidade. Este fato é explicável uma vez que considerar a condutividade térmica constante equivale a assumir a porosidade do meio igual à unidade. Em consequência, a contribuição do termo difusivo na transferência total de calor é maior para este caso, assim os valores para a temperatura são maiores.

Na figura 4 plotou-se o termo da geração local de calor tendo como parâmetro de curva a coordenada X .

O termo de geração de calor da equação (9) é proporcional à área efetiva de troca de calor entre o fluido e a matriz sólida, representada por $6(1-\epsilon)/D^2$, à velocidade do fluido através do número de Nusselt, Nu_{fp} e ao gradiente de temperatura, $(\theta - \theta_s)$. Para uma dada posição Y ; todas as curvas mostradas na figura 4 possuem o mesmo valor de $[6(1-\epsilon)/D^2]Nu_{fp}$, uma vez que ϵ e Nu_{fp} são função unicamente da coordenada Y . Como $[6(1-\epsilon)/D^2]Nu_{fp}$ não varia com X , o gradiente de temperatura $(\theta - \theta_s)$ é o

fator que distingue as curvas na figura 4.

Na figura 4 está representado o caso para $\theta_s=0,5$. Nesta situação, o fluido perde calor para a parede do duto e perde calor para a matriz sólida nos estágios iniciais. À medida que a temperatura do fluido, localizado junto às fronteiras sólidas, se aproxima de θ_w , as trocas de calor se invertem no sentido da matriz sólida para o fluido.

Para as primeiras estações X , a diferença de temperatura $(\theta - \theta_s)$ é positiva, e portanto, a geração de calor também o é, uma vez que o fluido entrega calor às partículas. Em $X \rightarrow \infty$, o fluido, localizado fora da região do canal, atinge a temperatura θ_s e o termo de geração é nulo. Também para $X \rightarrow \infty$, mas para a região do canal, o fluido atinge a temperatura da parede e passa a receber calor da matriz sólida, a qual se encontra à uma temperatura mais elevada. O termo $[6(1-\epsilon)Nu_{fp}(\theta - \theta_s)]/D^2$ é, então, negativo.

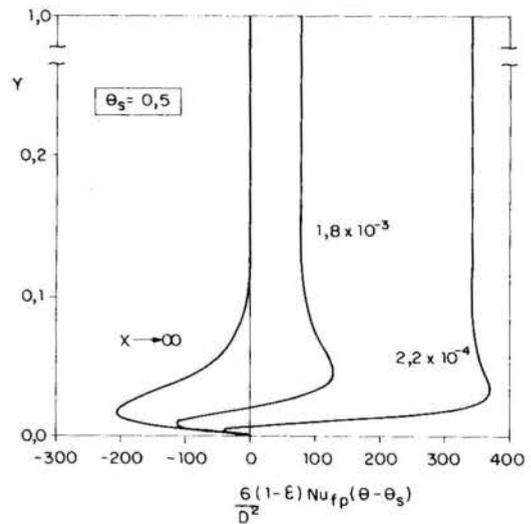


Fig. 4. Parcela referente a geração de calor na equação 9.

Na figura 5 estão apresentados os valores do número de Nusselt representativo das trocas de calor entre o fluido e a parede, para os dois valores de θ_s e para as duas condições assumidas para a condutividade térmica efetiva. A inclusão da variação da condutividade térmica efetiva com a porosidade do meio diminui significativamente a transferência de calor (em torno de 24%). Tal fato era esperado em função dos perfis de temperatura observados nas figuras anteriores. Observa-se, também, que o valor do número de Nusselt desenvolvido é independente dos valores da temperatura da parede e da matriz sólida. Este resultado é consequência da mesma tendência observada nas curvas de temperatura, adimensionalizadas em função da temperatura de mistura (fato registrado mas não apresentado aqui). A exemplo dos problemas clássicos de transmissão de calor, o valor do número de Nusselt para a região plenamente desenvolvida deve ser independente da temperatura imposta na parede. Neste caso, imagina-se a temperatura da matriz sólida como sendo a temperatura de uma parede formada de partículas.

Para o cálculo do número de Nusselt associado à transferência de calor entre o fluido e a matriz sólida, denominado de Nusselt da matriz, definiu-se a seguinte expressão,

$$Nu_m = \frac{2H \bar{h}_{fp}}{k_{fp}} \quad (12)$$

onde $\bar{h}_{f,k}$ é o coeficiente médio de transferência de calor entre o fluido e as partículas sólidas, obtido fazendo-se um balanço de energia e assumindo-se constante os termos de geração de calor.

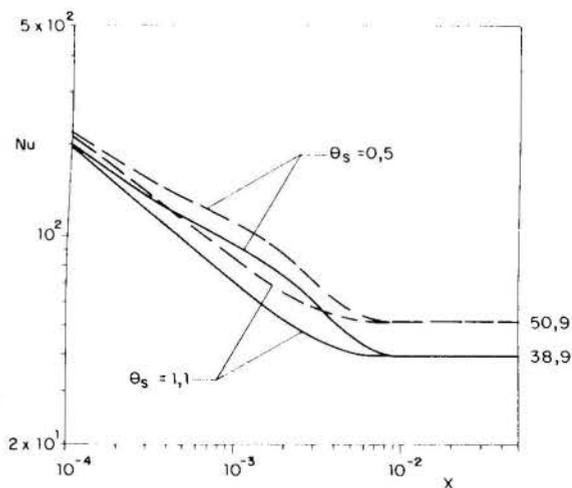


Fig. 5. Variação do número de Nusselt ao longo do escoamento.

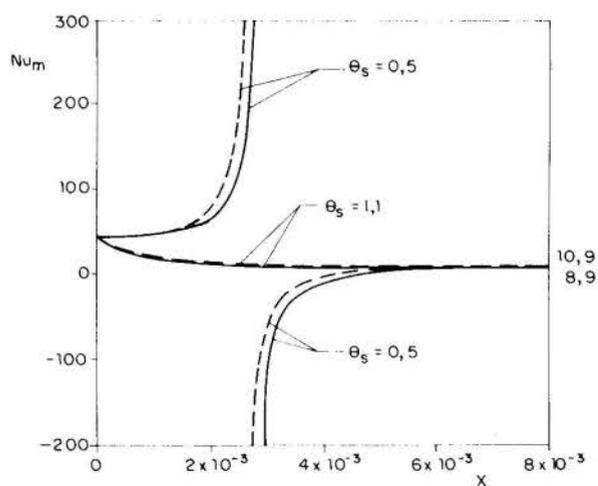


Fig. 6. Variação do número de Nusselt da matriz ao longo do escoamento.

A figura 6 mostra o desenvolvimento do número de Nusselt definido pela equação (12) para os dois valores do parâmetro θ_s e para as duas condições de condutividade térmica estudadas. Para o caso onde $\theta_s = 1,1$, o número de Nusselt é praticamente invariante, enquanto que para o caso $\theta_s = 0,5$, ele cresce em direção ao infinito, muda abruptamente de sinal se tornando infinitamente negativo e cresce até o valor que corresponde ao regime termicamente desenvolvido. Este fato é previsto, uma vez que nos estágios iniciais, a temperatura de mistura é maior do que a temperatura da matriz sólida e, o Nusselt é um valor positivo. À medida que se avança no duto, a temperatura de mistura diminui a valores menores do que a temperatura da matriz sólida devido ao resfriamento imposto pela parede. Em consequência, o número de Nusselt troca de sinal e seu valor é sempre

crescente até atingir o regime desenvolvido. Para a região plenamente desenvolvida, o número de Nusselt para o caso em que a condutividade térmica é constante é 18% maior do que aquele associado à condutividade térmica variável com a porosidade. Ao atingir o regime termicamente desenvolvido o número de Nusselt da matriz passa a independe do valor de θ_s .

CONCLUSÃO

Neste trabalho foi investigado a transferência de calor com convecção forçada e na presença de geração em um meio poroso saturado, constituído por partículas esféricas. Na modelagem do problema, a lei de Darcy modificada foi utilizada para computar efeitos de inércia, atrito e porosidade variável. Na equação da energia computou-se a variação da condutividade térmica efetiva com a porosidade e levou-se em consideração as trocas de calor entre o fluido e as esferas. O meio poroso encontra-se confinado por duas placas paralelas aquecidas a uma temperatura constante. A temperatura da matriz sólida também é mantida constante e é um parâmetro para o problema. Observou-se que a inclusão da variação da condutividade térmica com a porosidade diminui a transferência de calor em torno de 18 a 24% para as duas definições de Nusselt calculadas. Tal como o esperado, observou-se que quando o regime se torna plenamente desenvolvido, o valor do número de Nusselt é independente dos níveis de temperatura envolvidos (θ_w e θ_s). Concluiu-se também, que a matriz sólida pode ser entendida como uma segunda parede para o fluido, mantida à temperatura θ_s .

REFERÊNCIAS

- [1] H. Darcy, "Les Fontaines Publiques de la Ville de Dijon", Dalmont, Paris, 1856.
- [2] K. Vafai and C.L. Tien, "Boundary and Inertia Effects on Flow and Heat Transfer in Porous Media", *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 24, pp. 195-203, 1984.
- [3] M. Kaviany, "Laminar Flow Through a Porous Channel Bounded by Isothermal Parallel Plates", *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 28, pp. 851-858, 1985.
- [4] D. Vortmeyer and J. Schuster, "Evaluation of Steady Flow Profiles in Rectangular and Circular Packed Beds by a Variational Method", *Chemical Eng. Science*, Vol. 38, pp. 1691-1699, 1983.
- [5] S.M. White and C.L. Tien, "Analysis of Flow Channeling near the Wall in Packed Beds", *Wärme und Stoffübertragung*, Vol. 21, pp. 291-296, 1987.
- [6] D. Poulikakos and K. Renken, "Forced Convection in a Channel Filled with Porous Medium, Including the Effects of Flow Inertia, Variable Porosity, and Brinkman Friction", *Journal of Heat Transfer*, Vol. 109, pp. 880-888, 1987.
- [7] K. Renken and D. Poulikakos, "Experiments on Forced Convection from a Horizontal Heated Plate in a Packed Bed of Glass Spheres", *Journal of Heat Transfer*, Vol. 111, pp. 59-65, 1989.
- [8] K. Renken and D. Poulikakos, "Experiment and Analysis of Forced Convective Heat Transport in a Packed Bed of Spheres", *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 31, n.7, pp. 1399-1408, 1988.
- [9] K. Vafai, "Convective Flow and Heat Transfer in Variable-Porosity Media", *Journal Fluid Mechanics*, Vol. 147, pp. 233-259, 1984.

- [10] S. Ergun, "Fluid Flow Through Packed Columns", Chemical Engineering Progress, Vol. 48, pp. 89-94, 1952.
- [11] M.L. Hunt and C.L. Tien, "Non-Darcian Convection in Cylindrical Packed Beds", Journal of Heat Transfer, Vol. 110, pp. 378-384, 1988.
- [12] N. Wakao and S. Kaguei, "Heat and Mass Transfer in Packed Beds", Gordon and Breach Publishers Inc., New York, 1982.
- [13] S.V. Patankar "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", Hemisphere Publishing Co., New York, 1980.
- [14] T. Cebeci and P. Bradshaw, "Physical and Computational Aspects of Convective Heat Transfer", Springer-Verlag, New Yourk, 1984.

ABSTRACT

The present work investigates the heat transfer in a channel filled with packed spheres. In the present formulation the fluid exchanges heat with the channel walls and with the particles, which are kept at constant temperature. The hydrodynamic problem is modeled by a modified Darcy's law. The results are presented in terms of dimensionless temperature and Nusselt number. A comparison between the results considering the thermal conductivity constant and dependent on the porosity is also shown.



José Teixeira Freire
DEQ/UFSCar
C. Postal 676
13560 S. Carlos, SP

Giulio Massarani
COPPE/UFRJ
C. Postal 68502
21945 Rio de Janeiro, RJ



RESUMO

No modelo pseudo-homogêneo, utilizado desde a década de 30 na análise de reatores, a condutividade térmica efetiva leva em conta a parte condutiva da energia e também a convectiva e a radiante. Dados experimentais evidenciaram a presença de uma grande resistência térmica na região próxima à parede do leito, resultando em diferentes condições de contorno do tipo "lei de resfriamento de Newton" para a interface meio poroso-parede. O modelo e a análise destas condições constituem o escopo do trabalho.

INTRODUÇÃO

O uso de reatores catalíticos não adiabáticos multitubulares é muito difundido na indústria. Na operação deste tipo de reator, os principais problemas estão relacionados com a possibilidade da ocorrência de pontos quentes [1]. Para prevenir situações indesejáveis ao bom funcionamento do reator, é indispensável o conhecimento detalhado da densidade de fluxo de calor e do perfil de temperaturas no interior do leito e nas paredes que o contém.

Atualmente existem duas abordagens na análise deste tipo de problema: o modelo de duas fases e o modelo pseudo-homogêneo. No modelo de duas fases é possível, em princípio, a previsão da temperatura em cada fase num dado ponto da mistura sólido-fluido. É um modelo mais realista, principalmente para sistemas constituídos de partículas com diâmetro superior a 3mm. Do ponto de vista experimental, a medida de temperatura de cada fase oferece ainda muita dificuldade. Uma análise deste modelo está apresentada em FREIRE e SARTORI [2].

O modelo pseudo-homogêneo pressupõe a existência do equilíbrio térmico local entre as fases. Este modelo é o de uso mais generalizado na análise de reatores catalíticos [1] porém, apesar de ser utilizado há muito tempo, como mostra o trabalho de DAMKÖHLER [3], persistem problemas tais como: a quantificação da resistência térmica na região parede-leito, a estimativa da amplitude de dos efeitos de entrada, a determinação dos perfis de porosidade e de velocidade do fluido, além da determinação experimental precisa do perfil de temperaturas na entrada da célula de medidas.

Os efeitos de entrada, assim como as condições de contorno, foram recentemente analisados por THOMEI [4] que sugeriu uma sistemática para o seu estudo. Com respeito aos perfis de porosidades e de velocidades não se dispõe ainda de resultados suficientes sobre a influência da forma da partícula. Alguns trabalhos neste assunto foram desenvolvidos por BENENATI e BROSILOW [5], ZOTIN [6], GOVINDARAO e FROMENT [7], SCHWARTZ e SMITH [8], MCGREAVY et alii. [9] e ZIOLKOWSKA e ZIOLKOWSKY [10].

Dando continuidade ao estudo de problemas apresentados pelo modelo pseudo-homogêneo, procura-se neste trabalho analisar as condições de contorno que são propostas para a interface leito-parede.

MODELO PSEUDO-HOMOGÊNEO

Seja um meio poroso, contido em um tubo cilíndrico de paredes impermeáveis, percolado por um fluido segundo a direção axial do meio Fig. (1). Sejam conhecidas as seguintes condições limites: o perfil de temperaturas do fluido em $z=0$, $T(r,0)=T_0(r)$, e a temperatura na

interface meio-parede, $T(R,z)=T_p$, considerada constante. Cabe ressaltar que o uso de uma condição tão simples quanto esta última deve-se, sobretudo, às limitações experimentais associadas às medidas de temperatura e fluxo térmico, já que são conhecidas soluções analíticas da equação da energia em situações mais complexas.

O problema da transferência de calor no meio poroso torna-se particularmente simples quando deseja-se conhecer apenas a evolução da temperatura média T_B ,

$$T_B(z) = \frac{\int_0^R 2\pi r T(r,z) dr}{\pi R^2}, \quad (1)$$

ao longo do meio. Resulta do balanço de energia global, regime permanente, a equação

$$\frac{c_f GR}{2} \cdot \frac{dT_B}{dz} = -h_1 [T_B(z) - T_p], \quad (2)$$

que, integrada para a condição limite $T_B(0)=T_0$, conduz a

$$\frac{T_B(z) - T_p}{T_B(0) - T_p} = \exp\left(-\frac{2h_1 z}{c_f GR}\right). \quad (3)$$

Na Eq. (2) R é o raio do meio poroso cilíndrico, G a velocidade mássica de fluido que percola o meio, c_f o calor específico do fluido e h_1 um coeficiente global de troca térmica. A eq. (3) permite calcular o coeficiente h_1 a partir do levantamento experimental dos perfis de temperatura no meio poroso.

Em termos mais amplos, a equação da energia no regime permanente toma a forma [11]:

$$c_f G \cdot \text{grad } T = \text{div} (K \text{ grad } T), \quad (4)$$

onde K é o tensor condutividade térmica efetiva,

$$K = k_r \mathbf{1} + \left(\frac{k_a^+ + k_a^-}{2} - k_r\right) \mathbf{e}_G \otimes \mathbf{e}_G + \left(\frac{k_a^+ - k_a^-}{2}\right) \mathbf{e}_G \text{ grad } T \otimes \mathbf{e}_G. \quad (5)$$

As condutividades k_r , k_a^+ e k_a^- dependem das propriedades do sistema sólido-fluido e da velocidade de percolação G ; estas funções podem ser determinadas experimentalmente em condições tais que $\mathbf{e}_G \cdot \mathbf{e}_G \text{ grad } T = 0$, $\mathbf{e}_G \cdot \mathbf{e}_G \text{ grad } T = 1$ e $\mathbf{e}_G \cdot \mathbf{e}_G \text{ grad } T = -1$, respectivamente [12].

Em relação à transferência de calor em cilindro poroso através do qual percola axialmente um fluido, as Eqs. (4) e (5) se reduzem ao resultado clássico

$$c_f G \frac{\partial T}{\partial z} = k_r \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (6)$$

quando o termo da condução axial é desconsiderado face aos outros termos e quando a condutividade radial independe da posição no meio. A primeira simplificação foi justificada por LI e FINLAYSON [13]; a segunda hipótese não leva em conta as variações de porosidade do meio de terminadas sobretudo pela presença da parede rígida que reveste sua superfície cilíndrica. A consideração de que a condutividade radial é para um dado meio poroso função apenas da velocidade superficial do fluido tem conduzido, como apresentado em seguida, a "modelos" que são essencialmente formas de ajustagem a 2 parâmetros dos dados experimentais.

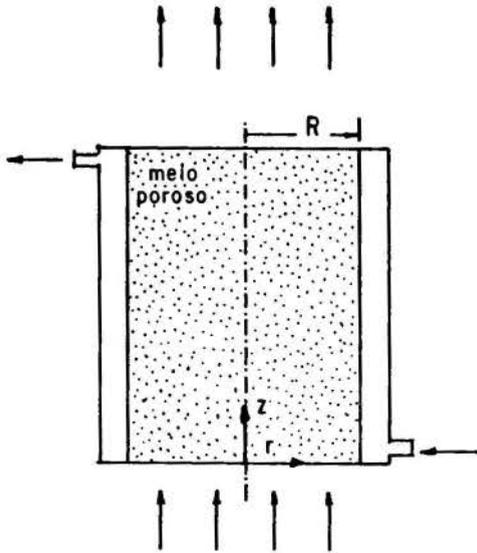


Figura 1 - Meio poroso cilíndrico com escoamento axial de fluido

Na integração da Eq. (6) para a situação representada pela Fig. (1) deve-se conhecer o perfil de temperaturas do fluido em $z = 0$,

$$T(r,0) = T_o(r) \quad (cc.1)$$

e sabe-se, pela condição de simetria, que

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{R,z} = 0, \quad (cc.2)$$

A medida de temperatura ou de fluxo térmico na parede, em $r = R$, envolve os clássicos problemas experimentais. Considera-se inicialmente que a temperatura na parede seja a constante T_p ,

$$T(R,z) = T_p. \quad (cc.3-a)$$

Uma segunda forma extensamente utilizada,

$$\left. -k_r \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{R,z} = h_2 [T(R,z) - T_p], \quad (cc.3-b)$$

implica num salto de temperatura na superfície $r=R$, inconsistente do ponto de vista termodinâmico. O coeficiente de transferência de calor h_2 é um parâmetro do modelo. MCGREAVY et alli. [9] e GUNN et alli. [14] propuseram outras formas que levam em conta na condição de contorno as heterogeneidades verificadas junto às paredes do meio.

Ainda no contexto dos modelos a 2 parâmetros, k_r e h_3 , propõe-se neste trabalho a condição

$$\left. -k_r \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{R,z} = h_3 [T_B(z) - T_p], \quad (cc.3-c)$$

onde T_B é a temperatura média definida na Eq. (1). Cabe ressaltar que do ponto de vista tradicional a condição (cc.3-c) exprime apenas a definição do coeficiente de transferência de calor h_3 e é possível demonstrar, a partir da Eq. (6), que este coeficiente é o mesmo que o coeficiente global h_1 da Eq. (2). Portanto, se o valor de h_3 for estimado separadamente através da Eq. (3) com o auxílio dos dados experimentais referentes à temperatura média, a condição de contorno (cc.3-c) é a própria condição (cc.3-a), $T(R,z) = T_p$.

A solução analítica da equação diferencial (6) com as condições de contorno (cc.1), (cc.2) e (cc.3-a) ou com as condições (cc.1), (cc.2) e (cc.3-b) pode ser encontrada com facilidade na literatura. O terceiro problema, com as condições (cc.1), (cc.2) e (cc.3-c), recai num problema de Sturm-Liouville não-homogêneo [15]:

$$T(r,z) = v(r,z) + w(r,z) \quad (7)$$

$$v(r,z) = \sum_{n=1}^{\infty} v_n(z) J_0 \left(a_n \frac{r}{R} \right), \quad J_1(a_n) = 0 \quad (8)$$

$$w(r,z) = -\frac{r^2}{2R} f(z), \quad (9)$$

onde

$$v_n(z) = [v_n(0) + q_n(z)] \exp \left[-\frac{1}{\alpha} \left(\frac{a_n}{R} \right)^2 z \right], \quad \alpha = c_f G / k_r$$

$$v_n(0) = 2 \int_0^R r p(r) J_0 \left(a_n \frac{r}{R} \right) dr / R^2 J_0^2(a_n)$$

$$q_n(z) = \frac{1}{\alpha} \int_0^z g_n(z) \exp \left[\frac{1}{\alpha} \left(\frac{a_n}{R} \right)^2 z \right] dz$$

$$g_n(z) = 2 \int_0^R r g(r,z) J_0 \left(a_n \frac{r}{R} \right) dr / R^2 J_0^2(a_n)$$

$$g(r,z) = \frac{\alpha r^2}{2R} f'(z) - \frac{2}{R} f(z)$$

$$p(r) = T_o(r) + \frac{r}{2R} f(0)$$

$$f(z) = h_3 [T_B(z) - T_p] = h_3 [T_B(0) - T_p] \exp \left[-\frac{2h_3 z}{c_f G R} \right].$$

ESTIMATIVA DOS PARÂMETROS: UM EXEMPLO

Estão reunidos na Tab. (1) os perfis de temperatura experimentais referentes ao sistema ar-esferas de vidro de 3mm de diâmetro, raio do cilindro poroso $R=28,5\text{mm}$, velocidade mássica do ar $G=0,9\text{kg/m}^2.\text{s}$ e temperatura da parede $T_p=22,5^\circ\text{C}$ [16].

A Fig. (2) mostra que o coeficiente de transferência de calor $h_1=54,8\text{W/m}^2.\text{K}$, definido na Eq. (2), permite estimar o valor da temperatura média com boa precisão, sendo o erro inferior a 3%.

A Fig. (3) mostra que o perfil de temperaturas pode ser estimado com erro inferior a 12% a partir da solução analítica da Eq. (6) com as condições $T(r,15) = T_o(r)$, $\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{R,z} = 0$ e $T(R,z) = T_p = 22,5^\circ\text{C}$, para $k_r=0,375\text{W/m.K}$. A imprecisão aumenta com o crescimento de z .

A Fig. (4) mostra que o perfil de temperaturas em $z=200\text{mm}$ pode ser estimado com erro inferior a 2%, certamente menor que o próprio erro experimental, a partir da solução analítica da Eq. (6) com as condições $T(r,15) = T_o(r)$, $\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{R,z} = 0$ e (cc.3-c) fazendo $k_r=17,1\text{W/m.K}$

e $h_3=3,10\text{W/m}^2.\text{K}$, valores muito diferentes dos mencionados anteriormente, $k_r=0,375\text{W/m.K}$ e $h_1=54,8\text{W/m}^2.\text{K}$, válidos para a ampla faixa $30 \leq z \leq 200\text{mm}$.

Tabela 1 - Perfis de temperatura experimentais para o sistema ar-esferas de vidro de 3mm ($R = 28,5\text{mm}$, $G = 0,9\text{kg/m}^2 \cdot \text{s}$, $T_p = 22,5^\circ\text{C}$)

z (mm)	T (°C)							T _B (°C)
	r/R = 0	r/R = 0,1	r/R = 0,3	r/R = 0,5	r/R = 0,7	r/R = 0,8	r/R = 0,9	
15	42,9	42,3	41,6	40,4	37,1	36,2	33,2	36,6
30	42,0	41,5	40,7	38,9	35,6	34,3	31,7	35,3
45	41,4	40,1	39,6	38,3	35,4	34,6	30,3	34,4
60	41,1	40,6	38,7	37,5	33,7	32,7	29,7	33,5
100	38,7	38,0	36,5	34,8	30,8	29,9	28,1	31,2
200	33,2	33,0	32,5	31,2	29,4	28,0	27,4	29,1

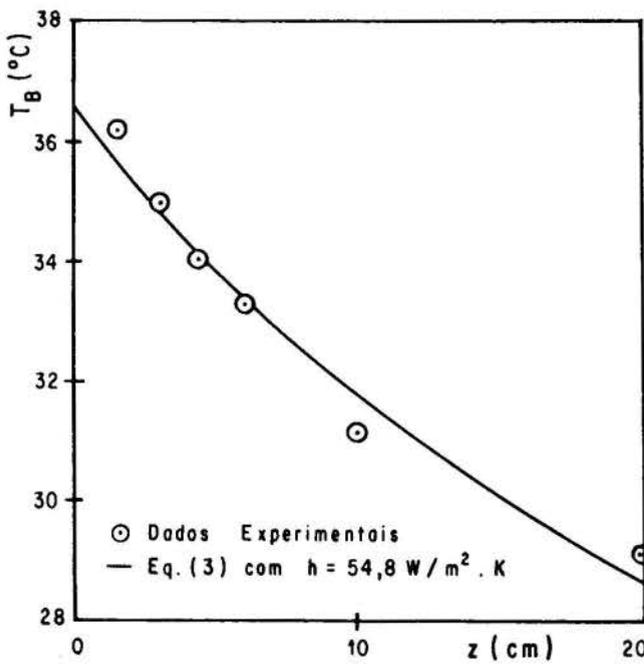


Figura 2 - Estimativa da temperatura média

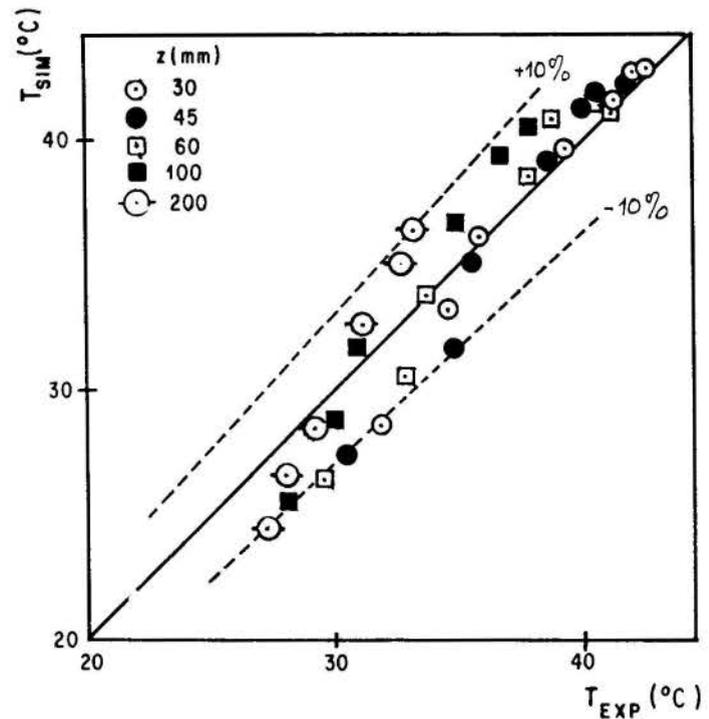


Figura 3 - Estimativa do perfil de temperaturas através da solução analítica da Eq. (6) com $T(R, z) = 22,5^\circ\text{C}$ e $k_r = 3,75 \times 10^{-1} \text{W/m.K}$

CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

O estudo da transferência de calor em meios porosos muito se beneficiaria do ponto de vista científico se os parâmetros fossem determinados diretamente da forma diferencial da equação da energia, com o auxílio dos dados experimentais. Assim, no caso em tela, seria possível aprofundar os conhecimentos sobre a função condutividade efetiva a partir da equação

$$c_f G \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(k_r r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (10)$$

que leva em conta a variação desta função com a posição no meio poroso.

Os modelos a múltiplos parâmetros quando estes são incluídos ao problema de modo artificial, como ocorre nas condições (cc.3-b) e (cc.3-c), pouca contribuição trazem no sentido de uma melhor compreensão do fenômeno. Estes modelos permitem apenas uma "ajustagem localizada" com parâmetros não extrapoláveis para outras condições.

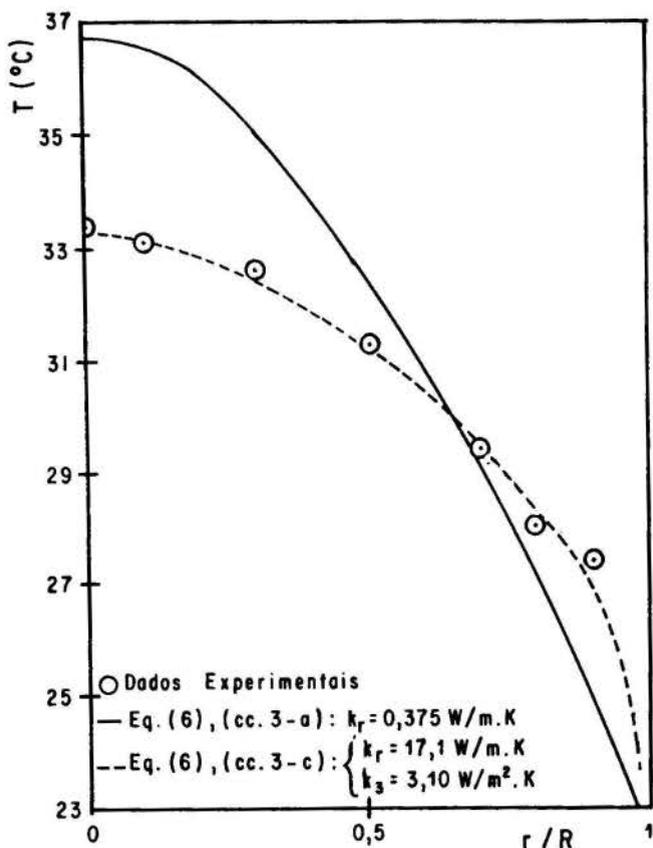


Figura 4 - Estimativa do perfil de temperaturas em $z = 200 \text{ mm}$

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] GIUDICI, R., "Modelagem de Reatores de Oxidação de Etileno: Estudo de Parâmetros Térmicos e Estratégia de Diluição de Catalisador". Tese de Doutorado, Poli/USP, 1990, 183p.
- [2] FREIRE, J.T. e SARTORI, D.J.M., "Transferência de Calor em Sistemas Particulados", In FREIRE J.T. e GUBULIN, J.C. (ed) Tópicos Especiais em Sistemas Particulados vol 2, 1986, 392p.
- [3] DAMKÖHLER, G. Der Chemie-Ingenieur, Bd III, Teil. Akademie, Leipzig, 1937.
- [4] THOME, J.C., "Análise Experimental dos Efeitos de Entrada Térmicos sobre os Coeficientes de Transferência de Calor em Leito Fixo", Dissertação de Mestrado, DEQ/UFSCar, 1990, 117p.
- [5] BENENATI, R.F. e BROSILOV, G.B., "Void Fraction Distribution in Beds of Spheres", A.I.Ch.E. Journal vol. 8, pp. 359-362, 1962.
- [6] ZOTIN, F.M.Z., "O Efeito de Parede em Colunas de Recheio", Dissertação de Mestrado, DEQ/UFSCar, 1985, 85p.
- [7] GOVINDARAO, V.M.H. e FROMENT, G.F., "Voidage Profiles in Packed Beds of Spheres", Chem. Eng. Sci., vol. 41, nº 3, pp. 533-539, 1986.
- [8] SCHWARTZ, C.E. e SMITH, J.M., "Flow Distribution in Packed Beds", Ind. Eng. Chem. vol. 45, pp. 1209-1218, 1953.
- [9] MCGREAVY, C.; FOUMENY, E.A. e JAVED, K.H., "Characterization of Transport Properties for Fixed Bed in Terms of Local Bed Structure and Flow Distribution". Chem. Eng. Sci., vol. 41, pp. 787-797, 1986.
- [10] ZIOLKOWSKA, I. e ZIOLKOWSKI, D., "Fluid Flow Inside Packed Beds", Chem. Eng. Eng. Process, vo. 23, pp. 137-164, 1988.
- [11] SILVA TELLES, A. e MASSARANI, G., "Condução de Calor em Meios Porosos III: Nova Forma para a Condutividade", Anais do III ENEMP, Maringá, pp. 51-59, 1975.

- [12] FREIRE, J.T., SARTORI, D.M. e MASSARANI, G., "Determinação Experimental de Parâmetros de Transferência de Calor em Meios Porosos", RBT, vol. 10, pp. 341-352, 1979.
- [13] LI, C.H. e FINLAYSON, B.A., "Heat Transfer in Packed Beds: A Reevaluation", Chem. Eng. Sci., vol. 32, pp. 1055-1066, 1977.
- [14] GUNN, D.J., AHMAD, M.M. e SABRI, M.N., "Radial Heat Transfer to Fixed Beds of Particles", Chem. Eng. Sci., vol. 4, pp. 2163-2171, 1987.
- [15] STEPHENSON, G., "An Introduction to Partial Differential Equations for Science Students", Longman Group Ltd., Londres, 1970.
- [16] SILVEIRA, A.M., Comunicação Pessoal, UFSCar, 1990.

ABSTRACT

In the pseudo-homogeneous model, available since the 30's for the analysis of reactors, the effective thermal conductivity considers the conduction, convection as well as radiation forms of energy transfer. Experimental data have shown the existence of an important thermal resistance in the region near the wall of the bed yielding different boundary conditions of the type "Newton's law of cooling" for the interface porous medium-wall. Both the model and the analysis of these conditions lie within the scope of the present work.



ANA MARIA DA SILVEIRA¹, GIULIO MASSARANI², JOSÉ TEIXEIRA FREIRE¹
¹DEQ/UFSCar
 Cx. Postal 676
 13560-São Carlos-SP
²COPPE/UFRJ
 Cx. Postal 68502
 21945-Rio de Janeiro-RJ



RESUMO

Determinou-se a condutividade térmica efetiva radial (K_R) para o sistema esferas de vidro-ar-água, em um leito fixo, considerando o sentido de escoamento concorrente ascendente, para números de Reynolds de partícula, inferiores a 15. Para tanto foi construído um reator cilíndrico de vidro, de parede dupla, composto basicamente de uma seção de entrada e de uma seção térmica. As medidas de temperatura foram obtidas com os termopares inseridos axialmente à célula de medida. Através dos perfis radiais de temperatura na entrada e na saída do leito foi possível determinar K_R utilizando o método dos mínimos quadrados e algoritmo de Marquardt aplicado à solução do modelo pseudo-homogêneo.

INTRODUÇÃO

Em 1985, Freire e Silveira [1] estudando o processo de transferência de calor em um reator de leito fixo, percolado por dois fluidos, à baixos números de Reynolds de partícula, determinaram o parâmetro condutividade térmica efetiva radial (K_R). Neste trabalho foram usados métodos e técnicas que hoje tem sido alvo de várias críticas quanto à forma de inserção dos termopares à célula de medida, quanto à própria configuração da célula, quanto à determinação das temperaturas de entrada e parede do leito, bem como quanto ao método de cálculo dos parâmetros térmicos.

Na tentativa de minimizar ou eliminar estas possíveis falhas, é que se propõe neste trabalho, estudar o processo de transferência de calor em reator cilíndrico de leito fixo, recheado por partículas inertes, sendo percolado por um sistema gás-líquido, visando a obtenção da condutividade térmica efetiva radial (K_R), fazendo uso do modelo pseudo-homogêneo bidimensional a um parâmetro, uma vez que para as vazões trabalhadas o coeficiente de transferência de calor na parede, h_w , não é significativo [1].

K_R será determinado para um leito de esferas de vidro, percolado por ar e água, no sentido concorrente ascendente à baixos Reynolds de partícula.

MÉTODO DE OBTENÇÃO DE K_R

Para a obtenção de K_R , partiu-se da equação da energia para o modelo pseudo-homogêneo bidimensional fazendo as seguintes considerações: sistema irreakcional; regime permanente; simetria cilíndrica do perfil radial de temperatura; porosidade e coeficientes térmicos constantes ao longo do leito; distribuição homogênea das fases fluidas na direção radial; perfis de velocidades planos e desenvolvidos e saturação uniforme; além de desprezar o termo de dispersão axial [2,3,4].

A equação da energia fica da forma:

$$(G_1 C_{p1} + G_g C_{pg}^*) \frac{\partial T}{\partial z} = K_R \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (1)$$

com as seguintes condições de contorno:

$$\begin{aligned} \text{em } z = 0 & \quad T = \bar{T}_0 \\ \text{em } r = 0 & \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \\ \text{em } r = R & \quad T = T_w \end{aligned} \quad (2)$$

onde:

G_1 = vazão mássica superficial do líquido
 G_g = vazão mássica superficial do gás
 C_{p1} = calor específico do líquido à pressão constante

C_{pg} = calor específico à pressão constante do gás saturado

T = variável temperatura

\bar{T}_0 = temperatura média na entrada definida por:

$$\bar{T}_0 = \frac{\int_0^R T r dr}{\int_0^R r dr}$$

T_w = temperatura de parede

r = posição radial

R = raio do leito

z = posição axial

K_R = condutividade térmica efetiva radial

Outros modelos são propostos na literatura, permitindo o cálculo simultaneamente ou não, dos três parâmetros pertinentes ao processo. Uma análise dos modelos e condições de contorno propostas é feita por Freire e Massarani [5].

A solução da equação (1) com as condições de contorno (equação 2), é:

$$\frac{T - T_w}{\bar{T}_0 - T_w} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0(a_n r/R)}{a_n J_1(a_n)} \exp \frac{-K_R a_n^2 z}{(G_1 C_{p1} + G_g C_{pg}^*) R^2} \quad (3)$$

onde

J_0 = função de Bessel de ordem zero e 1ª espécie

J_1 = função de Bessel de 1ª ordem e 1ª espécie

a_n = raízes da função de Bessel que satisfazem $J_0(a_n) = 0$

Para o cálculo de K_R usou-se a técnica de minimização dos resíduos, através do método dos mínimos quadrados, utilizando o algoritmo de Marquardt [6] que exige os dados geométricos do leito, as propriedades físicas do recheio e dos fluidos, as vazões empregadas, a temperatura na entrada, na parede e na saída do leito.

Para que a determinação de K_R fosse possível foi construído um reator de vidro, de geometria cilíndrica, composto basicamente de uma seção de entrada, onde se desenvolvem os perfis de velocidade, e uma seção térmica, com camisa de refrigeração, como mostra a Figura 1. O diâmetro da célula é de $4,8 \times 10^{-2} m$ e seu comprimento é de $10,0 \times 10^{-2} m$ na seção de entrada e $20,0 \times 10^{-2} m$ na seção térmica. Com esta configuração foi possível medir a temperatura em $z=0$, $T_0(r)$, bem como variar a altura de leito, uma vez que o suporte dos termopares para a medida da temperatura na saída do leito (T_L), tem um grau de liberdade axial. Neste trabalho todas as medidas foram feitas para uma altura de leito de $14,0 \times 10^{-2} m$, medido a partir de $z=0$.

O recheio usado foi esferas de vidro e os fluidos percolantes foram o ar e ar-água, cujas propriedades físicas estão mostradas na Tabela 1. Ambos os fluidos entram na célula aquecida, a uma temperatura de $50,0^\circ C$ e o sistema era resfriado pela parede cuja água era mantida à $17,0^\circ C$.

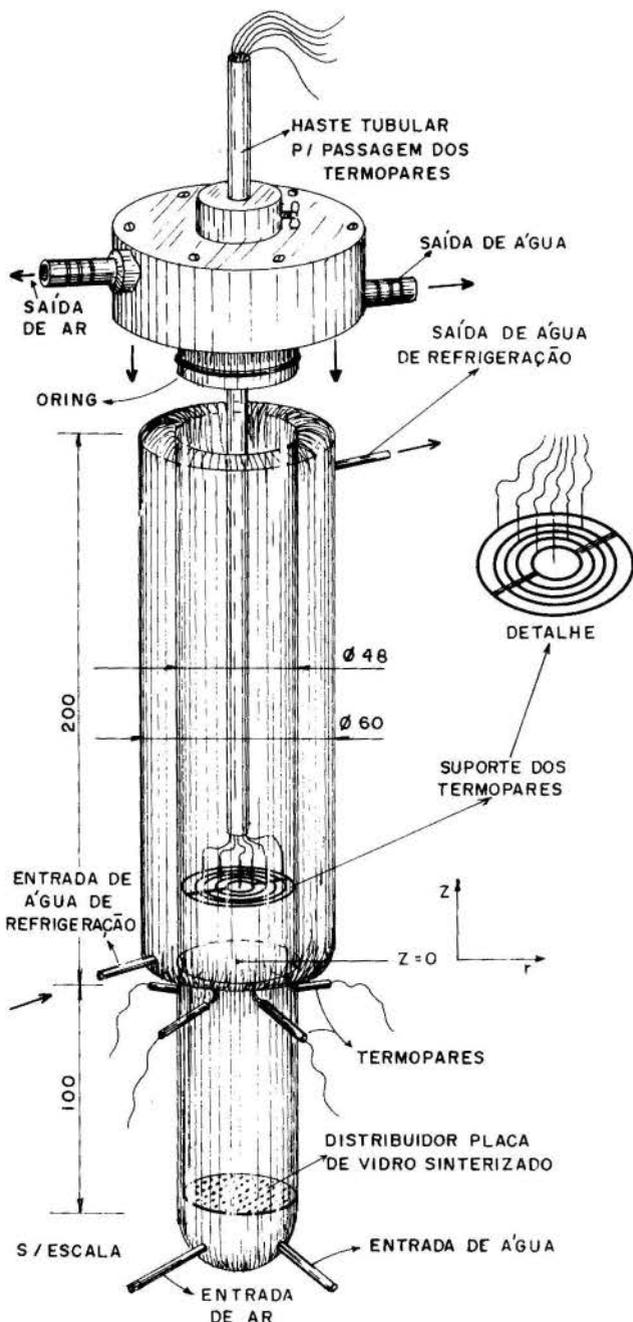


Figura 1. Detalhes da célula de medidas

Tabela 1. Propriedades físicas dos materiais

prop. mat.	d_p (m)	K (W/m.K)	C_p (W.s/kg.K)	ρ (kg/m ³)	μ (kg/m.h)
esferas de vidro	$1,8 \times 10^{-3}$	$3,04 \times 10^{-1}$	$7,52 \times 10^2$	$2,59 \times 10^3$	-
água	-	$6,57 \times 10^{-1}$	$4,18 \times 10^3$	$9,88 \times 10^2$	2,00
ar	-	$2,68 \times 10^{-2}$	$1,01 \times 10^2$	1,06	$6,48 \times 10^{-2}$

A temperatura na entrada do leito, $z=0$, foi medida usando 5 termopares em diferentes posições radiais, inseridos longitudinalmente à célula em forma de L, estando sua extremidade em $z=0$. Um perfil típico de temperatura na entrada do leito pode ser visto na Figura 2. No trabalho anterior [1], a célula de medida era composta apenas da seção térmica e a temperatura era medida por meio de um único termopar inserido radialmente à célula na posição $r=0$ e a superfície $z=0$ estava no interior da seção térmica.

A medida da temperatura de parede nos dois trabalhos foi feita pela mesma técnica. A água de refrigeração era mantida a $17,0^\circ\text{C}$ por meio de um banho termostático, cuja vazão era controlada para que ao medir a temperatura de entrada e saída da mesma na célula a diferença não ultrapassasse $0,5^\circ\text{C}$. O valor da temperatura da parede usada, T_w , foi a média aritmética entre as temperaturas de entrada e saída da água de refrigeração na célula de medidas.

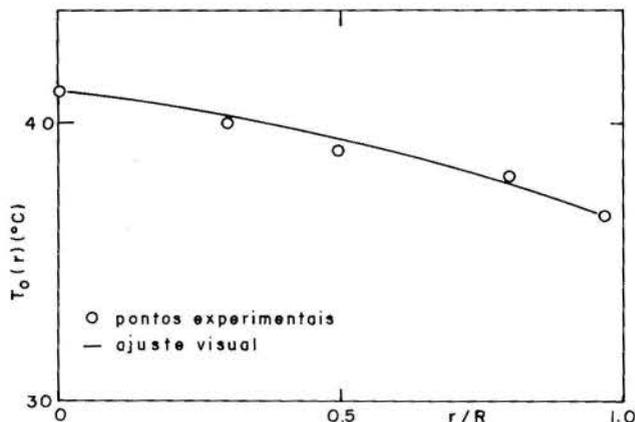


Figura 2. Temperatura na entrada do leito em função da posição radial

Para as medidas da temperatura na saída do leito, T_L , os termopares também foram inseridos axialmente ao leito, usando a técnica de incrustá-los em anéis metálicos empregada por Giudici [7] para escoamento monofásico de ar. Desta forma se obtém uma temperatura média em cada posição radial, não sendo necessário variar as posições angulares dos termopares. Foram usados 6 termopares, 5 nos anéis concêntricos e um na posição $r=0$, como mostra o detalhe da Figura 1. Anteriormente [1], os termopares estavam inseridos radialmente à célula, em várias posições axiais para $r=0$ e algumas para $r \neq 0$. O modo de inserção dos termopares à célula de medida, tem sido tema de estudo de vários pesquisadores [8,9] uma vez que a inserção radial faz com que os termopares cruzem isoterma diferenciadas maximizando o efeito da condução de calor ao longo dos mesmos, o que leva a uma medida incerta da temperatura.

Para a determinação de K_R , partiu-se da equação (3) e do método de minimização dos resíduos através do algoritmo de Marquardt. Usou-se 5 termos da série para permitir um melhor ajuste entre as temperaturas medidas e as calculadas pelo modelo. Um perfil típico de temperatura em $z=14,0 \times 10^{-2}\text{m}$ pode ser visto na Figura 3. No trabalho de Freire e Silveira [1] a determinação de K_R foi pelo método gráfico, utilizando um único termo da série da solução.

ANÁLISE DOS DADOS

A Tabela 2 mostra os valores de K_R obtidos em função dos números de Reynolds de líquido (Re_l) e de gás (Re_g), o desvio padrão no parâmetro, bem como o resíduo na temperatura. O número de Reynolds é definido como $Re = G dp/\mu$, onde G é vazão mássica superficial do fluido, dp o diâmetro de partícula e μ a viscosidade do fluido.

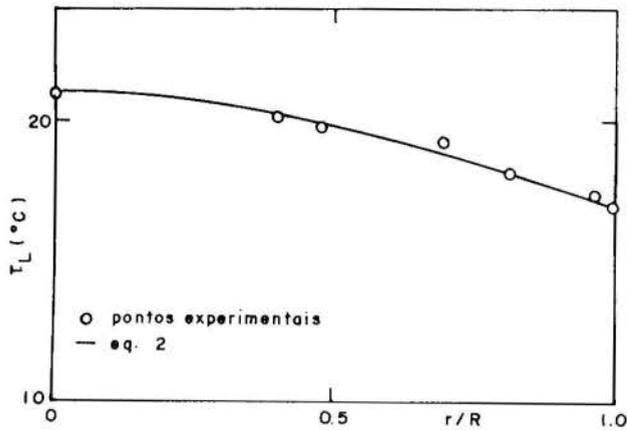


Figura 3. Temperatura na saída do leito em função da posição radial

Tabela 2. Valores de K_R em função de Re_1 e de Re_g , desvio padrão no parâmetro e resíduo na temperatura

Re_1 (-)	Re_g (-)	K_R (W/m.K)	Desvio padrão (%)	Resíduo na temp. (°C)
0,9	0	0,65	3,33	2,4
	5,4	1,23	4,43	2,3
	7,7	1,37	2,59	0,6
	9,8	1,41	2,10	0,4
	11,6	1,11	2,23	0,1
	13,2	0,89	3,33	1,6
	14,3	0,86	3,52	1,7
1,6	0	0,67	2,82	1,9
	5,4	1,36	2,34	1,7
	7,7	1,43	2,47	1,7
	9,8	1,49	2,63	1,7
	11,6	1,45	2,63	1,8
	13,2	1,38	3,21	2,6
	14,3	1,26	2,57	1,6
2,2	0	0,74	2,02	1,0
	5,4	1,46	2,35	1,9
	7,7	1,52	2,54	2,0
	9,8	1,61	2,92	2,6
	11,6	1,54	2,90	2,5
	13,2	1,48	3,04	2,6
	14,3	1,39	2,58	2,1

O comportamento de K_R com Re_1 e Re_g pode ser melhor visualizado na Figura 4, que mostra K_R em função de Re_g parametrizado em Re_1 . Observa-se que para um Re_1 constante, a medida que se aumenta Re_g a função condutividade térmica também aumenta, atingindo um valor máximo, vindo a decrescer em seguida. A medida que se aumenta o Re_1 , mais acentuado torna-se o máximo da função.

Este ponto de máximo é característico de escoamento bifásico ascendente e ocorre, segundo Nakamura et alii [10], no regime de escoamento onde predomina uma grande quantidade de bolhas de gás misturadas no líquido, portanto no regime "bubble-flow", decrescendo à medida que se atinge o regime pulsante de escoamento.

As curvas da Figura 4 são análogas às obtidas por Nakamura et alii [10] e por Freire e Silveira [1], apesar das diferentes faixas de vazão.

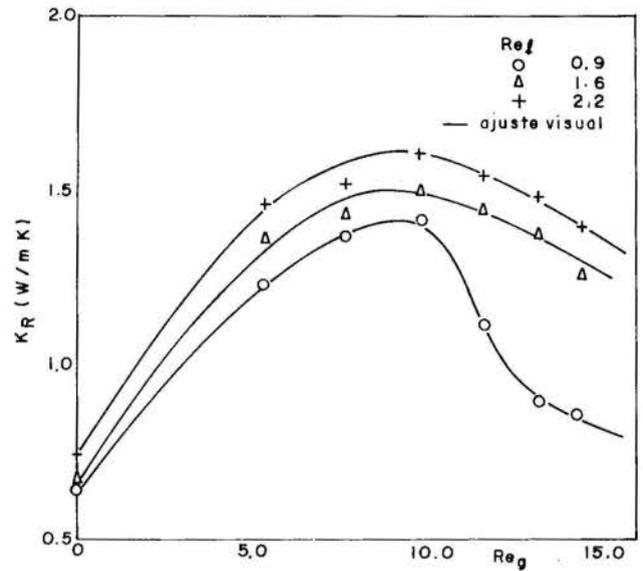


Figura 4. K_R em função do número de Re_g parametrizado em Re_1

Os resultados de K_R para escoamento monofásico de líquido em função de Re_1 também estão compatíveis com os obtidos por Yagi e Kunii [11] e por Freire [1] tendo uma dependência linear com Re_1 como mostra a Figura 5.

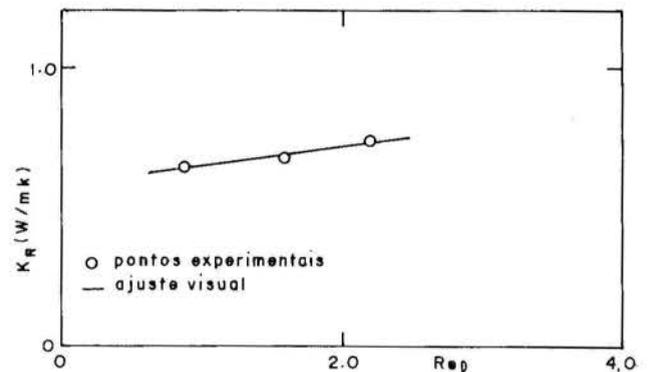


Figura 5. K_R em função de Re_1

A Tabela 3 apresenta os valores da temperatura medida e calculada pelo modelo bem como suas diferenças e os desvios entre elas, sendo este desvio definido como $(\text{temperatura experimental} - \text{temperatura calculada}) / (\text{temperatura experimental}) \times 100\%$. Estes valores são representativos de todas as corridas realizadas.

Tabela 3. Temperatura experimental e temperatura calculada, diferença e desvio percentual entre eles

r/R	T_{exp} (°C)	T_{calc} (°C) (eq.2)	$T_{exp} - T_{calc}$ (°C)	Desvio $(T_{exp} - T_{calc}) / T_{exp} \times 100\%$
0,0	20,8	21,1	-0,3	1,4
0,4	20,3	20,2	0,1	0,5
0,48	19,8	19,9	-0,1	0,5
0,70	19,3	18,7	0,6	3,1
0,82	18,2	18,0	0,2	1,1
0,97	17,4	17,2	0,2	1,1
1,0	17,0	17,0	0,0	0,0

CONCLUSÕES

- O equipamento mostrou-se adequado para operar na faixa de $Re_1 < 3,0$ e $Re_g < 15,0$.
- O uso de anéis metálicos com os termopares incrustados neles foi bastante satisfatório tendo uma eficiência análoga à apresentada por Giudici [7].
- Observou-se a ocorrência de um perfil radial de temperatura na entrada da seção térmica e que este é dependente da vazão, como mostrado por Thoméo [4] e Dixon [12].
- O método de cálculo de K_R mostrou-se adequado quando de sua extensão para o escoamento bifásico, uma vez que o ajuste entre os pontos experimentais e calculados pelo modelo foi de boa qualidade, estando o desvio relativo dentro da precisão experimental do medidor utilizado; como mostra a Tabela 3.
- Para o escoamento bifásico ascendente existe um ponto de máximo na função condutividade térmica, que é dependente da vazão de gás, tornando-se mais acentuado à medida que se aumenta a vazão de líquido.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Tsotos, E. & SCHLÜNDER, E.U., "Heat Transfer in Packed Beds with Fluid Flow: Remarks on the Meaning and the Calculation of a Heat Transfer Coefficient of the Wall". Chem. Eng. Sci., Vol. 45, nº 4, pp. 819, 1990.
- [2] Freire, J.T. & Silveira, A.M., "Condutividade Térmica Efetiva Radial em Colunas de Recheio com Escoamento Bifásico Concorrente Ascendente". Revista Brasileira de Engenharia, Vol. 2, nº 2, pp. 17-29, 1985.
- [3] Thoméo, J.C.; Silveira, A.M.; Freire, J.T., "Análise Experimental das Condições de Contorno Térmicas em Leito Fixo, Escoamento Monofásico". Anais do X COBEM, Vol. 1, pp. 411, Rio de Janeiro, 1989.
- [4] Thoméo, J.C., "Análise Experimental dos Efeitos de Entrada Térmicos sobre os Coeficientes de Transferência de Calor em Leito Fixo". Dissertação de Mestrado, PPG-EQ/UFSCar, São Carlos, 1990. 117p.
- [5] Freire, J.T. & Massarani, G., "O modelo Pseudo-homogêneo para a Análise da Transferência de Calor em Reator de Leito Fixo". Anais do III Encontro Nacional de Ciências Térmicas, Itapema, SC, Brasil, 1990.
- [6] Marquardt, D.W., "An Algorithm for Least Squares Estimation of Nonlinear Parameters". SIAM - J. Appl. Math., Vol. 11, pp. 431, 1963.
- [7] Giudicci, R., "Modelagem de Reator de Oxidação de Etileno: Estudo de Parâmetros Térmicos e Estratégia de Diluição de Catalisadores". Tese de Doutorado, Escola Politécnica da USP, 1990, 183p.
- [8] Kwong, S.S. & Smith, J.M., "Radial Heat Transfer in Packed Beds". Ind. and Eng. Chem., V. 49, nº 5, pp. 894, 1957.
- [9] Sing, S.S. & DYBBS, A., "Error in Temperature Measurement due to Conduction along the Sensor Leads". J. of Heat Transfer. Trans. ASME, pp. 491, 1976.
- [10] Nakamura, M.; Tanahashi, T.; Takada, D.; Ohsasa, K.; Sugiyama, S., "Heat Transfer in a Packed Bed with Gas-Liquid Cocurrent Upflow". Heat Transfer Jap. Res. V. 10, pp. 92, 1981.
- [11] Yagi, S.; Kuni, D.; Endo, K., "Heat Transfer in Packed Beds through which Water is Flowing". Int. J. Heat Mass Transfer, V. 7, pp. 333, 1964.
- [12] Dixon, A.G., "The Length Effect on Packed-Bed Effective Heat Transfer Parameters". The Chem. Eng. J., V. 31, pp. 163, 1985.

ABSTRACT

The radial effective thermal conductivity (K_R) was determined for a system glass beads-air-water in a fixed bed, with co-current upflow for particle Reynolds numbers less than 15. A glass, double walled reactor was constructed basically composed of a calming section and a thermal section. The temperature measurements were obtained by inserting the thermocouples axially into the measurement cell. The radial temperature profiles at the entrance and exist of the bed were used to determine K_R by the least squares method, applying Marquardt's algorithm for the solution of the pseudo-homogeneous model.

MODELAGEM E SIMULAÇÃO DO ESCOAMENTO AXIAL
ANULAR DE MISTURAS SÓLIDO - FLUIDO NÃO
NEWTONIANO



André Leibsohn Martins & César Costapinto Santana
Universidade Estadual de Campinas - Departamento de Engenharia de Petróleo
Caixa Postal 6122
13081 Campinas SP Brasil



RESUMO

Foi desenvolvido um modelo matemático de caráter mecanicista para descrever o escoamento permanente de misturas sólido fluido não Newtoniano em seções anulares excêntricas inclinadas. Foi considerado um modelo de duas camadas estratificadas para o qual foram formuladas leis de conservação de massa e momento linear, bem como equações constitutivas. Foi considerado um mecanismo de difusão turbulenta para descrever a dispersão de partículas sólidas na camada suspensa. Esta formulação permite a solução do problema para os diversos padrões que caracterizam o escoamento em questão. São apresentados resultados, obtidos através de um programa simulador, que mostram a relação entre as variáveis dependentes e independentes do problema.

INTRODUÇÃO

O estudo do escoamento axial anular de misturas bifásicas sólido-fluido não Newtoniano é de especial interesse da Engenharia de Petróleo. Tal situação é estudada na tentativa de analisar o transporte de cascalhos resultantes da perfuração de poços de petróleo, desde o fundo deste até a superfície, através da região anular poço-coluna de perfuração, por fluidos de características notadamente não Newtonianas. Assim, de um bom conhecimento dos fenômenos físicos envolvidos depende um projeto otimizado de perfuração de um poço, visando redução de custos, segurança operacional e minimização do desgaste de equipamentos.

Ao contrário de operações de transporte hidráulico de minério, onde o objetivo é a minimização das perdas de carga durante o bombeio, a variável mais importante no transporte de cascalhos em poços inclinados é a concentração volumétrica de sólidos em um dado trecho. Uma operação segura deve manter esta variável em valores tais que não provoquem problemas como torque excessivo na coluna de perfuração ou a prisão da mesma em caso de interrupção da circulação.

Desta forma, devido à sua importância, o tema vem sendo alvo de estudo por diversos pesquisadores envolvidos na área. Essencialmente, duas linhas de trabalho distintas vêm sendo desenvolvidas no intuito de melhor compreender o fenômeno em questão.

A primeira consiste no desenvolvimento de correlações empíricas ou semi-empíricas a partir de observações experimentais feitas em equipamentos de escala piloto que procurem simular, na medida do possível, situações reais encontradas nas operações de perfuração. Iyoho^[1], e Becker^[2], propõem correlações desenvolvidas desta maneira. Contudo, o grande número de variáveis envolvidas, algumas de difícil simulação em laboratório, antecipa restrições ao uso de tais métodos, em especial em regiões afastadas das faixas de variáveis nas quais as correlações foram obtidas.

Paralelamente, considerável esforço vem sendo despendido, numa segunda linha de pesquisas, no sentido de desenvolver modelos mecanicistas capazes de descrever o fenômeno físico. Como a modelagem de escoamentos bifásicos é de desenvolvimento relativamente recente, pequeno número de trabalhos foi publicado a respeito do escoamento axial anular

sólido-líquido.

Estes modelos resultam da tentativa de representar fenômenos experimentalmente verificados, através de leis de conservação e relações constitutivas. Experimentos conduzidos por Iyoho^[1], mostraram que o sistema sólido-líquido pode assumir diversas configurações no interior da região anular. De maneira análoga ao escoamento sólido-líquido em tubulações, são identificados os padrões leito estacionário, leito móvel, heterogêneo e pseudo-homogêneo. Os dois primeiros se caracterizam pela deposição, estacionária ou não, de partículas sólidas na parte inferior da seção anular. Já nos dois últimos padrões, o sistema encontra-se totalmente em suspensão, e a fase sólida apresenta um perfil de concentração ao longo da seção anular (heterogêneo) ou está uniformemente dispersa ao longo dela (pseudo-homogêneo).

Dentre os padrões mencionados, sem dúvida os estratificados, que apresentam formação de leito, são os de modelagem mais complexa. A proposição de um modelo para o sistema em questão, deve contemplar os mecanismos que expliquem o movimento dos sólidos na camada inferior. Tal movimento pode ocorrer por duas formas distintas: a primeira através de pequenos saltos provocados pelo desbalanceio entre a força de arraste exercida pelo líquido e a força gravitacional. A segunda, quando as forças viscosas exercidas pelo líquido sobre o leito são suficientes para vencer a fricção entre o leito e a parede externa do anular, provocando assim seu deslizamento como um todo. Os dois mecanismos ocorrem simultaneamente mas sua modelagem conjunta é complexa devido à dificuldade na definição da influência de cada um deles no movimento global das partículas.

Assim, os modelos desenvolvidos para o escoamento em questão, costumam deprever o fenômeno através de um dos dois mecanismos. Wicks^[3] desenvolveu um modelo para descrever o movimento por saltos de uma mistura sólido-líquido escoando em uma tubulação. Bin-Haddah^[4] estendeu este modelo para descrever o escoamento anular de uma mistura sólido-fluido de perfuração, através de um balanço de forças em uma partícula sólida. Este modelo, contudo, mostrou-se demasiadamente sensível à reologia do fluido, fato não verificado experimentalmente. Wilson^[5], utilizou um modelo de duas camadas estratificadas, a superior contendo somente líquido e a inferior um leito sólido de concentração volumétrica

52 %, para descrever o escoamento de uma mistura sólido-líquido em uma tubulação. Gavignet e Sobey⁶ estenderam o modelo de Wilson para prever o critério de deposição de uma mistura de sólidos-fluido não Newtoniano em anulares excêntricos inclinados. Como limitação, este modelo não prevê a ocorrência do escoamento por saltos, mas sua sensibilidade a variáveis operacionais mostrou-se compatível com observações experimentais.

O MODELO PROPOSTO

A formulação a seguir apresentada, visa descrever o escoamento axial anular excêntrico inclinado de uma mistura sólido-fluido não Newtoniano em regime permanente. Os sólidos podem ser caracterizados por um diâmetro médio e por uma esfericidade. O fluido tem caráter pseudoplástico e pode ter seu comportamento reológico representado pelo modelo de Ostwald de Waele (Lei da Potência). Este modelo diz que a tensão cisalhante é proporcional à taxa de deformação imposta ao fluido elevada a uma potência característica. Os parâmetros do modelo são exatamente a constante de proporcionalidade (índice de consistência) e o fator de potência (índice de comportamento).

É utilizado um modelo estratificado de duas camadas que permite, com uma formulação única, representar, de maneira simplificada, o sistema quando submetido aos diversos padrões de escoamento anteriormente mencionados. A figura 1 ilustra esquematicamente o problema.

A camada inferior, representa o leito de sólidos que se deposita no fundo da seção anular devido à ação de forças gravitacionais. Nesta camada, assume-se que as partículas sólidas estão em contato entre si e a concentração volumétrica é 52 %.

A camada superior contém as partículas que se mantêm em suspensão devido à ação de forças turbulentas e, predominantemente, o fluido carreador. A modelagem do regime permanente significa que a altura do leito é constante, ou seja, que a velocidade superior é suficiente para manter as partículas sólidas presentes.

São consideradas ainda as seguintes hipóteses:

- Não existe escorregamento entre as fases líquida e sólida em cada uma das camadas.
- Não há transferência de massa entre as fases líquida e sólida.
- O sistema sólido-líquido é incompressível e de parâmetros reológicos constantes e iguais ao do fluido, uma vez que as partículas sólidas são de tamanho maior que a subcamada viscosa.
- São desconsiderados efeitos de tensão superficial entre as fases.
- A altura da interface entre as duas camadas é constante ao longo do trecho anular em estudo e consequentemente, assume-se uma distribuição hidrostática de pressões ao longo de uma seção transversal.

A formulação a seguir apresentada é análoga à proposta por Doron et al⁷ para descrever o transporte horizontal de partículas, por água, em tubulações, sendo no presente trabalho introduzidas modificações e considerações pertinentes ao problema em questão. As equações a seguir representam,

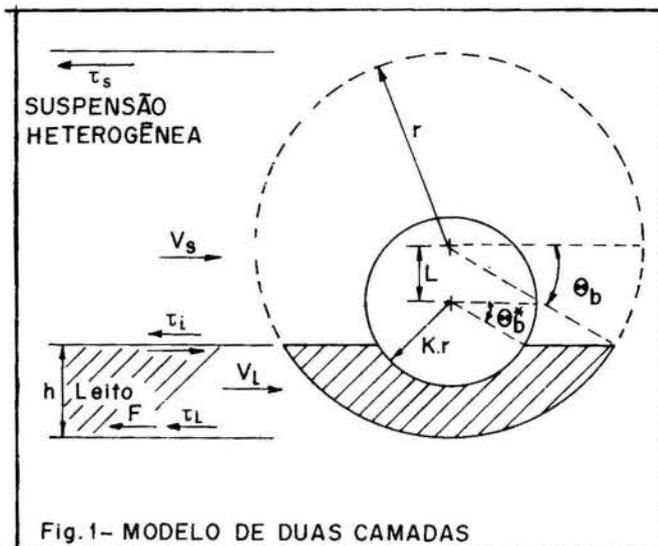


Fig. 1- MODELO DE DUAS CAMADAS

formas já simplificadas das leis de conservação, descritas por Delhay⁸, onde são tomadas as propriedades médias (velocidade, concentração) numa seção transversal do trecho anular. São apresentadas duas equações de conservação de massa, sendo uma para cada fase e apenas duas equações de conservação do momento linear, uma para cada camada, já que foi suposta a não existência de escorregamento entre as fases dentro de uma camada. Além das leis de conservação, será considerada a proposição de Carstens⁹, para o mecanismo da difusão turbulenta das partículas sólidas na camada superior, de modo a obter uma equação para a concentração média de sólidos nesta.

Conservação da Massa:

Fase Sólida :

$$U_S C_S A_S + U_L C_L A_L - U_M C_M A \quad (1)$$

Fase Líquida :

$$U_S (1 - C_S) A_S + U_L (1 - C_L) A_L - U_M (1 - C_M) A \quad (2)$$

Conservação do Momento Linear:

Camada Superior :

$$A_S \frac{dp}{dx} = -\tau_S S_S - \tau_i S_i \quad (3)$$

Camada Inferior :

$$A_L \frac{dp}{dx} = F - \tau_L S_L + \tau_i S_i \quad (4)$$

As tensões cisalhantes entre as camadas e as paredes podem ser expressas como função do fator de atrito de Fanning por:

$$\tau_S = \frac{1}{2} f_S \rho_S V_S^2 \quad \tau_L = \frac{1}{2} f_L \rho_L V_L^2 \quad (5)$$

Os fatores de atrito, por sua vez, são função do regime de escoamento. Para fluidos que seguem o modelo de Ostwald de Waele a transição laminar-turbulento pode ser calculada através critério do número de Reynolds crítico proposto por Ryan e Johnson¹⁰:

$$Re_c = \frac{6464n}{(1 \cdot 3n)^2 (2 + n)^{\frac{(2+n)}{1+n}}} \quad (6)$$

Através do cálculo do número de Reynolds em cada camada, o fator de atrito pode ser calculado no regime laminar por:

$$f = \frac{16}{Re} \quad (7)$$

Já no regime turbulento, Silva e Martins^[11], avaliaram diversas expressões e correlações da literatura, através de dados experimentais de fluidos não Newtonianos em seções anulares e sugerem a expressão, proposta por Gomes^[12]:

$$f = 0,060n^{0,462} Re^{-0,223} \quad (8)$$

A tensão na interface entre as duas camadas é dada por:

$$\tau_i = \frac{1}{2} f_i \rho_s (U_s - U_L)^2 \quad (9)$$

onde o fator de atrito, segundo Televantos^[13], pode ser calculado por:

$$\frac{1}{\sqrt{2f_i}} = 0,86 \ln \left(\frac{dp}{3,7} + \frac{2,51}{Re_s \sqrt{2f_i}} \right) \quad (10)$$

Finalmente, os diâmetros hidráulicos e massas específicas em cada camada são dados por:

$$\begin{aligned} D_s &= \frac{4A_s}{S_s + S_i} \\ D_L &= \frac{4A_L}{S_L + S_i} \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \rho_s &= \rho_p C_s + \rho_f (1 - C_s) \\ \rho_L &= \rho_p C_L + \rho_f (1 - C_L) \end{aligned} \quad (12)$$

A força estática F, presente na equação (4) é decorrente do contato entre as partículas do leito e as paredes do anular. Sua estimativa é por vezes complexa pois depende de valores de coeficientes de interação específicos entre os materiais sólidos envolvidos. Seu valor máximo quando o leito estiver na iminência de entrar em movimento, é proporcional ao somatório das forças normais exercidas pelo leito sobre as paredes do anular. A constante de proporcionalidade é chamada coeficiente de escorregamento. As forças normais são, por sua vez, de duas naturezas distintas. A primeira é devida ao peso submerso das partículas sólidas, e pode ser calculada através da integração do perfil hidrostático de pressões ao longo do perímetro do leito. A segunda é devida à transmissão de tensões normais provenientes do cisalhamento na interface entre as duas camadas. Assim, a força estática máxima pode ser calculada por:

$$F_{MAX} = \eta \left[(\rho_p - \rho_f) g C_L \text{sen} \theta A_L + \frac{\tau_i S_i}{\tan \phi} \right] \quad (13)$$

Equação da Difusão:

A solução da equação da difusão fornece o seguinte perfil de concentração na camada superior de um anular inclinado.

$$C_s(y) = C_L \exp \left[-\frac{\omega}{\varepsilon} (y - h) \text{sen} \theta \right] \quad (14)$$

onde o coeficiente de difusão, ε , pode ser calculado por:

$$\varepsilon = 0,013 U_s \sqrt{\frac{f_i}{2}} D_s \quad (15)$$

A velocidade terminal de partículas não esféricas em fluidos não Newtonianos pode ser calculada pela metodologia proposta por Laruccia et al^[14]. O efeito de população pode ser considerado utilizando-se a correlação de Richardson e Zaki^[15]:

$$\frac{\omega}{\omega_o} = (1 - C_s)^m \quad (16)$$

onde

$$m = 4,45 Re_w^{-0,1} \text{ para } Re_w < 500$$

$$m = 2,39 \text{ para } Re_w > 500$$

Finalmente a integração da equação (14) na camada superior da seção anular fornece:

$$C_s = \frac{C_L D_s^2}{2A_s} I \quad (17)$$

onde

$$I = \int_{\theta_i}^{\pi/2} M \exp \left[-\frac{\omega D_s}{2\varepsilon} (\text{sen} \gamma - \text{sen} \theta_i) \text{sen} \theta \right] \cos^2 \gamma d\gamma \quad (18)$$

SOLUÇÃO DO PROBLEMA

A altura do leito, as velocidades médias das camadas, a concentração média da camada superior e a perda de carga por unidade de comprimento, incógnitas do problema, podem ser obtidas através da solução do sistema das equações (1), (2), (3), (4) e (17). A forma de resolução do sistema irá depender do padrão de escoamento. Como não são disponíveis mapas indicando as faixas de ocorrência de cada padrão, são necessárias a solução sucessiva para os diversos padrões e a definição de mecanismos ou critérios para as linhas de transição entre os mesmos. O procedimento adotado foi o seguinte:

- **Leito Estacionário** → Neste caso, U_L é zero e a solução direta das equações (1) e (2) fornece valores de U_s e C_s . A solução iterativa da equação (17) fornece valores de h . A perda de carga é então calculada diretamente pela equação (3).
- **Transição Estacionário - Móvel** → A força F é calculada pela equação (4), não utilizada no item anterior. Se este valor for inferior ao de F_{MAX} , calculado pela equação (13), o sistema está fechado, caso contrário o padrão estacionário não atende ao conjunto de variáveis de entrada.
- **Leito Móvel** → Aqui $F = F_{MAX}$ e as cinco equações do sistema devem ser resolvidas simultaneamente por métodos iterativos.
- **Transição Leito Móvel - Padrões Suspensos** → caso não seja encontrada solução para o padrão leito móvel, ou se o valor de h encontrado for próximo de zero ou ainda

se as velocidades das camadas forem muito próximas, deve-se partir para a resolução dos padrões totalmente suspensos.

- **Padrões Totalmente Suspensos** → Aqui, $h = 0$, $\dot{U}_L = 0$, $U_S = U_M$, $C_S = C_M$ e a perda de carga pode ser calculada como para escoamento monofásicos, uma vez considerada a massa específica da mistura.
- **Transição Heterogêneo - Pseudo Homogêneo** → aqui deve-se adotar um critério por exemplo, se a concentração local a 80 % do diâmetro externo for maior ou igual a 95 % da concentração a 20 %, diz-se que o padrão é pseudo-homogêneo, caso contrário é heterogêneo.

RESULTADOS

O programa simulador, desenvolvido em linguagem Pascal, foi executado para diversas condições típicas de operação no intuito de prever o comportamento das variáveis de interesse, tais como a concentração volumétrica de sólidos no trecho anular, a altura do leito e a vazão crítica para não formação do leito. Os valores adotados para os parâmetros empíricos do modelo foram $\eta = 0,2$ e $\tan \phi = 0,6$.

As figuras 2 e 3 mostram a variação da altura do leito e da concentração de sólidos com a vazão de fluido para as diversas inclinações do anular. O ângulo indicado refere-se à inclinação em relação à vertical, assim a inclinação de 90° representa o anular horizontal.

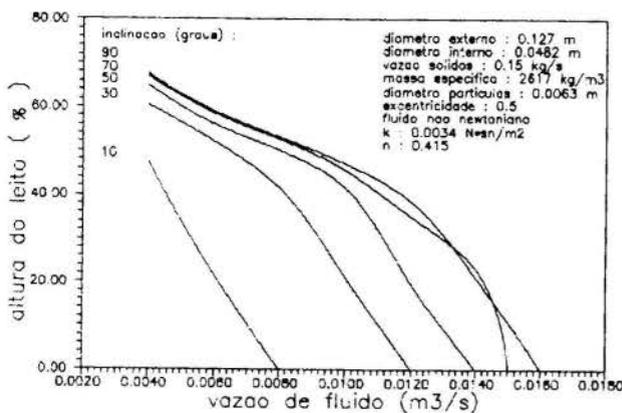


fig.2- Variação da altura do leito com a vazão de fluido.

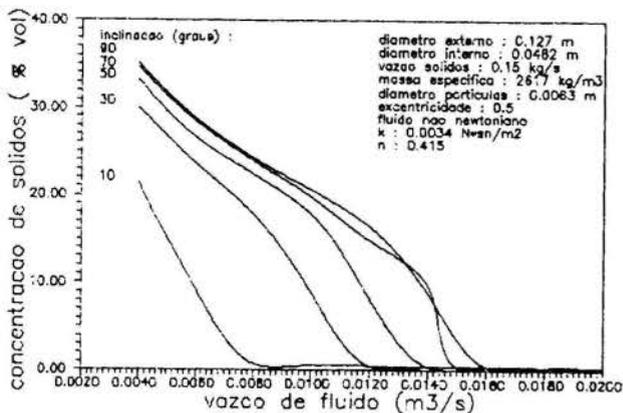


fig.3- Variação da concentração de sólidos com a vazão de fluido.

As mudanças nas concavidades das curvas são devidas às diferentes funções que descrevem a geometria do contorno das camadas ao longo da seção anular. Quedas abruptas nos valores de altura ou concentração significam que o sistema atingiu a vazão crítica, ou seja, a transição de um padrão estratificado para um totalmente suspenso.

A figura 4 mostra a influência do espaço anular na concentração de sólidos. A figura 5 mostra a variação da vazão crítica para formação de leito com a inclinação do poço, excentricidade e reologia.

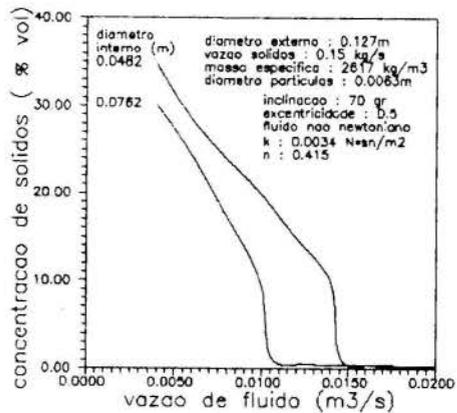


fig.4- Influência do espaço anular na concentração de sólidos.

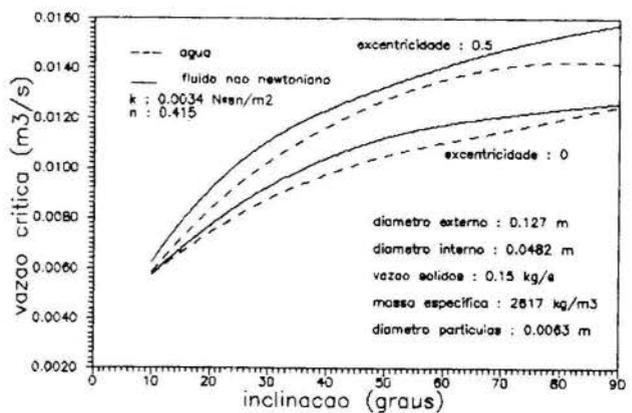


fig.5- Vazões críticas para formação de leito.

CONCLUSÕES

- Os valores dos parâmetros empíricos do modelo, η e $\tan \phi$, devem ser ajustados para o problema em questão através de um banco de dados experimentais.
- O modelo mostrou-se bastante sensível às variáveis excentricidade, inclinação e geometria anular e em menor grau aos parâmetros reológicos do fluido, o que é consistente com as observações experimentais de Iyoho^[1]. Fica evidenciado que o problema de limpeza é crítico em poços horizontais e de elevada inclinação.
- Dentre as variáveis operacionais de possível controle durante uma operação, o modelo indica que o uso de colunas de perfuração do maior diâmetro possível e o bombeio de fluido a vazões acima das críticas, tende a minimizar os problemas de limpeza de poços.

- O simulador desenvolvido se mostrou uma ferramenta potencial na compreensão do fenômeno do transporte de cascalhos resultantes da perfuração de poços de petróleo. Tal ferramenta deve ser usada nos projetos hidráulicos de perfuração, visando a otimização das operações. -

NOMENCLATURA

A - área
 C - concentração volumétrica de sólidos
 D - diâmetro hidráulico
 D_e - diâmetro externo do anular
 F - força de fricção estática
 F_{MAX} - força de fricção estática máxima
 M - multiplicador
 Re - número de Reynolds
 Re_w - número de Reynolds da partícula
 S - perímetro
 U - velocidade média
 dp - diâmetro da partícula
 $\frac{dq}{dz}$ - perda de carga por unidade de comprimento
 f - fator de atrito de Fanning
 g - aceleração da gravidade
 h - altura do leito
 k - índice de consistência do fluido
 n - índice de comportamento do fluido
 y - coordenada da altura do leito

Subscritos

S - camada superior (Suspensa)
 L - camada inferior (Leito)
 M - mistura
 i - interface
 f - fluido
 p - partícula

Letras Gregas

θ - inclinação do poço em relação a vertical
 θ_b - ângulo característico da altura do leito
 θ'_b - ângulo auxiliar para cálculos geométricos
 ϕ - ângulo de atrito interno
 ρ - massa específica
 τ - tensão cisalhante
 ω - velocidade de queda das partículas
 ω_0 - velocidade terminal
 ε - coeficiente de difusão
 η - coeficiente de escorregamento

AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem a colaboração de Débora A. Subirá, Renato L. A. Santos e Cristina A. Olyntho na edição do trabalho.

REFERÊNCIAS

- [1] Iyoho, A.W., "Drilled Cuttings Transport by Non Newtonian Drilling Fluids Through Inclined, Eccentric Annulli", U. of Tulsa, Tulsa, Ok, 1980.
- [2] Becker, T.E., "Correlations for Drill-Cuttings Transport In Directional Well Drilling", Tese de Doutorado, U. of Tulsa, Tulsa, Ok, 1987.
- [3] Wicks, M., "Transport of Solids at Low Concentrations in Horizontal Pipes", *Advances in Solid-Liquid Flow In Pipes and Its Applications*, Pergamon Press, 101-24, 1971.
- [4] Bin-Haddah, A.S., "Development of Models for Drill Cuttings Transport In Inclined Wells Based on Deposition Critical Velocity Concept", Tese de Mestrado, U. of Tulsa, Tulsa, Ok, 1988.
- [5] Wilson, K.C., "A Unified Physically-Based Analysis of Solid-Liquid Pipeline Flow" *Hydrotransport 4 Conference, Bhra Fluid Engineering*, A1-1-16, maio, 1976.
- [6] Gavignet, A.A. e Sobey, I.J., "A Model for the Transport of Cuttings in Highly Deviated Wells", paper SPE 15417, *SPE Annual Technical Conference*, New Orleans, LA, Outubro, 1986.
- [7] Doron, P., Granica, D. e Barnea, D., "Slurry Flow In Horizontal Pipes - Experimental and Modeling", *Int. J. of Multiphase Flow*, vol. 13, nº 4, pg. 535-547, 1987.
- [8] Bergles, A.E., Collier, S.G., Delhaye, J.M., Hewitt, G.F. e Mayinger, F., "Two-Phase Flow and Heat Transfer In the Power and Process Industries", Cap. 2, Hemisphere/McGraw-Hill, 1981.
- [9] Carstens, M.R., "A Theory for Heterogeneous Flow of Solids In Pipes", *Journal of the Hydraulics Division of ASCE*, 95 (HY1), pag. 275-286, 1969.
- [10] Ryan, N.W. e Johnson, M.M., "Transition From Laminar to Turbulent Flow In Pipes", *AIChE J.*, vol. 5, pag. 433, 1988.
- [11] Silva, M.G.P. e Martins, A.L., "Escoamento Turbulento de Fluidos de Perfuração", *2º Congresso Latino Americano de Hidrocarbonetos*, TT 207, 16 a 21 de outubro Rio de Janeiro, RJ, de 1987.
- [12] Gomes, F.J.A.D., "Hidráulica, Fluidos de Potência: Racionalização do Uso do Fator de Fricção", *I Encontro Técnico sobre Informática na Perfuração*, Salvador, BA, 1987.

- [13] | Televantos, Y. Shook, C.A., Carleton, A. e Streat, M., "Flow of Slurries of Coarse Particles at high Solid Concentrations", Can. J. chem. Eng., vol. 57, pag. 255-262, 1979.
- [14] | Laruccia, M.B., "Velocidade de Sedimentação em Fluidos Não Newtonianos: Efeito da Forma e da Concentração de Partículas", Tese de Mestrado, Universidade Estadual de Campinas - UNICAMP, 1990.
- [15] | Richardson, J.F. e Zaki, W.N., "Sedimentation and Fluidization, Part I", Trans. Instn. Chem. Engrs., vol. 32, pag. 35-53, 1954.

ABSTRACT

A mechanistic model was developed to describe the steady state flow of solid - non Newtonian fluid mixtures in inclined excentric annulus. the model consists of a two layer configuration, the top layer being a heterogeneous suspension and the bottom one a compact bed of solids. Conservation Laws of mass and linear momentum were formulated for the system, as well as, interaction laws between mixture and walls and for the interface of the two layers. Besides, a turbulent difusion process was used to characterize the mechanism of dispersion of the solid particles in the upper layer. The system developed was solved for the several patterns which characterize the solid - liquid two phase flow, using iterative methods. Curves for prediction of solids concentration, bed height and critical flow rate in function of several independent variables were obtained.



SUMMARY

In this work, a linear stability analysis of the effects of the density ratio on the state of uniform fluidization is carried out. In a previously published work, we have already considered, within the same theoretical framework, the effects of a quadratic drag term on the stability of a fluidized bed. We analysed the influence of the density ratio, as well as the Froude number, largely understood as controlling parameters of the uniformity of the fluidization of solid particle, for the determined ranges of the wave number.

INTRODUCTION

In a previously published work, herein called Part I, we undertook a linear instability analysis of the equations of motion of a uniform fluidized bed, taking into account the nonlinear contribution arising from the liquid-particle interaction in the form of a quadratic term in the relative velocity [1]. We have shown there that the effect of this quadratic term was to attenuate the propagation velocity and the growth rate of the perturbations. These results were shown to be in qualitative agreement with known experimental demonstrations of wake dominated nonlinear mechanisms for fluidizing beds of particles. Due to space limitations, though, not all results were then presented. Further investigations could show the effects of the density ratio on the evolution of the concentration waves, or internal waves, once they start just above the distributor plate (see Murray [2]). The purpose of the present analysis is to present these results, along with some additional discussion on the conditions for instability in solid-liquid fluidized systems.

The problem of these systems is more complicated due to the presence of the fluid inertia, which must be accounted for in most situations and to the fact that the Reynolds number of the flow is no longer small at conditions near the critical for instability (see Batchelor [3], page 102). It is a thought here that the somewhat loose criterion for instability accepted for solid-liquid fluidized beds based solely on the density ratio, viz. a fluidized bed is experimentally unstable to small perturbations if the density ratio is greater than about ten and stable otherwise, must be framed in a more consistent argument which considers the dynamic behavior of the perturbations represented in the plane of the density ratio versus the wave number.

Following Homsy, El-Kaissy and Didwania [4] we adopted for the stress tensor a newtonian-like form, viz. linear isotropic fluids, taking into account both viscous stresses and compressibility effects. The difference on the equations of motion relative to their work lies in an included quadratic term in the relative fluid velocity in the expression for the interfacial force term. This is justified on the basis of an heuristic argument which relates the two-phase flow in a fluidized system to the flow around an isolated sphere. It can be shown, moreover, that this argument

can lead to the firmly established Brinkman type equation for non-Darcy flow through saturated porous media on the basis of a purely constitutive formalism.

THE EQUATIONS OF MOTION

We take as in Part I the space averaged velocity of each of the two phases v_i^n , $n=1,2$, as defined by Anderson & Jackson [5]. The densities of each phase are defined according to

$$\rho^1 = \rho_f \epsilon \tag{1}$$

$$\rho^2 = \rho_s (1-\epsilon) \tag{2}$$

where the subscripts f and s stand for fluid and solid phases, respectively, and ϵ is the average void fraction. The following system of space averaged equations was thus obtained:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \rho^n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho^n v_k^n) &= 0, \quad (n = 1,2) \end{aligned} \right. \tag{3}$$

$$\left\{ \begin{aligned} \rho^n \left(\frac{\partial v_i^n}{\partial t} + v_j^n \frac{\partial v_i^n}{\partial x_j} \right) &= \frac{\partial}{\partial x_j} T_{ij}^n + T_i^n + \rho^n b_i^n, \quad (n=1,2) \end{aligned} \right. \tag{4}$$

In the above equations, T_{ij}^n is the stress tensor, T_i^n is the interfacial force term and b_i^n is the volume force due to gravity.

These equations are not closed, so that constitutive models for the interaction terms are needed to turn them applicable to specific situations. We followed the crowd and took the popular Newtonian-like constitutive model for T_{ij}^n :

$$T_{ij}^n = -p \delta_{ij} + \beta^n d_{kk}^n \delta_{ij} + 2\eta^n (d_{ij}^n - \frac{d_{kk}^n}{3} \delta_{ij}) \tag{5}$$

where the pressure term p is equal to $-p_f \epsilon$ for the liquid phase and $-p_s (1-\epsilon)$ for the solid phase, β^n and η^n are the bulk and shear viscosities of the phases, respectively, and $d_{ij}^n = \frac{1}{2} (\frac{\partial v_i^n}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j^n}{\partial x_i})$ is the rate of strain.

The constitutive equations for the interfacial

* Member ABCM

force term are

$$I_i^1 = -I_i^2 = -p_f \frac{\partial}{\partial x_i} (1-\epsilon) - \alpha_2 v_i^{12} - \alpha_3 v_i^{12} |v_i^{12}| - \alpha_4 \dot{v}_i^{12} \quad (6)$$

where $v_i^{12} = v_i^1 - v_i^2$ is the relative velocity and \dot{v}_i^{12} is the relative acceleration. The equation for I_i^1 features the quadratic term $\alpha_3 v_i^{12} |v_i^{12}|$, which is the difference with respect to the work of Homsy et al [4]. We admit consistently with the Newtonian hypothesis the material coefficients α_2 , α_3 , and α_4 as functions solely of the void fraction. The complete equations of motion with the above constitutive relations can now be written as:

Fluid Phase:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon \rho_f) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\epsilon \rho_f u_i) &= 0 \end{aligned} \right. \quad (7)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \rho_f \epsilon \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) &= -\alpha_2 (u_i - v_i) - \alpha_3 (u_i - v_i) |u_i - v_i| - \\ -\alpha_4 (\dot{u}_i - \dot{v}_i) - \epsilon \frac{\partial p_f}{\partial x_j} \delta_{ij} &+ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\beta^f d_{kk}^1 \delta_{ij} + \right. \\ \left. + 2\eta^f \left(d_{ij}^1 - \frac{d_{kk}^1}{3} \delta_{ij} \right) \right] &- \rho_f \epsilon g \delta_{i3} \end{aligned} \right. \quad (8)$$

$$\left\{ \begin{aligned} T_{ij}^1 &= T_{ji}^1 \end{aligned} \right. \quad (9)$$

Solid Phase:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [(1-\epsilon)\rho_s] + \frac{\partial}{\partial x_i} [(1-\epsilon)\rho_s v_i] &= 0 \end{aligned} \right. \quad (10)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \rho_s (1-\epsilon) \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) &= \rho_f (1-\epsilon) \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \\ - \frac{\partial}{\partial x_j} (1-\epsilon) (p_s - p_f) \delta_{ij} &+ \frac{\alpha_2}{\epsilon} (u_i - v_i) + \\ + \frac{\alpha_3}{\epsilon} (u_i - v_i) |u_i - v_i| &+ \frac{\alpha_4}{\epsilon} (\dot{u}_i - \dot{v}_i) + \\ + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\beta^s d_{kk}^2 \delta_{ij} + 2\eta^s \left(d_{ij}^2 - \frac{d_{kk}^2}{3} \delta_{ij} \right) \right] &- \\ - \frac{(1-\epsilon)}{\epsilon} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\beta^f d_{kk}^1 \delta_{ij} + 2\eta^f \left(d_{ij}^1 - \frac{d_{kk}^1}{3} \delta_{ij} \right) \right] &- \\ - (1-\epsilon)g(\rho_s - \rho_f) \delta_{i3} & \end{aligned} \right. \quad (11)$$

$$\left\{ \begin{aligned} T_{ij}^2 &= T_{ji}^2 \end{aligned} \right. \quad (12)$$

Apart from those terms already presented above in the constitutive models, the collisional effects are represented explicitly by the term $(p_s - p_f)$, which is usually considered as a function of ϵ . As regards to the boundary and initial conditions, we need to specify ϵ , v_i^1 and v_i^2 at $t=0$, the non-slip boundary conditions, the velocity profiles at the entrance and at the exit of the bed and the values of p_f and $(p_s - p_f)$ there.

The collisional pressure term was considered zero

in the present analysis, provided the fluidization is uniform, but it can hardly be said that the same is plausible in a state of aggregative fluidization. Further experimental investigation on the nature of the bubble dynamics is needed to support a consistent hypothesis on the collisional pressure term. A project on this subject is indeed being carried out by one of us.

As regards to the material coefficients, it can be said in the first place that $\tau^f \ll \tau^s$. The same is also true for the bulk viscosities β^f and β^s i.e., $\beta^f \ll \beta^s$. In fact, these rheological coefficients always appear combined in the form $\tau_c = \beta + \frac{4}{3}\eta$, which is defined as a new material constant [4]. The other two material coefficients are obtained here from the well known Ergun formula for flow through saturated porous media.

The Hydrodynamics of Saturated Porous Media. We consider a fluidized bed in the state of minimum fluidization and a fully developed flow in the z direction such that the interstitial fluid velocity can be given by $u=u(y)$. Hence, for an incompressible flow,

$$-\frac{\alpha_2}{\rho_f \epsilon} u_{mf} - \frac{\alpha_3}{\rho_f \epsilon} u_{mf}^2 - \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\eta^f}{\epsilon \rho_f} \frac{d^2 u_{mf}}{dy^2} - g = 0 \quad (13)$$

The above equation features both a quadratic drag term in the fluid velocity and a Brinkman-type term [6]. It is seen that in a purely formal way the Newtonian-like fluid hypothesis led to this problem, for which Lundgren [7] has already given a rigorous theoretical justification.

LINEAR INSTABILITY ANALYSIS

The equations (7) through (12) can be made dimensionless if expressed in terms of the following dimensionless groups:

$$X_i = \frac{x_i}{d_p}; \quad U_i = \frac{u_i}{u_0}; \quad V_i = \frac{v_i}{u_0}; \quad \tau = \frac{t u_0}{d_p}; \quad P = \frac{p - p_0}{\rho_s u_0^2};$$

$$R = \frac{\rho_f}{\rho_s}; \quad F_r = \frac{g d_p}{u_0^2}; \quad \hat{\alpha}_2 = \frac{\alpha_2 d_p^2}{2 \epsilon \mu_f}; \quad \hat{\alpha}_3 = \frac{\alpha_3 d_p}{3 \epsilon \rho_f};$$

$$\hat{\alpha}_4 = \frac{\alpha_4}{\epsilon \rho_f}; \quad \hat{\eta}^f = \frac{\eta^f}{\mu_f}; \quad \hat{\eta}^s = \frac{\eta^s}{\mu_f}; \quad \hat{\beta}^f = \frac{\beta^f}{\mu_f}; \quad \hat{\beta}^s = \frac{\beta^s}{\mu_f};$$

$$Re = \frac{u_0 d_p \rho_f}{\mu_f} \quad (14)$$

The equations of motion thus become

Fluid Phase:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \epsilon}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial X_i} (\epsilon U_i) &= 0 \end{aligned} \right. \quad (15)$$

$$\left\{ \begin{aligned} Re \left(\frac{\partial U_i}{\partial \tau} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial X_j} \right) &= -\epsilon \frac{\partial P_f}{\partial X_i} + \frac{R}{Re} \left\{ \frac{\partial}{\partial X_j} \left[\beta^f d_{kk}^1 \delta_{ij} + \right. \right. \\ \left. \left. + 2\hat{\eta}^f \left(d_{ij}^1 - \frac{d_{kk}^1}{3} \delta_{ij} \right) \right] - \hat{\alpha}_2 (U_i - V_i) \right\} &- \hat{\alpha}_3 Re \epsilon (U_i - V_i) |U_i - V_i| - \\ - \hat{\alpha}_4 \epsilon Re (\dot{U}_i - \dot{V}_i) - R Fr \epsilon \delta_{i3} & \end{aligned} \right. \quad (16)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (1-\epsilon) + \frac{\partial}{\partial X_i} [(1-\epsilon) V_i] = 0 \quad (17)$$

$$\left\{ \begin{aligned} (1-\epsilon) \left(\frac{\partial V_i}{\partial \tau} + V_j \frac{\partial V_i}{\partial X_j} \right) &= R(1-\epsilon) \left(\frac{\partial U_i}{\partial \tau} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial X_j} \right) - \\ &- \frac{\partial}{\partial X_i} \left[(1-\epsilon) (P_s - P_f) \right] + \frac{R}{Re} \left\{ \hat{\alpha}_2 (U_i - V_i) + \right. \\ &+ \frac{\partial}{\partial X_j} \left[\hat{\beta}^s D_{kk}^2 \delta_{ij} + 2\hat{\eta}^s (D_{ij}^2 - \frac{D_{kk}^2}{3} \delta_{ij}) \right] - \\ &- \left. \left(\frac{1-\epsilon}{\epsilon} \right) \frac{\partial}{\partial X_j} \left[\hat{\beta}^f D_{kk}^1 \delta_{ij} + 2\hat{\eta}^f (D_{ij}^1 - \frac{D_{kk}^1}{3} \delta_{ij}) \right] \right\} + \\ &+ \hat{\alpha}_3 R (U_i - V_i) | (U_i - V_i) | + \hat{\alpha}_4 R (U_i - V_i) - \\ &- (1-\epsilon) F_r (1-R) \delta_{i3} \end{aligned} \right. \quad (18)$$

The state of uniform fluidization is now perturbed according to

$$\begin{aligned} U_j &= \delta_j + U'_j \\ V_j &= V'_j \\ \epsilon &= \epsilon_0 + \epsilon' \end{aligned} \quad (19)$$

The perturbations above are functions of z and τ , alone, according to experimental investigations. After we replace Eqs. (19) into Eqs. (15) - (18), and retaining only the first order terms, we get

$$A \Omega = 0 \quad (20)$$

The form of the matrix A can be found in Part 1, and Ω is the solution vector. The solution to the system of equations (20) can be obtained by the method of separation of variables in the form

$$\Omega = \Omega_0 \exp(S\tau) \exp(iK_z Z) \quad (21)$$

where Ω_0 is the amplitude vector of the perturbations, K_z is the wave number, and S is the complex wave speed written as $S = \xi - i\chi$. In the later expression, ξ is the growth rate and χ determines the propagation velocity of the waves V_p through $V_p = \chi/K_z$. If $\xi < 0$, the flow is stable; if $\xi = 0$, the flow is neutrally stable; and if $\xi > 0$, the flow is unstable. If we substitute Eqs. (21) into Eqs. (20), we obtain an homogeneous system of algebraic equations in the form

$$A^* \Omega = 0 \quad (22)$$

Where the matrix A^* is given below:

$$A^* = \begin{bmatrix} \epsilon_0 i K_z & 0 & S + i K_z \\ 0 & (1-\epsilon_0) i K_z & -S \\ R(1-\epsilon_0)(S + i K_z) & -(1-\epsilon_0) S + \frac{R}{Re} (-\hat{\alpha}_2^0 - \epsilon_2^0 K_z^2) & M i K_z + \frac{R}{Re} \frac{d\hat{\alpha}_2}{d\epsilon} \Big|_{\epsilon=\epsilon_0} + \frac{R}{Re} \frac{d\hat{\alpha}_3}{d\epsilon} \Big|_{\epsilon=\epsilon_0} + (1-R) F_r \\ \frac{R}{Re} (\hat{\alpha}_2^0 - \hat{\alpha}_1^0 K_z^2) & + R (-2 \hat{\alpha}_3^0 - \hat{\alpha}_4^0 S) & \\ R [2 \hat{\alpha}_3^0 + \hat{\alpha}_4^0 (S i K_z)] & & \end{bmatrix} \quad (23)$$

For non-trivial solutions, we must have

$$\det A^* = 0 \quad (24)$$

This leads us to the following quadratic algebraic equation:

$$A_1 S^2 + (2i K_z A_2 + A_3) S + (i K_z A_4 + A_5) = 0 \quad (25)$$

Where the parameters A_1, A_2, A_3, A_4 and A_5 can be found in Cunha [8]. The solution to Eq. (25) can be found in Part 1. The line of neutral stability is obtained making $\xi = 0$. This gives us

$$K_n = \left[\frac{-b + (b^2 - 4ac)^{1/2}}{2a} \right]^{1/2} \quad (26)$$

where

$$\begin{aligned} a &= \left(\frac{R}{Re} \right) \epsilon_0 \hat{\alpha}_2^0 ; b = 2 \frac{R}{Re} \epsilon_0 \hat{\alpha}_2^0 (A_3^* + A_5^* + A_2 A_4) ; \\ c &= A_3^* A_5^* + 2 A_2 A_4 A_3 - A_1 A_4^2 ; A_3^* = \frac{R}{Re} \hat{\alpha}_2^0 + \\ &+ 2R \hat{\alpha}_3^0 ; A_5^* = (1-\epsilon_0) \epsilon_0 M - R(1-\epsilon_0)^2 - R(1-\epsilon_0) \hat{\alpha}_4^0 \end{aligned}$$

RESULTS AND DISCUSSIONS

As we did in Part 1, we took here the same set of values for the material coefficients as estimated by El-Kaissy & Homsy in their experiments [9]. The coefficients $\hat{\alpha}_2(\epsilon_0)$ and $\hat{\alpha}_3(\epsilon_0)$ we calculated from the Ergun formula:

$$\begin{aligned} \hat{\alpha}_2^0 &= \frac{150(1-\epsilon_0)^2}{\epsilon_0^2} ; \frac{d\hat{\alpha}_2}{d\epsilon} \Big|_{\epsilon=\epsilon_0} = -300 \frac{(1-\epsilon_0)}{\epsilon_0^3} \left[1 + \frac{(1-\epsilon_0)}{\epsilon_0} \right] \\ \hat{\alpha}_3^0 &= 1.75 \frac{(1-\epsilon_0)}{\epsilon_0} ; \frac{d\hat{\alpha}_3}{d\epsilon} \Big|_{\epsilon=\epsilon_0} = -1.75 \left[\epsilon_0^3 + \frac{3(1-\epsilon_0)}{\epsilon_0^4} \right] \end{aligned} \quad (27)$$

For $\hat{\alpha}_4^0$ we took the generally accepted approximation [3]

$$\hat{\alpha}_4^0 = \frac{3 + \epsilon_0}{2\epsilon_0} \quad (28)$$

From the work of Homsy [4], we considered $\hat{\zeta}_0^2 = 6.5 \times 10^3$; finally, we took $\hat{\zeta}_1^0 = 0$.

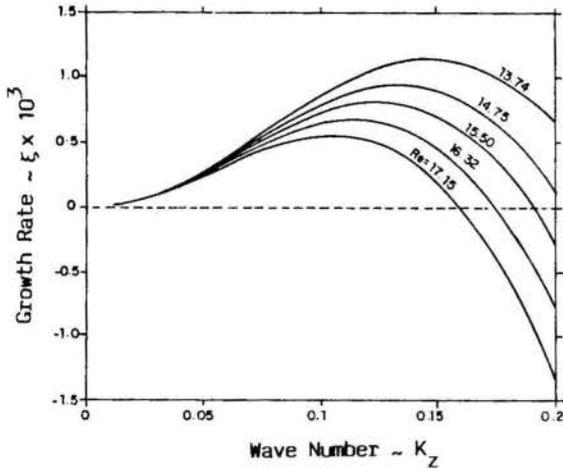


Figure 1. Growth rate of the instability waves. $R=0.25$, $M=7.0$ and $\hat{\zeta}_0^2 = 6500$.

Figure 1 shows the growth rate versus the wave number for different Reynolds numbers. It is seen that the growth rate of the perturbations is reduced for increasing Reynolds numbers. Even though the expansion rate of the bed as predicted by the Richardson-Zaki correlation implies higher interparticle distances for higher Reynolds, the presence of the quadratic drag term has induced a stronger hydrodynamic interaction between the particles. This contributes to a more stable flow, as already pointed out in Part. 1.

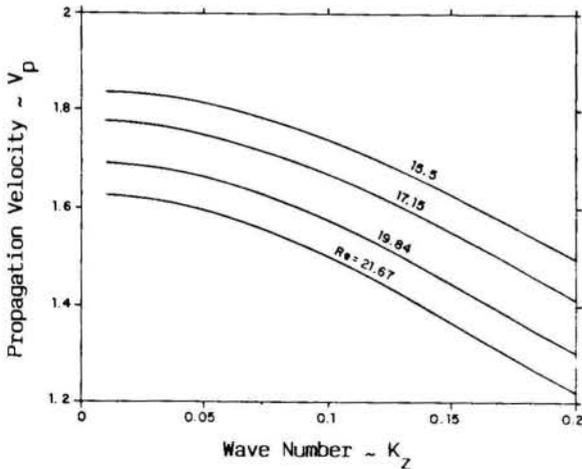


Figure 2. Speed of propagation of the instabilities. $R=0.25$, $M=7.0$, $\hat{\zeta}_0^2 = 6500$.

Figure 2 shows these effects in the plane of the velocity of propagation V_p versus the wave number, in which we can see the retardation of the waves with increasing Re . Figs. 3 and 4 show the effects of different density ratios R at a fixed Reynolds number of 18.44. Concentration waves of heavier particles have higher propagation speeds and growth rates. This can be visually observed in beds of water and lead shot, where the perturbations propagate very quickly once they are

formed, and much quicker than in water and glass beads system. As pointed out in the introduction, the Reynolds number for these systems in the minimum fluidization state is already in the range where nonlinear effects can not be neglected.

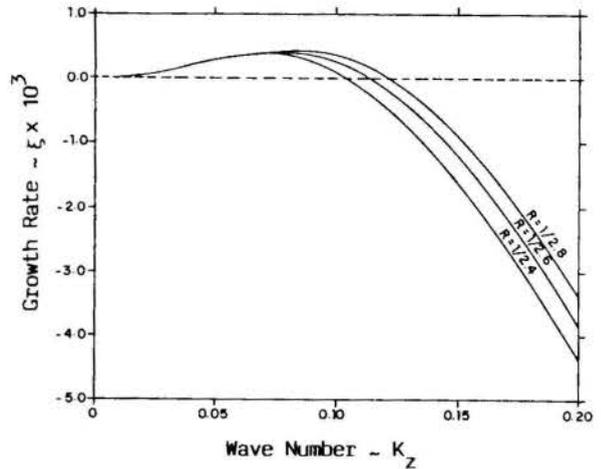


Figure 3. Behavior of the growth rate at different density ratios. $Re=18.44$, $M=7.0$, $\hat{\alpha}_2^0=83.70$, $\hat{\alpha}_4^0=3.12$, $\hat{\zeta}_0^2 = 6500$.

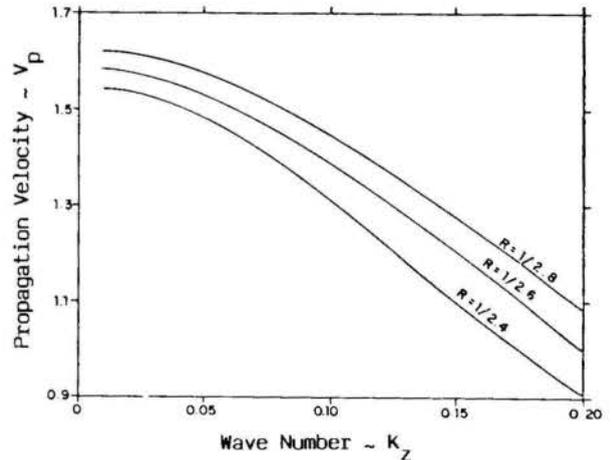


Figure 4. Speed of propagation of the instabilities at different density ratios. $Re=18.44$, $M=7.0$, $\hat{\alpha}_2^0 = 83.70$, $\hat{\alpha}_3^0 = 3.99$, $\hat{\alpha}_4^0 = 3.12$, $\hat{\zeta}_0^2 = 6500$.

Figure 5 shows the lines of neutral stability in the plane of the wave number versus the density ratio. The instability regions are reduced for heavier particles, and the difference between the neutral lines 1 and 2 are accordingly increased for smaller density ratios.

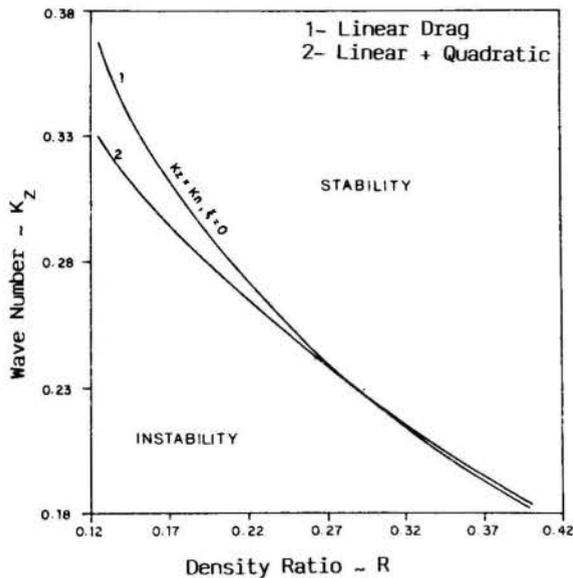


Figure 5. Neutral stability lines as a function of the density ratio. $Re = 18.44$.

CONCLUSIONS

The following conclusions can be drawn from the present work:

- (a) The density ratio, as a parameter used to predict instability in fluidized systems, can more effectively be understood as an instability parameter when analysed in conjunction with the wave number of the perturbation;
- (b) Smaller density ratios imply more attenuated concentration waves in the bed, and higher propagation velocities;
- (c) The presence of nonlinear effects as described by a quadratic drag term enlarges the region of stability limited by the neutral stability line;
- (d) The state of uniform fluidization is, nonetheless, always unstable to small perturbations, as already well established in the literature;
- (e) The contributions arising from the nonlinear term can not be neglected in solid-liquid systems.

REFERENCES

- [1] Cunha, F.R. and Fortes, A.P., "Nonlinear Fluid-Particle Interaction in the Mechanisms of Fluidization", Proceedings of the 10th Brazilian Congress of Mechanical Engineering, Vol. I, p.p. 367-370, Rio de Janeiro, Brazil, 1989.
- [2] Murray, J.D., "On the Mathematics of Fluidization. Part I Fundamented Equations and Wave Propagation", J. Fluid Mechanics; Vol. 21, p.p. 465-493, 1965.
- [3] Batchelor, G.K., "A New Theory of the Instability of a Uniform Fluidized Bed", J. Fluid Mechanics, Vol. 193, p.p. 75-110, 1988.
- [4] Homsy, G.M., El-Kaissy, M.M. and Didwania, A., "Instability Waves and the Origin of Bubbles in Fluidized Beds - II", Int. J. Multiphase Flow, Vol. 6, p.p. 305-318, 1979.
- [5] Anderson, T.B. and Jackson, R., "A Fluid Mechanical Description of Fluidized Beds", I/EC Fundamentals, Vol. 6, p.p. 527-539, 1967.
- [6] Brinkman, H.C., "A Calculation of the Viscous from Exerted by a Flowing Fluid on a Dense Swarm of Particles", Appl. Sci. Res., Vol. A1, p.p. 27-39,

1972.

- [7] Lundgren, T.S. "Slow Flow Through Stationery Randon Beds and Suspension of Sphers", J. Fluid Mechanics, Vol. 51, p.p. 273-299, 1972.
- [8] Cunha F.R., "Dynamical Analysis of Nonlinear Mechanims in Fluidization", (in Portuguese), M.Sc. Thesis, University of Brasilia, DF, Brazil, 1989.
- [9] El-Kaissy, M.M. and Homsy, G.M., "Instability Waves and the Origin of Bubbles in Fluidized Beds", Int. J. Multiphase Flow, Vol. 2, p.p. 379-395, 1975.



ALEJANDRO REYES S. y PEDRO I. ALVAREZ G.
Departamento de Ingeniería Química
Universidad de Santiago de Chile
Casilla 10233, Santiago, CHILE



RESUMEN

En un equipo de fluidización de laboratorio se obtuvieron curvas de secado de harina de soya, analizándose el efecto de la temperatura del aire de secado, velocidad de operación, tamaño de las partículas y altura del lecho. Las curvas experimentales son comparadas con las predicciones de algunos modelos disponibles, encontrándose que el modelo simplificado de Alvarez y Legues entrega una buena estimación de ellas. Los coeficientes de transferencia de calor, obtenidos durante el período de secado constante, son presentados en una correlación.

INTRODUCCION

En el secado de sólidos biológicos-donde la calidad del producto es fuertemente afectada por las condiciones térmicas-los secadores tradicionales (bandejas, rotatorios) presentan algunas desventajas. En este sentido, es atractivo el uso de un secador de lecho fluidizado donde el deterioro del producto, para la misma humedad final, es minimizado. En un secador de lecho fluidizado, debido a la presencia de burbujas, se tiene una fuerte agitación de las partículas que constituyen el lecho, obteniéndose elevados coeficientes de transferencia de calor y de masa, y por lo tanto bajos tiempos para el secado de sólidos particulados. Para estas unidades, la información disponible del coeficiente de transferencia de calor gas-partícula, h_p , es escasa, con marcadas diferencias entre ellas, dependiendo de la técnica experimental utilizada y del modelo empleado para interpretar los datos [1,2,3].

El secado batch, de harinas de soya, en un lecho fluidizado presenta diferentes períodos, a medida que disminuye el porcentaje de humedad de los sólidos: período de ajuste inicial, período de velocidad constante y período de velocidad decreciente. Asimismo, se observa una variación de las propiedades físicas del sólido durante el secado (calor específico, densidad, etc).

El objetivo del trabajo es determinar experimentalmente curvas de secado y coeficientes de transferencia de calor, analizando parámetros tales como temperatura del aire de secado, velocidad de operación, tamaño de las partículas y altura del lecho. Las curvas de secado son comparadas con las predicciones de algunos modelos disponibles. Los coeficientes de transferencia de calor se presentan en términos de una correlación adimensional.

MODELOS DE SECADO

El transporte de humedad dentro del sólido puede deberse a varios mecanismos que actúan simultáneamente, sin embargo, se acepta generalmente que el mecanismo controlante, a temperaturas moderadas, como las usadas para el secado de productos biológicos, es la difusión líquida [4]. En este caso, la mayoría de las publicaciones se basan en la aplicación de la ecuación de difusión de Fick, la cual se enuncia como:

$$\frac{\partial x}{\partial t} = \nabla \cdot (D_e \nabla x) \quad (1)$$

donde D_e representa a la difusión efectiva, parámetro que se determina a través de datos experimentales, x es la humedad del sólido en base seca y t es el tiempo. La ecuación 1 con el parámetro D_e constante, ha sido inte-

grada para diversas geometrías (Tabla 1 y ecuación 2), considerando que inicialmente todo el sólido se encuentra a humedad uniforme. Se asume además que en la superficie del sólido la humedad es la de equilibrio (X^*) y que en su centro el gradiente de humedad con la posición es nulo. Las predicciones de la ecuación 2 generalmente se alejan de los valores experimentales debido a que posee solo un parámetro para interpretar los complejos mecanismos que intervienen durante el secado.

$$\frac{\bar{X} - X^*}{X_o - X^*} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2v}{\lambda_n^2} \exp \left\{ -\lambda_n^2 \frac{D_e}{a^2} t \right\} \quad (2)$$

Tabla 1. Parámetros de la ecuación 2.

Geometría	v	λ_n	a
Placa infinita	1	$(2n-1)\pi/2$	semiespesor
Cilindro infinito	2	$J_o(\lambda_n)=0$	radio
Esfera	3	$n\pi$	radio

En un trabajo previo, Alvarez y Legues [5], propusieron un coeficiente de difusión efectivo, variable con el tiempo de acuerdo a la siguiente función:

$$D_e = D_o \left(1 + D_o/a^2 t \right)^b \quad (3)$$

en que D_o representa a la difusividad efectiva a tiempo cero y b es un parámetro. En este caso la integración de la ecuación 1, entrega la siguiente solución:

$$\frac{\bar{X} - X^*}{X_o - X^*} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2v}{\lambda_n^2} \exp \left[-\frac{\lambda_n^2}{(1+b)} \left(1 + \frac{D_o t}{a^2} \right)^{(1+b)} - 1 \right] \quad (4)$$

Un modelo simplificado considera sólo el primer término exponencial de la ecuación 4, cuya expresión está dada por :

$$\frac{\bar{X} - X^*}{X_o - X^*} = \exp \left[-\frac{\lambda_n^2}{(1+b)} \left(1 + \frac{D_o t}{a^2} \right)^{(1+b)} - 1 \right] \quad (5)$$

TRANSFERENCIA DE CALOR

Para cada uno de los períodos de secado es posible plantear las ecuaciones de balances de masa y energía, los que pueden ser resueltos bajo diferentes aproximaciones. Luego, de estas ecuaciones es posible evaluar el coeficiente de transferencia de calor. Un balance de energía aplicado al lecho, en el período de velocidad constante, considerando válido un modelo de mezcla completa, permite llegar a la siguiente expresión [1,2]:

$$-C_p G_o dT_g = h_p a (T_g - T_p) \tag{6}$$

Integrando esta ecuación es posible obtener la expresión para el coeficiente de transferencia de calor, h_p :

$$h_p = \frac{C_p G_o (T_{gE} - T_{gL})}{aL (T_{gL} - T_p)} \tag{7}$$

En esta ecuación T_p corresponde a la temperatura de las partículas, la cual puede ser considerada como la temperatura de bulbo húmedo del aire de secado. G_o es la densidad de flujo másico de aire. L es la altura del lecho en las condiciones de fluidización.

MATERIALES Y DESARROLLO EXPERIMENTAL

El equipo utilizado consistió en una columna de acero inoxidable, aislada exteriormente, de 11 cm de diámetro interno y 100 cm de longitud. La unidad dispone de un ventilador centrífugo y de resistencias eléctricas variables (figura 1). Para medir la temperatura se instalaron 6 termocuplas a lo largo del lecho. En cada corrida se cargó la columna con una masa determinada de harina húmeda y se realizó el secado en condiciones de operación preestablecidas. La variación de humedad de los sólidos durante el secado, se logró tomando muestras de sólidos (4 - 8 gr.) cada 1 minuto.

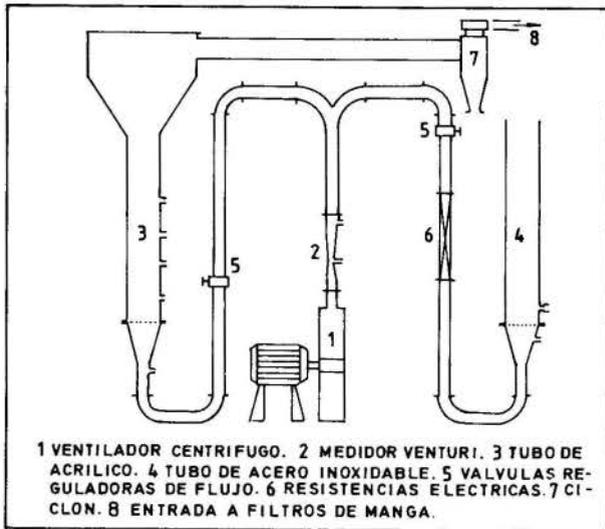


Figura 1. Esquema del equipo

Los sólidos utilizados fueron diferentes cortes de harina de soja. El área específica, a , -que se obtuvo experimentalmente haciendo escurrir aire a través de un lecho fijo de sólidos y empleando la ecuación de Ergun-, corresponde a harinas con una humedad media de 9%. V_{mf} se determinó con la humedad inicial (Tabla 2). En Tabla 3 se resumen las diferentes condiciones ensayadas.

Tabla 2. Características de la harina de soja

Malla	Diámetro (mm)	Area esp. (l/m)	V_{mf} (m/s)
10 + 14	1,673	17620	0,96
14 + 18	1,183	19985	0,72
18 + 20	0,922	21245	0,64

Tabla 3. Variables analizadas

Tamaño de los sólidos (mm)	0,922 ; 1,183 ; 1,673
% de humedad inicial	27 - 32
Velocidad de operación	(1,06 - 1,69) · V_{mf}
Altura de lecho fijo (cm)	16 ; 19 y 23
Temp. aire entrada, T_{gE} (°C)	60 : 75 y 90

PRESENTACION DE RESULTADOS Y DISCUSION

Condiciones de operación. Las velocidades de operación, V_o , fueron seleccionadas alrededor de la velocidad mínima de fluidización de la harina húmeda, ya que el flujo másico de aire para las exigencias térmicas de secado es menor que el requerido para la fluidización. V_{mf} se determinó experimentalmente graficando la caída de presión a través del lecho de sólidos húmedos vs la velocidad superficial del aire. Con la disminución de la humedad durante el secado, se produce una marcada disminución de V_{mf} , con lo cual, al final del secado, V_o corresponde a valores de 3 o más veces la V_{mf} de la harina seca.

Curvas de secado. En figura 2 se presenta una de las curvas de humedad vs tiempo, correspondiente al secado de harina de soja. En ellas se distingue al principio un período de acondicionamiento, luego viene la etapa de secado constante y finalmente el período de velocidad de secado decreciente. En figura 3 se muestra la variación de la temperatura del aire, T_{g1} , a una altura de 13 cm desde el distribuidor, es decir, el centro axial del lecho fluidizado. Si bien es cierto se detectaron pequeñas variaciones de temperatura con la posición axial, se consideró para los cálculos dicho valor. En figura 2, se muestra además la predicción del mejor de los modelos ensayados, el cual corresponde al modelo simplificado de Alvarez y Legues (ec. 5). Esto se repitió para todas las condiciones ensayadas.

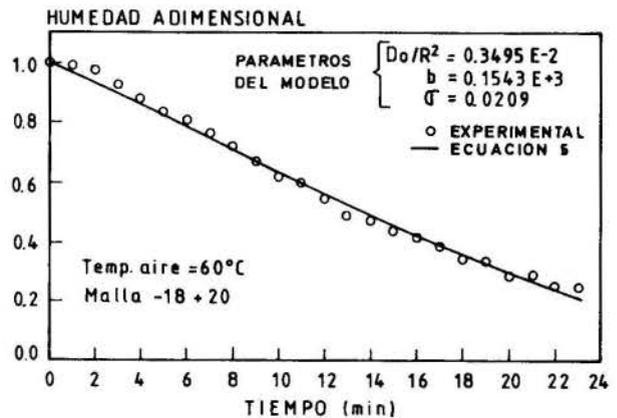


Figura 2. Curva de secado experimental y predicción de ec. 5.

En figura 3 se observa que para el período de velocidad constante no varía la temperatura del lecho. Kunii y Levenspiel [1] señalan que diversos grupos de investigación han considerado, usando diferentes argumentos, que esta temperatura es representativa del aire o de los sólidos. En este trabajo se consideró que la temperatura -determinada con una termocupla- es representativa de la temperatura del aire y se usó en el cálculo de h_p en ecuación 7.

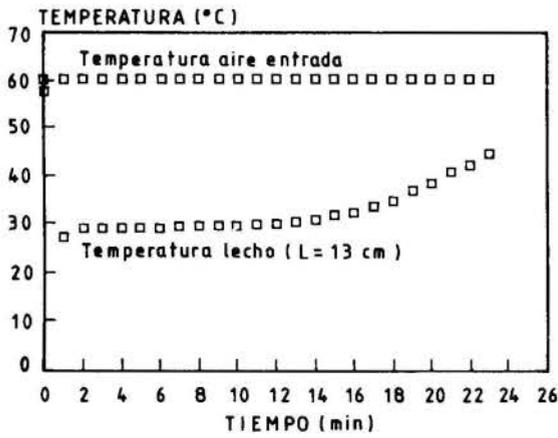


Figura 3. Perfil de temperatura para L = 13 cm.

Efecto de altura de lecho. Tal como se muestra en figura 4, a medida que aumenta la altura del lecho, la velocidad de secado disminuye, ya que al aumentar la cantidad de sólidos húmedos, para una misma cantidad de aire, debe aumentar el tiempo de secado. A bajas humedades todas las curvas tienden a un mismo valor.

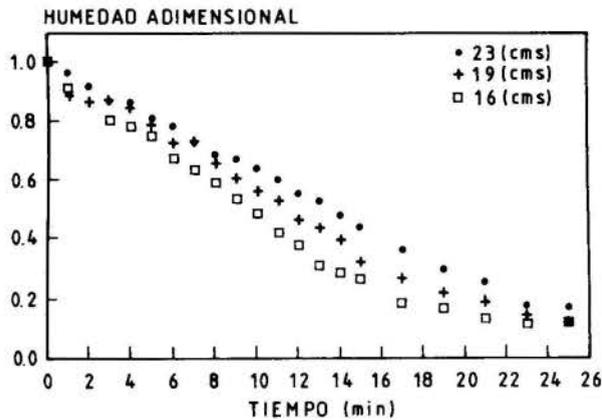


Figura 4. Efecto de la altura en la velocidad de secado.

Efecto de la temperatura del aire de entrada. En figura 5 se observa que a medida que aumenta la temperatura disminuye el tiempo de secado. Este que puede parecer aún relativamente alto, se debe a que la temperatura real del gas en el interior del lecho, en el período de velocidad constante, es del orden de 25-50°C, inferior a la temperatura de entrada del aire, tal como se muestra para uno de los ensayos en figura 3.

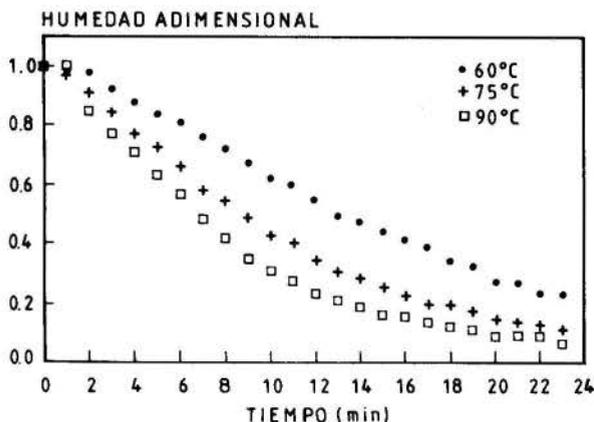


Figura 5. Efecto de la temperatura en la velocidad de secado.

Efecto de la velocidad del aire. La figura 6 muestra la variación de la velocidad de secado con la velocidad de operación utilizada en el proceso. La ausencia de sistemas de retención de finos, limitó los márgenes de las velocidades de operación, lo cual impide deducir una conclusión definitiva respecto al efecto de este parámetro. No obstante lo anterior, es posible apreciar una cierta tendencia a aumentar la velocidad de secado al subir la velocidad de operación, lo cual se debe a una disminución de las resistencias exteriores, al aumentar la agitación de las partículas.

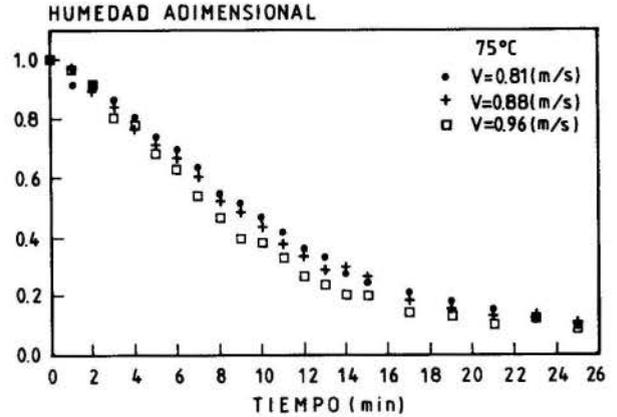


Figura 6. Efecto de la velocidad del aire en la velocidad de secado.

Influencia del tamaño de la partícula. En igualdad de condiciones de operación, se encontró una disminución del tiempo de secado con el aumento del tamaño de las partículas. Este efecto, que concuerda con los resultados de Mostafa, 1977 [3], se debería a la mayor área expuesta a la transferencia de calor y materia. A temperaturas mayores los efectos son más marcados.

Coefficientes de transferencia de calor. Los distintos valores de h_p , correspondientes a las diversas condiciones de operación ensayadas, ajustaron razonablemente bien la correlación adimensional siguiente:

$$Nu = h_p \cdot d/k = 0.00116 Re_p^{1.52} \quad (8)$$

En esta expresión, las propiedades físicas del aire son evaluadas para las condiciones de entrada al secador. En figura 7 se presenta la funcionalidad de Nusselt con el número de Reynolds, mostrándose tanto los puntos experimentales, como la predicción de la correlación 8. Para otros sistemas particulados, Kunii y Levenspiel [1] presentan la siguiente expresión:

$$Nu = 0,03 Re_p^{1,3} \quad (9)$$

Los coeficientes de transferencia de calor experimentales para harina de soja son inferiores a los calculados con la correlación 9, propuesta por Kunii y Levenspiel. Sin embargo, quedan en el rango de los valores reportados por otros autores [1].

Las discrepancias entre los valores del coeficiente de transferencia de calor aquí determinados, con los informados por otros investigadores, se deben en primer lugar a la naturaleza de los sólidos, a la técnica experimental utilizada para medir temperatura: empleo de termocuplas en el interior del lecho, tal como se usó en este trabajo o empleo de termocuplas de succión o termocuplas protegidas. Finalmente la elección de los modelos que describen el patrón de flujo tanto de la fase gaseosa como sólida: modelo de flujo pistón o modelo de mezcla completa.

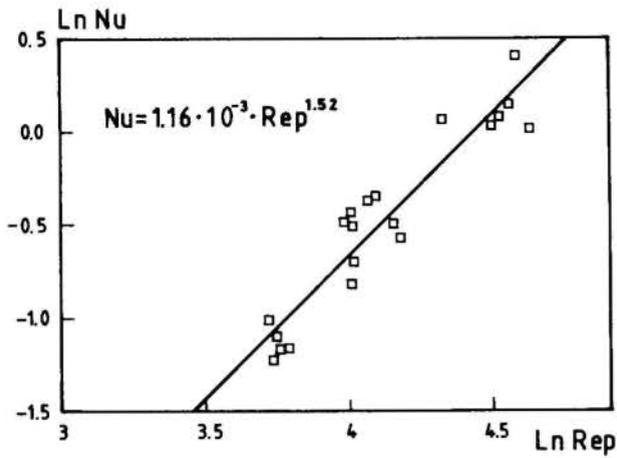


Figura 7. Funcionalidad de Nusselt con Reynolds.

AGRADECIMIENTOS

Los autores agradecen el apoyo financiero del Fondo de Desarrollo de Ciencia y Tecnología (FONDECYT) a través del proyecto "Estudio teórico y experimental del secado de sólidos particulados".

REFERENCIAS

- [1] Kunii D. y Levenspiel O. "Fluidization Engineering", Krieger Pub., Florida, 1977.
- [2] Botterill J.S. "Fluid-Bed heat transfer", Ac.Press Inc., 1975.
- [3] Davidson J.F., Clift R. y Harrison D. "Fluidization", Ac. Press Inc., 1985.
- [4] Luikov, A.V., Int. Journal of Heat and Mass Transfer, 9, 139-152, 1966.
- [5] Alvarez, P.I. y P. Legues, Drying Technology, 4(1), 1-17, 1986.
- [6] Chávez, P. "Coeficientes de transferencia de calor en un lecho fluidizado" Memoria Ing. Ejec. Quím. USACH, 1990.
- [7] Salcedo, M. "Secado de harinas en un lecho fluidizado". Memoria Ing.Ejec. Quím. USACH, 1990.
- [8] Rodríguez, V. "Caracterización de la fluidización de harinas de soya". Memoria Ing. Ejec. Quím. USACH, 1990.

SUMMARY

Drying curves were obtained for soya meal in a laboratory fluidized bed unit using the temperature and velocity of the air current, particle size and the height of the bed as parameters. The resulting curves were compared with some mathematical model. Good predictions was obtained with Alvarez and Legues correlation. The heat transfer coefficients for the constant rate drying yielded a correlation: $Nu = 0.00116 Re_p^{1.52}$.

III ENCIT – Itapema, SC (Dezembro 1990)

OTIMIZAÇÃO DE UMA PLANTA PILOTO PARA PIRÓLISE DE FINOS DE XISTO



HENRY FRANÇA MEIER

Departamento de Tecnologia Química - Universidade Regional de Blumenau - Blumenau, Santa Catarina.

MILTON MORI

Departamento de Processos Químicos - UNICAMP - Campinas, São Paulo.



SUMÁRIO

Este trabalho resume-se em apresentar a descrição matemática unidimensional, em regime permanente, de um reator de leito móvel para pirólise de finos de xisto, visando a otimização das condições geométricas e operacionais do reator. A modelagem matemática consiste em balanços diferenciais e globais de massa, energia e quantidade de movimento, com reação química e efeitos de secagem do xisto (problema de Simulação), e de uma função objetiva sujeita a um conjunto de restrições (problema de Otimização).

INTRODUÇÃO

O equipamento para o qual dedicamos nossa atenção, faz parte de uma instalação piloto, pertencente a PETROBRÁS-SIX, denominada PLASOL (Pirólise em Leito de Arraste de Sólidos) [7], [8]. Esta planta apresenta-se como uma possível alternativa para o aproveitamento dos finos de xisto na produção de gases e óleos leves, cujas características físicas e químicas assemelham-os àqueles oriundos do petróleo.

A pirólise em leito móvel, consiste fisicamente em se conduzir partículas finas de xisto via um agente de arraste (gás reciclado do processo), no interior de um tubo vertical aquecido, onde ocorrem simultaneamente os fenômenos de transporte de massa, de quantidade de movimento e de energia. Como o xisto contém um certo teor de orgânicos, cuja maior fração é o querogênio (hidrocarboneto de cadeia longa) e as quantidades de energia são suficientes para que se atinja a energia de ativação necessária, este hidrocarboneto se "quebra" em hidrocarbonetos menores sob o efeito do calor (pirólise), caracterizando o fenômeno com reação química.

Os objetivos deste trabalho são apresentar alguns resultados obtidos na tentativa de otimização das condições geométricas e operacionais do reator, a partir da construção de um modelo matemático que envolva uma função objetiva e restrições e o sistema de equações diferenciais representativo da simulação do equipamento.

O modelo a ser apresentado restringe-se ao tubo reator e ao seu sistema de aquecimento, não levando-se em consideração as etapas antecedentes e posteriores que complementam o processo [9].

Para fins de modelagem, podemos dividir o problema em duas partes: modelagem matemática para a simulação e, construção da função objetiva e restrições.

Com respeito ao modelo para a simulação, didaticamente existem duas regiões distintas:

- região interna onde ocorre o contato gás-sólido, caracterizado pelo mecanismo de transporte de partículas ascendente e em fase diluída;

- região externa relacionada com o tipo de aquecimento do sistema, que para a situação analisada, se dá devido a transformação de energia elétrica em calorífica em um corpo de resistências distribuídas uniformemente ao longo do reator.

Ainda com relação ao contato gás-sólido, as equações de conservação de quantidade de movimento pressupõe uma dissipação de momentum por atrito das partículas e do gás com a parede, e entre as fases, seguindo a metodologia apresentada pelo modelo de duas fases [4], [5]. Quanto a transferência de calor, os mecanismos facilmente identificáveis são a transferência convectiva de calor entre o gás e as partículas, entre a parede e a suspensão, e também uma parcela ainda mais significativa, relacionada com o mecanismo radiativo entre a parede e as partículas [2].

Levando-se em consideração a possibilidade do xisto conter umidade, o modelo prevê também, efeitos de secagem.

As hipóteses simplificadoras adotadas são:

- modelo de duas fases: fluido e partícula são considerados como fases isoladas que se interrelacionam pelas trocas de massa, quantidade de movimento e energia;
- modelo unidimensional: variações somente no sentido axial ("plug-flow");
- regime permanente: o sistema já atingiu o estado estacionário e não há nenhuma perturbação adicional;
- cinética de primeira ordem (consecutiva) para a reação de pirólise;
- diâmetro médio de Sauter para a caracterização das partículas de xisto;
- composição do xisto expressa em teor de orgânicos (querogênio e betume) e matéria inerte;
- perfil linear de temperatura na superfície interna do reator, perfeitamente controlado.

Quanto a construção da função objetiva, definimos como variáveis controláveis cinco variáveis de operação e três geométricas. As variáveis de operação são:

- fluxo mássico de xisto alimentado;
- fluxo mássico de gás de arraste alimentado;

- temperatura do xisto de entrada;
- temperatura de entrada do gás de arraste;
- coeficiente angular do perfil linear de temperatura de parede interna.

As variáveis geométricas são:

- diâmetro médio das partículas;
- altura do reator;
- diâmetro interno do reator.

A função objetiva relaciona a demanda energética com a capacidade produtiva, de maneira que quando maximizada forneça os valores das variáveis controláveis que satisfaçam as restrições e sejam o ponto ótimo da função (ótimo global).

Como a demanda energética e a capacidade produtiva são quantificadas somente com a simulação ao longo do reator, para cada avaliação da função objetiva necessitamos resolver um sistema de equações diferenciais.

MODELO MATEMÁTICO

O sistema de equações diferenciais de primeira ordem que representa matematicamente a região interna do reator, desenvolvido a partir das equações de conservação sujeitas às simplificações apresentadas, pode ser apresentado como segue.

Cinética da Pirólise:

$$\frac{dQ}{dz} = \frac{-k_1 Q}{v_z} \quad (1)$$

$$\frac{dB}{dz} = \frac{k_1 Q - k_2 B}{v_z} \quad (2)$$

$$\frac{dP}{dz} = \frac{k_2 B}{v_z} \quad (3)$$

$$\frac{dX}{dz} = \frac{1}{Y_0} \frac{dP}{dz} \quad (4)$$

$$\frac{dY}{dz} = \frac{Y_0(1 - Y_0) dX}{(1 - Y_0 X)^2 dz} \quad (5)$$

Fluidodinâmica do Transporte Pneumático:

$$(1 - U_{mi}) \left[(1 - \epsilon) A_T \rho_z \frac{dv_z}{dz} + (1 - \epsilon) A_T v_z \frac{d\rho_z}{dz} - A_T \rho_z v_z \frac{d\epsilon}{dz} \right] + Y_0 \dot{m}_z \Big|_{z=0} \frac{dX}{dz} - A_T (1 - \epsilon) \rho_z v_z \frac{dU_{mi}}{dz} = 0 \quad (6)$$

$$\epsilon A_T \rho_g \frac{dv_g}{dz} + \epsilon A_T v_g \frac{d\rho_g}{dz} + A_T \rho_g v_g \frac{d\epsilon}{dz} - Y_0 \dot{m}_z \Big|_{z=0} \frac{dX}{dz} + A_T (1 - \epsilon) \rho_z v_z \frac{dU_{mi}}{dz}$$

$$+ U_{mi} \left[A_T (1 - \epsilon) \rho_z \frac{dv_z}{dz} + A_T (1 - \epsilon) v_z \frac{d\rho_z}{dz} - A_T \rho_z v_z \frac{d\epsilon}{dz} \right] = 0 \quad (7)$$

$$\epsilon \frac{dP}{dz} + 2\rho_g \epsilon v_g \frac{dv_g}{dz} + \rho_g v_g^2 \frac{d\epsilon}{dz} + \epsilon v_g^2 \frac{d\rho_g}{dz} + g\rho_g \epsilon + \beta_A (v_g - v_z) + \frac{4r_{pg}}{D_T} = 0 \quad (8)$$

$$2\rho_z (1 - \epsilon) v_z \frac{dv_z}{dz} + (1 - \epsilon) v_z^2 \frac{d\rho_z}{dz} - v_z^2 \rho_z \frac{d\epsilon}{dz} + (1 - \epsilon) \frac{dP}{dz} + g\rho_z (1 - \epsilon) - \beta_A (v_g - v_z) + \frac{4r_{pz}}{D_T} = 0 \quad (9)$$

Balancos Energéticos:

- Modelo da Pirólise,

$$(1 - \epsilon) \rho_z v_z C_{pz} \frac{dT_z}{dz} + (1 - \epsilon) \rho_z v_z T_z \frac{dC_{pz}}{dz} + (1 - \epsilon) \rho_z C_{pz} T_z \frac{dv_z}{dz} + (1 - \epsilon) v_z C_{pz} T_z \frac{d\rho_z}{dz} - \rho_z v_z C_{pz} T_z \frac{d\epsilon}{dz} - \frac{C_{pz} (T_z - T_g) \dot{m}_{org} \Big|_{z=0}}{A_T} \frac{dX}{dz} - \frac{6(1 - \epsilon)}{d_p} [h_{gs} (T_g - T_z) + h_{rad} (T_w - T_z)] + \frac{\Delta H_r \dot{m}_{org} \Big|_{z=0}}{A_T} \frac{dX}{dz} = 0 \quad (10)$$

$$\epsilon \rho_g v_g C_{pg} \frac{dT_g}{dz} + \epsilon \rho_g v_g T_g \frac{dC_{pg}}{dz} + \epsilon \rho_g C_{pg} T_g \frac{dv_g}{dz} + \epsilon v_g C_{pg} T_g \frac{d\rho_g}{dz} + \rho_g v_g C_{pg} T_g \frac{d\epsilon}{dz} + \frac{C_{pg} (T_z - T_g) \dot{m}_{org} \Big|_{z=0}}{A_T} \frac{dX}{dz} - \frac{4}{D_T} h_{susp} \left[T_w - \frac{(T_g + T_z)}{2} \right] + \frac{6(1 - \epsilon)}{d_p} [h_{gs} (T_g - T_z)] = 0 \quad (11)$$

$$\frac{dU_{mi}}{dz} = 0 \quad (12)$$

- Modelo da Secagem,

$$\frac{dT_z}{dz} = 0 \quad (13)$$

$$\epsilon \rho_g v_g C_{pg} \frac{dT_g}{dz} + \epsilon \rho_g v_g T_g \frac{dC_{pg}}{dz} + \epsilon \rho_g C_{pg} T_g \frac{dv_g}{dz} + \epsilon v_g C_{pg} T_g \frac{d\rho_g}{dz} + \rho_g v_g C_{pg} T_g \frac{d\epsilon}{dz} + \frac{C_{pg} (T_z - T_g) \dot{m}_{org} \Big|_{z=0}}{A_T} \frac{dX}{dz} - \frac{4}{D_T} h_{susp} \left[T_w - \frac{(T_g + T_z)}{2} \right] + \frac{6(1 - \epsilon)}{d_p} [h_{gs} (T_g - T_z)] = 0 \quad (14)$$

$$\Delta H_{vap} \left\{ (1 - \epsilon) \rho_z v_z \frac{dU_{mi}}{dz} + \left[(1 - \epsilon) \rho_z \frac{dv_z}{dz} + (1 - \epsilon) v_z \frac{d\rho_z}{dz} - \rho_z v_z \frac{d\epsilon}{dz} \right] \right\} = \frac{4}{D_T} h_{susp} \left[T_w - \frac{(T_g + T_z)}{2} \right] + \frac{6(1 - \epsilon)}{d_p} h_{rad} (T_w - T_z) \quad (15)$$

Para a região de aquecimento (externa), necessitamos quantificar a demanda energética do sistema, efetuando balanços globais de energia no sistema de aquecimento e resolvê-los simultaneamente para cada ponto calculado no modelo da região interna. Assim,

$$T_w = T_w|_0 + \alpha z \quad (16)$$

$$T_2 = T_w + \frac{q_{int} r_1}{k_{res}} \ln\left(\frac{r_1}{r_2}\right) + \frac{Q_{total}}{2\pi \Delta z k_{res}} \left[\frac{1}{2} - \frac{r_1^2 \ln(r_1/r_2)}{(r_2^2 - r_1^2)} \right] \quad (17)$$

$$Q_{total} = A_z h_{rad} (T_w - T_x) + A_l h_{susp} \left[T_w - \left(\frac{T_x + T_g}{2} \right) \right] + A_{ez} h_{nat} (T_w - T_\infty) \quad (18)$$

$$h_{nat} A_{ez} (T_w - T_\infty) = \frac{2\pi k_{iz} \Delta z}{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} (T_2 - T_w) \quad (19)$$

É evidente que para a solução completa do modelo (equações de (1) a (19)), torna-se necessário a definição das condições iniciais do problema (geradas pelo algoritmo de otimização), a inclusão das equações constitutivas para a predição das propriedades físicas e a anexação das correlações para as estimativas dos fatores de atrito e dos coeficientes de transferência de calor [9].

FUNÇÃO OBJETIVA E RESTRIÇÕES

O problema de otimização pode ser resumido à maximização de uma função objetivo multivariável (oito variáveis controláveis) sujeita a um conjunto de restrições de desigualdade.

Analisando todos os termos energéticos envolvidos no processo, formulamos o problema da seguinte forma,

Maximizar,

$$f.obj. = Q_{prod} - Q_{zisto} - Q_{gas} - Q_{electr} \quad (20)$$

sujeita a:

$$\left\{ \begin{array}{l} 180 \text{ Kg/h} \leq m_x|_{z=0} \leq 360 \text{ Kg/h} ; \\ 61.2 \text{ Kg/h} \leq m_g|_{z=0} \leq 180 \text{ Kg/h} ; \\ 25^\circ\text{C} \leq T_x|_{z=0} \leq 100^\circ\text{C} ; \\ 110^\circ\text{C} \leq T_g|_{z=0} \leq 200^\circ\text{C} ; \\ 0.015\text{cm} \leq d_p \leq 0.025\text{cm} ; \\ 10\text{m} \leq L \leq 15\text{m} ; \\ 7\text{cm} \leq D_t \leq 10.226\text{cm} ; \\ 0.0 \leq \alpha \leq 0.5 \end{array} \right.$$

Onde,

$$Q_{prod} = m_x|_{z=0} Y_0 X|_{z=L} \overline{\Delta H_{comb}} \quad (21)$$

$$Q_{zisto} = m_x|_{z=0} C_{ps}|_{z=0} (T_x|_{z=0} - T_\infty) \quad (22)$$

$$Q_{gas} = m_g|_{z=0} C_{ps}|_{z=0} (T_g|_{z=0} - T_{g,in}) \quad (23)$$

$$Q_{electr} = \sum_{i=1}^{NPT} Q_i \quad (24)$$

As equações de (21) a (24) representam, respectivamente, a quantidade de energia produzida caso os produtos da pirólise sejam usados em processo de combustão, quantidade de energia sob forma de calor sensível necessária para o aquecimento do xisto e do gás até a temperatura de entrada e, a quantidade de energia utilizada para o aquecimento do sistema.

MÉTODOS NUMÉRICOS

Para a discretização do sistema de equações diferenciais ordinárias (equações de (1) a (15)), usamos o método da colocação ortogonal [3], [10] aplicado sequeencialmente para a solução deste problema (Problema de Valor Inicial). No método da colocação ortogonal sequencial, o domínio de integração é dividido em sub-domínios (elementos) e cada um deles é solucionado independentemente de maneira que a condição final de um elemento genérico k , transfira-se como condição inicial do elemento $k+1$ [9].

A solução do problema de otimização foi obtida através do método Complex proposto por Box [1], que não necessita de avaliações das derivadas da função objetiva, e apresenta boas taxas de convergência.

RESULTADOS

A legitimidade do modelo matemático foi comprovada pela comparação dos resultados simulados com dados experimentais obtidos na planta piloto [9].

Tabela 01. Resultados da Simulação

CONVERSÃO (%)	EXPERIMENTO		
	01	02	03
Experimental	75	92	95
Calculada	75.573	91.658	94.925
Erro Absoluto (%)	0.573	0.342	0.075

A tabela 01 apresenta algumas comparações dos resultados calculados com dados experimentais, mostrando a excelente concordância.

Tabela 02. Componentes do Complex Inicial (Iteração = 1)

Ponto	m_x	m_y	T_w	T_c	α	d_r	L	D_T	FUNÇÃO
01	77.22	20.33	112.78	100.00	0.1800	0.0219	1500.00	7.7020	37595.0
02	55.69	36.81	147.06	46.99	0.1172	0.0191	1052.40	9.0990	-27870.8
03	63.51	45.89	170.12	31.95	0.3080	0.0167	1495.10	9.7280	-42853.1
04	98.30	34.00	190.45	29.57	0.1468	0.0247	1424.20	8.8160	-25920.3
05	89.15	23.05	168.92	93.63	0.4810	0.0194	1019.30	8.9930	-19639.1
06	60.41	30.30	163.48	73.07	0.2137	0.0155	1180.70	9.9920	7421.8
07	78.44	46.40	145.84	67.97	0.3787	0.0163	1470.90	9.5390	-33361.3
08	74.94	24.76	173.64	98.76	0.0765	0.0191	1499.90	9.3630	17338.8
09	85.72	25.70	182.85	59.41	0.4665	0.0200	1090.10	9.1260	-29458.9
10	52.62	48.07	191.15	81.82	0.1396	0.0236	1083.80	7.9270	-55641.9
11	85.37	26.14	176.68	44.04	0.3647	0.0186	1313.40	9.8440	12681.3
12	67.96	43.91	113.60	64.31	0.4299	0.0187	1058.80	7.8520	-16358.2
13	56.84	46.12	127.80	94.68	0.4056	0.0247	1235.70	8.1890	-21057.0
14	74.62	20.82	117.71	39.40	0.4104	0.0207	1115.10	10.0650	35833.2
15	91.04	39.60	195.44	51.95	0.2242	0.0164	1087.60	10.0180	-47043.1
16	50.84	43.46	147.33	85.52	0.3240	0.0231	1106.70	9.8530	-29546.4

Partindo-se de 16 (desesseis) pontos iniciais para se definir o Complex no algoritmo de Otimização (vide Tabela 02), a convergência foi alcançada após 504 (Quinhentos e quatro) iterações, correspondendo a pelo menos um número equivalente de simulações, e o ponto ótimo encontrado pode ser visualizado através da tabela 03.

Todo o problema matemático foi solucionado utilizando-se um microcomputador do tipo PC - AT com uma placa gráfica aceleradora, e o tempo total de execução do algoritmo de otimização foi da ordem de aproximadamente 60 (sessenta) horas.

com a utilização de um fluxo maior de xisto alimentado;

- a conversão de orgânicos foi praticamente completa (100%);

- o perfil de temperatura de parede interna ótimo, foi bastante inferior aos perfis experimentais indicando a menor demanda energética;

- o fato de os perfis de temperatura do xisto e do gás cruzarem o perfil de temperatura de parede (vide figura 03), pode ser explicado pelo baixo consumo de energia pela reação química aliado ao aquecimento intenso que ocorre nos primeiros metros do reator;

Tabela 03. Componentes do Complex (Iteração = 504)

Ponto	m_x	m_y	T_w	T_c	α	d_r	L	D_T	FUNÇÃO
01	99.97	17.02	110.89	97.91	0.3350	0.0249	1044.60	8.5510	54517.5
02	100.00	17.11	110.52	97.66	0.3217	0.0249	1072.50	8.4370	54497.4
03	99.98	17.03	110.93	96.78	0.3280	0.0249	1066.30	8.4560	54484.1
04	100.00	17.07	110.96	97.53	0.3230	0.0249	1045.80	8.4870	54492.4
05	100.00	17.02	111.02	97.72	0.3340	0.0249	1063.40	8.5140	54490.8
06	99.96	17.04	110.89	97.91	0.3323	0.0249	1048.40	8.4570	54493.4
07	99.98	17.05	110.88	97.37	0.3287	0.0249	1059.90	8.4960	54490.2
08	99.99	17.06	111.30	96.26	0.3465	0.0248	1044.20	8.5640	54480.5
09	99.98	17.02	111.30	97.92	0.3557	0.0249	1044.80	8.5820	54485.5
10	99.98	17.06	110.72	97.64	0.3226	0.0249	1060.30	8.4710	54495.5
11	99.91	17.00	111.45	99.23	0.3467	0.0249	1021.30	8.6090	54483.5
12	99.91	17.00	110.83	98.14	0.3309	0.0249	1046.60	8.4510	54480.9
13	100.00	17.03	110.64	95.98	0.3242	0.0248	1071.10	8.4300	54507.1
14	99.98	17.05	110.61	96.75	0.3346	0.0248	1057.10	8.5040	54527.2
15	99.97	17.03	111.12	97.82	0.3308	0.0249	1047.00	8.5220	54487.0
16	100.00	17.09	110.79	97.30	0.3422	0.0248	1051.50	8.5630	54520.2

Efetuada-se uma simulação ao longo de todo o reator para o ponto ótimo (ponto 14 da tabela 03), podemos apresentar os resultados sob forma gráfica nas figuras 01, 02 e 03.

CONCLUSÕES

O ponto de ótimo encontrado pelo algoritmo de otimização apresentou as seguintes características:

- a altura do reator foi relativamente inferior àquela da instalação piloto a qual nos baseamos para análise da legitimidade do modelo;

- obteve-se uma produção substancialmente maior

- o diâmetro interno do reator no ponto ótimo, ficou um pouco acima do diâmetro experimental. Isto confirma ainda mais o aumento da conversão, pois com o aumento do diâmetro diminui-se as velocidades e aumenta-se o tempo de residência;

- o ponto de ótimo encontrado provavelmente é o ótimo global do problema, pois reiniciando o procedimento de otimização a partir de um ponto base diferente daquele utilizado para os testes, obtém-se a mesma solução;

- a condição ótima encontrada não necessariamente representa as melhores condições para a planta como um todo, mas pode servir como restrição para o dimensionamento dos demais equipamentos que compõem o sistema.

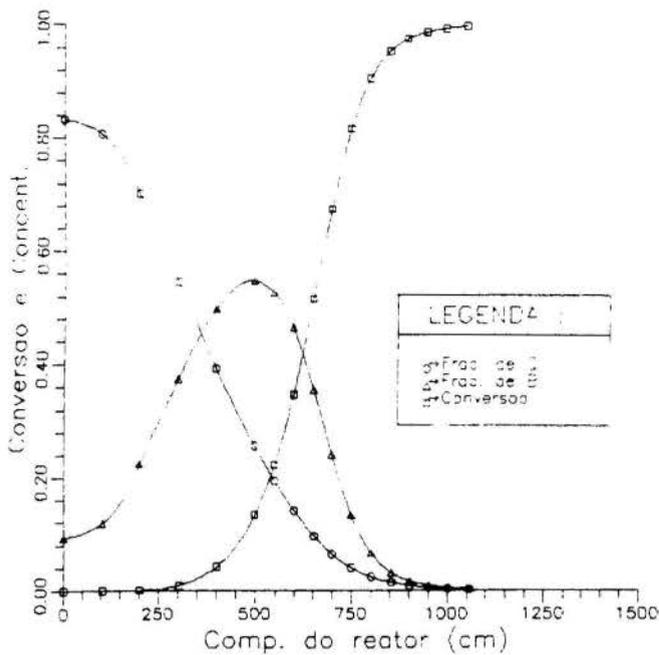


Figura 01. Comportamento cinético da pirólise do xisto (Ponto Ótimo)

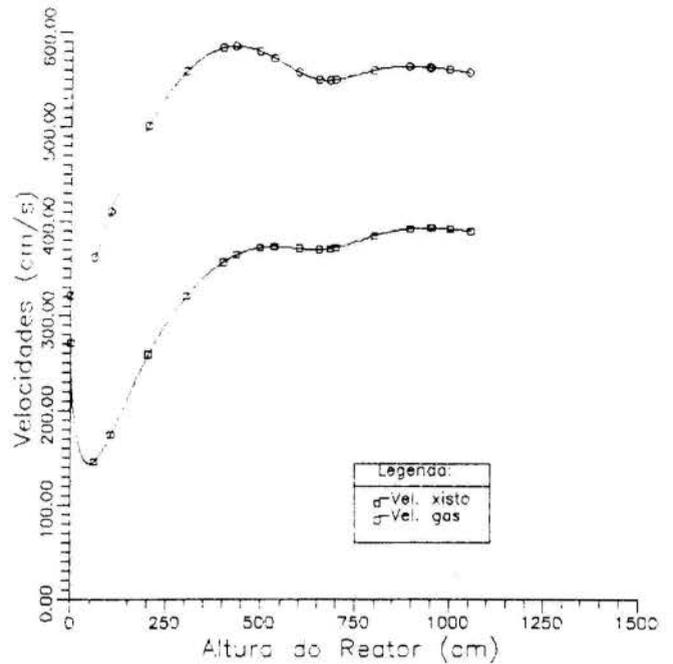


Figura 02. Velocidades do gás e dos sólidos

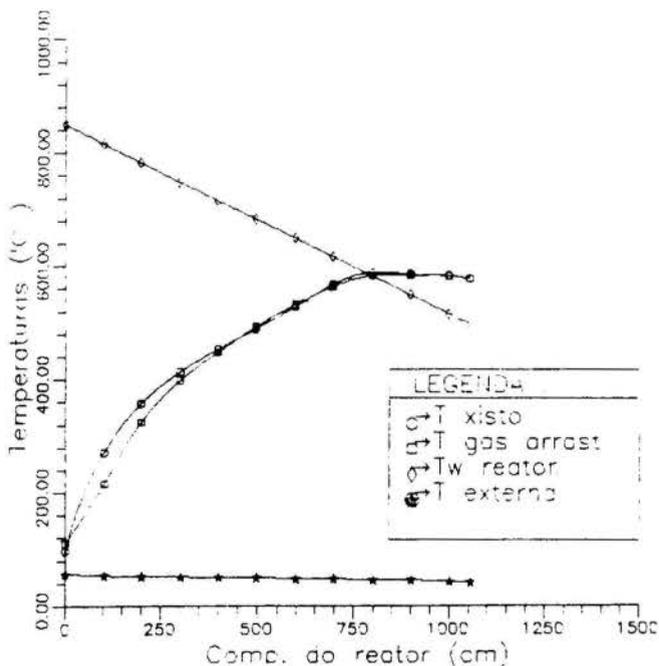


Figura 03. Perfis de Temperaturas no Reator

AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem os auxílios recebidos pelos seguintes órgãos: PADCT/CNPq (Processo 006402495/87) e FAPESP (Processo 89/2688-9).

REFERÊNCIAS

- [1] Box, M. J., "A New Method of Constrained Optimization and Comparison with other Methods", The Computer Journal, Vol. 8, pp. 42-52, 1965.
- [2] Budde, K., Hebecker, D., Schmidt, H., "Mathematical Description of Heat Transfer Process in Flowing Suspension at High Temperatures", Inter. Chem. Eng., Vol. 18, pp. 575-581, 1978.
- [3] Finlayson, B. A., "Nonlinear Analysis in Chemical Engineering", Ed. McGraw-Hill International Book Company, New York, 1980.
- [4] Gidaspow, D., "Hydrodynamic of Fluidization an Heat Transfer: Supercomputer Modeling", Appl. Mech. Rev., Vol. 39, pp. 01-23, 1986.
- [5] Gidaspow, D., Ettehadieh, B., "Fluidization in Two-Dimensional Beds with a Jet. 2. Hidrodinamic Modeling", Ind. Eng. Chem. Fundamental, Vol. 22, pp. 356-363, 1962.
- [6] Himmelblau, D. M., Edgar, T. F., "Optimization of Chemical Processes", Ed. MacGraw-Hill Book Company, New York, 1988.
- [7] Martignone, W. P., Silva, J. C., Casavichia, L. C., Gaião, U., "Desenvolvimento de uma tecnologia de Retortagem para os fins de Britagem - O Processo Plasol", 3º Congresso Brasileiro de Petróleo.
- [8] Martignone, W. P., Goldstein, L., Santana, C. C.,

"Estudos Preliminares de Modelagem da Pirólise de Finos de Xisto em Leito de Arraste", Anais do 1º Congresso Brasileiro de Transferência de Calor e Massa, pp. 367-377, 1987.

- [9] Meier, H. F., "Modelagem, Simulação e Otimização de um Reator de Leito Móvel para Pirólise de Finos de Xisto", Tese de Mestrado em Eng. Química, UNICAMP, 1990.
- [10] Villadsen, J. V., Michelsen, M. L., "Solutions of Differential Equations Models by Polynomial Approximation", Ed. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1978.

ABSTRACT

This work presents the modeling, simulation and optimization of one dimensional, steady mixture of moving-bed reactor for the pyrolysis of fine schists. The mathematical description of the reactor is based on material, energy and momentum balances and chemical reaction kinetics. The objective function for the reactor optimization is based on the conversion (productivity) and the consumption of energy with respect to operating conditions.

III ENCIT – Itapema, SC (Dezembro 1990)

UM MODELO DE PARÂMETROS DISTRIBUÍDOS PARA A
TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM LEITO DE ARRASTO



S. L. Bertoli e C. M. Hackenberg
Programa de Engenharia Química - COPPE - UFRJ
21945 - Rio de Janeiro - C.P. 68502



RESUMO

Neste trabalho desenvolve-se um modelo de parâmetros distribuídos para a transferência de calor em leito de arrasto. Obtem-se uma solução analítica do modelo pelo uso da transformada de Laplace e do teorema de Duhamel modificado. Os resultados obtidos tem mais representatividade do que aqueles encontrados na literatura utilizando parâmetros concentrados quando comparados à resultados experimentais.

INTRODUÇÃO

Poucas são as soluções analíticas disponíveis na literatura para modelos que descrevam o fenômeno da transferência de calor em leito de arrasto. A maioria destes modelos não inclui os efeitos da radiação térmica. Tien [1] pelo método de separação de variáveis, obteve uma solução para o escoamento turbulento, mas com restrições no número de Biot da partícula, razão de vazão mássica e ausência de radiação. Matsumoto *et alli* [2], propuseram um modelo no qual a difusividade térmica turbulenta das partículas foi suposta nula; além disso, consideraram que não há gradiente térmico no interior da partícula e que os perfis de velocidade do fluido e da partícula são uniformes na seção transversal do tubo (perfis planos) e não ocorre transferência de calor radiante. Este modelo foi resolvido pelo uso das transformadas de Hankel e de Laplace. Neste trabalho, apresenta-se a solução analítica de um modelo em parâmetros distribuídos que inclui os efeitos de radiação térmica e possibilita o cálculo do gradiente de temperatura no interior da partícula. As predições dos modelos são comparadas a resultados experimentais e a um outro modelo de parâmetros concentrados, desenvolvido por Bertoli e Hackenberg [3].

EQUAÇÕES DO MODELO DE PARÂMETROS DISTRIBUÍDOS

As hipóteses nas quais esta análise se baseia são as seguintes:

1. A parede é um corpo negro isotérmico ($T_w = \text{cte.}$).
2. As propriedades físicas do fluido e da partícula são uniformes e constantes.
3. O escoamento é desenvolvido em ambas as fases e as velocidades do fluido e das partículas são uniformes na seção transversal do tubo.
4. As partículas são esferas de tamanho único, distribuídas uniformemente na seção transversal do tubo.
5. A temperatura das partículas não varia com sua posição radial no tubo.
6. Não há transferência de calor por condução direta entre as partículas e a parede do tubo.
7. A difusividade térmica turbulenta do fluido é desprezível.
8. As partículas são corpos cinzas.
9. O fator de forma partícula-parede é unitário.
10. O fluido é transparente à radiação.

Considerando-se estas hipóteses, tem-se as seguintes equações que descrevem as temperaturas do fluido, $T_f(r,t)$ e das partículas, $T_p(\xi,t)$ em um duto cilíndrico.

Para o fluido:

$$\frac{\rho_f C_{p_f} u_f}{u_p} \frac{\partial T_f}{\partial t} = \frac{n_p h_p A_p}{V} (T_{ps} - \bar{T}_f) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r k_f \frac{\partial T_f}{\partial r} \right) \quad (1)$$

Para a partícula:

$$\frac{1}{\alpha_p} \frac{\partial T_p}{\partial t} = \frac{2}{\xi} \frac{\partial T_p}{\partial \xi} + \frac{\partial^2 T_p}{\partial \xi^2} \quad (2)$$

onde, r e ξ são as coordenadas radiais cilíndrica e esférica respectivamente, n_p é o número de partículas no volume $V = \pi R^2 dx$ e $\bar{T}_f(t)$ é a temperatura média seccional

$$\bar{T}_f(t) = (2/R^2) \int_0^R T_f(r,t) r dr \quad (3)$$

$$e \quad t = x / u_p, \quad (4)$$

onde x é a distância axial.

O sistema formado pelas equações (1) a (4) é sujeito às seguintes condições iniciais e de contorno:

$$r = R : T_f = T_w \quad (5)$$

$$r = 0 : T_f = \text{finito} \quad (6)$$

$$t = 0 : T_f = T_{f1} \quad (7)$$

$$\xi = R_p, t > 0 : T_p = T_{ps}(t) \quad (8)$$

$$\xi = 0, t > 0 : T_p = \text{finito} \quad (9)$$

$$t = 0, 0 < \xi < R_p : T_p = T_{p1} \quad (10)$$

e à condição adicional, em $\xi = R_p, t > 0$

$$-k_p \frac{\partial T_p}{\partial \xi} = h_p (T_{ps} - \bar{T}_f) + h_r (T_{ps} - T_w) \quad (11)$$

que possibilita a determinação da temperatura da interface gás-sólido, $T_{ps}(t)$.

Definindo-se :

$$\kappa = u_r / u_p \quad (12)$$

$$e \quad \gamma = n_v h_p A_p / V \rho_f C_f \quad (13)$$

e fazendo-se a seguinte mudança de variável,

$$\theta_p(\xi, t) = (T_p(\xi, t) - T_{p1}) / T_{p1} \quad (14)$$

pode-se reescrever as equações para o fluido e a partícula, na seguinte forma :

$$\kappa \frac{\partial T_f}{\partial t} = \gamma (T_{ps} - \bar{T}_f) + \alpha \left(\frac{1}{r} \frac{\partial T_f}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_f}{\partial r^2} \right) \quad (15)$$

$$\frac{1}{\alpha_p} \frac{\partial \theta_p}{\partial t} = \frac{2}{\xi} \frac{\partial \theta_p}{\partial \xi} + \frac{\partial^2 \theta_p}{\partial \xi^2} \quad (16)$$

As condições de contorno (8) a (11), também são reescritas:

$$\xi = R_p, t > 0 : \theta_p = \frac{T_{ps}(t) - T_{p1}}{T_{p1}} = \phi(t) \quad (17)$$

$$\xi = 0, t > 0 : \theta_p = \text{finito} \quad (18)$$

$$t = 0, 0 < \xi < R_p : \theta_p = 0 \quad (19)$$

e a condição adicional,

$$\xi = R_p, t > 0 : \frac{\partial \theta_p}{\partial \xi} = - (h_p/k_p) \left(\phi(t) + (T_{p1} - \bar{T}_f(t))/T_{p1} \right) - (h_r/k_p)/k_p \left(\phi(t) + (T_{p1} - T_w)/T_{p1} \right) = G(t) \quad (20)$$

SOLUÇÃO DO MODELO

Pelo teorema de Basset-Duhamel modificado, desenvolvido por Hackenberg [4], para funcionais de contorno, o problema descrito pela equação (16) e pelas condições de contorno (17) a (20) possui a seguinte solução :

$$\theta_p(\xi, t) = \int_0^t u(\xi, t-\tau) \frac{\partial \phi(\tau)}{\partial \tau} d\tau + \phi(0) u(\xi, \tau) \quad (21)$$

onde $u(\xi, t)$ é a solução do problema auxiliar :

$$\frac{\partial^2 u(\xi, t)}{\partial \xi^2} + \frac{2}{\xi} \frac{\partial u(\xi, t)}{\partial \xi} = \frac{1}{\alpha_p} \frac{\partial u(\xi, t)}{\partial t} \quad (22)$$

$$\text{c.c.1 : } \xi = 0, t > 0, u = \text{finito}$$

$$\text{c.c.2 : } \xi = R_p, t > 0, u = 1$$

$$\text{c.i. : } 0 < \xi < R_p, t = 0, u = 0$$

onde a função arbitrária $\phi(t)$, no contorno, para satisfazer a eq. (20), é determinada pela equação :

$$\frac{d\phi(t)}{dt} * \frac{\partial u(\xi, t)}{\partial \xi} \Big|_{\xi=R_p} + \phi(0) \frac{\partial u(\xi, t)}{\partial \xi} = G(t), \quad (23)$$

onde (*) é a operação de convolução.

Consequentemente, como o sistema (22) tem solução analítica conhecida na forma :

$$u(\xi, t) = 1 + \frac{2 R_p}{\pi \xi} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{(-1)^j}{j} \text{sen} \left(\frac{j \pi \xi}{R_p} \right) \times \exp \left[- \left(\frac{j \pi}{R_p} \right)^2 \alpha_p t \right] \quad (24)$$

resulta que

$$\frac{d\phi(t)}{dt} * \frac{2}{R_p} \sum_{j=1}^{\infty} K(t) d\tau + \phi(0) \frac{2}{R_p} \sum_{j=1}^{\infty} K(t) = G(t) \quad (25)$$

onde

$$K(t) = \sum_{j=1}^{\infty} \exp \left(- \frac{j^2 \pi^2 \alpha_p t}{R_p^2} \right) \quad (26)$$

Multiplicando-se esta equação por $k_p/(h_p+h_r)$ e definindo-se :

$$\delta = \frac{2 k_p}{R_p (h_p + h_r)}, \quad \omega = \frac{h_p}{h_p + h_r}, \quad (27)$$

$$\eta = (\omega h_r / h_p) \left((T_w - T_{p1}) / T_{p1} \right) \quad (28)$$

$$\text{e } f(t) = \omega (T_f(t) - T_{p1}) / T_{p1} + \eta \quad (29)$$

pode-se reescrever a equação para a determinação de $\phi(t)$ como :

$$\delta \int_0^t \phi'(\tau) K(t-\tau) d\tau + \delta \phi(0) K(t) = -\phi(t) + f(t) \quad (30)$$

Aplicando-se a transformada de Laplace na equação acima, vem que :

$$\phi(s) = f(s) / \left(1 + \delta s K(s) \right) \quad (31)$$

$$\text{onde } K(s) = \sum_{j=1}^{\infty} 1 / (s + z j^2), \quad z = \pi^2 \alpha_p / R_p^2 \quad (32)$$

Também, conforme demonstrado em [3], $K(s)$ pode ser escrito na forma fechada :

$$K(s) = R_p^2 / \alpha_p \left(\text{cotgh}(y) / (2y) - 1 / (2y^2) \right) \quad (33)$$

$$\text{onde } y = R\rho \sqrt{s / \alpha_p} \quad (34)$$

Das equações (29) e (17) no espaço transformado obtém-se :

$$f(s) = \omega \bar{T}_f(s) / T_{p1} - (\omega - \eta) / s \quad (35)$$

$$\phi(s) = T_{ps}(s) / T_{p1} - 1 / s \quad (36)$$

Substituindo as equações (33), (35) e (36) na equação (31) e resolvendo para $T_{ps}(s)$, tem-se :

$$T_{ps}(s) = \frac{2 \omega \bar{T}_f(s)}{2 + \delta [y \operatorname{cotgh}(y) - 1]} + \frac{T_{p1}}{s} \left\{ 1 - \frac{2 (\omega - \eta)}{2 + \delta [y \operatorname{cotgh}(y) - 1]} \right\} \quad (37)$$

A equação para a temperatura do fluido, no domínio s , é obtida pela transformada de Laplace da eq. (15), logo

$$\frac{d^2 T_f(r, s)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT_f(r, s)}{dr} - \frac{\kappa s}{\alpha} T_f(r, s) = \frac{\gamma}{\alpha} \left(\bar{T}_f(s) - T_{ps}(s) \right) - \frac{\kappa T_{f1}}{\alpha} \quad (38)$$

A solução desta equação não homogênea é dada pela superposição da solução da equação homogênea associada e da solução particular, obtida por inspeção

$$T_{rp} = -\beta(s) = \frac{\gamma}{\kappa s} \left(\bar{T}_f(s) - T_{ps}(s) \right) - \frac{T_{f1}}{s} \quad (39)$$

Como a equação homogênea é uma equação diferencial de Bessel modificada de ordem zero, vem que

$$T_f(r, s) = A I_0(\lambda r) + B K_0(\lambda r) - \beta(s) \quad (40)$$

onde A e B são constantes arbitrárias e $\lambda = \sqrt{\kappa s / \alpha}$. Das equações (5) e (6) resulta que $B = 0$ e $A = (Tw/s + \beta(s)) / I_0(\lambda R)$. Logo,

$$T_f(r, s) = Tw \frac{I_0(\lambda r)}{s I_0(\lambda R)} + \beta(s) \left(\frac{I_0(\lambda r)}{I_0(\lambda R)} - 1 \right) \quad (41)$$

Das equações (3) e (41), por integração vem que

$$\bar{T}_f(s) = \frac{2 I_1(\lambda R)}{\lambda R I_0(\lambda R)} \left[\frac{Tw}{s} + \beta(s) \right] - \beta(s) \quad (42)$$

Definindo-se agora,

$$p(s) = \frac{1}{\kappa s} \left\{ \frac{2 \omega}{2 + \delta [y \operatorname{cotgh}(y) - 1]} - 1 \right\} \quad (43)$$

$$h(s) = \frac{1}{\kappa s} \left\{ 1 - \frac{2 (\omega - \eta)}{2 + \delta [y \operatorname{cotgh}(y) - 1]} \right\} \quad (44)$$

empregando-se as formas de recorrência das funções de Bessel, e combinando-se as equações (37), (39) e (42) resulta finalmente :

$$\bar{T}_f(s) = \frac{2 Tw I_1(\lambda R) + \left(\gamma h(s) T_{p1} + T_{f1} \right) \lambda R I_2(\lambda R)}{\left(I_0(\lambda R) - \gamma p(s) I_2(\lambda R) \right) s \lambda R} \quad (45)$$

As equações (37) e (41) podem ser expressas em termos de $p(s)$ e $h(s)$, concluindo-se assim a solução do sistema no domínio s :

$$T_{ps}(s) = \left(\kappa s p(s) + 1 \right) \bar{T}_f(s) + \kappa T_{p1} h(s) \quad (46)$$

$$T_f(r, s) = \frac{Tw}{s} \frac{I_0(\lambda r)}{I_0(\lambda R)} - \left(\gamma p(s) \bar{T}_f(s) + \frac{T_{f1}}{s} + \gamma \frac{h(s)}{s} T_{p1} \right) \left[\frac{I_0(\lambda r)}{I_0(\lambda R)} - 1 \right] \quad (47)$$

Utilizando-se o método dos resíduos, resultam então as seguintes soluções no domínio do tempo :

$$T_{ps}(t) = Tw - 4 \omega \sum_{n=1}^{\infty} \exp(\operatorname{ant} r(\operatorname{an})) F(\operatorname{an}) \quad (48)$$

$$T_f(r, t) = Tw + 4 \gamma \sum_{n=1}^{\infty} e^{\operatorname{ant} t} \left(\frac{J_0(\tau_n R)}{J_0(\tau_n R)} - 1 \right) p(\operatorname{an}) F(\operatorname{an}) \quad (49)$$

$$\text{ondé, } r(\operatorname{an}) = \frac{2}{2 + \delta [D |\operatorname{an}|^{1/2} \operatorname{cotg}(D |\operatorname{an}|^{1/2}) - 1]} \quad (50)$$

$$F(\operatorname{an}) = \frac{Tw - T_{f1} - \gamma [h(\operatorname{an}) T_{p1} + p(\operatorname{an}) Tw]}{(\tau_n R)^2 [1 - \gamma p(\operatorname{an})]^2 + 4 \gamma [p(\operatorname{an}) - \operatorname{an} p'(\operatorname{an})]} \quad (51)$$

$$p(\operatorname{an}) = \frac{1}{\kappa \operatorname{an}} \left\{ \frac{2 \omega}{2 + \delta [D |\operatorname{an}|^{1/2} \operatorname{cotg}(D |\operatorname{an}|^{1/2}) - 1]} - 1 \right\} \quad (52)$$

$$h(\operatorname{an}) = \frac{1}{\kappa \operatorname{an}} \left\{ 1 - \frac{2 (\omega - \eta)}{2 + \delta [D |\operatorname{an}|^{1/2} \operatorname{cotg}(D |\operatorname{an}|^{1/2}) - 1]} \right\} \quad (53)$$

$$p'(\operatorname{an}) = - \frac{p(\operatorname{an})}{\operatorname{an}} - \frac{\omega \delta D}{\kappa \operatorname{an} |\operatorname{an}|^{1/2}} \times \left\{ \frac{D |\operatorname{an}|^{1/2} [1 + \operatorname{cotg}^2(D |\operatorname{an}|^{1/2})] - \operatorname{cotg}(D |\operatorname{an}|^{1/2})}{[2 + (D |\operatorname{an}|^{1/2} \operatorname{cotg}(D |\operatorname{an}|^{1/2}) - 1)]^2} \right\} \quad (54)$$

$$D = R\rho / \sqrt{\alpha_p} \quad \text{e} \quad \operatorname{an} = -\alpha \tau_n^2 / \kappa \quad (55)$$

Os valores τ_n são as raízes da equação :

$$J_0(\tau R) + \gamma p(-\alpha \tau^2 / \kappa) J_2(\tau R) = 0 \quad (56)$$

Introduzindo-se $\phi(t) = (T_p(t) - T_{p1}) / T_{p1}$ na equação (21) e substituindo-se a expressão de $\theta_p(\xi, t)$ (eq. (14)), resulta o campo de temperatura da partícula, $T_p(\xi, t)$, que pode ser integrado para a determinação da temperatura média volumétrica da partícula, $\bar{T}_p(t)$. Consequentemente, vem que :

$$T_p(\xi, t) = \phi(t) T_{p1} + \frac{2 R_p}{\pi \xi} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{(-1)^j}{j} \operatorname{sen} \left(\frac{j \pi \xi}{R_p} \right) \left\{ \phi(0) \times \right. \\ \left. \times T_{p1} \exp \left[- \left(\frac{j \pi}{R_p} \right)^2 \alpha_p t \right] - 4 \omega \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \exp(ant) - \right. \right. \\ \left. \left. - \exp \left[- \left(\frac{j \pi}{R_p} \right)^2 \alpha_p t \right] \right\} \frac{an \gamma(an) F(an)}{an + \alpha_p (j\pi/R_p)^2} \right\} + T_{p1} \quad (57)$$

$$\bar{T}_p(t) = \phi(t) T_{p1} - \frac{6}{\pi^2} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{1}{j^2} \left\{ \phi(0) T_{p1} \times \right. \\ \left. \times \exp \left[- \left(\frac{j \pi}{R_p} \right)^2 \alpha_p t \right] - 4 \omega \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \exp(ant) - \right. \right. \\ \left. \left. - \exp \left[- \left(\frac{j \pi}{R_p} \right)^2 \alpha_p t \right] \right\} \frac{an \gamma(an) F(an)}{an + \alpha_p (j\pi/R_p)^2} \right\} + T_{p1} \quad (58)$$

Levando-se a equação (49) à eq. (3), obtém-se a temperatura média do fluido no tempo t , na forma

$$\bar{T}_f(t) = T_w + (8\gamma/R^2) \sum_{n=1}^{\infty} e^{ant} F(an) p(an) \times \\ \times \int_0^R \left(\frac{J_0(\tau n r)}{J_0(\tau n R)} - 1 \right) r dr \quad (59)$$

A determinação da integral acima pode ser feita utilizando-se as formas de recorrência das funções de Bessel juntamente com a equação das raízes (eq. (57)), para finalmente obter-se :

$$\bar{T}_f(t) = T_w - 4 \sum_{n=1}^{\infty} e^{ant} F(an) \quad (60)$$

ANÁLISE DOS RESULTADOS

As predições dos modelos serão comparadas a seguir, a uma série de testes térmicos realizados com uma mistura de partículas de xisto e ar, conforme apresentados por Lisboa [5]. As condições experimentais e as propriedades físicas dos materiais envolvidos

encontram-se descritas em Bertoli [7], Lisboa [5]. O coeficiente de transferência de calor fluido-partícula é calculado pela correlação de Kato [6].

A tabela 1 apresenta uma comparação entre os resultados obtidos neste trabalho (PD) com o modelo de parâmetros concentrados (PC), Bertoli e Hackenberg [3]. Vê-se que as previsões dos modelos apresentam boa concordância entre si e com os valores experimentais utilizados para a determinação do erro ,

$$E\% = (T_{calc} - T_{exp}) / T_{exp} \times 100 \quad (61)$$

Tab 1. Comparação entre os Modelos e os Res. Exp.

	Param. Distrib. (PD)				Param. Concent. (PC)			
	\bar{T}_f (L)	E %	\bar{T}_p (L)	E %	\bar{T}_f (L)	E %	\bar{T}_p (L)	E %
1	69,36	+1,25	55,51	-13,5	73,01	+6,58	54,01	-15,9
2	55,02	-8,45	44,32	-11,0	58,50	-2,66	43,51	-12,6
3	92,53	-0,29	72,74	-7,10	97,94	-5,54	70,36	-10,1
4	77,24	-10,2	62,07	-4,65	82,30	-4,30	60,76	-6,67
5	122,46	-2,42	95,57	-1,98	130,21	+3,75	92,14	-5,50
6	103,43	-2,42	82,29	+2,48	110,67	+4,40	80,36	0,075

= Teste

A figura 1 apresenta a influência da temperatura da parede nas previsões da temperatura média do fluido nos casos de razão de vazão mássica $R = W_s/W_f$ de 2,7 e 7,8 respectivamente. A figura 2 mostra as previsões para a temperatura média das partículas nas mesmas condições.

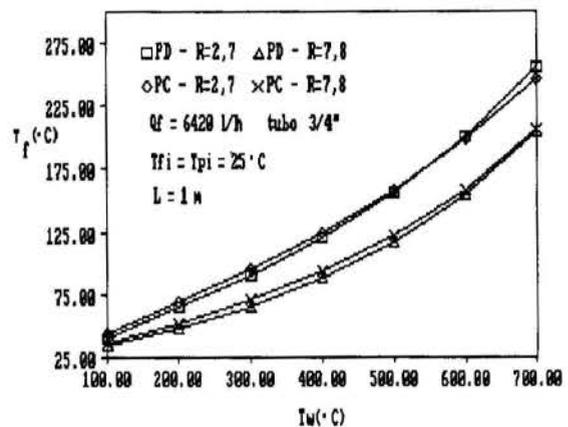


Fig 1 - Comparação entre as previsões dos modelos para a temperatura média do fluido.

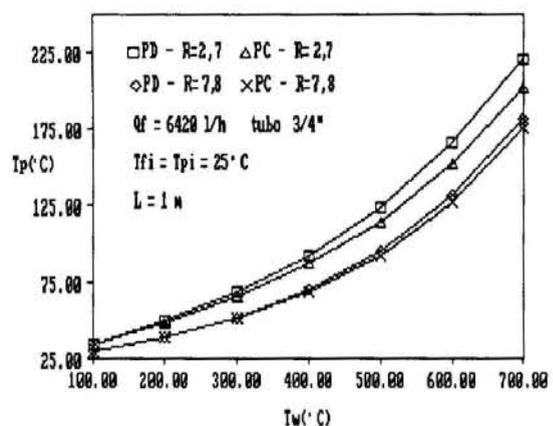


Fig 2 - Comparação entre as previsões dos modelos para a temperatura média da partícula.

Estas figuras demonstram boa concordância nas previsões de ambos os modelos. A influência da temperatura da parede e da razão mássica sobre a temperatura média do fluido é a mesma observada em [3], ou seja, com o aumento de T_w , \bar{T}_f e \bar{T}_p também aumentam (como era de se esperar) e com o aumento em W_s/W_f , \bar{T}_f e \bar{T}_p diminuem em virtude do aumento da capacidade calorífica da mistura.

Definindo-se os fluxos de calor total, radiante e convectivo na parede na forma:

$$q_w^T = q_w^R + q_w^C \quad (62)$$

$$q_w^R = h_r \frac{n_v A_p}{A_w} (T_w - T_{ps}(t)) \quad (63)$$

$$q_w^C = -k_f \left. \frac{\partial T_f}{\partial r} \right|_{r=R} \quad (64)$$

onde o coeficiente de transferência de calor radiante parede-partícula é simplificado para a equação:

$$h_r = \epsilon_p \sigma (T_w^2 + T_{ps}^2) (T_w + T_{ps}), \quad (65)$$

das equações (49), (56) e das propriedades das funções de Bessel, pode-se escrever que

$$q_w^C = -2 R k_f \sum_{n=1}^{\infty} e^{ant} \tau_n^2 \left\{ \gamma p(a) - 1 \right\} F(an) \quad (66)$$

A figura 3 mostra a influência da temperatura da parede e da razão mássica sólido/gás sobre a relação entre o fluxo de calor radiante e o fluxo total na parede. Nota-se que o acréscimo de ambos os fatores promove substancialmente o fluxo radiante relativo (neste modelo $q_w^R \sim W_s T^4/u_p$ e $q_w^C \sim T$).

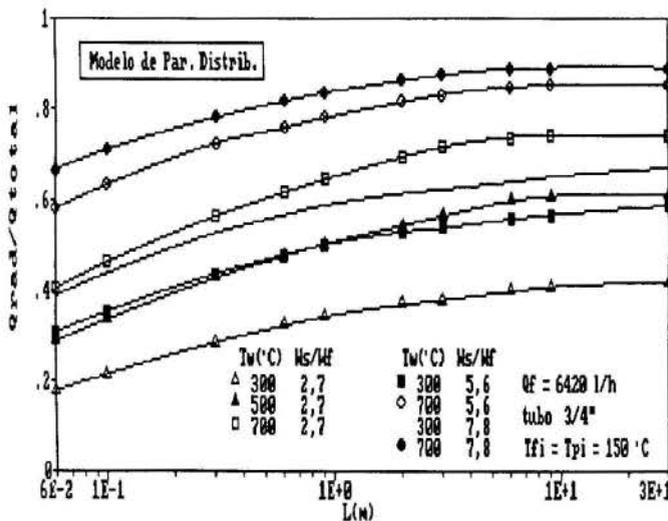


Fig 3 - Influência da temperatura da parede e da razão de vazão mássica sobre o fluxo radiante relativo na parede.

Para a superfície da partícula, os fluxos de calor total, radiante e convectivo, são dados pelas seguintes expressões:

$$q_s^T = q_s^R + q_s^C \quad (67)$$

$$q_s^R = h_r (T_w - T_{ps}(t)) \quad (68)$$

$$q_s^C = h_d (\bar{T}_f(t) - T_{ps}(t)) \quad (69)$$

A figura 4 mostra a influência de T_w e de W_s/W_f sobre o fluxo radiante relativo na superfície da partícula. Pode-se observar que o fluxo de calor radiante representa parcela significativa do fluxo total transferido às partículas.

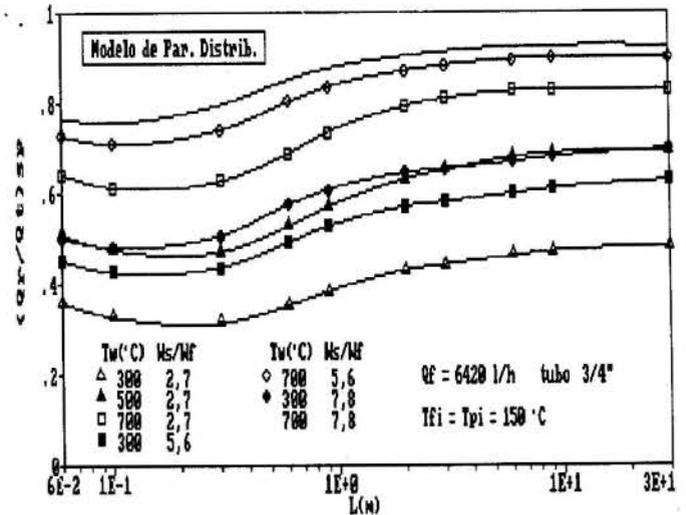


Fig 4 - Influência da temperatura da parede e da razão de vazão mássica sobre o fluxo radiante relativo na superfície da partícula.

As maiores diferenças entre os fluxos térmicos relativos calculados com os resultados obtidos neste trabalho para os parâmetros distribuídos com o modelo de parâmetros concentrados [3], são observadas para pequenos valores do comprimento da seção de aquecimento L. Estas diferenças são devidas basicamente ao fato de que neste caso h_w é um coeficiente local e isto faz com que a variação de q^C em L seja maior do que no modelo de parâmetros concentrados. Para grandes comprimentos da seção de aquecimento, os modelos apresentam comportamento semelhante (h_w tende a \bar{h}_w). As figuras 5 e 6 apresentam uma comparação entre as previsões do modelo de parâmetros concentrados e o presente modelo para as temperaturas médias do fluido e da partícula em função de T_w , a diferentes números de Reynolds ($Re = DG/\mu$ na entrada da seção de aquecimento). Para Re crescente observa-se um aumento nos valores preditos de \bar{T}_f pelo modelo de parâmetros concentrados em relação ao presente. Este resultado já era esperado, uma vez que neste modelo a difusividade térmica turbulenta do fluido foi considerada desprezível. Desta forma, o modelo não prevê elevação nas taxas de transferência de calor com o aumento do número de Reynolds. No modelo de parâmetros concentrados [3], este acréscimo é dado pelo aumento em h_w .

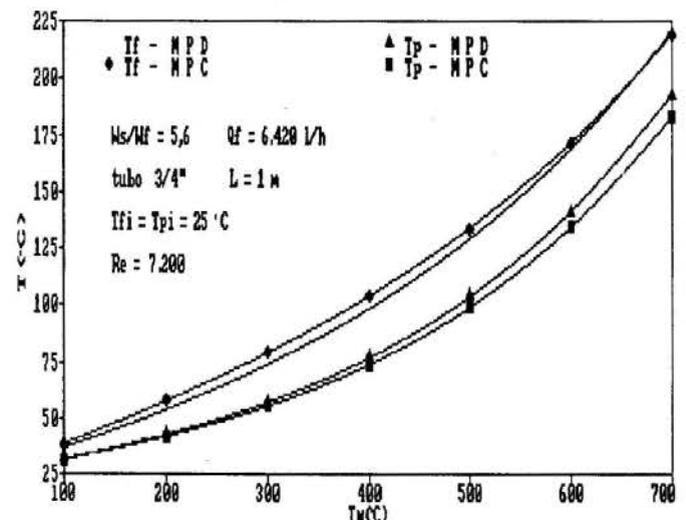


Fig 5 - Comparação entre os resultados obtidos para $Re = 7.200$.

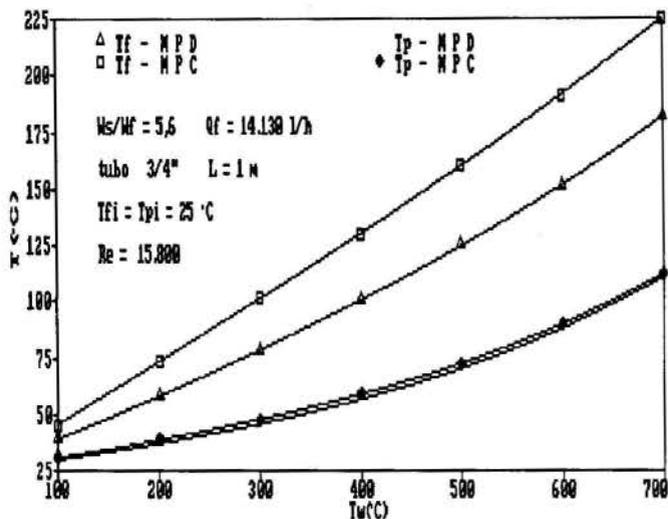


Fig 6 - Comparação entre os resultados obtidos para $Re = 15.800$.

CONCLUSÕES

O modelo aqui proposto é adequado para prever as temperaturas e fluxos térmicos nos processos de transferência de calor em leito de arrasto. Para baixos Re , os resultados do modelo comparam-se bem aos resultados obtidos em trabalho anterior com um modelo de parâmetros concentrados [3]. A vantagem é que neste caso não é necessário utilizar-se uma correlação para o coeficiente de transferência de calor parede-mistura, h_w , que pode ser calculado através do perfil de temperatura determinado. Na prática o modelo pode ser utilizado para o projeto de reatores térmicos de leito de arrasto em função das condições iniciais, temperatura de parede e velocidade das partículas.

No uso dos resultados desenvolvidos neste trabalho, deve-se atentar para as simplificações nele implícitas, já que a inobservância de determinadas restrições pode conduzir a diferenças significativas entre as previsões e os valores reais de temperaturas e fluxos térmicos em situações fora do escopo desta análise.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Tien, C.L., "Heat Transfer by a Turbulently Flowing Fluid-Solid mixture in a Pipe," *Journal of Heat Transfer*, Transactions of the ASME, C 83, 183-188, 1961.
- [2] Matsumoto, S., Takahashi, A., Susuki, M., Maeda, S., "Gas Temperature Distributions and Eddy Diffusivity of Heat in Gaseous Suspension Flow," *Journal of Chemical Engineering of Japan*, vol. 12, n - 3, 183-189, 1979.
- [3] Bertoli, S. L., Hackenberg, C. M. "Radiant and Convective Heat Transfer on Pneumatic Transport of Particles," subm. publicação no I.J.H.M. Transfer.
- [4] Hackenberg, C.M., "On the Unsteady Resistance of Submerged Spherical Bodies," Ph.D Dissertation, Univ. of Florida, 1969.
- [5] Lisboa, A.C.L, Transferência de Calor em Leito de Arrasto de Xisto, Tese de Mestrado, COPPE, Universidade Federal do Rio de Janeiro, 1987.
- [6] Kato, K., Onozawa, I., Noguchi, Y., "Gas-Particle Heat Transfer in a Dispersed Bed," *Journal of Chemical Engineering of Japan*, vol. 16, n - 3, 1983

[7] Bertoli, S. L., "Transferência de Calor Convectiva e Radiante em Leito de Arrasto," Tese de Mestrado, COPPE, Universidade Federal do Rio de Janeiro, 1989.

SUMMARY

In this work the heat transfer to a flowing mixture of solid spherical particles is described through a distributed parameter model. The analytical solution is determined by means of the modified Duhamel theorem and the Laplace transform method. When compared to experiments the results are shown to be more consistent than the existent lumped-capacity solutions.

THE EFFECT OF MONOSIZED HEXANE DROPLETS ON THE THERMAL STRUCTURE OF A LIFTED GASEOUS FLAME



K.G. Rasmussen
Eaton Corporation
Hydraulics Division
Eden Prairie, Minnesota, 55344

M. Queiroz
Mechanical Engineering Dept.
Brigham Young University
Provo, Utah 84602



SUMMARY

Gas temperature measurements have been completed in a lifted propane flame with and without droplets issuing from a contoured nozzle at several radial stations in the developing region of the jet. A general decrease in the average gas temperature was observed in the flame when the droplets were introduced, due to local evaporative cooling effects. Rms temperature profiles with two local extremes at either side of the average reaction zone were observed for $5 < x/D < 20$ in the gaseous flame. Further downstream along the centerline, this region disappeared because the jet's fuel-rich, central core ceased to exist. The droplets prolonged the axial region where these double-maxima rms temperature profiles existed, due to an extension of the flame core. A comparison of power spectral densities measured with and without the droplets suggests that the droplets substantially changed the flow field in the core region, to the point of inhibiting a complex vortical structure existent in the gaseous flame.

INTRODUCTION

The objective of this work was to experimentally study the effect of monodispersed fuel droplets on the thermal structure of a lifted propane jet flame issuing from a contoured nozzle. Because of its simplicity, reproducibility and, at the same time, practical application in aircraft combustor design, much work has been done to understand the thermal structure of jet flames, using experimental techniques varying from microthermocouples [1-5] to laser diagnostics [6,7]. The need to study droplet effects on such flames stems from the fact that, in general, practical applications involve two-phase flows, and the extension of gaseous combustion theories to multi-phase systems may not be so trivial due to the droplets' strong effect on and interaction with turbulence, chemical reactions and heat transfer phenomena.

A comprehensive study revealing the hydro and thermodynamic structures of a reacting and non-reacting jet was performed by Yule and co-workers [8]. Measurements made in the developing region of the jet ($x/D < 20$) using laser anemometry, microthermocouple, ionization probe, laser schlieren, and high-speed film were compared for different values of jet Reynolds number and equivalence ratio. Time-resolved temperature measurements were limited to spatially-resolved average temperatures. Similar to the flame studied here, their reactive flow was characterized by a cylindrical flame centered around two vortical systems: an outer shear layer formed by toroidal vortices with predominant frequencies in the range of 10-20 Hz, caused by hydrodynamic instability in the interfacial zone between the hot gases in the outer edge of the flame and the surrounding air, and an inner shear layer associated with a high-frequency system of coherent vortices caused by instabilities in the jet of unburned gas, which for reasons of stoichiometry is more or less confined within the cylindrical flame sheet.

Quantitative measurements and flow visualization performed by others have supported the information presented by Yule *et al.* [8] and increased our understanding in areas such as scalar dissipation [6,9], and flame stabilization, transition and instability [10-14]. Several other studies exist which focus entirely on the thermal structure of premixed and diffusion jet flames [1-5]. To the authors' knowledge, the introduction of liquid fuel in these gaseous flame was only done by Shuen *et al.* [15] to study the problem of monosized particle dispersion issuing from a single methanol stream at the jet's centerline.

The measurements presented in this article include profiles of the four statistical moments (average, rms, skewness, and kurtosis) of time-resolved temperature data. Probability density functions (pdf), power spectral density (psd) and autocorrelations for the same locations in the gaseous flame are also reported. These measurements are then compared to similar ones made in the same flame with four monodispersed streams of 70 μm hexane droplets issuing from the jet's centerline.

EXPERIMENTAL PROCEDURE FLAME CONFIGURATION

A cross-sectional view of the axisymmetric flame generator with some typical dimensions is shown in Figure 1. The exit diameter (D) of the generator is 8.53 mm. The droplet array consisted of four hexane streams in a two by two square matrix 2 mm in length on each side. The droplet stream flow was parallel along the centerline axis and into the core of a co-flowing lifted partially-premixed propane jet. The orifice size of the droplet

atomizer was 50 μm which produces small monosized droplets. The droplet generator used a vibrating piezoelectric crystal to atomize the hexane streams to produce nearly monosized droplets. From the frequency of vibration, orifice diameter, and liquid velocity the droplet diameter could be calculated with good accuracy [16]. The liquid hexane flow rate was 2.17 mL/min, producing an initial droplet velocity of 2.3 m/s. The piezoelectric crystal was driven at a frequency of 25,000 Hz. With these input parameters the initial droplet diameter was calculated to be 70 μm . As shown in Figure 1, the flame generator also has screens to prevent flash back into the mixing chamber and to serve as straighteners for the airflow.

The propane and air flow rates to the generator were 21,300 mL/min and 4700 mL/min, respectively. From the volume flow rate of the propane-air mixture, a Reynolds number, based on the exit diameter, of $4600 \pm 4\%$ was calculated. Positioning of the flame with respect to the thermocouple probe was accomplished by a computer-controlled, three-axis positioning table with an accuracy of ± 0.025 mm.

The flame has a simple geometry which allows probes to be freely inserted and photographic documentation to be made. The main advantage to the geometry, however, is the independent control of droplet-related parameters that affect the flame structure (e.g., droplet number density, droplet size, and droplet velocity). Although the flame considered here is unsteady, preliminary studies indicated that, for time scales comparable with the sampling time, the flame could be considered axisymmetric [17]. For this reason temperature profiles were only measured from centerline to one of the edges of the flame.

Bare, 50 μm diameter, platinum-platinum 10% rhodium micro-thermocouples were used in this study to obtain the temperature data. The data acquisition system hardware was developed by Son [18]. A Metrabyte DAS-20 board was used to do analog-to-digital conversion and data collection. Care was taken to shield all cables to the positioning table and to the sampling hardware to reduce the amount of electrical noise. A sampling frequency of 4000 Hz was used in all tests, thus avoiding aliasing by meeting the Nyquist criterion. The sampling time was 131 sec, which produced 524,288 data points at each location in the flame.

In order to accurately measure temperature fluctuations in a flame, the thermocouple data must be compensated for thermal inertia effects. A digital compensation procedure that uses a Fast Fourier Transform (FFT), developed by Son *et al.* [19], was employed in the present study. Spatially-resolved time constants were measured by a cross power spectra method using two thermocouples with different response characteristics as described by Strahle and Muthukrishnan [20]. Several measurements were made in the locations to be studied and the measured time constants, ranging from 35 ms and 45 ms, were best fit as a function of the local gas-phase temperature. Sources of error associated with the temperature measurements are the typical ones mentioned in the open literature [1-5, 8]. Conduction losses through the leads, radiation losses, catalytic effects on the surface of the wires, soot deposition, and spatial variations on time constant are the most important sources of error.

In these experiments, conduction losses were minimized by the probe design suggested by Yule *et al.* [8]. Radiation corrections (5 to 10% maximum at the highest temperatures) were performed, following the procedure suggested by Gupta and Lilley [21]. The extent that catalytic effects influence the temperature measurements is questionable [22] and

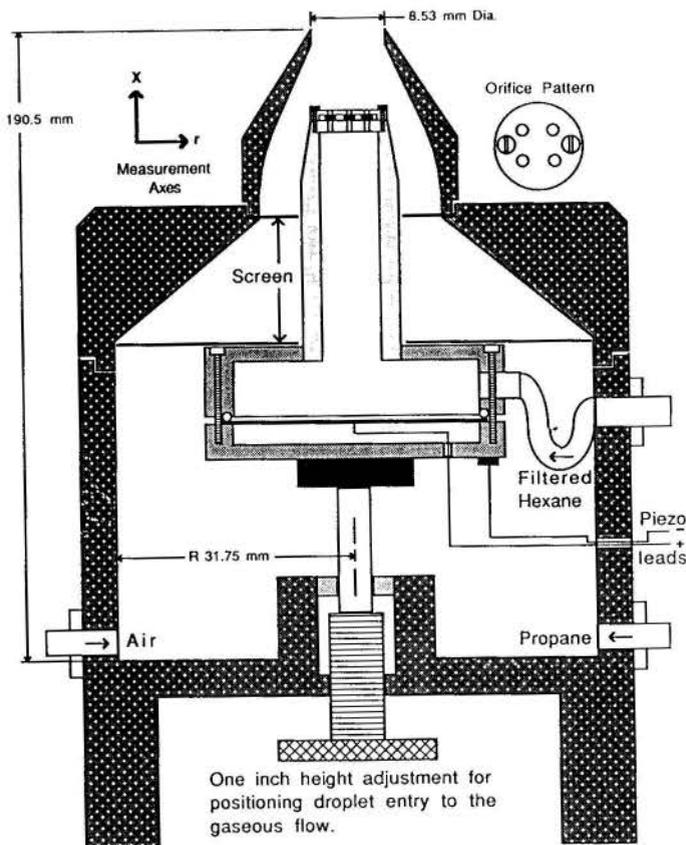


Fig. 1 Schematic not drawn to scale of the flame and droplet generator with some typical dimensions.

thermocouple probes are usually left uncoated to maximize the frequency response [1-5]. The catalytic effect is normally controlled by coating the thermocouple; however, the coating reduces the frequency response of the thermocouple while increasing the radiative heat loss. Catalytic effects in diffusion flames have been reported to be much less significant than in premixed flames [23, 24]. It also has been reported [25] that in premixed flames the maximum temperature difference is 100 °C due to surface conditions of the thermocouple and emissivity differences rather than catalysis. Therefore, catalysis was not considered in this study. Soot deposition was not observed to be a problem in the regions of the flame where temperature measurements were made. Variations of time constant through the flame constitute the most important source of error for the measurement of temperature fluctuations. Although spatially-resolved time constant measurements were made, the digital compensation method used here is an advantage over electrical methods because the same raw data can be compensated more than once without repeating the experiments [18]. Root-mean-square noise in the temperature signal was measured to be less than 1 °C and the relative error in average temperature was estimated to be less than ± 10%.

In the presence of liquid fuel, droplet impingement is another concern. Queiroz, *et al.* [26] performed a study on the ability of thermocouples to measure gas-phase temperature in the presence of liquid fuel droplets. They found that the droplet effect on gas-phase temperature measurements was small in areas of the flame where the temperature was above 350 °C. Son [18] also studied this problem and confirmed that the effect is minimized when the temperature is 350 °C or higher. The droplet impingement effect was neglected in this study, since the droplets used were small (70 μm in diameter) and the temperatures in the core were much higher than 350 °C in the area where the majority of temperature measurements were made. Furthermore, the measurements were taken starting from the centerline and proceeding radially outward between the droplet streams.

RESULTS AND DISCUSSION

Profiles at $x/D = 10$ and 20, as well as at the jet's centerline, will be discussed here. The profiles at $x/D = 5$ and 7 were also measured, but are not presented here due to space limitation. These profiles can be found in the thesis of Rasmussen [27]. Suffice it to say that they present the same qualitative trends as the profile at $x/D = 10$. In this section the physical phenomenon is first described, followed by a discussion on the thermal structure of the gaseous flame. Finally, the effect of the droplets is discussed.

PHYSICAL PHENOMENA

When operating the apparatus under the conditions described herein a fuel rich, lifted flame is produced. An exact equivalence ratio is difficult to determine as a result of the lifted aspect of the flame geometry, since ambient air was entrained before the fluctuating flame. However, for the purpose of comparison, the equivalence ratio of the fuel-air mixture supplied to the generator was 5.25. The fluctuating flame is stable at a downstream location approximately four jet diameters away from the nozzle. This region is characterized by a bright blue combustion zone located at approximately $r/D = 1.4$. The combustion zone is circular in geometry and fluctuates visibly. Near the centerline there exists a core of gas mixture exiting the nozzle with higher velocities, whose radius is reduced as the axial distance from the nozzle is increased. A schematic of the flame with the droplets in the developing region of the jet is shown in Figure 2. The flame ends with a yellow tail as a result of diffusion-controlled burning in that region.

On the outside edge of the fluctuating combustion zone the flow forms large vortical structures (Figure 2) produced by the hydrodynamic instability, which is caused by an interaction of hot gases near the outer edge of the flame with the surrounding ambient air. These structures are characterized by low frequency fluctuations and have been seen in other experimental studies that have used the same flame geometry [8, 10-14]. An inner shear layer also exists at the edge of the core region, characterized by a system of small coherent vortices. This system of coherent vortices is formed by the jet of unburned gases and confined by the cylindrical combustion zone. This fuel-rich core eventually ceases to exist as a result of turbulent mixing, coalescence of vortices, and drag due to lower gas velocities outside the core.

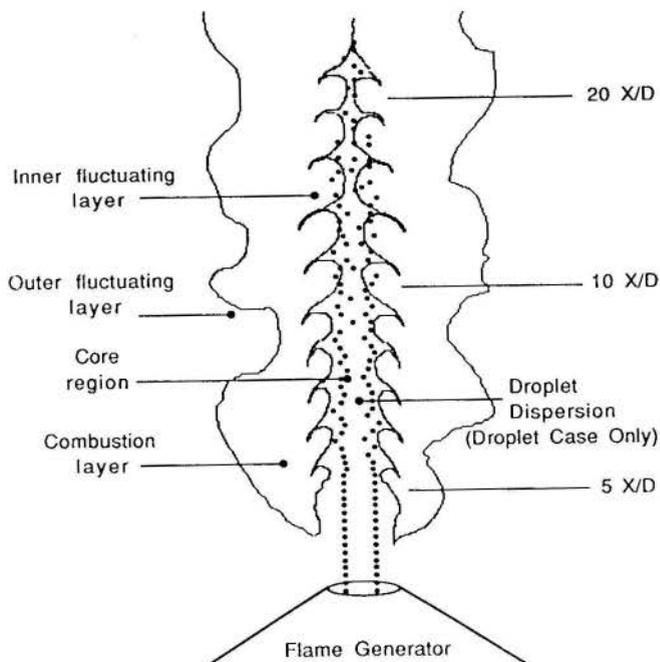


Fig. 2 Schematic of flame structure showing vortical structures and droplet flow.

THERMAL STRUCTURE OF THE GASEOUS FLAME

Statistical Moments and pdf Figure 3 shows radial mean and rms profiles for the axial stations $x/D = 10$ and 20. In general, the temperature is low at the centerline, increases to a high value at the average location of the reaction zone, and finally decreases to room temperature at the edge of the jet. In the range of $5 < x/D < 10$ a fluctuating yellow flame exists in the outer regions of the jet, perhaps caused by imperfections in the apparatus or interference of the droplet generator with the gas flow. This narrow flame is not stationary, but rotates around the periphery of the jet at very low angular velocities. It is believed that this fluctuating flame is responsible for the slight increase in average and rms temperatures observed at the edge of the flame at $x/D = 10$ (see Figure 3 at $r/D = 3.5$). At $x/D = 20$, the centerline mean temperature reaches 1000 °C. This is caused by the complete mixing of the products and reactants, indicating the elimination of the cool core region. Yule *et al.* [8] have also shown this convergence of the core. The flame outer diameter has also increased from $x/D = 10$ to 20.

The double-peak rms profile is caused by a very complex vortical structure. Note that both maximum rms values occur at the location where the mean temperature gradient is the highest. The larger of the dual rms

maxima occurs in the outer fluctuating layer, which is affected by a complex interaction of the small inner roll-up vortices, that mix cool core and burned gases, and the large outer vortices, which entrain a substantial amount of ambient air. The inner maxima occurs as a result of small roll-up vortices composed of unburned fuel, newly entrained ambient air, or hot combustion products contacting the thermocouple. The core elimination phenomenon extends the region of high rms values clear to the centerline of the flame at $x/D = 20$, eliminating the double-peak rms profile. The high mean and rms temperatures at the centerline of the jet at $x/D = 20$ suggest that reaction, in a very intermittent fashion, may be taking place at the jet's centerline when oxygen is capable of reaching those inner locations. The work of Gladnick, LaRue, and Samuelsen [6] is the only other thermal structure study that we are aware of, which presents similar rms profiles in a turbulent diffusion flame. The results of our study substantiate their findings that these double-peak rms profiles would be more commonly found in diffusion rather than premixed flames. As will be discussed later, the addition of the droplets will make the flame more diffusion-like and the double-peak rms profile will be extended to an axial location of $x/D = 20$.

Figure 4 shows skewness and kurtosis profiles. For a Gaussian distribution, skewness and kurtosis have values of zero and three, respectively. Near the centerline at $x/D = 10$ the temperature distribution is

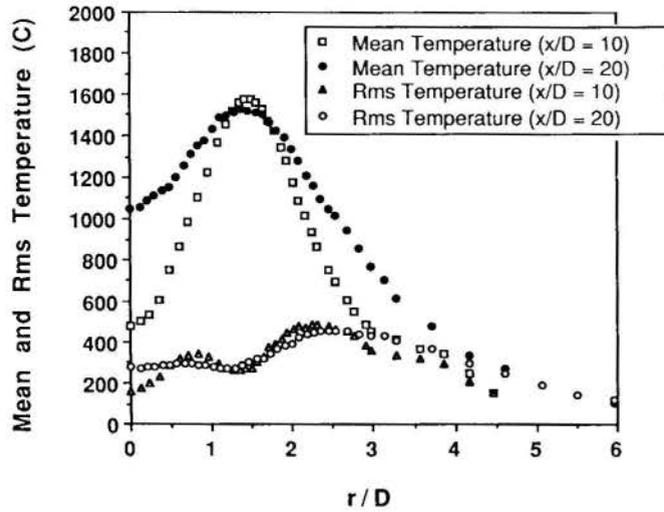


Fig. 3 Mean and rms temperature profiles for the gaseous flame at the axial locations of $x/D = 10$ and 20 .

skewed towards high temperatures (skewness values greater than zero due to the sporadic presence of the flame front) and more peaked than a Gaussian distribution (kurtosis values greater than three because the fuel-rich core mixture is usually at low temperatures). At the location of the first rms peak (see Figure 3 at $r/D = 0.75$) the temperature distributions show no skewness but are much flatter than a Gaussian norm. Physically, a large temperature spectrum exists due to the exposure of the thermocouple to the small roll-up vortices that are mixing cold core fluid with reaction products. At the average location of the reaction zone ($r/D = 1.3$) the distributions are skewed towards low values with a large population of high temperatures. In this region the thermocouple is detecting mostly high temperatures due to the presence of the reaction zone, but with cooler pockets due to the fluctuating motion of the flame front (primarily caused by the small roll-up vortices), which exposes the thermocouple to cold core fluid or entrained ambient air. At the second rms peak ($r/D = 2.25$), the strong mixing process found at the location of the first rms peak is again observed, but is now enhanced by a complex interaction of the second outer vortical structure, which brings cold ambient air to the "edge" of the reaction zone, with the small roll-up vortices, which entrain cold core fluid. The temperature spectrum is again not skewed, but is even broader than before (even lower kurtosis values). At larger values of r/D , the thermocouple is outside of the fluctuating flame front, causing rms values to decrease. Since the rms is a term in the denominator of the mathematical expressions used to calculate the skewness and kurtosis, these values can become very large as the rms approaches zero.

At $x/D = 20$ the skewness and kurtosis profiles are similar to the ones at $x/D = 10$. The primary difference is associated with the elimination of the cool jet core and the existence of a Gaussian temperature distribution from the centerline to the inner edge of the average location of the reaction zone. These observations on the temperature distributions at $x/D = 10$ and 20 are substantiated by the temperature pdf profiles shown in Figures 5 and 6, respectively.

Psd and Autocorrelation Temperature autocorrelations can be used to obtain a measure of the integral and micro time scales associated

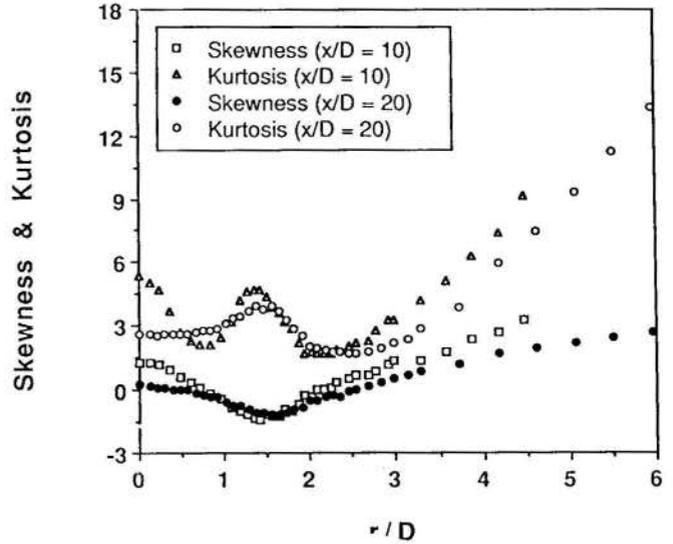


Fig. 4 Skewness and kurtosis profiles for the gaseous flame at the axial locations of $x/D = 10$ and 20 .

with the turbulent scalar field. The integral time scale is defined as the interval over which the temperature signal is correlated with itself, and gives an estimate of the size of the largest eddies [27]. If the signal is changing slowly then the autocorrelation function would have high values over a longer period of time; therefore, the value of the integral time scale would be larger than for a quickly changing signal. The micro time scale is defined as the intercept of a parabola which matches the curvature of the autocorrelation function at its origin with the time separation axis; and it may be thought of as a measure of the size of the smallest eddies.

The autocorrelation curves for the axial location of $x/D = 10$ at centerline and at $r/D = 0.7$ are shown in Figure 7. On centerline the fluctuations are more random than those near the combustion zone. This observation makes sense physically since the flame core is an area affected by variations in temperature, density, and pressure due to the combustion process taking place around it. The other curve in Figure 7 shows the autocorrelation near the combustion zone. The high values of autocorrelations shown here may be an indication of periodicity associated with the fluctuations. At centerline the turbulent scalar field has much finer eddy sizes as shown by the lower micro time scale. At the same time, the larger eddies are smaller than the ones near the combustion zone, as shown by a lower value of integral time scale. From these observations one would expect a broader frequency spectrum at the centerline than at the edge of the flame front due to a lower micro time scale, but a signal with less power because of the lower integral time scale.

Figure 8 shows psd plots, corresponding to the autocorrelations in Figure 7. The frequencies of the temperature fluctuations in the core are spread across a broader spectrum. Near the fluctuating combustion zone the frequency content of the signal shows a couple of preferred frequencies. These preferred frequencies have also been observed by Yule *et al.* [8] using laser-Shlieren, anemometry, and ionization probes. The complex vortical structure existent in the flame has a strong effect on the psd at the edge of the core. Both the small roll-up vortices (≈ 150 Hz and its harmonics) as well as the large-scale vortical structure (≈ 10 Hz) seem to support the existence of periodicity in the temperature signal inferred from the autocorrelation plots. As previously discussed, it is these two vortical structures that affect the temperature profile, producing the dual rms extremes.

DROPLET EFFECT

In order to investigate the effect of liquid droplets on the thermal structure of the flame geometry already described, temperature measurements made in the gaseous flame were repeated at the same locations with the droplets present. It should be remembered that the profiles presented here reflect temperature effects. Correlations with velocity can only be qualitative until further work can be completed on the velocity field, using laser diagnostics. The assumption was therefore made that the velocity flow field did not change significantly with the presence of the droplets, especially considering their small diameter and initial speed. A comparison between the initial momentum of the droplet streams and that of the gaseous mixture at the injection point clearly supports this assumption.

Once the droplets were injected in the gaseous flow the nature of the flame changed significantly. The first noticeable difference was the increase in length and luminosity of the yellow region of the flame. The radiant nature of the flame was readily apparent from the rise in room temperature in the laboratory. Furthermore, the physical length of the flame increased. The atomized droplet streams deviated from their initial course as

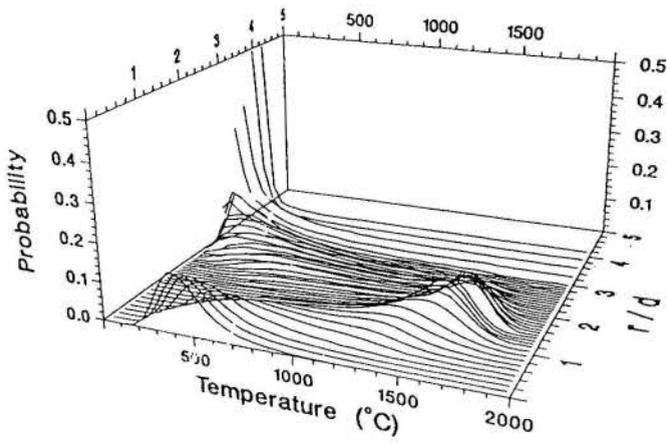


Fig. 5 Probability density function profiles for the gaseous flame at the axial location of $x/D = 10$.

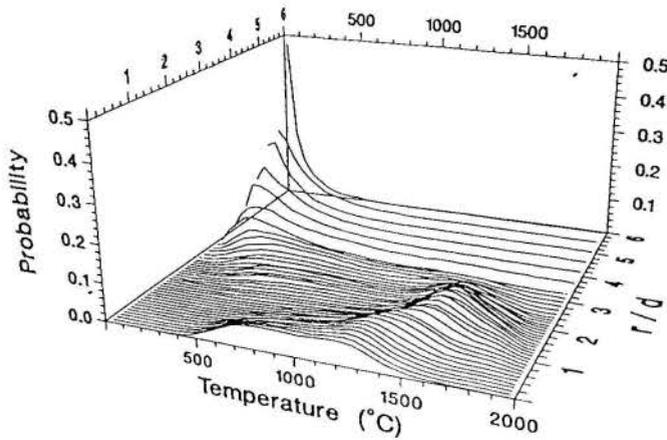


Fig. 6 Probability density function profiles for the gaseous flame at the axial location of $x/D = 20$.

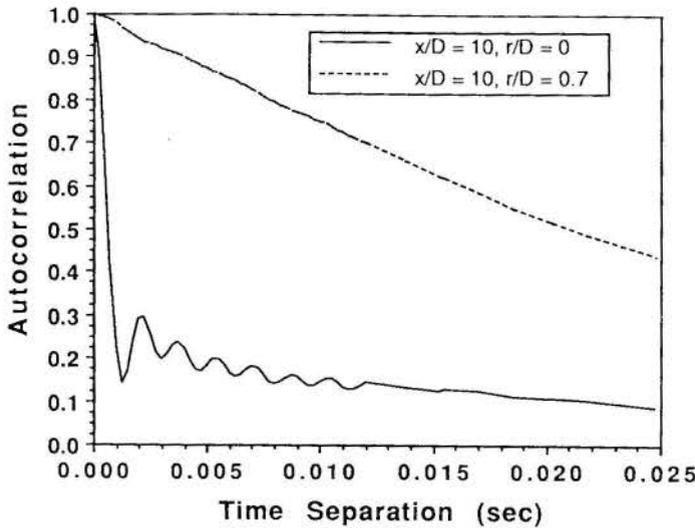


Fig. 7 Autocorrelation curves for the gaseous flame at centerline and $r/D = 0.7$ at the axial location of $x/D = 10$.

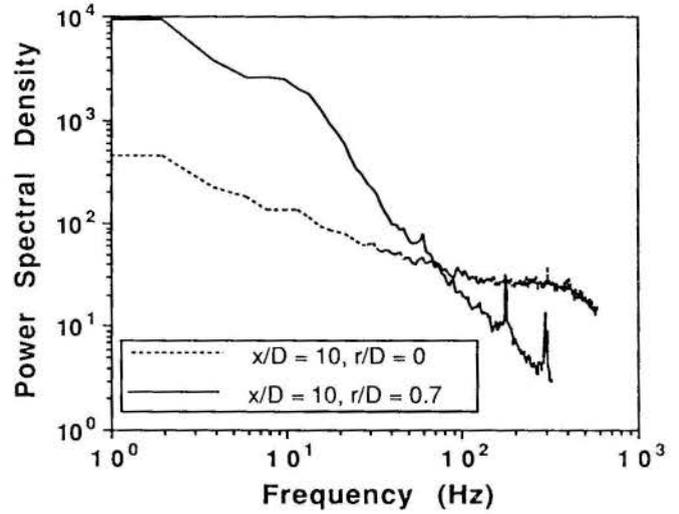


Fig. 8 Psd curves for the gaseous flame at centerline and $r/D = 0.7$ at the axial location of $x/D = 10$.

the turbulent flow field influenced the droplet paths. At approximately seven diameters downstream, the droplets had dispersed and resembled a mist cloud (Figure 2).

Comparisons at $x/D = 10$ Figure 9 shows rms and mean temperature profiles for both gas and droplet cases at the axial location of $x/D = 10$. In the initial core region, the droplets have a cooling effect because energy is used for vaporization. The difference in mean temperatures, although small, is seen to affect the curve throughout all radial locations. The addition of the droplets caused the burning process to be more diffusion controlled. The average temperature profile with the droplets present is similar to the one obtained in a purely diffusion flame studied in the same apparatus under similar overall conditions [28]. The extra fuel available from the droplets requires extra oxygen to react, and, at the same time, extra energy is required for the vaporization process. Both of these phenomena tend to slow down the chemical reactions, reducing the amount of local heat released. The reduced heat release will in turn decrease the strength of the buoyant-driven, outer vortical structure, reducing the radial region affected by the flame (smaller flame lateral dimension).

One large difference as illustrated in Figure 9 is the decrease in the rms level in the core region. The droplets seem to have a stabilizing effect on the temperature fluctuations close to the core. However, as positions near the inner shear layer are inspected, an increased gradient in the rms curve is noted at an $r/D = 0.6$. After an $r/D = 1$ the rms curves behave essentially identically with respect to the mean temperature profile.

Figure 10 illustrates the droplet effect on the skewness and kurtosis profiles. The reduced third statistical moment at the centerline for the droplet case indicates a temperature distribution less skewed towards high

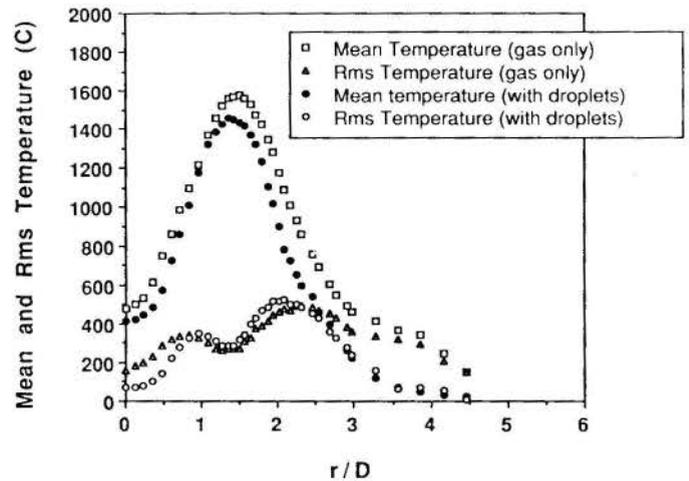


Fig. 9 Mean and rms temperature profiles for the flame with and without the droplets at the axial locations of $x/D = 10$.

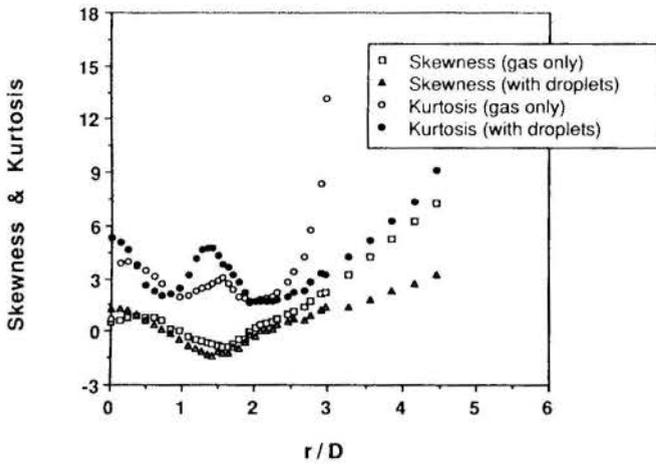


Fig. 10 Skewness and kurtosis profiles for the flame with and without the droplets at the axial locations of $x/D = 10$.

temperatures (compare the first few pdf profiles in Figures 5 and 11). This is caused by the overall reduction in local temperature at the centerline associated with the evaporative cooling effect. The energy of the high temperature eddies present at those locations is consumed by the evaporation process, reducing the temperature spectrum to be detected by the thermocouple. The lower values of both skewness and kurtosis in the general vicinity of the reaction zone in the droplet case seem to indicate wider spatial fluctuations of the flame. This is also substantiated by the fact that, although the average temperatures are lower for the droplet case, the rms values are almost identical (Figure 9), indicating higher intensity temperature fluctuations (rms/mean). Figure 11 shows the temperature pdf profiles at $x/D = 10$ for the droplet case. The pdf profile for the gaseous flame at the same axial location is shown in Figure 5. The observations just made when discussing the skewness and kurtosis profiles at the centerline and at the average location of the reaction zone ($1 < r/D < 2$) are again observed in the pdf profiles.

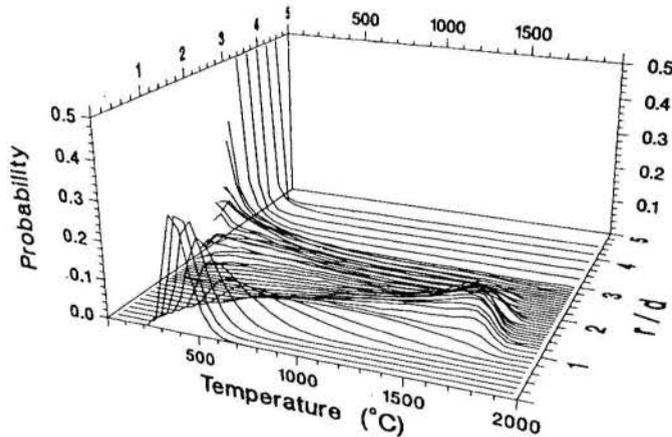


Fig. 11 Probability density function profiles for the flame with the droplets at the axial location of $x/D = 10$.

Comparisons at $x/D = 20$ At the centerline the mean temperature with and without the droplets differs by more than $250\text{ }^\circ\text{C}$ and, similar to the profile at $x/D = 10$, never reaches the temperatures obtained in the gas case at any radial location (Figure 12). A temperature gradient in the rms profile for the droplet case is again apparent, similar to the one found upstream. In the gaseous case the rms curve is essentially constant at $300\text{ }^\circ\text{C}$ from centerline out to the combustion zone. Again, the rms profile for the droplet case has the two extremes associated with the interface of the flame with the fuel-rich core and the outer vortical structure. This suggests that the core region, which at this location ceased to exist for the gaseous case, has been extended to a position further downstream due to the presence of the droplets. The argument for a more diffusion-controlled burning process in the flame with the droplets is further confirmed by the fact that measurements taken by Boyer [28] show the double-peak rms profile at $x/D = 20$. The trends in the skewness and kurtosis profiles at $x/D = 20$ were very similar to the ones shown in Figure 10. Figure 13 shows the

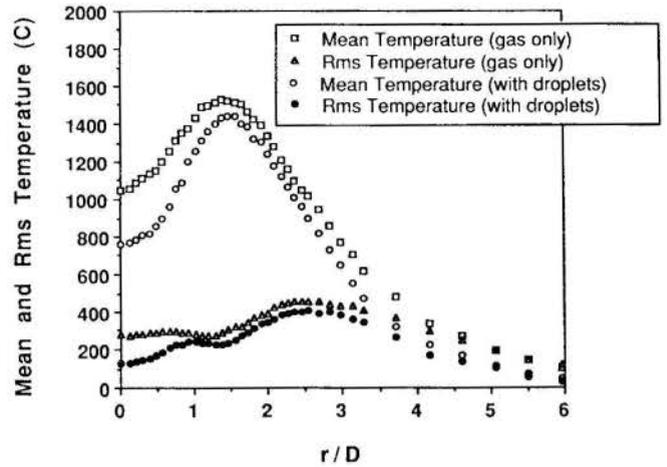


Fig. 12 Mean and rms temperature profiles for the flame with and without the droplets at the axial locations of $x/D = 20$.

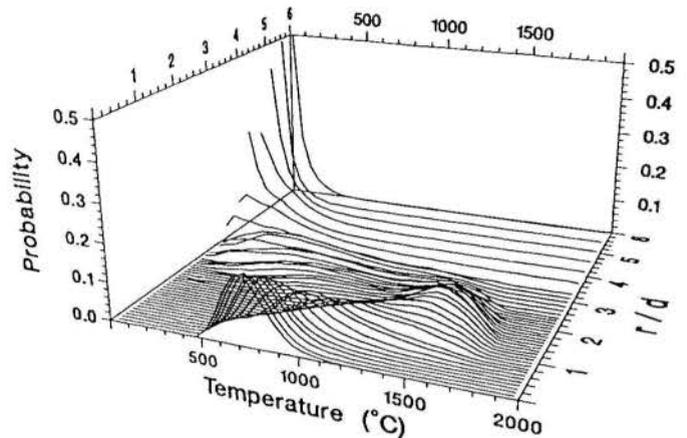


Fig. 13 Probability density function profiles for the flame with the droplets at the axial location of $x/D = 20$.

pdf profiles for the droplet case at the axial location of $x/D = 20$, illustrating the extension of the fuel-rich core (radial distances where temperature distribution have high kurtosis values with minimum skewness towards high temperature).

Mean and rms temperature trends on a centerline profile in the flame up to $x/D = 32$ are extensively discussed by Rasmussen [17]. Since the flame is lifted, the temperatures do not start to rise until the axial location of $x/D = 4$ is reached. At this location the flame front is present and fluctuating. The mean temperature then increases monotonically up through the flame. The droplet case mean temperature profile also increases monotonically, but is much smoother. The smoothness is due to the presence of the droplets, which maintains lower rms temperatures in the core.

Comparison of Psd and Autocorrelation Figures 14(a) and (b) show a comparison of autocorrelation curves at the axial location of $x/D = 10$ for a point on centerline and another at $r/D = 0.7$, respectively. At both locations it appears that the droplet caused a reduction in the integral time scale. From these curves it is difficult to get even a qualitative indication for the micro time scale. Figure 15(a) and (b) show the corresponding psds for the autocorrelations shown in Figure 14. A larger frequency spectrum is observed for the gas case at both radial locations. This indicates that micro time scales are smaller for the gas case. At centerline the higher power in the psd for the gas case is associated with higher temperature fluctuations. Thus, physically the temperature fluctuations near the centerline are inhibited by the increased fuel-to-air ratio and by the cooler temperatures which are present in the droplet-laden core. An interesting effect caused by the droplets is the attenuation of the 10 Hz preferred frequency existent in the gas case, as well as elimination of the preferred frequency at 150 Hz . Although these observations are not dependent at radial locations, flow visualization as performed by Chen and co-workers [11] is necessary to further document the effect of the droplets on the complex vortical structures existent in the gaseous flame.

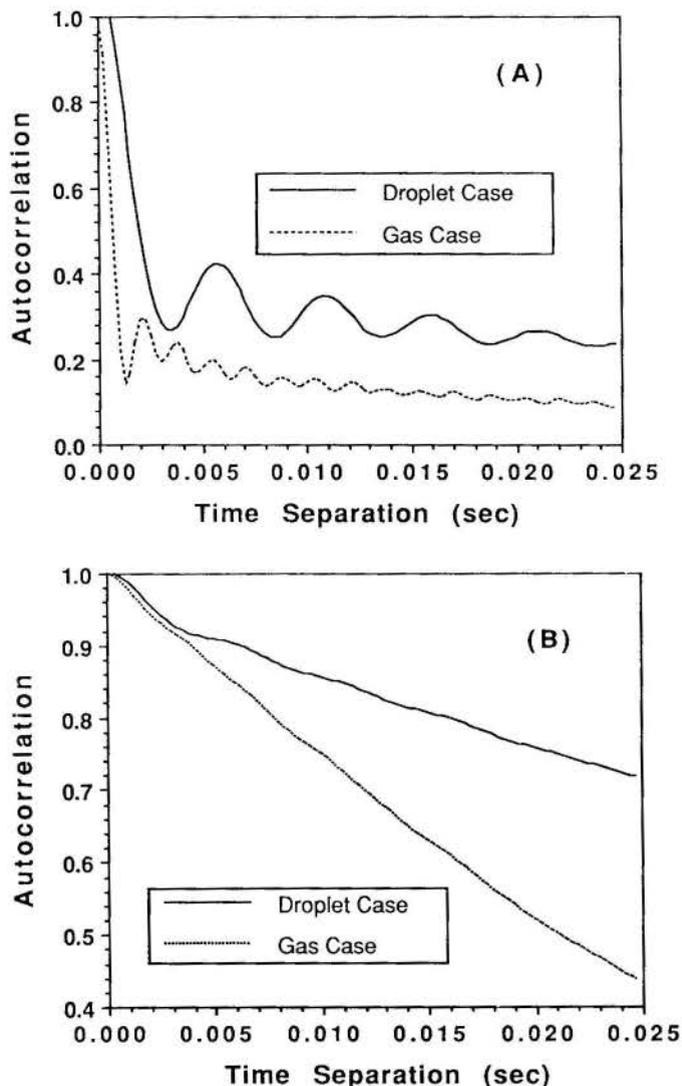


Fig. 14 Comparison of autocorrelation curves for the flame with and without the droplets at the axial location of $x/D = 10$. (a) at centerline (b) at $r/D = 0.7$.

CONCLUDING REMARKS

An experimental study to determine the effect of hexane fuel droplets on the thermal structure of a partially-premixed, lifted jet flame was carried out. Thermocouple measurements in the gaseous flame, compensated for thermal inertia effects using a digital deconvolution, were performed at several axial stations in the developing region of the jet and at the centerline. These measurements were compared to similar ones made in the flame with four monodispersed streams of $70 \mu\text{m}$ hexane droplets. The measurements included the four statistical moments (average, rms, skewness, and kurtosis) of the time-resolved temperature data, probability density function, power spectral density and autocorrelations.

The gaseous flame temperature measurements (particularly the autocorrelation and psd analysis) revealed for the first time a flow structure similar to the one observed by other investigators using experimental techniques as diverse as flow visualization, laser anemometry, laser schlieren, ionization probes, and high speed photography. The reactive flow was characterized by a cylindrical flame, fed by a fuel-rich core, centered around two vortical systems: an outer shear layer formed by toroidal vortices with predominant frequencies in the range of 10-20 Hz, and an inner shear layer associated with a high-frequency system of coherent vortices. Rms temperature profiles with two local extremes at either side of the average reaction zone were observed for $5 < x/D < 20$ in the gaseous flame. Further downstream along the centerline, this region disappeared because this central core ceased to exist.

The introduction of the droplets caused the burning process to become more diffusion-controlled, since the thermal structure resembled the structure obtained in a previous diffusion flame study on the same apparatus at similar overall conditions. A general decrease in the average gas temperature was observed in the flame when the droplets were introduced, due to local evaporative cooling effects. The local oxygen starvation, due

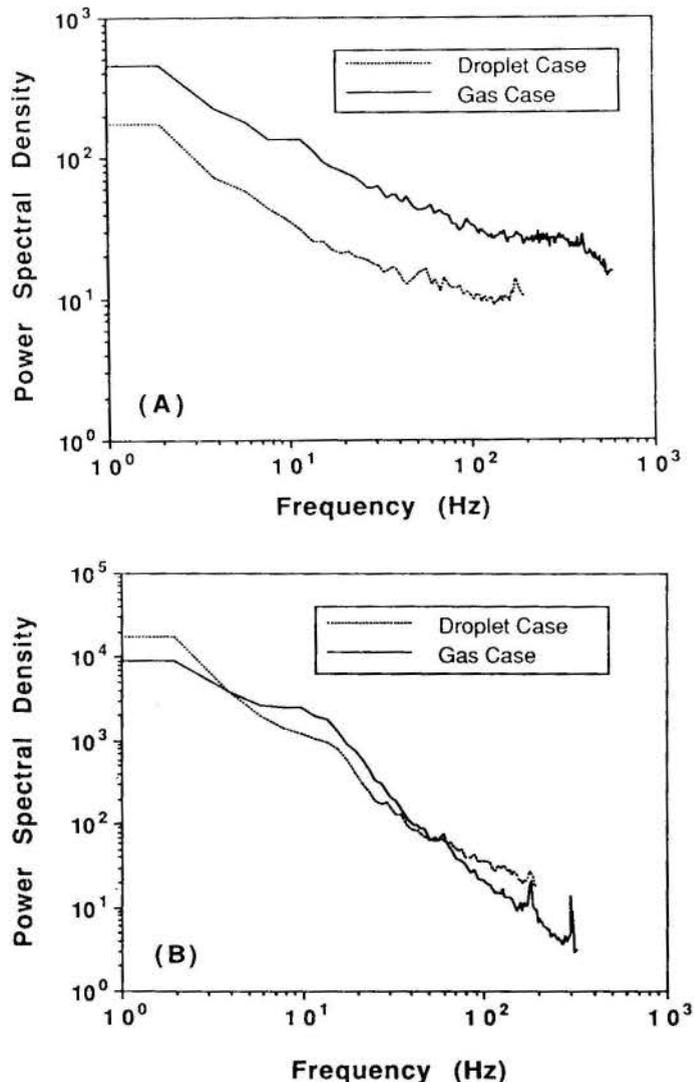


Fig. 15 Comparison of psd curves for the flame with and without the droplets at the axial location of $x/D = 10$. (a) at centerline (b) at $r/D = 0.7$.

to the presence of the extra fuel and the lower heat release rate caused by lower local instantaneous temperatures, made the flame with the droplets fluctuate more spatially, causing lower average and higher rms temperatures. The droplets, by extending the flame core, prolonged the axial region where these double-maxima rms temperature profiles existed. The profiles of the probability density function of temperature, an important input parameter for many different turbulent combustion models, tended to be less skewed towards high temperatures for the droplet case. Pdf profiles with lower values of both skewness and kurtosis in the general vicinity of the reaction zone in the droplet case seem to support the argument for wider spatial fluctuations of the flame. This is also substantiated by the fact that, although the average temperatures are lower for the droplet case, the rms values are almost identical, indicating higher intensity temperature fluctuations. A comparison of power spectral densities measured with and without the droplets suggests that the droplets substantially changed the flow field in the core region, to the point of inhibiting a complex vortical structure existent in the gaseous flame. Further studies are required, particularly flow visualization, to document the effect of the droplets on these large vortical structures.

REFERENCES

- [1] Yoshida, A. and Tsuji, H. (1982). "Characteristic Scale of Wrinkles in Turbulent Premixed Flames," *Nineteenth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 403-411.
- [2] Lenz, W. and Gunther, R. (1980). "Measurements of Fluctuating Temperature in a Free-Jet Diffusion Flame," *Combustion and Flame*, 37:63-70.

- [3] Lockwood, F.C. and Moneib, H.A. (1980). "Fluctuating Temperature Measurements in a Heated Round Free Jet," *Combustion Science and Technology*, 22:63-81.
- [4] Roberts, P.T. and Moss, J.B. (1981). "A Wrinkled Flame Interpretation of the Open Turbulent Diffusion Flame," *Eighteenth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 941-950.
- [5] Lockwood, F.C. and Moneib, H.A. (1982). "Fluctuating Measurements in a Turbulent Jet Diffusion Flame," *Combustion and Flame*, 47:291-314.
- [6] Gladnick, P.G., LaRue, J.C. and Samuelsen, G.S. (1989). "Near-field Single and Two-Point Temperature Measurements in a Turbulent Diffusion Flame." Presented at the 1989 fall Meeting of the Western States Section of The Combustion Institute. Paper No. 89-104.
- [7] Chandran, S.B.S., Komerath, N.M., Grissom, W.M., Jagoda, J.I. and Strahle, W.C. (1985). "Time Resolved Thermometry by Simultaneous Thermocouple and Rayleigh Scattering Measurements in a Turbulent Flame," *Combustion Science and Technology*, 44:47-60.
- [8] Yule, A.J., Chigier, N.A., Ralph, S., Boulderstone, R. and Ventura, J. (1981). "Combustion-Transition Interaction in a Jet Flame," *AIAA Journal*, 6:752-760.
- [9] Boyer, L. and Queiroz, M. (1990). "Temperature Dissipation Measurements in a Lifted Turbulent Diffusion Flame," submitted to *Combustion and Flame*.
- [10] Coats, C.M. and Zhao, H. (1988). "Transition and Stability of Turbulent Jet Diffusion Flames," *Twenty-Second Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 685-692.
- [11] Chen, L.-D., Seaba, J.P., Roquemore, W.M., and Goss, L.P. (1988). "Buoyant Diffusion Flames," *Twenty-Second Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 677-684.
- [12] Vanquickenborne, L. and Tiggelen, A.V. (1966). "The Stabilization Mechanism of Lifted Diffusion Flames," *Combustion and Flame*, 10:59-69.
- [13] Grant, A.J. and Jones, J.M. (1975). "Low-Frequency Diffusion Flame Oscillations," *Combustion and Flame*, 25:153-160.
- [14] Chen, L.D. and Rocquemore, W.M. (1986). "Visualization of Jet Flames," *Combustion and Flame*, 66:81-86.
- [15] Shuen, J.S., Solomon, A.S.P. and Faeth, G.M. (1986). "Drop Turbulence Interactions in a Diffusion Flame," *AIAA Journal* 24:101-108.
- [16] Ashgriz, N. and Yao, S.C. (1981). "Development of Multi-Orifice Impulsed Spray Generators for Heterogeneous Combustion Experiments," in the proceedings of the ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference, 2:433-439, Book No. 100158-B.
- [17] Rasmussen, K.G. (1990). "An Experimental Study on the Effect of Monosized Fuel Droplets on the Thermal Structure of a Turbulent Gaseous Jet Flame," Masters Thesis, Brigham Young University.
- [18] Son, S.F. (1989). "Thermal Structure of an Array of Burning Droplets," Masters Thesis, Brigham Young University.
- [19] Son, S.F., Queiroz, M. and Wood, C.G. (1989). "Digital Compensation of Thermocouples for Thermal Inertial Effects," ASME National Heat Transfer Conference, Philadelphia, PA, HTD-Vol. 106:423-429.
- [20] Strahle, W.C. and Muthukrishnan, M. (1976). "Thermocouple Time Constant Measurement by Cross Power Spectra," *AIAA Journal*, Vol. 14, N11.
- [21] Gupta, A.K. and Lilley, D.G. (1985). *Flowfield Modeling and Diagnostics*. Abacus Press.
- [22] Baker, H.D., Ryder, E.A., and Baker, N.H. (1975). "Temperature Measurements in Engineering," Volumes 1 and 2, Omega Engineering, Inc., Stamford, CT.
- [23] Lockwood, F.C. and Odidi, A.O.O. (1975). "Measurement of Mean and Fluctuating Temperature and of Ion Concentration in Round Free Jet Turbulent Diffusion and Premixed Flames," *Fifteenth Symposium on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA 561-571.
- [24] Ballantyne, A. and Moss, J.B. (1977). "Fine Wire Thermocouple Measurements of Fluctuating Temperature," *Combustion and Flame*, 17:63-72.
- [25] Heitor, M.V., Taylor, A.M.K.P. and Whitelaw, J.H. (1985). "Velocity and Scalar Characteristics of Turbulent Premixed Flames Stabilized on Confined Axisymmetric Baffles," *Combustion Science and Technology*, 62:97-126.
- [26] Queiroz, M., Dietvorst, J., Yao, S.C. and Chigier, N.A. (1986). "Digitally Compensated and Processed Temperature Measurements in a Thin Spray Flame Using a Micro-Thermocouple," *Proceedings of Eastern Section Meeting*. The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, paper No. 72.
- [27] Tennekes, H. and Lumley, J.L. (1972). *A First Course in Turbulence*. M.I.T. Press, Cambridge, MA.
- [28] Boyer, L.M. (1990). "Scalar Dissipation Measurements in a Lifted Turbulent Diffusion Flame," Masters Thesis, Brigham Young University.

THE PREDICTION AND EXPERIMENTAL VALIDATION OF A
LABORATORY CONFINED SPRAY FLAME

A. Barreiros, M.G. Carvalho and V. Semião

Mechanical Engineering Department
Instituto Superior Técnico
Av. Rovisco Pais
1096 Lisboa Codex
PORTUGAL



SUMMARY

A numerical calculation procedure for the prediction of local properties of spray flames is described and evaluated by comparison with experimental data, for a spray flame in a laboratory furnace. The mathematical formulation comprises the application of Eulerian conservation equations to the gas phase and Lagrangian equations of droplet and thermal balance to a large number of droplets representing the entire spray. The initial conditions of the spray are calculated from an analytically derived equation for the droplet size distribution characterized by a single adjustable parameter, the Sauter Mean Diameter (SMD). A new and dimensionally consistent correlation for the prediction of the SMD of twin-fluid airblast atomisers has been determined. The predictions obtained are compared with a full range of experimental data. Experimental and predicted results are shown to be generally in agreement.

INTRODUCTION

Interest in oil-fuels has been somewhat overshadowed by the growing interest in coal. All the same new fields of oil and oil bearing sands and rocks continue to be discovered and the advantages of oil are such that a considerable research effort is mounting aimed at the economic derivation of oil from coal and at the clean burning of residual fuel oils. Moreover, in recent years there has been a renewal of interest in the mathematical characterization of the spray inlet conditions, namely the droplet trajectories and size distribution at the atomiser exit plane. Much of this interest steams from the need to control exhaust emissions, in which the quality of atomisation plays a significant part, while the increasing necessity of employing a wider range of fuels has made further improvements in atomisation mandatory.

The prediction of the hydrodynamic and thermal characteristics of spray flames requires consideration of the two phases in the flowfield which are coupled through exchange processes of mass, heat and momentum. The main mathematical burden is associated with the modelling of the discontinuous liquid-phase and the coupling between the two phases. Moreover, the modelling of the combustion process requires consideration of the spray characteristics, which act as additional combustion-rate controlling parameters.

The prediction of the local flow properties in situations where a spray of droplets is injected in a turbulent gas field has been investigated by Crowe et al. [1], El Banhawy and Whitelaw [2], Abbas et al. [3], Gosman and Ioannides [4], Boysan et al. [5] and Wild et al. [6], applying Eulerian conservation equations to the gas phase with the assumption of insignificant influence of local flow discontinuities induced by the presence of droplets in the

gas phase. Lagrangian equations of droplet motion and thermal balance equations were applied to a finite number of droplet size ranges representing the size distribution within the spray. The interaction between the two phases was accounted for by considering the droplets as sources of mass, momentum and heat to the gas field. From the above mentioned studies only Abbas et al. [3] have modelled the soot formation to characterize the optical behaviour of the flame. From the above referred authors those who have modelled the radiation heat transfer have used the flux method. The turbulent droplet dispersion was accounted for by the use of a SSF model only in the work of Gosman and Ioannides [4].

Existing models applicable to the two phase flow in oil-fired combustors make no attempt to predict spray characteristics by initiating calculations within the atomiser gun itself. Rather, they rely on a specification of the droplet size distributions, trajectories and velocities over a plane near to the atomiser exit. An extensive and difficult measurement programme would be required to realize this specification, a very demanding task which would have to be effected for every atomiser effected for all operating conditions. The only practicable approach is to develop empirical correlations which are able to characterize the sprays from different atomiser types with acceptable accuracy so that useful predictions can be obtained for a realistic range of operating conditions. The droplet size distributions is frequently characterized by its Sauter Mean Diameter. The SMD is influenced by the atomised-fluid and atomising-fluid properties, the operating conditions, as well as by the atomiser design, see for example Chigier [7] and Lefebvre [8]. A recent semi-empirical correlation permitting the SMD to be calculated in terms of these factors, obtained from basic considerations of the physical process involved in

pressure-swirl atomization, is reported in Lefebvre [9] and Wang and Lefebvre [10]. Good agreement with experimental data was demonstrated. The airblast atomiser is more extensively employed in practice [8]. The prefilming airblast atomiser has been extensively studied in the works of Rizkalla and Lefebvre [11] and [12] where the effects of changing both the fuel and atomising-air properties on the mean drop size are examined. Twin-fluid atomiser studies are reported in Lorenzetto and Lefebvre [13], Jasuja [14] and Shaw and Jasuja [15]. Jasuja [14] determines an interesting correlation for the SMD which gives rewarding fits to the experimental data, but which is dimensionally inconsistent.

The present paper describes a calculation method for the prediction of reacting sprays with a mathematical approach based on that of Crowe et al. [1] for nonreacting sprays. The initial conditions of the spray are calculated from a Nukiyama-Tanasawa type function for the droplet-size distribution analytically derived from entropy considerations. A twin-fluid airblast atomiser correlation for SMD is derived and the predictions tested against experimental data. Furthermore, the radiation heat transfer is accounted for by the use of the discrete transfer method, applied for the first time in its cylindrical coordinates version, along with a simple soot model to characterize optically the flame. The turbulent dispersion of the droplets is accounted for by the use of a SSF model based on that of Gosman and Ioanides [4].

The ability of the present procedure to predict the local properties of spray flames is demonstrated by comparison with the experimental data, obtained by Costa, Costen and Lockwood [16], acquired from a swirling spray flame in a laboratory furnace. The comparison indicates general agreement with measurements.

THE PHYSICAL AND MATHEMATICAL MODELLING

The Gas Model. The time-averaged conservation for the turbulence gas field were used along with the two equation k- ϵ turbulence model [17].

The spray combustion model used herein is based on the assumption that droplets act as distributed sources of fuel vapor, when describing their trajectories within the spray. The fuel vapor diffuses to the flame front where it burns with the oxidant instantaneously, irreversibly and in a one-step reaction. Moreover, it is assumed that the fuel vapor and oxygen can coexist at the same point, but at different times, according to the adopted statistical approach for the turbulent combustion through the use of the clipped Gaussian probability density function [18].

The discrete transfer radiation prediction procedure [19] was utilized in this study along with the "Two grey plus a clear gas" fit of Truelove [20] to calculate the gaseous absorption coefficient. The model is based on the solution of the fundamental radiation transfer equation within discretized solid angles allowing the calculation of the source terms to be appended to the energy equation.

The distinctive feature of oil-fired flames is their significant soot content. The sizes and optical properties of the soot particles are elusive quantities, depending on the fuel type, burner design and firing conditions. Fortunately since heavy-oil engineering flames are normally not far from the optically thick limit it is not necessary to know these properties with great precision. This is indeed fortunate since the mechanisms of soot formation are far from being established even in the simplest laboratory flames [21]. To characterize soot production, a simple global expression similar to that used by Khan and Greeves [22] was chosen. A straightforward method estimating the rate of soot burning, proposed by Magnussen and Hjertager [23], was used in the present work. The near-droplet mixture fraction value \bar{f}_d , adopted herein to calculate the soot production rate, is obtained from the simple expression $\bar{f}_d = (1 + \bar{f}) / 2$ [3], where \bar{f} is the time-mean value of the gas mixture fraction within the droplet residence cell.

The Spray Model. The assumption of the fuel injection into the combustion chamber as a fully atomised spray consisting of spherical droplets is made in the present study. Precise initial conditions for the spray are required by the mathematical model as a base for obtaining reliable predictions. An ideal treatment of the spray necessitates the commencing of calculations within the atomiser gun itself. However, this is an over elaborate approach, undone so far. Rather, previous sprays calculations rely on a specification of the droplet size distributions, trajectories and velocities over a plane near the atomiser exit, either using empirical equations or measured values for each application. This last specification requires an extensive and difficult measurement programme, which would have to be effected for every atomiser for all operating conditions. In the present study, a function of the Nukiyama-Tanasawa type for the droplet-size distribution, analytically derived from entropy considerations, was used. This distribution function is characterized by a single adjustable parameter: the Sauter Mean Diameter (SMD). In order to predict the SMD of the spray produced by the twin-fluid atomiser used in the studied furnace, a new semi-empirical correlation was used, and it was derived from basic considerations of the physical processes involved in air-assisted atomisation and from dimensional analysis of the experimental data obtained expressly for this purpose:

$$\text{SMD} = 1.64 \times 10^{-2} \left(\frac{\dot{m}_1}{\mu_1} \right)^{0.65} \left(\frac{\sigma}{D_1 \rho_a V_a^2} \right)^{0.5} \cdot D_1^{0.35} \left(\frac{1}{\text{AFR}} \right)^{0.4} + 1.5 \times 10^{-2} \mu_1 \left(\frac{D_1}{\sigma \rho_1} \right)^{0.5} \left(\frac{1}{\text{AFR}} \right)^{0.75} \quad (1)$$

where μ_1 is the dynamic liquid viscosity, σ is the liquid surface tension, D_1 is the nozzle diameter, ρ_a is the air density, V is the air velocity and AFR is the air fuel ratio. The first term on the second member of the equation, represents the effects of the aerodynamic disruptive forces on the atomisation process, while the second term stands for the counter-disruptive effect of the viscosity and plays only a significant role for high-viscosity fluids.

The droplet size distribution was discretized and for each size range and each start location, random droplet trajectories, velocities, size and temperature history within the furnace were obtained by solving the momentum and thermal balance equations for the liquid phase.

The momentum balance equations for each droplet of the spray, neglecting the added mass, the pressure gradient, the Basset, the Magnus and the Shaffman forces, are solved.

The mass transfer rate from the liquid to the gas phase associated with evaporation was obtained assuming a two-stage droplet life history: heat up to the boiling temperature with no evaporation followed by heat transfer controlled vaporization (see Faeth [24]). The droplet temperature during the first stage is determined by solving the thermal balance equation for a droplet moving in a gas stream.

There will be some turbulent dispersion of the droplets that may be neglected when the characteristic droplet response time is large compared to the characteristic time of the turbulent fluctuations. Conversely, when the above mentioned characteristic time scales are comparable, the turbulent dispersion of the droplets must be considered. In order to account for this effects a Stochastic Separated Flow (SSF) model was used. In this model the influence of turbulent fluid phase fluctuations on droplet trajectories is accounted for through random droplet-eddy encounters. However, it should be emphasized that the actual droplet motion within an eddy is modelled deterministically, as described by the instantaneous momentum equation for the droplet. The key element of the SSF model is to specify eddy properties and droplet-eddy interaction times in terms of mean flow field characteristics. The present

approach is along the lines of the work by Shuen et al. [25]. The characteristic velocity fluctuations and lifetime associated with each eddy are found at the start of the droplet-eddy interaction. The former are obtained by making a random selection from a probability density function for velocity. In the present work, a Gaussian pdf having a standard deviation equal to $(2K/3)^{0.5}$ is assumed.

Although the previous assumption presumes isotropic velocity fluctuations, at any instant the x and y velocity components are not necessarily equal [26]. A droplet is assumed to interact with an eddy for a time which is the minimum of either the eddy lifetime or the time required for the droplet to cross the eddy.

Due to the stochastic nature of the procedure, many droplets have to be simulated in order to obtain an acceptable representation of the average spray distribution inside the furnace. In this study, 2000 trajectories were calculated.

The Numerical Model. The gas phase elliptic partial differential equations, together with the boundary conditions are solved by a finite-difference procedure where the velocity field calculated from the momentum equations is linked to corrections of the pressure-field to satisfy the continuity equation, using the PISO algorithm. [27].

The droplet-gas coupling is incorporated in the numerical procedure using the PSIC method technique, described in the work of Crowe et al. [1].

An efficient and computationally economic droplet tracking routine was used to solve for the droplet trajectories using a novel "recurrence relation type" solution scheme (see Rizvi [28] and Semião [26]). The time step used in the calculations is automatically chosen to ensure that droplet always reaches inside an acceptability cell domain, travelling a distance of the order of the local gas flow cell dimensions (see Rizvi [28]). The main advantage of this technique is the non-iterative method used to obtain the successive droplet locations (see Lockwood et al. [29]).

The total interaction source terms for a gas flow cell, obtained by calculating the loss or gain of droplet mass, momentum and energy within the cell, are calculated by summing up the respective source terms for all the droplets crossing the referred cell.

RESULTS AND DISCUSSION

The present calculation procedure has been tested against experimental data, obtained by Costa, Costen and Lockwood [16], for heavy fuel oil sprays generated by a twin - fluid atomiser, in a large - scale laboratory cylindrical furnace. The furnace operating conditions can be identified in reference [16] as the reported conditions for flame A. The spray calculations were performed with a grid of 51x37 nodes. The droplet size distribution was discretized into 10 size ranges and the droplets emanate from 4 starting location uniformly distributed over the inlet plane. For each size range and starting location, 50 droplet random trajectories were tracked.

Figure 1 shows the comparison between measured values of SMD and the correspondent predicted values, obtained with the used correlation. The agreement is satisfactory. This equation appears to offer distinct advantages over existing equations in regard to improved correlation of SMD data obtained from twin-fluid airblast atomisers.

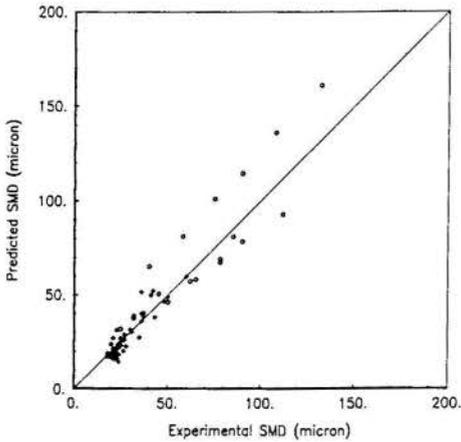


Figure 1 Comparison of predicted and experimental values of SMD for a twin-fluid airblast atomiser.

Reliable measurements in the dense phase region, that is for distances smaller than 7.5 cm from the atomiser exit plane, were not obtainable. Due to the lack of data at the atomiser exit plane, the predicted droplet size distribution at the referred plane, is compared with the same distribution measured at a distance of 7.5 cm downstream of injection. The results are depicted on figure 2.

The predicted droplet size distribution at the atomiser exit plane, and the measurements performed at a distance of 7.5 cm downstream of injection, show some

discrepancies. However, the present method is capable of providing inlet boundary conditions for many kinds of injectors geometries and fluid flow configurations, with a minimum of empiricism, and represents one of the first attempts to simulate theoretically the exit conditions of an atomiser.

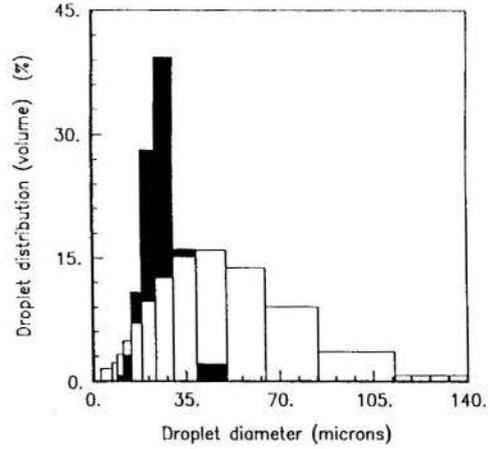


Figure 2 Comparison of predicted and measured droplet size distribution of a twin-fluid airblast atomiser spray. (Black bars stand for predicted values).

The experimental and predicted results for the temperature profile at an axial distance from the burner of 0.28 m is shown in Figure 3. The fall of gas temperatures noted near the combustor wall is due to the upstream convection by the external recirculation zone of colder gases from downstream. The results show a good agreement between the predicted and measured results except for the near wall region.

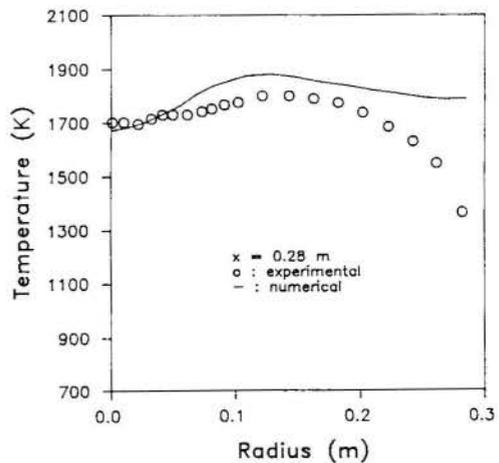


Figure 3 Comparison of predicted and experimental values for the temperature profile at an axial distance from the burner of 0.28 m.

The discrepancies observed in the temperature profile, namely for large radii of the combustion chamber ($r > 0.2$ m), are influenced by uncertainties in the boundary condition values. In the present work, an adiabatic condition was used.

CONCLUDING REMARKS

The reported results of the previous section and the comparison with the experimental data show that general features of spray flames are correctly predicted by the present procedure. However, quantitative differences exist between the experimental and predicted results, mainly related to uncertainties in the heat transfer boundary condition values.

The initial conditions of the spray calculations have, so far, represented a principal source of uncertainty in any general application of the method. In the present work, these conditions were obtained from the previous calculation of the atomiser itself, representing one of the first attempts to simulate theoretically the exit conditions of an atomiser.

The quality of the present procedure to predict spray flames is certainly sufficient to be of definite interest to the furnace and burner designers.

REFERENCES

1. Crowe, C.T., Sharma, C.P.O. and Stock, D.E.: The Particle - Source - in - Cell (PSI - CELL) Model for Gas - Droplet Flows. ASME J. Fluids Engng. Vol. 99, pp. 325 - 332 (1977).
2. El Banhawy, Y. and Whitelaw, J.H.: Calculation of the Flow Properties of a Confined Kerosene - Spray Flame. AIAA Journal Vol. 18, pp. 1503 - 1510 (1980).
3. Abbas, A.S., Lockwood, F.C. and Koussa, S.S.: The Prediction of a Variety of Heavy Oil Flames. Proc. of ASME Winter Annual Meeting ASME paper No. 81 - WA/HT - 48, (1981).
4. Gosman, A.D. and Ioannides, E.: Aspects of Computer Simulation of Liquid - Fuelled Combustors, AIAA paper No. 81 - 03 23, (1981).
5. Boysan, F., Ayers, W.H., Swithenbank, J. and Pan, Z.: Three - Dimensional Model of Spray Combustion in Gas Turbine Combustors. AIAA J. Energy, Vol. 6 (No. 6), pp. 368 - 375 (1982).
6. Wild, P.N., Boysan, F. and Swithenbank, J.: Spray Combustion Modelling. J. Inst. Energy, March, pp. 27 - 32 (1988).
7. Chigier, N.A., "The Atomisation and Burning of of Liquid Sprays". Prog. Energy Combustion Science, Vol. 2, 1976, pp. 97-114.
8. Lefebvre, A.H., "Airblast Atomisation". Prog. Energy Combustion Science, Vol. 6, 1980, pp. 233-261.
9. Lefebvre, A.H., "The Prediction of SMD for Simplex Pressure-swirl Atomisers". Atomisation and Spray Tech., Vol. 3, 1987, pp. 37-51.
10. Wang, X.F. and Lefebvre, A.H., "Influence of Ambient Air Pressure on Pressure-swirl Atomisation". Atomisation and Spray Tech., Vol. 3, 1987, pp. 209-26.
11. Rizkalla, A.A. and Lefebvre, A.H., "Influence of Liquid Properties on Airblast Atomiser Spray Characteristics". Trans. ASME, Journal of Engineering for Power, April 1975, pp. 173-179.
12. Rizkalla, A.A. and Lefebvre, A.H., "The Influence of Air and Liquid Properties on Airblast Atomisation". Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol. 97, No. 3, 1975, pp. 316-320.
13. Lorenzetto, G.E. and Lefebvre, A.H., "Measurements of Drop Size on a Twin-fluid Airblast Atomiser". AIAA Journal, Vol. 15, No. 7, 1987, pp. 1006-1010.
14. Jasuja, A.K., "Atomisation of Crude and Residual Fuel Oils". Trans. ASME Journal of Engineering for Power, Vol. 101, 1979, pp. 250-258.
15. Shaw, S.G. and Jasuja, A.K., "Effect of Injection Geometry Variables upon the Spray Performance of a Twin-fluid Airblast Atomiser". Atomisation and Spray Technology, Vol. 3, 1987, pp. 107-121.
16. Costa, M., Costem, P. and Lockwood, F.C.: Detailed Measurements in a Heavy Fuel Oil - Fired Large - Scale Furnace. Internal Report FS/90/04, Mech. Engng. Dept., Imperial College, London.
17. Launder, B.E. and Spalding, D.B.: Mathematical Models of Turbulence, Academic Press, New York, (1972).
18. Lockwood, F.C. and Naguib, A.S.: The Prediction of the Fluctuations in the Properties of the Round Jet, Turbulent Diffusion Flames. Comb. and Flame, Vol. 24, pp. 109 - 124 (1975).

19. Lockwood, F.C. and Shah, N.G.: A New Radiation Solution Method for Incorporating in General Combustion Prediction Procedures. Eighteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1405 - 1414 (1981)
20. Truelove, J.S.: A Mixed Grey Gas Model for Flame Radiation. AERE Harwell Report No. HL 76/3448/KE (1976).
21. Wagner, H.G.: Soot Formation in Combustion. Seventeenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 3 - 19 (1979).
22. Khan, I.M. and Greeves, G.: A Method for Calculating the Formation and Combustion of Soot in Diesel Engines. Heat Transfer in Flames (Afgan and Béer, Ed.), Hemisphere Publishing Corp., Washington, USA, pp. 391 - 402 (1974).
23. Magnussen, B.F. and Hjertager, B.H.: On Mathematical Modelling of Turbulent Combustion with Special Emphasis on Soot Formation and Combustion. Sixteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 719 - 729 (1976).
24. Faeth, G.M.: Evaporation and Combustion of Sprays. Prog. Energy Comb. Science, Vol. 9, pp. 1 - 76 (1983).
25. Shuen, J.S., Solomon, A.S., Zhang, Q.F. and Faeth, G.M.: Structure of Particle - Laden Jets: Measurements and Predictions. AIAA Journal, Vol. 23 (No. 3), pp. 396 - 404 (1985).
26. Semião V.S.: "Modelação da Combustão, Transferência de Calor e Emissão de Poluentes em Sistemas de Queima de Combustíveis Líquidos". Ph.D. Thesis (in Portuguese), Technical University of Lisbon (1989).
27. Issa, R.I.: Solution of the Implicit Discretized Fluid Flow Equation by Operator - Splitting. J. Comp. Phys., Vol. 62, pp. 40 - 65 (1986).
28. Rizvi, S.M.A. "Prediction of Flow, Combustion and Heat Transfer in Pulverized Coal Flames", Ph.D Thesis, University of London (1985).
29. Lockwood, F.C., Rizvi, S.M.A., Lee, G.K. and Whaley, H.: Coal Combustion Model Validation Using Cylindrical Furnace Data. Internal Report FS/83/41, Mech. Engng. Dept., Imperial College, London.



THAÍS MAIA ARAÚJO
 JERÔNIMO S. TRAVELHO
 Instituto de Pesquisas Espaciais / LAC
 São José dos Campos - SP - Brasil



SUMÁRIO

Uma expressão analítica é obtida para o maior raio das gotas de um "spray" monodisperso que queima homogênea. Este trabalho é uma extensão de um trabalho previamente publicado por F. A. Williams sem as aproximações feitas por este autor. Os resultados obtidos estão de acordo com os valores experimentais encontrados na literatura, e a solução obtida é a esperada fisicamente.

INTRODUÇÃO

Atualmente, a preocupação com a conservação do meio ambiente tem sido responsável por constantes desenvolvimentos de métodos industriais não poluentes. Estes desenvolvimentos são especialmente importantes na queima de combustíveis líquidos e pastosos. Entre as diversas aplicações dessa área estão a geração de energia e vapor na indústria, e a eliminação de resíduos poluidores. Uma maneira de se obter queimas pouco poluentes é misturar o combustível e o oxidante de maneira homogênea, sendo necessária a completa vaporização do combustível antes da combustão. Quando isto ocorre tem-se a queima homogênea do "spray" de combustível. Entretanto, quando as gotas de combustível atingem a frente de chama sem se vaporizarem completamente, tem-se a queima heterogênea.

A maneira como um "spray" queima está associada ao grau de vaporização do combustível, que por sua vez é um parâmetro dependente do diâmetro médio das gotas constituintes. Se um "spray" é constituído de gotas grandes, as mesmas não irão se vaporizar completamente e ter-se-á combustão difusiva. No caso de um "spray" de gotas pequenas, no entanto, estas se vaporizarão completamente e a chama será pré-misturada.

O objetivo deste trabalho é estabelecer um método de determinar se a queima de combustíveis e resíduos em um processo de combustão de "sprays" é ou não homogênea. O método utilizado foi o de determinar o diâmetro máximo de gotas, para que a chama produzida na combustão das mesmas seja pré-misturada, garantindo a queima homogênea.

Existem vários tipos de sistemas de "sprays" e são vários os aspectos que influenciam o processo de combustão dos mesmos. Combustores, nos quais as gotas vaporizam completamente antes de alcançarem a frente de chama, são os sistemas de interesse neste trabalho. Os tipos de injetores sendo utilizados em sistemas de "sprays" são diversos e os mesmos são geralmente caracterizados através da distribuição de gotas que produzem. A combustão do "spray" depende naturalmente da forma desta distribuição. No entanto, a modelagem da deflagração de "spray" torna-se mais simples se for analisado um "spray" monodisperso, ou seja, um "spray" em que todas as gotas possuem o mesmo tamanho. Os resultados obtidos com a análise do "spray" monodisperso podem ser adaptados para outras distribuições [1]. "Sprays" não monodispersos, possuem gotas de vários tamanhos e algumas delas atingem a frente de chama sem se vaporizarem. Se a distribuição normal é utilizada para efeitos de cálculos, o número de gotas com diâmetros maiores que r_{SMD} (SMD -

diâmetro médio de Sauter) é 14,63 % do número total de gotas. Se considerarmos as gotas com o dobro de r_{SMD} , essa porcentagem diminui para 0,35 %. Portanto, a escolha de r como r_{SMD} ou $2r_{SMD}$ é suficiente para se ter uma condição igual à de queima homogênea de "spray" não monodisperso.

Deve-se notar que, de acordo com a lei do diâmetro ao quadrado, as gotas grandes se vaporizam principalmente no início e, portanto, as poucas gotas que atingem a frente de chama são muito pequenas. Desse modo, a fração do combustível que queimarão com uma chama difusiva será bem pequena gerando pouco poluente.

De acordo com Williams [2], a propagação homogênea ocorre para $d < 10 \mu m$ e a propagação heterogênea para raios iniciais maiores. No modelo desenvolvido por este autor o diâmetro máximo para queima homogênea foi encontrado pouco dependente de vários parâmetros como será visto a seguir.

MODELO MATEMÁTICO

O modelo adotado é de um "spray" diluído em que as gotas são esféricas, velocidades das gotas são iguais às velocidades do gás ($v = u$). A forma das gotas é um aspecto fundamental no estudo de combustão de "sprays" e as mesmas podem ser consideradas esféricas quando: (a) são raras as colisões com outras gotas e (b) suas velocidades relativas ao gás são baixas. A condição (a) significa que o "spray" deve ser diluído isto é, a taxa de volume ocupado pela fase condensada por volume ocupado pelo gás deve ser pequena. A condição (b) equivale a se ter um baixo número de Weber. Quando $We \ll 10$ as gotas são aproximadamente esféricas e a medida que We aumenta, as gotas se deformam ou até se quebram. Admite-se que o regime é permanente, o escoamento unidimensional e com área constante, pressão constante. A reação química é do tipo $\nu_C C + \nu_O O \rightarrow \nu_P P$ onde ν é o coeficiente estequiométrico de combustível (C), oxidante (O) e produto (P), respectivamente. Quanto ao modelo matemático, a chama é dividida em duas zonas, separadas em $x = 0$, onde a temperatura é a temperatura de ignição e onde se localiza a frente de chama. Uma zona é de pré-aquecimento (zona I) e a outra de reação química (zona II). Na zona I, os gases são aquecidos por condução e o "spray" é vaporizado. A reação química só se inicia quando a temperatura é maior que a temperatura de ignição, portanto, na primeira zona, só existe condução e convecção. Na zona II, onde ocorre a reação química, o calor liberado aquece os gases não queimados na zona I possibilitando, que os mesmos atinjam a temperatura de ignição. Sendo assim, a

zona II é igual à zona reativa-difusiva do modelo de Frank-Kamenetskii para chamas laminares [3].

EQUAÇÕES DA CONSERVAÇÃO

As equações da continuidade, da conservação das espécies químicas k e da conservação da energia são:

$$\rho u = \dot{m} = \text{constante} \quad (1)$$

$$\frac{d}{dx} \left[Z \left(1 + \frac{U_k}{u} \right) \right] Y_k = \frac{w_k}{\dot{m}} + \epsilon_k \frac{dZ}{dx} \quad (2)$$

$$Zh + (1 - Z) h_\lambda + \frac{q}{\dot{m}} = H \quad (3)$$

onde u é velocidade do fluido, \dot{m} fluxo mássico, ρ massa específica total (gás e líquido), Z fração mássica do fluido, U_k velocidade de difusão das espécies k, Y_k fração mássica das espécies k no gás, w_k é a razão mássica de produção de espécies k por unidade de volume, ϵ_k fração de fluxo mássico de componente k, h_λ e h são as entalpias do líquido e do gás e q é o fluxo de calor.

Para estabelecer uma equação que determine a variação de fração mássica em função do raio da gota, é necessário definir na expressão da variação do raio r da gota com o tempo ($dr/dt = -\chi/r$) a variável χ . Tal variável, pode ser dada pela expressão obtida por Spalding [2]:

$$\chi = \frac{\lambda}{Cp\rho_\lambda} \ln \left[1 + \frac{Cp(T - T_\lambda)}{L} \right] \quad (4)$$

onde λ é a condutividade térmica, Cp o calor específico a pressão constante, ρ_λ e T_λ são a massa específica e a temperatura da gota líquida, L o calor de vaporização.

A equação obtida, para a variação da fração mássica, válida somente para "spray" monodisperso, é da seguinte forma:

$$\frac{dZ}{dx} = \frac{4\pi\rho_\lambda u_0 N_0 r_0}{\dot{m}} \chi \left(\frac{1-Z}{1-Z_0} \right)^{1/3} \quad (5)$$

onde o subscrito "o" identifica as condições da zona I ($x \rightarrow -\infty$), N_0 número de gotas por unidade de volume e r o raio da gota.

Se as equações da continuidade e a de estado de gás perfeito são substituídas na Equação (5), tem-se:

$$\frac{dZ}{dx} = \frac{4\pi\rho_\lambda N_0 r_0}{\dot{m}} \chi \left(\frac{Z_0}{Z} \right) \left(\frac{T_0}{T} \right) \left(\frac{W}{W_0} \right) \left(\frac{1-Z}{1-Z_0} \right)^{1/3} \quad (6)$$

onde W_0 é o peso molecular de espécie oxidante.

As variáveis U_k , w_k , q, h e h_λ que aparecem nas Equações (2) e (3), podem ser escritas em função de outras variáveis dependentes, por exemplo, Y_k , Z e T. Nesse desenvolvimento considera-se que a Lei de Fick é válida e o calor específico das diversas espécies é constante. A velocidade da reação química da espécie k é dada pela lei de Arrhenius. Com essas simplificações o fluxo de calor, a equação da conservação das espécies e a equação da energia tornam-se [1]:

$$q = -\lambda \frac{dT}{dx} - \rho D \sum_k h_k \frac{dY_k}{dx} \quad (7)$$

$$\frac{d}{dx} \left(ZY_k - \frac{\rho D}{\dot{m}} \frac{dY_k}{dx} \right) = \frac{v_k w_k}{v_0 w_0} + \epsilon_k \frac{dZ}{dx} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & - \frac{\lambda}{\dot{m}} \frac{dT}{dx} - \frac{\rho D}{\dot{m}} \sum_k h_k^0 \frac{dY_k}{dx} + \sum Y_k h_k^0 Z - \\ & - Z (h_c^0 - L) + Z Cp(T - T_\lambda) = \\ & = \sum Y_k h_k^0 Z_0 - Z_0 (h_c^0 - L) + Z_0 Cp(T_0 - T_\lambda) \quad (9) \end{aligned}$$

onde D é o coeficiente de difusão e avalia-se a constante H para $x \rightarrow -\infty$. Essa equação pode sofrer maiores simplificações pois, em combustão de "spray", inicialmente existe equilíbrio térmico entre as fases em $x \rightarrow -\infty$, sendo então $T = T_0$.

Neste desenvolvimento [1] a zona de vaporização é a região onde praticamente não ocorre reação química e quase todo o combustível é vaporizado. Equivale à zona I no desenvolvimento de Frank-Kamenetskii et alii [3] e as equações governantes sofrem consideráveis simplificações pois $w = 0$. Se as gotas estão somente vaporizando, então $\epsilon_0 = \epsilon_p = 0$ e $\epsilon_c = 1$. A Equação (8) pode ser integrada uma vez e a constante de integração calculada para $x \rightarrow -\infty$, obtendo-se:

$$\frac{\rho D}{\dot{m}} \frac{dY_k}{dx} = ZY_k - Z_0 Y_k^0 \quad (10)$$

$$\frac{\rho D}{\dot{m}} \frac{dY_c}{dx} = Z_0 (1 - Y_{c_0}) - Z (1 - Y_c) \quad (11)$$

Estas equações, (10) e (11), quando substituídas na Equação (9), fornecem:

$$\frac{\lambda}{\dot{m}} \frac{dT}{dx} = Z Cp (T - T_0) + LZ - LZ_0 \quad (12)$$

A equação que fornece a variação de T com Z na zona de vaporização é obtida eliminando-se x das Equações (6) e (12) dividindo-se uma pela outra:

$$\frac{dT}{dZ} = \frac{Z Cp(T - T_0) + LZ - LZ_0}{\frac{4\pi\rho_\lambda N_0 r_0 \lambda}{\dot{m}^2} \chi \left(\frac{Z_0}{Z} \right) \left(\frac{T_0}{T} \right) \left(\frac{W}{W_0} \right) \left(\frac{1-Z}{1-Z_0} \right)^{1/3}} \quad (13)$$

com a condição de contorno $T = T_0$ para $Z = Z_0$.

Inicialmente, mencionou-se que na combustão de "sprays" a chama seria homogênea se todas as gotas se vaporizassem completamente antes de alcançarem a zona de reação. O intervalo da zona de vaporização é de $x \rightarrow -\infty$ ($T = T_0$ e $Z = Z_0$) até $x = 0$ ($T = T_i$). A Equação (13), para a zona de vaporização, é função da velocidade e do raio da gota, mas não possui solução analítica. Na tentativa de se obter resultados semelhantes aos dados experimentais, Williams [1], fez várias aproximações. A condição para que a combustão fosse homogênea foi dada por:

$$\frac{dT}{dZ} \ll \frac{T_i - T_0}{1 - Z_0} \quad (14)$$

e que $Z = (Z_0 + 1)/2$, $T = (T_0 + T_i)/2$. As hipóteses feitas foram:

- a - $(1 - Z_0) \ll 0,1$
- b - $(1 - Z_0) L \ll (1 + Z_0) C_p (T_i - T_0)$
- c - $(1 + Z_0) \ll 2$
- d - $(W_0 \approx W)$
- e - $N_0 \approx 1/r_0^3$
- f - $4\pi/2^{1/3} \approx 10$

Substituindo-se essas expressões na Equação (13), Williams obteve uma equação aproximada para a velocidade de propagação homogênea:

$$\frac{r_0^2 u_0^2 \rho_0 \rho_\ell (1 + T_i/T_0)}{10 \frac{\lambda^2}{C_p} \ln \left[1 + C_p \frac{T_i - T_0}{2L} \right]} \ll 1 \quad (15)$$

Entretanto, nota-se que nesta equação, para determinar o raio da gota (r_0) ou a velocidade de propagação (u_0) necessita-se da temperatura de ignição (T_i). Convém lembrar que temperatura de ignição é um parâmetro artificial e sua determinação aproximada é feita experimentalmente e fornece intervalos de temperaturas como resultado.

MODELO DESENVOLVIDO

A temperatura de ignição é uma variável para a qual não se possui meios adequados de determinação. Sabe-se que o ponto de ignição varia com o tipo de combustível utilizado, com a concentração de combustível, com a temperatura inicial, etc, o que dificulta a determinação de um ponto exato onde a reação química começa a se processar com alta velocidade. Gaydon e Wolfhard [4] citam intervalos de temperaturas de ignição, obtidos experimentalmente, de certas misturas de combustíveis. Em metano/ar, por exemplo, T_i varia de 1100 a 1300 K para uma temperatura de chama de 2150 K, em etileno/ar varia de 600 a 1000 K, propano/ar de 1200 a 1500 K para temperaturas máximas de 2000 e 2200 K.

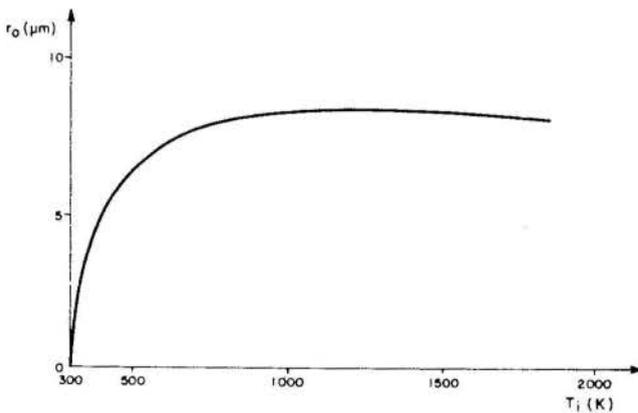


Fig. 1 - Variação do raio da gota em função da temperatura de ignição para o modelo de Williams.

Ao efetuar uma comparação numérica da Equação (15) com os dados empíricos obtidos por Burgoyne e Cohen [5] para um sistema de "sprays" monodisperso de tetralin, Williams [1] adotou para a temperatura de ignição 800 K. Se na Equação (15) varia-se T_i mantendo-se os outros parâmetros constantes, obtêm-se o raio das gotas em função da temperatura de ignição como pode ser visto na Figura 1. Nesta figura, observa-se que a partir de um certo valor de T_i , entre 1200 e 1300 K, o raio da gota começa a diminuir com o aumento da temperatura de ignição. Esse resultado

contraria a intuição física porque, se T_i aumenta, as gotas encontram uma região mais aquecida e, portanto, vaporizam-se com maior facilidade. Dessa forma, as gotas podem ter um raio maior e mesmo assim, se vaporizarem completamente antes de alcançarem a frente de chama.

Provavelmente, as aproximações feitas por Williams sejam as responsáveis por esse resultado e, então, é interessante que novas hipóteses sejam investigadas, na tentativa de se obter uma relação que forneça dados mais coerentes quanto à determinação do raio da gota.

ZONA DE VAPORIZAÇÃO

Na análise da zona de vaporização será utilizada a Equação (13) a partir da qual Williams efetuou aproximações visando obter a Equação (15). No modelo a ser desenvolvido no entanto, parte-se da observação de que $Z C_p(T - T_0) \gg L(Z - Z_0)$ e supondo-se que $W = W_0$, tem-se:

$$\frac{4\pi N_0 r_0 \lambda^2}{C_p \dot{m}^2} \left(\frac{T_0}{T} \right) \ln \left[1 + C_p \frac{(T - T_0)}{L} \right] = \frac{1}{C_p(T - T_0)} dT = \frac{Z^2}{Z_0} \left(\frac{1 - Z_0}{1 - Z} \right)^{1/3} dZ = f(T) dT \quad (16)$$

A integração é feita no intervalo de $x \rightarrow -\infty$, quando $Z = Z_0$ a $x = 0$, quando $Z = 1$. Para efetuar a integração do lado esquerdo da Equação (16), variou-se a condutividade térmica com a temperatura da forma $\lambda = B_1 T^{1/10}$, onde B_1 é uma constante. Este tipo de variação com a temperatura foi obtida baseando-se em dados experimentais do nitrogênio [6]. A integral, no intervalo de $T = T_0$, quando $x \rightarrow -\infty$ a $T = T_i$, quando $x = 0$, fica:

$$\int_{T_0}^{T_i} f(T) dT = K \int_0^{\xi_i} \left(\frac{L/C_p \xi' + T_0}{\xi'} \right) \ln(1 + \xi') d\xi' \quad (17)$$

onde

$$K = 4\pi N_0 r_0 T_0 \left(\frac{B_1}{\dot{m} C_p} \right)^2 e \quad \xi' = C_p \frac{(T - T_0)}{L}$$

Através do desenvolvimento de uma série binomial, em que considera-se os primeiros termos, a solução desta integral fornece a expressão:

$$\int_{T_0}^{T_i} f(T) dT = K T_0^{2/5} \left\{ \frac{23}{15} \ln(2 + \xi_i') + \frac{34}{15} \left[\frac{1}{2 + \xi_i'} \right] - \frac{1}{10} \frac{(\xi_i' + 14)}{(2 + \xi_i')^2} + \frac{4}{15} \frac{(1 + \xi_i'^2)}{(2 + \xi_i')^3} - \frac{\xi_i'^2}{5(2 + \xi_i')^4} + \frac{1}{5} \left(\frac{L}{C_p T_0} \right) \left[(1 + \xi_i') \ln(1 + \xi_i') - \xi_i' \right] - 1,8790 \right\} \quad (18)$$

Levando-se a Equação (18) na Equação (16), obtém-se:

$$\frac{3}{2} \frac{(1-Z_0)}{Z_0} = \frac{8 \pi N_0 r_0 T_0^{7/5} B_1^2}{(\dot{m} C_p)^2} \left\{ \frac{23}{15} \ln(2 + \xi'_i) + \frac{34}{15(2+\xi'_i)} - \frac{(\xi'_i + 14)}{10(2+\xi'_i)^2} + \frac{4(1+\xi'^2_i)}{15(2+\xi'_i)^3} - \frac{\xi'^2_i}{5(2+\xi'_i)^4} + \frac{1}{5} \frac{L}{C_p T_0} \left[(1+\xi'_i) \ln(1+\xi'_i) - \xi'_i \right] - 1,8790 \right\} \quad (19)$$

Assim, como na Equação (15), nota-se que na (19) o raio da gota é obtido também em função da temperatura de ignição. A variação de r_0 com T_i pode ser vista na Figura 2 em que os dados experimentais e o intervalo de temperatura foram os mesmos utilizados na obtenção da Figura 1. Verifica-se que o raio da gota sempre aumenta com a elevação da temperatura de ignição, como é esperado. É interessante observar que, a partir de 500 K, a curva é praticamente linear.

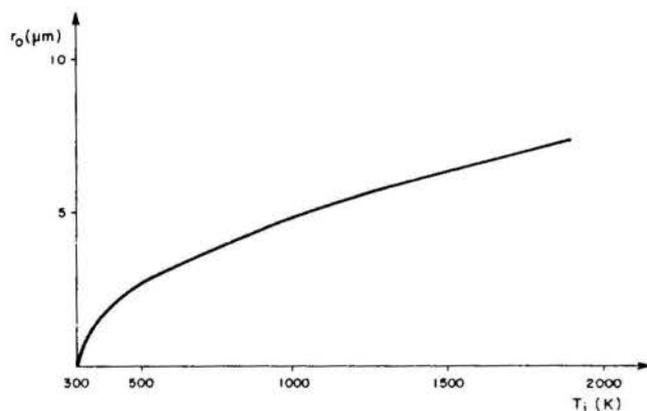


Fig. 2 - Variação do raio da gota em função da temperatura de ignição, de acordo com a Equação (19).

Verifica-se que na Equação (19) alguns termos exercem pouca influência nos resultados finais, podendo ser desprezados, ficando:

$$\frac{3}{2} \frac{(1-Z_0)}{Z_0} = \frac{8 \pi N_0 r_0 T_0^{7/5} B_1^2}{(\dot{m} C_p)^2} \left\{ \frac{23}{15} \ln(2 + \xi'_i) + \frac{34}{15(2+\xi'_i)} + \frac{1}{5} \left(\frac{L}{C_p T_0} \right) \left[(1+\xi'_i) \ln(1+\xi'_i) - \xi'_i \right] - 2 \right\} \quad (19a)$$

A variação de r_0 e T_i para esta equação pode ser vista na Figura 3. Nota-se que, a partir de 500 K, além da curva permanecer praticamente linear, a diferença máxima entre os resultados obtidos através da Equação (19) é inferior a 3%, que indica ser uma aproximação razoável.

Finalmente pode-se considerar a aproximação linear que seria dada por:

$$r_0 = \frac{2B_1}{\mu_0 C_p} \sqrt{\frac{Z_0 T_0^{7/5}}{\rho_0 \rho_k}} (0,2113 \xi'_i + 0,5352) \quad (20)$$

Os dados experimentais necessários para a verificação destas teorias não são facilmente encontrados na literatura. O trabalho de Burgoyne e Cohen [5] é provavelmente o melhor e o mais conhecido do qual alguns dados foram retirados. Dados referentes às propriedades do combustível, no entanto, foram retirados de bibliografias mais recentes [6]. Assim sendo, utilizando-se $T=800$ K, tem-se que da Equação (15) o raio máximo das gotas do "spray" que queima homogêneo é $7,92 \mu\text{m}$ enquanto que, da Equação (19) o raio encontrado é $4,08 \mu\text{m}$. Como pode-se observar, o segundo resultado é um valor bem mais próximo ao obtido experimentalmente que é, aproximadamente, $4,5 \mu\text{m}$.

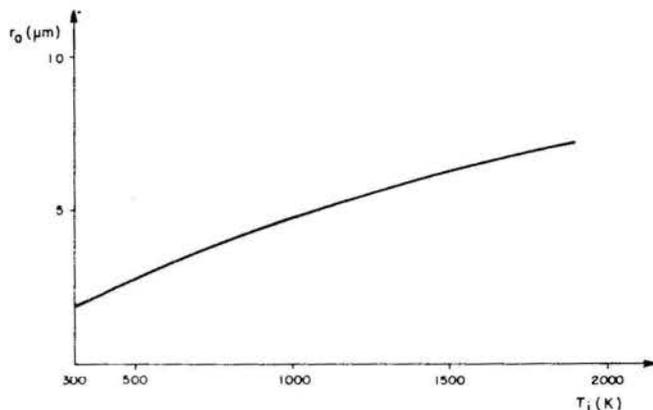


Fig. 3 - Variação do raio da gota em função da temperatura de ignição, de acordo com a Equação (19a).

ZONA DE REAÇÃO QUÍMICA

Comparando-se as Figuras 1 e 2, nota-se que a solução através do método desenvolvido no presente trabalho oferece um resultado físico coerente. Embora a Equação (19), obtida para a zona de vaporização ou pré-aquecimento, seja fisicamente coerente, a mesma ainda é de pente da temperatura de ignição.

Admite-se que todo o processo de reação química pertence à zona II. As condições iniciais da zona de reação estão acopladas diretamente com as da zona de pré-aquecimento, onde não há reação química e, naturalmente, o que ocorre na zona I influencia a zona II. A análise desta influência fornece condições de se encontrar uma expressão que possa ser relacionada com a Equação (19) na tentativa de eliminar a dependência de T_i . A determinação da temperatura final é através da temperatura de chama adiabática que pode ser obtida com o auxílio do programa NASA SP-273 [7]. Se a aproximação utilizada anteriormente, $Z C_p (T - T_0) \gg L (Z - Z_0)$, para a obtenção da Equação (16), é substituída na Equação (12) calculada para $Z=1$ e $T=T_i$ quando $x=0$, tem-se uma expressão que relaciona dT/dx com a temperatura de ignição, ou seja:

$$\frac{dT}{dx} = \frac{\dot{m} L}{\lambda C_p} \frac{(T_i - T_0)}{L} = \frac{\dot{m} L}{\lambda} \xi'_i \quad (21)$$

Substituindo-se esta equação na expressão obtida por Frank-Kamenetskii [9] para a velocidade de deflagração chega-se a uma expressão para a velocidade de propagação ($\dot{m} = \rho v$) em função da temperatura de ignição.

Dessa maneira, sabendo-se o valor da velocidade de propagação da chama, a temperatura de ignição é determinada. No entanto, na pesquisa bibliográfica realizada não se encontrou valores experimentais referentes à velocidade de reação do tetralin. Tal velocidade pode ser obtida de maneira bastante aproximada com base no trabalho de Westbrook

e Dryer[8], resultando numa temperatura de ignição cujo valor apresenta uma diferença de 45 % em relação ao proposto por Burgoyne e Cohen [5,9]. Conhecendo-se a temperatura de ignição é possível então, determinar o valor do raio máximo de uma gota para queima homogênea através da Equação (29), obtendo-se o valor mencionado anteriormente.

CONCLUSÃO

A análise feita dos resultados obtidos por Williams [1], mostrou que estes não são fisicamente coerentes. Um outro critério para queima homogênea então se fez necessário e o mesmo foi desenvolvido na última seção. Esse novo critério condiz com as expectativas de que o raio máximo r das gotas, para que o "spray" queime homogênea, aumenta com o aumento da temperatura de ignição, resultando num comportamento praticamente linear no intervalo de temperatura de interesse.

O modelo desenvolvido, além de apresentar resultados físicos coerentes, fornece um valor para o raio r (4,08 μ m) mais próximo ao encontrado experimentalmente (4,5 μ m) do que o modelo de Williams (7,92 μ m). Ressalta-se também que durante o desenvolvimento do trabalho, a temperatura de ignição não é eliminada ou adotada arbitrariamente. A temperatura de ignição é determinada em função das propriedades físicas da mistura combustível e do fluxo mássico. Devido à falta de dados da velocidade de reação do tetralin não foi possível comparar todos os resultados aqui encontrados com os experimentais.

AGRADECIMENTOS

Os autores gostariam de agradecer à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo por ter financiado este trabalho sob contrato Nº 90/0076-3.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Williams, F.A., "Monodisperse "sprays" deflagration," In: Bollinger, L.E., Goldsmith, M., Lemmon Jr., A.W., Liquid rockets and propellants, Academic Press, New York, NY, 1960. pp. 229-264.
- [2] Williams, F.A., "Combustion theory:" the fundamental theory of chemically reacting flow systems, Benjamin Cumings, Menlo Park, CA, 1985.
- [3] Zeldovich, Y.B., Semenov, N.N., "Kinetics of chemical reactions in flames," Journal of Experimental and Theoretical Physics, Vol. 10, pp.1116-1123, 1940.
- [4] Gaydon, A.G., Wolfhard, H.G., "Flames:" their structure, radiation and temperature, Chapman and Hall, London, 1979.
- [5] Burgoyne, J.H., Cohen, L., "The effect of drop size on flame propagation in liquid aerosols," Proceedings of the Royal Society of London, A, Vol. 225, pp. 375-392, 1954.
- [6] Weast, C., "Handbook of chemistry and physics," CRC Press, Boca Raton, FL, 1984.
- [7] Gordon, S., McBride, J., "Computer program for calculation of complete Chemical equilibrium compositions, Rocket performance, incident and reflected shocks, and Chapman-Jouguet detonations," NASA, Washington, D.C., 1971.
- [8] Westbrook, C.K., Dryer, F.L., "Chemical kinetic modeling of hydrocarbon combustion," Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 10, pp. 1-57, 1984.

- [9] Araújo, T.M., "Deflagração de "sprays",", Dissertação de Mestrado, INPE S. J. dos Campos SP, 1990.

ABSTRACT

An analytical expression is obtained for the maximum droplet radius of a monodisperse spray which burns homogeneously. The present work is an extension of a previous work by Williams without the approximations made by this author. The results obtained agrees with published experimental ones, and the obtained solution behaves more according with what is physically expected.



DEMÉTRIO BASTOS-NETTO, INPE
LEON R. SINAY, INPE (On Leave, UCSD)
CARLOS FREDERICO E. ALVES, IAE
ANTONIO LUIS S. GUIMARÃES, INPE



SUMMARY

As it is well known each component of a scramjet (supersonic combustion ramjet, fig. 1 i.e., the air inlet (0-1), the connecting duct (1-2), the combustor (2-4) and the exhaust nozzle (4-5), may be analysed in separate and experimental results can be incorporated where needed. This work reviews and discusses some thermodynamical aspects for fixed scramjet combustor geometries aiming at the design of a test facility.

INTRODUCTION

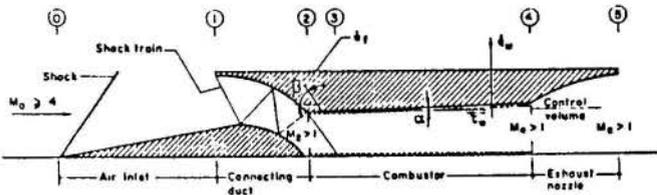


Fig. 1 Schematic of a scramjet engine.

τ_w - wall shear stress, \dot{q}_w - wall heat flux
 \dot{w}_f - fuel mass flow rate

α - combustor divergence angle, β - fuel injection angle
 M_j - mach number at j^{th} station.

The analysis of such problems usually deals with the one dimensional conservation equations plus the appropriate equations of state and a pressure-area relationship, first suggested by L. Crocco, of the form $p_w A^{\epsilon/\epsilon-1} = \text{constant}$ [1]. This relation, along with the equation of the state and the mass and momentum conservation equations only, yields, for a thermally perfect gas, convenient ratios for pressure, area and temperature [1]. However it might be of interest to notice that those relations must be made compatible with the energy equation [2]. These equations can be simultaneously solved if the equation of state at the exit of the combustor (station 4 in Fig. 1) is known, the wall pressure distribution is given and if working expressions for the wall shear and heat flux are known [3]. The equation of state for station 4 is obtained assuming that thermodynamical equilibrium has been reached there, that the air and fuel properties are known and then making use of the existing computer codes for such calculations [4]. The wall pressure distribution is chosen to obey the above referred Crocco's relation. For the wall shear and heat flux, one assumes that the Reynolds Analogy remains valid for reacting flows. However, as the values for ϵ and p_1/p_2 (the pressure ratio across the existing shock at section 3 of Fig. 1) are not known a priori, the usual technique is to assume that in the neighborhood of section 4 the flow is one dimensional and that the nozzle flow (between stations

4 and 5 of Fig. 1) is isentropic and then to use the constraints that $dT_t/T_t + 0$ as $A \rightarrow A_*$, where T_t is the total (stagnation) temperature and that $\frac{\partial p}{\partial A} \Big|_{\epsilon=\text{const.}} = \frac{\partial p}{\partial A} \Big|_{\text{isentropic}}$ as $A \rightarrow A_*$. Notice that as it has been shown elsewhere, this latter constraint is sufficient by itself to yield the relationship between ϵ and p_3/p_2 [2].

This work uses a numerical scheme taken from Operations Research to solve simultaneously this highly non linear system, aiming at the design of a test facility. Thus it obtains the desired solutions for different fixed geometries.

COMBUSTOR ANALYSIS

As mentioned above the use of one-dimensional conservation equations along with the appropriate equations of state consist in a known technique for the analysis of supersonic combustors. Hence, choosing the control volume shown in Figure 1, one may write [1]:

$$\frac{p_4}{p_2} = \left[\frac{(1+\gamma_2 M_2^2) - (1-\epsilon)p_3/p_2 - f_1^*}{\epsilon + \gamma_4 M_4^2} \right]^{\epsilon} \left[\frac{p_3}{p_2} \right]^{1-\epsilon} \quad (1)$$

$$\frac{A_4}{A_2} = \left[\frac{(1+\gamma_2 M_2^2) - (1-\epsilon)p_3/p_2 - f_1^*}{\epsilon + \gamma_4 M_4^2} \right]^{1-\epsilon} \left[\frac{p_3}{p_2} \right]^{\epsilon-1} \quad (2)$$

$$\frac{T_4}{T_2} = \left[\frac{(1+\gamma_2 M_2^2) - (1-\epsilon)p_3/p_2 - f_1^*}{\epsilon + \gamma_4 M_4^2} \right]^2 \frac{\gamma_4 R_4}{\gamma_2 R_2} \frac{M_4^2}{M_2^2} \cdot (1+f)^{-2} \quad (3)$$

where γ is the specific heat ratio, R - the specific gas constant, \dot{w} - the mass flow rate, A - the cross-sectional area, f - the fuel to air flow ratio ($f = \dot{w}_f/\dot{w}_a$), the subscripts f, w, 2 and 4 stands for fuel, wall and stations 2 and 4 respectively, and

$$-f^* = \left[- \int_2^4 \tau_w \cos \alpha \, dA_w + p_f A_f \cos \beta + \rho_f u_f^2 A_f \cos \beta \right]$$

$$\cdot [p_2 A_2]^{-1} \quad (4)$$

Notice that equations (1) to (3) were obtained without the use of the energy equation. However it might be of interest to notice that these relations must be made compatible with the energy equation. Thus, to make equation (3) compatible with the energy equation it is necessary that:

$$\frac{\gamma_2 R_2 (\gamma_4 - 1)}{\gamma_4 R_4 (\gamma_2 - 1)} \left[1 + f \frac{h_{tf}}{h_{t2}} - \frac{Q_1}{h_{t2}} \right] = \frac{2 + (\gamma_4 - 1)M_4^2}{2 + (\gamma_2 - 1)M_2^2} \frac{\gamma_4 R_4}{\gamma_2 R_2} \frac{M_4^2}{M_2^2} (1 + f)^{-1} \cdot \left[\frac{(1 + \gamma_2 M_2^2) - (1 - \epsilon) p_3 / p_2 - f_1^*}{\epsilon + \gamma_4 M_4^2} \right]^2 \quad (5)$$

where, $Q_1 = \int_2^4 \dot{q}_w dA_w$ and where the subscript t stands for stagnation conditions.

Defining next [1]:

$$Q_1 = \frac{\bar{Q}}{A_w} / \frac{\dot{w}_2}{A_2}$$

where \bar{Q} / A_w is the average heat flux along the combustor wall, then this parameter can be nondimensionalized by Δh , written as:

$$\Delta h = h_{t2} + f h_{tf} + 0.5 f \eta_c \Delta H_f - \bar{h}_w \quad (6)$$

where \bar{h}_w is the enthalpy of the air at the average wall temperature, η_c - the combustion efficiency, ΔH_f - the fuel lower heating value and the factor 0.5 is used to yield an average for the overall combustor, [1]. Experimental data taken from a variety of fuels and combustor geometries over a wide range of initial conditions allow $Q_1 / \Delta h$ to be plotted vs the parameter $f \eta_c \Delta H_f$ [1]. One approximation to those correlations yields:

$$Q_1 / \Delta h = 0.80502 \times 10^{-3} + 3.450217 \times 10^{-10} \chi + 1.571077 \times 10^{-17} \chi^2 - 1.057881 \times 10^{-23} \chi^3 \quad (7)$$

where $\chi = f \eta_c \Delta H_f$ and ΔH_f is in J/kg.

Assuming also that the Reynolds Analogy remains valid in the case of turbulent flow with heat addition [1], then one can write:

$$\left(\frac{\bar{Q}}{A_w} \right) / (\bar{h}_r - \bar{h}_w) = \bar{\tau}_w / \bar{u} \quad (8)$$

where $\bar{\tau}_w = (1/A_w) \int_2^4 \tau_w \cos \alpha dA_w$,

and \bar{h}_r is the mean recovery enthalpy and \bar{u} is the average gas velocity in the combustor which can be taken approximately equal to u_2 if it is assumed that the effects of the deceleration through the shock waves and the heat addition are compensated by the combustor divergence [3]. Still following Billig's

approach [1] one may choose $\bar{h}_r = C_1 \bar{h}_t$ where $C_1 = 0.93$ and $\bar{h}_t = h_{t2} + f h_{tf} + C_2 f \eta_c \Delta H_f$

where for the hydrogen fuel, $C_2 = 0.9$ and $\Delta H_f = 1.4329 \times 10^8 \text{ J/kg}^{-1}$.

Assuming next that $\left(\frac{\partial p}{\partial A} \right)_{\epsilon = \text{const}} = \left(\frac{\partial p}{\partial A} \right)_{\text{isentropic}}$ as A + A one can obtain the equation

$$\frac{\epsilon}{\epsilon + \gamma_4 (1 - \epsilon)} = \frac{(p_2 / p_3) [\gamma_4^{-1} + (\gamma_2 / \gamma_4) M_2^2] - (1 - \epsilon) / \gamma_4}{(A_w / A_2)^{1/(1 - \epsilon)}} + \frac{f_1^* \gamma_4^{-1} p_2 / p_3}{(A_w / A_2)^{1/(1 - \epsilon)}} - \frac{\epsilon}{\gamma_2} \quad (9)$$

as mentioned earlier.

This leads to the solution for a given heat flux in the combustor which corresponds also to a unique value for p_2 / p_3 .

SOLUTION PROCEDURE

The highly non linear characteristics of the scramjet balance equations (equations (1) to (9)) make it very difficult, if not impossible, the use of standard solution methods. This led the authors to employ an Operation Research Technique to solve the above equations. Thus it was used the Hooke and Jeeves optimization algorithm to minimize the goal function defined as the sum of the absolute values of each equation in the system [5]. If there is a solution of the system, then the minimum of the goal function is zero; reciprocally, if there is a minimum and it is zero, then each term of the goal function must also be zero and therefore the whole system is solved.

NUMERICAL RESULTS

As it was already mentioned, this work intends to help the setting up of some design parameters for a ground test facility used to evaluate combustors operating in a supersonic regime.

In order to achieve a situation similar to those met in real flight, one has to simulate the airflow conditions at the combustor entrance, that is, after it went through an oblique shock train. To bring the air flow to the desired conditions (i.e., to a Mach Number between 3 and 5, to a temperature around 1300 K and to a pressure of 0.5 atm), the facility possesses a sue heater besides a supersonic nozzle and a settling chamber. Notice, however, that the air entering the combustor is in the so-called "vitiated conditions" (as one injects fuel to "burn" the enriched air in the sue heater) i.e. it has the following composition: 12% H₂O, 69% N₂, 19% O₂, by weight.

Choosing gaseous Hydrogen at 298.15K and using the data listed below in Table 1 one may use the Hooke routine to solve simultaneously equations (1) to (9). The parameters to be optimized were p_4 , M_4 , T_4 / T_2 , p_3 / p_2 and A_w / A_2 . The angle α was taken varying from 1° to 5° thus allowing the combustor configuration to be chosen (or tested). The results are shown in Figure 2. They were obtained for a ratio $\rho_f u_f / \rho_2 u_2 = 0.35$ [1] and by using the NASA code SP 273 [4] to obtain $R_4 = R_4(p_4)$ and $\gamma_4 = \gamma_4(p_4)$

Table 1. Parameters used to obtain results shown in Fig. 2.

η_c	= 0.8
α	= 1, 2, 3, 4 and 5°
β	= 90°
γ_2	= 1.3862
p_2	= 39215.7 Nm ⁻²
T_2	= 356K
M_2	= 3.633 (which corresponds to a flight regime of $M_\infty=10.0$, $Z_0=30000m$ (flight altitude) as suggested by Billig [1], for proper inlet conditions)
ρ_2	= 0.38161 kgm ⁻³
u_2	= 1401.07 msec ⁻¹
T_f	= 298.15K
ρ_f	= 0.06193 kgm ⁻³
p_f	= p_2
T_{air}	= 298.15K (temperature outside the scramjet walls)
$C_{p,air}$	= 1119.5 J(Kg.K) ⁻¹
ΔH_f	= 1.4329 x 10 ⁶ J.Kg ⁻¹

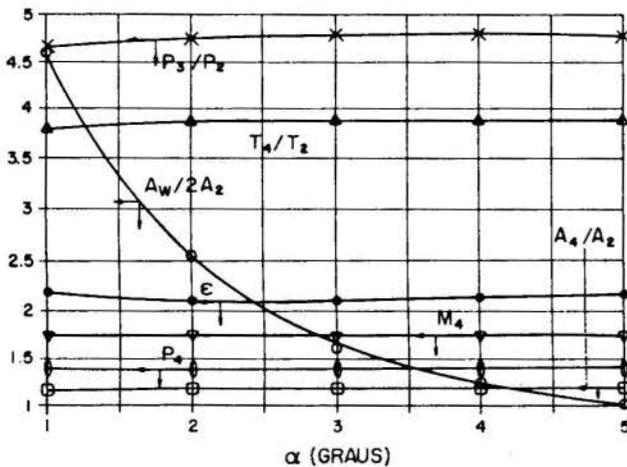


Fig. 2 Design data for supersonic combustor test facility.

\square	A_4/A_2
\circ	P_4 [atm]
∇	M_4
Δ	T_4/T_2
\times	P_3/p_2
\circ	$A_w/2A_2$
\bullet	ϵ

CONCLUSIONS

An analysis of the scramjet engine cycle and optimization process was done with the purpose

of collecting data for the design of a test facility which will be built in the authors' research laboratory. The numerical scheme used to solve the problem has been discussed in detail elsewhere [6,7].

REFERENCES

- [1] Waltrup, P.J., Billig, F.S. and Stockbridge, R.D., "A Procedure for Optimizing the Design of Scramjet Engines", J. of Spacecraft and Rockets, V. 16, May-June 1979, pp. 163-171.
- [2] Alves, C.F.E., Sinay, L.R. e Bastos-Netto, D. "Dinamica de Combustores Supersônicos", Anais do ENCIT 88, pp 033-036 (1988).
- [3] Billig, S.F., "Combustion Process in Supersonic Flow", J. of Propulsion and Power, V. 4 May-June 1988, pp. 209-216.
- [4] Gordon, S. and McBride, B.J., "Computer Program for Calculations of Complex Chemical Equilibrium Compositions, Rocket Performance Incident and Reflected Shocks and Chapman Jouguet Detonations", NASA SP-273 (1971).
- [5] Hooke, R. and Jeeves, T.A., "A Direct Unconstrained Search Strategy", J. Assoc. Comp. Mach., Vol. 8, pp 202-229, 1961. For computer program see Kuester, J.L. and Mize, J.H., Optimization Techniques With Fortran, pp 355-366, McGraw-Hill Book Company, New York, 1973.
- [6] Bastos-Netto, D., Sinay, L.R. and Alves, C.F.E., "Some Thermodynamic Aspects in the Optimization of Supersonic Combustors", XVII International Symposium on Space Technology and Science (17th. ISTS), May 22-25, 1990, Tokyo, Japan.
- [7] Sinay, L.R., Bastos-Netto, D. and Alves, C.F.E. "Numerically Solving Eigenvalue Equations as Minimization Problems" - Paper accepted for 13th CNMAC (Águas de Lindóia, SP, 25-29 Nov., 1990).

BURNING OF FINNISH PEAT PELLETS IN A BRAZILIAN
EXPERIMENTAL PULSATING COMBUSTOR

M.A. FERREIRA, C. BRESSAN, J.R.S. VICTÓRIO, J.A. CARVALHO JR.
Instituto de Pesquisas Espaciais
V.P. HEISKANEN
Technical Research Center of Finland



SUMMARY

This paper describes performance results obtained in the burning of Finnish peat pellets in an experimental pulsating combustor developed at the Instituto de Pesquisas Espaciais (INPE). The work was conducted as part of the cooperation research work between the Technical Research Center of Finland (VTT) and INPE. The results described include acoustic pressure amplitudes, flue gas component concentrations and heat release rates. Maximum heat release rates per grate unit area of the order of 2.5MW/m² were achieved, which indicates the potential of the process in the burning of peat pellets.

INTRODUCTION

The oscillatory combustion process has been used in a variety of practical applications. The literature in the area indicates that combustors utilizing the phenomenon present several advantages, most of them arising directly from the increased rate of mixing between oxidizer and fuel. These advantages include high combustion efficiencies and intensities [1,2], increased convective heat transfer rates [3,4], reduced pollutants formation [5,6], and cleaning of heater surfaces [7]. Most of these advantages were confirmed in a Rijke type pulsating combustor in which woodchips and low ash content coals were burned [8-12].

The original Rijke tube [13] can be described as a vertical open ended tube that contains a heated metallic grid in its lower half. Under these conditions, strong acoustic oscillations are excited in the established convective air flow.

In a solid fueled Rijke type pulsating combustor, the metallic grid is replaced by a combustion bed. The theoretical analyses developed up to date on the subject allow the prediction of the combustion bed location that maximizes the pressure amplitudes of the several acoustic modes that occur in the equipment [13-16].

A recent study concerned with the possibility of operating self-aspirating combustors indicates that the power output, in this case, is significantly lower than that obtained with combustion occurring under forced air flow [17]. Consequently, the combustion equipment must be mounted on a chamber such that the air flow rates can be controlled and the open ended boundary conditions can be simulated.

This paper describes the combustion characteristics of peat pellets in a modular pulsating combustor developed in INPE. This device was already tested in the burning of charcoal [18] and "dendê" peel [19]. "Dendê" is a fruit of the Brazilian state of Bahia. The equipment was slightly modified in order to burn the peat under pulsating and non-pulsating conditions.

TEST SETUP AND PROCEDURE

The test apparatus of this work is presented in Figure 1. The device is modular, consisting of a

hopper, a feed mechanism, and a vertical tubular combustion chamber with a grate. The chamber is surrounded by a water jacket. It is possible to set the position of the grate in the vertical direction by a simple sliding rod mechanism.

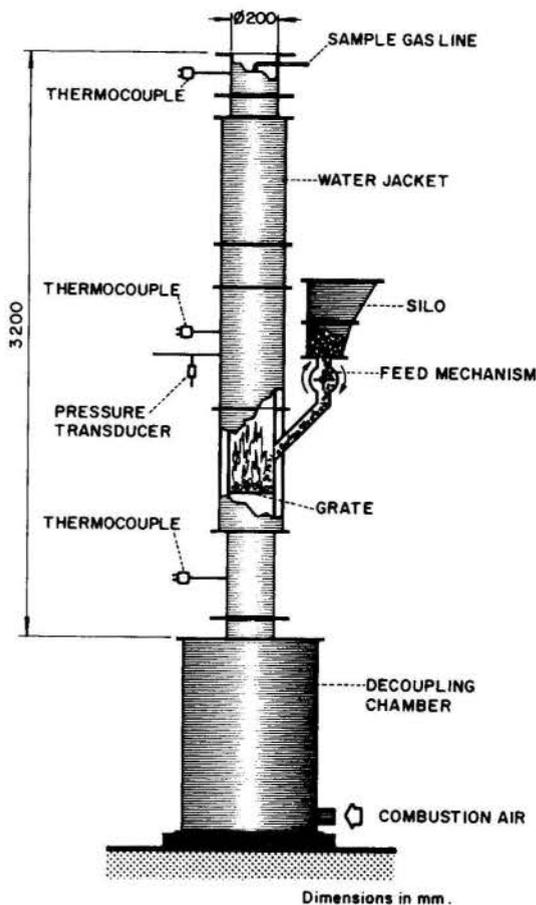


Fig. 1 The pulsating combustor.

For tests under pulsating operation, the grate is placed at 0.8m from the lower end of the tube. This distance corresponds to one fourth of the tube length. The typical acoustic oscillation frequency is, in this

case, 70Hz.

For non-pulsating operation, the lower end of the tube is closed by a flange and the air is supplied laterally by a port in the lowest modulus of the equipment.

Ash is not removed from the combustion bed during the experiments. Some of the ash drops through the grate. A portion of it is carried by the flue gas. However, an ash layer grows in the combustion bed and the test is stopped when it begins to disturb the proper operation of the device.

The air flow rates are measured by an orifice plate. The fuel feed rates are calculated by weighting the remaining peat in the hopper after a test, subtracting the amount from the initial quantity of peat separated for the test and dividing the result by the time of feeding. The fuel feed rates are set, before a test, in the neighborhood of a desired value using a calibration curve of the feed mechanism.

Temperatures are measured with beaded type chromel-alumel thermocouples at 0.4 m below the combustion bed, at the tube mid section, at 0.1m below the tube outlet and at the cooling water outlet and inlet. The thermocouples are not radiation shielded and, therefore, the measured temperatures are higher than the real temperatures, especially for that corresponding to the measurement performed at the tube mid section. However, they can be used for comparison between different tests.

The acoustic pressure is monitored by a piezoelectric pressure transducer which is linked to a charge amplifier. The signal is displaced on an oscilloscope screen for the determination of its amplitude and frequency.

The CO₂, CO, O₂ and NO contents of the flue gas were measured by continuous analyzers. These were infrared, for CO₂ and CO, thermomagnetic, for O₂, and ultraviolet, for NO.

THE FUEL CHARACTERISTICS

The fuel used in the tests was pelletized Finnish peat. The elemental analysis of the fuel is shown in Table 1.

Table 1. The elemental analysis of the fuel.

Element	Mass per cent
C	50.20
O	41.14
H	5.17
N	0.82
S	0.11
Ash	2.56

The other fuel characteristics were as follows:

- moisture content: 24.1%;
- lower heat value on dry basis: 18.55MJ/kg;
- melting point of ash: 1488K;
- length of pellets: 15 ... 25mm;
- diameter of pellets: 12mm.

For ignition of the combustor, 900g of peat were soaked in alcohol. Normal feeding by the feed mechanism started at 7-8 min after ignition.

RESULTS

First, the results of a typical test are presented

in Figures 2-4. In this case, the normalized air to fuel ratio λ (the ratio between the mass flow rate of air and the stoichiometric mass flow rate of air) was only 0.97. Therefore, the CO content of the flue gas was relatively high, 1% on the average, as it can be observed in Figure 2. Similarly, the O₂ content was low, also about 1%. However, in most tests the CO content was reasonably low, as it will be seen later.

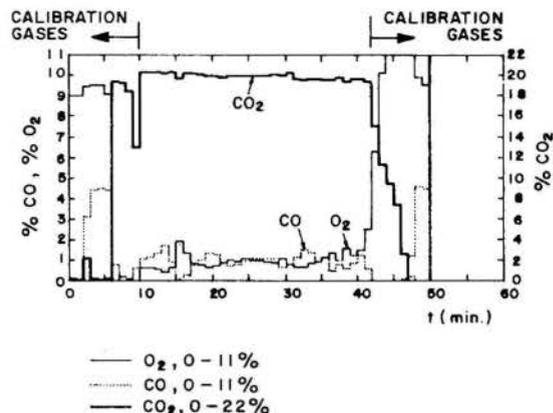


Fig.2 Concentrations of CO₂, CO and O₂ during test 1.

Still focusing the attention to Figure 2, it can be verified that operation in regime started at approximately 10min after ignition and 3min after the feed mechanism was turned on.

Figure 3 presents the acoustic pressure amplitude p' during the test. The pressure amplitude usually decreased as a test proceeded. This is a consequence of ash accumulation in the grate. In this particular test, the pressure amplitude decreased from 24mbar to 12mbar. The measured frequency of oscillations was in the range 65-70Hz.

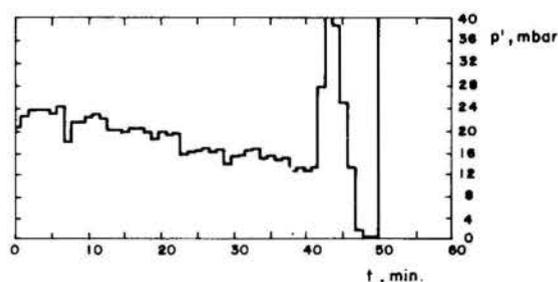


Fig. 3 Acoustic pressure amplitude during test 1.

The inlet air and flue gas temperatures for test 1 are shown in Figure 4. The flue gas temperature measured in the mid section of the combustor increased about 120°C during the test. This is probably due to the decrease of pressure amplitude, which makes the gas reactions to proceed slower in the vertical direction. The ash layer, growing in the grate and partially melting, may also affect the combustion profile by forcing the air to bypass around the fuel bed. The mixing and combustion processes are, therefore, delayed.

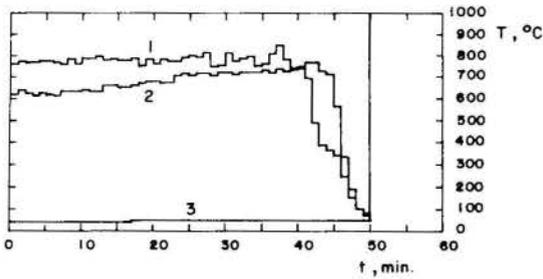


Fig. 4 Air and flue gas temperatures during test 1.

The growth of the combustion gas temperature followed by a decrease of pressure amplitude were also observed in the pulsating combustion of other fuels (charcoal [18] and "dendê" peel [19]) in the same combustor in operation with low air flow rates (900 to 1200 g/min). In the case of the work reported in Ref. [19], upon increasing the air and fuel flow rates the combustor could be operated for long periods without interruption.

It can be argued from the preceding observations that, depending on the fuel characteristics, it is necessary to either provide the combustor with a means to remove the ash or operate it with high air and fuel flow rates. In the latter case, it is also necessary to feed the elutriated particles back into the combustor.

The main results obtained in the tests are presented in Table 2. It is verified that in most tests the CO content of the flue gas was lower than that produced in test 1. The heat release rates per grate unit area, Q'' , was calculated based on the measured fuel flow rates.

The NO concentrations were measured in tests 5-7. In test 7, the combustor was operated under non pulsating conditions. Under pulsating conditions, the

NO content of the flue gas was in the range 100-300ppm. The NO content decreased to 100-150ppm in the case without oscillations. A similar behavior was reported [10]. It should be noticed that, if the NO/NO_x amounts are presented in mg/MJ units, the difference between the levels of the pollutant in pulsating and non pulsating operation will be lower. Even though the NO content was as low as 100ppm temporarily during tests 5 and 6, it is evident that operating in the pulsating regime the combustor will produce slightly higher amounts of NO than in the non pulsating. It was also observed that an increase in the excess of air increases the NO content of the flue gas. This phenomenon is usually related to most combustion methods.

NITRIC OXIDE GENERATION RATES

In this section, the effect of pulsations on the thermal NO generation rates are examined theoretically. There is no information on the characteristics of the peat fuel bound nitrogen and the fuel NO will not be considered here.

Thermal NO. The thermal NO generation rates can be calculated by the Zeldovich formula [20],

$$\frac{d(\text{NO})}{dt} = 6.04 \times 10^{13} \frac{\exp\left(-\frac{69090}{T}\right)}{T^{1/2}} (\text{O}_2)^{1/2} (\text{N}_2), \quad (1)$$

where t is time, T temperature, (NO) , (O_2) and (N_2) are concentrations of the respective gas in mols/m³ and $d(\text{NO})/dt$ is given in mols/m³ s. To change the concentrations to mol fractions, it should be considered that

$$[G] = \frac{\bar{R} T (G)}{p}, \quad (2)$$

where \bar{R} is the universal gas constant (0.08206 atue &t/K mol), p the pressure, $[]$ denotes mol fraction

Table 2. Main results of set of tests.

TEST	1	2	3	4	5	6	7
m, g/s	6.1	5.8	4.6	4.8	5.2	5.2	4.7
p', mbar	24...12	30...20	24...13	10...5	24...20	20	0
CO ₂ , %	19.5	16.5	17.0...15.0	17.0...18.5	20.0...14.0	16.0...13.0	9.0...18.0
O ₂ , %	1.0	4.0	2.0...4.0	4.5...2.0	1.0...7.0	5.0...8.0	12.0...2.0
CO, %	1.0	0.0...0.2	1.0...0.3	0.5...0.0	0.6...0.0	0.0	0.0...1.5
T _m , °C	800	850	900...830	600...800	900...750	800...700	600...700
T _g , °C	720...820	620	550...680	500...700	750...580	650...600	500...670
Q, kW	81.6	77.4	61.1	63.3	69.7	69.7	62.8
Q'', MW/m ²	2.6	2.4	2.0	2.0	2.2	2.2	2.0
λ	0.97	1.19	1.32	1.19-1.05	0.99-1.43	1.24-1.53	2.19-1.01
NO, ppm					100...300	100...200	100...150
NO _x , mg/MJ					65...270	80...190	130...100

\dot{m} = mass flow rate of fuel

p' = pressure amplitude

T_m = gas temperature at the half length of the tube

T_g = fuel input changed to kilowatts

Q = fuel input changed to kilowatts

Q'' = heat release per grate surface area

λ = normalized air/fuel ratio

... NO, O₂ or N₂. The formula for the rate of generation of thermal NO in p.p.m./s is

$$\frac{d\{NO\}}{dt} = 6.67 \times 10^{21} \frac{\exp\left(-\frac{69090}{T}\right)}{T} [O_2]^{1/2} [N_2] p^{1/2} \quad (3)$$

where { } denotes p.p.m. and p is inserted in atm.

The rates of formation of thermal NO are strongly dependent on temperature. The effect of pulsations on these rates can be investigated writing the temperature as $\bar{T} + T'$, where \bar{T} is the average temperature and T' is the temperature fluctuations, and integrating the temperature term of Eq. (3) over one cycle of oscillation. Thus, considering that

$$T' = T_{AMP} \sin(\omega t), \quad (4)$$

where T_{AMP} is the amplitude of the temperature fluctuation and ω the frequency, the factor

$$F = \frac{\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\exp\left[-\frac{69090}{\bar{T} + T_{AMP} \sin(\omega t)}\right] d(\omega t)}{\exp\left(-\frac{69090}{\bar{T}}\right)} \quad (5)$$

has to be analyzed to determine if the pulsations will increase (if $F > 1$) or decrease (if $F < 1$) the rates of thermal NO formation in comparison with a non pulsating process occurring at \bar{T} .

Estimate of the amplitude of temperature fluctuation. The amplitude of temperature fluctuation can be estimated considering the combustion gas to be a perfect gas in each cross section of the combustor. Therefore,

$$P = \rho RT, \quad (6)$$

where ρ is the density and R the gas constant ($= \bar{R}/\bar{M}$, where \bar{M} is the average molecular weight). Substituting p , ρ and T by an average value plus a fluctuation, cancelling \bar{p} and $\bar{\rho} \bar{R} \bar{T}$, neglecting the second order term, and taking the speed of sound as $c = \sqrt{p'/\rho'} = \sqrt{\gamma \bar{R} \bar{T}}$, where γ is the ratio between specific heats, the fluctuations of temperature is related to the fluctuations of pressure by

$$\frac{T'}{\bar{T}} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{p'}{\bar{p}} \quad (7)$$

For γ in the range 1.3 - 1.4, T'/\bar{T} will be in the range (0.23 - 0.29) p'/\bar{p} . For p'/\bar{p} in the interval between 5 and 30 mbar, as indicated in Table 2, T'/\bar{T} will be in the range 0.00115 - 0.00870.

Theoretical results concerning thermal NO.

Through straight algebraic manipulation, F takes the form of

$$F = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\exp\left(\frac{69090 \frac{T_{AMP}}{\bar{T}} \sin \theta}{\bar{T} + \frac{T_{AMP}}{\bar{T}} \sin \theta}\right)}{1 + \frac{T_{AMP}}{\bar{T}} \sin \theta} d\theta,$$

where $\theta = \omega t$. The values of F as function of \bar{T} and T_{AMP}/\bar{T} were calculated by numerical integration and are presented in Figure 5 for \bar{T} varying from 800K to 2200K and T_{AMP}/\bar{T} from 0.002 and 0.010. It can be seen that F is always greater than 1, meaning that if two combustion processes, one pulsating and the other non pulsating occur at the same average temperature, higher amounts of thermal NO can be expected to be generated in the first.

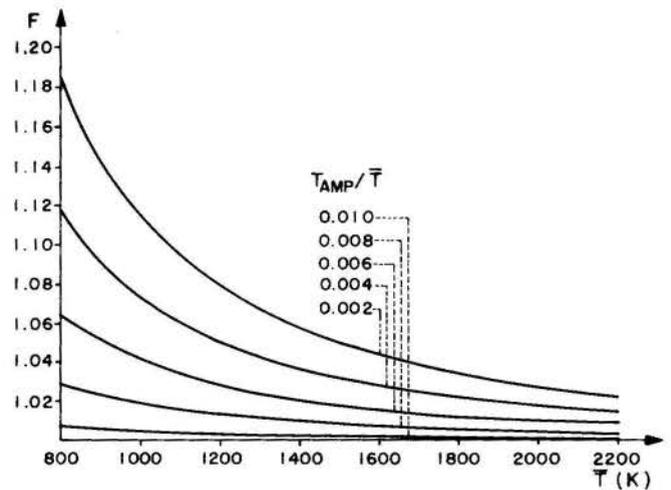


Fig. 5 Dependence of the ratio between rates of thermal NO generated under pulsating and non pulsating combustion, F , upon the average temperature, \bar{T} , and the ratio between the temperature fluctuation amplitude and average temperature, T_{AMP}/\bar{T} .

It should be pointed out that even though F is higher at the lower temperatures (approximately 1.20 for $\bar{T} = 800K$ and $T_{AMP}/\bar{T} = 0.010$), the rates are very small as compared to the rates at the higher temperatures (approximately 3.7×10^{-2} at $\bar{T} = 800K$ in comparison with $\bar{T} = 2200K$).

CONCLUSION

The most considerable advantage achieved by the pulsating combustion process in comparison to other methods is the clearly higher combustion intensity. The mass transfer between particles and gas is improved because of oscillations. The heat release rates per square meter, presented in Table 2, indicate that rates in the order of magnitude of $2MW/m^2$ are easily achieved by pulsating combustion. Heat release rates of this order or even higher were achieved in the same equipment with other fuels, when there was no

problems caused by ash fusion [18,19].

It was not possible to determine the amount and the percentage of fuel in the material accumulated in the bed. However, the amounts of material deposited in the bed was estimated to be small, corresponding to a layer of 1 - 2cm. During test 7, which was conducted with no oscillations, much more material accumulated in the bed.

In addition, high Q'' values are obtained with high air and flue gas velocities. Therefore, in these cases, some ash will be carried by the flue gas. It was not possible to determine the amounts of fly ash, but for values of Q'' higher than 2MW/m^2 , solid particles in some extent were observed to fly out of the reactor tube.

Another advantage of the pulsating combustion process is the low excess of air needed for combustion. There was, however, some CO formation during most of the tests. This is probably due to the high combustion intensity, for which the gas residence time is short. Also, because of the water jacket, the flue gas temperature decreases very sharply along the tube preventing the complete burning of CO. The ash and fuel accumulation on the grate did not necessarily increase the CO content of the flue gas, as the test results indicate. For instance, during the test 4, the CO content decreased, even though the ash layer increased, as the test proceeded. Anyhow, in a practical application of the pulsating combustion process, the ash layer formation has to be prevented by using a mechanical grate or another method.

Apparently the oscillations increase the NO formation in some extent. It is not possible to explain the reasons for that on the basis of these tests without modelling the whole pulsating combustion phenomenon. A theoretical analysis explaining the occurrence of higher amounts of thermal NO_x was performed but it is not conclusive for the total NO_x generated in the process. One possible reason for higher NO contents during pulsations might be the slightly higher temperature levels. The abundant ash and fuel accumulation on the grate during the non-pulsating test may also affect the NO formation. The interaction between the gas flow and the ash/fuel layer may result in NO reducing reactions. However, these explanations are hypothetical and more extensive research on this subject should be performed.

REFERENCES

- [1] Sommers, H., "Experiences with Pulsating Tube Firing in an Experimental Installation," in Pulsating Combustion, the Collected Works of F.H. Reynst, M.W. Thring, ed., Pergamon, pp. 262 - 274, 1961.
- [2] Hanby, V.I. and Brown, D.J., "A 50 lb/hr Pulsating Combustion for Pulverized Coal," J. Inst. Fuel, vol. 41, p. 423, 1968.
- [3] Fedorov, B.N., "Experimental Study of the Effect of Acoustic Oscillations on Heat Transfer in a Gas Flow," Inzherno-Fisicheskii Zhurnal, vol. 32, n° 1, pp. 61 - 67, 1977.
- [4] Hanby, V.I., "Convective Heat Transfer in a Gas Fired Pulsating Combustor," ASME paper number 68 - WA/FU - 1, 1968.
- [5] Belles, F.E., "R&D and Other Needs for Exploitation of Pulse Combustion in Space-Heating Applications," Proc. of the Symposium on Pulse-Combustion Technology for Heating Applications, Argonne National Laboratory, pp. 167 - 180, 1979.
- [6] Putnam, A.A., "A Review of Pulse-Combustor Technology," Proc. of the Symposium on Pulse-Combustion Technology for Heating Applications, Argonne National Laboratory, pp. 121, 1979.
- [7] Babkin, Y.L. "Pulsating Combustion Chambers as Furnaces for Steam Boilers," Thermo Engineering, vol. 12, n° 9, pp. 23 - 27, 1965.
- [8] Zinn, B.T., Carvalho, J.A., Jr., Miller, N., and Daniel, B.R., "Development of a Pulsating Combustor for Burning of Wood," Proc. of the Symposium on Pulse-Combustion Applications, GRI - 82/0009.2, pp. 11.1 - 11.11, 1982.
- [9] Zinn, B.T., Miller, N., Carvalho, J.A., Jr., and Daniel, B.R., "Pulsating Combustion of Coal in a Rijke Type Combustor", Proc. of the Nineteenth Symposium (International) on Combustion, pp. 1197 - 1203, 1982.
- [10] Carvalho, J.A., Jr., Wang, M.R., Miller, N., Daniel, B.R. and Zinn, B.T., "Controlling Mechanisms and Performance of Coal Burning Rijke Type Pulsating Combustors," Proc. of the Twentieth Symposium (International) on Combustion, pp. 2011 - 2017, 1984.
- [11] Wang, M.R., "Mechanisms and Performance of Coal Burning Rijke Type Pulsating Combustors," Ph.D. Thesis, Georgia Institute of Technology, USA, 1985.
- [12] Carvalho, J.A., Jr., Miller, N., Daniel, B.R. and Zinn, B.T., "Combustion Characteristics of Unpulverized Coal under Pulsating and Non-Pulsating Conditions," FUEL, vol. 66, n° 1, pp. 4 - 8, 1987.
- [13] Lord Rayleigh, "The Theory of Sound", Dover, vol. 2, pp. 224 - 235, 1945.
- [14] Putnam, A.A. and Brown, D.J., "Combustion Noise: Problem and Potentials," Combustion Technology - Some Modern Developments, H.B. Palmer and J. M. Beer, ed., Academic Press, pp. 127 - 162, 1974.
- [15] Chu, B.T., "Stability of Systems Containing a Heat Source - The Rayleigh Criterion," NACA RM 56D27, 1956.
- [16] Carvalho, J.A., Jr., Ferreira, M.A., Bressan, C. and Ferreira, J.L.G., "Definition of Heater Location to Drive Maximum Amplitude Acoustic Oscillations in a Rijke Tube," Combustion and Flame, vol. 76, n° 1, pp. 17 - 27, 1989.
- [17] Couto, H.S., Carvalho, J.A., Jr. and Queiroz, E. M., "Analysis of Self Aspirating Combustion Systems," Energy, the international Journal, vol. 15, n° 2, pp. 105 - 111, 1990.
- [18] Ferreira, M.A. and Carvalho, J.A., Jr., "Performance Characteristics of an Experimental Rijke Type Pulsating Combustor," FUEL, vol. 69, n° 6, pp. 684 - 689, 1990.

- [19] Torres, E.A., "Pulsating Combustion of "Dendê" Peel," M.Sc. Dissertation, in Portuguese, University of São Paulo, Brazil, 1990.
- [20] Chigier, N., "Energy, Combustion, and Environment," Chapter 8, McGraw-Hill Book Company, New York, 1981.



Luiz Cláudio Vieira Fernandes

Departamento de Engenharia Mecânica - UFRJ
C.P. 68.503 - C.T. - Cidade Universitária
CEP 21.945 - Rio de Janeiro - R.J.



São apresentados resultados experimentais de testes com um combustor pulsante em uma turbina a gás. No trabalho são confirmadas algumas das vantagens da combustão pulsante: aumento da pressão de estagnação e maior estabilidade de operação. Os resultados comprovam a possibilidade de se usarem esses combustores em substituição aos convencionais apresentando um menor consumo específico de combustível.

INTRODUÇÃO

A idéia de se utilizar a combustão pulsante em turbinas a gás não é recente. Reynst [1] foi um dos precursores desta proposta. O fato destes combustores aumentarem a pressão de estagnação com a combustão foi um dos argumentos que Reynst utilizou para sugerir um aumento de eficiência no ciclo Brayton. A Figura 1 mostra num diagrama Temperatura (T) e Entropia (S) dois ciclos superpostos: O ciclo 1-2-3'-4' representa esquematicamente as transformações que ocorrem idealmente em uma turbina a gás com combustor convencional. O ciclo 1-2-3-4 seria realizado utilizando um combustor do tipo pulsante. A figura mostra a diferença de pressão entre as linhas 2-3 e 2-3'. A linha 2-3' representa a queda de pressão que ocorre normalmente em combustores convencionais. Isto se deve à perda de carga ao longo do combustor e à chamada "perda fundamental de pressão por combustão" (ver Harman [2]). A linha 2-3 reflete o que acontece ao longo do duto de um combustor pulsante: Um aumento de pressão final no combustor apesar da perda de carga existente com o fluxo de gás no mesmo. Este fato pode ser melhor explicado com auxílio da Figura 2: A combustão se dá de forma intermitente (em pulsos) realizando um ciclo térmico. As quatro fases ilustradas na figura são uma descrição simplificada do que realmente ocorre nestes combustores. A fase 1 ilustra a fase de combustão que ocorre principalmente na câmara de combustão. Na fase 2 temos expansão dos gases em ambas as saídas do combustor (tubo de entrada, à esquerda, e tubo de saída, à direita). A fase 3 indica o instante em que ar é admitido no tubo de entrada devido à baixa pressão que, momentaneamente, atinge a câmara de combustão. Finalmente, na fase 4, o retorno de uma parte dos gases de combustão do duto de saída garante a re-ignição do combustor para a fase 1 novamente. O resultado da execução destas fases no ciclo é um aumento da pressão de estagnação do gás que atravessa o combustor.

Outra interpretação que pode ser sugerida como comparação entre a combustão convencional e a pulsante é o fato desta última ter a possibilidade de melhor aproveitar a energia proveniente da combustão do combustível. Nos

combustores convencionais esta energia é liberada exclusivamente sob a forma de energia térmica. Nos combustores pulsantes, além da parcela de energia térmica, parte da energia é transformada sob a forma de energia mecânica de pressão. Este fato explica por que, mesmo com eficiências próximas a 100 % obtidas com combustores convencionais em turbinas a gás, o uso de combustores pulsantes pode significar num aumento da disponibilidade energética para a turbina.

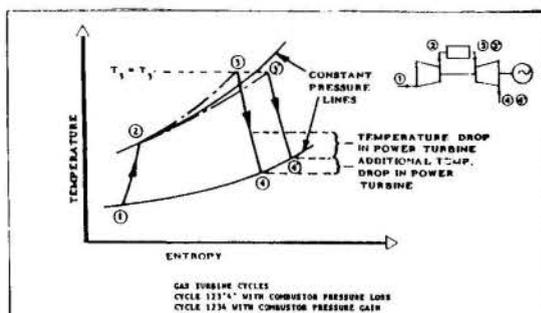


Fig. 1 Influência do ganho de pressão de um combustor pulsante sobre um convencional em ciclos para turbina a gás.

APARATO EXPERIMENTAL

Após uma série de testes experimentais realizados com o combustor em separado (Kentfield e Fernandes [3]), o acoplamento final com a turbina a gás permitiu verificar experimentalmente as vantagens da combustão pulsante. A Figura 3 mostra, de forma esquemática, o combustor pulsante acoplado a uma pequena turbina a gás do tipo Cussons 9000. As variáveis de pressão (P) e temperatura (T) são apresentadas com índices 1, 2, 3 e 4 que correspondem aos pontos assinalados na Figura 1. Uma válvula do tipo borboleta foi utilizada para simular a turbina de potência. Os testes foram realizados

comparativamente com testes realizados com um combustor anular convencional operando com o mesmo aparato compressor-turbina. As variações de pressão no combustor e no duto secundário foram determinadas com transdutores piezoelétricos de pressão. Com a vazão de ar e combustível (propano) determinadas durante os testes, foi possível determinar parâmetros como pressões de estagnação, consumo específico de combustível, relação ar-combustível, etc.

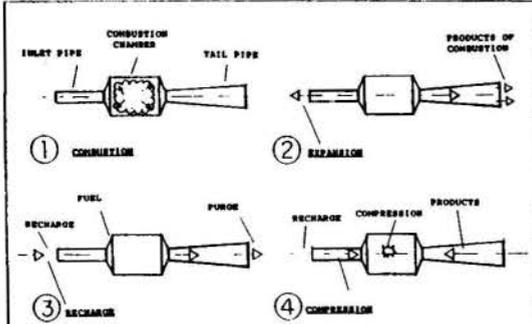


Fig. 2 Fases de operação de um combustor pulsante sem válvulas mecânicas.

Devido a falta de conhecimento adequada sobre os efeitos da geometria dos dutos sobre o combustor pulsante, adotaram-se dimensões bem superiores às mínimas necessárias (verificadas posteriormente). Isto resultou em um combustor pulsante com dimensões bem maiores que a do combustor convencional. A área de superfície total externa do combustor pulsante é cerca de cinco vezes maior que a do combustor convencional. A importância deste fato refletiu em perdas de calor para o ambiente bem superiores às perdas de calor ocorridas com o combustor convencional. Isto mesmo com o combustor pulsante estando termicamente isolado.

TESTES EXPERIMENTAIS COM TURBINA A GAS

A Figura 4 compara os dois combustores quanto ao consumo específico de combustível. Em altas rotações, o consumo de combustível do combustor pulsante é cerca de 5% maior que o convencional. Em baixas rotações o consumo é ligeiramente maior quando no uso do combustor convencional até o limite inferior de rotação. Apesar destes fatos, a Figura 5 mostra ganhos sempre positivos (combustor pulsante) e sempre negativos (combustor convencional) da pressão de estagnação ao longo dos combustores, para todo regime de rotação. Um valor máximo em torno de 4% foi obtido com o combustor pulsante com um correspondente valor de -1.6% com o combustor convencional, ambos para rotação máxima. Estes dados podem ser condensados através da Figura 6 onde a razão de eficiência entre o combustor pulsante e convencional (η_p/η_c) foi calculada em função da pressão real de contra-pressão para os dois casos. O gráfico ainda mostra um aumento na eficiência global do ciclo da ordem de 10% em baixas rotações caindo depois para um valor em torno de -10% em torno da rotação máxima.

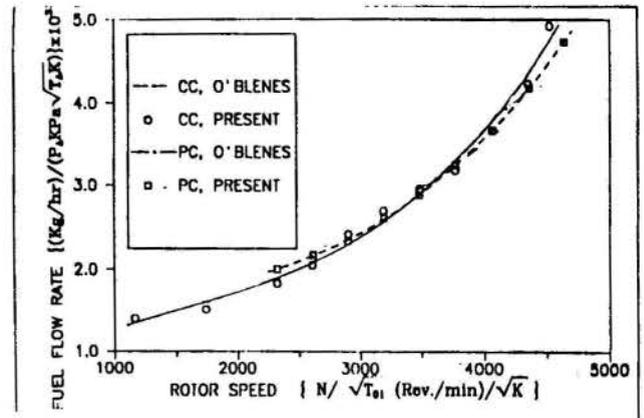


Fig. 4 Comparação entre consumos específicos de combustível entre combustor pulsante e convencional com a rotação da turbina.

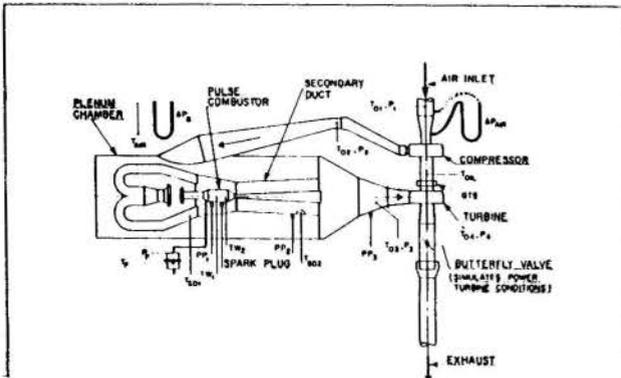


Fig. 3 Diagrama do combustor pulsante acoplado à turbina a gás.

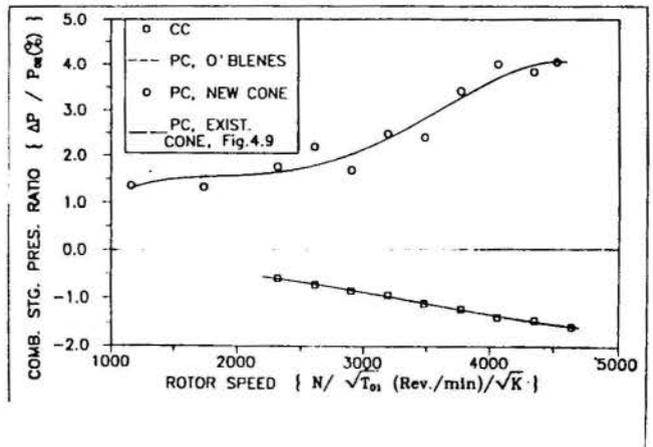


Fig. 5 Comparação entre ganho da pressão de estagnação entre combustor convencional e pulsante a plena carga da turbina.

SINAIS DE PRESSÃO NO COMBUSTOR

Durante os testes foram registradas as variações de pressão ao longo de um ciclo, Figura 7. O tempo médio de cada ciclo é da ordem de 4 ms. A figura apresenta três situações de contra-pressão: mínima, média e máxima. A parte superior do gráfico representa a variação de pressão dentro da câmara de

Fig. 7 Variação de pressão na câmara de combustão e duto secundário (SFARD) para três situações de carga na turbina.

DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Os resultados apresentados na Figura 4 apresentam duas tendências distintas. Na primeira delas, o consumo específico é menor para rotações mais baixas no caso do combustor pulsante. A segunda tendência se apresenta a medida que a rotação vai se elevando. O consumo de combustível aumenta e com isto a taxa de liberação de calor para o combustor também. Com isto em altas rotações as perdas de calor para o ambiente são maiores o que afeta mais o combustor pulsante de maior área exposta, resultando em um maior consumo específico de combustível.

Outro fato notável ainda mostrado nas Figuras 4 e 5 é a maior faixa de operação do combustor pulsante em baixas operações da turbina. O combustor convencional não apresenta estabilidade abaixo de 30.000 revoluções por minuto na turbina, ao passo que no combustor pulsante a rotação mínima é limitada somente pelo aumento considerável de temperatura na saída do combustor. Esta maior estabilidade pode ser explicada pelas características auto-aspirantes que estes combustores apresentam (ver Figura 2). Mesmo com a acentuada queda na vazão de ar proporcionada pelo compressor em baixas rotações, a auto-aspiração do combustor pulsante permite estabilidade mesmo nestes regimes.

Os resultados na Figura 5, indicam reais possibilidades de se obterem ganhos de eficiência em ciclos de turbinas a gás. De forma simplificada, pode-se assumir para cada unidade percentual de ganho na pressão de estagnação há proporcionalmente uma diminuição de uma unidade percentual no consumo específico de combustível (Kentfield, [4]). No entanto as maiores perdas de calor para o caso de combustor pulsante nas faixas de alta rotação sobrepuseram o ganho obtido com a maior pressão de estagnação. Este fato pode ser comprovado com a Figura 6. Uma simples avaliação termodinâmica nos conduz à seguinte expressão (Kentfield [3]) :

$$\frac{\eta_p}{\eta_c} = \frac{m_{ar,p}}{m_{ar,c}} \cdot \frac{T_{04,p}}{T_{04,c}} \cdot \frac{\Delta P_{valv,p}}{\Delta P_{valv,c}} \cdot \frac{P_{esc,c}}{P_{esc,p}}$$

m_{ar} representa a vazão mássica do ar, T_{04} a temperatura de estagnação na saída da turbina, ΔP_{valv} a diferença de pressão através da válvula de contra-pressão e P_{esc} a pressão de escape. As letras p e c associam-se ao combustor pulsante e convencional respectivamente. A primeira parcela mostrou-se superior à unidade em quase todos os regimes, provavelmente, devido à característica auto-aspirante do combustor que permite um maior bombeamento de ar pelo compressor. A segunda parcela apresentou valores menores que a unidade para maiores rotações devido ao maior consumo de combustível. Esta expressão foi utilizada para calcular os resultados da Figura 6.

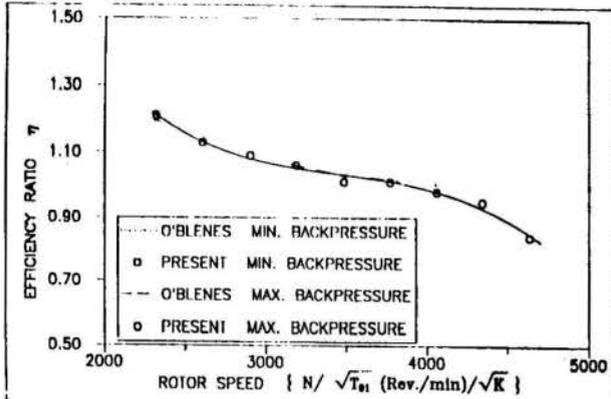
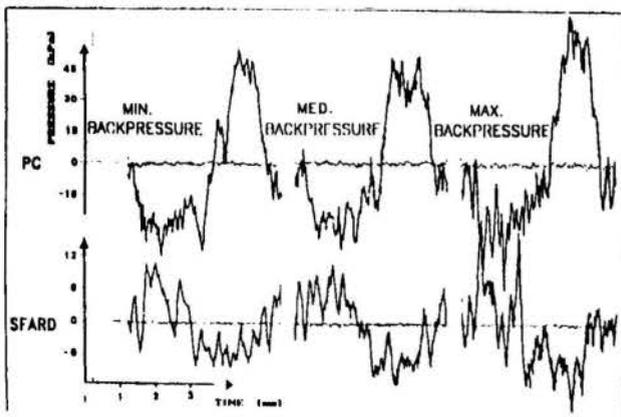


Fig. 6 Comparação de eficiência global do ciclo térmico da turbina a gás utilizando combustor pulsante e convencional.

combustão. Na parte inferior observa-se a variação de pressão correspondente no chamado duto secundário PP_2 , Figura 3. Observe que nesta região, a variação de pressão máxima é da ordem de 20 KPa ao passo que na câmara de combustão este valor varia entre 90 (contra-pressão mínima) a 120 KPa (contra-pressão máxima). Esta atenuação de pressão se deve principalmente à variação de área entre as seções medidas, sendo cerca de 5 vezes maior no duto secundário. Observe a diferença entre as áreas positivas e negativas entre as curvas de pressão na câmara de combustão, o que são um indicativo de ganho na pressão de estagnação.



É provável que um projeto otimizado quanto à redução de tamanho do combustor traga resultados positivos para todas faixas de operação, incluindo as rotações mais elevadas. Esta redução é possível de ser conseguida sem grandes perdas de performance do combustor. Esta conclusão foi obtida através de um modelo computacional feita pelo autor [5] utilizando o método das características no escoamento pulsante. Os resultados numéricos demonstram a possibilidade de se alterar a geometria das regiões de maior volume sem alterar substancialmente o desempenho do combustor (ver Kentfield e Fernandes [5]).

ABSTRACT

This article presents experimental results obtained with a pulse combustor applied with a small gas turbine. Pressure gain values up to 4% and a 10% maximum improvement in the total cycle efficiency were verified. A greater gas turbine stability was also reported when compared with conventional gas turbine combustors. However, further improvements are still necessary at higher turbine speeds.

CONCLUSÕES

São apresentados resultados experimentais de um combustor pulsante acoplado a uma pequena turbina a gás. Os resultados comparam a performance do sistema com outro combustor do tipo convencional. Os ganhos na pressão de estagnação são confirmados com uma maior eficiência do ciclo em baixas rotações. Em rotações mais elevadas, a eficiência do ciclo decresce apesar do aumento da pressão de estagnação. Maiores perdas de calor do combustor pulsante para o ambiente em altas rotações são a causa provável desta queda de rendimento. Uma maior estabilidade de operação do combustor é obtida com a combustão pulsante para faixas de baixa rotação.

AGRADECIMENTOS

O autor deseja agradecer ao grupo de pesquisa canadense da Universidade de Calgary pela oportunidade de estudo na referida área. Também à Universidade Federal do Rio de Janeiro e ao CNPq pela ajuda financeira proporcionada.

REFERENCIAS

- [1] Reynst, F. H., "Pulsating Combustion", Tring, M. W., (ed.), Pergamon Press, London, 1981.
- [2] Harman, R. T. C., "Gas Turbine Engineering Applications, Cycles and Characteristics", The Macmillan Press Ltd., 1981.
- [3] Kentfield, J.A.C., "The Feasibility, from an Installation Viewpoint, of Gas Turbine Pressure-Gain Combustors", ASME, 88-GT-181, 1988.
- [4] Kentfield, J.A.C., "Notas Pessoais sobre Termodinâmica Aplicada a Turbinas a Gás", Department of Mechanical Engineering, The University of Calgary, Canadá, 1987.
- [5] Kentfield, J. A. C., Fernandes, L. C. V., "Further Development of an Improved Pulse, Pressure-Gain, Gas-Turbine Combustor", 35th ASME Gas Turbine Conference, Bruxelas, Bélgica, 1990.

ESTUDO DE ESCOAMENTO REATIVO EM DESEQUILÍBRIO QUÍMICO
 ATRAVÉS DE BOCAIS CONVERGENTE-DIVERGENTE



José Eduardo Mautone Barros
 ORBITA - Sistemas Aeroespaciais SA, Rod. dos Tambois Km 04,
 12201 - São José dos Campos - SP
 Gordiano de Faria Alvim Filho/ Pedro Paglione
 Instituto Tecnológico da Aeronáutica (CTA, ITA, IEA)
 12225 - São José dos Campos - SP



SUMÁRIO

Foi elaborado um programa computacional que descreve o escoamento reativo em desequilíbrio químico de produtos de combustão através de bocais convergente-divergentes. Considerou-se dois sistemas reagentes (H_2 e F_2) e (H_2 e O_2) admitindo-se a hipótese unidimensional. Os resultados foram bastante satisfatórios quando comparados com trabalhos teóricos e experimentais encontrados na literatura.

INTRODUÇÃO

Neste trabalho é estudado o escoamento reativo em desequilíbrio químico através de bocais convergente-divergente, visando coletar subsídios para um projeto ótimo destes bocais, os quais podem ser componentes de motores a jato (turboreatores, turbofans, estatoreatores e motores foguetes).

Procura-se aqui a implementação de modelos de escoamentos reativos com a finalidade de prosseguir os trabalhos já realizados sobre a otimização do contorno destes bocais para a obtenção do empuxo máximo, onde o escoamento foi considerado congelado, [7].

Utilizando-se as equações de conservação de massa e de energia e a equação da quantidade de movimento, estudou-se o comportamento dos produtos de combustão dos reagentes (H_2 e F_2) escoando através de um bocal, considerando-o, por hipótese, unidimensional. Comparou-se então os resultados obtidos com outros semelhantes encontrados na literatura, com a finalidade de validação do programa implementado. A seguir, analisou-se o sistema dos reagentes (H_2 e O_2), comparando-se os resultados com valores experimentais encontrados nas referências [1], [2] e [3].

FORMULAÇÃO MATEMÁTICA DO PROBLEMA

Conforme apresentado na referência [5], o sistema de equações que descreve o escoamento reativo unidimensional é o seguinte :

$$\frac{dV}{dx} = \frac{V}{M_r^2 - 1} \left[\frac{1}{A} \frac{dA}{dx} - \frac{\beta}{\rho V a_r^2} \right] \quad (1)$$

$$\frac{d\rho}{dx} = -\rho \left\{ \frac{M_r^2}{M_r^2 - 1} \left[\frac{1}{A} \frac{dA}{dx} - \frac{\beta}{\rho V a_r^2} \right] + \frac{\beta}{\rho V a_r^2} \right\} \quad (2)$$

$$\frac{dt}{dx} = -t \left\{ \frac{(\gamma_r - 1) M_r^2}{M_r^2 - 1} \left[\frac{1}{A} \frac{dA}{dx} - \frac{\beta}{\rho V a_r^2} \right] + \frac{(\gamma_r - 1)}{\gamma_r \rho V} \sum_{i=1}^n h_i \sigma_i \right\} \quad (3)$$

$$\frac{dC_i}{dx} = \frac{\sigma_i}{\rho V} \quad (i = 1, \dots, n) \quad (4)$$

$$p = \rho t \sum_{i=1}^n C_i R_i \quad (5)$$

onde, V é a velocidade, ρ é a massa específica, t é a temperatura estática, C_i é a fração mássica da espécie química i , p é a pressão estática, x é a coordenada na direção paralela ao eixo do bocal, A é a área da seção transversal e n é o número de espécies químicas envolvidas. Os demais termos são definidos abaixo:

$$M_r = \frac{V}{a_r} = \text{número de Mach "congelado"} \quad (6)$$

$$a_r = \sqrt{\gamma_r R t} = \text{velocidade do som "congelada"} \quad (7)$$

$$\gamma_r = \frac{c_{pr}}{c_{pr} - R} \quad (8)$$

$$c_{pr} = \sum_{i=1}^n C_i c_{pi}, \text{ onde } c_{pi} \text{ é o calor específico do componente } i \quad (9)$$

$$R = \sum_{i=1}^n C_i R_i = \text{constante do gás} \quad (10)$$

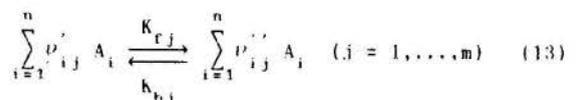
onde, R_i é a constante do gás para a espécie i .

$$\beta = \sum_{i=1}^n \left[\gamma_r R_i t - (\gamma_r - 1) h_i \right] \sigma_i \quad (11)$$

$$h_i = \int_0^t c_{pi} dt + h_i^0 \quad (12)$$

onde, h_i^0 é a energia de formação da espécie i por unidade de massa.

O termo σ_i é a função fonte da espécie i numa mistura de gases quimicamente reativa. Para esta mistura de gases, onde ocorrem simultaneamente várias reações, a equação geral da reação é:



onde, A_i é a espécie química i .

A partir da equação 13 e das leis de cinética química obtém-se a seguinte expressão:

$$\sigma_i = \bar{m}_i \sum_{j=1}^m \Delta \nu_{ij} \left[K_{rj} \prod_{i=1}^n \left(\frac{\rho C_i}{\bar{m}_i} \right)^{\nu'_{ij}} - K_{bj} \prod_{i=1}^n \left(\frac{\rho C_i}{\bar{m}_i} \right)^{\nu''_{ij}} \right] \quad (14)$$

onde, K_{rj} e K_{bj} são as constantes das taxas de reação das equações químicas no sentido direto e inverso, m é o número de reações químicas do mecanismo cinético, \bar{m}_i é o peso molecular da espécie i , ν'_{ij} e ν''_{ij} são os coeficientes estequiométricos da espécie i na reação j .

Como as equações de (1) a (4) apresentam uma indeterminação para número de Mach igual a unidade, é necessário um procedimento alternativo para a integração das propriedades do escoamento ao longo da região transônica. Estas equações foram modificadas de forma a se obter o novo grupo de equações diferenciais (ref. [5]) mostrado a seguir:

$$\frac{dV}{dx} = - \frac{1}{\rho V} \frac{dp}{dx} \quad (15)$$

$$\frac{d\rho}{dx} = \frac{1}{a_r^2} \left[\frac{dp}{dx} - \frac{\beta}{V} \right] \quad (16)$$

$$\frac{dt}{dx} = \frac{(\gamma_r - 1)t}{\gamma_r p} \left[\frac{dp}{dx} - \frac{1}{V} \sum_{i=1}^n h_i \sigma_i \right] \quad (17)$$

$$\frac{dC_i}{dx} = \frac{\sigma_i}{\rho V} \quad (i = 1, \dots, n) \quad (18)$$

$$A = \frac{\dot{m}}{\rho V} \quad (19)$$

onde, \dot{m} é a vazão mássica através do bocal.

O procedimento para solução do escoamento na região transônica é o método da pressão especificada, que utiliza o sistema de equações dado acima. Ele consiste em admitir uma distribuição de pressão para a região transônica, integrar o grupo de equações diferenciais (15) a (18), e obter um perfil de área (eq. (19)), que deve ser comparado com aquele real do bocal nesta região. Através de um processo iterativo, a distribuição de pressão é modificada até que seja obtida uma concordância aceitável entre o perfis de área calculado e real. No programa de computador implementado, a curva de pressão inicial é representada por um polinômio de quarto grau, gerado a partir do modelo de pressão para escoamento unidimensional e congelado. A modificação desta curva foi feita através de um procedimento de otimização paramétrica, baseado no processo de ortogonalização de Gram-Schmidt, descrito nas referências [11] e [12].

Um ponto importante a ressaltar é que a vazão mássica através da tubeira tem que ser determinada iterativamente, pois existe um único valor que satisfaz a condição de ocorrência de escoamento supersônico no divergente do bocal. Esta vazão é diferente da calculada para o escoamento congelado (isoentrópico), como pode ser mostrado através de uma análise das equações do escoamento unidimensional com liberação de calor, [5]. Dois fatos importantes resultam de tal análise: o primeiro é que o ponto sônico ocorrerá após a garganta do bocal, e o segundo é que a vazão mássica deverá ser inferior a do escoamento congelado. Estas

afirmativas foram confirmadas com os resultados do programa computacional elaborado.

ASPECTOS NUMÉRICOS

O programa de computador foi implementado num microcomputador compatível com a linha IBM-PC 386. A linguagem de programação empregada foi TURBO PASCAL 5.0. O tempo de processamento neste equipamento varia conforme o bocal a ser calculado, mas para os casos aqui documentados este é inferior a 30 minutos.

Conforme demonstrado na ref. [5] o método de integração é um dos aspectos mais importantes na solução dos sistemas de equações diferenciais apresentado no item anterior. Neste trabalho foram utilizados os seguintes métodos numéricos (ref. [10]):

Métodos Explícitos:

- Runge Kutta de quarta ordem
- Runge Kutta Gill
- Runge Kutta Treanor
- Método de extapolação de Bulirsch-Stoer (passo variável)
- Runge Kutta Fehlberger de sétima/oitava ordem (passo variável)

Método Implícito:

- Método de multivalores de Gear para equações tipo "stiff" (passo e ordem variável)

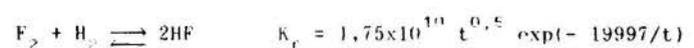
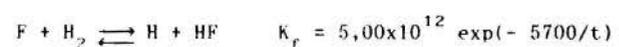
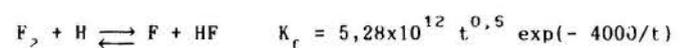
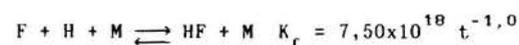
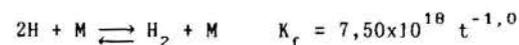
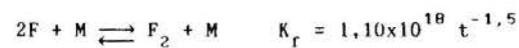
De todos os métodos testados, o único que permitiu a integração das equações ao longo do bocal foi o método implícito de Gear. Os métodos explícitos exigem um passo de integração tão pequeno que seriam necessários vários dias de processamento no microcomputador acima citado, mesmo aqueles com passo variável.

A ordem do método de Gear usado é ajustada automaticamente entre 1 e 6, tendendo a permanecer em 6 após passar pela etapa de autoinicialização do método. Isto indica uma maior precisão na integração que a obtida pelo o método de segunda ordem citado na referência [5].

ANÁLISE DOS RESULTADOS

O primeiro bocal calculado é apresentado na fig. 1. Os reagentes são (H_2 e F_2) injetados a 298,15 K, numa razão de mistura por massa de oxidante/combustível igual a 12 e a pressão na câmara é de $6,895 \times 10^5$ Pa. As demais condições na câmara de combustão foram calculadas com o programa termoquímico NASA-SP-273 (ref. [4]). As figuras 2 e 3 mostram as curvas de fração molar dos produtos de combustão ao longo do eixo do bocal. Nas figuras 4 e 5 estão traçadas as curvas de número de Mach e Temperatura, respectivamente.

Considerando F_2 , H_2 , HF, H e F como produtos da combustão dos reagentes, o mecanismo de reação utilizado nos cálculos, proposto por Cherry, [5], é apresentado a seguir, juntamente com as expressões para as constantes cinéticas (unidades em cm, mol, K e s):



onde, M é um terceiro corpo participante das reações, [5]. Nos cálculos aqui apresentados a fração mássica de M é admitida igual a 1.0, sendo o seu peso molecular igual ao peso molecular médio da mistura, ou seja, todas as moléculas presentes foram consideradas como possíveis terceiros corpos com iguais eficiências, conforme recomendado na ref. [13].

As propriedades termodinâmicas de cada espécie química presente foram calculadas por meio de regressões polinomiais de quarta ordem dos dados publicados nas tabelas JANNAF [4], e atualizadas conforme [6].

Os resultados encontrados estão mostrados nas figuras 2 a 5 para escoamentos congelado (Cong.), em equilíbrio (Eq.) e em desequilíbrio químico (Deseq.). Estes resultados foram comparados com outros teóricos obtidos da literatura, [5], para o mesmo bocal e condições iniciais. Destaca-se que os casos de escoamentos congelado e em desequilíbrio químico foram resolvidos pelo programa aqui elaborado. Aquele correspondente ao equilíbrio químico foi calculado através do programa NASA-SP-273, [4]. Observa-se que não foi traçada a curva correspondente a fração molar do F_2 em virtude da mesma ser inferior a 10^{-5} , ou seja, praticamente nula.

Os resultados mostrados nas figuras 2 e 3 indicam que apenas a fração molar do F apresentou uma discrepância significativa em relação aos resultados obtidos por Zucrow [5]. Verificou-se que existe uma grande sensibilidade desta concentração em relação aos dados das constantes cinéticas (K_f e K_b) dentro do limite de incerteza destas. Assim, através da variação das constantes cinéticas é possível obter melhores aproximações do resultados de [5]. Contudo, tais ajustes não alteram significativamente as propriedades

do escoamento (V , ρ , T , P , Mach) e os parâmetros de desempenho do bocal, pois a concentração do F é por demais pequena em relação às outras espécies (HF , H_2 e H). Este fato associado a incerteza dos dados obtidos da literatura tornou sem significado a determinação destes ajustes.

As figuras 4 e 5 mostram os valores de número de mach e temperatura muito próximos dos obtidos em [5]. Com isto o programa de computador elaborado foi considerado válido frente a dados teóricos. A seguir foi feita a validação do modelo em relação a resultados experimentais.

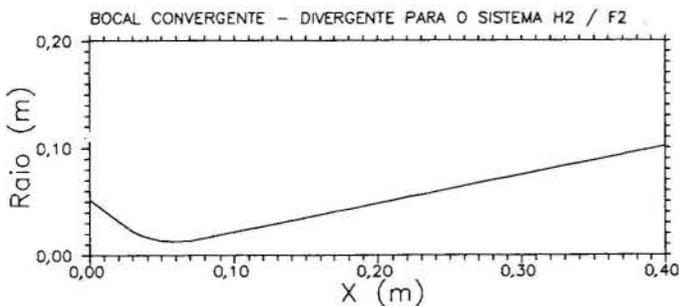


Figura 1 - Posição da garganta: $x = 0,06$ m; Raio da garganta: $r_t = 0,0127$ m; Raio de curvatura da garganta circular: $r_{ct} = 0,0508$ m; Ângulo do convergente: 45° ; Ângulo do divergente cônico: 15° ; Razão de expansão: 50:1

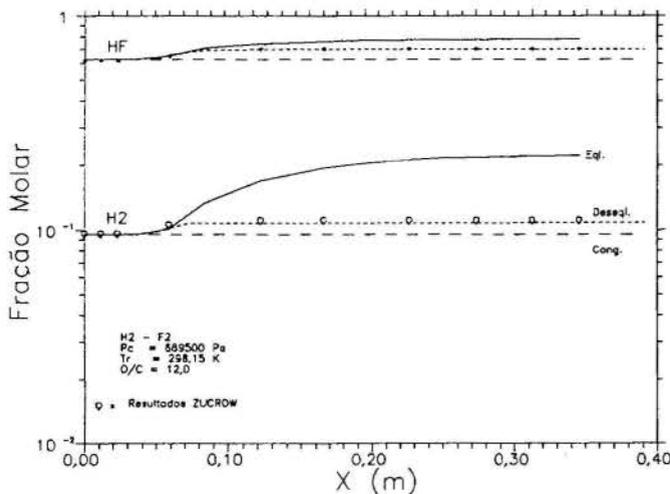


Figura 2

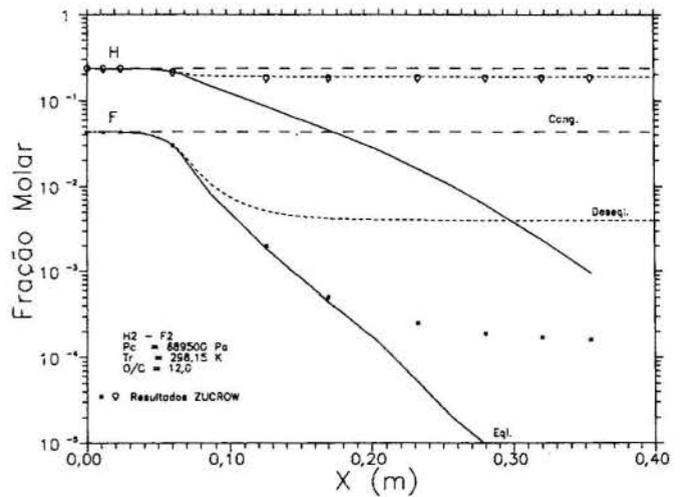


Figura 3

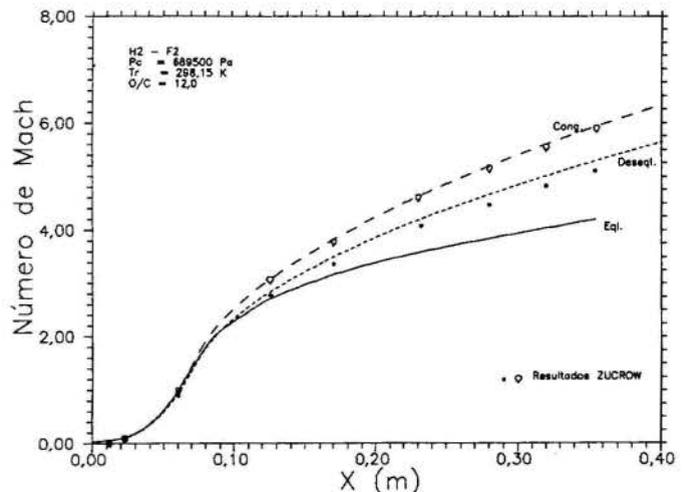


Figura 4

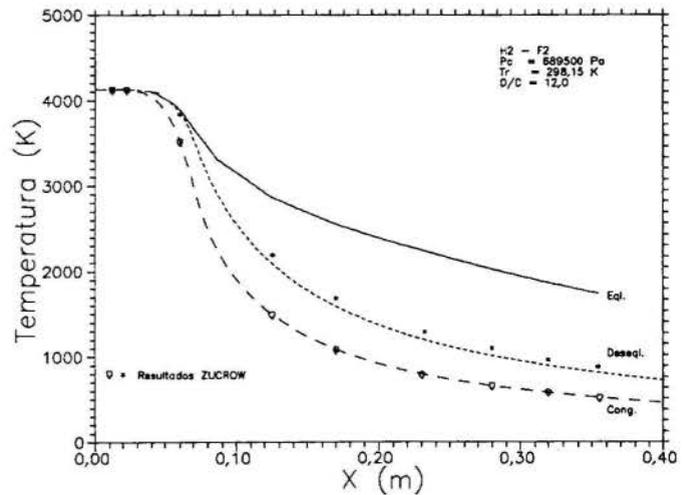
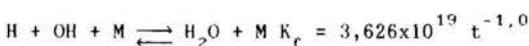
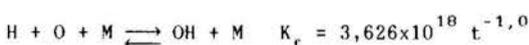
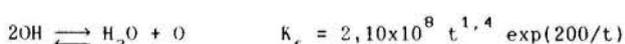
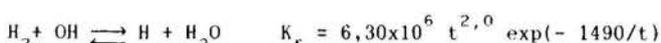
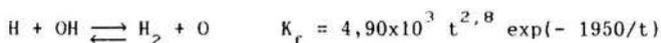
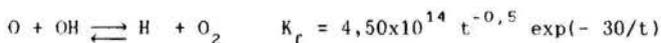


Figura 5

O segundo bocal calculado é apresentado na fig. 6. Os reagentes (H_2 e O_2) são injetados a 285,6 K e 279,2 K, respectivamente, numa razão de mistura por massa de oxidante/combustível igual a 3,84, sendo a pressão na câmara é de $24,82 \times 10^5$ Pa. As demais condições na câmara de combustão foram calculadas com o programa termoquímico NASA-SP-273, [4]. As figuras 7 a 9 mostram as curvas de fração molar dos produtos de combustão ao longo do eixo do bocal. Nas figuras 10, 11 e 12 estão traçadas as curvas de número de Mach, temperatura e pressão, respectivamente.

Considerando H , H_2 , H_2O , O , O_2 e OH como produtos da combustão dos reagentes, o mecanismo de reação utilizado nos cálculos, é apresentado a seguir, juntamente com as expressões para as constantes cinéticas (unidades em cm, mol, K e s):



onde, M é um terceiro corpo qualquer, sobre o qual foram feitas as mesmas considerações do sistema (H_2 e F_2). Deve-se observar que as 5 primeiras constantes K_f acima foram retiradas da referência [8] e as demais da referência [9].

Também aqui as propriedades termodinâmicas de cada espécie química presente foram calculadas por meio de regressões polinomiais de quarta ordem dos dados publicados nas tabelas JANNAF, [4], e atualizados conforme [6].

As figuras 7 a 12 mostram os resultados encontrados para escoamentos congelado (Cong.), em equilíbrio (Eq.) e em desequilíbrio químico (Deseq.). Alguns destes resultados (P e T) foram comparados com medidas experimentais obtidas em [1]. A curva de pressão calculada para escoamento em equilíbrio não foi traçada em virtude da mesma coincidir com aquelas correspondente aos outros casos (Deseq. e Cong.).

Os gráficos das concentrações (fig. 7 a 9) indicam que as espécies congelam em estações a jusante próximas

da garganta. Todas as curvas mostram um comportamento de acordo com o esperado, pois a medida que se progride ao longo do divergente, as espécies H , OH , O_2 e O são consumidas, havendo formação de H_2 e H_2O .

Na região próxima à garganta o gráfico da temperatura (fig. 11) não tem boa concordância com os valores experimentais. Isto se deve ao fato de que o bocal ensaiado possui nesta região uma camisa de resfriamento de água. Também deve-se notar que os valores medidos se referem a parede interna do bocal, enquanto que os valores calculados têm por hipótese o escoamento unidimensional. De forma análoga, pode-se justificar a discrepância encontrada no gráfico de pressão (fig. 12).

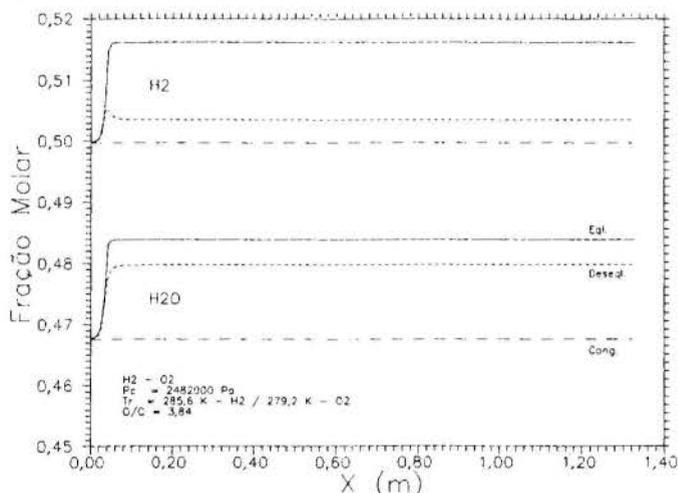


Figura 7

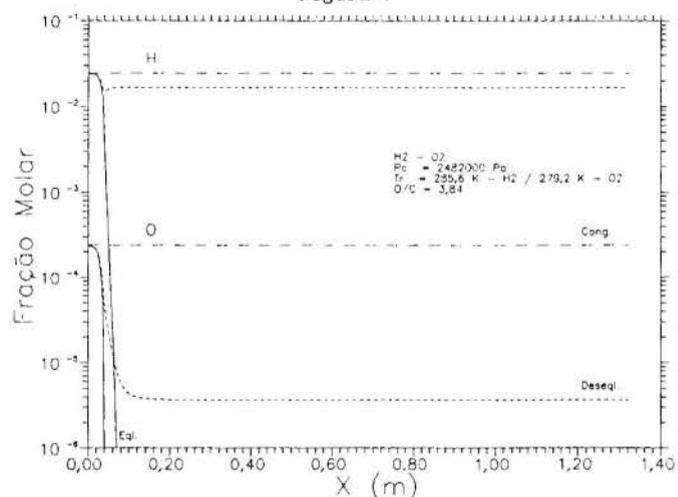


Figura 8

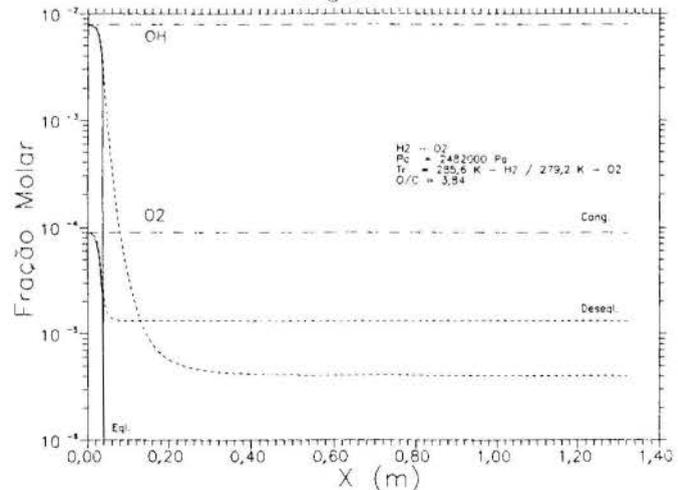


Figura 9

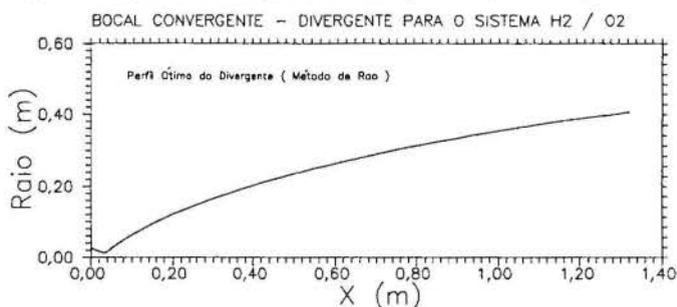


Figura 6 - Posição da garganta: $x = 0,03435$ m; Raio da garganta: $r_t = 0,0127$ m; Raio de curvatura da garganta circular: $r_{ct} = 0,0254$ m; Ângulo do convergente: 25°; Razão de expansão: 1030:1

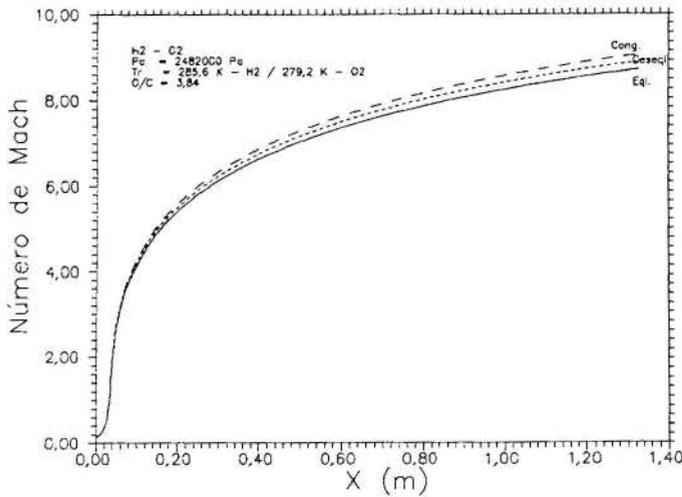


Figura 10

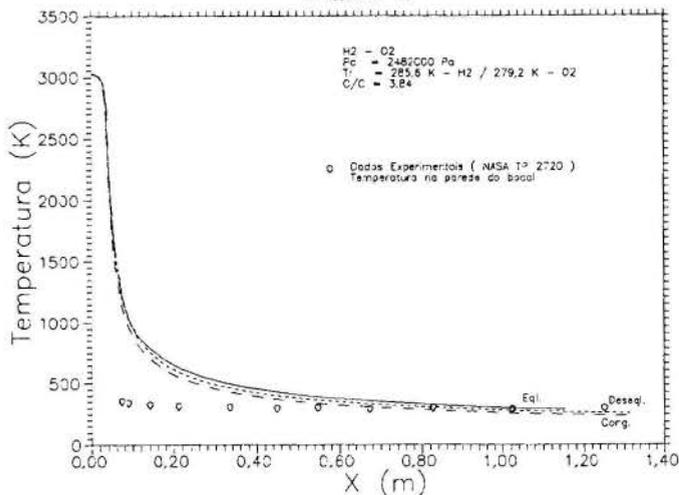


Figura 11

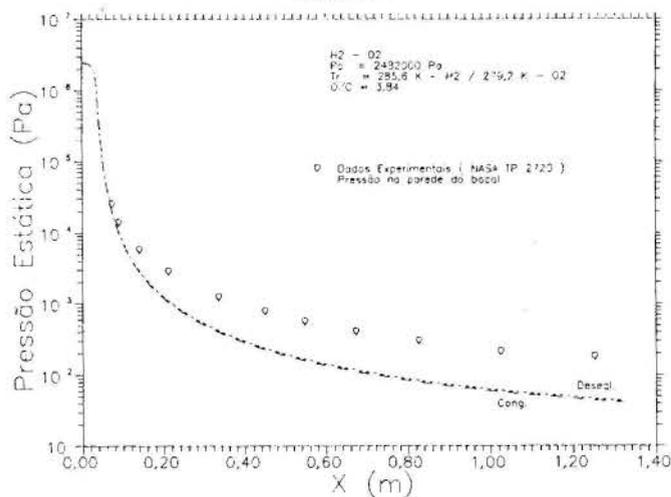


Figura 12

As tabelas 1 e 2, a seguir, trazem os valores dos parâmetros do escoamento e de desempenho calculados por diversos métodos os quais são comparados com medidas experimentais (NASA-TP-2725), [2]. Estes parâmetros são: vazão mássica (\dot{m}), velocidade característica (c^*), impulso específico no vácuo (I_{sp_v}) e empuxo no vácuo (F_v). Os modelos usados nos cálculos são: unidimensional reativo em desequilíbrio químico (1-D Deseql.), unidimensional em equilíbrio químico (NASA-SP-273), [4], bidimensional congelado ([7]), bidimensional em desequilíbrio químico (NASA-TP-2725), [2].

Tabela 1 - Parâmetros experimentais e teóricos relativos aos reagentes (H_2 e O_2)

	\dot{m} (Kg/s)	c^* (m/s)	I_{sp_v} (s)	F_v (N)
NASA-TP-2725 ^[2] (experimental)	0,5266	2424	468,9	2422
1-D Deseql.	0,5063	2484	498,5	2476
NASA-SP-273 ^[4] (1-D Eql.)	0,5002	2515	504,8	2477
Ref. [7] (2-D Congelado)	0,5105	2264	504,4	2525
NASA-TP-2725 ^[2] (2-D Deseql.)	0,5034	2502	465,3	2383

Tabela 2 - Diferenças percentuais dos parâmetros calculados em relação aos experimentais correspondentes aos dados da tabela 1.

	\dot{m} (Kg/s)	c^* (m/s)	I_{sp_v} (s)	F_v (N)
1-D Deseql.	-3,9	2,5	6,3	2,2
NASA-SP-273 ^[4] (1-D Eql.)	-5,0	3,8	7,7	2,3
Ref. [7] (2-D Congelado)	-3,1	-6,6	7,6	4,3
NASA-TP-2725 ^[2] (2-D Deseql.)	-4,4	3,2	-0,8	-1,6

Dos métodos indicados nas tabelas 1 e 2 acima, aquele com menos hipóteses restritivas é o modelo bidimensional em desequilíbrio químico (NASA-TP-2725), [2], segue-se o modelo unidimensional em desequilíbrio químico (deste trabalho), o bidimensional congelado [10] e o unidimensional em equilíbrio químico (NASA-SP-273), [4]. Admitindo-se correta esta sequência restritiva observa-se que na tabela 2 os percentuais relativos aos parâmetros de escoamento (\dot{m} e c^*) não estão de acordo com o esperado, pois os resultados deste trabalho apresentaram os menores desvios percentuais.

No que concerne aos parâmetros de desempenho (I_{sp_v} e F_v) a coerência dos desvios é total, pois o método menos restritivo possui os melhores resultados.

Analisando os gráficos relativos as concentrações para os sistemas (H_2 e F_2) (fig. 2 e 3) e (H_2 e O_2) (fig. 7, 8 e 9), verifica-se que os produtos da reação não têm suas concentrações alteradas (congelam) a uma pequena distância a jusante da garganta do bocal. Deve-se notar que cada espécie química apresenta o seu próprio "ponto de congelamento", não muito diferente dos outros produtos de um mesmo sistema. Observa-se também que os "pontos médios de congelamento" relativos a cada um dos sistemas variam significativamente (11,02 raios da garganta para (H_2 e F_2) e 6,61 raios da garganta para (H_2 e O_2)). Outro aspecto importante a ser observado nestes gráficos é que o sistema (H_2 e O_2), com pressão de câmara de $2,482 \times 10^5$ Pa, apresenta os resultados correspondentes a equilíbrio, desequilíbrio e congelado bem mais próximos entre si do que aqueles notados para o sistema (H_2 e F_2), com pressão de câmara de $6,895 \times 10^5$ Pa. Isto vem a confirmar o encontrado na literatura referente a sistemas com pressão de câmara mais elevada.

CONCLUSÃO

A hipótese de escoamento unidimensional com reação química em desequilíbrio mostrou-se bastante adequada para o cálculo dos parâmetros de escoamento e de desempenho de bocais convergente-divergente, numa ampla faixa de razões de expansão (utilizaram-se valores para bocais de 50:1 e 1030:1). Neste trabalho foram obtidos melhores resultados do que aqueles fornecidos por outros modelos unidimensionais reativos ou mesmo por aqueles bidimensionais congelados (tabela 2).

O programa computacional elaborado possibilita encontrar resultados relativos a sistemas reativos complexos tendo-se como dificuldades a obtenção na literatura dos valores das constantes da cinética química e limitações de memória do computador. As restrições de tempo de processamento foram muito reduzidas com a utilização de um método numérico de integração adequado a equações diferenciais com constantes de tempo muito diferentes ("stiff equations").

Este estudo está sendo estendido a sistemas reativos com hipótese de escoamento bi- e tridimensional em desequilíbrio químico, visando melhorar ainda mais os projetos de motores a jato.

REFERÊNCIAS

- [1] Pavli, A. J., Kacynski, K. J., Smith, T. A., "Experimental Thrust Performance of a High-Area-Ratio Rocket Nozzle", NASA-TP-2720, 1987.
- [2] Smith, T. A., Pavli, A. J., Kacynski, K. J., "Comparison of Theoretical and Experimental Thrust Performance of a 1030:1 Area Ratio Rocket Nozzle at a Chamber Pressure of 2413 kN/m² (350 psia)", NASA-TP-2725, 1987.
- [3] Kacynski, K. J., Smith, T. A., Pavli, A. J., "Experimental Evaluation of Heat Transfer on a 1030:1 Area Ratio Rocket Nozzle", NASA-TP-2726, 1987.
- [4] Gordon, S., McBride, B. J., "Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions, Rocket Performance, Incident and Reflected Shocks, and Chapman-Jouguet Detonations", NASA-SP-273, 1971.
- [5] Zucrow, M. J., Hoffman, J. D., "Gas Dynamics", John Wiley and Sons, New York, Vol. II, 1977.
- [6] Chase, M. W. et alii, "JANNAF Thermochemical Tables, 1982 Supplement", Journal of Physical and Chemical Reference Data, vol. 11, n^o 3, 1982.
- [7] Paglione, P., Girardi, R. M., "Análise Teórica e Experimental para Bocais de Tração Máxima", Anais do II Encontro Nacional de Ciências Térmicas (ENCIT 88), pp 45-48, Águas de Lindóia, Brasil, 1988.
- [8] Cohen, N., Westberg, K. R., "Chemical Kinetic Data Sheets for High-Temperature Chemical Reactions", Journal of Physical and Chemical Reference Data, vol. 11, n^o 3, 1982.
- [9] Jensen, D. E., Kurzius, S. C., "Rate Constants for Calculations on Nozzle and Rocket Exhaust Flow Fields", NASA-TP-149, 1965.
- [10] Gear, C. W., "Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations", Prentice Hall Inc., New Jersey, 1971.
- [11] Jacob, H. G., "An Engineering Optimization Method with Application to STOL-Aircraft Approach and Landing Trajectories", NASA-TN-D-6978, 1972.
- [12] Jacob, H.G., "Rechnergestützte Optimierung statischer und dynamischer Systeme", Springer-Verlag, Berlin, 1982.
- [13] Momtchiloff, I. N., "Kinetics in Hydrogen-Air Flow Systems. I. Calculation of Ignition Delays for Hypersonic Ramjets", 9th Symposium (International) on Combustion, pp 220-230, Academic Press, New York, 1963.

SUMMARY

A computational program to evaluate nonequilibrium reactive flows of combustion products through convergent-divergent nozzles is developed. The basic assumptions are: two reactant systems [(H₂ and F₂) and (H₂ and O₂)] and unidimensional flow. The results compare well to theoretical and experimental data from the literature.

III ENCIT - Itapema, SC (Dezembro 1990)

MODELO MATEMÁTICO PARA ESCOAMENTO TURBULENTO CONFINADO, VISANDO A CONFIGURAÇÃO DE QUEIMADORES PARA GASES DE PETRÓLEO E OUTROS GASES INDUSTRIAIS.



LIN CHAU JEN
 INSTITUTO DE PESQUISAS TECNOLÓGICAS DO ESTADO DE SÃO PAULO S.A
 GASTÃO RUBIO DE SÁ WEYNE
 ESCOLA POLITÉCNICA DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO - USP



SUMMARY

Visando um estudo para aplicação na combustão de gases industriais desenvolveu-se modelo matemático e algoritmo de cálculo que simule escoamentos turbulentos confinados em domínios bidimensionais. O modelo baseia-se nas equações de conservação de massa, da quantidade de movimento e numa representação das variações devido à turbulência. Esta representação utilizou um modelo de dois parâmetros para a turbulência. O algoritmo foi estruturado na aplicação do método "dos volumes finitos" e foi testado resolven do problemas de jatos turbulentos confinados cujos perfis de velocidade foram obtidos experimentalmente e reportados em bibliografia levantada.

INTRODUÇÃO

O crescente consumo de energia das sociedades modernas, se, por um lado, é indicador de suas evoluções, por outro lado, traz consigo diversos problemas como, por exemplo, a poluição resultante de materiais particulados e de substâncias nocivas ao homem e ao meio ambiente.

Face a estas questões, a preocupação com o uso racional de energia e a otimização do aproveitamento de combustíveis adquirem especiais importâncias.

Considerando o aproveitamento ótimo de combustíveis, entre eles os derivados de petróleo, em fornos e fornalhas, o estudo da aerodinâmica do escoamento desempenha papel destacado.

Assim propõe-se o trabalho de elaborar um modelo matemático e desenvolver um código computacional que simule escoamentos turbulentos confinados, em especial, o de um jato associado com um escoamento secundário por representar a configuração básica de queimadores para chamas de difusão.

A seguir, propunha-se aplicar o código computacional a casos concretos para comparar os seus resultados com valores teóricos e experimentais.

FORMULAÇÃO DO PROBLEMA

O fenômeno de interesse deste trabalho é o escoamento no interior de um duto cilíndrico advindo da entrada, na seção inicial, de duas correntes gasosas, uma numa seção circular concêntrica ao duto e a outra no espaço anular restante. Como a velocidade da corrente que entra pela seção circular é maior que a velocidade da corrente que entra pelo espaço anular, temos a configuração de um jato confinado.

As correntes que penetram no duto são de ar atmosférico, entrando com perfis chatos de velocidade. O escoamento é compressível, isotérmico e turbulento e não possui a componente tangencial da velocidade.

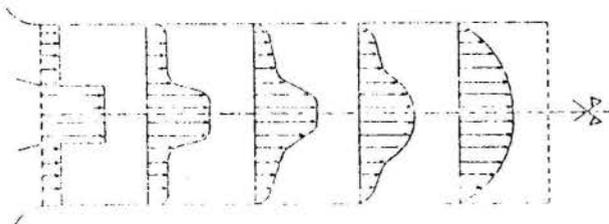


Figura 1. Esquema dos perfis de velocidade do caso considerado.

A figura 1 mostra um esquema ilustrativo do escoamento.

O problema colocado é o de obter os perfis de velocidade quando se estabelece o regime estacionário no interior do duto.

EQUACIONAMENTO BÁSICO

Equações de conservação. O escoamento em estudo, é turbulento. Assim, é necessário o uso das equações de conservação baseadas em parâmetros médios no tempo. Tanto as equações básicas de conservação da massa e da quantidade de movimento quanto as equações de conservação dos parâmetros do modelo de turbulência podem ser colocadas na seguinte forma geral:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v \phi) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u \phi) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\mu_{ef}}{\sigma_\phi} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\mu_{ef}}{\sigma_\phi} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right] + S_\phi \quad (1)$$

Para cada equação, o significado de ϕ é dado na tabela 1, juntamente com os correspondentes termos fontes.

Tabela 1. Equações de Conservação

Conservação de	ϕ	σ_ϕ	S_ϕ
Massa	1	∞	0
Quant.de mov. em r	v	1	$-\frac{\partial P}{\partial r}$
Quant.de mov. em z	u	1	$-\frac{\partial P}{\partial z}$
Energia cinética de turbulência	k	σ_k	$G - \rho \epsilon$
Taxa de dissipação	ϵ	σ_ϵ	$\frac{\epsilon}{k} (C_1 G - C_2 \epsilon)$

$$G = \mu_t \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{v}{r} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial u} \right)^2 \right\}$$

O modelo de turbulência. A turbulência é representada por um modelo de 2 parâmetros, a saber, a energia cinética de turbulência "k" e a sua taxa de dissipação "ε". As tensões turbulentas de cisalhamento são equacionadas como o produto do gradiente da velocidade média e do parâmetro viscosidade turbulenta.

A viscosidade é definida por:

$$\mu_{ef} = \mu_l + \mu_t \quad (2)$$

e a viscosidade turbulenta é equacionada como:

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon} \quad (3)$$

Os parâmetros k e ϵ são obtidos a partir de suas equações de conservação, apresentadas no tópico anterior.

As constantes que aparecem neste modelo de turbulência são apresentadas na tabela 2.

Tabela 2. Constantes do modelo de turbulência

σ_k	σ_ϵ	C_μ	C_1	C_2
1.0	1.21	0.09	1.44	1.92

A subcamada viscosa. O modelo de turbulência apresentado no tópico anterior não é válido nas proximidades de uma superfície sólida. Nessa região, a viscosidade laminar desempenha um papel dominante na determinação das taxas de difusão.

Para contornar tal problema foi adotada a técnica do emprego das "funções de parede", utilizando-se as reportadas por Pun e Spalding [1], que se baseiam nos seguintes pontos:

a) τ_w , a tensão de cisalhamento, é assumida uniforme da parede até o ponto nodal adjacente, e participa nos termos fontes das equações de u e de k , τ_w é obtida a partir das seguintes expressões:

$$\tau_w = K C_\mu^{1/4} \rho u k^{1/2} \ln(E \rho k^{1/2} C_\mu^{1/4} \mu_l) \quad (4)$$

para $y^+ \geq 11.5$

$$\tau_w = \mu_l \frac{v}{y}$$

para $y^+ \leq 11.5$

onde K é a constante de vonKarman e vale 0.4.

E é uma constante que depende da rugosidade da superfície da parede (vale 0.9 para paredes lisas)
b) o termo fonte da equação de u , conforme a forma da equação 1, para a região próxima à parede, é:

$$S_u = -\tau_w A_n / \Delta V \quad (5)$$

c) o termo fonte da equação de k , também conforme a forma da equação 1, para região próxima à parede é:

$$S_k = \tau_w \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{C_\mu \rho^2 k^2}{\tau_w} \frac{\partial u}{\partial r} \quad (6)$$

Assim, o contorno do domínio de validade para a equação de k na região próxima à parede é a própria parede sólida e a sua condição de contorno, conforme Khalil [2], é:

$$\frac{\partial k}{\partial r} = 0 \quad (7)$$

d) o domínio de validade da equação de ϵ exclui a região próxima à parede; seu contorno nesta região fica sendo a linha dos pontos nodais adjacentes à parede. A condição de contorno de ϵ , nesta linha, também conforme Khalil [2], é:

$$\epsilon = C_\mu^{3/4} k^{3/2} / (Ky) \quad (8)$$

As condições de contorno à entrada do escoamento. Considerando que o fenômeno em estudo possui simetria axial, o domínio adotado para a aplicação do código computacional pode ser simplificado para uma metade da região esquematizada na Fig. 1. Dessa maneira, os contornos de tal região são:

- a) a parede
- b) o eixo de simetria axial
- c) o contorno à entrada do escoamento
- d) o contorno à saída do escoamento

As condições de contorno de (b) e (c) são óbvias pois traduzem respectivamente a simetria axial e a região do escoamento plenamente desenvolvido.

As condições do contorno (a) para k e ϵ foram explicitadas no tópico anterior, e para os componentes de velocidade vale o princípio da aderência, pelo qual essas são nulas.

Com relação ao contorno (d), as condições para as componentes de velocidade são também simples, pois a componente axial tem, conforme a sua cota radial, os valores das velocidades do jato central ou da corrente arrastada, enquanto que a componente radial é nula independente da cota radial. Nesse contorno a dificuldade está nas condições de k e ϵ que determinam "a intensidade da turbulência do escoamento a montante". Adotou-se nesse trabalho as expressões:

$$k = 0,005 u^2, \text{ conforme Pun e Spalding [1]} \quad (9)$$

$$\epsilon = \frac{C_\mu k^{3/2}}{0,03 R} \quad (10)$$

O MÉTODO NUMÉRICO

O método dos volumes finitos. O método empregado, também denominado "método das diferenças finitas com enfoque no volume de controle", baseia-se na obtenção das equações algébricas baseadas nas equações diferenciais de conservação a partir de suas formas integradas num volume de controle.

O domínio contínuo de interesse é subdividido por uma malha composta por um conjunto de linhas nas direções coordenadas.

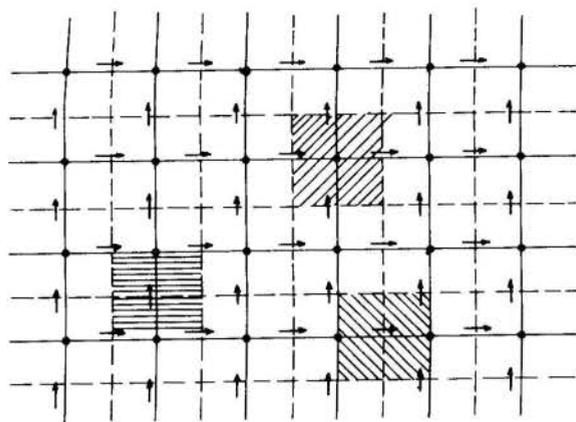
As equações algébricas tem a seguinte forma:

$$a_p \phi_p = \sum (a_i \phi_i) + b \quad (11)$$

e relacionam os valores de cada variável ϕ no ponto nodal P com os valores dos quatro pontos vizinhos nas direções coordenadas.

Os coeficientes a_i levam em conta a relação convecção/difusão existente nas interfaces do volume de controle centrado em P .

É empregado o esquema das "malhas deslocadas", ilustrado na figura 2, que associa malhas diferentes às diferentes variáveis dependentes.



Propriedades	Posição	Volume de Controle
p, k, ϵ	•	
u	→	
v	↑	

Figura 2. Malhas desloçadas e os volumes de controle.

Acoplamento pressão-velocidade. A expressão "acoplamento pressão-velocidade" alude à questão de se buscar uma equação para fazer a evolução dos valores da pressão, iteração a iteração até alcançar a convergência global, e o seu acoplamento às equações evolutivas dos componentes da velocidade, que são as equações de conservação da quantidade de movimento.

Adotou-se o método denominado PRIME, reportado em Maliska [3].

Os experimentos cujas medições serviram como parâmetros de comparação com os obtidos pelo programa de simulação estão reportados em Razinsky e Brighton [4].

Dos experimentos desses pesquisadores foram destacados dois deles por incluírem medições dos campos de velocidades.

As figuras 3 e 4 apresentam as distribuições de velocidades no tubo de mistura, respectivamente, medidas experimentalmente e obtidas por simulação, para o 1º caso. Analogamente para o segundo caso, as figuras 5 e 6 apresentam as distribuições de velocidades medidas e obtidas pelo programa.

CONCLUSÕES

Verificou-se que os resultados de simulação se ajustaram de forma razoável com os valores medidos, apesar de não ter sido possível realizar no presente trabalho uma otimização dos parâmetros do algoritmo.

A partir da análise desses resultados, julga-se que o modelo desenvolvido simula de maneira adequada escoamentos turbulentos confinados, constituindo-se como um estudo inicial para aplicação na combustão de gases industriais.

NOTAÇÃO

A	- área de interface
a	- coeficiente da equação discretizada
b	- termo constante da equação discretizada
c	- constante
E	- constante
K	- constante de von Karman
k	- energia cinética turbulenta
p	- pressão
R	- raio do tubo de mistura
r	- coordenada radial
S	- termo fonte da equação geral

u	- componente axial da velocidade
v	- componente radial da velocidade
y	- distância da parede ao próximo ponto nodal
ΔV	- volume do elemento de controle
ϵ	- taxa de dissipação turbulenta
μ_{ef}	- viscosidade efetiva
μ_l	- viscosidade laminar
μ_t	- viscosidade turbulenta
ρ	- massa específica
σ	- parâmetro relativo ao coeficiente de difusão
τ	- tensão de cisalhamento
ϕ	- variável genérica da equação geral

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Pun, W.M.; Spalding, D.B. A General Computer Program for Two-Dimensional Elliptic Flows. Imperial College of Science and Technology, London, 1977.
- [2] Khalil, E.E., Modelling of Furnaces and Combustors Abacus Press. USA. 1982.
- [3] Maliska, C.R. Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional. APOSTILA DE CURSO. PROFESA/CTA. 1988.
- [4] Razinsky, E.; Brighton, J.A. Confined jet Mixing for Nonseparating Conditions. Journal of Basic Engineering, TRANS, ASME. vol. 93. Serial D. Sept. 1971.

ABSTRACT

Aiming a initial study for application in combustion of petroleum gases and other industrial gases, a mathematical model and algorithm have been developed in this present work for the simulation of turbulent flow confined in bidimensional domain.

The mathematical model is based on the differential equations of mass and momentum transfer conservation in two directions and the mathematical presentation of variations due to turbulence. The basis of the turbulence model are the parameters k and ϵ .

The algorithm proposed was structured on the application of the so called "finite volumes method" and it was adopted cylindrical orthogonal coordinates as required by the cylindrical geometries of the problems studied.

The model for turbulent confined jets were tested against reported experimental velocity profiles in order to demonstrated the validity of the proposed algorithm.



H.S. COUTO, D. BASTOS-NETTO AND J.A. CARVALHO, JR.
Instituto de Pesquisas Espaciais, INPE
12630 - Cachoeira Paulista, SP



SUMMARY

The Rijke tube consists of a vertical pipe with both ends opened to the surroundings in which a heat source is placed in the lower half. This device, for its low cost and simplicity, has been extensively used in combustion instability related phenomena. This paper shows, by theoretical modelling and experimental confirmation, that, in terms of frequencies, a pulsating combustor derived from a Rijke tube behaves like a Schmidt tube when solid fuels are burned. On the other hand, it behaves like a real Rijke tube when sprayed liquid fuels are burned.

INTRODUCTION

The Rijke tube was named after its inventor who, in 1859, discovered that strong acoustic oscillations occurred when a heated metallic gauze was placed in the lower half of an open ended tube [1].

A Rijke type combustor is obtained when the heated gauze is replaced by a combustion bed of solid fuel [2-5] or a burner of liquid fuel [6]. The combustor is simple and has no moving parts, being very proper for theoretical and experimental investigation.

This paper analyzes the frequencies that occur in Rijke type combustors. It is shown, by theoretical modelling and experimental confirmation, that, in terms of frequency, these combustors behave like Schmidt tubes when burning solid fuels and as real Rijke tubes when burning sprayed liquid fuels. A Schmidt or quarter wave tube [7] is a tube open at only one end.

THEORETICAL ANALYSIS

To perform the theoretical analysis, the tube is divided in two regions, as indicated in Figure 1. The acoustic equations for these regions are

$$\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial t^2} - c_1^2 \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x^2} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \phi_2}{\partial t^2} - c_2^2 \frac{\partial^2 \phi_2}{\partial x^2} = 0, \quad (2)$$

where ϕ is the acoustic potential function, t the time, x the coordinate in the vertical direction, c the speed of sound, and 1 and 2 denote cold and hot regions, respectively. The solutions to the acoustic equations are:

$$\phi_1(x,t) = (A_1 \text{ sen } k_1 c_1 t + B_1 \text{ cos } k_1 c_1 t) \cdot (C_1 \text{ sen } k_1 x + D_1 \text{ cos } k_1 x), \quad (3)$$

$$\phi_2(x,t) = (A_2 \text{ sen } k_2 c_2 t + B_2 \text{ cos } k_2 c_2 t) \cdot (C_2 \text{ sen } k_2 x + D_2 \text{ cos } k_2 x), \quad (4)$$

where A, B, C and D are constants to be determined with the application of proper boundary conditions and k is the wave number. The frequency of oscillations is given by

$$f = \frac{k_2 c_2}{2\pi} = \frac{k_1 c_1}{2\pi} \quad (5)$$

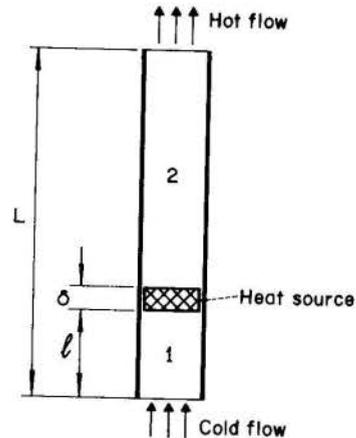


Fig. 1 Scheme of the problem.

Boundary Conditions. The boundary conditions at the inlet and outlet sections of the tube are

$$\bar{\rho}_1 \frac{\partial \phi_1}{\partial t} \Big|_{x=0} = 0, \quad (p'(0,t) = 0), \quad (6)$$

$$\bar{\rho}_2 \frac{\partial \phi_2}{\partial t} \Big|_{x=L} = 0, \quad (p'(L,t) = 0), \quad (7)$$

where ρ is the density, L the length of the tube, p the pressure, and the symbols $\bar{}$ and $'$ stand for average and acoustic conditions, respectively.

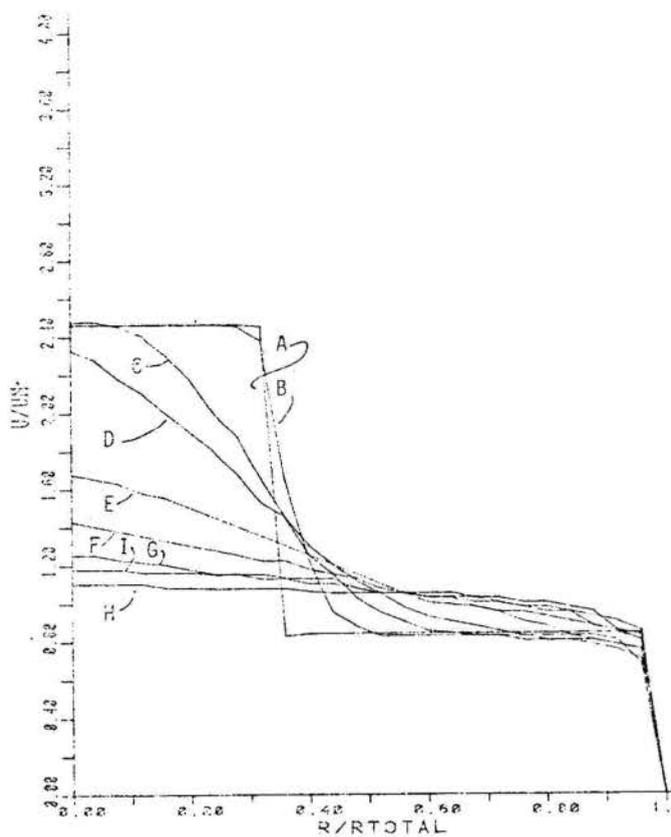


Figura 3. Distribuição das velocidades no tubo de mistura, medidas experimentalmente, para o caso turbulento

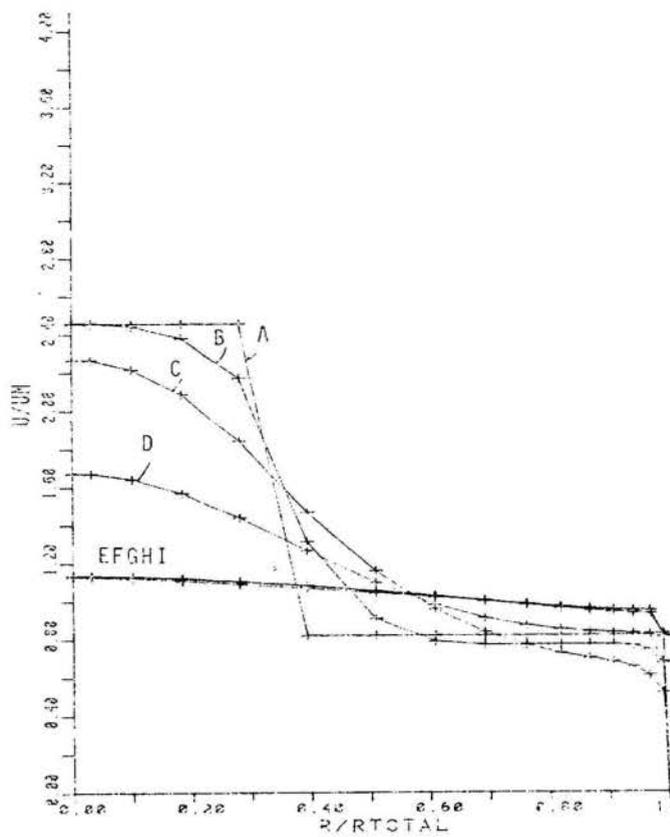


Figura 4. Distribuição das velocidades no tubo de mistura, obtidas por simulação para o primeiro caso turbulento,

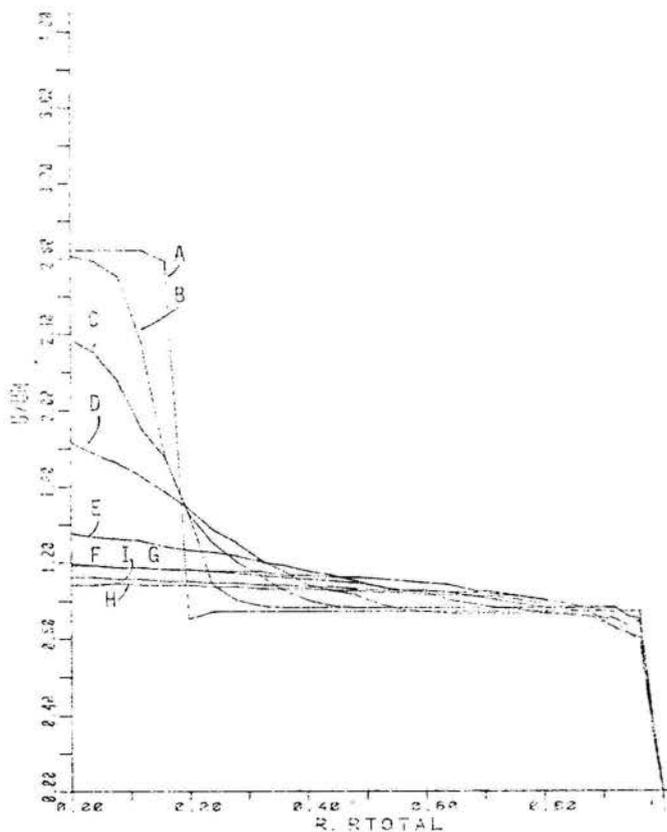


Figura 5. Distribuição das velocidades no tubo de mistura, medidas experimentalmente, para o segundo caso turbulento.

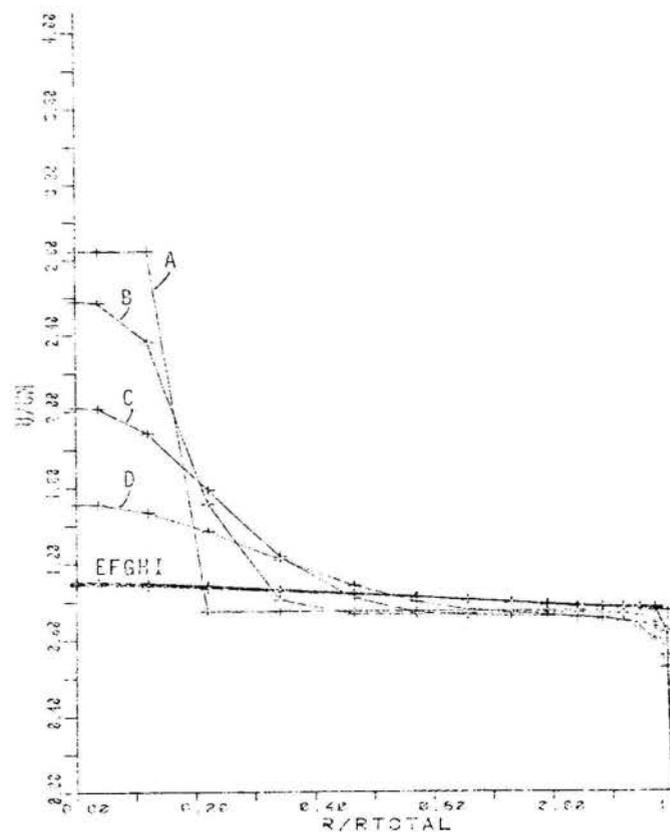


Figura 6. Distribuição das velocidades no tubo de mistura, obtidas por simulação para o segundo caso turbulento.

At the heater position, two other boundary conditions are required. Since the acoustic pressure is generated in region 2, i.e., where the combustion process takes place, the combustion bed or the heater will be an acoustical barrier separating the two regions. Therefore, the acoustic pressure just below the heater element will be such that

$$p_1' \Big|_{x=l} = M p_2' \Big|_{x=l+\delta}, \quad (8)$$

where M is a damping coefficient, such that $0 \leq M \leq 1$.

The other boundary condition at the heater position is given by the one dimensional continuity equation, i.e.,

$$(\eta+1) \rho_1 u_1 = \rho_2 u_2, \quad (9)$$

where η is the term that accounts for the fuel mass addition ($\eta > 0$) and u is the gas velocity. Replacing ρ by $\bar{\rho} + \rho'$, u by $\bar{u} + u'$, and considering that \bar{u} is of the order of u' , the second boundary condition at the heater becomes

$$(\eta+1) \bar{\rho}_1 u_1' \Big|_{x=l} = \bar{\rho}_2 u_2' \Big|_{x=l+\delta} \quad (10)$$

Summarizing, the two boundary conditions at the heater are

$$\bar{\rho}_1 \frac{\partial \phi_1}{\partial t} \Big|_{x=l} = M \bar{\rho}_2 \frac{\partial \phi_2}{\partial t} \Big|_{x=l+\delta}, \quad (11)$$

$$\bar{\rho}_1 \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \Big|_{x=l} = \frac{\bar{\rho}_2}{(\eta+1)} \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \Big|_{x=l+\delta}. \quad (12)$$

Solution. The solution to this eigenvalue problem is

$$\frac{c_1}{c_2} \frac{\sin k_1 l}{\cos k_1 l} = \frac{M}{1+\eta} \frac{\sin k_2 (l+\delta-L)}{\cos k_2 (l+\delta-L)}. \quad (13)$$

Considering the gases in regions 1 and 2 as perfect gases and knowing that $k_1 c_1 = k_2 c_2$, Eq. (13) becomes

$$\sqrt{\frac{T_1}{T_2}} \frac{\tan \left[\frac{l}{L} \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} k_2 L \right]}{\tan \left[\left(\frac{l+\delta}{L} - 1 \right) k_2 L \right]} = \frac{M}{1+\eta}, \quad (14)$$

where T is the temperature

RESULTS

Inserting test parameters given by references [2] and [4-6] in Eq. (14), the frequencies of acoustic oscillation were calculated as functions of β ($\beta = M/(1+\eta)$). The parameters utilized and the results obtained are shown in Table 1 and in Figure 2. The average temperature was calculated considering a linear variation between the temperatures at $L/2$ and at the tube outlet section. It can be observed that the measured frequencies are in the neighborhood of either a characteristic frequency of a Schmidt tube (for solid fuel burning) or a characteristic frequency of a Rijke tube (for liquid fuel burning). It should be noted that, in the case of total acoustic blocking, $M=0$ and therefore $\beta=0$, leading to the case of a pure Schmidt tube. On the other hand, when there is no acoustic blocking, $p_1'(l,t) = p_2'(l+\delta,t)$ and $M=1$, which gives $\beta \sim 1$ (since $\eta \ll 1$) and leads to the case of a pure Rijke tube. The data of Figure 2 show that the solid fuel bed creates an acoustic barrier leading to a closed/open tube. The liquid fuel burner does not separate acoustically the hot and cold

Table 1. Calculated and measured parameters.

Reference	[5]	[4]	[6]	[2]
Fuel	Peat	Charcoal	Ethyl Alcohol	Coal
Length of tube (L), cm	320	320	320	274.3
Height of heater (l), cm	80	80	80	68.6
Thickness of bed (δ), cm	2-5	5-10	-	5-20
Temperature at L/2, K	1073	1033	1167	1033*
Temperature at tube outlet, K	973	793	1019	793
Average temperature of hot region, K	1046	969	1094	934
Temperature at tube inlet, K	323	303	296	300
Frequency for Rijke tube (calculated), Hz	88.5**	88**	91	102.0-106.3**
Frequency for Schmidt tube (calculated), Hz	64.5**	66.5**	70.2	77.0-83.1***
Measured frequency, Hz	65-70	64-70	89	77-84***

* at 30.5 cm from the bottom of the combustion bed;

** calculated for $\delta = 5$ cm;

*** first value corresponds to $\delta = 5$ cm, second value to $\delta = 20$ cm.

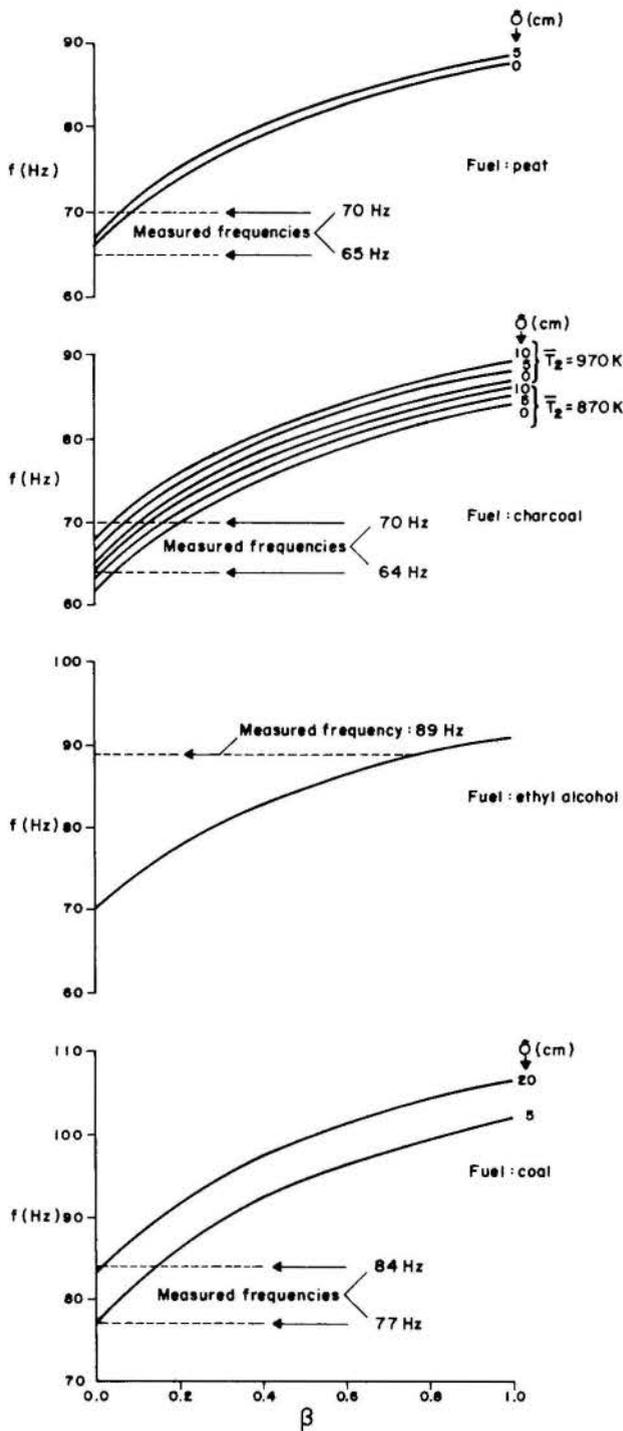


Fig. 2 Calculated and measured frequencies as functions of $\beta = M/(1+\eta)$.

regions and the tube behaves as a Rijke tube.

Summarizing, in the case of burning of solid fuels, the combustion bed creates an acoustic barrier and the frequency of oscillation can be approximated by the formula for the frequency of a Schmidt tube, i.e.,

$$f \sim \frac{\sqrt{\gamma R T_2}}{4L_2} \quad (15)$$

where T_2 is the average temperature of the hot region,

L_2 the length above the bed ($L_2 = L - \lambda - \delta$), R the gas constant and γ the adiabatic exponent of the gas. In the case of liquid fuel burning, where the burner practically does not create an acoustic barrier, the frequency of oscillation can be approximated by the formula that corresponds to a Rijke tube, i.e.,

$$f \sim \frac{\sqrt{\gamma R T}}{2L} \quad (16)$$

where T is the average temperature of the whole tube and L the length of the whole tube.

CONCLUDING REMARKS

The results are not only interesting but quite convenient too. As it is known, if $u' > \bar{u}$, the convective heat transfer coefficient grows monotonically with u'/\bar{u} [8]. It happens that for a pure Rijke tube, it can be shown that always $u' < \bar{u}$ [6]. For a pure Schmidt tube, it can be shown that $u' > \bar{u}$ can be achieved, indicating that increased convective heat transfer coefficients can be obtained. Therefore, in terms of heat transfer, the pulsating combustion process in a vertical tubular combustor is advantageous only in the case of solid fuel burning.

REFERENCES

- [1] Lord Rayleigh, *The Theory of Sound*, Dover, vol. 2, pp. 224-235, 1945.
- [2] Carvalho, J.A., Jr., Wang, M.R., Miller, N., Daniel, B.R. and Zinn, B.T., "Controlling Mechanisms and Performance of Coal Burning Rijke Type Pulsating Combustors," Proceedings of the Twentieth Symposium (International) on Combustion, pp. 2011-2017, 1984.
- [3] Carvalho, J.A., Jr., Miller, N., Daniel, B.R. and Zinn, B.T., "Combustion Characteristics of Unpulverized Coal Under Pulsating and Non-Pulsating Conditions," *FUEL*, vol. 66, n° 1, pp. 4-8, 1987.
- [4] Ferreira, M.A., "Combustão Pulsante de Carvão Vegetal em Tubo de Rijke," M.Sc. Dissertation, in Portuguese, Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá, UNESP, 1989.
- [5] Ferreira, M.A., Bressan, C., Victório, J.R.S., Carvalho, J.A., Jr. and Heiskanen, V.P., "Burning of Finnish Peat Pellets in a Brazilian Experimental Pulsating Combustor," submitted to III ENCIT, 1990.
- [6] Couto, H.S., "Queima de Combustíveis Líquidos em Combustores Pulsantes Tipo Tubo de Rijke," D.Sc. Thesis, in Portuguese, Universidade Federal do Rio de Janeiro, 1989.
- [7] Reynst, F.H., "The Schmidt Tube," *The Collected Works of F.H. Reynst*, M.W. Thring, ed., Pergamon, pp. 60-70, 155-165, 1961.
- [8] Hanby, V.I., "Convective Heat Transfer in a Gas-Fired Pulsating Combustor," *ASME paper no.68 - WA/FU-1*, 1968.



INFLUÊNCIA DA GRANULOMETRIA NA COMBUSTÃO
DE MISTURAS-CARVÃO-ÁGUA

Paulo César C. PINHEIRO
Departamento de Engenharia Mecânica da UFMG
Av. Antônio Carlos 6627, 31.270 - Belo Horizonte, MG
Gerard ANTONINI, Olivier FRANÇOIS, Mourad HAZI
Universit  de Technologie de Compi gne (França)



RESUMO

A influência da granulometria sobre a velocidade e o tempo de combustão do carvão pulverizado já   bem conhecida. Entretanto, a literatura técnica   omissa quanto a influência da granulometria das partículas do carvão constituinte sobre o desempenho da combustão das Misturas-Carvão- gua (MCA). Esse estudo compara a combustão das MCA com a combustão do carvão constituinte pulverizado seco, mostrando a influência da distribui o granulométrica e o interesse técnico da utiliza o de carvões ultra-finos ($d < 15 \mu\text{m}$) na formula o de tais misturas.

INTRODU O

A conjuntura econômica mundial trouxe de volta o interesse na utiliza o do carvão como combustível alternativo aos derivados do petróleo em fornos e caldeiras. Entretanto, a conversão desses equipamentos para o uso do carvão   cara: uma caldeira a carvão custa cerca de 3 vezes mais que uma caldeira de mesmo porte a gás ou a  leo.

A utiliza o do carvão em outra forma que a sólida vem sendo experimentada há mais de um século. O ressurgimento destes estudos está sempre ligado a novos acontecimentos econômicos.

  possível produzir uma suspensão combustível estável de carvão em água, conhecida pelo nome de Mistura Carvão- gua (MCA), composta de 70-75% de carvão finamente mo do, 24-29% de água e 1% em peso de aditivos. A distribui o granulométrica e o tipo de aditivo dependem do método de prepara o e das características do carvão. O produto final   um coloide com viscosidade 1000 a 1500 cP,   temperatura ambiente. As MCA podem ser transportadas, estocadas, bombeadas e queimadas, tal como os combustíveis líquidos. Queimadores projetados para o uso de MCA já estão disponíveis para muitas aplica es e podem produzir chamas estáveis dentro de uma grande amplitude operacional, necessitando somente de um combustível auxiliar durante a igni o. Do ponto de vista econ mico, as MCA são consideradas como um dos melhores substitutos do petróleo nos fornos e caldeiras industriais.

As misturas-carvão-água oferecem as seguintes vantagens:

- Custo inferior ao petróleo e ao gás natural;
- Compatibilidade com as instala es existentes para a queima de  leo;
- Simplicidade de manuseio, transporte e estocagem;
- Menor risco de explosão devido   elimina o do p  de carvão;
- Redu o das emissões de NOx;
- Grande amplitude operacional do queimador, sem a necessidade de combustíveis auxiliares;
- Alta eficiência de combustão.

Os principais inconvenientes das MCA são:

- Perda de energia para a evapora o da água de dilui o;
- Valor agregado ao carvão pela fabrica o da mistura;
- Alta viscosidade e erosão;
- Sedimenta o da fase sólida da mistura.

A influência da granulometria sobre a velocidade e o tempo de combustão do carvão pulverizado já   bem

conhecida. Entretanto, a literatura técnica   omissa quanto   influência da granulometria das partículas do carvão constituinte sobre o desempenho da combustão das MCA.

Este estudo compara a combustão de Misturas-Carvão- gua (via úmida) com a combustão pulverizada do carvão constituinte (via seca), mostrando a influência da distribui o granulométrica e o interesse técnico da utiliza o de carvões ultrafinos ($d < 15 \mu\text{m}$) na produ o desses combustíveis.

MOINHO CENTRÍFUGO A VÁCUO

Um carvão de granulometria ultrafina pode ser obtido, economicamente, em um moinho centrífugo a vácuo (figura 1). Esse moinho consta de um disco metálico dotado de canais de proje o, girando a 15.000 RPM. O gr o de carvão, caindo no centro do disco,   projetado a grande velocidade sobre uma parede de aço, onde   pulverizado pelo impacto. Existe uma correla o entre a velocidade de rota o do disco e a granulometria obtida.

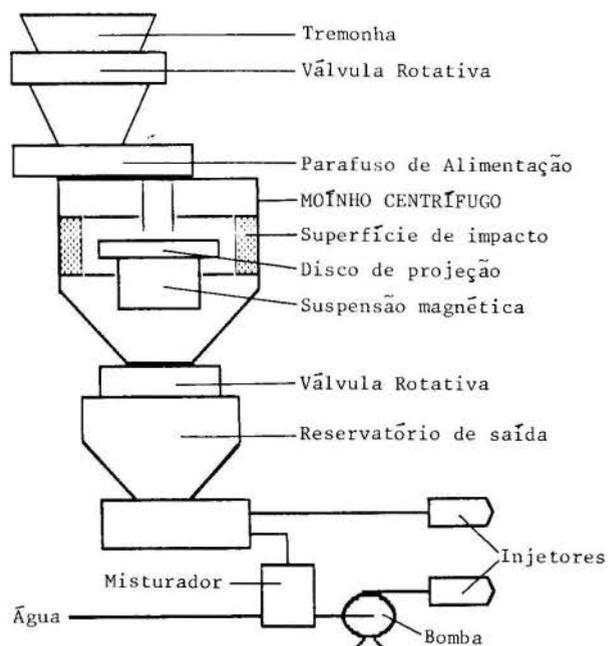


Figura 1 - Mo nho centrífugo a vácuo.

O disco   suportado e acionado por um sistema magnético, o que permite altas rota es e elimina o desgastamento.

te dos suportes. A parede de impacto, intercambiável, é construída em aço de alta resistência, de modo a evitar erosão e presença de partículas metálicas no carvão.

Esta operação é realizada a seco, o que evita secagem posterior do carvão, melhorando assim o balanço energético. O invólucro é mantido sob vácuo, o que minimiza a oxidação e evita a ignição do carvão durante a pulverização.

MÉTODO OPERACIONAL

Os testes de combustão foram realizados em uma fornalha piloto (figura 2). Esta fornalha é cilíndrica, de diâmetro interior 450 mm e comprimento total 2910 mm. É composta de uma seção refratária (2000 mm de comprimento e 100 mm de espessura) e de uma seção inox (910 mm de comprimento), refrigerada por uma camisa de água. O volume total disponível para a combustão é 0,463 m³. A capacidade térmica admissível é aproximadamente 0,1 MW.

Uma série de ensaios preliminares foram efetuados, a fim de determinar a influência dos seguintes parâmetros operacionais sobre o desempenho da combustão: tipo de queimador, vazão de combustível, pressão de atomização, temperatura de preaquecimento e excesso de ar. Ensaios preliminares, sem preaquecimento da câmara, mostraram a possibilidade da combustão do carvão pulverizado (via seca), sem combustível auxiliar. Foi necessário somente o uso do queimador auxiliar durante a escorva da combustão. Entretanto, durante os ensaios com MCA, não foi possível assegurar uma combustão estável, sem o preaquecimento da câmara de combustão e do ar de combustão. Foi efetuado um preaquecimento da câmara de combustão por meio da combustão de gás natural. O ar de combustão foi preaquecido por resistências elétricas (9,0 kW), as quais possibilitaram atingir temperaturas da ordem de 350-400°C. Não foi necessário preaquecer o combustível.

Estavam disponíveis para os ensaios três lotes de carvão Freyming Ultrafino (38% de matérias voláteis e 30790 kJ/kg seco), (AFNOR: Flambante seco, ASTM: Betumínoso A):

- Lote nº 1 - d50 = 7 µm
- Lote nº 2 - d50 = 14 µm
- Lote nº 3 - d50 = 31 µm

A preparação das MCA foi efetuada em bateladas, a dicionando progressivamente o carvão à fase líquida, com auxílio de um agitador de alto cisalhamento (Ultraturax). É necessária uma aditivação química, visando aumentar a molhabilidade das partículas de carvão pela água e assegurar uma boa estabilidade estrutural da mistura. Experiências anteriores mostraram que a adição de 1% de tamol (80%) + NaOH (20%) produz bons resultados. [1].

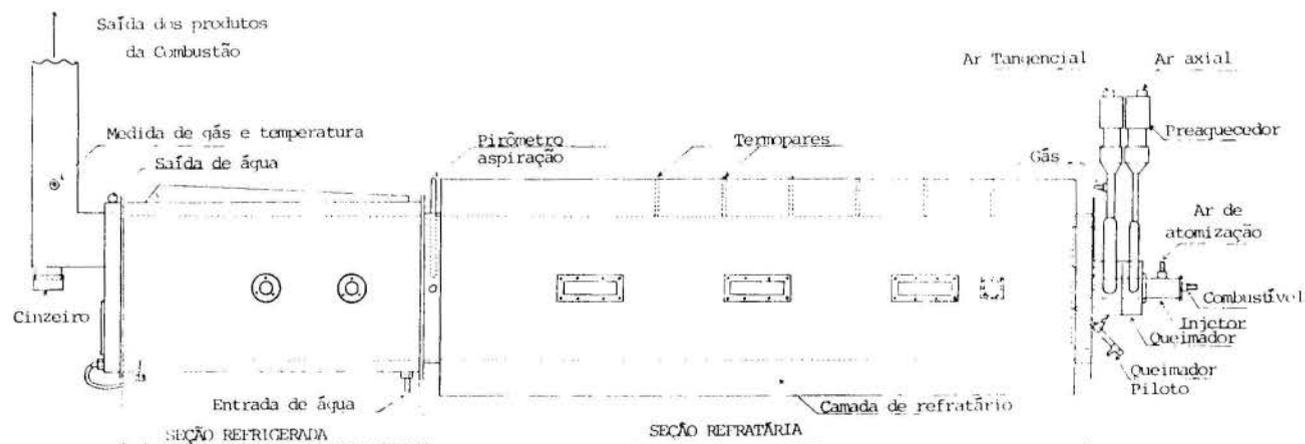


Figura 2 - Instalação piloto de combustão.

Viscosidade da MCA (cP) em função do teor de carvão (%) [1].

Teor de Carvão	20	40	60	65	68	70
Lote 1 (7 µm)	1	2	250	4500	∞	∞
Lote 2 (14 µm)	1	3	180	1500	4500	∞
Lote 3 (31 µm)	1	2	205	1150	1250	4750

Não foi possível produzir uma MCA estável com o lote nº 3. Este lote encontrava-se com uma grande oxidação superficial, o que inibiu a ação do aditivo. Foram testados vários outros aditivos, também sem grande êxito. Com os lotes nº 1 e 2 foram produzidas MCA com a seguinte formulação: 60-63% de carvão, 39-36% de água e 1% de aditivo iônico, visando obter uma viscosidade da ordem de 1200 cP.

Para a queima dos carvões por via seca, foi utilizado um atomizador de mistura interna, a uma pressão de operação de 0,25 bars. Para as MCA foi utilizado um atomizador Jato-Y, operando a uma pressão de 3,0 bars.

A vazão do combustível variou na faixa de 5-8 kg/h, correspondendo a uma carga nominal da fornalha de aproximadamente 60 kW e uma taxa de liberação de calor de 150 kW/m³. Esta carga térmica é próxima às encontradas em caldeiras aquatubulares de pequeno porte. Os tempos de permanência das partículas é pequeno, da ordem de 1 segundo, e a temperatura de saída dos produtos 450°C.

RESULTADOS

Uma vez estabilizada a combustão, foram realizadas medidas durante no mínimo 1 hora. A caracterização da combustão foi feita por intermédio das seguintes medidas:

- Perfil de temperaturas ao longo da fornalha (°C);
- Teor de CO₂ (%), O₂ (%) e CO (ppm);
- Teor de fuligem. Método Bacharach (ASTM D 2156-63T);
- Análise físico-química das cinzas volantes;
- Análise físico-química dos resíduos sólidos na fornalha.

Os resultados experimentais são aqui apresentados em relação ao coeficiente de excesso de ar, calculado em função do teor em O₂ medido nos produtos da combustão.

ANÁLISE QUANTITATIVA DOS RESÍDUOS

A figura 3 mostra a quantidade de depósitos recolhidos na seção fria da fornalha. Em via seca, os depósitos são menores e independem do excesso de ar, devido a uma boa combustão.

Em via úmida constata-se que as MCA produzem uma maior quantidade de resíduos. Isto é devido à aglomeração de partículas de carvão dentro das gotas de MCA em

combustão. Esta aglomeração resulta em partículas maiores, que não são completamente queimadas dentro da chama. Por serem maiores e não queimadas, as partículas resultantes são mais pesadas e o arrasto pelos gases efluentes mais difícil. A quantidade de depósitos diminui com o excesso de ar, graças a uma melhor combustão. Pode-se notar, também, uma clara dependência da granulometria sobre a quantidade dos resíduos.

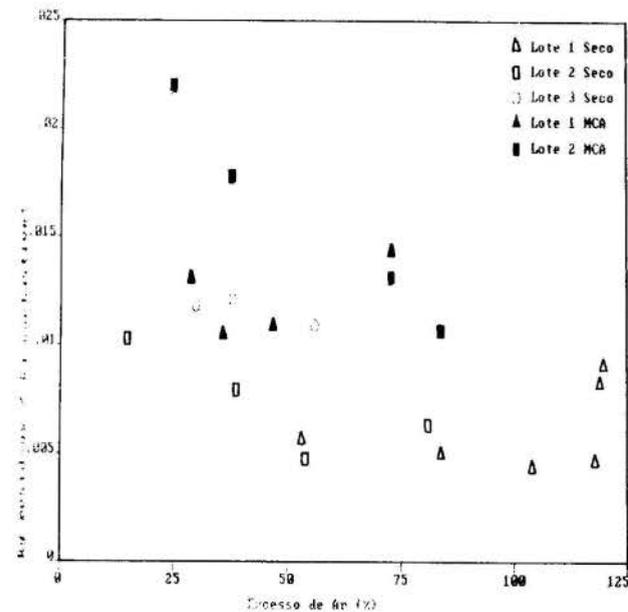


Figura 3 - Quantidade de resíduos sólidos recolhidos.

TAXA DE CONVERSÃO DO COMBUSTÍVEL

A taxa de conversão do combustível ou fração de combustível efetivamente queimada na fornalha (X_c) é calculada a partir da análise do teor de inertes do resíduo da combustão:

$$X_c = 1 - \left[\frac{A}{1 - A} \right] \left[\frac{1}{A_{sf}} - 1 \right]$$

onde A é o teor de cinzas do combustível (Kg/Kg base seca) e A_{sf} o teor de cinzas do resíduo recolhido.

A figura 4 mostra a influência da granulometria sobre a taxa de conversão. As maiores taxas de conversão são obtidas com as partículas mais finas. Isto é válido tanto para a via seca quanto para via úmida. As taxas de conversão aumentam com o excesso de ar.

Deve-se observar os resultados obtidos pela MCA fabricada com o carvão do lote nº 1 ($d_{50} = 7 \mu m$), que atinge taxas de conversão comparáveis a um carvão pulverizado de granulometria industrial.

Os resíduos sólidos resultantes da combustão de MCA continham um alto teor em voláteis. Isto não era esperado, uma vez que as taxas de combustão alcançadas são da ordem de 80%. A análise destes resíduos mostrou uma taxa de conversão dos voláteis da mesma ordem de grandeza da taxa de conversão do carbono fixo. Assim, a hipótese da rápida desvolatilização não foi verificada na combustão de MCA, contrariamente ao que se passa na via seca.

TEOR EM CO

Devido à boa concepção da fornalha, o teor em CO nos produtos da combustão foi desprezível. Entretanto, uma vez estabelecida a combustão, é possível discernir variações do teor de CO em função do excesso de ar e da granulometria do combustível (figura 5).

Pode-se constatar a existência de uma evolução coerente destes resultados com os obtidos em taxa de

conversão do combustível (figura 4). Os teores de CO mais importantes correspondem às taxas de conversão mais baixas e vice-versa.

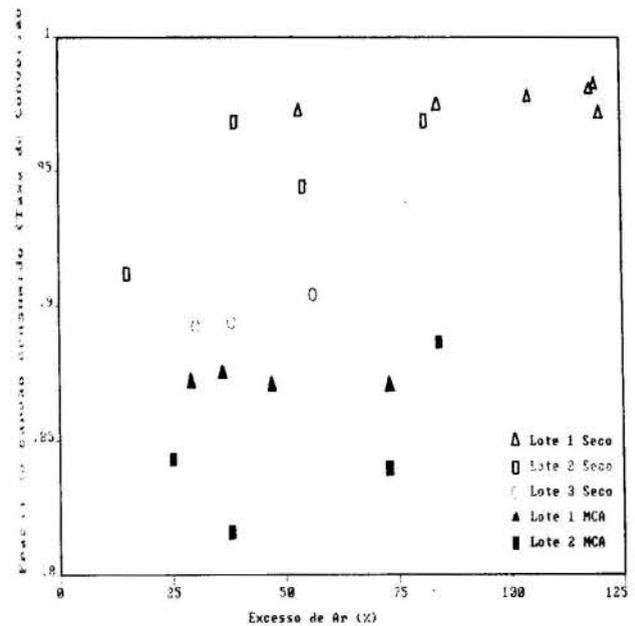


Figura 4 - Fração de carvão consumido na fornalha (Taxa de conversão).

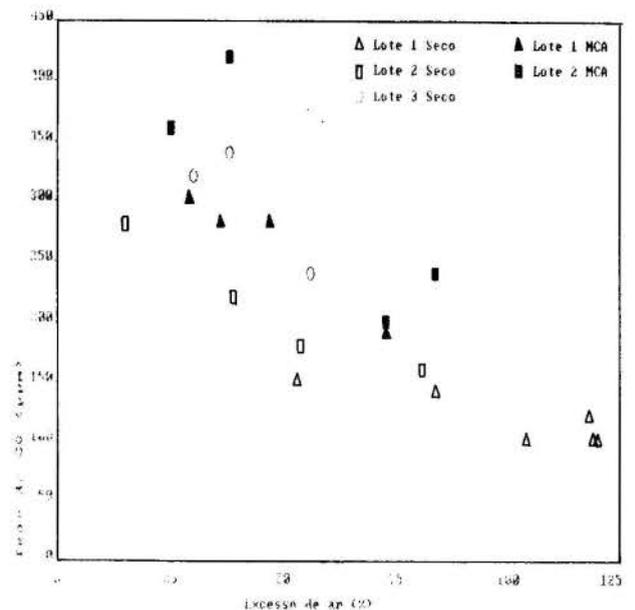


Figura 5 - Teor de CO nos produtos da combustão.

ÍNDICE BACHARACH

Para os combustíveis sólidos e líquidos, o Índice Bacharach indica se a concentração de fuligem e cinzas volantes presentes nos gases de exaustão são admissíveis nas normas de poluição atmosférica. É muito utilizado na combustão de carvão, onde, numa má combustão, a produção de fuligem torna-se importante antes do nível de CO atingir valores significativos. Na norma ASTM D 2156-63T, os valores inferiores a 6 são considerados aceitáveis.

Nos ensaios realizados, os valores obtidos (3-5) se situam dentro do limite permissível (figura 6). Entretanto, estes resultados foram obtidos com um excesso de ar importante. Para diminuir as perdas térmicas, é

necessário utilizar um menor excesso de ar, o que produzirá índices maiores.

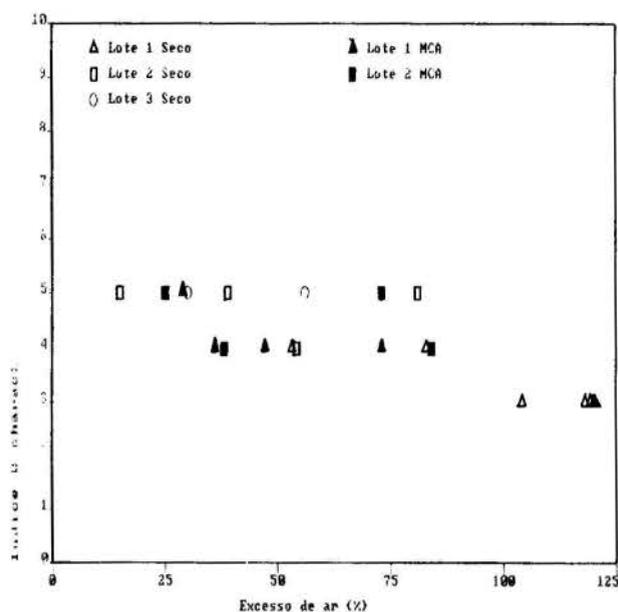


Figura 6 - Teor de fuligem nos produtos da combustão (Índice Bacharach).

ANÁLISE MICROSCÓPICA DOS RESÍDUOS SÓLIDOS

Amostras de resíduos sólidos recolhidos na fornalha e de cinzas volantes foram examinadas em um microscópio de varredura eletrônica. Este exame mostrou que os resíduos são constituídos de partículas praticamente esféricas, com diâmetros de até 100-200 μm , tanto em via seca quanto em via úmida. Estas partículas de resíduos são ocas e apresentam uma considerável macroporosidade superficial.

O exame destes resíduos não permitiu conclusões definitivas sobre a aglomeração dos MCA.

CONCLUSÕES E DISCUSSÃO

Os resultados dos ensaios mostraram que a combustão de carvões ultrafinos é melhor e que para uma mesma granulometria, em via seca é melhor que em via úmida.

É necessário um certo cuidado na comparação da via seca e via úmida, uma vez que os resultados são fortemente influenciados pelas características do sistema de atomização utilizado, que não é idêntico nos dois casos.

Assim, o desempenho de combustão das MCA é ligado ao desempenho da atomização, que por sua vez, depende das características reológicas do combustível [2]. Entretanto, a utilização de aditivos para diminuir a viscosidade, pode não ser a solução mais adequada. LEVASSEUR [3] demonstrou que, para a obtenção de uma viscosidade determinada em uma MCA, a diluição produz melhores resultados de atomização do que a utilização de aditivos.

A fim de eliminar a influência do sistema de atomização sobre o desempenho da combustão, poder-se-ia estudar a combustão de gotas individuais de MCA. Entretanto, se esta metodologia possui suas vantagens, a combustão de uma gota individual não reproduz as condições reais existentes dentro de uma chama (aerodinâmica, interações entre partículas etc).

Ensaio de combustão de gotas individuais de MCA, de diâmetros compreendidos entre 450-650 μm , não mostraram a influência da granulometria do carvão constituído sobre a combustão da MCA correspondente [4]. Concluiu-se que a dimensão da aglomeração formada é definida pela dimensão da gota e que, do ponto de vista da combustão, nenhum ganho seria obtido com a utilização de carvão ul-

trafino.

Nossos resultados não caminham na mesma direção. Na verdade, a distribuição granulométrica das partículas de carvão influi sobre o desempenho de atomização da MCA. Assim, sob as mesmas condições de atomização, as MCA constituídas de carvões ultrafinos produzem gotas mais finas que as MCA constituídas de carvões de granulometria comum. Ensaio realizado em uma bancada de atomização confirmam este fato.

Um estudo completo sobre a influência da repartição granulométrica do carvão e do teor de oxigênio no ar de combustão sobre a cinética de combustão foi feito por CHAMBERLAIN [5]. Seu estudo foi realizado com chamas de carvão pulverizado de dimensões 10-50 μm . Entre as principais conclusões têm-se:

- O tempo de combustão de uma partícula no ar, diminui com a sua dimensão;
- O tempo de combustão de uma partícula no oxigênio puro, praticamente independe da sua dimensão;
- Para dimensões da ordem de 10 μm , o tempo de combustão da partícula no ar e no oxigênio puro são praticamente idênticos.

Assim, a granulometria ultrafina permite atingir a cinética química ótima, que seria obtida com oxigênio puro.

A utilização de ultrafinos permite a diminuição do tempo de combustão das partículas individuais, diminuindo o comprimento da chama, permitindo uma combustão mais completa durante o tempo de permanência na fornalha. Além disso, a redução dos depósitos das cinzas associadas ao carvão dentro da fornalha, viabiliza o uso do ultrafino em substituição ao óleo combustível utilizado nas caldeiras.

A presença de água diminui o poder calorífico do combustível e aumenta o tempo de combustão. Quando a utilização de MCA em fornalhas dimensionadas para combustíveis líquidos ou gasosos, é necessário se minimizar as dimensões das gotas de MCA pulverizadas, de modo a otimizar o rendimento de combustão.

Para as MCA é recomendado o preaquecimento do ar de combustão, a fim de facilitar a ignição. Quanto maior for o teor em umidade e menor o teor em matérias voláteis, maior deverá ser a temperatura de preaquecimento. Para a combustão de misturas carvão (65%) - água é recomendada uma temperatura de 350°C. A utilização de carvões com alto teor de voláteis aumenta a inflamabilidade da suspensão e diminui o tempo de combustão.

BIBLIOGRAFIA

- [1] PINHEIRO, P.C.C. "Étude de la Combustion des Mélanges Charbon-Eau et du Charbon Pulvérulent Sec dans un Foyer Pilote de 100 kW", Tese de doutorado, Université de Technologie de Compiègne (UTC), França, 1987, 174pp.
- [2] McHALE, E.T. SCHEFFEE, R.S. ROSSEISSI, N.P. "Combustion of Coal/Water Slurry", *Combustion and Flame*, Vol. 45, pp. 121-135, 1982.
- [3] LEVASSEUR, A.A., LaFLESH, R. C. HARGROVE M.J. "Characterisation of Coal Water Fuel properties". *Proceedings of 7th International Symposium on Coal Slurry Fuels. Preparation and Utilization*, Nova Orleans, EUA, 21-24 Maio 1985.
- [4] MATTHEWS, K.J. e JONES, A.R. "The effect of coal composition on coal water slurry. Combustion and ash deposition characteristics". *Proceedings of 8th International Symposium on Coal Slurry Fuels. Preparation and Utilization*, Orlando, EUA, 27-30 Maio 1986.
- [5] CHAMBERLAIN, C.T. "The combustion of Coal in Oxygen", Tese de Doutorado, University of Leeds.

ABSTRACT. This paper compares the combustion of the CWM with the combustion of the constituting pulverized coal, considering the influence granulometric distribution and the advantages of the use of ultra-fine ($d < 15 \mu\text{m}$), in the formulation of such mixtures.

III ENCIT – Itapema, SC (Dezembro 1990)

ESTUDO DAS TAXAS DE DEVOLATILIZAÇÃO DE BIOMASSA EM LEITO FIXO E LEITO FLUIDIZADO



Caio Glauco Sanchez
Raymond B. Peel
UNICAMP – FEM/DETF
C.P. 6122
13081 – Campinas – SP

Francisco José dos Santos
UNESP
Deptº de Física
13500 – Rio Claro – SP



RESUMO

Neste trabalho foi realizado o estudo dos tempos de devolatilização completa para alguns tipos de biomassa: amostras de peroba rosa, eucalipto alba e bagaço de cana, em várias dimensões: serragem (< 0,7 mm), 5 mm, 10 mm e 20 mm. Os testes foram realizados em leito fixo e em leito fluidizado para comparação dos tempos de devolatilização. Foram feitos testes à temperaturas de 400, 600, 800 e 1000°C, e o tempo de devolatilização foi medido a partir da observação visual da presença de chama ou da evolução dos fumos.

INTRODUÇÃO

O presente trabalho representa uma etapa preliminar do nosso estudo sobre a gaseificação de biomassa. O objetivo de se estudar as taxas de devolatilização (através do tempo necessário para a evolução completa dos voláteis) em leito fixo e leito fluidizado prendeu-se à necessidade de se comparar a dinâmica do processo nos dois sistemas, tendo em vista a variação nas propriedades físicas da biomassa disponível no país, como: tamanho das partículas, que vão desde serragem, cascas e bagaço até cavacos, sabugos e lenha, e grande variação na densidade e porosidade.

Em leito fixo, quase toda biomassa poderia sofrer a pirólise ou gaseificação sem muito problema. Em um sistema (reator) de leito fluidizado, partículas grandes de cavacos, sabugos ou cascas, podem apresentar boa mistura com o leito para alguns intervalos de velocidade de fluidização [1] e [2], mas para pequenas partículas de serragem ou bagaço, a velocidade para elutriação é pequena podendo dificultar a sua gaseificação ou queima internamente ao leito.

Alguns problemas na gaseificação da biomassa podem ser reduzidos pela escolha de reator mais adequado às características típicas em que a biomassa se apresenta.

Informações sobre o tempo de evolução dos voláteis é importante, desde que as partículas de combustível podem se comportar de maneiras distintas durante e após o processo de devolatilização [3] e [4].

PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Os testes foram realizados em duas etapas distintas:

a) Medição dos tempos de devolatilização em leito fixo.

Utilizou-se um forno tubular horizontal com 45 mm de diâmetro interno, aquecido eletricamente. Os testes foram feitos para as temperaturas de 400, 600, 800 e 1000°C. O fluxo de ar utilizado durante as medições proporcionava uma velocidade do gás da ordem de 1,0 m/s.

Os ensaios foram realizados após a estabilização na temperatura desejada, sempre com um volume aproximado de $1 a 2 \times 10^{-6} m^3$ de amostra de combustível. O tempo de devolatilização foi medido do instante de alimentação no forno até o término da evolução dos fumos ou extinção das chamas.

b) Medida do tempo de devolatilização em leito fluidizado.

Utilizou-se um leito com corpo tubular de aço inox 310 com 95 mm de diâmetro interno, fluidizado com ar aquecido eletricamente. O material inerte utilizado no leito foi alumina, $dp = 0,36 mm$. A velocidade do ar variou entre 1,0 e 1,3 m/s dependendo da temperatura alcançada. As temperaturas de teste foram 400, 600, 800 e 1000°C, medidas com termopar de cromel-alumel mergulhado no leito. Manteve-se o procedimento para medida do tempo de devolatilização como no procedimento para leito fixo.

Foram utilizadas amostras de peroba rosa, eucalipto alba e de bagaço de cana. Variou-se o tamanho das amostras de peroba e eucalipto entre serragem, cubos de 10 e 5 mm de aresta e cilindros de 20 mm de diâmetro e 20 mm de altura para a verificação da influência do tamanho e da massa da amostra sobre o tempo de evolução dos voláteis. O bagaço foi testado na condição natural e também em pellets cilíndricos com 10 mm de diâmetro e 10 mm de altura.

Resultados. Verificou-se que para uma mesma densidade e igual tamanho de amostra, a variação da massa alimentada ao leito não altera o tempo de devolatilização. Acredita-se que esse fato deve-se a que a carga térmica representada pela massa das amostras é pequena em relação à inércia térmica dos leitos utilizados.

Os resultados obtidos para os tempos de devolatilização em leito fixo e leito fluidizado são apresentados nas Tabelas de 1 a 6.

Tabela 1. Tempo de devolatilização da peroba rosa-leito fluidizado – (em segundos).

Dimensão da Amostra	Temperatura °C			
	400	600	800	1000
Serragem	9	4	2	2
5 mm	73	41	30	22
10 mm	182	84	57	57
20 mm	-	214	175	109

Tabela 2. Tempo de devolatilização da peroba rosa - leito fixo - (em segundos).

Dimensão da Amostra	Temperatura °C			
	400	600	800	1000
Serragem	86	33	31	43
5 mm	195	75	65	52
10 mm	193	105	86	78
20 mm	572	241	191	154

Tabela 3. Tempo de devolatilização do eucalipto alba - leito fluidizado - (em segundos).

Dimensão da Amostra	Temperatura °C			
	400	600	800	1000
Serragem	18	4	2	2
5 mm	66	26	20	15
10 mm	129	86	64	46

Tabela 4. Tempo de devolatilização do eucalipto alba - leito fixo - (em segundos).

Dimensão da Amostra	Temperatura °C			
	400	600	800	1000
Serragem	136	48	41	34
5 mm	156	71	48	41
10 mm	258	70	66	66

Tabela 5. Tempo de devolatilização do bagaço de cana - leito fluidizado - (em segundos).

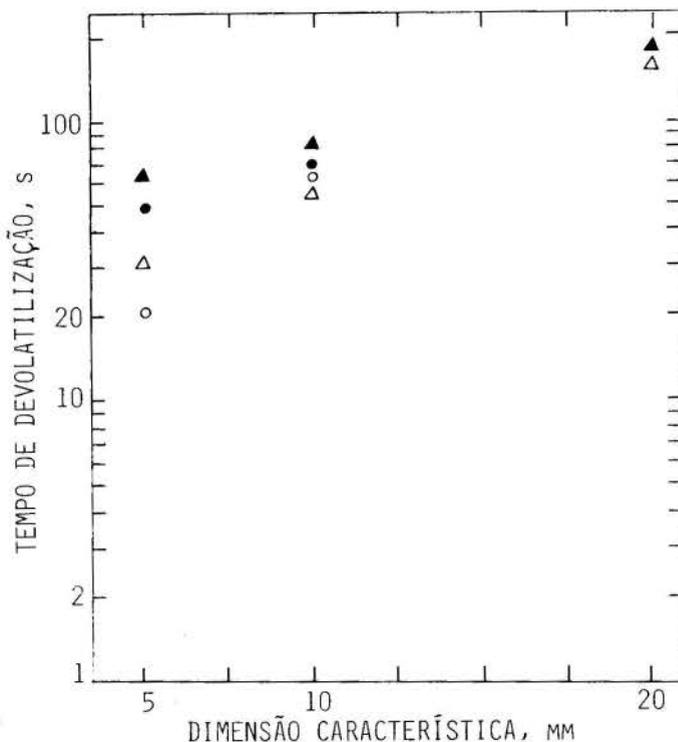
Dimensão da Amostra	Temperatura °C			
	400	600	800	1000
Bagaço	5	9	3	2
Bagaço Peletizado	99	61	51	38

Tabela 6. Tempo de devolatilização do bagaço de cana - leito fixo - (em segundos).

Dimensão da Amostra	Temperatura °C			
	400	600	800	1000
Bagaço	72	27	19	20
Bagaço Peletizado	126	88	45	55

A análise dos resultados mostrou que:

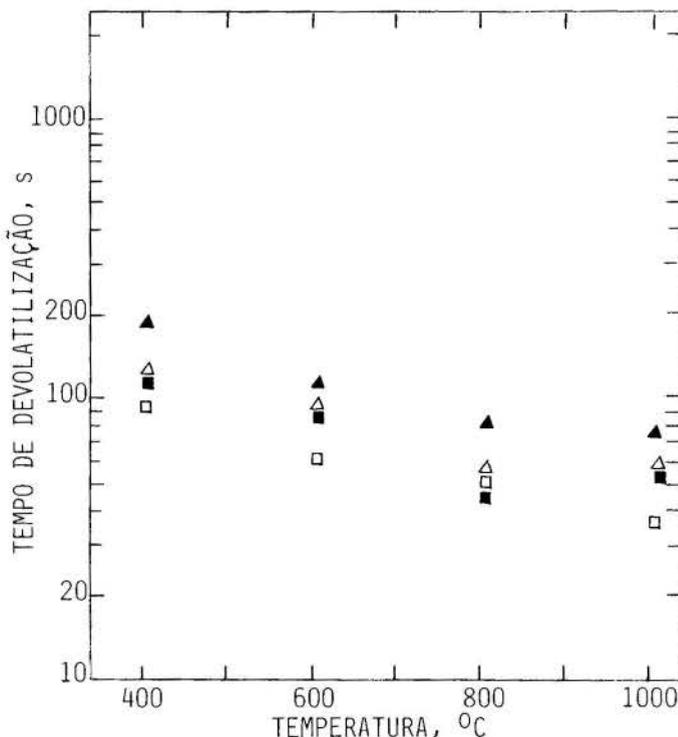
- i. Mantida constante a temperatura, os tempos de evolução dos voláteis aumentam com a dimensão, ou volume das amostras. Esse comportamento é melhor observado através do gráfico da Figura 1.



leito fixo: ▲ peroba leito fluidizado: △ peroba
● eucalipto ○ eucalipto

Fig. 1 Tempo de devolatilização versus dimensão característica. Temperatura do leito 800°C.

- ii. Mantida constante a dimensão das amostras, o tempo de evolução dos voláteis diminui com o aumento da temperatura. A Figura 2 ilustra os resultados obtidos para as temperaturas entre 400°C e 1000°C.



leito fixo: ▲ peroba leito fluidizado: △ peroba
■ bagaço □ bagaço

Fig. 2 Tempo de devolatilização versus temperatura. Dimensão característica 10 mm.

iii. Para os diversos tipos de amostras e dimensões o tempo de evolução dos voláteis é maior no leito fixo que no leito fluidizado. Nos gráficos das Figuras 3 e 4, podemos ver que para as diferentes amostras e para as diversas dimensões, o tempo de evolução de voláteis em leito fixo é cerca de 10 vezes maior que o tempo obtido quando da devolatilização em leito fluidizado. Tal diferença deve-se principalmente ao maior coeficiente de transferência de calor do leito fluidizado, da ordem de $300 \text{ W m}^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$ [5] em relação ao coeficiente de transferência de calor do leito fixo, da ordem de $40 \text{ W m}^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$ [6].

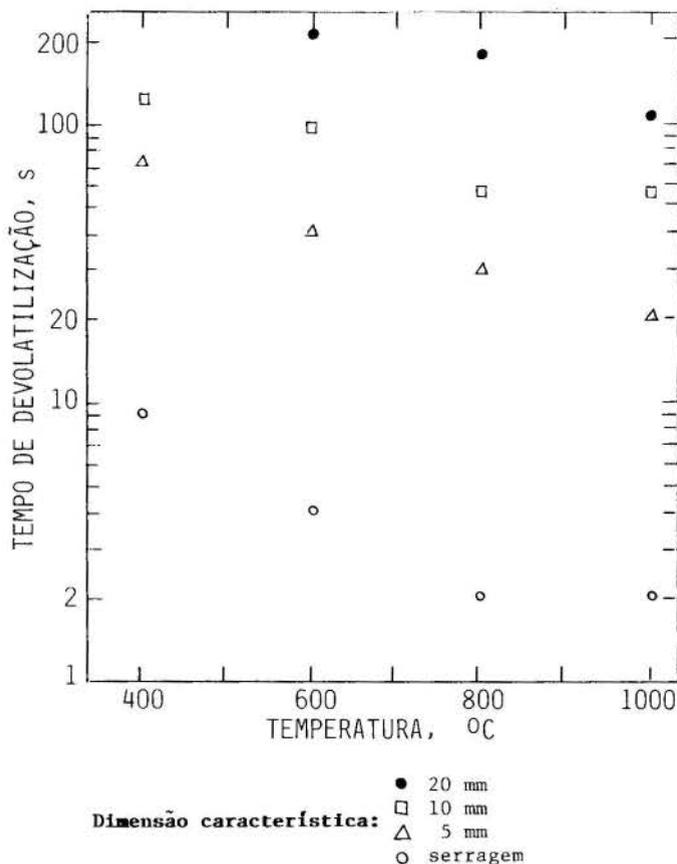


Fig. 3 Tempo de devolatilização versus temperatura para a peroba rosa em leito fluidizado.

iv. De maneira geral, os tempos de devolatilização diminuem com a densidade. Os valores da Tabela 7 nos mostram essa tendência, embora com algumas variações, o que sugere a necessidade de mais ensaios com relação a esta tendência.

Observou-se em leito fluidizado que para a serragem, a evolução dos voláteis é praticamente instantânea. Com a utilização do ar como gás de fluidização ocorre a queima dos voláteis na forma de chama acima do leito, provocando num primeiro instante uma pequena elevação da temperatura (da ordem de 10°C) e ocorrendo posteriormente o resfriamento do leito. A explicação provável é de que os voláteis liberados queimaram acima do leito. Este exemplo indica que o uso da serragem em leito fluidizado para gaseificação ou combustão provocará o seu resfriamento, a menos que seja alimentada pelo fundo do leito, ou na forma de pellets, cujo tempo de devolatilização é bem maior e apresentam boa circulação e mistura ao leito.

A medida do tempo de devolatilização seguiu o procedimento adotado nas referências [4] e [7].

Efetuada 10 ensaios para cada ponto amostral, o desvio médio foi da ordem de 15%.

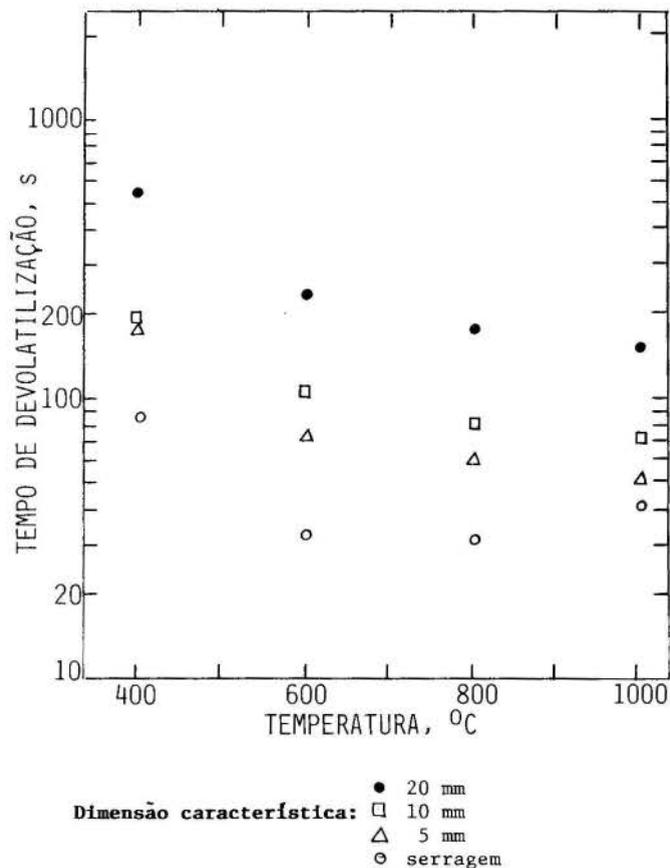


Fig. 4 Tempo de devolatilização versus temperatura para peroba rosa em leito fixo.

Tabela 7. Tempo de devolatilização para a dimensão de 10 mm - (em segundos).

Tipo Combustível	Densidade g m^{-3}	Tipo Leito	Temperatura $^{\circ}\text{C}$			
			400	600	800	1000
Peroba Rosa	1,1	fluidizado	132	94	57	57
		fixo	193	105	86	78
Eucalipto Alba	1,0	fluidizado	129	86	64	46
		fixo	258	70	66	66
Bagaço de Cana Peletizado	0,9	fluidizado	99	61	51	38
		fixo	126	88	45	55

CONCLUSÕES

O tempo de devolatilização aumenta inversamente com a temperatura e diretamente com o tamanho do combustível.

A comparação entre os tempos de devolatilização em leito fluidizado e leito fixo mostra diferenças de uma ordem de grandeza entre eles, com menores tempos para o leito fluidizado, mostrando que deve haver influência forte do coeficiente de transferência de calor entre leito e partícula nesses tempos.

Embora o aumento do tamanho das partículas produza um aumento no tempo de devolatilização, para o leito fluidizado existe um tamanho mínimo para o qual a biomassa ainda apresenta uma boa mistura com o leito.

Com partículas finas, como serragem e bagaço de cana, um leito fluidizado borbulhante provavelmente não será satisfatório como gaseificador ou combustor, contudo é provável que um leito fluidizado recirculante seja uma solução.

Verificou-se que alguns pontos (tempo de devolatilização da serragem de peroba rosa a 1000°C em leito fixo maior que os tempos para 600°C e 800°C não seguem o comportamento esperado. Este efeito deve-se provavelmente à inadequação do método para temperaturas altas (1000°C), quando o erro inerente se torna significativo. Tal fato nos motiva a dar continuidade à pesquisa utilizando como complemento ao método de observação visual a análise contínua dos gases liberados no processo.

REFERÊNCIAS

- [1] Peel, R.B.; Sanchez, C.G.; Santos, F.J., "Fluidised Bed Combustion and Gasification of Biomass", 5th European Conference Biomass for Energy and Industry, Lisboa, Portugal, 1989.
- [2] Santos, F.J., "Combustão Fluidizada de Carvão Mineral e Combustíveis Vegetais", Tese de Mestrado, FEC, UNICAMP, Campinas-SP, 1981.
- [3] Stubington, J.F., "The Role of Coal Volatiles in Fluidised Bed Combustion", J. Inst. Energy, 1980, 53, 191-195.
- [4] Pillai, K.K., "The Influence of Coal Type on the Devolatilisation and Combustion in Fluidised Beds", J. Inst. Energy, 1981, 54, 142-150.
- [5] Botteril, J.S.M., "Fluidised Bed Heat Transfer, Academic Press, 1975.
- [6] Kreith F., "Princípios da Transmissão de Calor", 3ª edição, 1977, Ed. Edgar Blucher.
- [7] Ekinci, E.; Yalkin, G.; Atakul, H.; Erdem-Senatalar, A., "The Combustion of Volatiles from Some Turkish Coals in a Fluidised Bed", J.Inst.Energy, 1988, 155, 189-191.

SUMMARY

Devolatilization time of biomass is studied in this work. In a Laboratory Scale Fluidised Bed and in a Tubular Furnace, samples of eucaliptus, peroba and bagasse were burned. Experiments were carried out at bed temperatures of 400, 600, 800 and 1000°C, using samples of the range of: <0,7mm, 5mm, 10mm and 20mm. Volatile matter burnout times were determined by visual observation.



EVALUACION EXPERIMENTAL DE UN HORNO PEQUEÑO PARA LA COMBUSTION DE CASCARA DE ARROZ

JORGE DUQUE, JUAN CARLOS BLUM

Centro de Investigación Experimental en Tecnología Energética
Facultad de Ingeniería Mecánica
Escuela Superior Politécnica del Litoral, ESPOL



RESUMEN

Un pequeño horno de parrilla inclinada escalonada tipo IIRI que combustiona cascarilla de arroz para usarse en un secador de arroz fue probado con tiro natural a inclinaciones de parrilla de 45° y 50° con la cámara de combustión desnuda y aislada. Los mejores resultados en términos de intensidad de combustión (282000 W/m³) y eficiencia del sistema (40%). Se obtuvieron con la cámara aislada y 50°. Luego el horno se probó con tiro inducido para 45° y 50°. La intensidad promedio de combustión fue de 314000 W/m³ y la eficiencia del sistema llegó a ser hasta del 45%.

INTRODUCCION

En Ecuador, como la mayoría de los países productores de arroz se dispone del recurso cascarilla de arroz en cantidades abundantes en la época de cosecha, este desecho agrícola existente en el país representa un potencial de 137000 barriles equivalentes de petróleo [1].

El Centro de Investigación Experimental en Tecnología Energética (CETE) de la ESPOL se encuentra desarrollando un programa de investigación para el aprovechamiento de la cascarilla de arroz mediante varias tecnologías [2]. Como parte de este trabajo se realizó la evaluación experimental de un horno que usa cascarilla de arroz como combustible para el secado de arroz en cáscara.

El horno se construyó a partir de un modelo desarrollado en el IIRI [3] adecuado para las necesidades de pequeños agricultores. El equipo evaluado es un horno de parrilla inclinada escalonada con una capacidad nominal de 21 KW con un consumo de cascarilla de 6 Kg/hr para calentar 2400 cfm (1.13 m³/seg) de aire de 29°C y 85% de humedad relativa hasta 44 ± 4°C para secar 1144 Kg de arroz en cáscara. El horno se probó cambiando su configuración realizándose pruebas con el horno sin aislamiento con tiro natural, con el horno aislado con tiro natural y con el horno aislado funcionando con tiro inducido. Las inclinaciones de la parrilla usadas fueron de 45° y 50° para cada arreglo.

DESCRIPCION DEL HORNO

El horno se construyó a partir de 2 tanques para suministro de aceite de 55 galones conectados entre sí por un ducto pequeño (Fig. 1). En el primer tanque se sitúa la parrilla inclinada escalonada para la combustión y la tolva de alimentación de cascarilla; el segundo tanque actúa como un filtro de cenizas o de gases; sobre este se encuentra ubicada la chimenea y en su interior se encuentran situados 2 deflectores y una compuerta cuya función es la de regular la salida de los gases producto de la combustión.

La parrilla se construyó de manera tal que permite variar tanto el ángulo de inclinación de la parrilla con respecto a la horizontal (piso) como el ángulo de sus escalones, con la finalidad de permitir encontrar el ángulo óptimo para la combustión de la cascarilla de arroz.

El volumen de la cámara de combustión para el horno sin aislamiento con la parrilla a 45° de inclinación es de 0.1705 m³; en tanto que el volumen con una inclinación de parrilla de 50° es de 0.1662 m³. El aislante interior produce otro cambio en el volumen de la cámara cuando el hogar está revestido y la parrilla tiene una

inclinación de 45° el volumen de la cámara es de 0.1076 m³, con 50° el volumen es de 0.1046 m³.

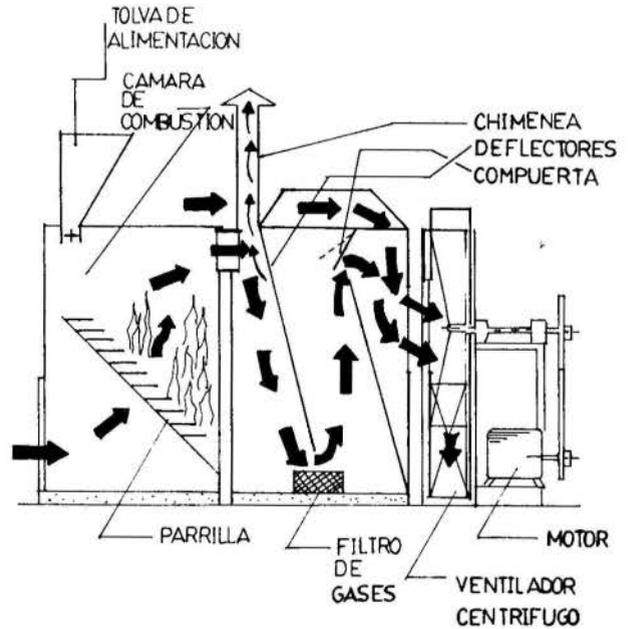


Fig. 1 Horno operando con tiro inducido.

El ventilador utilizado es centrífugo con impulsor simple de aletas radiales con rotación contra el sentido de las manecillas del reloj, descarga horizontal baja, boca única, accionado por correa, con el rodete en voladizo apoyado por 2 cojinetes y acoplado a un motor de 1.5 KW, el ventilador gira a 1030 RPM entregando un flujo de aire de 2258 cfm (1.07 m³/seg) a una temperatura de 44 ± 4°C contra una presión estática de 15.4 mm de agua que es la caída de presión estimada que producirían los 1030 Kg de arroz en cáscara (capacidad estimada) con una altura de camada de 0.27 metros.

PRUEBAS EXPERIMENTALES

El horno se probó con diferentes configuraciones a saber: el horno desnudo (sin aislamiento) operando con tiro natural, el horno aislado operando con tiro natural, el horno aislado operando con tiro inducido; la

inclinación de parrilla se varió de 45° a 50° para cada configuración.

Para las pruebas experimentales del horno con tiro natural, la compuerta de regulación del flujo de gases al ventilador ubicada en el filtro de gases, deberá permanecer totalmente cerrada y para asegurar que no hayan filtraciones de aire o que gases escapen a través de éste, se selló esta sección del filtro de gases. Para las pruebas del horno con tiro inducido el proceso comienza con la compuerta cerrada hasta que el horno es té complementamente encendido y no haya presencia de humos visibles en la chimenea, entonces se abre la compuerta permitiendo que el ventilador succione los gases producto de la combustión y el aire que se calienta en los alrededores del filtro de gases.

Se determinó las temperaturas de combustión de la cama de cascarilla de arroz, las temperaturas de los gases que salen de la cámara de combustión, de los gases que escapan por la chimenea, de los gases que van a través del ventilador a la cámara de secado (para el horno con tiro inducido) y las temperaturas de las paredes del hogar (del lado interior y exterior cuando el horno está aislado). Se determinó además la composición de los gases producto de la combustión de la cascarilla y los flujos máxicos: de los gases que escapan por la chimenea, de los gases que salen de la cámara de combustión y de los gases que salen hacia el ventilador.

En la cama de cascarilla de arroz se instalaron tres termocuplas: una en la parte superior (Tc1), una en la parte media (Tc2) y otra en la parte inferior de la parrilla (Tc3).

A la salida del hogar se instaló una termocupla (Tsh), en el ducto de unión entre el hogar y el filtro de gases y otra en la chimenea (Tch) (Fig. 2).

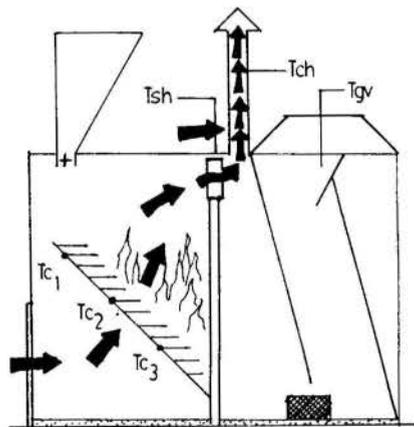


Fig. 2 Horno operando con tiro natural.

La medición de la velocidad de los gases producto de la combustión se realizó en la chimenea.

La composición de los gases provenientes de la cámara de combustión se determina por medio del análisis de Orsat.

En la pared del horno del lado exterior e interior se instalaron termocuplas para el caso del horno revestido.

Para el caso del horno revestido funcionando con tiro inducido se instaló una termocupla a la altura de la compuerta reguladora de temperatura en el filtro de gases (Tgv) y otra a la descarga del ventilador, además se acopló la descarga del ventilador a un banco de pruebas con el objeto de medir las velocidades de descarga y simular la caída de presión que originan los 1030 Kg de arroz en cáscara.

Balance Energético del Horno con Tiro Natural. Haciendo el balance energético del horno con tiro natural se obtiene:

$$EQC = EFT + EAP + PT + IC \quad (1)$$

en donde,

EQC, es la energía química del combustible (W) y se define: como el producto entre el poder calorífico inferior en base húmeda (J/Kg) y el flujo máxico de combustible (Kg/seg) (cascarilla de arroz).

$$EQC = (PCI)b.h. \times M_{comb}. \quad (2)$$

EFT, es la energía entregada al fluido de trabajo y se define como el producto entre el flujo máxico de los gases que salen del hogar (Kg/seg) por el calor específico de los gases (J/Kg°K) y por la diferencia entre la temperatura de los gases a la salida del hogar y la temperatura ambiente.

$$EFT = Mg \times Cp \times (T_{sh} - T_a) \quad (3)$$

EAP, es el cambio en la energía acumulada en las paredes y se define como el producto entre la masa del aislamiento (Kg) por el calor específico de este material (J/Kg°K) por la diferencia entre la temperatura promedio posterior (en el tiempo) y la temperatura promedio anterior (en el tiempo) de las paredes para el tiempo (seg) del período.

Cuando el horno no está revestido y sus paredes son metálicas de un espesor pequeño la energía acumulada en éstas se considera nula.

PT, las pérdidas térmicas son aquellas que sufre el horno debido a la convección y radiación por las paredes del horno y las pérdidas de calor por aberturas en el hogar; las pérdidas se calculan como Blum [4].

IC, es la ineficiencia de combustión que la constituyen: los residuos de carbón-sílice, debido a que la forma del óxido de sílice se mantiene invariable antes y después de la reacción química reteniendo el carbono en la estructura de sílice; carbón fijo que no se libera en el proceso de combustión; el material volátil que abandona el hogar sin combustionarse y al monóxido de carbono producido por una combustión incompleta.

La eficiencia de combustión (Nc) se define como la diferencia de la ineficiencia de combustión respecto a la unidad.

$$Nc = (1 - IC) \times 100 \quad (\%) \quad (4)$$

La eficiencia térmica del sistema (Ns) se define como la energía entregada al fluido de trabajo para la energía química del combustible.

$$Ns = \frac{EFT}{EQC} \times 100 \quad (\%) \quad (5)$$

Balance Energético del Horno con Tiro Inducido. Haciendo el balance energético del horno con tiro inducido se obtiene:

$$EQC = EFT + EAP + CSG + PT + IC \quad (6)$$

donde,

EFT, es la energía entregada al fluido de trabajo (W) y se define como el producto entre el flujo máxico de gases que salen hacia el ventilador (Kg/seg) por el calor específico de los gases (J/Kg°K) y por la diferencia entre la temperatura de los gases al ventilador y la temperatura ambiente.

$$EFT = Mg_v \times C_p \times (T_{gv} - T_a) \quad (7)$$

CSG, es el calor sensible de los gases que escapan por la chimenea (W) y se define como el producto entre el flujo másico de gases que escapan por la chimenea (Kg/sec) por el calor específico (J/Kg°K) de estos gases y por la diferencia entre la temperatura de los gases en la chimenea (°K) y la temperatura ambiente (°K).

$$CSG = Mg_{ch} \times C_p \times (T_{ch} - T_a) \quad (8)$$

El resto de miembros de la igualdad 6 conservan las definiciones dadas en el balance energético del horno con tiro natural.

RESULTADOS

Se decidió realizar balances instantáneos en base a las pruebas preliminares realizadas las cuales permitieron predecir un horno operando bajo condiciones de estado transiente.

Los balances de energía se realizan cada 15 minutos y un total de nueve balances por prueba.

El poder calorífico determinado experimentalmente es de 3393 Cal/gr [5] por consiguiente el poder calorífico inferior en base húmeda es igual a 12.1 MJ/Kg.

La prueba del horno sin aislamiento operando con tiro natural y la parrilla inclinada a 45° presenta una eficiencia de combustión promedio de 51% y una eficiencia promedio del sistema del 18%, una intensidad de combustión promedio de 69300 W/m³ y una potencia nominal de 11.8 KW.

La prueba del horno sin aislamiento operando con tiro natural y la parrilla inclinada a 50° presenta eficiencias promedio de combustión y del sistema de 53% y 28%, una intensidad de combustión promedio de 865000 W/m³ y una potencia nominal de 14.4 KW.

La prueba del horno aislado operando con tiro natural y con la parrilla inclinada a 45° presenta una eficiencia de combustión promedio de 53% y una eficiencia promedio del sistema del 39%, una intensidad de combustión promedio de 222500 W/m³ y una potencia nominal de 23.9 KW.

La prueba del horno aislado operando con tiro natural y con la parrilla inclinada a 50° presenta eficiencias promedio de combustión y del sistema de 61% y 39% respectivamente, una intensidad de combustión promedio de 282300 W/m³ y una potencia nominal de 29.5 KW.

La prueba del horno aislado operando con tiro inducido y con la parrilla inclinada a 45° presenta una eficiencia de combustión promedio de 72% y una eficiencia promedio del sistema del 38%, una intensidad de combustión promedio de 313900 W/m³ y una potencia nominal de 33.8 KW y excesos de aire entre 270% y 450%. El aire de secado para esta prueba tiene una temperatura promedio de 46°C y una humedad relativa de 38%.

La prueba del horno aislado operando con tiro inducido y con la parrilla inclinada a 50° presenta las eficiencias promedio de combustión y del sistema de 51% y 29% respectivamente, con una intensidad de combustión promedio de 329300 W/m³, una potencia nominal de 34.5 KW y excesos de aire entre 100% y 250%. El aire de secado para esta prueba tiene una temperatura promedio de 45°C y una humedad relativa del 40%.

En las figuras 3 y 4 se muestran la variación de las eficiencias de combustión y del sistema en el tiempo de duración de las pruebas para la operación del horno con tiro natural sin aislamiento con la parrilla inclinada a 50° y para la operación del horno aislado con tiro natural con la parrilla inclinada a 50°.

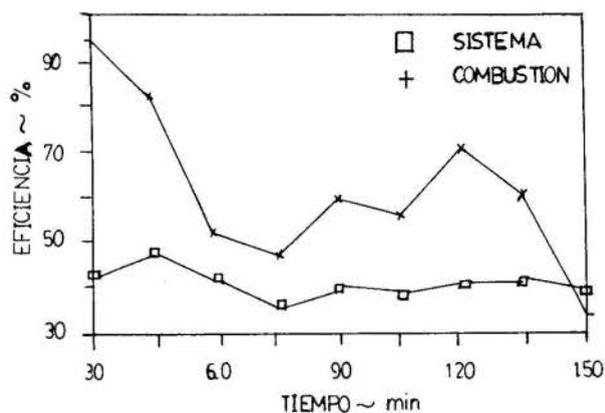


Fig. 3 Horno aislado operando con tiro natural (50°).

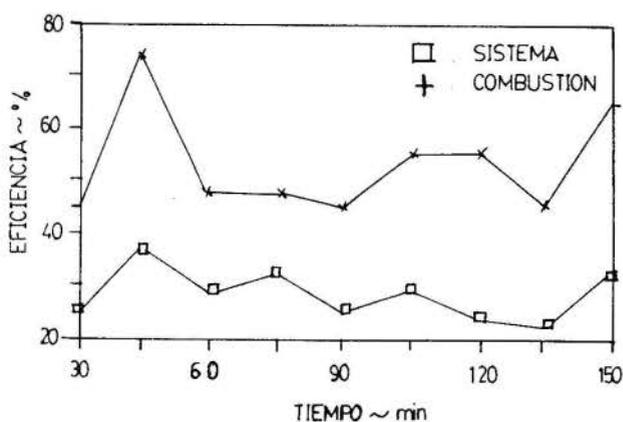


Fig. 4 Horno sin aislamiento operando con tiro natural (50°).

ANÁLISIS DE RESULTADOS Y CONCLUSIONES

De los resultados de las pruebas del horno operando con tiro natural con y sin aislamiento se puede señalar que la eficiencia de combustión y la eficiencia del sistema es mayor cuando el horno opera con una inclinación de 50°.

Se puede notar que las eficiencias alcanzadas por el horno aislado son mayores que las eficiencias alcanzadas por el horno sin aislamiento esto se debe a la inercia térmica de las paredes las cuales ceden en forma de calor la energía en ellas acumuladas al producirse una mala alimentación de cascarilla o algún desperfecto en la operación de éste manteniendo de esta forma las condiciones térmicas adecuadas para la combustión de la cascarilla de arroz. El efecto de las paredes puede visualizarse fácilmente si se analiza las figuras 3 y 4 se nota que en la figura 4 la curva que representa la eficiencia del sistema tiende a seguir a la curva de la eficiencia de combustión lo cual no se produce cuando el horno está aislado como se aprecia en la figura 3.

De las pruebas del horno operando con tiro inducido se nota que la eficiencia de combustión y la eficiencia del sistema es mayor cuando el horno opera con una inclinación de parrilla de 45°. Se explica esto ya que cuando la parrilla tiene una inclinación de 50° la compuerta de regulación de temperatura es colocada en posición de restringir la salida de gases del horno debido a los requerimientos mismos del aire de secado, provocando de esta manera un menor flujo de aire a través de la camada de cascarilla.

Las condiciones del aire para el secado de arroz

en cáscara obtenidas en las pruebas son las adecuadas.

La operación práctica del horno esto es funcionando con tiro inducido debe realizarse con la parrilla inclinada a 45° a no ser que la cascarilla de arroz presente condiciones de humedad un tanto mayores que las usuales en cuyo caso la inclinación de parrilla recomendable es la de 50°.

REFERENCIAS

- [1] Landires C., "Estudio de la Factibilidad del Uso de la Cascarilla de Arroz como Combustible para Secado de Arroz en Ecuador", Tesis de Grado Facultad de Ingeniería Mecánica-ESPOL, Ecuador 1988.
- [2] Duque J., "Utilización de la Cascarilla de Arroz como Combustible para Secado de Arroz y Producción de Fuerza Motriz en Piladoras del Ecuador", Propuesta de Proyecto ESPOL-CONUEP, Ecuador, 1987.
- [3] Manolo A. S., "Rice Hulls as Fuel for Drying Paddy", The International Rice Research Institute; Saturday Seminar, Philippines, 1971.
- [4] Blum J. C., "Evaluación Experimental de un Horno que Combustiona Cascarilla de Arroz", Tesis de Grado Facultad de Ingeniería Mecánica-ESPOL, Ecuador, 1990.
- [5] Chao J., "Pautas para el Diseño y Construcción de Fogones Eficientes para la Combustión de Cáscara de Arroz", Tesis de Grado Facultad de Ingeniería Mecánica-ESPOL, Ecuador, 1987.

ABSTRACT

An inclined stepped grate furnace for rice husk burning, to be used in a small paddy dryer was built and tested. The furnace, of IRRI design, was constructed out of two 55 gallon oil drums connected by a short metallic duct. The first drum acts as the combustion chamber and the second as an ash settling chamber. The system has a fuel hopper, a short chimney and a centrifugal fan that is intended to draw the combustion air through the fuel bed and to mix the product gases with ambient air to obtain the right conditions for paddy drying.

The furnace was tested under natural draft combustion conditions for 45° and 50° grate angle, with the combustion chamber first naked and then insulated. The best results in terms of combustion intensity (28200 W/m³), and system efficiency (40%) were obtained with the insulated combustion chamber 50° grate angle. The furnace was then tested with the fan under induced draft combustion conditions for both 45° and 50° grate angle simulating a 30 cm thick paddy bed. The combustion intensity went up to 314000 W/m³ and the system efficiency up to 45%. The drying air conditions obtained out of the fan were within those required for paddy drying.



Wei-jia Lu , Ji-he Xu
 Department of Power Engineering, Southeast University
 Nanjing , Jiangsu , China



SUMMARY

This paper presents the results from combustion of rice husk. Experiments are carried out in a tubular electric furnace with a photoelectric analytical balance. A biomicroscope is used to examine the surface structures of the rice husk and the char. A variety of influences are analysed on the burning up of rice husk. Experiments show that in the manner of traditional combustion, the burning up of rice husk would be infinite. A method of multi-grade pyrolysis is recommend.

INTRODUCTION

Rice husk, a renewable biomass resource, is abundant in many rice-planting areas of the world. Therefore, the combustion or gasification of rice husk is a promising way for providing a supplement to the energy requirement in these countries, especially developing countries. Nevertheless, judging from the operations of the existing boilers and gasifiers using rice husk as feed stock, the energy efficiency is not satisfactory, mainly because the carbon content in the rice husk ash is generally more than 30%, some even 40-50%. In other words, about 1/4-1/3 chemical energy of rice husk couldn't be released. Some technical improvements couldn't change the situation either. Experiments show that the structure, physical and chemical features of rice husk itself are primary factors preventing further combustion, or burning up of the remaining material.

The main purpose of this work is to investigate the conditions controlling the burning up of rice husk, so as to improve the efficiency of combustion or gasification. However, very little information is available on the combustion characteristics of rice husk. Therefore, the information of this paper should be useful for further study on the combustion mechanism of rice husk and design of high-efficiency equipment utilizing rice husk as feed material.

COMBUSTION CHARACTERISTICS OF RICE HUSK

Experimental System. Experiments are made in a fixed bed reactor adopting unsteady thermogravimetry, which is a tubular electric furnace with inner diameter of 150 mm, depth 400 mm. The reactions occur in a constant temperature zone which is 260 mm from the top, 40 mm from the bottom. Rice husk is put on a ceramic plate hanging on one side of the photoelectric analytical balance. The weight loss of rice husk is offset with weights. The thermogravimetric analysis system is shown in figure 1.

Result and Analyses. thermogravimetric experiments indicate that the initial

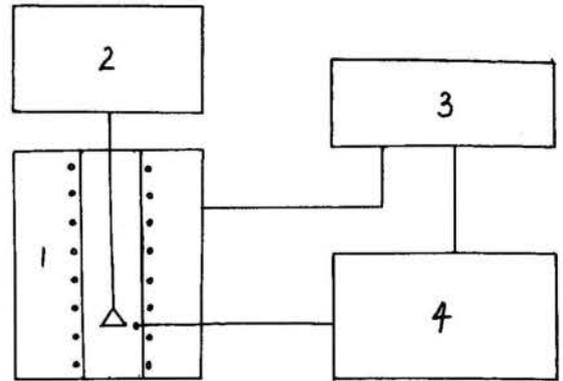


Fig.1 Thermogravimetric Analysis System
 1--tubular electric furnace
 2--photoelectric analytical balance
 3--digital voltmeter
 4--temperature controller

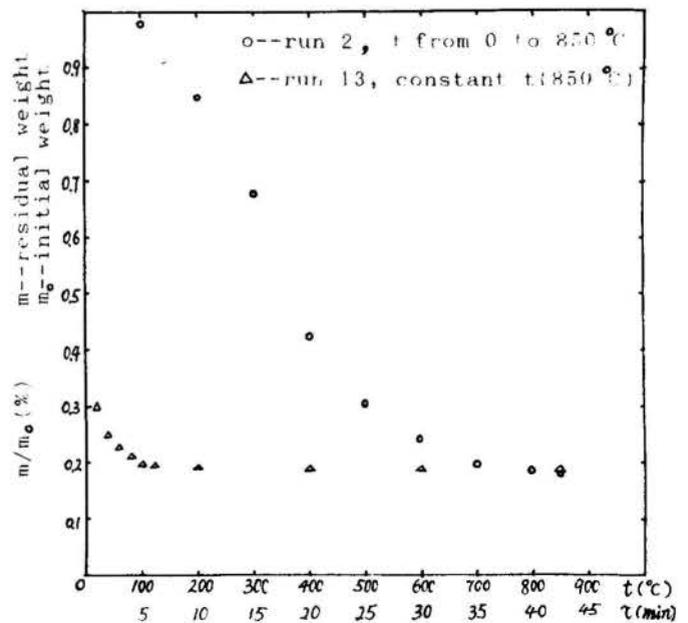


Fig.2 Influence of Temperatures on weight loss

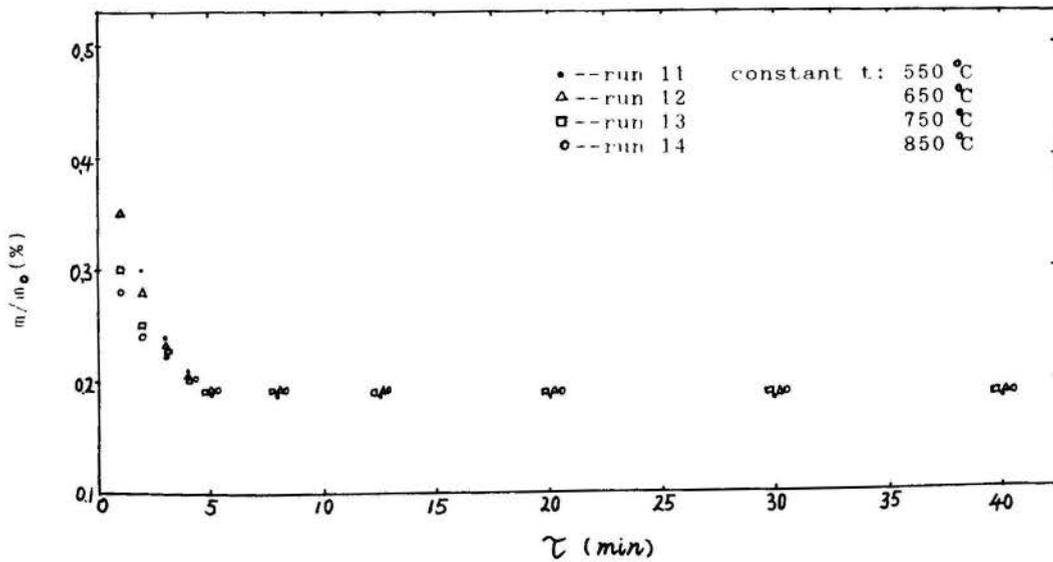


Fig.3 Influence of Temperatures on Weight Loss-Retention Time

TABLE 1 (RUN 16)

(min)	0	3	4	5	8	9	14	20	40	43	60
t (C)		50	50	50	100	100	100	100	100	150	150
m/m (%)	1.	.990	.980	.970	.940	.920	.898	.895	.895	.890	.888
(min)	63	68	69	70	72	73	74	75	78	80	81
t (C)	200	200	220	250	250	260	280	300	300	330	350
m/m (%)	.886	.883	.880	.878	.863	.850	.825	.750	.550	.510	.470
(min)	87	88	89	93	94	95	96	98	100	105	120
t (C)	350	360	400	400	410	420	440	460	500	500	800
m/m (%)	.360	.354	.346	.276	.260	.250	.240	.220	.194	.184	.182

temperature (implying heating rate) has a striking influence on the burning up process of rice husk. Experimental results are shown in figure 2 and 3. Obviously, the higher the initial temperature, the faster the combustion rate at the beginning, whereas the longer the burning up time. If the initial temperature is excessively high, the process of burning up would be infinite. The figure 2 shows that if temperature goes up slowly, the weight loss in 40 min is more than that at constant temperature 850 C (the colour of ash of run 2 being much whiter, snow-like), even though the initial combustion rate is quite low. The figure 3 also shows that the higher the initial temperature, the faster the initial combustions rate, but in the given scope of temperature the influence of initial temperature on the average combustion rate is almost the same. The weight losses at various temperatures in 3 min have nearly no difference.

Multi-grade Pyrolyses. According to run 2, pyrolysis reactions occur at low temperatures. But, how fast do the various components of rice husk react at different temperatures? It is necessary for cutting short the burning up time to answer this question. The information in table 1 satisfactorily solves this problem. The data show that there is a peak of weight loss at near 100 C, and correspondingly, the water should separate out; there is the highest peak between 300-400 C, and correspondingly, volatiles should separate out and burn up, and meanwhile, the fixed carbon goes into combustion at temperature near 400 C; the fixed carbon speeds up to burn up at temperature above 500 C.

Figure 4 shows the experimental results in terms of the analyses of table 1. Experiments indicate that the total combustion process only takes 21 min if pyrolysis reactions take place at 100 C, 300-400 C and 550 C over respectively.

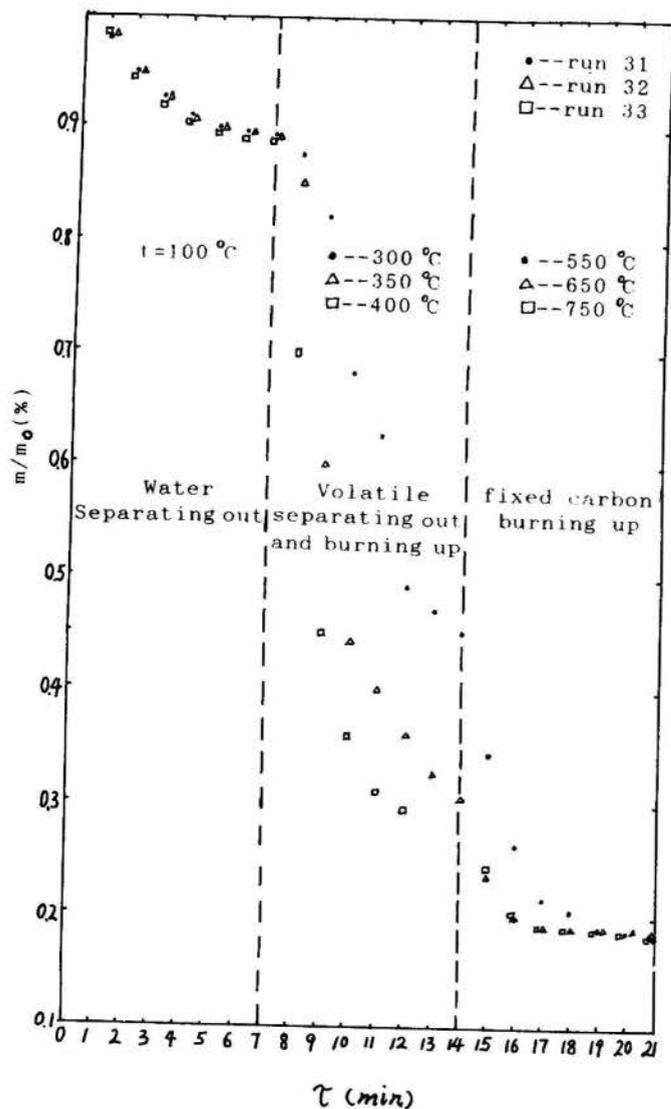


Fig.4 Influences of Initial Temperatures and Heating Rates on Retention Time

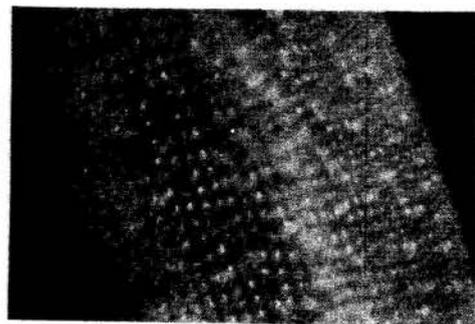


Fig.5 Outer Surface of Rice Husk

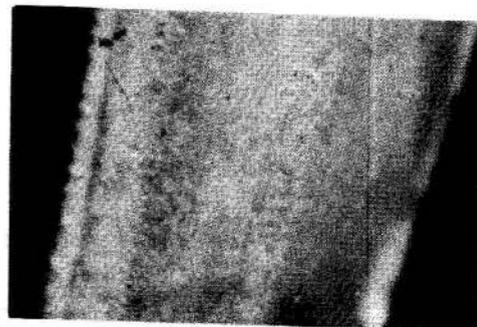


Fig.6 Inner Surface of Rice Husk

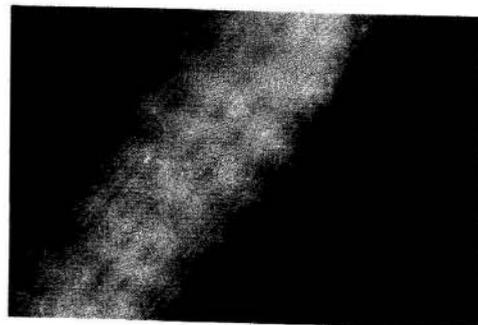


Fig.7 Outer Surface of Ash (Run 2)

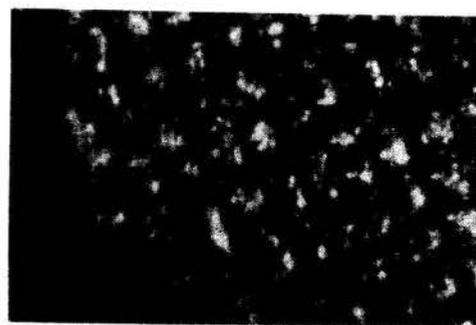


Fig.8 Outer Surface of Ash (Containing a Big Carbon content)

SURFACE STRUCTURES OF RICE HUSK AND THE ASH

Evidently, the combustion characteristics of rice husk is different from most other combustibles. The analyses of the elemental composition of rice husk and the ash indicate that the high ash content and the particularly high silica content of the ash make rice husk comparatively difficult to burn. Figure 5 to 11 show the micrographs (directly visual) of rice husk and the ash.

Figure 5 is the outer surface of rice husk. The granular structure regularly arranges like ear of maize. Figure 6 is the inner surface of rice husk. The structure looks like fibriform.

Figure 7 is from run 2. Combustibles completely burn up and look like glass because of higher temperature in the later period of burning up.

Figure 8 and 9 are micrographs of ash,



both looking black. The former shows the outer surface and the later inner surface. The silica and potassium oxide form a liquid phase that fuses on the surface of the char particle because the initial temperature is excessively high, 850 C.

Figure 10 is the result of good performance run 31. The ash looks sparkling and crystal-clear.

Figure 11 is from run 13. The initial temperature is a little high and the surface is somewhat fused. The colour is greyish.

CONCLUSIONS

The comparisons of the initial temperature and heating rate influences on the burning up indicate that the lower initial temperature is suitable for the combustion and because the influence of the moderate final temperatures on the burning up are almost the same, in order to avoid surface fusion which will result in low energy efficiency, a excessively high temperature is unnecessary.

To obtain higher energy efficiency and reduce the sizes of the boilers or gasifiers, the burning up should be intensified. Therefore, a multi-grade pyrolysis is a valuable choice.



REFERENCES

- [1]. E.C.Beagle, "RICE-HUSK CONVERSION TO ENERGY", 1984.
- [2]. Bing Yan Xu, W.Eric Huang, "Design and Operation of a 6.0 Inch Fluidized Bed Gasifier for Rice Hulls", Missouri 65401, 1985.
- [3]. V.J.Flanigan, J.E.Shimon, "Low-Btu Gas from a Small-Scale Fluidized Bed Reactor Using Sawdust Feeds", Missouri 65401, 1985.
- [4]. Guo Liang Rong, " Comprehensive Utilization of Rice Husk", <<Energy Resource Utilization>>, China, 1987.



ESPALHAMENTO DE LUZ DE LASER POR CHAMA DE AR-C₂H₂



R.V. VICENTE, Y.E. NAGAI E C.A. FERRARI
 UNICAMP - Inst. de Física "Gleb Wataghin" - DEQ/B
 C.P. 6165 - Cid. Univ. "ZEFERINO VAZ"
 13.081 - Campinas, SP., Brasil



SUMMARY

Air-acethelene flame has been studied by laser light probe. The detection of the unscattered light provides information on the distribution of particulates along the flame and application of electric field gives further insight to the steps in its formation process.

I. INTRODUÇÃO

É crescente o interesse despertado pelo crescimento de particulados em chamas de hidrocarbonetos, tais como fuligem, grafite e diamante.¹ O processo de formação² de tais particulados é bastante complexo e é considerado constituir-se das seguintes fases: formação dos precursores, nucleação, coagulação e superfície de crescimento e aglomeração. Os precursores são espécies altamente reativas, que provocam muito rapidamente, a formação de moléculas pesadas, dando origem a nucleação, cujo produto final é uma formação cristalina. A colisão entre estes pequenos cristais formam a coagulação e em poucos milissegundos se aglomeram.

O estudo experimental desse processo dinâmico exige a aplicação de técnicas e de instrumentação nem sempre disponível facilmente. Neste trabalho empregamos uma montagem simples, de fácil acesso a qualquer laboratório, que permite extrair informações sobre parâmetros que caracterizam uma chama. Nessa montagem a ponta de prova não intrusiva é um feixe de luz de laser e a técnica é a do espalhamento de luz. A detecção da luz espalhada, em geral fraca e em todas as direções, fornece informações sobre a molécula ou partícula espalhante. É a geometria mais frequente. Por outro lado, a detecção da luz não espalhada se concentra somente na direção da luz incidente e fornece informações sobre o comportamento do conjunto das partículas espalhantes. Neste caso o arranjo experimental é mais simples e o resultado é o do efeito coletivo das partículas espalhantes. Outra vantagem dessa geometria é a possibilidade de aumentar as informações com a aplicação de campo elétrico, com o objetivo de analisar o papel dos íons moleculares e formação de particulados na chama.

II. MONTAGEM EXPERIMENTAL

Para que tivéssemos maior número de espalhadores no caminho da radiação laser, construímos um queimador que fornece uma chama estreita (~5mm) mas larga (~70mm). A montagem permite varredura da chama em seu eixo-z, posto na vertical, pela radiação laser incidindo pelo eixo-x horizontal.

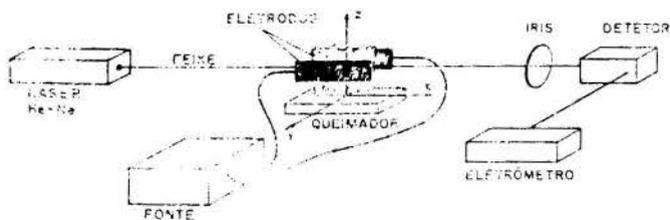


Fig. 1

Lado a lado da chama localizamos os eletrodos entre os quais, longitudinalmente a eles, foi feito passar a radiação laser. Após cruzar a chama a radiação incide em um foto-diodo e a corrente, *i*, deste é medida. O arranjo destes componentes é mostrado na figura 1.

III. CONSIDERAÇÕES GERAIS. RESULTADOS

O processo de formação de particulados ocorre numa condição de não equilíbrio. Assim a formação de precursores está associada a geração de muitas espécies instáveis na chama, como íons e radicais.

A aplicação de campos elétricos, na região de formação de íons em chamas, idéia já preconizada por Weinberg no estudo da formação de fuligem,³ podem fornecer diretrizes para o estudo da formação de particulados em geral.

A fig. 2 mostra a intensidade da luz não-espalhada em função da distância ao longo da chama a partir da boca do queimador. Nessa figura uma inclinação negativa da curva significa um aumento na densidade dos espalhadores e uma inclinação positiva uma diminuição. Para a curva obtida sem aplicação de campos elétricos, observa-se que, na região adjacente à boca do queimador, há um aumento rápido de espalhadores que identificamos como um processo de nucleação com a formação de partículas da ordem do comprimento de onda da luz do Laser de He-Ne (0,633μ) a partir de moléculas cuja secção de choque é muito menor do que partículas micrométricas. O patamar na parte inferior da curva indica uma saturação no processo de nuclea-

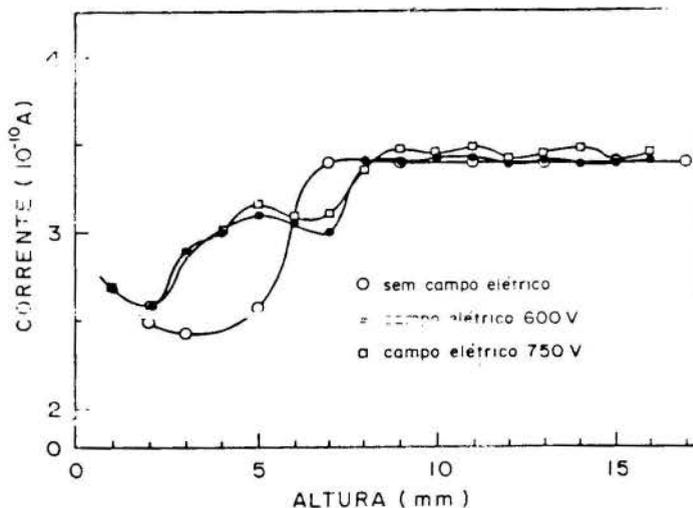


Fig. 2

ção. Em seguida apresenta uma inclinação positiva mostrando uma diminuição da densidade por algum processo de aglomeração formando particulados maiores a partir de um grande número de particulados nucleados. Este processo atinge uma saturação.

A aplicação de campo elétrico na chama tem um efeito expressivo na densidade das partículas ao longo do feixe. O maior número de partículas carregadas encontra-se na região logo após a nucleação das moléculas e a remoção dessas partículas carregadas no caminho do feixe de luz torna a chama mais transparente a luz incidente. Interpretamos a aparente aumento de particulados espalhantes na região do processo de aglomeração como resultado da fragmentação dos particulados aglomerados devido ao choque de partículas carregadas aceleradas pelo campo elétrico externo.

IV. CONCLUSÃO

O arranjo experimental deste trabalho para estudo da chama por espalhamento de luz laser, é de montagem simples e não intrusivo. Pode-se analisar a chama percorrendo-a em toda a sua extensão, com possibilidade de se estudar diagnóstico de combustão e velocidade de queima do combustível.

Nos resultados exibidos, vemos que o uso simultâneo de campos elétricos e espalhamento de luz laser é um método complementar para o estudo de particulados em seus diversos estágios de formação.

A análise das curvas da Fig. 2 indica que o espalhamento de luz fornece o perfil de todo o processo que ocorre na chama, sem contudo detalhar os mecanismos microscópicos. Acreditamos que com mais alguns dados experimentais complementares tais como intensidade da luz em função da densidade da dimensão do particulado espalhante podemos refazer a análise da curva em termos quantitativos, com possibilidade de extrair taxas de formação de núcleos e aglomerados, determinação de velocidade de reação, etc.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Y. Hirose and N. Kondo, Program and Book of Abstract, Japan Applied Phys. 1988. Spring Meeting, March 29, 1988, p. 95.
L.M. Hansen, W.A. Carrington, J.E. Butler and K.A. Snail, Matls. Lett. 7 (7,8), 289 (1988)
D.S. Knight and W.B. White, Pro. of SPIE Conf. on Raman Scattering, Luminescence and Spectroscopic Instrumentation in Technology, 1055, 144 (1989)
- [2] Calcote H.F. "Mechanisms of Soot Nucleation in Flame - A Critical Review" - Combustion and Flame 42:215-242 (1981)
- [3] Weinberg F.J., "Electrical Intervention in the Sooting of Flames", Soot in Combustion Systems and its Toxic Properties, NATO and Université de Haute Alsace, 1981.

THERMAL AND PHOTOASSISTED IONIZATION OF THE SODIUM IN
AIR-C₂H₂ FLAMES: OPTOGALVANIC EFFECT

L.P. SOSMAN, Y.E. NAGAI AND C.A. FERRARI

UNICAMP - Instituto de Física "Gleb Wataghin" - DEQ
C.P. 6165 - Cidade Universitária "Zeferino Vaz"
13081 - Campinas, SP, Brazil



SUMMARY

The Optogalvanic Effect was used to study a controlled concentration of an ionic atomic system created in an air-acetylene flame. The sodium ion was observed, the shape and position of the electrodes analysed, and the best way to excite the species and the laser power were characterised.

INTRODUCTION

As it is well known¹, a flame involves a large number of simultaneous reactions occurring among stable reactant atoms, ions and free radicals. This complicated system has transport processes involving spatially propagating chemical reactions with large temperature and concentration gradients. The objective of this work was the creation of a controlled ionic atomic system in the flame and to observe how it behaves under certain conditions of atmospheric pressure and temperature gradient. The Optogalvanic Effect² is a very convenient technique for this purpose because it is very sensitive and not intrusive. It essentially consists in recording the change of a current through the flame between two electrodes subject to a constant voltage. This change of current is observed when the flame is irradiated by laser whose wavelength coincides with an absorption line of the species under observation.

The scheme employed for a given species will depend on the energy level structure and ionization potential of that species. A major portion of the energy required to ionize the species is provided by photons from laser radiation, and the final ionization step is collisional.

In this paper we use the sodium ion in the flame of acetylene/air.

EXPERIMENTAL SET-UP

Our experimental set-up is shown in Figure 1. It consists essentially of a tunable dye laser, with power of 15 mW and 50 mW, operating in the range of wavelength from 565 to 660 nm as the light source, with the beam directed into an air-acetylene flame, which is maintained at atmospheric pressure in a 10 cm slot single burner. The atom of sodium comes from a water solution that contains the sodium chloride

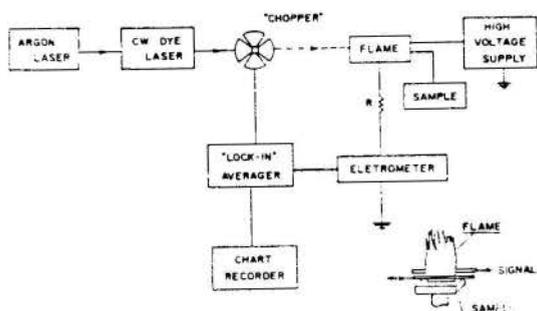


FIG. 1

aspirated into the flame. We used a pair of 1 mm diameter thoriated tungsten welding rods placed parallel and 10 mm above the slot and in the two cases are considered, respectively 9 and 12 mm apart. The position of the laser beam is between the rods well above the reaction zone of the flame. The pulsed current induced by the chopped laser was detected by a phase-sensitive detector and connected to a chart recorder. The burner is typically equipped with a pneumatic atomizer which draws the sample solution from a beaker, and introduces an aerosol of small droplets into the flame. Droplet evaporation is completed within millimeters of the flame reaction zone, rendering a portion of the analyte species from the sample in the free atomic state.

EXPERIMENTAL RESULTS AND DISCUSSIONS

Samples were prepared by dissolving sodium chloride in distilled water in several concentrations between 0.001 and 10.0 mg/l. The optogalvanic signals were obtained with this solution sprayed in the air-acetylene flame, with sodium doublet excited by a dye-laser.

Preliminary studies were made by reading the current in the electrometer without application of the laser.

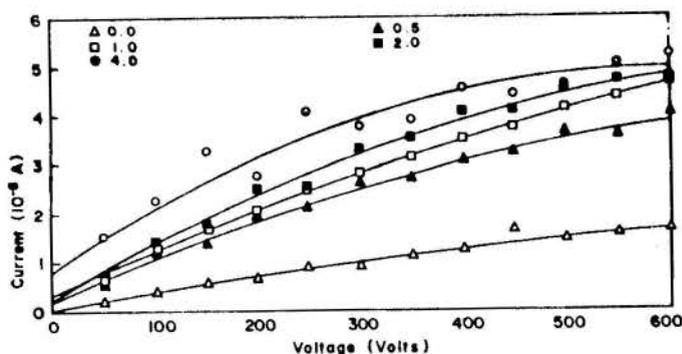


FIG. 2

Figure 2 shows the current against the voltage applied to the thoriated tungsten electrodes separated by 9 mm, for concentrations of 0.5, 1.0, 2.0 and 4.0 mg/l. The figure also shows the current for the distilled water only. A linear behaviour of the curves is shown at low concentration. The curves suggest also saturations for high concentrations.

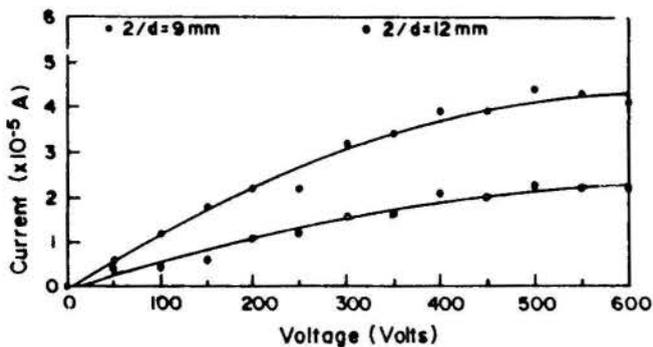


FIG. 3

Figure 3 shows the effect of the two different separations of the electrodes for 2.0 mg/l concentration. The effect of the electrode shape on the current measured by the electrometer for the same concentration, is shown in Figure 4.

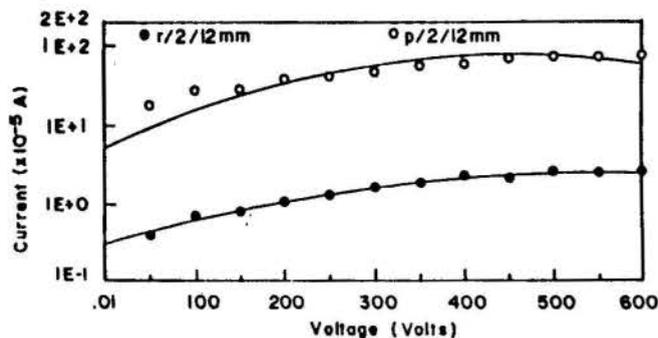


FIG. 4

The optogalvanic signals are very sensitive to the distribution and intensity of the electric field between the electrodes.

The strongest optogalvanic signal of the sodium atom was observed at the region about 10 mm above the burner head under our experimental condition.

The large absorption of the sodium line 5890A relative to the 5890A line shows up in the difference between the optogalvanic signals in Figure 5 for several concentrations.

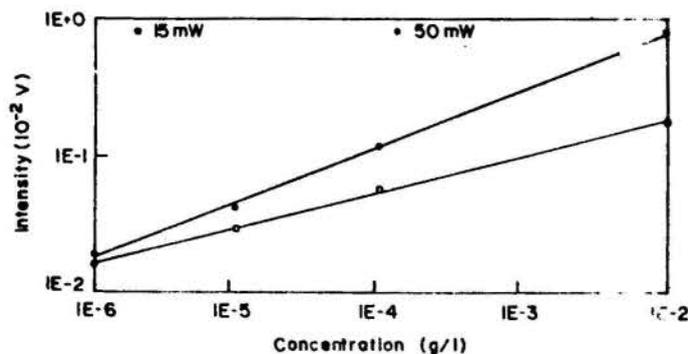


FIG 5

CONCLUSION

This work exhibit the very high sensitivity of the Optogalvanic Spectroscopic technique. It is a powerful tool to study solutions of very low concentration and seems to be a very convenient way to determine the temperature of the flame without disturbing the system. Further investigations along this line are going on.

Finally, we believe that this technique allows to follow the presence and role of few species in the chemical reactions occurring in a flame.

BIBLIOGRAPHY

- 1 Calcote, H.F. and Jensen, D.E. in "Ion-Molecule Reactions in the Gas Phase", (Advances in Chemistry Series, n^o 58), pp. 291-314, American Chemical Society, Washington D.C., 1966).
- 2 Green, R.B.; Keller, R.A.; Schenck, P.H.; Travis, J.C.; Luther, G.S. - J. Am. Chem. Soc., 98, 8517 (1976).



ANÁLISE DO ESCOAMENTO NÃO-HOMENTRÓPICO NO INTERIOR DO DUTO DE DESCARGA DE MOTOR DE COMBUSTÃO INTERNA TURBOALIMENTADO

V.F. Almeida, F.R. Cunha*, M.F. Guimarães e A.C.P. Brasil*
 Universidade de Brasília - Deptº de Engenharia Mecânica
 CEP 70.910 - Brasília DF



SUMÁRIO

No presente trabalho é desenvolvida uma avaliação da influência da troca de calor e do fator de atrito do duto de descarga no processo de turboalimentação pulsante, de um motor de combustão interna a álcool, com base na simulação numérica do escoamento no sistema de exaustão. Faz-se, também, uma análise da influência da temperatura inicial do duto de descarga no processo de turboalimentação estudado.

INTRODUÇÃO

A simulação numérica de problemas de mecânica dos fluidos e transferência de calor no interior de motores de combustão interna veio proporcionar a melhor compreensão dos fenômenos físicos que ocorrem neste tipo de máquina térmica, bem como agilizar análises que visam a otimização de sub-sistemas tais como a câmara de combustão, a injeção direta de combustível e o sistema de dutos de exaustão e admissão.

Dentre os problemas acima citados, o escoamento no interior dos dutos de admissão e descarga é particularmente interessante devido à influência da forma geométrica dos dutos na perda de energia ao longo do escoamento da mistura ar-combustível e dos gases de combustão, nos dutos de admissão e descarga respectivamente. A formulação matemática geralmente utilizada neste tipo de problema tem o enfoque de escoamento uni-dimensional, não permanente, o qual recai em um sistema hiperbólico não-linear de equações diferenciais parciais de primeira ordem. A solução numérica de tais equações é feita usualmente com base no método de características, com uma excelente concordância entre os resultados numéricos e experimentais os quais podem ser resumidos por Benson [1].

Em motores turboalimentados a análise de tais escoamentos ainda é mais importante devido ao aproveitamento da energia de pressão disponível no cilindro, a qual é transferida através dos gases de exaustão para a turbina e portanto influenciando na eficiência térmica do motor. Os pulsos de pressão gerados no ciclo de exaustão do motor com a abertura da válvula de escape, devem ser transmitidos até a turbina, de tal forma que as perdas no escoamento sejam mínimas. Os parâmetros que amortecem o pulso de pressão e portanto reduzem a energia disponível na turbina, estão relacionados com as características não-homentrópicas do escoamento, ou seja, devido as perdas causadas pelo atrito, devido à forma do duto e ainda devido ao calor dissipado.

Quanto à forma e ao atrito alguns trabalhos tem sido publicados visando uma otimização nos sistemas de dutos de exaustão, minimizando as perdas devido a junções e a rugosidade do duto [2], [3].

Com a utilização do álcool como combustível em motores de combustão interna do ciclo Otto, torna-se interessante e quase que necessário o pré-aquecimento da mistura ar-combustível antes da admissão na câmara de combustão, para que uma completa vaporização do combustível e um ligeiro pré-aquecimento da mistura, proporcionem um melhor rendimento de queima no ciclo de combustão. O calor para este pré-aquecimento estaria dispo-

nível portanto nos gases de descarga. Em alguns motores, devido a detalhes puramente construtivos, torna-se prático e mais barato que a regeneração seja feita retirando-se calor do escoamento dos gases de exaustão entre o cilindro e a turbina, influenciando portanto na energia total disponível na turbina.

Logo, neste trabalho, deseja-se observar a partir da solução numérica do problema, a sensibilidade do escoamento do duto de descarga a variações do fator de atrito e transferência de calor mostrando a influência destes parâmetros na turboalimentação pulsante de motores utilizando álcool como combustível.

FORMULAÇÃO

Seja o duto de exaustão de um motor mono-cilíndrico, quatro tempos, ciclo Otto, como mostra a Figura 1. No final do duto é acoplada uma turbina a qual ligada a um compressor, superalimentará o motor.

Deseja-se simular numericamente o escoamento no duto, durante e após a abertura da válvula de escape, analisando a energia disponível na turbina durante todo o ciclo.

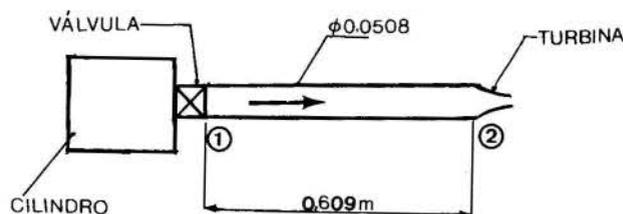


Figura 1 - Escoamento no duto de exaustão. Válvula no cabeçote, duto de descarga e turbina de impulso.

Considerando o escoamento de um gás perfeito, uni-dimensional, transiente e não-homentrópico, tem-se:

Equações da Continuidade

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} = \xi \quad (1)$$

Equação da Quantidade de Movimento

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial x} = \beta \quad (2)$$

* Membro da ABCM

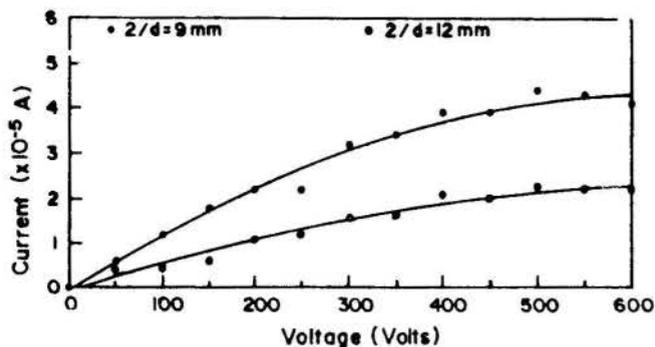


FIG. 3

Figure 3 shows the effect of the two different separations of the electrodes for 2.0 mg/l concentration. The effect of the electrode shape on the current measured by the electrometer for the same concentration, is shown in Figure 4.

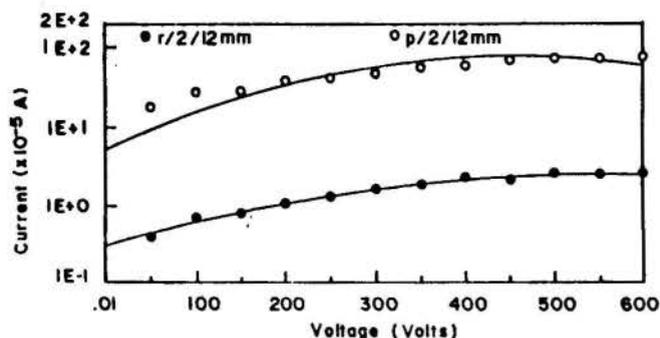


FIG. 4

The optogalvanic signals are very sensitive to the distribution and intensity of the electric field between the electrodes.

The strongest optogalvanic signal of the sodium atom was observed at the region about 10 mm above the burner head under our experimental condition.

The large absorption of the sodium line 5890A relative to the 5890A line shows up in the difference between the optogalvanic signals in Figure 5 for several concentrations.

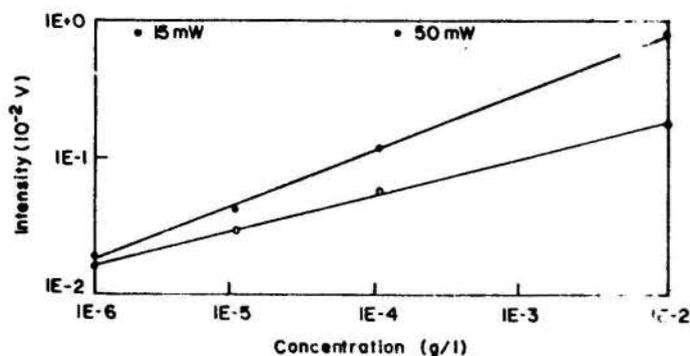


FIG 5

CONCLUSION

This work exhibit the very high sensitivity of the Optogalvanic Spectroscopic technique. It is a powerful tool to study solutions of very low concentration and seems to be a very convenient way to determine the temperature of the flame without disturbing the system. Further investigations along this line are going on.

Finally, we believe that this technique allows to follow the presence and role of few species in the chemical reactions occurring in a flame.

BIBLIOGRAPHY

- 1 Calcote, H.F. and Jensen, D.E. in "Ion-Molecule Reactions in the Gas Phase", (Advances in Chemistry Series, n^o 58), pp. 291-314, American Chemical Society, Washington D.C., 1966).
- 2 Green, R.B.; Keller, R.A.; Schenck, P.H.; Travis, J.C.; Luther, G.S. - J. Am. Chem. Soc., 98, 8517 (1976).



ANÁLISE DO ESCOAMENTO NÃO-HOMENTRÓPICO NO INTERIOR DO DUTO DE DESCARGA DE MOTOR DE COMBUSTÃO INTERNA TURBOALIMENTADO

V.F. Almeida, F.R. Cunha*, M.F. Guimarães e A.C.P. Brasil*
 Universidade de Brasília - Deptº de Engenharia Mecânica
 CEP 70.910 - Brasília DF



SUMÁRIO

No presente trabalho é desenvolvida uma avaliação da influência da troca de calor e do fator de atrito do duto de descarga no processo de turboalimentação pulsante, de um motor de combustão interna a álcool, com base na simulação numérica do escoamento no sistema de exaustão. Faz-se, também, uma análise da influência da temperatura inicial do duto de descarga no processo de turboalimentação estudado.

INTRODUÇÃO

A simulação numérica de problemas de mecânica dos fluidos e transferência de calor no interior de motores de combustão interna veio proporcionar a melhor compreensão dos fenômenos físicos que ocorrem neste tipo de máquina térmica, bem como agilizar análises que visam a otimização de sub-sistemas tais como a câmara de combustão, a injeção direta de combustível e o sistema de dutos de exaustão e admissão.

Dentre os problemas acima citados, o escoamento no interior dos dutos de admissão e descarga é particularmente interessante devido à influência da forma geométrica dos dutos na perda de energia ao longo do escoamento da mistura ar-combustível e dos gases de combustão, nos dutos de admissão e descarga respectivamente. A formulação matemática geralmente utilizada neste tipo de problema tem o enfoque de escoamento uni-dimensional, não permanente, o qual recai em um sistema hiperbólico não-linear de equações diferenciais parciais de primeira ordem. A solução numérica de tais equações é feita usualmente com base no método de características, com uma excelente concordância entre os resultados numéricos e experimentais os quais podem ser resumidos por Benson [1].

Em motores turboalimentados a análise de tais escoamentos ainda é mais importante devido ao aproveitamento da energia de pressão disponível no cilindro, a qual é transferida através dos gases de exaustão para a turbina e portanto influenciando na eficiência térmica do motor. Os pulsos de pressão gerados no ciclo de exaustão do motor com a abertura da válvula de escape, devem ser transmitidos até a turbina, de tal forma que as perdas no escoamento sejam mínimas. Os parâmetros que amortecem o pulso de pressão e portanto reduzem a energia disponível na turbina, estão relacionados com as características não-homentrópicas do escoamento, ou seja, devido as perdas causadas pelo atrito, devido à forma do duto e ainda devido ao calor dissipado.

Quanto à forma e ao atrito alguns trabalhos tem sido publicados visando uma otimização nos sistemas de dutos de exaustão, minimizando as perdas devido a junções e a rugosidade do duto [2], [3].

Com a utilização do álcool como combustível em motores de combustão interna do ciclo Otto, torna-se interessante e quase que necessário o pré-aquecimento da mistura ar-combustível antes da admissão na câmara de combustão, para que uma completa vaporização do combustível e um ligeiro pré-aquecimento da mistura, proporcionem um melhor rendimento de queima no ciclo de combustão. O calor para este pré-aquecimento estaria dispo-

nível portanto nos gases de descarga. Em alguns motores, devido a detalhes puramente construtivos, torna-se prático e mais barato que a regeneração seja feita retirando-se calor do escoamento dos gases de exaustão entre o cilindro e a turbina, influenciando portanto na energia total disponível na turbina.

Logo, neste trabalho, deseja-se observar a partir da solução numérica do problema, a sensibilidade do escoamento do duto de descarga a variações do fator de atrito e transferência de calor mostrando a influência destes parâmetros na turboalimentação pulsante de motores utilizando álcool como combustível.

FORMULAÇÃO

Seja o duto de exaustão de um motor mono-cilíndrico, quatro tempos, ciclo Otto, como mostra a Figura 1. No final do duto é acoplada uma turbina a qual ligada a um compressor, superalimentará o motor.

Deseja-se simular numericamente o escoamento no duto, durante e após a abertura da válvula de escape, analisando a energia disponível na turbina durante todo o ciclo.

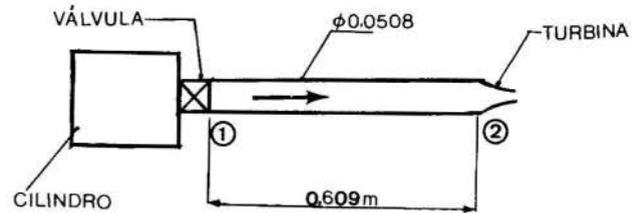


Figura 1 - Escoamento no duto de exaustão. Válvula no cabeçote, duto de descarga e turbina de impulso.

Considerando o escoamento de um gás perfeito, uni-dimensional, transiente e não-homentrópico, tem-se:

Equações da Continuidade

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} = \xi \quad (1)$$

Equação da Quantidade de Movimento

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial x} = \beta \quad (2)$$

* Membro da ABCM

Equação da Energia

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} - a^2 \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) = \psi \quad (3)$$

Nas equações anteriores "x" e "t" são respectivamente a coordenada espacial e o tempo, ρ a densidade do gás, "p" a pressão, "u" a velocidade e "a" é a velocidade do som no meio.

Os parâmetros ξ , β e ψ são definidos por:

$$\xi = - \frac{u \rho}{A} \frac{dA}{dx} \quad (4)$$

$$\beta = - 2 \rho f u |u| / D \quad (5)$$

$$\psi = (k-1) (\rho \dot{q} - u \beta) \quad (6)$$

onde A é a área da seção transversal do duto de descarga, f o fator de atrito e \dot{q} o fluxo de calor.

O sistema de equações (1)-(3), pode ser convertido em um conjunto de equações diferenciais ordinárias ao longo de linhas no plano físico x-t, conhecidas como características, nas quais ondas de pressão, temperatura e distúrbios de entropia serão propagadas. Tais curvas são descritas por,

$$\left(\frac{dt}{dx} \right)_{\pm} = \lambda_{\pm} = 1/(u \pm a) \quad (\text{Curvas características } C_{\pm}) \quad (7)$$

$$\left(\frac{dt}{dx} \right) = \lambda_0 = 1/u \quad (\text{Curvas de trajetória } C_0) \quad (8)$$

As equações de compatibilidade física, ao longo das curvas características, são descritos por:

$$dp_0 - a^2 d\rho_0 = (\psi/u) dx_0 \quad (\text{Ao longo de } C_0) \quad (9)$$

$$dp_{\pm} \pm \rho a du_{\pm} = (\psi \pm a \beta) dt_{\pm} \quad (\text{Ao longo de } C_{\pm}) \quad (10)$$

Cabe observar que ξ é considerado nulo, tendo em vista a alta rigidez do duto de exaustão. A Equação (8) para escoamento não-homentrópico, onde se considera os efeitos de transferência de calor e fricção, é agora a inclinação de uma curva característica onde pode ocorrer descontinuidade nos gradientes de entropia e temperatura. Isto não é verificado para o caso de escoamento homentrópico, onde as características são apenas C_+ e C_- , representando a trajetória de pequenos distúrbios que propagem-se para direita e esquerda respectivamente. Maiores detalhes à obtenção das equações anteriores podem ser encontradas nas referências [4,5,6]. A figura 2 apresenta o conjunto das curvas características no plano x-t.

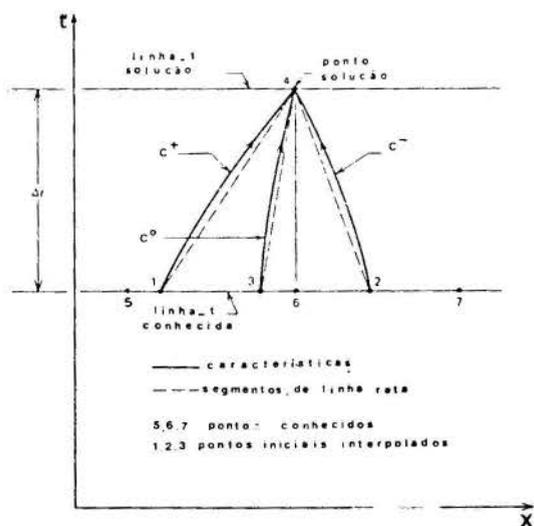


Figura 2 - Curvas características.

CONDIÇÕES DE CONTORNO

As condições de contorno para o problema são estabelecidas através da simulação da pressão no cilindro e do escoamento na válvula em $x=0$, considerando ainda a curva de abertura da válvula e também as condições de escoamento na turbina em $x=L$.

Válvula no Cabeçote como Condição de Contorno. O modelo apresentado para estudo da válvula no cabeçote é chamado "pressão constante" e foi confirmado experimentalmente em motores sob condições de testes por Benson [1]. A figura 3 mostra o processo termodinâmico que ocorre na válvula durante o escape dos gases. O ponto "0" representa o estado termodinâmico na sede da válvula (região de área mínima); o ponto "4" representa o estado termodinâmico no início do duto de descarga. O modelo propõe que haja uma expansão isoentrópica de 0-1 e que de 1-4 haja um aumento de entropia à pressão constante.



CONDIÇÃO DE ESTAGNAÇÃO NO CILINDRO

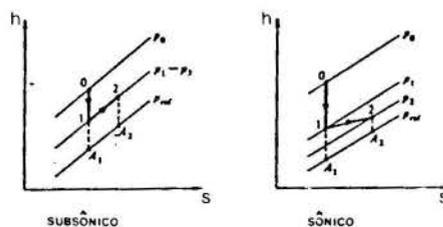


Figura 3 - Processo Termodinâmico na válvula, modelo de pressão constante.

Desta forma, este modelo pode ser representado por um bocal de Laval (convergente-divergente), como mostrado na figura 4. Na região convergente ocorre processos isoentrópicos e na região divergente irreversibilidades.

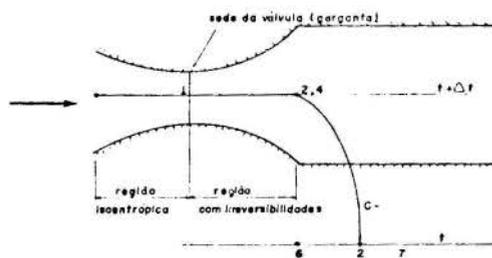


Figura 4 - Modelagem de uma válvula no cabeçote através de um bocal de Laval.

O modelo apresenta quatro regimes de funcionamento que são: regime subsônico, regime sônico na garganta, regime sônico através da garganta e regime sônico no duto. Cada regime é modelado matematicamente para solução numérica do problema.

As hipóteses simplificativas para todos os regimes de funcionamento são: regime quasi-permanente, processo isoentrópico de 0-1 e processo adiabático irreversível de 1-4. As equações governantes do modelo são:

$$\rho_1 u_1 A_1 = \rho_4 u_4 A_4 \quad (\text{Continuidade}) \quad (11)$$

$$h_o = h_4 + \frac{u_4^2}{2} = h_1 + \frac{u_1^2}{2} \quad (\text{Energia}) \quad (12)$$

$$p v^k = \text{constante} \quad (\text{Constitutiva}) \quad (13)$$

onde h é a entalpia específica e k a relação de calores específicos do gás.

O objetivo é rearranjar as equações anteriores de forma a se conseguir uma relação entre p_4 e u_4 à esquerda do contorno (válvula). Com isto define-se uma equação de compatibilidade à esquerda do contorno, trazendo informações da região definida pelo ponto "0" na figura 4. Desta maneira, os sistemas de equações a serem resolvidos para obtenção do ponto 4, em cada regime de funcionamento são:

Regime subsônico de funcionamento

$$u_4 = (p_4 - T_2) / Q_2 \quad (\text{ao longo de } C_-) \quad (14)$$

$$\delta \left(\frac{p_o}{p_4} \right)^{\frac{k-1}{k}} \left\{ \frac{2}{k-1} \left[\left(\frac{p_o}{p_4} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \right\}^{1/2} =$$

$$= u_4 \left(\frac{p_o}{k p_o} \right)^{1/2} \frac{1}{\left[1 - \frac{(k-1)}{2} \frac{u_4^2 p_o}{k p_o} \right]} \quad (15)$$

$$\rho_2 = \frac{2k p_o p_4}{2k p_o - \rho_o u_4^2 (k-1)} \quad (\text{no contorno}) \quad (16)$$

Regime sônico na garganta

$$u_4 = (p_4 - T_2) / Q_2 \quad (\text{ao longo de } C_-) \quad (17)$$

$$p_4 = p_o \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (\text{no contorno}) \quad (18)$$

equação (16)

Regime sônico através da garganta

$$u_4 = (p_4 - T_2) / Q_2 \quad (\text{ao longo de } C_-) \quad (19)$$

$$p_4 - p_o \left[\left(1 - \frac{(k-1)}{2} u_4^2 \frac{p_o}{k p_o} \right) \left(\frac{k p_o}{p_o} \right)^{\frac{1}{k}} \right] = \frac{1}{u_4}$$

$$\left[\left(\frac{2}{(k+1)} \right)^{\frac{k+1}{2(k+1)}} \delta \right] = 0 \quad (20)$$

equação (16) (no contorno)

Regime sônico no duto

$$u_4 = (p_4 - T_2) / Q_2 \quad (\text{ao longo de } C_-) \quad (21)$$

$$u_4 = \left(\frac{k p_o}{p_o} \frac{2}{(k+1)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{no contorno})$$

equação (16)

Nos sistemas anteriores:

$$Q_2 = \rho_2 a_2; S_2 = a_2 \beta_2 + \psi_2; T_2 = S_2 \Delta t + p_2 - Q_2 u_2$$

$$e \quad \delta = \frac{A_1}{A_4}$$

A simulação numérica prevê, também, a possibilidade de haver influxo na válvula. O modelo proposto leva em consideração a variação da entropia no influxo, diferentemente de Benson [1] que utiliza uma simples condição de expansão isentrópica.

Cálculo da Curva de Pressão de um Cilindro de Motor de Combustão Interna. Anteriormente foi feita uma análise sobre o escoamento através da válvula de descarga sem analisar o comportamento do transiente de pressão no interior do cilindro, durante o processo de descarga. A curva de pressão do cilindro, juntamente com as condições na válvula, definem a condição de contorno na extremidade esquerda do duto de descarga. Os aspectos físicos da modelagem do cilindro podem ser encontrados na referência [7].

Turbina a Gás como Condição de Contorno. A análise transiente da turbina a gás é bastante complexa e, comumente, utiliza as curvas características em regime permanente para simplificar o modelo teórico. A relação entre os regimes transiente e permanente é feita através de fatores empíricos que tornam possível uma comparação entre os resultados calculados e os experimentais [1].

Em uma turbina de impulso, o escoamento é essencialmente controlado pelo bocal, onde os parâmetros: relação de área do bocal, rendimento, relação de pressão entre entrada e saída e temperatura de entrada são importantes. A curva característica de relação de pressão e parâmetro de massa pode ser aproximada por uma única curva, figura 5, independente da rotação da máquina. Portanto, é conveniente modelar uma turbina de impulso através de um bocal equivalente, projetado a partir da curva característica da turbina. A dificuldade está em tratar os dados fornecidos pela curva característica, pois os parâmetros: razão de pressão $\frac{p_{o1}}{p_2}$ e parâmetro

de massa $m \sqrt{T_{o1}}$ estão em função de propriedades termodinâmicas de estagnação. Assim, é preciso fazer uma mudança de parâmetros e obter uma curva da razão de pressão (p_1/p_2) em função de Mach (M_1). A figura 6 mostra a configuração da turbina modelada.

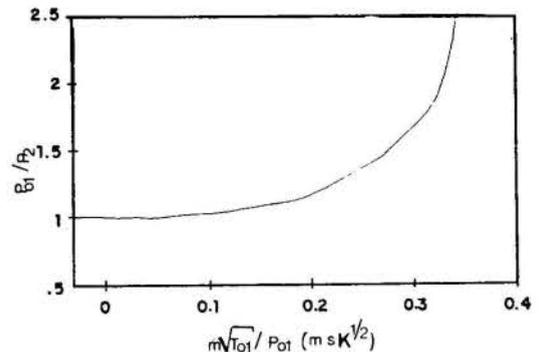


Figura 5- Curva característica razão de pressão x parâmetro de massa de uma turbina de impulso.

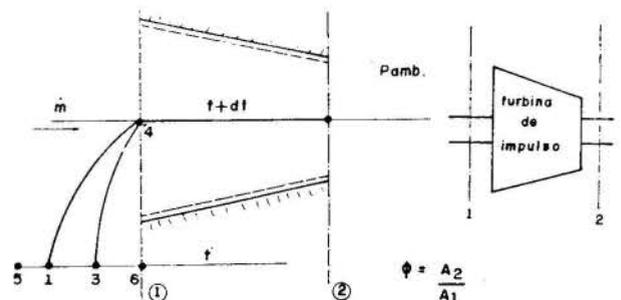


Figura 6- Modelagem de uma turbina a gás como condição de contorno.

A transposição dessa curva pode ser obtida através das seguintes equações:

$$\frac{p_0}{p} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M_1^2 \right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (22)$$

$$M_1 = \left(C + \frac{k-1}{2} C M_1^2 \right)^{(k+1)/2(k-1)} = f(M_1) \quad (23)$$

onde $C = \left[\left(\frac{R}{k} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\dot{m} \sqrt{T_{o1}}}{p_{o1} A_1} \right]^{2(k-1)/(k+1)} \quad (24)$

Assim, dada a curva característica p_{o1}/p_2 e a área do duto conectado à turbina, pode-se converter o parâmetro de massa $\dot{m} \sqrt{T_{o1}}/p_{o1}$ em número de Mach, na seção de entrada da turbina pela equação (23), onde se sugere uma resolução por substituição sucessivas com tolerância para M_1 igual a 0,001. A transformação do parâmetro p_{o1}/p_2 em p_1/p_2 pode ser feita após obtido M_1 através da equação (22). Com a curva p_1/p_2 versus M_1 , pode-se determinar o ponto de funcionamento da turbina para uma condição estabelecida na seção de entrada. Para cada ponto de funcionamento existirá um ponto na curva característica da turbina, que estará relacionado com uma relação de área do bocal. Assim, encontrando-se o ponto de funcionamento da turbina, pode-se projetar um bocal equivalente com área da garganta A_2 dada por:

$$A_2 = \frac{\dot{m} \sqrt{T_{o1}}}{p_{o1}} \frac{1}{g(M_2)} \quad (25)$$

onde $g(M_2) = (k/R)^{\frac{1}{2}} \frac{M_2}{\left(1 + \frac{k-1}{2} M_2^2 \right)^{(k+1)/2(k-1)}} \quad (26)$

$$M_2 = \left\{ \left[\left(\frac{p_{o1}}{p_2} \right)^{\frac{k}{k-1}} - 1 \right] \frac{2}{k-1} \right\}^{1/2} \quad (27)$$

A resolução de uma condição de contorno de turbina se transforma na resolução de um bocal equivalente definido para cada ponto de funcionamento da turbina.

Potência e Rendimento de uma Turbina de Impulso.

A forma de avaliar-se a potência ideal de uma turbina é feita através da primeira lei da termodinâmica com as seguintes considerações simplificativas: regime quasi-permanente, pressão constante na saída da turbina, velocidade zero na saída da turbina e processo isentrópico. Com estas considerações obtém-se:

$$\dot{W}_{is} = -\rho_1 u_1 A_1 \left\{ \frac{u_1^2}{2} + \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{\rho_1} \left[\left(\frac{p_{atm}}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \right\} \quad (28)$$

A equação (28) calcula a energia disponível no escoamento dos gases de descarga capaz de produzir trabalho e é definida como função trabalho turbina. Se for conhecida a curva característica de rendimento da turbina, pode-se obter a potência disponível no eixo da turbina pela equação:

$$\dot{W} = \dot{W}_{is} \eta_{ts} \quad (29)$$

Em termos numéricos, o ponto 1 da turbina corresponde ao ponto da malha no contorno e, conforme a figura 6, o ponto 4 será resolvido depois de obter-se da curva característica, a relação de área Φ . Calculando-se Φ obtém-se as propriedades do ponto 4 e as pro-

priedades termodinâmicas relacionadas com o ponto 1, na equação (28), passam a ser avaliadas com relação a 4.

METODO NUMERICO

A solução numérica do problema é obtida através da discretização das equações de compatibilidade por diferenças finitas e utilizando o processo de evolução temporal inversa, com interpolação linear na linha de tempo t . Utiliza-se também um algoritmo Predictor-Corrector, com tolerância de convergência de 10^{-5} m na localização dos pontos 1, 2 e 3, mostrados na figura 2. Esta tolerância reproduz uma convergência com tolerâncias de 1Pa para pressão e 0,1 m/s para a velocidade. O valor do incremento temporal foi calculado a cada iteração, obedecendo o critério de estabilidade de Courant, dado por:

$$\Delta t \leq \Delta x / (a + |u|) \quad (30)$$

A elaboração das sub-rotinas juntamente com detalhes do programa computacional podem ser vistos em [6].

RESULTADOS E DISCUSSOES

No problema resolvido são utilizados 51 pontos nodais para a divisão do comprimento total do duto de 0,609m. O diâmetro do duto de descarga é de 0,05m com fator de atrito $f = 0,0038$. São utilizadas propriedades médias dos gases de exaustão, baseadas na ponderação molar dos gases O_2 , CO_2 e N_2 para uma combustão estequiométrica do Etanol. Com isto, avalia-se a exaustão de um cilindro com válvula no cabeçote, acoplado a um duto de descarga reto e uma turbina de impulso conforme a figura 1. As condições no duto no início do processo de exaustão são as mesmas que as do ambiente, ou seja, $p_{atm} = 1,0 \times 10^{-5}$ Pa e $T_{amb} = 528K$. As condições iniciais de pressão e temperatura no cilindro são $p_c = 3,59 \times 10^5$ e $T_c = 762K$.

A curva da válvula de exaustão é apresentada na figura 7 e a turbina de impulso possui uma única curva característica disponível na figura 5. O motor simulado apresenta as seguintes características: rotação=1000rpm; ângulo de abertura da válvula de exaustão=136 graus a partir do ponto morto superior; comprimento da biela=0,273m; diâmetro do cilindro=0,125m; abertura da válvula de admissão=346 graus a partir do ponto morto superior e taxa de compressão=14.

Faz-se o estudo do problema para três temperaturas iniciais do duto (300K, 528K e 762K). Além disso, para a temperatura inicial do duto de 528K, realiza-se uma análise da sensibilidade do calor trocado no coletor.

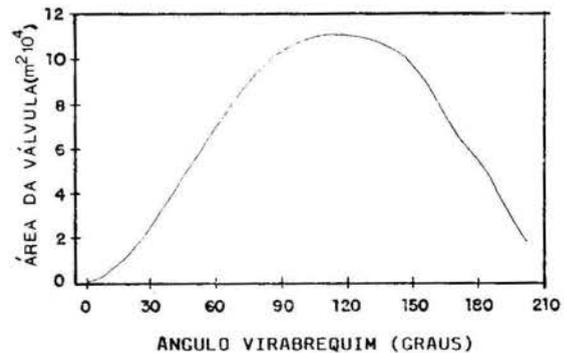


Figura 7 - Curva de abertura da válvula no cabeçote.

A figura 8 apresenta a variação de pressão no ponto 2 (figura 1) para as três faixas de temperatura. Observa-se que na temperatura de 300K, o pulso de pressão tem maior amplitude. Como se sabe, a velocidade de propagação de onda em um meio fluido depende de sua temperatura. A interface "quente/frio" interfere na propagação das ondas. Assim, a curva de pressão do ponto 2 atinge níveis mais elevados, quando as reflexões são on-

das de compressão na interface "quente/frio". Para o caso em que o duto está inicialmente mais quente, os valores de pressão do ponto 2 são menores, pois nesta situação, a parte refletida é uma onda de rarefação.

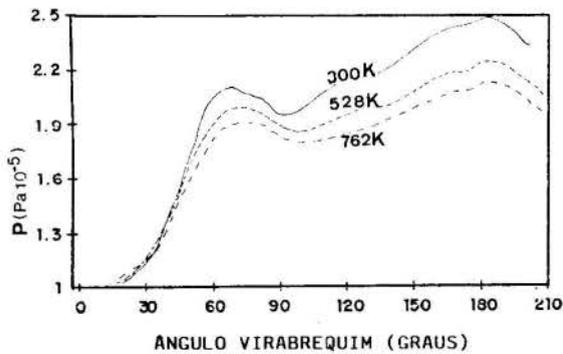
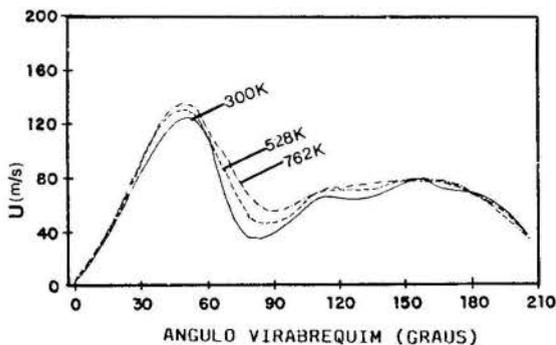
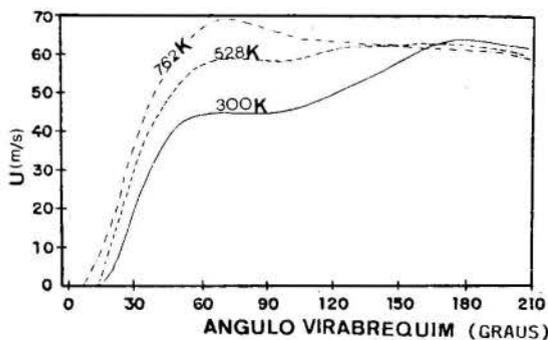


Figura 8 - Efeito da temperatura inicial do duto de descarga sobre a curva de pressão para o ponto 2.

A figura 9 mostra como se comporta a velocidade nos dois pontos extremos do coletor. No ponto 1, figura 9.a, nota-se que a turbina exerce uma influência pouco típica de um sistema turboalimentado, pois ocorre um bloqueio brusco do coletor de descarga. Desta maneira, vê-se claramente que a turbina não é adequada ao motor em estudo. A figura 9.b mostra um estabelecimento do bloqueio na turbina, mais rápido, para uma temperatura maior no coletor de descarga. A energia cinética máxima está disponível com maior rapidez, e num ciclo completo, a turbina poderá obter maior energia.



(a)



(b)

Figura 9 - Efeito da temperatura inicial do duto de descarga sobre as curvas de velocidade. (a) Ponto 1; (b) Ponto 2.

Observa-se na figura 10 que a pressão no interior do cilindro no final do processo de descarga é muito alta, demonstrando a inadequação da turbina ao sistema motor-duto. A turbina está exercendo um forte bloqueio em todo sistema, basta notar os valores das pres

sões no coletor (figura 8). Nota-se também na figura 10, que ao se manter o coletor a uma temperatura maior, o cilindro "esvazia-se" melhor como consequência direta da pressão no coletor.

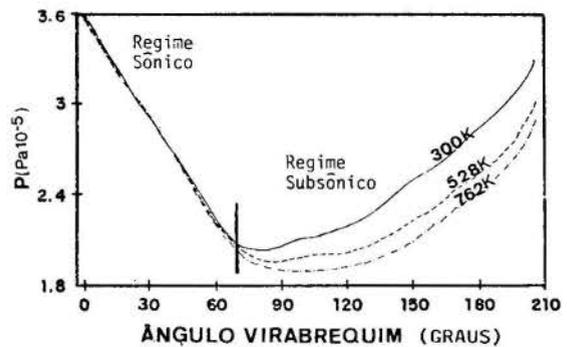


Figura 10 - Efeito da temperatura inicial do duto de descarga sobre a curva de pressão no cilindro, durante o curso de exaustão.

Os resultados da figura 11 mostram que os valores de potência disponíveis na turbina, associados a cada temperatura inicial do duto, possuem amplitudes semelhantes, mas a área abaixo de cada curva é bastante diferente. Isto é muito significativo em termos de potência média para o motor.

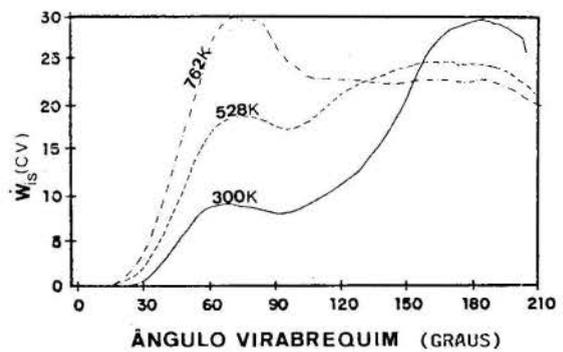


Figura 11 - Efeito da temperatura inicial do duto de descarga sobre a potência aproveitada pela turbina.

Em seguida a figura 12 apresenta resultados de uma análise da sensibilidade do sistema a perda de calor. Nota-se que com a retirada de energia, a função "trabalho turbina" é menor e com a adição de calor no duto de descarga, a turbina pode aproveitar mais energia para produção de trabalho no sistema turboalimentado.

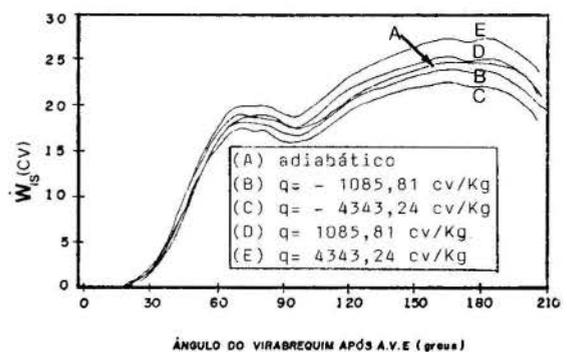


Figura 12 - Efeito da troca de calor no duto de descarga com uma temperatura inicial do duto de 528K.

Na figura 13 observa-se a influência do fator de atrito "f" no processo de descarga súbita de um reservatório. São simulados dutos de descarga com a mesma geometria mas confeccionados em aço comercial e ferro fundido. Os resultados foram obtidos de um ponto situado no plano central perpendicular ao duto. Verifica-se que, mesmo estabelecido o regime, as pressões no ponto se mantêm maior que a atmosférica. Nota-se, também, que as oscilações de pressão são amortecidas pela presença do atrito. Isto fisicamente, se traduz em dissipação de energia das ondas propagadas no escoamento, responsáveis pelo processo de turboalimentação pulsante.

Para efeito de validação da simulação numérica a figura 14 apresenta resultados obtidos no presente trabalho em comparação com Benson [1], mostrando a variação da pressão durante a descarga gradual de um cilindro curto com extremidade parcialmente aberta. As pequenas diferenças observadas estão relacionadas com a forma de se modelar condições de contorno parcialmente abertas. Benson trata esta condição de contorno como uma extremidade totalmente aberta, com pressão especificada. Isto causa um menor amortecimento nas oscilações de pressão, como pode ser observado, a partir de 4ms.

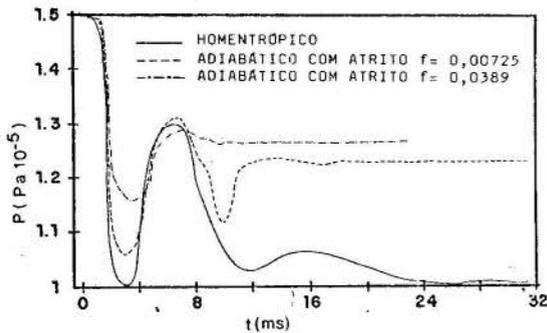


Figura 13 - Variação da pressão em um porto central do duto de exaustão durante a descarga súbita de um reservatório.

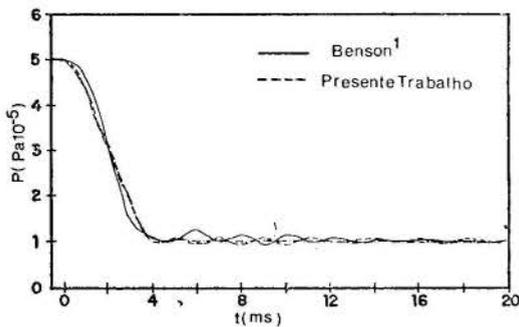


Figura 14 - Variação da pressão durante a descarga gradual de um cilindro curto com extremidade parcialmente aberta.

CONCLUSÕES

1- O modelo numérico apresentou respostas satisfatórias com relação ao problema analisado, fornecendo suporte para compreensão de aspectos físicos relacionados com dinâmica e termodinâmica de gases no estudo da turboalimentação de motores de combustão interna a álcool.

2- A validação do programa computacional foi obtida quando comparados alguns resultados do presente trabalho com os obtidos por Benson [1]. Diferenças são observadas devido a forma diferenciada de modelagem de certas condições de contorno.

3- Os resultados mostraram que na turboalimentação pulsante de motores de combustão interna as irreversibilidades, a troca de calor e a temperatura inicial do coletor de descarga tem uma influência relevante na transmissão de energia do cilindro para a turbina através do escoamento do duto de descarga.

REFERENCIAS

- [1] Benson, R.S., "The Thermodynamics and Gás Dynamics of Internal-Combustion Engines", Oxford University Press, Oxford, 1982.
- [2] Winterbone, D.E., Alexander, G.I. and Nichals, J. R., "Develops in Methods of Considering Wave Action in Pipes Connected to I.C. Engines", Proceedings of ASME Winter Meeting, 1985.
- [3] Benson, R.S., "The Discharge in a Two-Stroke Cycle Engine Cylinder and Exhaust System", Ph.D Thesis, University of Liverpool, 1958.
- [4] Zucrow, M.J., and Hoffman, J.D. , "Gas Dynamics", Vol. I and II, Jonh Wiley-Sons, New York, 1976.
- [5] Shapiro, A.H., "The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow", Vol. II, The Ronald Press Co., New York, 1954.
- [6] Cunha, F.R., Almeida, V.F., e Guimarães, M.F., "Formulação do Problema de Escoamento Compressível em Dutos de Descarga de Motores com Sistema de Turbo-Alimentação Pulsante", Trabalho de pesquisa para a FINEP, Universidade de Brasília, Brasília, DF, Brasil, 1986/1987.
- [7] Cunha, F.R. e Vianna, J.N.S., "Simulação Numérica de um Sistema de Compressão de Dois Estágios com Trocador de Calor Intermediário", Anais do X Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, Vol. I, pp. 505-508, Rio de Janeiro, Brasil, 1989.

ABSTRACT

In this present work is developed a evaluation of the heat transfer and friction factor influence in the turbocharged process of an alcohol internal combustion engine. This is made based on a numerical solution of the flow in the exhaust system.

NUMERICAL STUDY OF A TWO-STROKE ENGINE
 GEOMETRY DURING A SCAVENGING PROCESS

M. C. Gouveia, A. O. Nieckele, and J. A. R. Parise

Department of Mechanical Engineering
 Pontifícia Universidade Católica — RJ
 Rio de Janeiro, RJ 22453 — BRAZIL

ABSTRACT

A numerical simulation of the scavenging process in a two-stroke flat-piston model engine has been developed. Air enters the cylinder circumferentially, inducing a 3-D turbulent swirling flow. The problem was modeled as a steady-state axi-symmetric flow through a cylinder with uniform wall temperature. The steady-state regime was simulated by assuming the piston head fixed at BDC. The calculation was performed employing the κ - ϵ model of turbulence. The effect of the Reynolds number and engine geometry on the flow and in-cylinder heat transfer characteristics were investigated. The Nusselt number substantially increases with larger Reynolds numbers. It is shown that the positioning of the exhaust valve(s) is the main parameter to control the scavenging process.



INTRODUCTION

Scavenging is a critical area in the development of two-stroke diesel engines. In a very short period of time the air stream, coming from intake ports near the bottom dead center, must displace all the remaining products of combustion from the cylinder. Premature opening of the exhaust valves helps diminish the mass of combustion gases left in the cylinder, even though the bulk of the process is actually left to the air charge. In reality the scavenging process is, as illustrated by Meintjes [1], an air/combustion product mixing process where the objective is to reduce the exhaust residual concentration.

The process requires a minimum of losses and is, of course, greatly affected by flow conditions. Swirl and recirculation flows can either improve or impart scavenging, depending on their intensity and location inside the cylinder.

Concerning in-cylinder flow conditions, a number of studies can be found in the literature. For instance, Diwakar [2] utilized a multidimensional model, the CONCHAS-SPRAY from Los Alamos National Laboratories by Cloutman et al. [3], to analyze the turbulent flow field inside some typical internal combustion engine chambers under motoring conditions. The same model was utilized by Kuo and Duggal [4] to assess the effect of engine design parameters, such as piston bowl shape, on air motion inside the cylinder. More recently Diwakar [5] presented a three-dimensional model with predicted results for one set of operating conditions. The resulting flow field was compared with the results from earlier studies of Diwakar [2,4]. The author concludes, among other things, that the global features of the three-dimensional model results had similar trends to the two-dimensional ones. These included the predictions of the recirculation region, where residual gases remain trapped in the cylinder.

Another important conclusion presented by Diwakar [5] is that, even though 3-D computations are expected to be more realistic, the 2-D model can still be useful in predicting the influence of the intake port geometry on scavenging. As far as the outlet geometry (valve parts) is concerned, the 2-D is only able to simulate it as an annular passage of a given area. The 3-D model of Diwakar [5] considers the exhaust valves as annular sectors. Both schemes do not represent completely the individual valve opening process, but Diwakar [5] states that the scavenging flow field is not significantly affected by the details.

Also, in the last ten years a series of papers has been published analyzing different aspects of numerical prediction of three dimensional turbulent flow in the internal combustion engine from a model developed by Gosman et al. [7]. It should be mentioned that both codes make use of the κ - ϵ turbulence model.

In particular, as far as the flow and heat transfer conditions during scavenging in two-stroke engines are concerned, a few studies have been found in the literature. On the numerical side, one could mention the works from Diwakar [6] and Zhang [8]. Measurements involving steady-state flow in model engines have also been carried out by Das [9], Sung and Patterson [10] and Sher et al. [11].

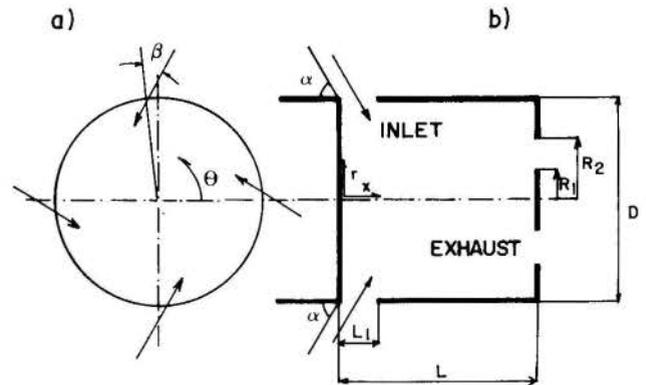


Fig. 1 Cylinder geometry. a) inlet port
 b) cylinder cross section

Another important aspect of flow and heat transfer studies for in-cylinder geometry is that they can be readily applied to other piston machines, such as the reciprocating compressor and the Stirling engine. The scavenging process in the two-stroke internal combustion engine is an example where the use of a computer code, capable of simulating in detail the flow and heat transfer characteristics for different geometries and operating conditions, can become a powerful and cost-effective tool in the design and development stages of the equipment.

Gouveia et al. [12] analysed numerically the scavenging process in a two-stroke engine and compared with experimental results showing a good agreement. It was revealed in [12] that the exhaust port configuration is an important parameter to control the flow field and heat transfer characteristics for the scavenging process. Based on that paper, the exhaust port configuration, illustrated on Fig. 1, was selected for further study.

The purpose of this paper is to present a numerical study of turbulent flow and heat transfer in a steady-state scavenging process in a two-stroke engine in which the piston head and cylinder walls are maintained at constant temperature. The effect in the flow field of the bore-to-stroke ratio, Reynolds number, valve positioning and valve aperture at the exhaust port is examined.

ANALYSIS

A cross section of the two-stroke engine under consideration is shown in Fig. 1. During the scavenging process, simultaneous

inflow and outflow streams occurs through the open ports. Fresh air is admitted with an axial and tangential component (given by the α and β angles), and scavenges the products of combustion through the exhaust valve. During the process the piston is near the bottom dead center and, although the crank angle varies by about 40 degrees, the volume of the cylinder can be considered as being approximately constant. With this approximation and assuming that only air flows through the cylinder, it is possible to study the flow and heat transfer characteristics of the process in a steady-state regime.

Air enters the cylinder circumferentially (Fig. 1a) inducing a 3-D turbulent swirling flow where u , v , and w are the velocity components in the x , r and θ coordinates, and leaves the domain through the exhaust port. The exhaust valve is simulated by a ring with radius R_1 and R_2 (Fig. 1b)

Due to symmetry considerations of the cylinder and port assembly, the flow can be considered axi-symmetrical. With respect to the thermal boundary conditions, the piston head and the cylinder liner are assumed to be at constant temperature, since the variations of the gas temperature during the scavange process are usually small when compared with the gas to wall temperature difference. It is further assumed that the flow is incompressible.

Governing Equations

The numerical calculation of the flow field and heat transfer are based on the time-average Navier-Stokes and energy equations. The $\kappa - \epsilon$ model of turbulence was selected to represent the turbulence behavior of the fluid. Appropriate dimensionless variables for this problem can be defined as

$$\begin{aligned} X &= \frac{x}{D}, & R &= \frac{r}{D}, & U &= \frac{u}{V_m}, & V &= \frac{v}{V_m}, & W &= \frac{w}{V_m} \\ K &= \frac{\kappa}{V_m^2}, & E &= \frac{\epsilon D}{V_m^3}, & P &= \frac{p^*}{(\rho V_m^2)}, & \phi &= \frac{(T - T_{in})}{(T_w - T_{in})} \end{aligned} \quad (1)$$

where D is the cylinder diameter and V_m is the mean velocity through the cross section of the cylinder given by $V_m = \dot{m}/(\rho\pi D^2/4)$ where \dot{m} is the mass flow rate of air into the cylinder. κ is the turbulent kinetic energy and ϵ its dissipation rate. T_{in} and T_w are the inflow air temperature and surface temperature (piston head and cylinder walls), respectively. p^* is the modified pressure defined as

$$p^* = p + \frac{2}{3}\rho\kappa \quad (2)$$

where p is the thermodynamic pressure, and ρ is the density.

For the present situation, the conservation equations can be cast in the general conservation equation

$$\frac{\partial(U\varphi)}{\partial X} + \frac{1}{R} \frac{\partial(RV\varphi)}{\partial R} = \frac{\partial}{\partial X} \left[\Gamma_\varphi \frac{\partial\varphi}{\partial X} \right] + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[R\Gamma_\varphi \frac{\partial\varphi}{\partial R} \right] + S_\varphi \quad (3)$$

where the following selection for the dependent variable φ , its diffusion coefficient Γ_φ and source term S_φ must be made:

$$\begin{aligned} \text{conservation of mass: } & \varphi = 1, \Gamma_\varphi = 0, & S_\varphi &= 0 \\ \text{axial momentum: } & \varphi = U, \Gamma_\varphi = (1/Re)\mu_t/\mu = \Gamma_u, & S_\varphi &= S_u \\ \text{radial momentum: } & \varphi = V, \Gamma_\varphi = (1/Re)\mu_t/\mu = \Gamma_v, & S_\varphi &= S_v \\ \text{angular momentum: } & \varphi = W, \Gamma_\varphi = (1/Re)\mu_t/\mu = \Gamma_w, & S_\varphi &= S_w \\ \kappa \text{ conservation eqn.: } & \varphi = K, \Gamma_\varphi = (1/Re)\mu_t/(\mu\sigma_\kappa), & S_\varphi &= S_\kappa \\ \epsilon \text{ conservation eqn.: } & \varphi = E, \Gamma_\varphi = (1/Re)\mu_t/(\mu\sigma_\epsilon), & S_\varphi &= S_\epsilon \\ \text{energy equation: } & \varphi = \phi, \Gamma_\varphi = (1/Re)\mu_t/(\mu\sigma_t), & S_\varphi &= 0 \end{aligned}$$

Re is the Reynolds number and μ_t/μ is the dimensionless turbulent viscosity, which are defined by

$$Re = \rho V_m D / \mu, \quad \mu_t/\mu = (c_\mu K^2/E) Re \quad (4)$$

The source term for the above equations are:

$$S_u = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{\partial}{\partial X} \left[\Gamma_u \frac{\partial U}{\partial X} \right] + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[R\Gamma_u \frac{\partial V}{\partial R} \right] \quad (5)$$

$$S_v = -\frac{\partial P}{\partial R} + \frac{\partial}{\partial X} \left[\Gamma_v \frac{\partial U}{\partial R} \right] + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[R\Gamma_v \frac{\partial V}{\partial R} \right] - 2\Gamma_v \frac{V}{R^2} + \frac{W^2}{R} \quad (6)$$

$$S_w = \frac{W}{R} \frac{\partial \Gamma_w}{\partial R} - \Gamma_w \frac{W}{R^2} - \frac{VW}{R} \quad (7)$$

$$S_\kappa = \frac{1}{Re} \frac{\mu_t}{\mu} G - E \quad (8)$$

$$S_\epsilon = \frac{1}{Re} \frac{\mu_t}{\mu} c_1 G \frac{E}{K} - c_2 \frac{E^2}{K} \quad (9)$$

where G is the production of turbulent kinetic energy given by

$$G = 2 \left\{ \left[\frac{\partial U}{\partial X} \right]^2 + \left[\frac{\partial V}{\partial R} \right]^2 + \left[\frac{V}{R} \right]^2 \right\} + \left[\frac{\partial V}{\partial X} + \frac{\partial U}{\partial R} \right]^2 + \left[\frac{\partial W}{\partial X} \right]^2 + \left[R \frac{\partial}{\partial R} \frac{W}{R} \right]^2 \quad (10)$$

The constants in the turbulence model are taken directly from Launder and Spalding [13]. These are: $c_\mu = 0.09$, $c_1 = 1.44$, $c_2 = 1.92$, $\sigma_\kappa = 1.00$, $\sigma_\epsilon = 1.30$, $\sigma_t = 0.9$.

Boundary Conditions

Inlet Conditions. It can be assumed that air enters the domain with a known mass flow rate and constant temperature. The dimensionless inlet velocities will depend only on the inlet port size $X_1 = L_1/D$, and angles α and β . The $\kappa - \epsilon$ turbulence model requires the numerical values of κ and ϵ at the inlet cross-section. The value of κ was taken as 2 percent of the mean kinetic energy and the corresponding ϵ -value was specified by assuming the mixing length to be 4.5 percent of the inlet port size, as suggested by Gosman in Zhang [8]. Computational trials indicated that the results were insensitive to the inlet values of κ and ϵ . The inlet conditions ($R = 0.5$, $X \leq X_1$) were:

$$\begin{aligned} U &= \frac{\cot \alpha}{4X_1}, & V &= \frac{1}{4X_1}, & W &= \frac{\tan \beta}{4X_1 \sin \alpha} \\ K &= \frac{0.01}{(4X_1 \cos \beta \sin \alpha)^2}, & E &= \frac{c_\mu^{3/4} K^{3/2}}{0.045X_1}, & \phi &= 0 \end{aligned} \quad (11)$$

Symmetry Line. Along the symmetry line ($R = 0$) we have

$$V = W = 0, \quad \frac{\partial U}{\partial R} = \frac{\partial K}{\partial R} = \frac{\partial E}{\partial R} = \frac{\partial \phi}{\partial R} = 0 \quad (12)$$

Exit Conditions. At the exhaust opening, the usual condition of neglecting the diffusion flux of all variables was adopted. Thus, for $X = L/D$ and $R_1/D \leq R \leq R_2/D$:

$$\frac{\partial U}{\partial X} = \frac{\partial V}{\partial X} = \frac{\partial W}{\partial X} = \frac{\partial K}{\partial X} = \frac{\partial E}{\partial X} = \frac{\partial \phi}{\partial X} = 0 \quad (13)$$

The Wall Regions. The $\kappa - \epsilon$ model is used everywhere except in the narrow regions near the walls, where the "wall function" method is used, as suggested by Launder and Spalding [13]. In this method the region between the node P, closest to the wall, and the wall is linked by the logarithmic velocity profile

$$u_P / \sqrt{\tau_w / \rho} = 2.5 \ln 9y_P^+ \quad , \quad y_P^+ = y \sqrt{\tau_w \rho} / \mu \quad (14)$$

where u_P is the velocity component parallel to the wall at node P, τ_w is the wall shear stress and y_P^+ is the dimensionless distance of the node P to the wall.

Assuming that the generation and dissipation are in balance in the narrow layer between node P and the wall and using the log relation, the constant shear stress can be written as

$$\tau_w = \rho c_\mu^{1/2} \kappa_P \quad (15)$$

where κ_P is the near-wall kinetic energy of turbulence, which is found from its transport equation with diffusion set equal to zero at the wall, in accordance with the above expression.

The value of the dissipation of kinetic energy ϵ_P is determined by substituting the log velocity profile into the turbulence kinetic energy balance near the wall, resulting in

$$\epsilon_P = c_\mu^{3/4} \kappa_P^{3/2} / (0.4y) \quad (16)$$

The "wall function" can also be applied for the energy equation, as described by Patankar and Spalding [14], where the following dimensionless temperature profile can be used to link the boundary to the near-wall temperature

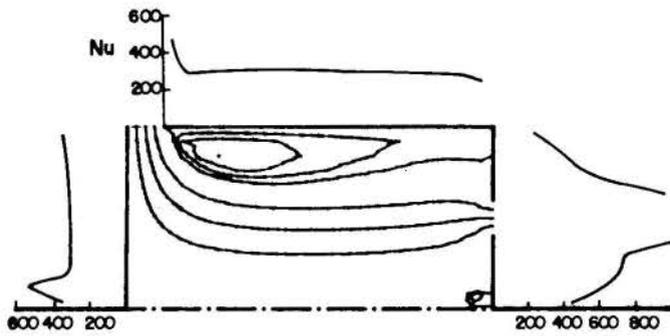


Fig. 2 Basic configuration. Streamlines. Local Nusselt number distribution

$$\frac{(T_P - T_w)\sqrt{\tau_w \rho}}{\frac{\mu}{\sigma} \left[\frac{\partial T}{\partial y} \right]_w} = \sigma_t \left[\frac{u_P}{\sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}} + 9.0 \left(\frac{\sigma}{\sigma_t} - 1 \right) \left(\frac{\sigma}{\sigma_t} \right)^{-1/4} \right] \quad (17)$$

and σ is the Prandtl number.

Computational Details

The conservation equations were solved numerically by the method described in Patankar [15]. The coupling between the axial and radial momentum equations and continuity was handled by the SIMPLER algorithm. Further, the turbulent viscosity was underrelaxed since all equations are connect through its value.

Exploratory calculations on finer grid were employed to provide guidance for the selection of the appropriate grid for the several cases studied. A 24×16 uniform grid in the axial and radial direction was selected for the calculation domain. Since it is known that the log law is valid for values of y^+ greater than about 11.5, care was taken so that y values of the wall adjacent nodes in the finite difference grid satisfied this constraint.

RESULTS AND DISCUSSION

The numerical results for the flow field of the scavenging process on a two-stroke engine under steady state condition, using the present $\kappa - \epsilon$ turbulence model, has been compared with available numerical and experimental results in a previous paper, Gouveia et al. [12]. The comparison performed with the experimental results of Sung and Patterson [10] for exactly the same experimental configuration, showed very good agreement. The comparison with the numerical results of Zhang [8] revealed superior results.

For the present study the configuration depicted in Fig. 1 has been chosen. It corresponds to exit Type 1 of Sung and Patterson [10]. When R_1/D is small, R_1 corresponds to the radius of a single exhaust valve, located at the center of the cylinder. The value of R_2 would then indicate the opening of the valve. Of course, this is an approximation since the valve opens downwards, not radially. This has been done in order to simplify the numerical procedure, without a great effect on accuracy. Larger values of R_1 , on the other hand, could be representative of an engine head with more than one exhaust valve. In such case the outlet flow areas would be non-axi-symmetrically, with the annular area being just an approximation to produce the same trend of existing flow closer to the cylinder liner. For this configuration, the following parameters were investigated: aspect ratio, L/D , Reynolds number, Re , valve opening, R_1/D , with constant R_2/D , and valve positioning (same area, same $(R_2/D)^2 - (R_1/D)^2$, at different radial positions).

The parameters of Type 1 configuration are: $Re = 5 \times 10^4$, $\sigma = 0.69$, $L/D = 1$, $\alpha = 90^\circ$, $\beta = 5^\circ$, $X_1 = 0.10$, $R_1/D = 0.20$, $R_2/D = 0.30$.

Local Results

The effect of the exhaust port configuration in the local heat transfer and flow characteristics are examined next.

Streamlines. The flow field pattern inside the cylinder can be examined by analysing the streamline distribution. The dimensionless stream function ψ was calculated from

$$\psi = \int_0^R URdR \quad (18)$$

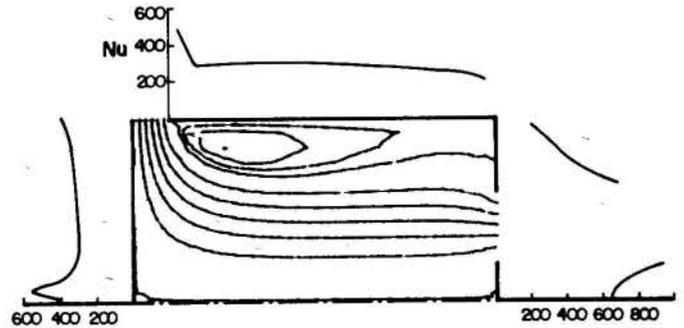


Fig. 3 Larger valve opening, $R_1/D = 0.1$. Streamlines. Local Nusselt number distribution

Figures 2, 3 and 4 show the streamline pattern inside the cylinder for different exhaust openings.

Figure 2 shows the flow pattern for Type 1 configuration. The inlet circular swirling jet, normal to the cylinder liner, is deviated to the axial direction near the symmetry line, due to the encounter of the jet inducing a weak secondary flow along the cylinder wall. This recirculating zone is undesirable for the scavenging process, since the combustion products can be trapped in this region. As one moves downstream the main stream is deviated to the direction of the exhaust port, causing a reduction on the recirculating region and inducing a new secondary flow near the symmetry line close to the exhaust port.

It should be mentioned here that the overall trapped fluid volume is strongly dependent on the location of the recirculation zones, since the volume is proportional to the radius squared, and near the symmetry line the radius is very small.

The streamlines when the exhaust valve of the basic configuration is opened ($R_1/D = 0.10$) can be seen in Figure 3. The flow pattern is almost the same in the whole domain with small differences near the exhaust port. The flow is more uniform through the valve opening, with smaller velocities. The small recirculation zone near the symmetry line practically disappears, but there is a slight increase in the size of the recirculation zone near the cylinder liner and exhaust port, resulting in an increase of the overall trapped fluid volume.

Figure 4 shows the flow pattern inside the cylinder, maintaining the same exhaust port area as the basic configuration, but at a location closer to the cylinder periphery ($R_1/D = 0.32$ and $R_2/D = 0.39$). Note that the streamlines near the entrance is once again very similar to the flow pattern of Type 1 case, however, the flow field presents a stronger deviation in the direction of the exhaust port. The location of the valve near the cylinder liner, reduces the recirculation size in this zone. The overall trapped volume is reduced, in spite of the large increase in the recirculation zone near the symmetry line. Note that, since the valve opening area is the same, the mean exhaust velocity is also the same.

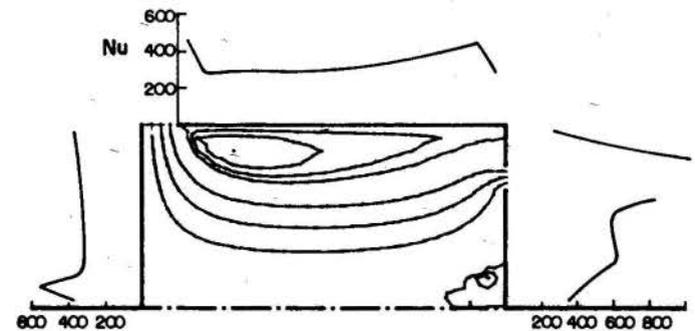


Fig. 4 Valve positioned near cylinder liner, $R_1/D = 0.32$ and $R_2/D = 0.39$. Streamlines. Local Nusselt number distribution

Axial and Tangential Velocities. In order to have a better understanding of the flow field, the axial and tangential velocity profiles, for the basic configuration, are examined in Fig. 5, for two cross sections, one near the piston head and the other near the exhaust port, at $X = 0.175$ and $X = 0.825$, respectively.

It can be observed in Fig. 5a that the axial velocity presents a maximum near the radial position $R = 0.2$ and decreases

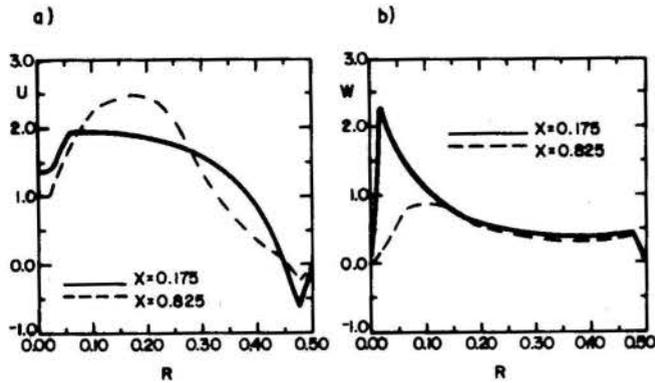


Fig. 5 Velocity profiles along the radial position at section $X = 0.175$ and $X = 0.825$
 a) axial velocity
 b) tangential velocity

slightly as one approaches the symmetry line. Note also, the existence of a recirculating zone by the negative values of the axial velocity near the cylinder liner. Further, note that the axial velocity increases as one moves away from the inlet port region.

The tangential velocity profile can be seen in Fig. 5b. There is a strong peak in the tangential velocity near the symmetry line close to the piston head due to the encounter of the inlet circular jet. As one moves downstream ($X = 0.825$) this peak is reduced. Note that, as the tangential velocity decreases, the axial velocity increases as one moves downstream inside the cylinder, indicating that there is a transfer of tangential momentum to axial momentum.

Local Heat Transfer Coefficient. Due to the patterns of velocity and temperature inside the chamber, local heat transfer is not constant along the piston head, cylinder liner and cylinder head end. The local and average Nusselt number are defined as

$$Nu = \frac{qD}{k(T_w - T_b)}, \quad \bar{Nu} = \frac{\bar{q}D}{k(T_w - T_b)} \quad (19)$$

where q and \bar{q} are the local and average heat flux at the solid walls, and T_b is the bulk temperature of the air at the exhaust port. T_b is calculated from

$$T_b = \int T u r dr / \int u r dr \quad (20)$$

where the integral is evaluated at the exhaust port area.

Figures 2, 3 and 4 also show the variation of Nu with the position around the cylinder chamber for the configurations used for the streamline presentation. By examining these figures, one can observe a peak on the heat transfer coefficient near the symmetry line close to the piston head. This peak is caused by the high intensity of the tangential velocity at this region due to the encounter of the inlet jet. Note that for the same inlet conditions, the Nusselt number along the piston head is not affected by the different exhaust port types. Near the inlet and exit port, there is an increase in Nu due to stronger velocities (like jets). Along the regions close to recirculating fluid, almost stagnant flow, the Nusselt number is almost constant.

By examining Fig. 3 it can be observed that the valve opening only affects the local Nusselt number distribution along the cylinder near the exhaust port. Note a reduction in Nu near the opening, due to the smaller outflow velocities. Near the symmetry line, since the recirculation is reduced, there a slight increase in Nu .

The positioning of the exhaust valve near the cylinder periphery affects the local Nusselt number distribution along the cylinder liner, Fig. 4, since the recirculation zone is reduced in relation to the basic configuration, Fig. 2, resulting in a larger heat transfer coefficient. The larger recirculation zone near the symmetry line, causes a region of almost constant Nu , and reduces the heat transfer coefficient near the exhaust port, in spite of the same outflow velocity (same area) as in the basic case.

Overall Results

The effect of the valve opening, and positioning, the Reynolds number and the aspect ratio L/D on the overall character-

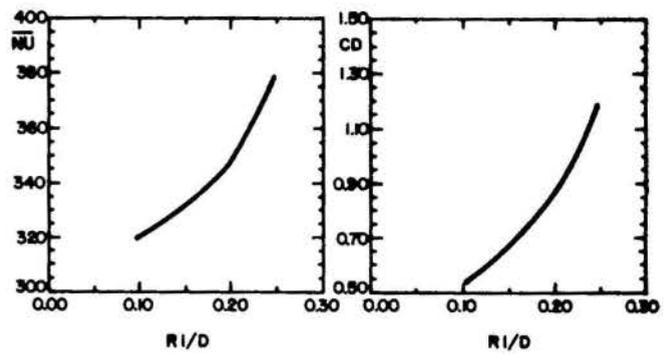


Fig. 6 Discharge coefficient and overall Nusselt number versus valve opening

istics of the flow and heat transfer inside the cylinder are examined next.

Discharge Coefficient. To assess the effectiveness of the scavenging process, the discharge coefficient can be an useful parameter. It can be defined as the ratio between the actual mass flow rate \dot{m} through the cylinder and an isentropic mass flow rate of a perfect gas \dot{m}_i between the inlet port (section 1) and the exhaust valve (section 2).

$$C_d = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_i} \quad (21)$$

where

$$\dot{m}_i = A_2 \left\{ \frac{2p_1 \gamma \left(\frac{p_1}{T_1}\right)}{R_{air}(\gamma-1)} \left[\frac{\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{2/\gamma} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(\gamma+1)/\gamma}}{1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{2/\gamma} \left(\frac{A_1}{A_2}\right)^2} \right] \right\}^{1/2} \quad (22)$$

and the subscripts 1 and 2 indicate the two sections.

Properties at the exhaust port were evaluated as mean values along the area.

The effect of the valve opening in the discharge coefficient can be seen in Fig. 6. As already explained, when the exhaust valve opens (smaller R_1/D), the trapped volume increases, thus reducing the efficiency of the process (smaller C_d).

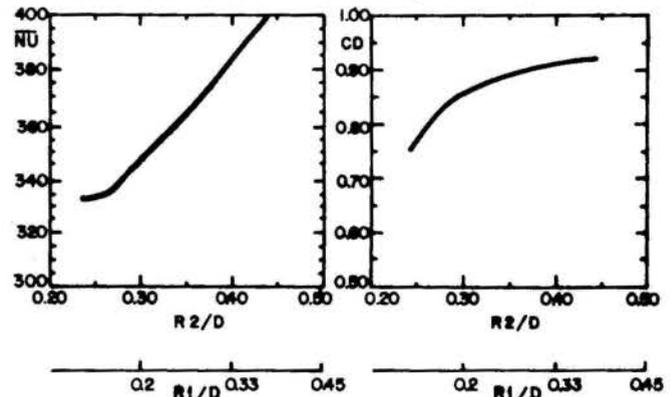


Fig. 7 Discharge coefficient and overall Nusselt number versus valve positioning

For the same exhaust area, Fig. 7 shows the effect of the valve positioning on the discharge coefficient. Note that to maintain the same area, when R_2/D increases, R_1/D also increases. The corresponding R_1/D values to the different R_2/D values, maintaining the same area as the basic configuration is illustrated in Fig. 7. It can be seen that the discharge coefficient increases when the valve is positioned near the cylinder liner, since the trapped volume is reduced as already discussed.

The effect of the bore-to-stroke ratio (here represented by aspect ratio D/L) on the flow pattern was investigated maintaining the displaced volume of the cylinder constant as well as all other parameters of the basic configuration. Note that for the same volume, the diameter of the cylinder is a function of

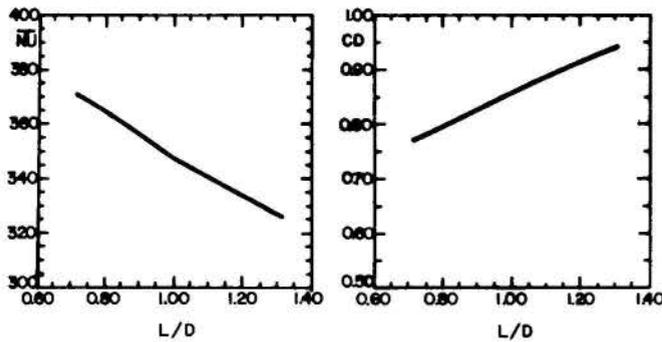


Fig. 8 Discharge coefficient and overall Nusselt number versus aspect ratio for constant displacement

the aspect ratio $((L/D)D^3 = 4V/\pi = \text{constant})$. Thus a larger aspect ratio implies in slimmer cylinder with smaller inlet and exhaust port areas and smaller aspect ratio implies in a short and thicker cylinder with larger port areas.

The effect of the aspect ratio on the discharge coefficient can be seen in Fig. 8. Note that the global C_d increases when L/D increases, since for slimmer cylinders, the trapped volume near the cylinder liner is restricted to a small region and almost the whole flow field is like a duct flow. For smaller aspect ratio, there is a stronger recirculation zone along the whole periphery of the cylinder, and although the length of the cylinder is smaller, the trapped volume, which causes larger losses, is larger, since the diameter is greater.

Figure 9 shows that the discharge coefficient is independent of the Reynolds number. This behaviour was already expected since the effect of the Reynolds number in turbulent flow is restricted to a very small region near the walls, and for the configuration under consideration, the flow field is mainly governed by the inlet and exhaust port geometry.

Overall Heat Transfer Coefficient. The variation of \bar{Nu} with the valve opening is shown in Fig. 6. As previously mentioned, the valve opening only affects the heat transfer coefficient near the exhaust port region. It can be seen in Fig. 6 that when the valve is closed (larger R_1/D), higher \bar{Nu} are obtained since the outflow velocity is larger.

As seen in Fig. 3, the positioning of the valve near the cylinder liner, enhances the local heat transfer coefficient along the cylinder periphery and reduces it near the exhaust port region. Note that even when Nu decreases with the radial position along the piston head and exit surface, heat transfer can increase since the heat transfer area increases with the radius. Fig 7 shows that a larger \bar{Nu} is obtained when the valve is positioned near the cylinder liner.

Figure 8 shows the effect of the aspect ratio L/D on \bar{Nu} while maintaining constant the displaced volume, as explained before. It can be seen that there is an increase in the Nusselt number when the aspect ratio decreases (and diameter increases), since for a larger diameter the inlet jet induces a stronger secondary flow near the cylinder liner, enhancing the heat transfer coefficient at that region.

The Reynolds number significantly affects the Nusselt number as can be seen in Fig. 9. Higher flow velocities enhances

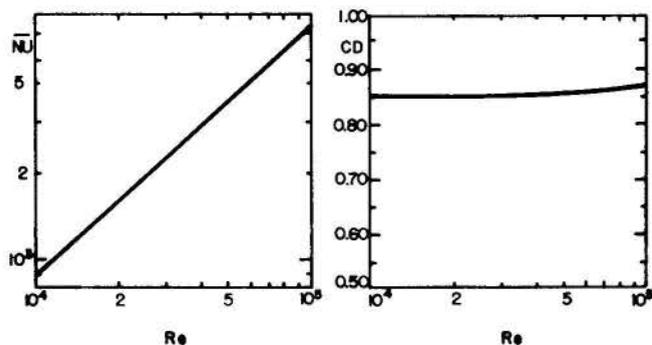


Fig. 9 Discharge coefficient and overall Nusselt number versus Reynolds number

the convective flux inside the cylinder, resulting in higher heat transfer coefficient.

Radiation has not been taken into account in the heat transfer problem. However, it is not as significant in scavenging as it is during combustion [16].

CONCLUSION

The present numerical study of the scavenging process on a two-stroke engine under steady-state condition showed that the exhaust port configuration controls the size of the recirculation zones where the combustion products will eventually be trapped. It can be concluded that the best valve positioning is near the cylinder liner, resulting in a higher heat transfer coefficient and discharge coefficient. Further, to optimize these two parameters, the maximum valve opening must be small, since both C_d and \bar{Nu} decreases when the valve is opened. The best aspect ratio for the exhaust port types studied is one, since C_d and \bar{Nu} showed opposite behavior with respect to L/D . Finally, it can be concluded that the Reynolds number is the principal parameter to control the heat transfer characteristics of the process, altering the \bar{Nu} in almost one order of magnitude.

REFERENCES

- [1] Meintjes, K., *Engine Combustion Modeling: Prospects and Challenges*, Cray Channels, Winter, 1987.
- [2] Diwakar, R., "A Motoring Study of Global Turbulence Characteristics in Some Engines with Axially Symmetric Combustion Chambers," *Flows in Internal Combustion Engines - II*, ASME-FED vol 20, T. Uzman ed., pp. 1-7, 1984.
- [3] Cloutman, L. D. et al., "CONCHAS-SPRAY: A Computer Code for Reactive Flows with Fuel Sprays," LA-9294-MS, Los Alamos National Laboratories, 1982.
- [4] Kuo, T. W. and Duggal, V. K., "Modeling of In-Cylinder Flow Characteristics - Effect of Engine Design Parameters," *Flows in Internal Combustion Engines - II*, ASME-FED vol. 20, T. Uzman ed., pp. 9-18, 1984.
- [5] Diwakar, R., "Three-Dimensional Modeling of the In-Cylinder Gas Exchange Processes in a Uniflow-Scavenged Two-Stroke Engine," *Int. Congress and Exposition*, Detroit, Michigan, SAE-870596, 1987.
- [6] Diwakar, R., "Multidimensional Modeling of the Gas Exchange Processes in a Uniflow-Scavenged Two-Stroke Diesel Engine," *Int. Symp. on Flows in Internal Combustion Engines - III*, ASME-FED vol 28, ed. T. Uzman et al., pp. 125-134, 1985.
- [7] Gosman, A. D., Johns, R. J. R. and Watkins, A. P., "Development of Prediction Methods for In-Cylinder Processes in Reciprocating Engines," *Combustion Modeling in Reciprocating Engines*, Eds J. N. Mattavi and C. A. Amann, Plenum Press, New York, pp. 69-124, 1980.
- [8] Zhang, Q. "Flow Modeling of Scavenging Process in a Two Stroke Cycle Engine Cylinder," M.Sc. Thesis, UMIST, Mechanical Engineering Department, Manchester, U.K., 1985.
- [9] Das, D. K., "An Investigation of the Vortex Flow Inside a Model Diesel Engine Cylinder," PhD Thesis, UMIST, Mechanical Engineering Department, Manchester, U.K., 1974.
- [10] Sung, N. W. and Patterson, D. J., "Air Motion in a Two Stroke Engine Cylinder - The Effects of Exhaust Geometry," *SAE Trans 820751*, pp. 2534-2544, 1982.
- [11] Sher, E., Jossain, I., Zhang, Q. and Winterbone, D. E., "Calculations and Measurements in the Cylinder of a Two Stroke Uniflow Scavenge Engine Under Steady State Flow Conditions," *Proc. 1st World Conf. on Exp. Heat Transfer, Fluid Mech. and Therm.*, Shah et al. ed., Elsevier, pp. 1539-1547, 1988.
- [12] Gouveia, M. C., Parise, J. A. R. and Nieckele, A. O., "Numerical Simulation of the Fluid Flow and heat Transfer Processes During Scavenging in a Two-Stroke Engine Under Steady State Conditions," *Proc. Nat. Heat Transfer Conference*, Philadelphia, 89-HT-2, 1989.
- [13] Launder, B. E. and Spalding, D. B., "The Numerical Computation of Turbulent Flows," *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol 3, pp.269-289, 1974.
- [14] Patankar, S. V. and Spalding, D. B., *Heat and Mass Transfer in Boundary Layers*, Intertext Books, 1970.
- [15] Patankar, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere, 1980.
- [16] Annand, W. J. D., "Heat Transfer in the Cylinders of Reciprocating Internal Combustion Engines," *Proc. Instu. Mech. Engrs.*, vol 177, n36, pp. 973-990, 1963.

APRESENTAÇÃO E ANÁLISE PRELIMINAR DE UM NOVO MOTOR DE COMBUSTÃO INTERNA DO TIPO ROTATIVO



Michel Kozoubsky
Carlos Valois Maciel Braga - DEM/PUC-RJ
Aura Conci - DEM/PUC-RJ
Carlos Otávio S. de S. Migueis - DEM/PUC-RJ



RESUMO

Inicialmente é apresentada a geometria fundamental adotada no motor de combustão interna ora proposto. Esta consiste basicamente de três rotores tangentes que giram de forma solidária, ou seja, com a mesma velocidade angular. O rotor central possui três saliências, enquanto os outros dois, três cavidades cada um. Verifica-se que o motor proposto não apresenta as características problemáticas de outros motores do tipo rotativo. Através de recursos de Computação Gráfica é realizada uma análise preliminar da geometria proposta. As perspectivas para o motor rotativo apresentado no presente trabalho são promissoras.

INTRODUÇÃO

Tem-se conhecimento da existência de diversos projetos, pesquisas e mesmo patentes requeridas dos denominados motores rotativos ao longo do presente século. A primeira tentativa de construção de um motor rotativo que é anterior a 1920, que foi feita por Umpleby [1]. A grande maioria de tais motores é do tipo de combustão interna e, em alguns poucos casos, a vapor. A principal característica dos motores rotativos é a eliminação do sistema biela-manivela característico dos motores de combustão interna convencionais. No entanto, deve-se observar que o ciclo de operação proposto nos sistemas rotativos é similar ao dos motores alternativos. Deste modo, ao contrário das turbinas a gás onde a combustão se processa continuamente, nos motores rotativos, bem como nos alternativos, a queima da mistura ar-combustível é realizada de forma intermitente.

Uma revisão bibliográfica sobre motores rotativos [1,2] mostra a existência de dois modelos básicos. No primeiro, a variação do volume ocupado pela substância de trabalho é feita de forma análoga a de um compressor rotativo com palhetas [3]. Neste modelo o rotor é posicionado excêntricamente em relação à carcaça (bloco) e as palhetas deslocam-se radialmente (palhetas oscilantes). Deste modo, sempre é mantido o contato entre palhetas e a superfície interna da carcaça e, consequentemente, a vedação entre os compartimentos. O segundo modelo básico utilizado em motores rotativos adota um movimento excêntrico de um rotor não circular em uma cavidade (bloco) também de forma irregular.

As principais vantagens dos motores rotativos sobre os motores convencionais, pelo menos em teoria, são:

- 1) ausência ou redução das forças "não-equilibradas" típicas dos motores alternativos;
- 2) redução sensível do número de peças móveis;
- 3) redução do volume e peso;
- 4) elevado torque, velocidade angular (rotação) e potência.

A princípio, o primeiro item induz a se concluir que há uma maior facilidade de balanceamento dos motores rotativos. No entanto, o fato do centro de rotação dos rotores ser excêntrico anula, pelo menos parcialmente, tal vantagem. Este problema é menos grave nos motores que utilizam palhetas oscilantes. Por outro lado, nos modelos com palhetas oscilantes as dificuldades de selagem ou vedação entre os compartimentos, que estão sujeitos a diferentes pressões, é sério. Deve-se ressaltar que a tendência dos rotores girarem a elevadas rotações complica ainda mais a questão da vedação, uma vez que ocorre a tendência de "flutuação" das palhetas oscilantes. Em outras palavras, as palhetas não mantêm o contato com a carcaça (indispensável para uma vedação adequada) ao longo de todo o ciclo. Nos compressores que utilizam tal princípio, a velocidade angular de operação é relativamente baixa e constante eliminando, assim, este problema.

Quanto ao segundo item, trata-se de uma real vantagem dos motores rotativos, sobre os convencionais. Em protótipos

de motores rotativos, efetivamente construídos, constata-se uma redução de cerca de 60% do número de peças móveis (eixos de manivela e cames, bielas, válvulas, etc.), comparando-se estes a outros motores convencionais que desenvolvam a mesma potência [4]. Naturalmente, esta constatação, além de reduzir os custos de fabricação e manutenção geral dos motores rotativos, contribui com a redução do volume e peso (3º item) dos mesmos. O quarto item, que só por si próprio já é uma importante vantagem, também implica na redução do tamanho (volume, peso) do conjunto. Nos motores alternativos de quatro tempos, para cada sistema pistão-cilindro, são necessárias duas rotações completas para a realização de um único processo de combustão. Ao contrário, em um motor rotativo tem-se três ciclos completos por rotação do eixo primário (ou rotor) do mesmo.

Conforme já mencionado, um dos principais problemas dos motores rotativos é a vedação, principalmente nas regiões de elevada pressão (combustão), sem que haja atrito excessivo e, consequentemente, desgaste. Comparativamente aos motores convencionais que utilizam anéis de segmento, a vedação na geometria rotativa, é mais problemática devido aos seguintes fatores [2]:

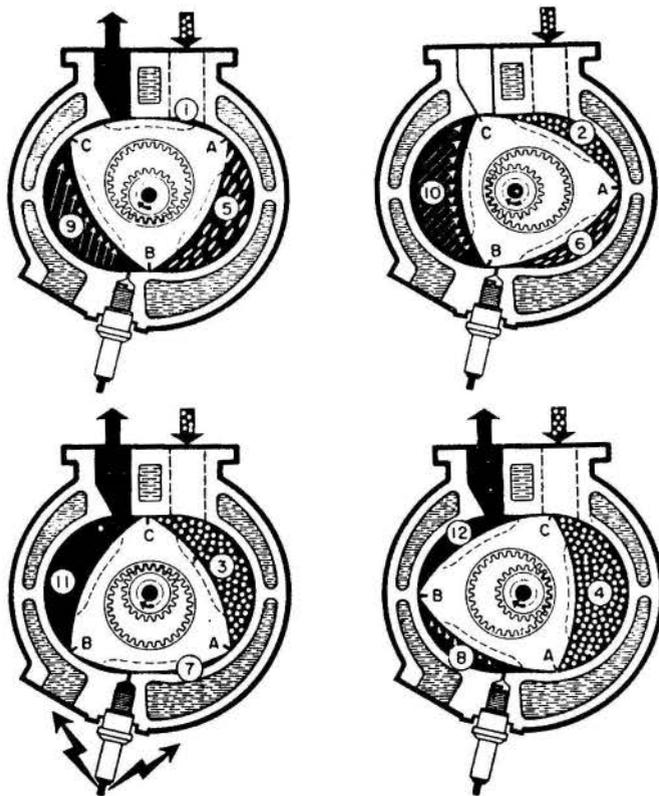
- 1) contato entre uma linha e uma superfície (e não entre duas superfícies);
- 2) superfícies descontínuas e com arestas vivas;
- 3) elevada velocidade do rotor e, consequentemente, do sistema de selagem, inclusive na região de alta pressão (em contraste com os anéis de segmento, cuja velocidade é próxima de zero na região da pressão máxima).

O motor do tipo rotativo mais conhecido, inclusive tendo sido instalado em automóveis de linha comercial, é o Wankel [5], apresentado esquematicamente na Figura 1 [2].

Na Figura 1 observa-se os quatro tempos característicos do ciclo termodinâmico (admissão, compressão, expansão e descarga). Deve-se notar, também, o centro de rotação excêntrico (do rotor), bem como a forma geométrica irregular tanto do rotor, quanto da carcaça.

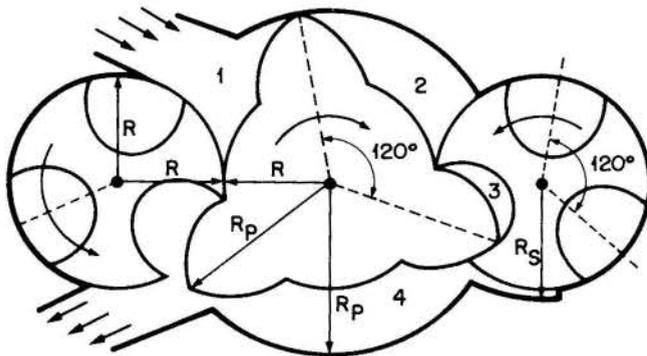
O motor rotativo apresentado no presente trabalho pretende utilizar as vantagens já mencionadas e eliminar parcialmente os problemas levantados anteriormente. A principal característica do mesmo é apresentar três rotores absolutamente balanceados que giram em torno de seus respectivos centros geométricos com a mesma velocidade angular. O conjunto é apresentado esquematicamente na Figura 2.

Conforme mostrado na Figura 2, que representa um corte transversal do conjunto, os três rotores de raio R giram solidariamente. O rotor central apresenta três saliências, defasadas de 120° . O raio máximo de cada uma das saliências é denominado R_p . Cada um dos dois outros rotores apresentam três cavidades, onde se encaixam as referidas saliências do rotor central. Logo, a defasagem entre as linhas de simetria (radiais) das cavidades também é de 120° . Deve-se ressaltar que os processos de compressão/expansão são realizados pelo conjunto dos dois rotores a direita. Os outros dois tempos (descarga e admissão)



1-4 Admissão 5-6 Compressão 8-10 Expansão 11-1 Descarga

Fig. 1 - Representação esquemática do motor rotativo do tipo Wankel



1-ASPIRAÇÃO 2-COMPRESSÃO
3-EXPANSÃO 4-DESCARGA

Fig. 2 - Representação esquemática do conjunto proposto.

são realizados pelo conjunto do lado esquerdo. Observa-se que, tanto o processo de admissão da mistura ar-combustível, quanto o processo de exaustão dos gases de combustão se fazem por meio de "janelas", não havendo, portanto, válvulas no protótipo. O bloco (carcaça) do conjunto apresenta uma geometria basicamente circular (raio R nas extremidades e R_p na parte central), englobando os três rotores. Naturalmente, o bloco do motor é complementado por duas tampas (superior e inferior), tangentes aos três rotores.

O presente trabalho descreve a análise completa das formas geométricas das saliências e cavidades. Em seguida, é feita uma análise qualitativa dos principais parâmetros que influenciam a performance do motor rotativo ora proposto.

FORMAS GEOMÉTRICAS

A curva descritiva das cavidades, C_c , e a curva descritiva das saliências, C_s , ambas contidas no \mathbb{R}^2 , foram obtidas a partir da análise de seu desenvolvimento geométrico. C_c é o lugar geométrico dos pontos sobre um círculo de raio R , distantes R_p de um ponto a $2R$ do centro deste círculo ($R < R_p$). A Figura 3 representa a construção das cavidades.

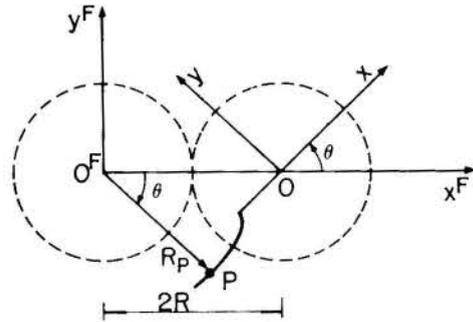


Fig. 3 - Esquema geométrico da construção descritiva das cavidades

Considerando-se dois sistemas de coordenadas Cartesianas do \mathbb{R}^2 ($x^F, 0^F, y^F$) e $(x, 0, y)$, o primeiro fixo e o segundo girando em torno de seu centro O , as coordenadas dos pontos $P \in C_c$ no sistema fixo são dadas por

$$\begin{cases} x_P^F = R_p \cos \theta \\ y_P^F = R_p \sin \theta \end{cases} \quad (1)$$

Usando coordenadas homogêneas [6], a descrição deste ponto no sistema móvel é obtida introduzindo uma matriz de translação de $(2R, 0)$ e uma rotação:

$$\begin{vmatrix} x_P \\ y_P \\ 1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & 0 & -2R \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} x_P^F \\ y_P^F \\ 1 \end{vmatrix} \quad (2)$$

Assim, se P é um ponto da curva C_c , P satisfaz:

$$\begin{cases} x_P = -[2R \cos \theta + R_p (\sin^2 \theta - \cos^2 \theta)] \\ y_P = -2 \sin \theta (R_p \cos \theta - R) \end{cases} \quad (3)$$

onde $\theta \in [-\alpha_c, \alpha_c]$. Os limites do parâmetro θ são obtidos pela condição da curva C_c ser interior ao círculo de raio R .

$$\alpha_c = \arccos \frac{3R^2 + R_p^2}{4RR_p} \quad (4)$$

A curva que descreve as saliências, C_s , tem contato permanente com o ponto extremo das cavidades. As coordenadas dos pontos $M \in C_s$ são o lugar geométrico dos pontos sobre um círculo de raio R de um ponto a $2R$ do centro deste círculo. A Figura 4 representa a construção das saliências.

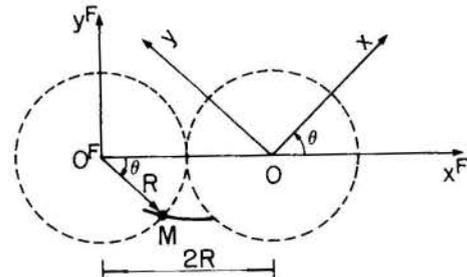


Fig. 4 - Esquema geométrico de construção descritiva das saliências

Considerando os mesmos sistemas fixo e móvel anteriores, as coordenadas dos pontos $M \in C_s$ são descritas no sistema fixo como:

$$\begin{cases} x_M^F = R \cos \theta \\ y_M^F = -R \sin \theta \end{cases} \quad (5)$$

Para ser descrito no sistema móvel este ponto sofre, como no caso anterior, uma translação e uma rotação. Assim, se $M \in C_s$, M deve satisfazer:

$$\begin{cases} x_M = -R[\cos \theta(2 - \cos \theta) + \sin^2 \theta] \\ y_M = 2R \sin \theta(1 - \cos \theta) \\ x_M^2 + y_M^2 \leq R_P^2 \end{cases} \quad (6)$$

onde a última inequação limita a variação do parâmetro θ . As equações (3) e (6) descrevem as curvas das cavidades e saliências usadas nos rotores das cavidades e central, respectivamente. Não se tem conhecimento se tais curvas pertencem a alguma classe especial de curvas planas [7].

Para total descrição dos rotores que compõem o motor as equações anteriores foram combinadas às equações de círculos. Técnicas de computação gráfica foram usadas, permitindo uma observação da variação das formas do motor com os parâmetros R e R_P . As Figuras 5,6,7,8,10 e 11 deste trabalho foram obtidas através do programa de simulação desenvolvido (fotografias da tela). Este programa, que simula o movimento dos rotores, usando o padrão gráfico internacional GKS, foi implementado na linguagem C usando o compilador Turbo C 2.0 e o GKS-PUC 3.0.

DESCRIÇÃO E ANÁLISE DO CONJUNTO

A Figura 5 apresenta o conjunto dos três rotores em uma posição crítica. Deve-se observar que a região 1 (indicada na Figura 5) está associada ao início da aspiração da mistura ar-combustível. A região 2 caracteriza o volume total da mistura que está iniciando o processo de compressão. A região 3 (A e B) representa o volume da mistura comprimida. Ressalta-se que na posição mostrada na Figura 5, tal volume mínimo de compressão da mistura apresenta-se dividido em duas partes (A e B). O modelo prevê uma (ou mais) canaleta(s) de comunicação (não representada(s) na Figura 8), na superfície da cavidade, entre as regiões 3A e 3B. Devido ao próprio movimento dos rotores, há a tendência de diminuição do volume 3B e acréscimo do volume 3A, conforme mostrado na Figura 6. Deste modo, a mistura comprimida escoar através da canaleta no sentido da região 3B para a 3A, provocando uma alta turbulência que favorece o "mixing" entre o ar e o combustível. Assim, é de se esperar um processo de combustão mais completo no modelo ora proposto. A ignição da mistura ar-combustível deve se dar na região 3A através de uma "vela de ignição" convencional, com os rotores numa posição semelhante a da Figura 6. Uma alternativa à canaleta de comunicação seria alterar a geometria do fundo das cavidades de tal modo que a ponta da saliência não tangenciasse o mesmo. Assim, a mistura comprimida escoaria neste trecho (fundo da cavidade) da região 3B para a 3A.

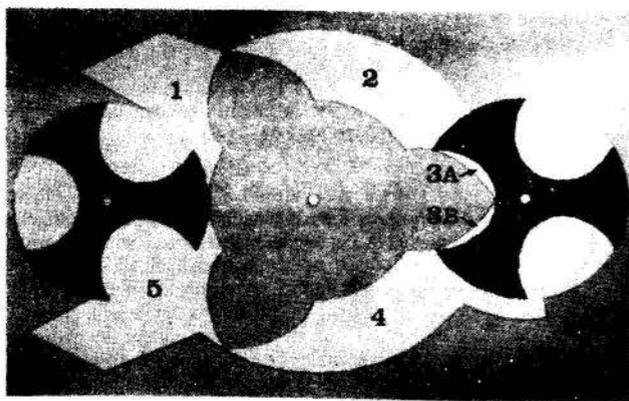


Fig. 5 - Posicionamento do conjunto no início do processo de admissão

Ainda referindo-se à Figura 5, a região 4 corresponde a expansão dos gases provenientes do processo de combustão. O setor circular de raio R_s (definido na Figura 2) é, na realidade, uma pequena passagem que possibilita o aproveitamento máximo na expansão dos gases de combustão que permanecem na região da cavidade. Já na posição mostrada na Figura 6, a cavidade associada ao processo de expansão em curso, encontra-se isolada do mesmo. Uma passagem semelhante à mencionada

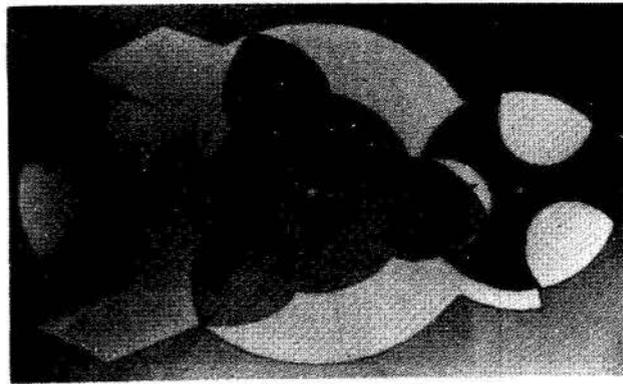


Fig. 6 - Posicionamento do conjunto no início do processo de expansão

anteriormente pode ser utilizada no processo do compressão da mistura.

Finalmente, a região de número 5 (Figura 5) corresponde à fase de exaustão dos produtos da combustão. Observa-se através das Figuras 7 e 8 que o rotor esquerdo é necessário para que os gases residuais não contaminem a mistura ar-combustível admitida. A Figura 7 mostra o volume ocupado pelos gases residuais (região 6) na posição em que a saliência central toca uma das cavidades do rotor esquerdo. Uma possibilidade viável para eliminar-se tal volume de gases residuais está apresentada na Figura 8, ou seja, através de um furo no rotor comunicando a região dos gases com o exterior. Naturalmente, há, neste caso, a necessidade de coleta destes gases através de um coletor não representado nas Figuras.

Deste modo, descreveu-se o ciclo completo (4 tempos), apresentado pelo modelo. Ressalta-se mais uma vez, que para cada rotação, tem-se três processos de combustão. Assim, tem-se a expectativa do conjunto desenvolver um elevado torque e girar a altas rotações, apresentando portanto, uma potência máxima superior a de um motor alternativo convencional de mesmo porte. Caracteriza-se como porte do motor a cilindrada do mesmo, que no modelo proposto pode ser associado ao volume total de mistura comprimida (região 2 - Figura 5).

Obviamente, é necessário manter-se um sincronismo absoluto entre os três rotores. Assim, os dois rotores das extremidades devem tangenciar, de forma precisa, o rotor central. As três engrenagens que fornecem tal sincronismo devem ser absolutamente iguais entre si, possuindo o mesmo diâmetro primitivo (2R). É importante notar que este conjunto de engrenagens deve localizar-se externamente à carcaça que contém os rotores. Deste modo, as tampas da carcaça, além de vedarem o conjunto na base e no topo, devem alojar os rolamentos e retentores de fixação dos eixos dos rotores, conforme esquematizado na Figura 9.

É recomendável a utilização de réguas de vedação (análogas aos anéis de segmento em motores convencionais) na base e no topo (réguas horizontais) dos rotores. Da mesma forma, outras réguas (verticais) devem ser colocadas nas três extremidades (raio R_P) do rotor central e nas duas extremidades (raio R) de cada uma das cavidades dos rotores das extremidades. Certamente, esta questão (réguas de vedação) deve ser melhor analisada no futuro, provavelmente em termos experimentais (construção de um protótipo).

Tanto a refrigeração, quanto a lubrificação do motor rotativo proposto no presente trabalho são relativamente simples. É viável a utilização de uma camisa de água em torno de todo o bloco do motor de forma análoga ao Motor Wankel apresentado na Figura 1. A princípio, não existe nenhum impedimento de ordem técnica em se abrir janelas nas extremidades da carcaça de contenção dos rotores, conforme esquematizado na Figura 9. Deste modo, é possível adotar-se refrigeração a ar dos rotores extremos. É possível utilizar processos de convecção forçada de ar sobre as cavidades através das mencionadas janelas. Possivelmente, adicionando-se óleo à mistura ar-combustível (similar aos motores convencionais de dois tempos), obter-se-á uma lubrificação adequada de todas as peças do conjunto que apresentem movimento relativo. Além disto, esta própria mistura (ar-combustível-óleo) colabora no processo de resfriamento do motor. Por outro lado, como efeito negativo, há um acréscimo

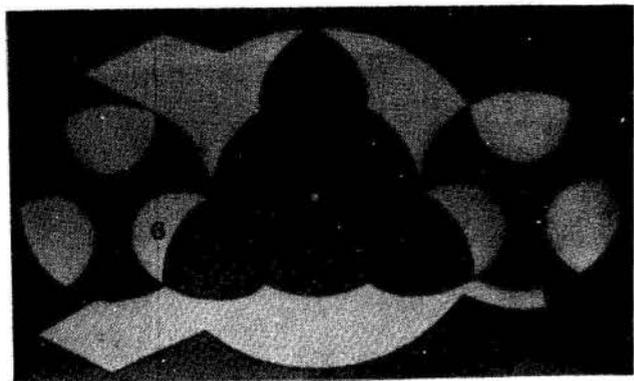


Fig. 7 - Posicionamento do conjunto no início do processo de compressão dos gases residuais

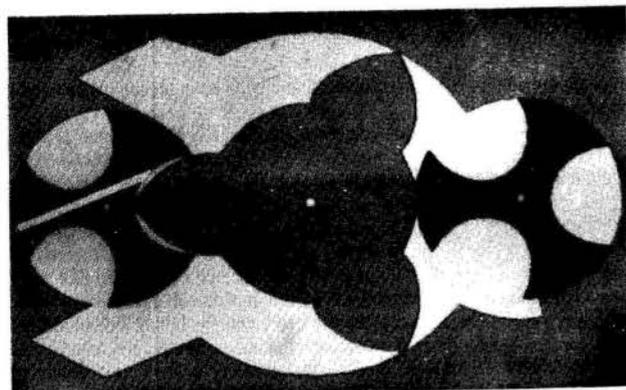


Fig. 8 - Posicionamento do conjunto no final do processo de exaustão dos gases residuais

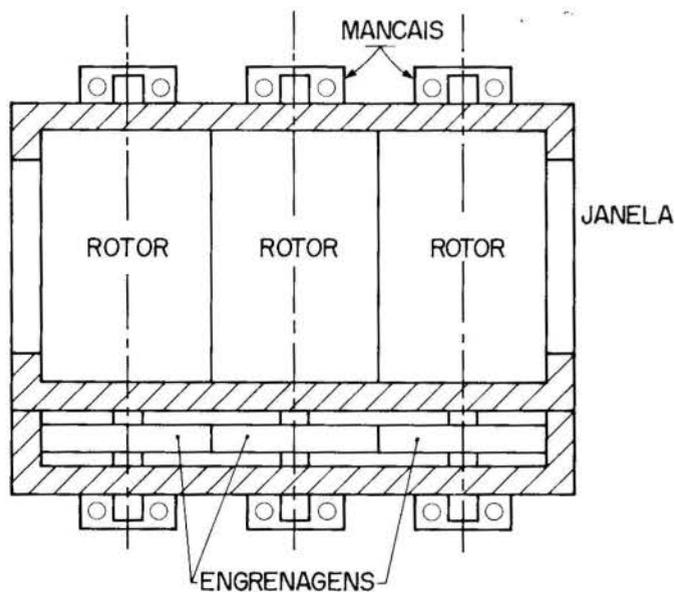


Fig. 9 - Vista lateral esquemática do conjunto rotores, carcaça e engrenagens

das emissões de hidrocarbonetos. Uma outra alternativa viável em termos de lubrificação do conjunto é injetar-se óleo através de furos axiais nos eixos dos rotores. Outros furos radiais nos rotores, possivelmente em diversas alturas, comunicar-se-iam com os furos axiais, possibilitando uma lubrificação localizada.

VARIAÇÕES POSSÍVEIS

Até então, no presente trabalho, tem-se referido à mistura admitida como sendo ar-combustível, eventualmente complementada com óleo. No entanto, não há, a priori, problemas

em admitir somente ar e injetar o combustível diretamente na "câmara de combustão" (região 3A - Figura 6). Analogamente, o motor rotativo ora proposto, pode operar também segundo o ciclo Diesel (ou Dual).

Sob o ponto de vista geométrico diversas alterações são viáveis. Inicialmente, é possível alterar-se substancialmente a relação entre os raios R e R_P , conforme mostrado nas Figuras 10 e 11. Tais conjuntos apresentam uma relação R_P/R diferente da representada, por exemplo, na Figura 6.

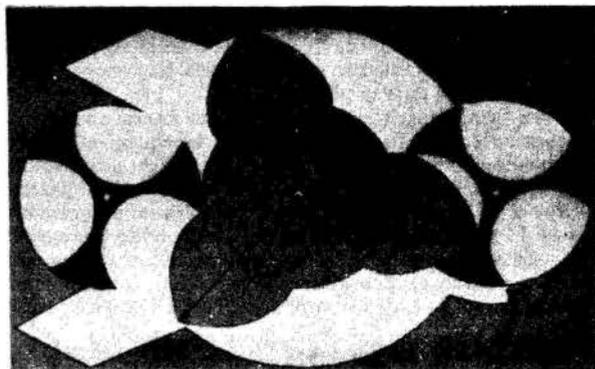


Fig. 10 - Representação do conjunto com uma "elevada" relação R_P/R .

Comparando-se as Figuras 6, 10 e 11 é possível concluir-se qualitativamente que quanto maior é a relação R_P/R mais elevada é a taxa de compressão do motor. Isto porque um alto valor de R_P implica em um maior volume (de mistura ar-combustível) aspirado e, proporcionalmente, um volume final de compressão menor. Deste modo, certamente a relação R_P/R é um dos parâmetros geométricos fundamentais que devem ser analisados mais cuidadosamente em uma etapa posterior da presente pesquisa, conjuntamente com a alternativa de modificação da forma geométrica do fundo da cavidade (já mencionada).

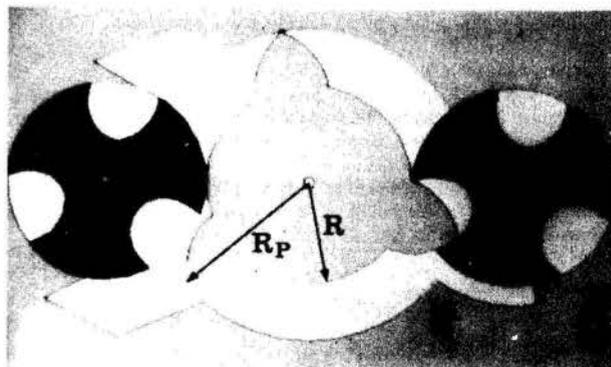


Fig. 11 - Representação do conjunto com uma "baixa" relação R_P/R

Outra alteração geométrica viável é a modificação tanto do posicionamento (angular) dos dutos de admissão e exaustão, quanto das dimensões (área da seção transversal) dos mesmos. Naturalmente, tal modificação no duto de admissão influencia a taxa de compressão e a eficiência volumétrica do motor. O mesmo tipo de análise preliminar pode ser aplicada para as fases de expansão e exaustão dos gases proveniente do processo de combustão, em relação às variações no posicionamento e/ou dimensões do duto de exaustão. Se, por um lado, o aumento das dimensões (largura) de tal duto, propicia uma melhor (ou mais completa) exaustão dos gases, por outro, "reduz" o volume associado à fase de expansão, aumentando a probabilidade de ocorrência de combustão incompleta. Logo, são efeitos contrários considerando-se, respectivamente, a performance e as emissões (poluentes) do motor rotativo. No entanto, existe uma forma de minimizar o problema das emissões, ou seja, dispor-se de um "longo" processo de expansão de forma a reduzir a temperatura final dos gases aproveitando-se, ainda, a máxima energia dos mesmos, sem prejudicar a eficiência do processo de exaustão. Tal forma consiste, fundamentalmente, em desalinhar o centro do três rotores conforme esquematizado na Figura 12.

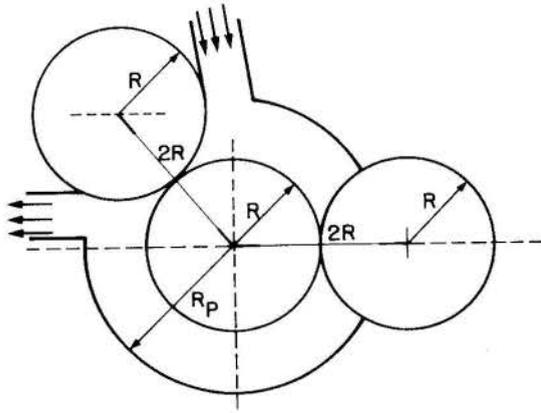


Fig. 12 - Representação esquemática do desalinhamento do centro de rotação dos rotores

Naturalmente, a modificação proposta também interfere nos "tempos" de admissão e compressão. Na forma geométrica apresentada na Figura 12, observa-se uma redução da taxa de compressão, para uma mesma relação R_p/R , comparativamente ao caso dos centros alinhados. Entretanto, observando-se visualmente os volumes de admissão (região 2 - Fig. 5) e de compressão (região 3A - Fig. 6), constata-se a facilidade de obtenção de elevadas taxas de compressão no modelo proposto. Assim, não se caracteriza como um problema para a admissão/compressão, a modificação proposta na Figura 12. Logo, a posição relativa "ótima" entre os três centros de rotação é um dos parâmetros que devem ser analisados mais profundamente no futuro.

CONCLUSÕES

O motor rotativo proposto deve ser melhor avaliado tanto a nível de projeto quanto a nível de testes de um protótipo. O objetivo principal do presente trabalho foi o de apresentar a geometria fundamental do referido motor. Da mesma forma, analisou-se qualitativamente os principais parâmetros que, certamente, influenciam a performance do motor rotativo.

Como aspectos positivos do modelo proposto ressalta-se a ocorrência de três expansões (realização de trabalho) por rotação e o perfeito balanceamento dos três rotores.

REFERÊNCIAS

- [1] Giacosa, D., "Motores Endotermicos", Hoelpi Editorial Científico - Médica, 3ª edição, pp. 686-712, Barcelona, 1970.
- [2] Taylor, C.F., "Análise dos Motores de Combustão Interna", Editora Edgard Blücher Ltda., Volume 2, pp. 438-439, São Paulo, 1976.
- [3] Faires, V.M. and Simmang, C.M., "Thermodynamics", Collier Macmillan International Editions, pp. 391, New York, 1978.
- [4] Huang, F.F., "Engineering Thermodynamics (Fundamentals and Applications)", Collier Macmillan International Editions, pp. 304, New York, 1976.
- [5] Wankel et al., "Bauart und Gegenwärtiger Entwicklungsstand einer Trochoiden - Rotationskolbenmaschine", em alemão, MTZ 21, 1960.
- [6] Gardan Y., "Mathematics and Cad - Numerical Methods for Cad", The MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 1986.
- [7] Spiegel, M.R., "Mathematical Handbook of Formulas and Tables", McGraw-Hill Book Co., 1968.

ABSTRACT

The present paper shows the basic geometry of a new rotary internal combustion engine. This geometry contains three tangent rotors that have the same angular velocity. The central rotor has three protuberances with an angular phase displacement of 120° . The two others rotors have three cavities (each one) also with an angular phase displacement of 120° . The proposed engine does not present the typical problems like others rotary engines. A program (Computer Graphics), for the

preliminar analyses of the geometry of engine, was made. The perspectives for the performance of the rotary engine presented by this work are excellent



UM MODELO DE QUANTIFICAÇÃO DA POTÊNCIA DE ATRITO DE MOTORES DE COMBUSTÃO INTERNA

Carlo Carvalho Farinha
 João Ricardo Cunha Carmona
 João Nildo de Souza Vianna
 - Universidade de Brasília -



RESUMO

Neste trabalho é feito um estudo comparativo entre a potência de atrito de motores do ciclo Otto obtida a partir de dados experimentais e calculada pelos principais modelos existentes na literatura. O resultado deste estudo revela que estes modelos são aplicáveis somente a caso particulares. Uma nova correlação entre a pressão máxima no interior do cilindro e a rotação do motor é proposta. A potência de atrito calculada por este novo modelo apresenta uma excelente concordância com os resultados experimentais obtidos a partir de teste de motores com cilindrada variando entre 1300 e 4770 cm³.

INTRODUÇÃO

A quantificação da potência de atrito, em motores de combustão interna, foi durante muitos anos um problema relegado a segundo plano. A principal razão para isto se deveu a existência de uma grande oferta de combustível. A crise desta oferta, entretanto, alterou o quadro, gerando a necessidade de otimizar todos os parâmetros operacionais do motor, o que prioriza, entre outros a quantificação rigorosa do atrito. Hoje, o assunto é visto com atenção, objetivando, por exemplo, o desenvolvimento de motores com menor consumo específico.

Um segundo fator importante no enfoque crescente dado aos métodos de quantificação, decorre do desenvolvimento da simulação matemática dos motores. Nestes casos, é indispensável contar com uma equação de cálculo da potência de atrito que possibilite transformar a potência indicada teórica em um parâmetro de interesse prático como a potência efetiva ou de eixo.

Encontra-se na literatura técnica algumas expressões que permitem o cálculo da potência de atrito. Entretanto, essas expressões, ou possuem aplicações limitadas a casos particulares, ou ignoram parâmetros de considerável influência na formação da potência de atrito [1], [2], [3].

Este trabalho tem por objetivo apresentar uma nova expressão de cálculo que supere as limitações daquelas já existentes. Esta expressão foi obtida a partir da correlação existente entre a potência de atrito e a rotação do motor. Os dados necessários para estabelecer esta correlação foram obtidos a partir de ensaios de vários motores, realizados especificamente para este fim, e da recuperação de ensaios anteriores. Os resultados da expressão proposta são comparados com a potência de atrito medida pelo método Morse. Posteriormente, ao se comparar esta expressão com as demais, espera-se orientar na correta escolha entre as propostas existentes.

Cabe ressaltar que neste trabalho, entende-se por atrito ou potência de atrito, todas as perdas de energia, interna e externamente ao motor, tais como: atrito mecânico, perdas por transferência de calor durante o curso de compressão, trabalho de bombeamento, trabalho gasto com os auxiliares etc... Além disto, no desenvolvimento da equação, a potência de atrito será expressa em termos de pressão média efetiva de atrito, visando distinguir corretamente os efeitos da capacidade volumétrica dos motores.

EXPRESSÕES DE CÁLCULO

As expressões de cálculo da potência de atrito propostas pela literatura [1], [2], [3], [4], [5], foram obtidas a partir do ajuste de dados experimentais

de um ou vários motores tecnologicamente semelhantes. Desta forma, a utilização destas expressões exige o conhecimento das características técnicas dos motores que serviram de base para sua obtenção. Uma expressão representativa da correlação de dados experimentais de um motor do ciclo Otto, quatro tempos, com duas válvulas por cilindro, para ser utilizada no cálculo da potência de atrito de um motor do mesmo tipo, mas com quatro válvulas por cilindro, exigiria uma cuidadosa adaptação nos seus coeficientes.

Millington e Hartles [3] testaram vários motores do ciclo Diesel, de uso automotivo, de diferentes tamanhos e taxas de compressão, CR, chegando à expressão da pressão média efetiva de atrito, P_{MEA}:

$$P_{MEA} = \frac{A}{0,145} + 0,0475 N + 0,395 (C_{pis})^2 \quad (1)$$

onde A = CR-4 para motores com injeção direta e A = CR para motores com injeção indireta, N a rotação por minuto e C_{pis} a velocidade média do pistão em m/s.

Chen e Flynn, apud [4], propuseram uma expressão aplicável a motores turboalimentados, que não leva em consideração a parcela de perdas decorrentes do trabalho de bombeamento, mas considera a pressão máxima no cilindro, P_{máx} em kPa:

$$P_{MEA} = 13,7 + 0,005 P_{máx} + 16,2 C_{pis} \quad (2)$$

Winterbone e Tennant, apud [5], propuseram a seguinte expressão, obtida de um motor Diesel, quatro tempos, seis cilindros e injeção direta:

$$P_{MEA} = 6,1 + 0,0294 N + 0,016 P_{máx} \quad (3)$$

Assim como a expressão de Chen e Flynn, a de Winterbone e Tennant não considera o trabalho de bombeamento.

A última das expressões para o cálculo da potência de atrito é encontrada nas normas técnicas da ABNT. A NBR 5477 [6] fornece uma expressão para o cálculo do rendimento mecânico, Nm, em função da pressão média efetiva observada P_{ME} e da rotação N em rpm.

$$Nm = \frac{100}{1 + \frac{(6,89 \times x) - (P_{ME} \times Y)}{P_{ME}}} ; \text{ onde} \quad (4)$$

$$x = 16,3761 + 2,28629 \cdot 10^{-3} N + 0,297053 \cdot 10^{-6} N^2$$

$$y = 10^{-7} (5,44659 - 0,02495 \cdot 10^{-3} N -$$

$$- 0,174376 \cdot 10^{-6} N^2)$$

Com o rendimento mecânico obtido, pode-se então calcular a potência de atrito: P_{at} em função da potência efetiva P_{ef} :

$$P_{at} = P_{ef} \left(\frac{100}{Nm} - 1 \right) \quad (5)$$

EQUIPAMENTOS TESTADOS, INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA

Para a realização deste trabalho, foram testados quatro motores do ciclo Otto, sendo três movidos à álcool e um à gasolina, todos na versão naturalmente aspirada e dois turboalimentados. As características de cada um são apresentadas na Tabela 1.

TABELA 1- Características dos motores testados.

MOTOR	Cilindrada Total (cm ³)	Número de Cilindros	Taxa de Compressão	Combustível	Alimentação	Potência Bfcl. (KW) (regime)
1	1297.4	04	7.5 : 1	Gasolina	Aspiração Atmosférica	52.97 (SAB) (5800)
2	1297.4	04	7.5 : 1	Gasolina	Turbocomp. IHI RB5	61.26 (ABNT) (4500)
3	1415.4	04	10.5 : 1	Alcool	Aspiração Atmosférica	57.4 (ABNT) (5600)
4	1415.4	04	10.5 : 1	Alcool	Turbocomp. IHI RB5	66.27 (ABNT) (4000)
5	1990.2	04	12.0 : 1	Alcool	Aspiração Atmosférica	79.32 (ABNT) (4500)
6	4772.7	06	9.2 : 1	Alcool	Aspiração Atmosférica	92.9 (MB 372) (3500)

Para o ensaio dos motores e aquisição de dados relevantes, foi utilizado o banco dinâmico do laboratório de Termociências da Universidade de Brasília, que é apoiado com a seguinte instrumentação:

Banco de Testes. O banco de testes é composto de um dinamômetro hidráulico, capacidade de 210 kW e 600 N.m. A incerteza associada à leitura da rotação é de 0,051%. A precisão da célula de carga é de 0,40% e a do seu indicador 0,10%. Assim, para casos extremos, encontramos uma incerteza de 0,5% na determinação da potência efetiva [7], com a rotação estabilizada.

Sistema de Aquisição de Dados. Um multiprogramador, dotado de uma interface paralela de 8 bits e precisão de 0,4% é responsável pelas leituras de rotação, carga e consumo de combustível, duas placas conversoras analógico/digital para leitura de temperaturas e pressões, com precisão de 40 microvolts e 800 microvolts. São utilizados termopares do tipo K e sensor de pressão elétrica, capacidade de 5 bar absolutos;

- Um microcomputador PC-XT com 704 kbytes de memória RAM, com interface GPIB controladora do multiprogramador;

- Um medidor eletrônico de consumo de combustível, confeccionado no próprio laboratório;

- Software, desenvolvido no laboratório, responsável pelo controle do sistema e tratamento de dados;

Instrumentação para Medida de Pressões Transientes. Para medida das pressões transientes no interior do cilindro, com o motor em funcionamento, foram utilizados os seguintes instrumentos:

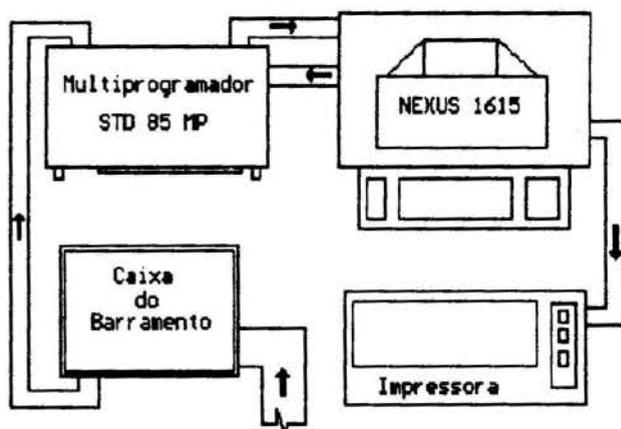


Figura 1 - Esquema do sistema de aquisição de dados.

- amplificador de carga, com precisão de 1% nas faixas utilizadas;
- transdutor de pressão piezoelétrico; com precisões na ordem de 0,4% para linearidade, 0,5% para histerese e 0,5% para variações de temperatura;
- vela especialmente adaptada, com conector para o transdutor de pressão;
- microcomputador PC-XT, dotado de uma placa conversora analógico/digital, de 8 Bits na escala vertical e tempo de conversão de 2 microsegundos, a uma frequência de aquisição de 50 kHz, fabricados pelo CDI-CME da Universidade de Brasília;
- "software" de aquisição e análise de dados, desenvolvido pelo CDI-UnB;
- sensor ótico de posição, para a identificação da posição do ponto morto superior, desenvolvido no laboratório;

A incerteza associada a esta instrumentação limita-se a 1,76% calculada pelo método de Kline e McClintock [7]. Neste cálculo não está incluído o efeito do retardo de fase decorrente da instalação do sensor. A figura 2 mostra esquematicamente o sistema para medição de pressões transientes.

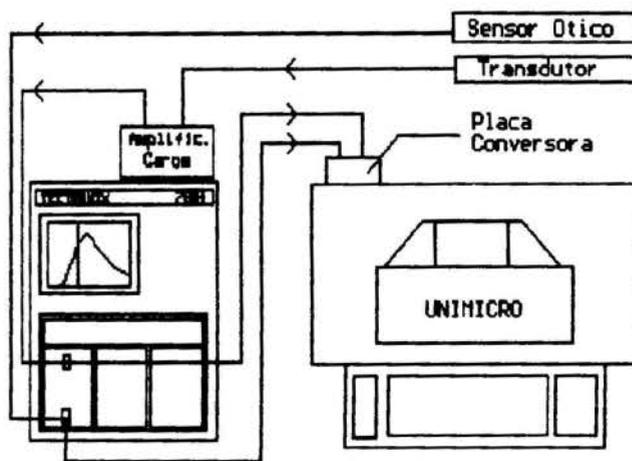


Figura 2 - Esquema da instrumentação para medidas de pressões transientes.

Metodologia de Ensaio. Em todos os casos os motores foram ensaiados a plena carga, de acordo com a norma NBR 5484. Nestes testes, as condições de ensaio foram rigorosamente controladas e tomadas em número suficientes de rotações, a fim de definir completamente as suas curvas características do motor.

Para determinação da potência de atrito ensaiou-se o motor segundo o método Morse. Este método consiste em inibir a ignição em um cilindro, fazendo o motor recuperar a rotação com que ele operava com os quatro cilindros a plena carga. A diferença entre potência efetiva do motor operando com todos os cilindros a plena carga e operando com um cilindro a menos à mesma rotação, é a potência indicada de um cilindro. A potência indicada assim obtida menos a potência efetiva medida, é a potência de atrito.

A pressão no interior do cilindro foi medida ciclo a ciclo, com o motor a plena carga, e considerou-se a média de uma série significativa, para cada rotação.

DESENVOLVIMENTO DA EQUAÇÃO

Um passo fundamental na modelagem de um fenômeno físico qualquer, é a determinação correta dos parâmetros de maior contribuição para sua ocorrência, já que, frequentemente é inviável considerar todos os parâmetros concorrentes.

No caso da potência de atrito, a análise dos testes realizados para a elaboração deste trabalho, juntamente com resultados obtidos em outros trabalhos correlatos, levou a que se selecionasse os parâmetros pressão máxima no interior do cilindro e rotação do motor como os de maior influência. As figuras 3 e 4 revelam a forte dependência da potência de atrito em relação a

$P_{m\acute{a}x}$. Na figura 4 pode ser observada a redução do valor da $P_{m\acute{a}x}$ sendo acompanhada pela redução da potência de atrito. Existem ainda, outros parâmetros de influência, por exemplo aqueles relacionados à arquitetura do motor, mas suas contribuições podem ser absorvidas pelos coeficientes da equação ajustada.

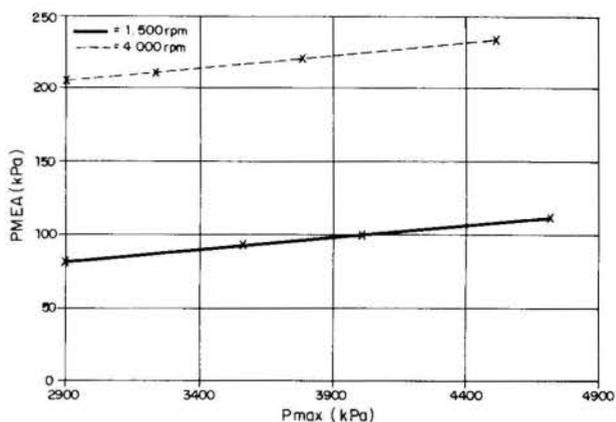


Figura 5 - Influência da Pressão máxima sobre a Pressão média efetiva de atrito para 1500 e 4000 rpm.

A influência relativa da $P_{m\acute{a}x}$ e da rotação na PMEa, pode ser observada nas figuras 5 e 6. Para as curvas de PMEa, versus $P_{m\acute{a}x}$, figura 5, selecionou-se um ajuste linear. Por sua vez, as curvas de PMEa versus rotação, foram modeladas por um polinômio de segundo grau [8].

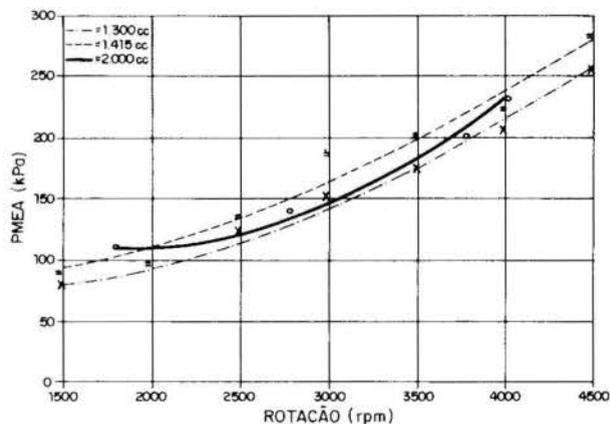


Figura 6 - Influência da rotação sobre a pressão média efetiva de atrito, motores 1300cm³, 1415cm³ e 2000cm³.

Com os parâmetros definidos, bem como sua relação de dependência com a PMEa, utilizou-se um programa de ajuste de curvas múltiplas de duas variáveis [9]. O resultado do processamento forneceu a seguinte expressão:

$$\begin{aligned}
 \text{PMEA} = & -0,956 + 0,054 P_{m\acute{a}x} + \\
 & + 9,540 \cdot 10^{-4} N - 3,417 \cdot 10^{-5} P_{m\acute{a}x} N - \\
 & - 5,457 \cdot 10^{-2} N^2 + 5,571 \cdot 10^{-9} P_{m\acute{a}x} N^2 \quad (6)
 \end{aligned}$$

Esta expressão se aplica ao cálculo da PMEa, (x 100 kPa) e portanto da potência de atrito, de motores do ciclo Otto, de uso automotivo e concepção moder-

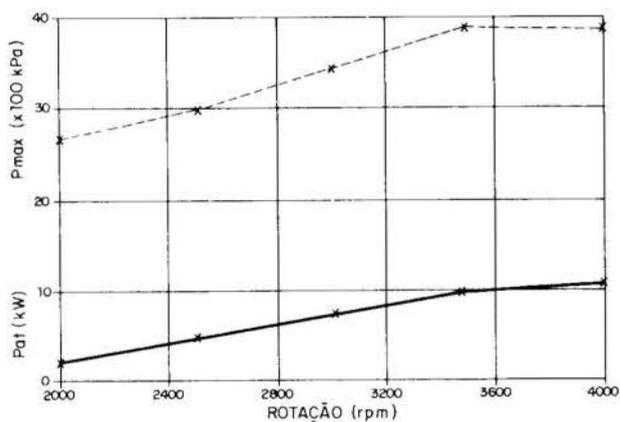


Figura 3 - Influência da Pressão máxima sobre a potência de atrito, motor 1300cm³.

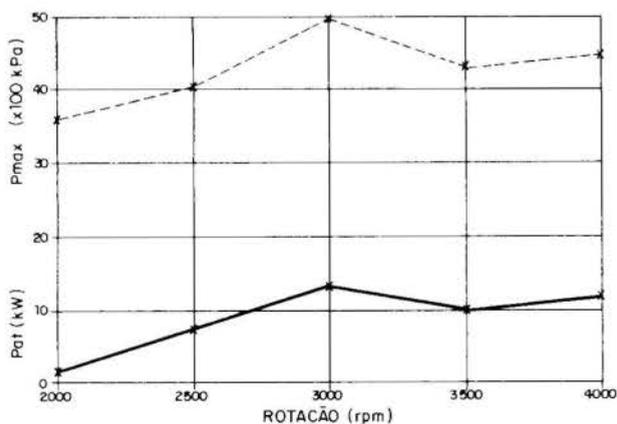


Figura 4 - Influência da Pressão máxima sobre a potência de atrito, motor 1415cm³.

na. A sua faixa de aplicação se situa entre entre 1500 a 4500 rpm e 3000 a 5000 kPa de $P_{m\acute{a}x}$. A sua utilização fora dos limites de $P_{m\acute{a}x}$ possivelmente não oferecerá problemas, já que o comportamento deste parâmetro é assumido linear, mas esta afirmativa necessita de comprovação experimental.

RESULTADOS E ANÁLISE

Entre os diversos métodos para determinação da potência de atrito o método Morse se destaca sobretudo por incorporar aos resultados dos ensaios todos os fatores que influem na degradação da potência indicada [1]. Por esta razão a potência de atrito obtida a partir dos ensaios realizados segundo o método Morse será referência para a análise comparativa.

As figuras 7 e 8 apresentam as curvas obtidas a partir das expressões (1), (2), (3) e (4), e das referências [3], [4], [5] e [6]. Nestas figuras são apresentadas também os resultados experimentais obtidos a partir dos ensaios realizados segundo o método Morse. Foram utilizados um motor 1300cm³, figura 7, e um motor 1415cm³, figura 8.

Constata-se na figura 7 que a curva obtida a partir da expressão proposta por Millington e Hartles [3] é a que apresenta melhor concordância com os resultados experimentais. Nas rotações superiores a 4100 rpm esta curva se afasta gradativamente da curva experimental, se guindo aproximadamente a mesma tendência das curvas obtidas a partir das outras expressões. As curvas representativas das expressões de Chen e Flynn [4], e Winnterbon e Tennant [5] e da NBR 5477 [6] apresentam um afastamento sistemático da curva experimental. Isto ocorre, possivelmente, pelo fato destas expressões, exceto a NBR, não valorizarem os efeitos das velocidades do motor ao proporem uma variação linear da velocidade média do pistão e/ou da rotação do motor. Além disto no seu desenvolvimento não foram considerados os efeitos do trabalho de bombeamento que mesmo a plena carga influencia nas perdas.

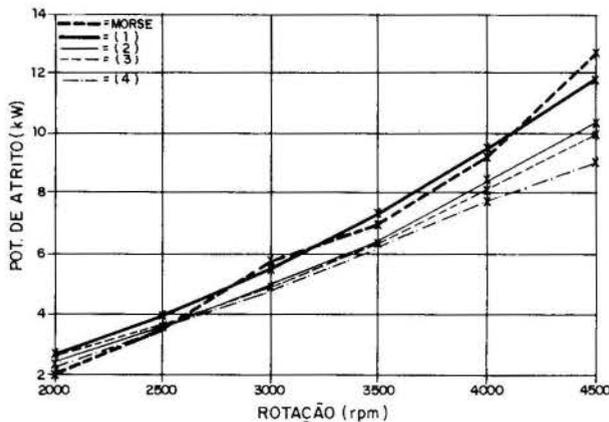


Figura 7- Potência de atrito experimental e calculada pelas expressões (1), (2), (3) e (4) e referências [3], [4], [5] e [6], motor 1300cm³ aspirado.

Na figura 8 são apresentadas curvas obtidas da mesma forma que anteriormente para o motor 1415cm³. Nas baixas rotações este apresenta algumas peculiaridades operacionais, certamente ligadas ao processo de combustão, já que a Pressão máxima no interior do cilindro tanto para 1500 quanto para 2000 rpm, é 3800 kPa. Consequentemente a potência de atrito se mantém aproximadamente constante nesta região. Nas rotações superiores este motor se comporta como esperado e novamente a expressão de Millington e Hartles [3] é bem próxima dos resultados experimentais.

Cabe ressaltar que a equação de Millington e

Hartles foi desenvolvida e testada somente para motores Diesel, de alta taxa de compressão. Sua proximidade dos resultados experimentais em motores do ciclo Otto, vem do fato de considerar duplamente os efeitos de velocidade do motor, incluindo um termo de rotação e outro de velocidade média do pistão. Ao considerar também a taxa de compressão, de uma certa forma está considerando a Pressão máxima no interior do cilindro, que no caso de motores aspirados é influenciada pela taxa de compressão.

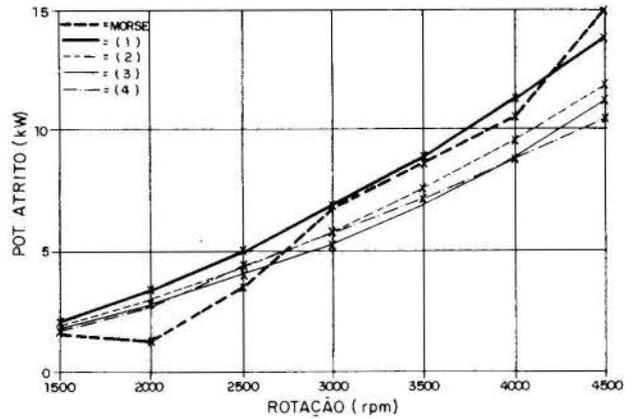


Figura 8 - Potência de atrito experimental e calculada pelas expressões (1), (2), (3) e (4) e referências [3], [4], [5] e [6], motor 1415cm³ aspirado.

A comprovação experimental da influência dos diversos parâmetros que compõem a equação (6) proposta neste trabalho foi feita por meio de ensaios de diversos motores do ciclo Otto e uma minuciosa análise numérica, utilizando-se os sistemas das referências [8] e [9]. Os resultados detalhados encontram-se na referência [1]. Nas figuras 9, 10 e 11 são apresentados os resultados para três motores com 1300cm³, 1415cm³ e 4770cm³. Os resultados experimentais foram obtidos também pelo método Morse. Em todos os casos houve concordância entre os valores experimentais e os calculados. Mesmo na faixa de funcionamento peculiar do motor 1415cm³, figura 10, a equação (6) se aproxima dos valores experimentais. Isto advem da perfeita correlação proposta entre a P_{ME}A e as variáveis $P_{m\acute{a}x}$ e N.

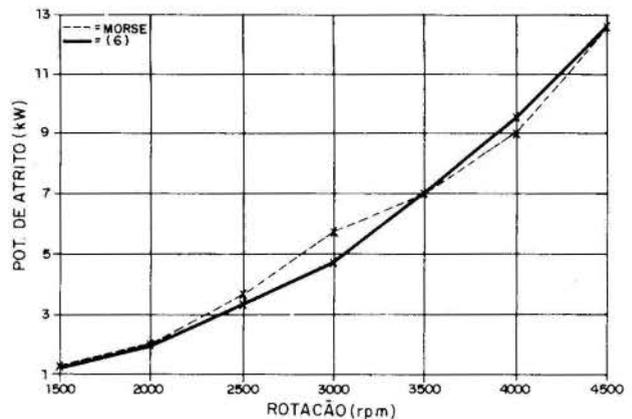


Figura 9 - Potência de atrito experimental e calculada pela expressão proposta (6), motor 1300cm³ aspirado.

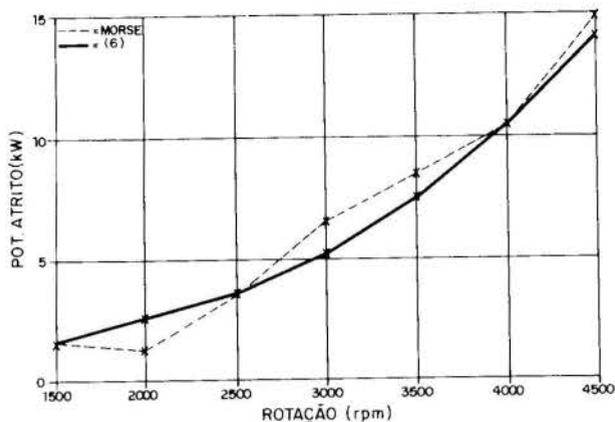


Figura 10- Potência de atrito experimental e calculada pela expressão proposta (6), motor 1415cm³ aspirado.

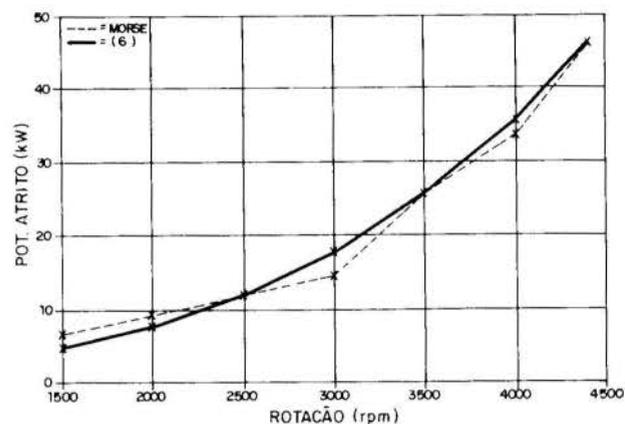


Figura 11 - Potência de atrito experimental e calculada pela expressão proposta (6), motor 4770cm³ aspirado.

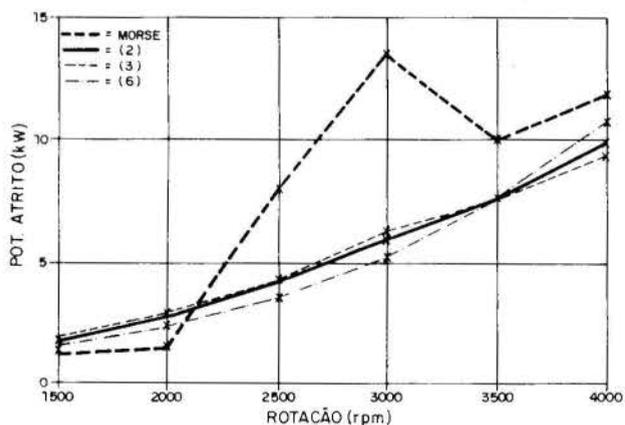


Figura 12 - Potência de atrito experimental e calculada pelas expressões (1), (2) e (6), motor 1415cm³ turboalimentado.

No caso de motores turboalimentados, os ensaios utilizando o método Morse, deixam de ter validade. Is-

to porque ao se inibir a combustão de um dos cilindros, altera-se a energia dos gases de descarga a ser cedida à turbina do turbocompressor. Com isto são alteradas também as condições da mistura ar-combustível na admissão, alterando excessivamente todos os processos. O resultado da potência de atrito fica superestimado conforme é mostrado na figura 12.

7 - CONCLUSÕES

A expressão de Millington e Hartles exprime razoavelmente bem a potência de atrito dos motores aspirados. Como no entanto ela fornece os mesmos valores para os motores turboalimentados, uma vez que relaciona a taxa de compressão geométrica, não deve ser utilizada nestes casos;

As expressões de Chen e Flynn e Winterbone e Tennant, por não levarem em conta o trabalho de bombeamento, só se aplicam à simulação de motores, onde todos os trabalhos do ciclo se encontram disponíveis. A vantagem deste tipo de expressão é permitir o cálculo da potência de atrito para qualquer carga aplicada;

A expressão da ABNT, via de regra, fornece valores bem defasados de potência de atrito e merece ser revista. Ela não se aplica a motores turboalimentados; O parâmetro da pressão máxima no interior do cilindro exerce uma significativa influência na potência de atrito do motor;

A equação desenvolvida neste trabalho apresenta bons resultados quando aplicada em motores aspirados, mesmo naqueles de grande capacidade volumétrica. Ela pode ser aplicada também para os motores turboalimentados, mas a afirmativa carece de comprovação experimental.

8 - REFERENCIA BIBLIOGRÁFICA

- [1] CARMONA, J.R.C., FARINHA, C.C., "Estudo da Potência de Atrito em Motores do Ciclo Otto", Projeto de Conclusão de Curso, Universidade de Brasília, Departamento de Engenharia Mecânica, (1990).
- [2] FARINHA, C.C., CAVALCANTI, C.B., VIANNA, J.N.S., CARMONA, J.R.C., "Uma Análise dos Métodos de Quantificação da Potência de Atrito Aplicados a Motores do Ciclo Otto", Anais do V SIMEA, São Paulo, (1989).
- [3] MILLINGTON, B.W., HARTLES, E.R., "Frictional Losses in Diesel Engines", S.A.E. Paper 680590 (1968).
- [4] WATSON, N., JANOTA, M.S., "Turbocharging the Internal Combustion Engine". The Macmillan Press Ltd, London (1982).
- [5] BENSON, R.S., "The Thermodynamics and Gas Dynamics of Internal-Combustion Engines". Clarendon Press, Oxford (1986).
- [6] ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS (ABNT), "NBR 5477" (1982).
- [7] KLINE, S.J., MACCLINTOCK, F.A., "Describing Uncertainties in Single-sample Experiments", Mech Eng., (1953).
- [8] CAVALCANTI, A.B., "Programa de Ajuste de Curvas Múltiplas de uma Variável", Universidade de Brasília, Departamento de Engenharia Mecânica, Laboratório de Termociências, (1989).
- [9] CAVALCANTI, A.B., "Programa de Ajuste de Curvas Múltiplas de Duas Variáveis", Universidade de Brasília, Departamento de Engenharia Mecânica, Laboratório de Termociências, (1990).

SUMARY

This work compares the experimental values of the friction horsepower from various spark engines with the principal theoretical models. The comparison has shown that these models are valid for only specific situations. A new correlation which takes into account

the cylinder maximum pressure and engine speed is developed. The experimental results are in good agreement with the new correlation.



DESENVOLVIMENTO DE PROPULSOR CATALÍTICO A HIDRAZINA COM 2 N DE EMPUXO

José N. Hinckel, Vladimir J. Trava Airoldi, Evaldo J. Corat
 Ismael E. de Oliveira Jr. e Cláudio Bressan
 INPE - Instituto de Pesquisas Espaciais
 C.P. 515 - 12201 São José dos Campos- SP



RESUMO

Neste trabalho são descritos os principais resultados dos testes realizados com o segundo protótipo de um propulsor catalítico a hidrazina com 2N de empuxo, em desenvolvimento para o subsistema de controle de atitude e órbita dos satélites de sensoramento remoto com controle em 3 eixos da MECB. São também descritos os procedimentos de projeto e os meios de teste disponíveis no INPE.

INTRODUÇÃO

O Sistema de controle por reação, do satélite de sensoramento remoto (SSR) da Missão Espacial Completa Brasileira (MECB), consiste de 12 propulsores catalíticos a hidrazina mono-propelente, divididos em dois ramos redundantes, atuando nos tres eixos do satélite.

O Sistema propulsivo (SP), é responsável pela aquisição de atitude logo após a injeção em órbita, elevação e circularização da órbita, correção de inclinação da órbita, dessaturação das rodas de reação e manutenção de órbita durante a vida operacional do satélite.

Descrição do Sistema. A configuração do sistema é ilustrada na Figura 1.

A hidrazina é armazenada em dois tanques com expulsão positiva controlada por diafragma, pressurizados por nitrogênio. Os tanques operam em "blow-down" com pressão inicial de 22 bar

e pressão final de 5,5 bar.

Duas válvulas bi-estáveis isolam cada um dos ramos no caso de falha em algum componente deste. Cada ramo é protegido por um filtro com capacidade de filtragem de partículas de até 10 micra, para impedir deterioração do assento da válvula ou entupimento do orifício de injeção.

DESCRIÇÃO DO PROPULSOR

Cada conjunto propulsor, Figura 2, consiste de uma eletroválvula monoestável e o propulsor propriamente dito, unidos por um suporte estrutural, que serve também como barreira térmica entre o propulsor e a eletroválvula.

A eletroválvula, com vedação teflon/metal é inteiramente construída em materiais compatíveis com hidrazina. É otimizada em peso e potência consumida e satisfaz a rígidos requisitos de tempos de abertura e fechamento.

Um tubo capilar leva a hidrazina da saída da válvula ao injetor.

O propulsor consiste de injetor, câmara catalítica e tubeira de expansão.

A cabeça de injeção contém um orifício pelo qual a hidrazina é injetada na forma líquida para o interior da câmara catalítica. Para evitar que partículas geradas da quebra do catalisador provoquem o entupimento do orifício de injeção, uma tela de platina-ródio com mesh 150-200 é colocada à saída do orifício. Além disto a tela protege o catalisador do impacto direto do jato de hidrazina e produz uma melhor atomização deste.

A câmara catalítica contém o catalisador; irídio impreg-

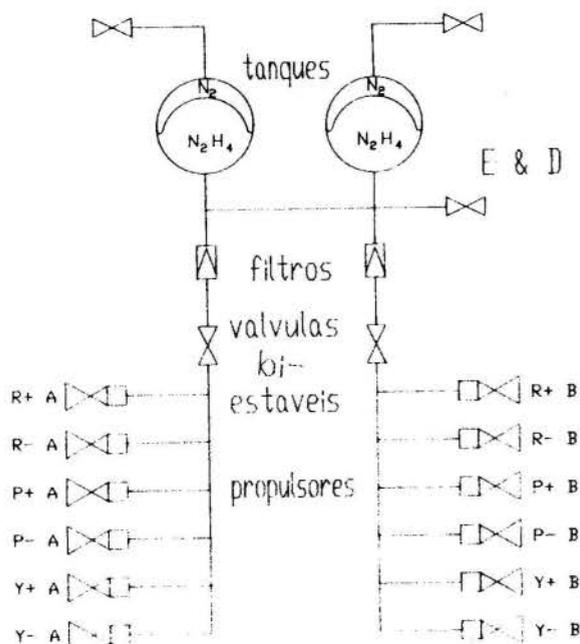


Figura 1: Configuração esquemática do SP SSR

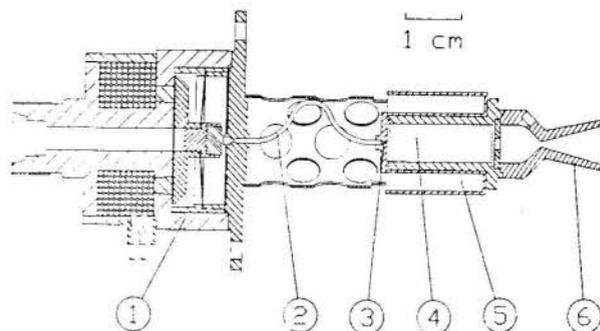


Figura 2: Conjunto propulsor-eletroválvula. 1: eletroválvula. 2: capilar. 3: injetor. 4: câmara. 5: aquecedor. 6: tubeira.

nado em grãos de alumina com alta densidade de poros. Para maior durabilidade do catalisador, o leito catalítico deve ser pré-aquecido a uma temperatura superior a 95° C.

Ao final do leito catalítico é colocada uma tela, também de platina-ródio, com a finalidade de manter o leito devidamente compactado e evitar que os grãos do catalisador sejam expelidos pela tubeira, juntamente com os gases.

A tubeira recebe o empuxo resultante da expansão supersônica. À entrada da região do convergente é colocada uma tomada de pressão para monitorar o desempenho do propulsor durante os testes.

O propulsor é inteiramente usinado em Inconel 600.

O tubo capilar, é soldado à saída da eletroválvula e ao injetor por brasagem com liga de prata-paládio.

O princípio de funcionamento. A hidrazina (N_2H_4) é injetada no propulsor na forma líquida. Ao entrar em contato com o catalisador ela se decompõe gerando amônia (NH_3), nitrogênio (N_2) e hidrogênio (H_2). Esta reação de decomposição é exotérmica. Iniciado o processo por catálise, a liberação de energia aumenta a velocidade da reação já que a hidrazina se decompõe também termicamente, para temperaturas acima de 600° C.

A reação de decomposição da hidrazina se dá numa região bastante curta da câmara catalítica. Na parte restante ocorre a reação de decomposição da amônia. Como esta reação é endotérmica, é desejável que seu avanço seja minimizado, para evitar diminuição de impulso específico.

A velocidade da reação de decomposição da amônia é bastante baixa. Desta forma a composição final dos gases varia muito pouco com o comprimento do leito e a fração de amônia ao final do leito é bem maior do que o seu valor de equilíbrio.

Um modelo mais completo para o mecanismo de decomposição da hidrazina é apresentado em [3].

Procedimento de cálculo. Os requisitos básicos que devem ser satisfeitos pelo sistema propulsivo de satélites são a minimização da massa total do sistema e a maximização do impulso específico.

Os parâmetros operacionais tais como pressão de injeção e razão de "blow-down", resultam deste processo de otimização e de limitações associadas à estabilidade de operação do propulsor.

A equação básica utilizada no dimensionamento do propulsor é a seguinte:

$$p_c = p_i - \Delta p_{ch} - \Delta p_{inj} - \Delta p_{cap} \quad (1)$$

A pressão de injeção, p_i , decresce ao longo da vida do propulsor à medida que o combustível é consumido. O mesmo ocorrendo com o empuxo do propulsor e as perdas de carga.

A pressão ao final da câmara catalítica, p_c , juntamente com a geometria da tubeira determinam a vazão mássica e o empuxo.

A perda de carga no capilar, Δp_{cap} , é em geral pequena. O diâmetro do capilar é calculado de modo a satisfazer a condição de escoamento laminar e volume mínimo.

A perda de carga no orifício de injeção, Δp_{inj} , deve ser superior a 10% do valor da pressão na câmara, p_c , para satisfazer requisitos de estabilidade de operação do propulsor e é determinada pela vazão mássica e geometria do orifício injetor.

A perda de carga ao longo do leito catalítico, Δp_{ch} , é determinada pelo comprimento e diâmetro da câmara, vazão mássica e pelo tipo de catalisador. O valor deste parâmetro também afeta a estabilidade de operação do propulsor. Os limites são estabelecidos empiricamente.

Para satisfazer todos os limites de operação e requisitos de estabilidade são necessárias algumas iterações no procedimento de cálculo.

Projeto e construção do propulsor. O propulsor foi projetado de acordo com os procedimentos usuais de cálculo de parâmetros de operação de motores foguete a combustível líquido e alguns procedimentos empíricos que determinam o grau de dissociação da amônia. Uma descrição detalhada dos procedimentos de cálculo é apresentada em [1].

A tubeira de expansão possui razão de áreas de 50:1. O ângulo do divergente, de 15 graus é o valor comumente utilizado para tubeiras cônicas. Com este valor as perdas devidas à componente radial do escoamento à saída da tubeira e o descolamento do escoamento são evitados e o comprimento da tubeira é aceitável.

O diâmetro da garganta da tubeira é o parâmetro construtivo de maior importância relativa na determinação do empuxo do propulsor e deve ser fabricado com grande precisão.

O dimensionamento da câmara catalítica foi feito utilizando correlações empíricas, de acordo com [2]. Estas correlações envolvem o diâmetro e o comprimento do leito, características do catalisador e fluxo de massa através do leito.

O catalisador utilizado foi o Shell 405 com granulação 20-30 mesh.

Para o carregamento do propulsor este é fixado a uma mesa vibradora. Durante o carregamento o propulsor é submetido a vibrações com frequência de 250 Hz e amplitude de 1,5 g, garantindo uma melhor compactação do catalisador.

O orifício de injeção deve proporcionar uma perda de carga suficientemente grande para amortecer oscilações de pressão que ocorrem no interior da câmara catalítica e evitar que estas interajam construtivamente com ondas de pressão se propagando na tubulação e tanque de alimentação.

Especial atenção deve ser dada à distribuição de temperatura de parede do capilar na região do orifício. A vaporização ou decomposição da hidrazina antes do orifício pode provocar oscilações na vazão de massa o, que provoca fortes oscilações de pressão na câmara catalítica e no empuxo do propulsor.

O coeficiente de descarga do orifício é bastante dependente da geometria. Como as dimensões deste são muito pequenas, imprecisões de fabricação afetam significativamente o seu valor. Um procedimento de calibração deve ser adotado.

A usinagem das peças e metrologia foram feitas na COPESP que se encontra equipada para desenvolver processos especiais tais como soldas por feixe de elétrons e brasagens e equipamentos de análise de material e metrologia.

EQUIPAMENTO DE TESTE

Os testes foram realizados numa câmara de vácuo com diâmetro de 1,8 m e comprimento de 2 m. O sistema de bombeamento consiste de bombas tipo Roots e bombas mecânicas convencionais com uma capacidade de 4 m³/s.

As medidas de pressão na câmara catalítica e na linha de alimentação são realizadas com transdutores piezoresistivo com frequência de corte superior a 50 kHz. Os transdutores possuem compensação para temperatura de até 100° C e resposta a pressão dinâmica e estática. Para tiros pulsados transdutores piezoelétricos com compensação de temperatura até 350° C e frequência de corte acima de 180 kHz são também utilizados para medir a pressão na câmara.

As medidas de temperatura na parede do propulsor são feitas com termopares tipo K, cromel alumel.

Um orifício de 0,3 mm de diâmetro é utilizado para realizar a medida de vazão do combustível. Dois transdutores de pressão piezoresistivos são utilizados para medir o diferencial de pressão através do orifício. Este procedimento foi utilizado para realizar as medidas de vazão tanto em regime contínuo como em regime pulsado.

O erro observado na medida de vazão, utilizando este procedimento, foi sempre inferior a 5%, mesmo para o caso de

regime pulsado.

Um computador HP-9000 é utilizado para controlar a operação do propulsor e o sistema de aquisição e análise de dados. Um multiprogramador com 40 canais, conversor A/D de 12 bits e frequência de conversão de 500 kHz é utilizado para observar e armazenar todos os parâmetros de operação do propulsor.

DESEMPENHO DO PROPULSOR

O propulsor foi operado em condições correspondentes a um ciclo completo de vida especificado para a missão dos satélites SSR.

Inicialmente foi feito um mapeamento completo do funcionamento em todas as condições de operação requeridas em sua especificação.

As pressões testadas foram: 22 bar, 10 bar e 5,5 bar. Em cada uma destas pressões foram realizados tiros contínuos com duração de 100 segundos cada e seqüências com 100 pulsos cada com larguras de pulso de 50 ms, 100 ms, 200 ms e 500 ms.

Na Figura 3 é mostrado o traço de pressão para um tiro contínuo com pressão de injeção de 22 bar. No início do pulso são observados dois picos de pressão com amplitude bastante grande. No restante do tiro a amplitude das oscilações de pressão, pico a pico, é inferior a 10% do valor médio da pressão na câmara.

Durante os 2 primeiros segundos é observado um pequeno aumento da pressão na câmara. Isto se deve ao fato de que o propulsor se encontra inicialmente frio e a temperatura atingida pelos gases é menor, já que boa parte da energia liberada pela decomposição da hidrazina é absorvida para aquecer o propulsor. Desta forma a energia disponível para aceleração do gás na tubeira é consideravelmente reduzida.

Neste intervalo inicial o impulso específico é substancialmente reduzido, pois neste caso a vazão mássica é maior do que no regime permanente e a velocidade de escape dos gases é menor do que no regime permanente.

Na Figura 4 são mostrados 5 pulsos de um trem de 100 pulsos a uma pressão de injeção de 10 bar e largura de pulso de 500 ms. O sinal de corrente da eletroválvula é também mostrado.

Na Figura 5 é mostrado um pulso com mais detalhes. O tempo de subida da pressão na câmara a 90% de seu valor médio durante o pulso é de aproximadamente 25 ms e o tempo de descida a 10% do valor médio durante o pulso é de aproximadamente 35 ms.

Como o laboratório ainda não está equipado com balança, o empuxo do propulsor no presente caso é determinado a partir da medida da pressão na câmara de estagnação. A medida da pressão, a temperatura dos gases e a geometria da tubeira

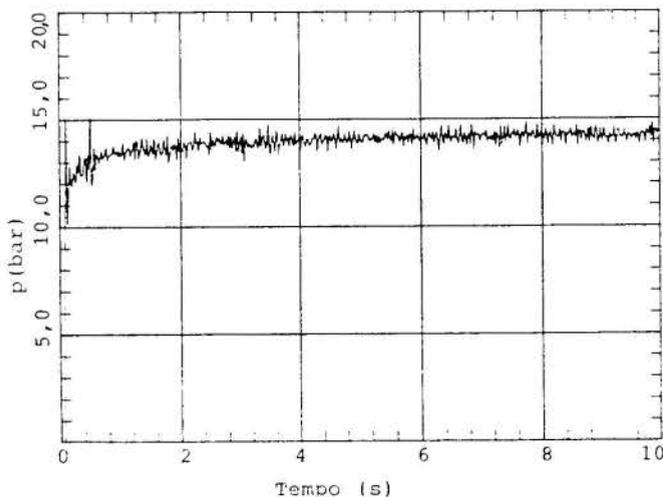


Figura 3: Sinal de pressão na câmara para um tiro contínuo com pressão de injeção de 22 bar.

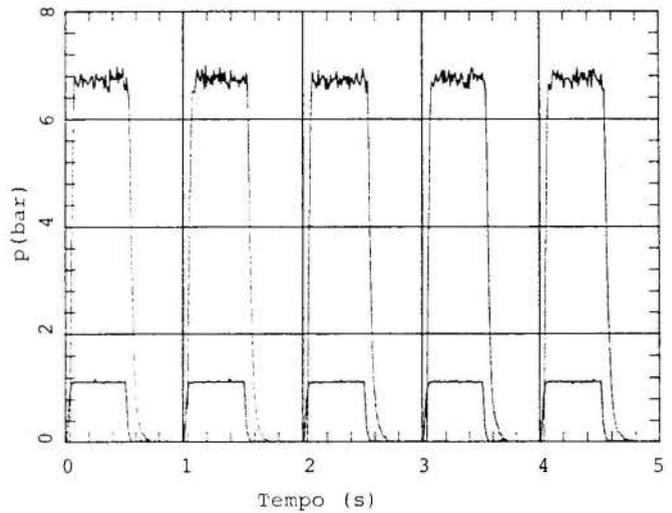


Figura 4: Sinal de pressão na câmara para cinco pulsos com largura de pulso de 500 ms e pressão de injeção de 10 bar.

permitem um cálculo do empuxo com razoável precisão principalmente em se tratando do regime estacionário.

Durante o transitório de subida, com o propulsor frio este método leva a imprecisões, principalmente devidas ao fato de que a temperatura dos gases varia consideravelmente. O erro estimado para a medida de empuxo por este procedimento é de 10%.

Na Figura 6 é mostrada a curva de empuxo versus pressão de injeção. A curva sólida representa o valor de projeto e os pontos indicados mostram os valores calculados a partir da medida da pressão na câmara catalítica. A medida de pressão utilizada foi a de regime estacionário, nos últimos 50 segundos de tiros de 100 segundos, quando o propulsor já havia atingido a temperatura de equilíbrio.

Na Figura 7 são mostrados os diferentes I_{bit} (impulso total de um pulso) obtidos ao se variar a pressão de injeção e a largura de pulso. Os valores representados foram obtidos dos últimos 50 pulsos de trens de 100 pulsos. Desta forma os efeitos de transitórios térmicos são minimizados. Nos primeiros pulsos em cada trem de pulsos há um crescimento considerável do I_{bit} . Após a temperatura do propulsor atingir o valor de equilíbrio a variação do I_{bit} de pulso a pulso é inferior a 3%.

Na Figura 8 é mostrada a variação dos I_{bit} em um trens de pulsos com 100 pulsos.

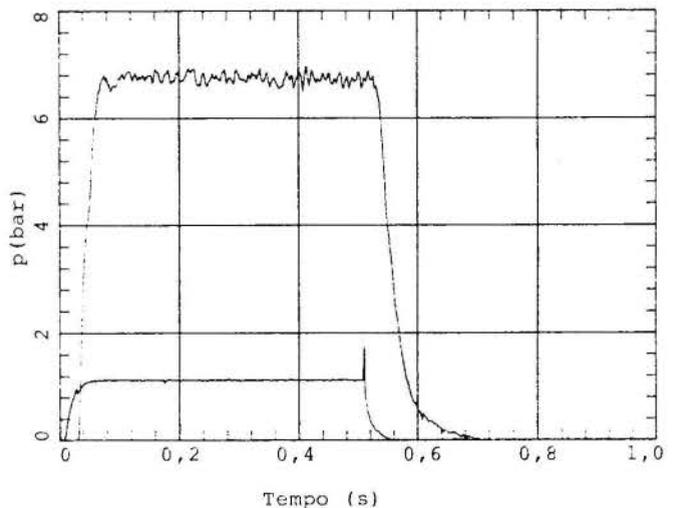


Figura 5: Sinal de pressão para um pulso. Pressão de injeção de 10 bar. Largura de pulso: 500 ms.

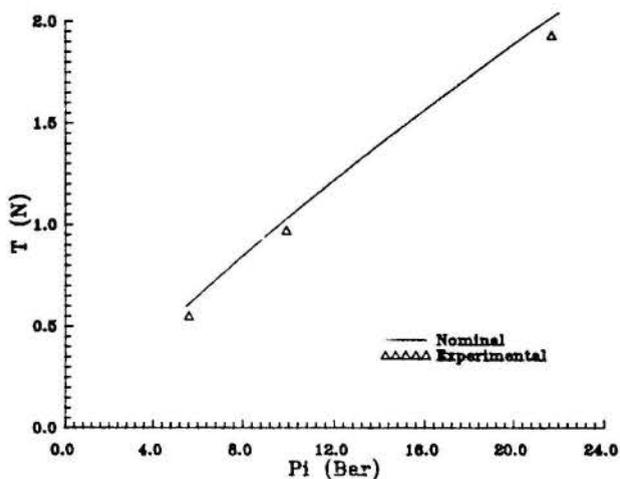


Figura 6: Empuxo do propulsor versus pressão de injeção.

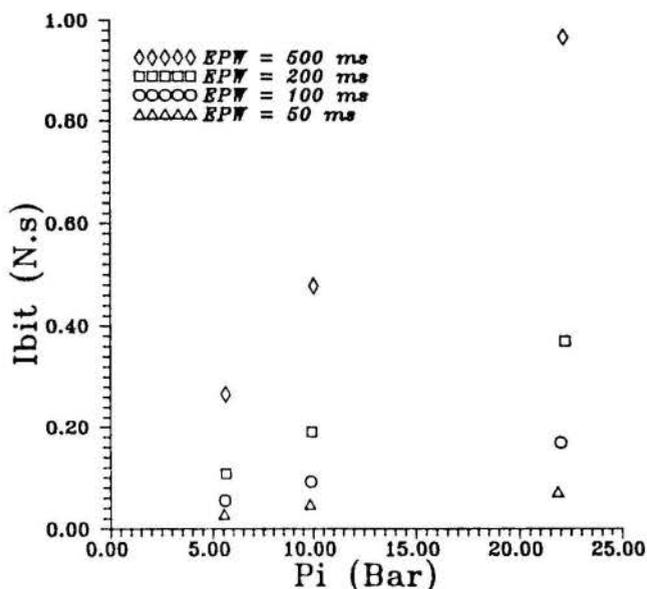


Figura 7: I_{bit} para diferentes larguras de pulso elétrico e diferentes pressões de injeção.

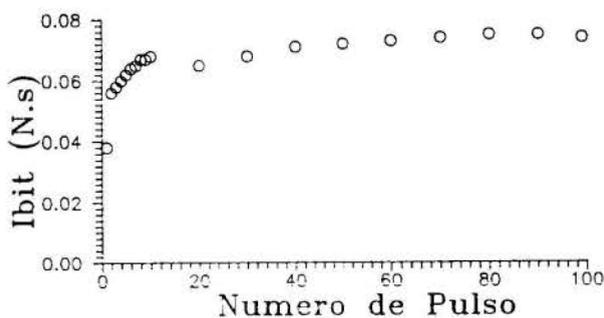


Figura 8: Variação do I_{bit} em um trem de 100 pulsos. Pressão de injeção de 21,9 bar. Largura de pulso de 50 ms.

Após o mapeamento inicial de desempenho do propulsor este foi submetido a uma sequência de testes para tiros pulsados e contínuos para simular as condições operacionais em órbita.

Foram realizados um total de 20.000 pulsos a diferentes pressões e com diferentes larguras de pulso. Dentro desta sequência foram dadas 1.000 partidas a temperatura de 150°C e 10 partidas a temperatura ambiente.

Dois tiros contínuos de 1.500 segundos foram também realizados.

As oscilações de pressão na câmara também se mantiveram no mesmo nível observado no mapeamento inicial.

CONCLUSÃO

Os resultados dos testes realizados demonstram a viabilidade de se construir no Brasil este tipo de propulsores, bem como a capacidade de qualificá-los para vôo. Os procedimentos de projeto, fabricação e testes utilizados mostraram-se adequados a se chegar a modelos que atendam às especificações requeridas para os satélites de sensoriamento remoto da MECB.

Referências

- [1] Hinckel, J.N., Projeto de Propulsor Catalítico a hidrazina com 2N de empuxo. INPE-4703-RPE/577. 1988.
- [2] Rocket Research Corporation. Development of Design and Scaling Criteria for Monopropellant Hydrazine Reactors employing Shell 405 Spontaneous Catalyst. Seattle, Wa. 1965 NASA CR 82456.
- [3] Devloo, F.R.B., Villalobos, S.M.G.G., Numerical simulation model of hydrazine attitude control thrusters. Anais do Cobem 89.
- [4] Hill, F.G., Peterson, C.R., **Mechanics and Thermodynamics of Propulsion**. Addison-Wesley Publishing Company. 1965.

ABSTRACT

This paper describes the results obtained in the development of the second hydrazine monopropellant thruster at INPE. The thruster assemblies are to be used for the reaction control system of remote sensing satellites of MECB (Brazil Complete Space Mission). The thruster assemblies built and tested have a nominal 2N thrust and operate from a blow down hydrazine feed system with initial pressure of 22 bar and final pressure of 5,5 bar. Design procedures, test facilities and test programs are also described.



C.E.R. SALLES, P.R. GOTAÇ e A.L.S. GUIMARÃES
 Instituto de Pesquisas Espaciais
 Laboratório Associado de Combustão e Propulsão
 Caixa Postal 01, Cachoeira Paulista, SP, 12630



RESUMO

O presente trabalho examina a parte transiente do processo de combustão envolvendo propelentes hipergólicos. Obtêm-se gráficos adimensionais relacionando pressão, tempo e quantidade de propelente injetado. Derivou-se também uma expressão conectando impulso e empuxo instantâneos. A partir deste resultado inferiu-se o mínimo, associado a uma ignição isolada na câmara, para um motor já disponível e modular de parâmetros de projeto conhecidos.

INTRODUÇÃO

Os parâmetros característicos das órbitas de satélites dependem essencialmente da aplicação, da missão a ser cumprida e da capacidade dos sistemas propulsores utilizados para manutenção em órbita e realização de manobras de correção durante a vida útil prevista [1].

Depende-se grande esforço, hoje em dia, na concepção e desenvolvimento de sistemas bipropelentes utilizando pares hipergólicos. Alguns deles já são largamente empregados no controle de órbita e atitude de grandes satélites, como os geo-estacionários. Apesar das referidas órbitas poderem ser consideradas, em primeira aproximação, como Keplerianas, é inexorável a ação de forças perturbadoras que, atuando por períodos às vezes limitados mas com razoável intensidade, agem durante toda a vida útil do satélite. Como alguns exemplos de origens dessas anomalias, citam-se a não centralidade da força de atração da terra, os efeitos atmosféricos, a força de gravitação do Sol e da Lua e a pressão de radiação solar, dentre outros [2].

A parte mais importante da missão de um sistema propulsivo é corrigir a atitude e órbita dos satélites de efeitos gerados por estas perturbações. Como a configuração hipergólica não depende, para sua iniciação, de fatores tais como altitude, é natural supor-se que ela constitua o melhor meio para a realização daquelas correções que, na maioria das vezes, terão de ser efetuadas quase que instantaneamente. Dentro deste contexto, os transientes de partida são críticos e podem ser analisados a partir de hipóteses simplificadoras relativas à ignição de pares hipergólicos [3]. Os resultados são apresentados sob a forma de curvas que retratam, adimensionalmente, a evolução da pressão na câmara em função do tempo e da massa de propelente injetado. A semelhança das curvas obtidas para pressões iniciais de 0 atm e 1 atm assegura que os testes realizados ao nível do mar servem de boa aproximação para simular condições espaciais. Procedendo-se de maneira análoga é possível também computar-se a quantidade de propelente consumido em função do tempo. Avalia-se também o impulso mínimo, em função de parâmetros de projeto, que será produzido por uma única manifestação de empuxo na

câmara. Tal parâmetro pode ser considerado, por definição [3], como sendo relacionado à quantidade mínima de propelente necessária para elevar a pressão na câmara que forneça 90% do empuxo total. Os cálculos para esta avaliação levaram em consideração os parâmetros de projeto pertencentes a motores bipropelentes modulares já disponíveis, havendo, portanto, possibilidade de se variar o seu comprimento.

TRANSIENTE DE PRESSÃO

O Equacionamento desenvolvido na presente seção está contido na ref. [3].

O crescimento da pressão na câmara de combustão de um motor foguete bipropelente hipergólico e, portanto, o empuxo, depende do acúmulo dos produtos de combustão dentro da câmara. Admitindo-se ignição instantânea após o contato, o projeto para que a pressão na câmara atinja a pressão de projeto é função do fluxo de propelentes injetados através dos injetores e do fluxo dos produtos de combustão através da tubeira. A vazão mássica de um fluido incompressível, \dot{m}_i , é representada pela relação [4]:

$$\dot{m}_i = \alpha \sqrt{P_i - P} \quad (1)$$

onde P_i é a pressão de injeção, P a pressão instantânea da câmara, $\alpha = A_i C_i \sqrt{2\rho}$, A_i área dos orifícios injetores, C_i coeficiente de descarga e ρ massa específica de propelente injetado.

A vazão mássica através da tubeira, \dot{m}_T , é fornecido pela seguinte relação [5]:

$$\dot{m}_T = \beta P \quad (2)$$

onde

$$\beta = \frac{\gamma A_t}{\sqrt{\gamma} RT_c} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}$$

γ a razão entre os calores específicos a pressão e volume constantes, A_t a área da garganta, $R = \bar{R}/M_w$, \bar{R} a constante universal dos gases, M_w o peso molecular dos produtos de combustão e T_c a temperatura de combustão.

As expressões (1) e (2) fornecerão o seguinte

valor para o fluxo mássico transitório, \dot{m} , no interi-
or da câmara:

$$\dot{m} = \alpha \sqrt{P_i - P} - \beta P \quad (3)$$

Como se supõe gás perfeito ter-se-á:

$$\dot{m} = \frac{V_c}{RT_c} \frac{dP}{dt} \quad (4)$$

onde V_c é o volume da câmara, suposto constante.

A combinação das equações (3) e (4) resultará,
após separação das variáveis na seguinte expressão
para t:

$$t = \frac{V_c}{RT_c} \int_{P^*}^P \frac{dP}{\alpha \sqrt{P_i - P} - \beta P} \quad (5)$$

onde P^* é a pressão inicial da câmara.

A expressão (5) permite calcular o tempo despen-
dido para que a pressão na câmara, partindo de P^* ,
atinga uma pressão genérica $P > P^*$.

Por outro lado, a vazão mássica em regime perma-
nente através da tubeira, \dot{m}_{RP} será:

$$\dot{m}_{RP} = \alpha \sqrt{P_i - P_c} - \beta P_c \quad (6)$$

onde P_c é a pressão de projeto.

A introdução da equação (6) na equação (5) resul-
tará, após resolução da integral, na seguinte expres-
são para o tempo adimensional $\theta = tRT_c\dot{m}_{RP}/V_cP_c$

$$\theta = \ln \left[\frac{\sqrt{\frac{P_i}{P_c} - \frac{P^*}{P_c}} - \frac{P^*}{P_c} \sqrt{\frac{P_i}{P_c} - 1}}{\sqrt{\frac{P_i}{P_c} - \frac{P}{P_c}} - \frac{P}{P_c} \sqrt{\frac{P_i}{P_c} - 1}} \right] \times$$

$$- \frac{1}{2 \frac{P_i}{P_c} - 1} \times$$

$$\times \ln \left[\frac{1 + \sqrt{\left(\frac{P_i}{P_c} - 1\right) \left(\frac{P_i}{P_c} - \frac{P^*}{P_c}\right)} - \frac{P_i}{P_c}}{\sqrt{\left(\frac{P_i}{P_c} - 1\right) \left(\frac{P_i}{P_c} - \frac{P_i}{P_c}\right)} + \frac{P_i}{P_c}} \right] \times$$

$$\times \frac{\sqrt{\left(\frac{P_i}{P_c} - 1\right) \left(\frac{P_i}{P_c} - \frac{P}{P_c}\right)} + \frac{P_i}{P_c}}{1 + \sqrt{\left(\frac{P_i}{P_c} - 1\right) \left(\frac{P_i}{P_c} - \frac{P}{P_c}\right)} - \frac{P_i}{P_c}} \quad (7)$$

A relação (7) está mostrada em forma de curvas
nas figuras 1 e 2, parametrizadas para vários valores
de P_i/P_c , supondo os valores de 0 e 1 atm para P^* . Ob-
serva-se que o formato das curvas apresenta alteração
marginal para um ou outro valor de P^* o que garante,
em termos de transiente de pressão, que os testes efe-
tuados ao nível do mar constituem excelente aproxima-
ção para simular condições espaciais. Uma outra caracte-
rística reside no fato de que o tempo necessário
para se atingir um dado P/P_c é sensivelmente menor
para pequenos P_i/P_c em comparação com o tempo corres-

pondente a valores maiores deste parâmetro.

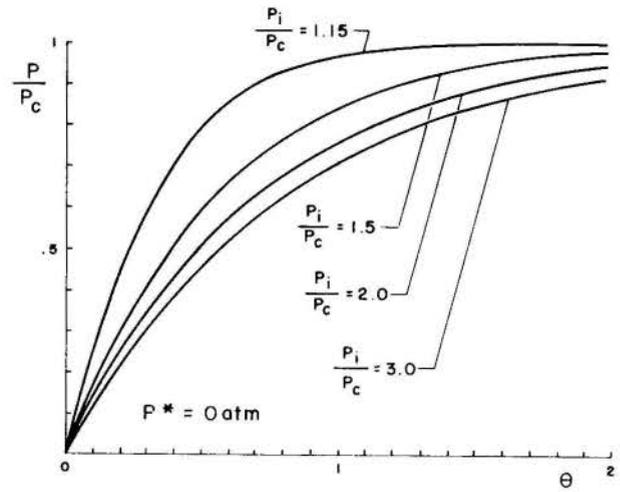


Fig. 1 - Variação adimensional de pressão com o
tempo adimensional para $P^* = 0$ atm.

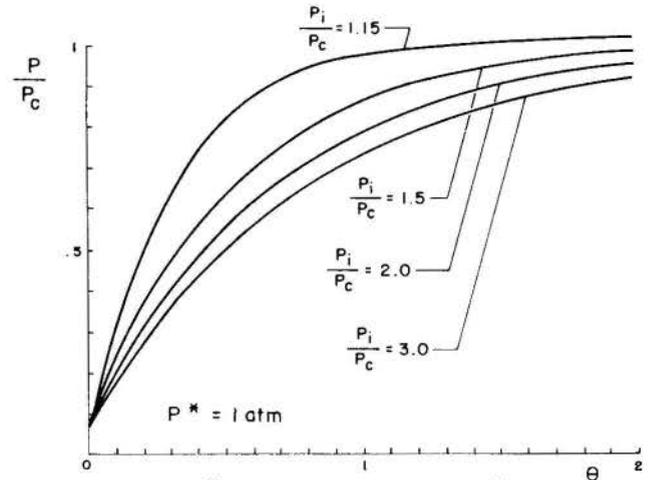


Fig. 2 - Variação adimensional de pressão com o
tempo adimensional para $P^* = 1$ atm.

PRESSÃO X QUANTIDADE DE PROPELENTE INJETADO

Nesta seção utilizou-se também a argumentação con-
tida na ref. [3].

O consumo de propelente pode ser obtido através
da seguinte relação:

$$m_i = \int_{P^*}^P \dot{m}_i \frac{dt}{dP} dP \quad (8)$$

A introdução na Equação (8) do valor de \dot{m}_i forneci-
do pela equação (3) e dt/dP vindo da Equação (4) levará
a:

$$m_i = \frac{V_c}{RT_c} \int_{P^*}^P \frac{\alpha \sqrt{P_i - P}}{\alpha \sqrt{P_i - P} - \beta P} dP \quad (9)$$

A resolução da integral (9) resultará na seguin-
te expressão para a massa adimensional $M = m_i RT_c / V_c P_c$

$$M = 2 \frac{\sqrt{\frac{P_i}{P_c} - \frac{P^*}{P_c}} - \sqrt{\frac{P_i}{P_c} - \frac{P}{P_c}}}{\sqrt{\frac{P_i}{P_c} - 1}}$$

$$- \frac{1}{\frac{P_i}{P_c} - 1} \times$$

$$\times \ln \left\{ \frac{\sqrt{\frac{P_i}{P_c} - \frac{P^*}{P_c}} - \frac{P^*}{P_c}}{\sqrt{\frac{P_i}{P_c} - \frac{P}{P_c}} - \frac{P^*}{P_c}} \cdot \frac{\sqrt{\frac{P_i}{P_c} - 1}}{\sqrt{\frac{P_i}{P_c} - 1}} \right\}$$

$$+ \frac{1 + 2 \frac{P_i}{P_c} \left(\frac{P_i}{P_c} - 1 \right)}{\left(\frac{P_i}{P_c} - 1 \right) \left(2 \frac{P_i}{P_c} - 1 \right)} \times$$

$$\times \ln \left\{ \frac{\left(\frac{P_i}{P_c} - 1 \right) \left(\frac{P_i}{P_c} - \frac{P}{P_c} \right)}{1 + \sqrt{\left(\frac{P_i}{P_c} - 1 \right) \left(\frac{P_i}{P_c} - \frac{P}{P_c} \right)} - \frac{P_i}{P_c}} \right\} \times$$

$$\times \left\{ \frac{1 + \sqrt{\left(\frac{P_i}{P_c} - 1 \right) \left(\frac{P_i}{P_c} - \frac{P}{P_c} \right)} - \frac{P_i}{P_c}}{\sqrt{\left(\frac{P_i}{P_c} - 1 \right) \left(\frac{P_i}{P_c} - \frac{P^*}{P_c} \right)} + \frac{P_i}{P_c}} \right\} \quad (10)$$

A Figura 3 é a representação em forma de curvas, parametrizadas para vários valores de P_i/P_c , da relação (10) e fornece o valor de P/P_c para cada M com $P^* = 0$ atm. Observa-se que quanto maior o valor de P_i/P_c , mais massa de propelente é consumida para se atingir um mesmo valor de P/P_c .

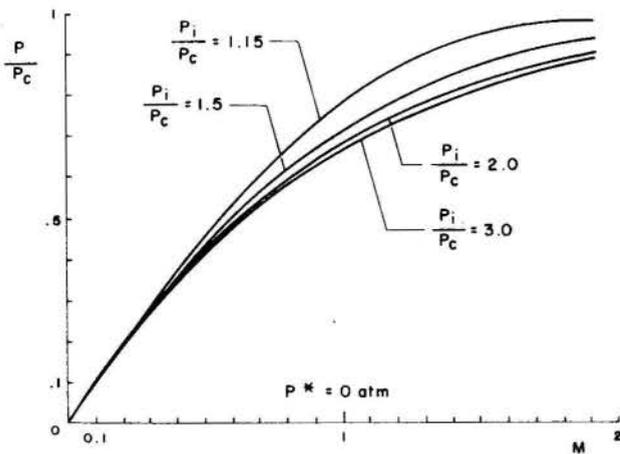


Fig. 3 - Variação adimensional de pressão em função da massa adimensional M de propelente injetado.

A eliminação de P/P_c entre as Equações (7) e (10) vai gerar uma funcionalidade entre θ e M que, calculada numericamente e parametrizada para vários valores de P_i/P_c , está mostrada na Figura 4 para $P^* = 0$ atm. Observa-se que para um mesmo tempo adimensional θ , a quantidade de propelente M será tanto menor quanto maior for o parâmetro P_i/P_c .

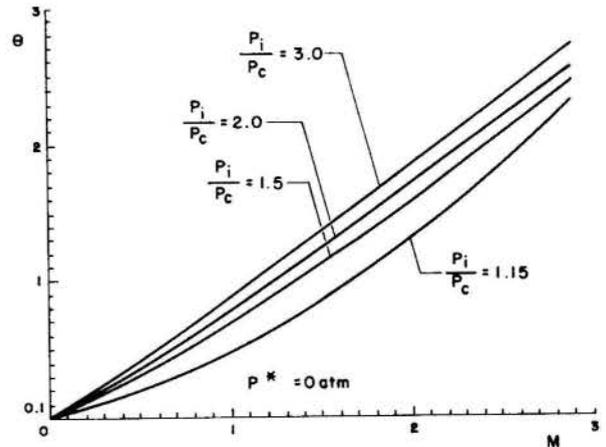


Fig. 4 - Variação do tempo adimensional, θ , com a massa adimensional de propelente injetado, M .

AVALIAÇÃO DO IMPULSO MÍNIMO

O parâmetro adimensional M , determinado pela Equação (10), é relacionado com o empuxo F em cada instante e outros parâmetros do projeto pela seguinte relação [6]:

$$M = \frac{I g_0}{F L^*} \sqrt{\gamma R T_c} \sqrt{\left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}}} \quad (11)$$

onde L^* é o comprimento característico que, na verdade, é uma medida do tempo de residência do propelente, I é o impulso e g_0 a aceleração da gravidade.

A Equação (11) permite relacionar os parâmetros instantâneos I e F correspondentes a cada M .

Os dados constantes da Tabela I, referentes a um motor de empuxo de projeto $F_p = 39,19$ N, foram determinados mediante emprego de programa específico [7]. Por outro lado, o empuxo instantâneo é obtido através do valor do empuxo do projeto F_p pela seguinte expressão [6]:

$$\frac{F}{F_p} = \frac{P}{P_c} \quad (12)$$

A introdução de cada valor instantâneo de F , obtido na Equação (12), na Equação (11) resultará no conjunto de curvas mostradas na Fig. 5 para vários comprimentos característicos L^* .

Tabela 1 - Características do motor de $F_p = 39,19N$

Combustível	N_2H_4
Oxidante	H_2O_2
A_t	0,2202 cm^2
P_c	15 atm
P_i	22,5 atm
T_c	2264°K
γ	1,1730
M_w	19,431 kg/kg.mol

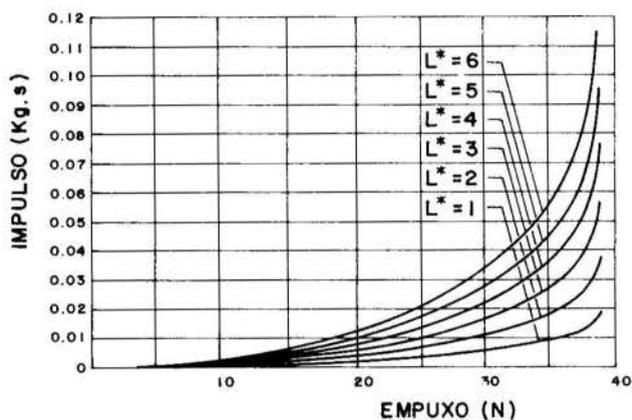


Fig. 5 - Impulso, I, versus empuxo F.

O impulso mínimo para o presente motor é obtido abatendo-se 10% de 39,19N, entrando-se com este valor no eixo horizontal e determinando o empuxo correspondente no eixo vertical para vários L^* . Assim, por exemplo, o impulso mínimo do motor, supondo-se um comprimento característico de 2m será 0,015 kg-s aproximadamente. Seguindo-se o procedimento acima delineado, é possível determinar outros conjuntos de curvas correspondentes a motores com características distintas do ora exemplificado.

CONCLUSÃO

As curvas que representam o aumento de pressão x tempo para $P^* = 0$ atm e $P^* = 1$ atm parecem indicar que em termos transientes, as condições ao nível do mar constituem boa aproximação para as condições espaciais. As curvas mostram também que variações do parâmetro P_i/P_c alteram substancialmente o comportamento transiente.

A possibilidade de se determinar o impulso mínimo de câmaras com parâmetros de projetos conhecidos é importante em virtude de permitir que sejam avaliadas as limitações do motor, fato fundamental quando se trata de correção de atitude onde os valores de empuxo a serem fornecidos têm que estar situados numa estreita faixa de tolerância.

É importante ressaltar que a metodologia apresen-

tada para se inferir o impulso mínimo pode ser repetida para qualquer motor bipropelente de atitude, desde que se corrijam seus parâmetros de projeto. Tal avaliação resultaria, é óbvio, num conjunto de curvas diferentes do aqui apresentado.

Embora não se tenha cogitado, é interessante um estudo baseado na análise precedente que procure relacionar os comprimentos característicos com os tempos de residência no interior da câmara.

Finalmente, é fundamental que as conclusões ora apresentadas sejam ratificadas por testes em câmaras de foguete reais de modo a validar o modelo proposto.

REFERÊNCIAS

- [1] Gill, W. and Salles, C.E.R., "Método para a Seleção de Sistemas Propulsivos para Satélites", Anais do 9º Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, pp. 423-425, Florianópolis, SC, Brasil, 1987.
- [2] Cornelisse, J.W., Schoeyer, H.F.R. and Warker, K.F., "Rocket Propulsion and Space Flight Dynamics", Pitman Publishing Ltda., London, 1979.
- [3] Peterson, J.A., "Starting Transient of Hypergolic Bipropellant Rocket", In: Bollinger, L.E., Goldsmith, M. and Lemmon Jr., A. ed., "Liquid Rockets and Propellants", Academic Press, New York, 1960. (Progress in Astronautics and Rocketry, 2).
- [4] Bird, R.B., Stewart, W.R. and Lightfoot, E.N. "Transport Phenomena", John Wiley & Sons, New York, 1980.
- [5] Shapiro, A.H., "The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow", The Ronald Press Company, New York, 1954.
- [6] Barrere, M., Jaumotte, A., Veubeke, B.F. and Vandewerckhove, J., "Rocket Propulsion", Elsevier Publishing Company, Amsterdam, 1960.
- [7] Gordon, S. and McBride, B.J. "Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Composition, Rocket Performance, Incidents and Reflected Shocks, and Chapman Jouguet Detonation", NASA, Washington, D.C., 1971.

ABSTRACT

This work deals with the transient part of the combustion process characteristic of hyperbolic propellants operating in rocket chambers. Non-dimensional curves are presented relating pressure, time and amounts of injected propellants, from the ignition to the point where the design regime is attained. An expression is derived linking impulse and thrust during the transient through an analysis similar to that used to examine the pressure and propellant injection transients. These results allow the evaluation of the minimum impulse, associated to a single burst of the chamber of an available modular motor with known design parameters,



JOSÉ LUÍS FERRAZ BASTOS
 JOSÉ NIVALDO HINCKEL
 EVALDO JOSÉ CORAT
 Instituto de Pesquisas Espaciais
 Av. dos Astronautas, 1758 - 12201-S.J.Campos, SP - Brasil



SUMÁRIO

Este trabalho trata da modelagem térmica do propulsor catalítico a hidrazina que será utilizado no Satélite de sensoramento remoto SSR. Apresentamos uma análise da evolução temporal das temperaturas em regime contínuo e pulsado de funcionamento. Os modelos estudados são baseados no Método Nodal e as simulações efetuadas foram realizadas com o auxílio dos programas do pacote PCTER desenvolvido pelo Grupo de Controle Térmico do INPE.

INTRODUÇÃO

Um motor catalítico a hidrazina é composto basicamente por uma válvula de controle, um injetor, uma câmara catalítica e uma tubeira de expansão. A estes elementos essenciais, juntam-se alguns elementos complementares como o suporte de fixação do motor a parede do satélite, o aquecedor elétrico colocado sobre a parede externa da câmara catalítica e o escudo protetor (heat shield) envolvendo a câmara e a tubeira de expansão. A Figura 1, abaixo, mostra esquematicamente a configuração de um motor com seus diversos componentes.

capilar hidrazina se a temperatura de evaporação da hidrazina for ultrapassada (a evaporação da hidrazina no tubo capilar provocará diminuição da vazão na câmara catalítica com uma consequente descontinuidade no funcionamento do motor).

O objetivo deste estudo é, através de um modelo detalhado do motor, obter maiores informações sobre as trocas térmicas nas regiões da base da câmara catalítica, tubo capilar e hidrazina em escoamento dentro do tubo. Serão analisados aqui o regime transiente de temperaturas em diferentes condições de funcionamento do motor (regime contínuo e pulsado).

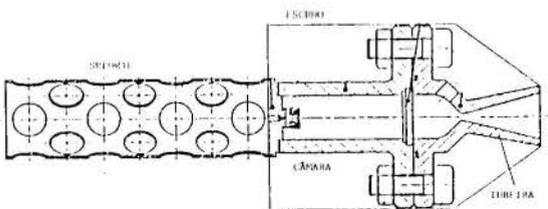
PRINCÍPIOS DO MÉTODO NODAL

O Método Nodal, amplamente utilizado no modelamento térmico de grandes sistemas [1], consiste em subdividir o objeto em estudo num número finito de volumes (nós) considerados isotérmicos. Estes volumes elementares são conectados por "condutâncias" que poderão ser de condução, convecção, radiação, ou transporte de massa segundo o tipo de troca de calor envolvido. Cada um destes nós possui ainda uma "capacitância" térmica e eventualmente um fluxo de calor imposto. O quadro abaixo (tabela 1) relembra as expressões dos diferentes tipos de condutâncias.

TABELA 1. EXPRESSÃO DAS CONDUTÂNCIAS

TIPO DE TROCA	EXPRESSÃO DA CONDUTÂNCIA	DENOMINAÇÃO DA CONDUTÂNCIA
CONDUÇÃO	$G_{ij}^v = 2\pi AL / \ln(R_0/R_1)$	CONDUTÂNCIA LINEAR
CONVECÇÃO	$G_{is}^c = hS$	CONDUTÂNCIA LINEAR
IRRADIAÇÃO	$G_{ij}^r = \epsilon_i \alpha_j \sigma S_{ij} (T_i^2 + T_j^2) (T_i + T_j)$	CONDUTÂNCIA RADIATIVA
TRANSPORTE DE MASSA	$G_{ij}^f = \dot{m} C_p$	CONDUTÂNCIA FLUIDA

Fig. 1 Geometria do motor.



Alguns aspectos térmicos influenciam de maneira decisiva o bom funcionamento do motor catalítico a hidrazina. Assim, para que o catalisador tenha durabilidade razoável, o leito catalítico deve estar, no mínimo, à 95 C quando o propulsor for acionado (daí a razão de se instalar um aquecedor dissipando 1.5 W sobre a parede externa da câmara catalítica).

O escudo protetor (heat shield) visa a diminuição das perdas radiativas durante a fase de pré-aquecimento e evita o aquecimento do satélite durante a fase de funcionamento do motor.

O acoplamento condutivo com o satélite deve ser minimizado para que a eletroválvula, durante períodos de funcionamento prolongados do motor, não seja submetida a cargas térmicas elevadas.

Pelo que citamos acima, vemos que o projeto térmico do motor vai no sentido de isolá-lo radiativamente do espaço e condutivamente do satélite. Esse isolamento térmico do motor provocará, em regime de funcionamento, um aquecimento importante das partes estruturais e em particular na região do injetor. Este aquecimento é particularmente crítico na interface tubo

A expressão da equação de balanço de energia, para um nó i do sistema considerado é da forma:

$$C_i \dot{T}_i = \sum_j G_{ij} (T_j - T_i) + \sum_k G_{ik}^r (T_k - T_i) + Q_i \text{ onde:}$$

\dot{T}_i representa a derivada temporal da temperatura.

C_i é a capacitância térmica do nó i.

G_{ij} representa as condutâncias Lineares que podem ser de condução, convecção ou transporte de massa.

G_{ik}^r é a condutância radiativa.

G_{ij}^f é a condutância fluida.

Q_i fluxo de calor imposto.

Simular o comportamento térmico de um sistema pelo Método Nodal significa, em última instância, resolver um sistema de equações álgebra-diferenciais para o regime transitório ou um sistema de equações algébricas para o regime permanente, onde o número de equações corresponde ao número de nós definido no modelo.

ANÁLISE DETALHADA DAS TROCAS TÉRMICAS NA REGIÃO DO INJETOR EM REGIME TRANSITÓRIO

Neste estudo procuramos reproduzir as condições de um experimento realizado em câmara de vácuo pelo laboratório de micropropulsão do INPE. Assim, a geometria estudada se diferencia daquela apresentada na figura 1 pois aqui o motor é desprovido do escudo protetor. Também as condições ambientais não reproduzem as condições reais de operação do motor no espaço (no experimento realizado, a temperatura das paredes da câmara de vácuo foram mantidas à 20 C).

Mostraremos alguns aspectos referentes à evolução temporal dos diversos elementos do motor e em particular das temperaturas na região do injetor. Diferentes condições de funcionamento serão observadas:

- Regime contínuo de funcionamento: a hidrazina é injetada continuamente na câmara de combustão.
- Regime pulsado: a vazão de hidrazina varia no tempo sendo controlada pela válvula eletromecânica.

Geometria do Motor e Divisão Nodal. A Figura 2 mostra a geometria estudada assim como a divisão nodal para este modelo.

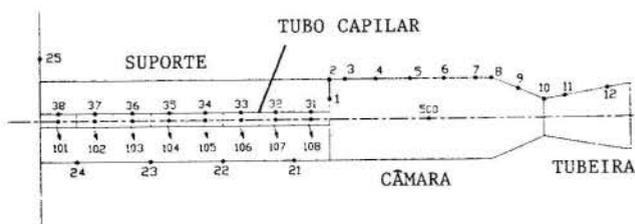


Fig. 2 Geometria e divisão nodal do motor.

Os elementos que constituem o motor são:

- 1 - Câmara catalítica.
- 2 - Tubeira.
- 3 - Suporte.
- 4 - Tubo capilar.

O aquecedor não possui representação física, ele é considerado como um fluxo de calor distribuído sobre a superfície da câmara (nós 3,4,5,6,7).

O tubo capilar é representado por oito nós (31 à 38) assim como a hidrazina no interior do tubo (nós 101 à 108).

Trocas de Calor Consideradas As trocas de calor consideradas neste modelo são:

- 1 - Condução nas partes estruturais.
- 2 - Convecção entre os gases quentes e a superfície interna da câmara.
- 3 - Radiação entre as superfícies externas do motor e as paredes da câmara de vácuo.
- 4 - Convecção entre a hidrazina e o tubo capilar.
- 5 - Transporte de massa devido ao escoamento de hidrazina no tubo capilar.

As trocas condutivas nas paredes cilíndricas do motor foram calculadas com o auxílio da expressão da condutância condutiva dada na tabela 1. Para as regiões cônicas da tubeira utilizamos a formulação proposta por P. Mauroy [2].

As condutâncias condutivas na região do suporte foram estimadas levando-se em conta a diminuição da área de troca devido aos furos no cilindro e o aumento do percurso percorrido pelo fluxo.

As trocas radiativas entre os diversos elementos do motor e entre o motor e a câmara foram calculadas pelo método de Gebhart. São considerados os efeitos de multi-reflexão assim como o efeito sombra que diminui o fator de forma entre as superfícies que se vêem.

As trocas de calor convectivas necessitam a estimação dos coeficientes de convecção (h). As seguintes correlações foram utilizadas para a estimação destes parâmetros:

$Nu = 0,021 * Re^{0,8} * Pr^{0,5}$ nas trocas entre os gases quentes e a câmara catalítica,

$Nu = 0,00161 * Re^{0,8} * Pr^{0,86}$ nas trocas entre a hidrazina e o tubo capilar.

Sendo que: $Nu = h * Dh / K$

Dh é o diâmetro hidráulico.

K é a condutividade térmica.

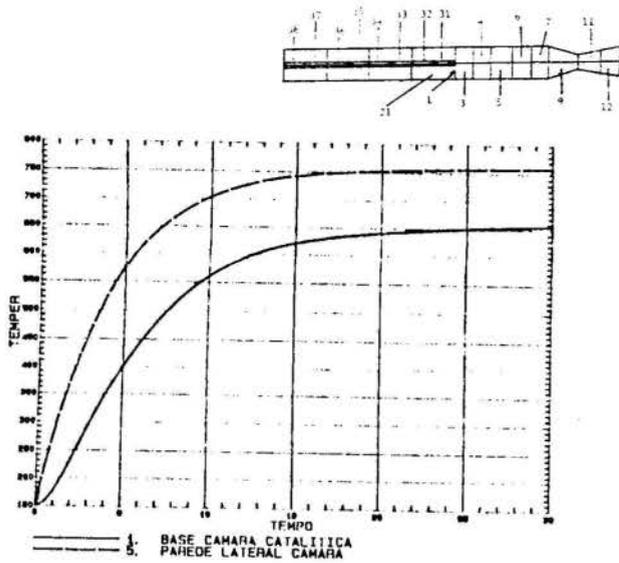
Re é o número de Reynolds.

Pr é o número de Prandtl.

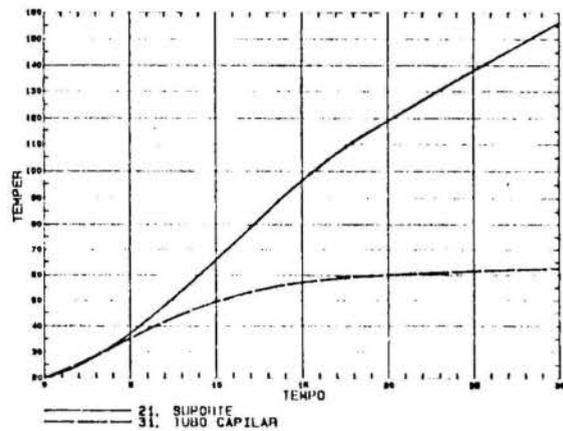
Existem duas aproximações possíveis para o tratamento do escoamento de hidrazina no tubo capilar. A primeira que envolve o cálculo detalhado da distribuição de temperaturas no fluido e que exige a resolução das equações de conservação (conservação de massa, quantidade de movimento e balanço de energia). A segunda, utilizada neste modelo, que fornece a evolução da temperatura de mistura nas diversas seções transversais do tubo através da resolução da equação de balanço de fluxo no fluido em escoamento. O modelamento do escoamento de hidrazina através desta segunda técnica exige o conhecimento da vazão ao longo do tubo capilar para o cálculo das condutâncias fluidas entre dois nós sucessivos (a expressão da condutância fluida é dada na tabela 1). A conexão entre a representação nodal do escoamento de hidrazina e as partes estruturais do motor é feita através das condutâncias convectivas.

Regime Contínuo de Funcionamento. As Figuras 3a e b mostram a evolução das temperaturas do motor obtidas em regime contínuo de funcionamento entre o instante inicial e o instante 30 segundos.

As paredes da câmara de vácuo são mantidas à 20 C e a câmara catalítica está inicialmente à 150 C devido ao fluxo de calor fornecido pelo aquecedor. Os gases resultantes da decomposição da hidrazina possuem uma temperatura conhecida (827 C) [3]. Esta temperatura é imposta como condição de contorno para o problema tratado.



a) Evolução das temperaturas da câmara.



b) Evolução da temperatura do suporte e tubo capilar.

Fig. 3 Motor em regime contínuo.

As temperaturas na base e parede lateral da câmara, após 30 segundos de funcionamento do motor, estão praticamente estabilizadas. A temperatura na base da câmara atinge o valor de 650 C enquanto que na parede lateral a temperatura é de 750 C.

A Figura 3b mostra a evolução da temperatura do suporte e do tubo capilar. Notamos um gradiente ainda forte na temperatura do suporte enquanto que o tubo capilar encontra-se já estabilizado.

Na Figura 4 apresentamos as temperaturas correspondentes ao nó de hidrazina próxima à região do injetor (nó 108). A hidrazina é injetada no tubo capilar a 20 C. Nestas condições o aquecimento da hidrazina no tubo é da ordem de 10 C.

Cabe salientar aqui que a temperatura de 30 C obtida para a hidrazina próxima a região do injetor representa a temperatura de mistura para este nó. Na realidade, no tubo capilar, a hidrazina possui um perfil de temperaturas como indica a Figura 5.

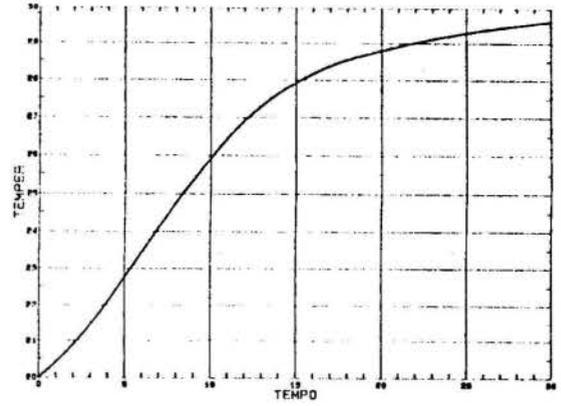


Fig. 4 Evolução da temperatura da hidrazina próxima região do injetor.

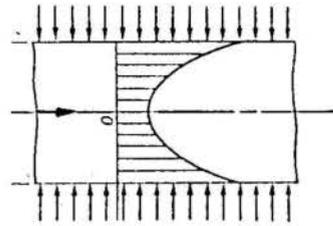


Fig. 5 Perfil de temperaturas da hidrazina.

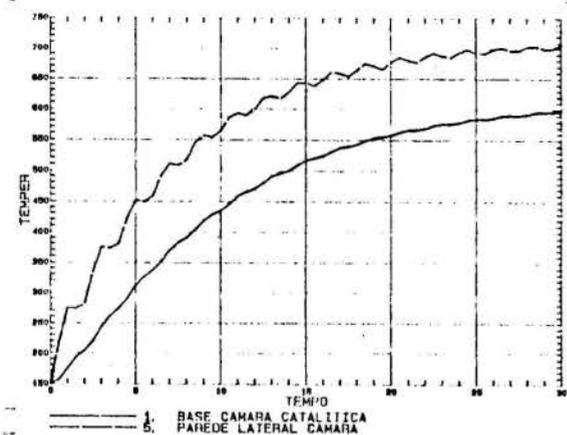
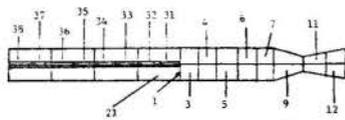
Isto significa que, localmente, próximo às paredes do tubo capilar, na região da base da câmara catalítica a temperatura da hidrazina é muito superior à 30 C se aproximando da temperatura da base da câmara.

Regime Pulsado de Funcionamento. O funcionamento do motor em regime pulsado se traduz pela abertura e fechamento da válvula de controle de vazão da hidrazina. Desta maneira, quando a válvula está aberta, a hidrazina é injetada através do tubo capilar na câmara de combustão onde em contato com o catalisador processa-se a reação que provocará a geração de calor. Quando a válvula é fechada, o fluxo de hidrazina é interrompido cessando a produção de gases quentes.

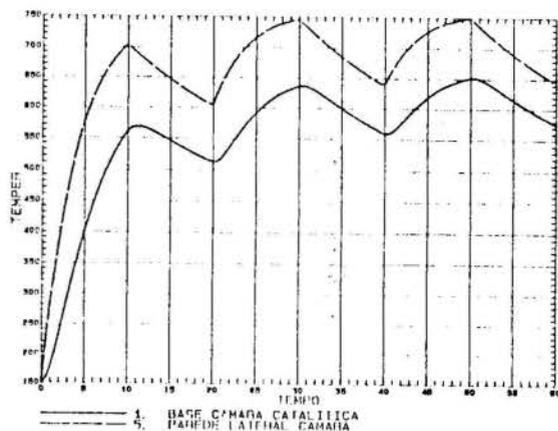
Para efeito de modelamento, o fechamento da válvula corresponde ao anulamento das condutâncias fluidas no interior do tubo, das condutâncias de convecção entre a hidrazina e o tubo e das condutâncias de convecção entre os gases quentes e a estrutura da câmara.

Apresentamos nas Figuras 6 e 7 a evolução das temperaturas do motor em duas condições de regime pulsado: pulsos de 1 e 10 s. em ciclo de operação de 50%.

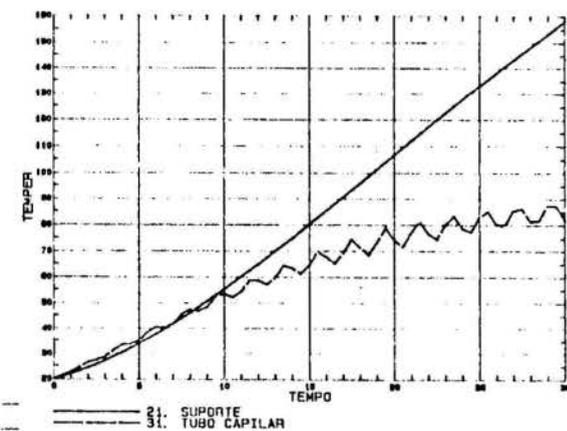
Pulsos de 1.0 Segundo. As Figuras 6a e b mostram as temperaturas do motor submetido a pulsos de 1.0 Segundo. A evolução das temperaturas é bastante próxima àquelas obtidas em regime contínuo de funcionamento. Observamos no entanto uma oscilação na evolução da temperatura da parede lateral da câmara devido à abertura e fechamento da válvula. Dessa maneira, quando a válvula está aberta, estão sendo gerados gases quentes na câmara catalítica que aquece a parede da câmara por convecção provocando um aumento do gradiente de temperaturas. No caso contrário (fechamento da válvula) o gradiente de temperaturas diminui pois não há mais gases quentes na câmara. Esse efeito também é observado nas temperaturas obtidas no tubo capilar: quando a vazão de hidrazina cessa, o gradiente de temperaturas no tubo aumenta pois não há mais o efeito de resfriamento do tubo por convecção.



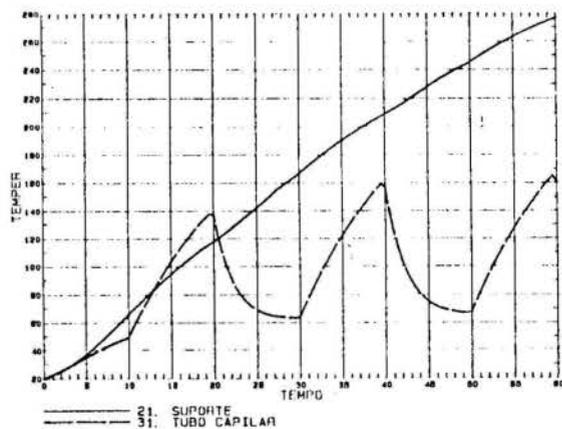
a) Temperatura da câmara.



a) Temperatura da câmara.



b) Temperatura do suporte e tubo capilar.



b) Temperatura do suporte e do tubo capilar.

Fig. 6 Evolução das temperaturas com pulsos de 1.0 s.

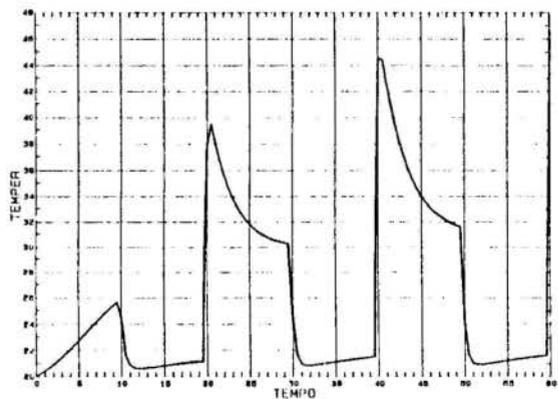
O nível de temperaturas alcançado pela estrutura do motor após 30 s de funcionamento é de 700 C para a parede lateral da câmara e 600 C para a base (portanto 50 C inferior aos resultados obtidos para o regime contínuo de funcionamento)

Pulsos de 10.0 Segundos. Para este caso, simularemos o comportamento térmico do motor durante um período de 60 segundos para atingirmos o regime cíclico das temperaturas.

As oscilações nas temperaturas da base da câmara e da parede lateral (figura 7a) atingem aqui o valor de 100 C. A temperatura máxima da parede lateral é de 750 C enquanto que na base da câmara a temperatura máxima é de 650 C.

A temperatura máxima no tubo capilar (Figura 7b) é, para esta configuração, de 160 C o que representa 100 C acima da temperatura máxima obtida para o regime contínuo de funcionamento.

A Figura 7c mostra a evolução da temperatura da hidrazina próxima à região do injetor. Verificamos que a temperatura máxima é de 47 C. Neste regime de funcionamento, o aquecimento é portanto bem maior que aquele obtido em regime contínuo (temperatura máxima de 30 C) e isto devido ao nível mais elevado de temperaturas no tubo capilar.



c) Temperatura da hidrazina na região do injetor.

Fig. 7 Evolução das temperaturas do motor com pulsos de 10.0 s.

CONCLUSÃO

As simulações realizadas em diferentes condições de funcionamento do motor mostraram que:

- 1 - A temperatura máxima da base da câmara catalítica é praticamente a mesma para todos os regimes de funcionamento do motor e se situa entre 600 e 650 C.

2 - As temperaturas do tubo capilar e da hidrazina, próxima à região de injeção, são superiores para os casos de regime pulsado (principalmente para o caso de pulsos maiores).

3 - A temperatura de mistura da hidrazina não é elevada (50 C para o caso de pulsos de 10.0 s). No entanto, próximo à parede do tubo capilar, devido às altas temperaturas na base da câmara, há evaporação de parte deste fluido podendo provocar perturbações no funcionamento do motor (a hidrazina, nas condições de pressão do problema, evapora à 420 C).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

[1] Saulnier, J.B. "La Modélisation Thermique et ses Applications aux Transferts Couplés et au Contrôle Actif". Thèse de Docteur es Sciences, France, Poitiers, Octobre 1980. 456 p.

[2] Mauroy, P. "Introduction au Contrôle Thermique des Satellites". Notes de Cours Réalisé à L'ENSMA Poitiers, France, 1988.

[3] Villalobos, S.M.G.G.; Devloo, P.R.B. "Numerical Simulation Model for Hydrazine Attitude Control Thrusters part one: Model Description". São José dos Campos, Dec. 1989 40 p. (INPE-4952-RPE/601).

ABSTRACT

This work deals with the thermal modelling of the monopropellant hydrazine catalytic thruster to be used in the SSR. A detailed analysis of the heat exchanges in transient state is presented. The models considered in this study are based on the Nodal Method and the simulations were performed using the PCTER programs developed by the thermal analysis group of INPE.

INFLUÊNCIAS DA CÂMARA DE COMBUSTÃO DURANTE O TRANSITÓRIO DE TURBINAS A GÁS



Marco Aurelio da Cunha Alves
 Centro Técnico Aeroespacial CTA - IPD - PMO
 12245 - São José dos Campos - SP - Brasil



RESUMO

Em aplicações de turbinas a gás o transitório pode ser crítico. Turbinas a Gás Aeronáuticas são um exemplo. Modelos de análise foram desenvolvidos e demonstram utilidade no projeto e desenvolvimento dos motores e dos sistemas de controle. Esses modelos perdem em exatidão por não considerarem efeitos secundários no desempenho. O trabalho analisa a influência dos efeitos de acumulação de energia nas paredes do tubo de chama e do atraso associado a queima de combustível. O primeiro não tem influência e o segundo altera mais os transitórios rápidos.

INTRODUÇÃO

O efeito de transferência de calor, bem como outros efeitos secundários, tem reconhecidamente uma influência importante no desempenho transitório das Turbinas a Gás. Até recentemente ou foram admitidas condições adiabáticas ou foram utilizados expedientes irrealistas para simular os efeitos secundários na previsão do desempenho transitório desses motores.

O modelo digital GTTRANS foi desenvolvido por Pilidis [1] com o objetivo de representar com grande precisão o comportamento transitório de Turbinas a Gás. O GTTRANS leva em consideração os efeitos térmicos de fluxo não-adiabático, desenvolvimento alterado da camada limite e variações nas folgas das pontas das pás do compressor e turbina, bem como nas folgas do sistema de vedação de ar (labirintos) do motor.

Este trabalho descreve modificações introduzidas no GTTRANS com o intuito de aprimorar ainda mais sua precisão. As modificações foram: considerar os efeitos de acumulação de energia térmica nas paredes do tubo de chama e o atraso associado a queima de combustível na câmara de combustão.

Esses efeitos foram avaliados a partir da simulação de um turbofan similar aos utilizados atualmente na aviação civil e militar, podendo-se concluir que o primeiro desses efeitos não influencia significativamente a resposta, ao passo que o segundo efeito, sob certas circunstâncias, torna-se importante.

ACUMULAÇÃO DE ENERGIA TÉRMICA NAS PAREDES DO TUBO DE CHAMA

Na mudança de regime de funcionamento de uma turbina a gás a parte metálica, incluindo as paredes do tubo de chama da câmara de combustão, troca calor com o fluido de trabalho devido a mudança de temperatura do fluido.

Para a determinação da influência do acúmulo de energia térmica nas paredes do tubo de chama no desempenho transitório do motor é necessário efetuar os balanços dos fluxos energéticos, em regime não permanente, em uma seção do tubo de chama, como esquematizado na Figura 1.

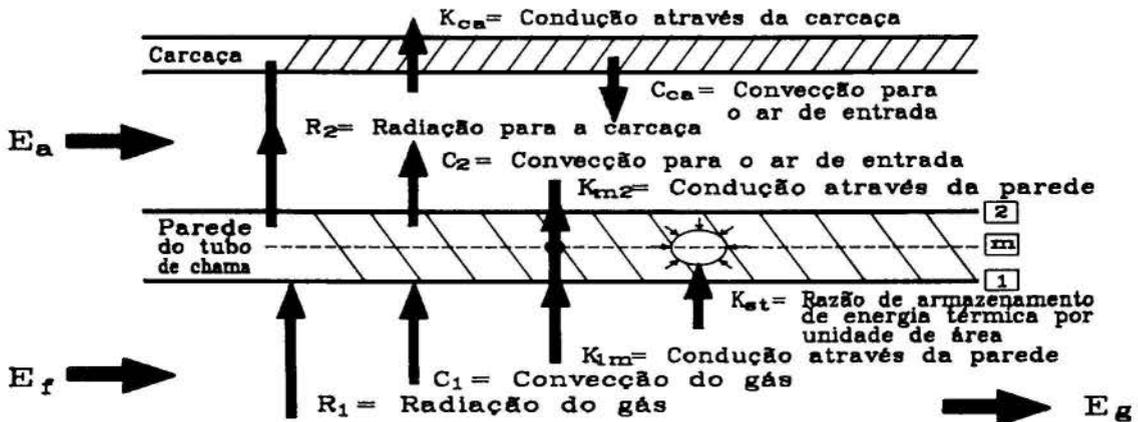


Fig. 1 - Fluxos de energia no tubo de chama de uma câmara de combustão

Balço de Energia

$$E_a + E_f - K_{at} \cdot A_v = E_g \quad (1)$$

Onde:

- E_a - energia do ar de entrada
- E_f - energia química do combustível
- E_g - energia do gás de saída
- A_v - área superficial do tubo de chama
- $K_{at} \cdot A_v$ - energia acumulada no tubo de chama

De acordo com Lefebvre e Herbert [2], o fluxo de energia perdida para o exterior através da carcaça (fluxo K_{ca}) é desprezível quando comparado com os outros fluxos envolvidos, portanto, não foi considerado no balanço energético.

A energia efetiva recebida pelo fluido de trabalho na câmara de combustão é dada por:

$$E_{ef} = E_g - E_a = E_f - K_{at} \cdot A_v \quad (2)$$

A energia efetiva é afetada pela energia acumulada no tubo de chama da seguinte maneira:

- durante acelerações K_{at} é positivo e a energia efetiva é reduzida, aumentando o tempo de aceleração.
- durante desacelerações K_{at} é negativo e a energia efetiva é aumentada, resultando também em um maior tempo de desaceleração.

O valor de K_{at} é obtido do balanço de fluxo de calor, conforme procedimento adotado por Alves [3].

Balço de fluxo de calor. A diferença entre o fluxo de calor interno e o fluxo de calor externo em uma seção da parede do tubo de chama é igual a razão de armazenamento de energia nesta seção. Portanto:

fluxo de calor interno

$$R_1 + C_1 = K_{1m} \quad (3)$$

fluxo de calor externo

$$R_2 + C_2 = K_{2m} \quad (4)$$

Então:

$$(R_1 + C_1) - (R_2 + C_2) = K_{1m} - K_{2m} = K_{at} \quad (5)$$

O cálculo de R_1 , C_1 , R_2 , C_2 , K_{1m} e K_{2m} pode ser efetuado de acordo com o procedimento estabelecido por Kretschmer e Odgers [4].

A determinação de K_{at} é obtida de:

$$K_{at} = \rho_v \cdot \beta_v \cdot t_v \cdot \frac{dT_m}{dt} \quad (6)$$

onde ρ_v , β_v , t_v e T_m são respectivamente a densidade, o calor específico, a espessura, a temperatura média relacionados a parede do tubo de chama e t é o tempo.

Resolvendo-se as equações anteriores pode-se obter, além da energia armazenada, as temperaturas externa e interna no tubo de chama. Para efeito de cálculo, o tubo de chama foi dividido em três regiões principais; primária, secundária e de diluição. Valores médios em cada uma dessas regiões foram considerados.

ATRASO ASSOCIADO A QUEIMA DE COMBUSTÍVEL

Considerando os fluxos de energia representados na Figura 1, o fluxo de energia química E_f que é introduzido pela queima de combustível, não segue imediatamente um acréscimo ou decréscimo no fluxo de combustível. Existe um atraso de tempo associado a este processo.

Para tratar o fenômeno será utilizado um modelo semi-empírico similar ao utilizado por Thomson [5]. Na Figura 2 é mostrado o desenrolar do processo com o tempo, para uma gota de combustível.

Pode-se aproximar a energia efetiva liberada na combustão pela seguinte função de transferência:

$$E'f = \frac{E_f}{(1 + \tau_f D)} e^{(-\tau_o \cdot D)} \quad (7)$$

Onde:

- $E'f$ - energia efetivamente liberada
- E_f - energia química injetada com o combustível
- τ_f = 50 ms - valor típico
- $\tau_o = a (P_z/101325)^b$ - tempo morto
- $a = 0.016$ - uma constante
- $b = 0.3$ - uma constante
- τ_o - da ordem de 5 ms
- P_z - pressão total na câmara de combustão em Pa
- D - operador d/dt

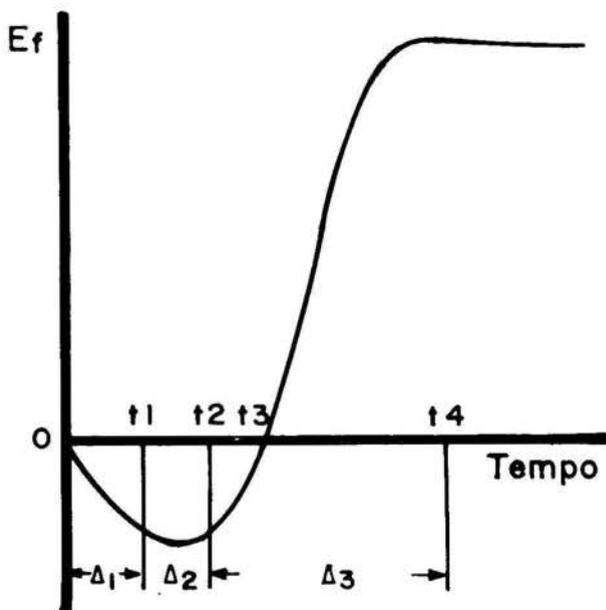


Fig. 2

Liberação da energia de uma gota de combustível na câmara de combustão.

RESULTADOS

Os efeitos de acumulação de energia nas paredes do tubo de chama e de atraso associado a queima de combustível, descritos anteriormente, foram introduzidos no modelo digital GTTRANS e o desempenho transitório de um turbofan, com dois sistemas rotativos (baixa e alta pressão), foi simulado. Para efeito de comparação utilizou-se o resultado da simulação obtido com o GTTRANS na sua forma original.

A Figura 3 mostra uma resposta típica do transitório do turbofan, simulado com a forma original do GTTRANS. Um ponto importante a se observar é que o tempo do transitório é por volta de 6 segundos.

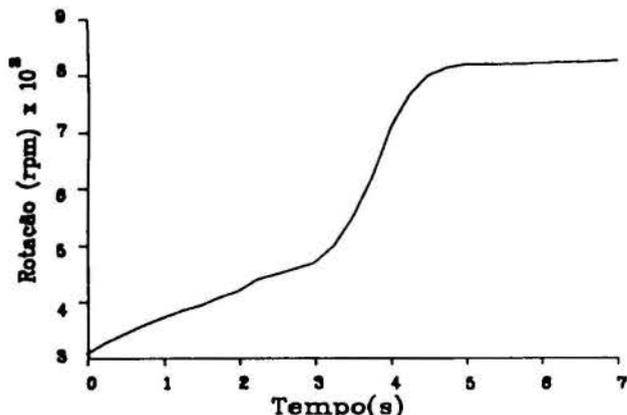


Fig. 3 - Transitório do turbofan - aceleração (Rotação do eixo de baixa pressão)

A mesma resposta transitória obtida na simulação do turbofan com o GTTRANS modificado para incluir os efeitos da câmara de combustão não apresenta diferença significativa. Isto indica que no tipo de transitório em questão, que é a aceleração do motor desde marcha lenta até máxima potência, os efeitos não têm influência.

Estudos posteriores mostraram que caso a área do tubo de chama fosse aumentada de 100 vezes e, portanto, o acúmulo de energia seria aumentado na mesma proporção, este efeito ainda teria muito pouco significado na resposta transitória. O mesmo já não acontece com o tempo morto (t_0 na equação 7) associado a injeção de combustível: caso este tempo morto seja da ordem de 2% do tempo do transitório, o efeito é bastante significativo, como mostra a Figura 4.

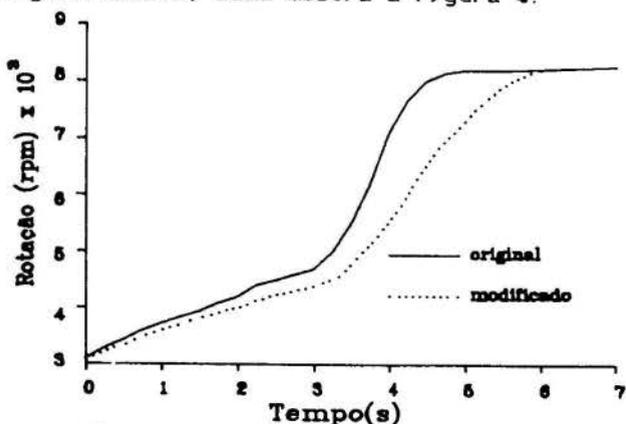


Fig. 4 - Transitório do turbofan - aceleração (inclusão do tempo morto)

CONCLUSÕES

O efeito de acumulação de energia nas paredes do tubo de chama não influencia significativamente a resposta transitória das turbinas a gás ao passo que a influência do atraso associado a combustão deve ser considerada, sobretudo nos transitórios mais rápidos, com duração aproximada de 0,2 s. Como exemplos de transitórios rápidos pode-se citar aqueles onde não há mudança na rotação do motor, como nas unidades turbogeradoras onde existe variação de carga mas a rotação permanece constante. Portanto, para maior fidelidade, um modelo de simulação de transitório de turbinas a gás deve levar em consideração o atraso associado a queima de combustível na câmara de combustão.

REFERENCIAS

- [1] Pilidis, P. "Digital Simulation of Gas Turbine Performance". Tese de Doutorado, Universidade de Glasgow, 1983
- [2] Lefebvre, A.H., Herbert, M.V., "Heat-Transfer Processes in Gas-Turbine Combustion Chambers", Proc. Inst. Mech. Engrs, Vol 174, No 12, pp.463-473, 1960
- [3] Alves, M.A.C., "The Influence of the Combustion Chamber During Gas Turbine Transients", MSc Thesis, Cranfield Institute of Technology, England, 1989
- [4] Kretshmer, D., Odgers, J., "A Simple Method for the Prediction of Wall Temperatures in a Gas Turbine Combustor", ASME Paper No. 78-GT-90, Abril 1978
- [5] Thomson, B., "Basic Transient Effects of Aero Gas Turbines, AGARD-CP-151, 1975

SUMMARY

It has been realised that heat transfer and others secondary effects have an important influence on the transient performance of a Gas Turbine, but until very recently, modelling was carried out either assuming adiabatic conditions, or using expedient but unrealistic models to simulate these effects.

This work describes the effects of combustion chamber heat storage and of dead time and time lag of the combustion process, during a Gas Turbine transient. These effects have been investigated, modelling a two-spool turbofan engine. The analysis has indicated that these effects do not play an important role in the transient performance of the engine analysed, but in certain circumstances they can become important.

ANÁLISE DO DESEMPENHO DO PROGRAMA HPSIM NA SIMULAÇÃO DE UNIDADES DE AR CONDICIONADO DO TIPO DOMÉSTICO



Marco Eduardo Marques e Cláudio Melo
 NRVA – Núcleo de Refrigeração, Ventilação e Condicionamento de Ar
 Departamento de Engenharia Mecânica – UFSC
 Cx. Postal 476 - 88049 - Florianópolis - SC



RESUMO

O objetivo do presente trabalho é verificar a adequacidade do programa HPSIM, desenvolvido pelo NIST (National Institute of Standards and Technology - USA), na previsão do desempenho de unidades de ar condicionado do tipo doméstico. Mostra-se que o desempenho de tal programa depende, basicamente, do modelo empregado na avaliação da massa de refrigerante, nas fases líquida e vapor, nas regiões de escoamento bifásico no interior da unidade de condicionamento de ar. Comparações entre os resultados computacionais e resultados experimentais para uma unidade típica de fabricação nacional, tanto em ciclo de resfriamento como de aquecimento, são apresentadas e discutidas.

INTRODUÇÃO

A crescente preocupação com a conservação de energia e a perspectiva, cada vez mais real, da substituição dos fluidos refrigerantes atuais, têm sido fatores determinantes no desenvolvimento de estruturas computacionais que visem a simulação de unidades de condicionamento de ar. Tais programas são de fundamental importância, uma vez que podem reduzir significativamente o número de ensaios experimentais e de protótipos, necessários ao desenvolvimento de um determinado produto.

Dentre os programas existentes, o programa HPSIM desenvolvido por Domanski e Didion [1,2], é o que tem recebido aceitação mais geral. Este programa baseia-se em princípios fundamentais de mecânica de fluidos, termodinâmica e transferência de calor, e necessita apenas de determinados parâmetros físicos e geométricos do sistema de refrigeração, sejam fornecidos como dados de entrada. Os componentes básicos considerados neste programa são: compressor hermético alternativo, condensador, evaporador, tubo capilar e acumulador de sucção.

Além disso, o programa HPSIM é, a princípio, adequado para simular qualquer unidade de condicionamento de ar. Esta generalidade é que o distingue de programas baseados nas curvas características dos componentes individuais que compõem um determinado sistema de refrigeração.

Uma etapa que se faz necessária, após o desenvolvimento de qualquer programa de simulação, é a comparação entre os resultados fornecidos e resultados obtidos experimentalmente. Domanski e Didion [1], realizaram esta verificação para uma unidade de condicionamento de ar do tipo "split-system", e observaram uma boa concordância entre tais resultados.

O objetivo deste trabalho é identificar as modificações necessárias à estrutura do programa HPSIM, que possibilitem a simulação adequada de uma unidade de ar condicionado de pequeno porte, de fabricação nacional, do tipo indicado na figura 1.

ESTRUTURA DO PROGRAMA

O sistema de refrigeração sob análise é mostrado esquematicamente na figura 2. A figura 3 apresenta o diagrama pressão-entalpia correspondente.

Sendo a simulação em questão em regime permanente, uma vez que as condições psicrométricas do ar nos ambientes interno e externo sejam estabelecidas, haverá apenas um conjunto de estados termodinâmicos possível para a determinação da condição de equilíbrio.

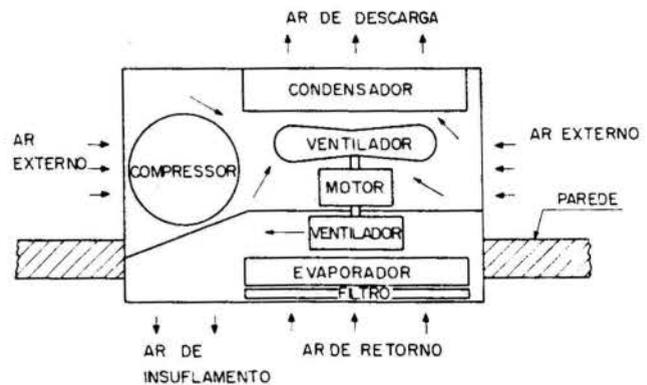


Fig.1- Unidade de ar condicionado sob análise

Para a determinação de tais estados termodinâmicos, é necessário que alguns balanços sejam obedecidos, de acordo com as indicações da figura 4.

Conforme se pode verificar na figura 4, os dados de entrada requeridos são: os parâmetros físicos e geométricos da unidade de condicionamento de ar, as condições do ar nos ambientes interno e externo, além das estimativas iniciais para as pressões de sucção e descarga. O grau de superaquecimento e a carga de refrigerante podem ser dados fixos ou estimativas iniciais, dependendo da forma de execução do programa.

No primeiro "loop" da figura 4, simula-se inicialmente o compressor, obtendo-se a vazão mássica de refrigerante através do mesmo. Com esta vazão, simula-se o condensador, obtendo-se o estado do refrigerante na saída do mesmo. A seguir, procede-se a simulação do tubo capilar. O processo iterativo consiste na comparação dos fluxos de massa através do compressor e do tubo capilar. Enquanto os valores de tais parâmetros forem diferentes, o "loop" será reiniciado, utilizando-se um novo valor para a pressão de descarga.

No segundo "loop" da figura 4, simula-se o evaporador, partindo-se do estado do refrigerante na sua saída e encontrando-se o estado do refrigerante na sua entrada. O processo iterativo consiste na comparação das entalpias do refrigerante na saída do condensador e na entrada do evaporador. Enquanto tais parâmetros tiverem valores diferentes, reinicia-se a simulação, utilizando-se um novo valor para a pressão de sucção.

Deve-se ressaltar que o processo de expansão no tubo capilar foi considerado isoentálpico, apenas para atender a critérios de convergência. O que está sendo desprezado, neste caso, é a pequena redução de entalpia decorrente da aceleração do escoamento no interior do mesmo. Tal aproximação, en-

tretanto, não aparece na modelação do tubo capilar, onde considera-se que o escoamento segue uma linha de Fanno [3].

Alcançadas as convergências nestes dois "loops", obtêm-se todos os estados termodinâmicos para um determinado grau de superaquecimento. A partir destes dados, pode-se estimar a carga de refrigerante necessária ao sistema e dar-se a simulação por encerrada.

Esta é, entretanto, apenas uma das duas modalidades de execução do programa. Na segunda modalidade, deve-se fornecer a carga de refrigerante como um dado de entrada. A convergência do terceiro "loop", conforme indicado na figura 4, é então obtida através da comparação entre a carga de refrigerante estimada pelo programa e a carga de refrigerante nominal. Enquanto tais valores forem diferentes, reinicia-se toda a simulação, utilizando-se um novo valor para o grau de superaquecimento na entrada do compressor.

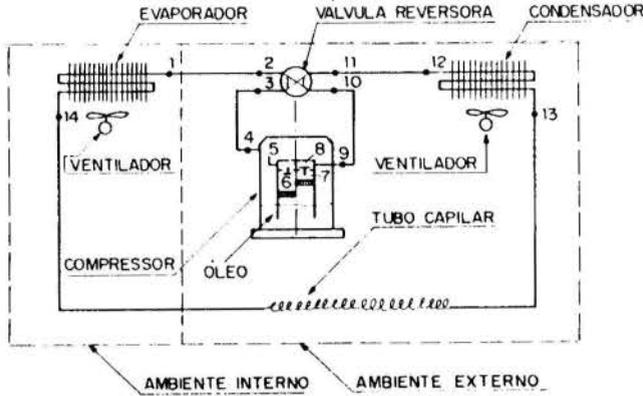


Fig. 2- Pontos onde são calculados os estados termodinâmicos do refrigerante

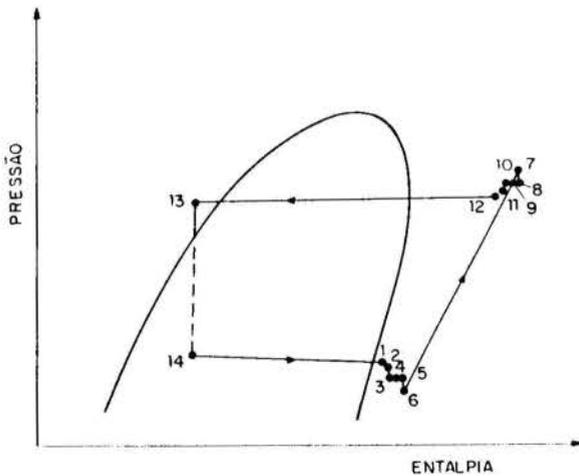


Fig. 3- Diagrama P-h

OBTENÇÃO DOS DADOS EXPERIMENTAIS

A unidade de condicionamento de ar em questão foi submetida a ensaios experimentais, em um calorímetro psicrométrico, sendo três ensaios no modo de refrigeração e três no modo de aquecimento.

Tais testes consistem, basicamente, em colocar o aparelho em operação, mantendo-se fixas as condições psicrométricas do ar nos ambientes interno e externo, até que as condições de regime permanente sejam atingidas. A seguir, medem-se a vazão de ar através do evaporador e as condições psicrométricas do ar, na entrada e na saída do mesmo. Através de um balanço de energia chega-se, então, à capacidade do aparelho. Medem-se, também, a temperatura do refrigerante em diversos pontos do equipamento, as pressões de sucção e de descarga e as variáveis de natureza elétrica.

A Tabela 1 apresenta as condições em que tais ensaios foram realizados. A condição referenciada como "A" é uma condição normalizada [4], através da qual se determina a capacidade nominal do aparelho.

Para a comparação com os resultados experimentais, foi necessário obter-se, com a maior precisão possível, alguns parâmetros geométricos do condicionador de ar em questão. Assim, através de procedimentos apropriados de medição, foram determinados o volume interno da carcaça do compressor, o diâmetro interno e o comprimento do tubo capilar, das tubulações e dos trocadores de calor.

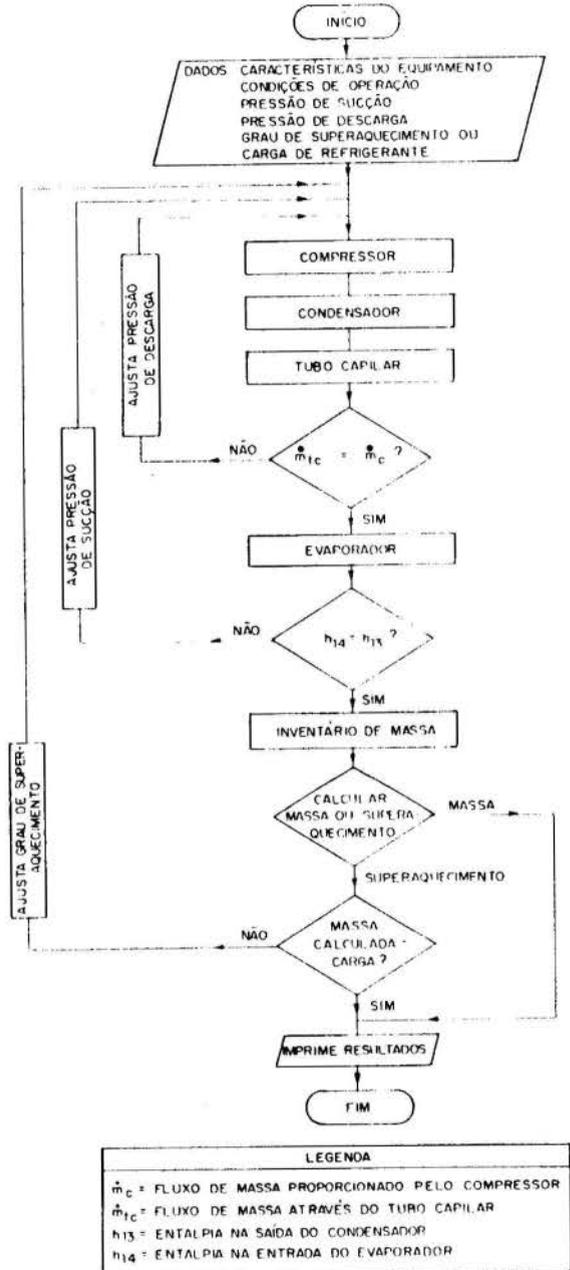


Fig. 4- Fluxograma geral do programa HPSIM

MODIFICAÇÕES NECESSÁRIAS AO PROGRAMA

Através da análise detalhada do programa, verificou-se que, para simular adequadamente a unidade de ar condicionado em questão, tornavam-se necessárias algumas alterações no programa original, quais sejam: i) substituição das correlações de convecção natural, por convecção forçada, na

avaliação das trocas de calor nas superfícies externas do compressor e das tubulações; ii) inclusão da tubulação entre o compressor e a válvula reversora; iii) retirada do acumulador de sucção da simulação; iv) passagem das tubulações entre o evaporador e a válvula reversora do ambiente externo para o ambiente interno.

Procedidas estas alterações, iniciou-se uma etapa preliminar de comparação com resultados experimentais. Verificou-se, entretanto, que para a maioria das condições de operação, utilizando-se a carga de refrigerante nominal como dado de entrada, o programa não convergia, e que a divergência ocorria no "loop" mais externo (ver figura 4). Isto indicava que o programa não estava estimando adequadamente a carga de refrigerante.

Considerando-se que o volume interno do condicionador, assim como as densidades médias do refrigerante nas regiões de subresfriamento e superaquecimento, estavam sendo adequadamente calculados, decidiu-se por investigar a maneira pela qual o programa determina a massa de refrigerante contida nas regiões bifásicas.

Tal cálculo é bastante dependente do modelo empregado para estimar a fração de vazio ("void fraction"). Assim sendo, resolveu-se testar a sensibilidade do programa HPSIM aos diferentes modelos de fração de vazio existentes, com o objetivo de determinar o modelo que permitisse simular adequadamente o aparelho em questão.

Modelos para a Determinação da Fração de Vazio. A massa total de refrigerante contida numa região bifásica de comprimento L e seção transversal A_c , é obtida adicionando-se as massas de refrigerante nas fases líquida e vapor, m_l e m_v . Assim,

$$m_v = \int_0^L \rho_v dV_v = \rho_v \int_0^L A_v dl \quad (1)$$

$$m_l = \int_0^L \rho_l dV_l = \rho_l \int_0^L A_l dl \quad (2)$$

onde ρ , V e l representam, respectivamente, a densidade, o volume e o comprimento. Os subscritos l e v são utilizados, respectivamente, para as fases líquida e vapor.

Introduzindo-se o conceito de fração de vazio, α , as equações (1) e (2) podem ser reescritas como indicado a seguir:

$$\alpha = A_v / A_c \quad (3)$$

$$m_v = \rho_v A_c \int_0^L \alpha dl \quad (4)$$

$$m_l = \rho_l A_c \int_0^L (1 - \alpha) dl \quad (5)$$

Desta forma pode-se calcular a massa total de refrigerante, m_t , na região bifásica, de acordo com a seguinte equação:

$$m_t = \frac{V \left[\rho_v \int_0^L \alpha dl + \rho_l \int_0^L (1 - \alpha) dl \right]}{\int_0^L dl} \quad (6)$$

A fração de vazio é geralmente representada como uma função do título, x . Desta forma, torna-se necessário exprimir o comprimento diferencial, dl , também em função de x . Tal expressão é geralmente obtida, assumindo-se uma determinada variação do fluxo de calor, na região bifásica, com o comprimento diferencial.

Na presente análise, tratar-se-á apenas com as diferentes formas de avaliação de α em função de x , mantendo-se inalteradas as hipóteses efetuadas na avaliação das trocas de calor.

Modelo de Lockhart-Martinelli. Este modelo, utilizado originalmente no programa HPSIM, consiste em se calcular a fração de vazio em função do parâmetro de Lockhart-Martinelli, X_{tt} . Wallis [6], baseado em dados de Lockhart-Martinelli [5], propôs a seguinte equação, modificada por Domanski e Didion [1] para $X_{tt} > 10$:

$$\alpha = (1 - X_{tt}^{0,8})^{-0,378} \quad \text{para } X_{tt} \leq 10 \quad (7)$$

$$\alpha = 0,823 - 0,157 \ln X_{tt} \quad \text{para } X_{tt} > 10 \quad (8)$$

$$X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \left(\frac{v_l}{v_v} \right)^{0,5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,1} \quad (9)$$

onde as variáveis v e μ referem-se, respectivamente, ao volume específico e à viscosidade absoluta.

Modelo de Hughmark. Este modelo foi derivado por Hughmark [7], a partir do trabalho de Bankoff [8], para um escoamento vertical, ascendente, com pressão próxima à atmosférica. Entretanto, segundo Hughmark [7], o modelo funciona igualmente bem para escoamentos horizontais, para pressões mais elevadas e, também, para outros tipos de escoamento.

Neste modelo, a fração de vazio é calculada como indicado a seguir:

$$\alpha = K_H \beta \quad (10)$$

$$\beta = \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{1-x}{x} \right) \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right) \right]} \quad (11)$$

O parâmetro K_H , conforme indicado por Rice [9], é uma função de um outro parâmetro, Z , dado pela seguinte equação:

$$Z = \left[\frac{DG}{\mu_l + \alpha(\mu_v - \mu_l)} \right]^{1/6} \left[\frac{1}{gD} \left(\frac{Gx}{\rho_v \beta (1-\beta)} \right)^2 \right]^{1/8} \quad (12)$$

onde g , D e G correspondem, respectivamente, à aceleração da gravidade, ao diâmetro interno da tubulação, e ao fluxo de massa por unidade de área.

Convém observar-se, ainda, que como Z é uma função de α , que, por sua vez, depende de K_H , o qual é função de Z , torna-se necessária a utilização de um processo iterativo para se determinar a fração de vazio.

Modelo Homogêneo. Este é o modelo mais simples, pois considera que o refrigerante nas fases líquida e vapor, escoam com a mesma velocidade. Neste caso, a fração de vazio é calculada através da equação (10), considerando-se K_H como sendo igual a 1.

Tabela 1- Condições ambientais dos ensaios experimentais

Ensaio		A	B	C	D	E	F
Ambiente	TBS(°C)	27,0	27,0	27,0	21,0	21,0	21,0
Interno	TBU(°C)	19,5	19,5	19,5	—	—	—
Ambiente	TBS(°C)	35,0	40,0	30,0	7,0	12,0	17,0
Externo	TBU(°C)	24,0	27,0	20,0	6,0	10,0	13,0

Uma outra aproximação é considerar que as fases líquida e vapor escoam separadamente, respectivamente com velocidades u_l e u_v , sendo a razão entre elas denominada de taxa de escorregamento (slip ratio), S . A fração de vazio, α , é então calculada através da equação (10), considerando-se $K_H = 1$ e multiplicando-se o denominador por S .

Os modelos de Rigot, Zivi, Smith e Premoli apresentados a seguir, calculam a fração de vazio pelo procedimento descrito acima, diferindo apenas na forma de avaliar a taxa de escorregamento S .

Modelo de Rigot. Rigot [10] sugeriu a utilização de um valor médio, igual a 2, para a taxa de escorregamento.

Modelo de Zivi. Zivi [11] propôs a equação a seguir, para a taxa de escorregamento, baseando-se em escoamento anular, com mínima geração de entropia, sem fricção nas paredes e sem migração de líquido para a região de vapor.

$$S = \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{-1/3} \quad (13)$$

Modelo de Smith. Smith [12], propôs a correlação a seguir, considerando um escoamento com uma mistura homogênea na região central e líquido na região anular periférica.

$$S = K + (1 - K) \left\{ \frac{\left[\frac{\rho_l + K(1-x)}{\rho_v} \right] x}{\left[1 + \frac{K(1-x)}{x} \right]} \right\}^{1/2} \quad (14)$$

onde o parâmetro K assume o valor 0,4.

Modelo de Premoli. A intenção de Premoli [13], ao desenvolver a correlação a seguir, foi minimizar os erros associados à estimativa da densidade do líquido. Tal modelo foi desenvolvido para uma grande variedade de condições, para um escoamento bifásico ascendente, em canais adiabáticos verticais.

$$S = 1 + F_1 \left[\frac{Y}{(1 + Y F_2)} - Y F_2 \right]^{1/2} \quad (15)$$

$$F_1 = 1,578 Re_l^{-0,19} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,22} \quad (16)$$

$$F_2 = 0,0273 We_l Re_l^{-0,51} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{-0,08} \quad (17)$$

$$Y = \frac{\beta}{(1 - \beta)} \quad (18)$$

$$We_l = \frac{(1-x)^2 G^2 D}{\sigma \rho_l g} \quad (19)$$

onde Re_l e σ correspondem, respectivamente, ao número de Reynolds na fase líquida e à tensão superficial do refrigerante.

Modelo de Tandon. Este modelo [14] representa um melhoramento em relação ao modelo de Zivi, pois inclui o efeito de fricção nas paredes. A fração de vazio é então calculada através das seguintes expressões:

$$\alpha = \left[1 - \frac{1,928 Re_l^{-0,315}}{F} + \frac{0,9293 Re_l^{-0,63}}{F^2} \right] \quad \text{para } (50 < Re_l < 1125) \quad (20)$$

$$\alpha = \left[1 - \frac{0,38 Re_l^{-0,088}}{F} + \frac{0,0361 Re_l^{-0,176}}{F^2} \right] \quad \text{para } (Re_l \geq 1125) \quad (21)$$

$$F = 0,15 \left(\frac{1}{X_{tt}} + \frac{2,85}{X_{tt}^{0,476}} \right) \quad (22)$$

ESCOLHA DO MÉTODO MAIS ADEQUADO PARA A DETERMINAÇÃO DA FRAÇÃO DE VAZIO

Para se escolher o método mais adequado para a determinação da fração de vazio, para a simulação da unidade de ar condicionado em questão, realizaram-se várias simulações, para cada uma das condições indicadas na Tabela 1.

Para tanto, fixou-se o grau de superaquecimento no valor obtido experimentalmente em cada ensaio, e comparou-se, para cada modelo, a carga de refrigerante especificada pelo programa com a carga nominal. Tais resultados são apresentados na Tabela 2.

Conforme se pode verificar através da análise da Tabela 2, o programa, independentemente do modelo de fração de vazio empregado, não consegue prever realisticamente a carga de refrigerante necessária.

Do ponto de vista da simulação, entretanto, esta não é uma restrição séria [1,2], uma vez que a carga de refrigerante calculada pelo programa para um determinado grau de superaquecimento na entrada do compressor, embora não confira com a carga nominal, pode ser utilizada como um dado de entrada fixo nas demais simulações.

Do ponto de vista de aplicação, por outro lado, é interessante que o programa possa estimar, com razoável precisão, a carga de refrigerante. Assim sendo, optou-se pelo método de Hughmark, que, apesar de ser iterativo, é o método que fornece valores mais próximos da carga nominal.

Investigações posteriores [3] mostraram que esta diferença é consideravelmente reduzida quando se leva em consideração a quantidade de refrigerante dissolvida no óleo, no interior da carcaça do compressor. Através da inclusão de um modelo para avaliar esta massa de refrigerante adicional, o programa HPSIM, utilizando o modelo de Hughmark, estima com boa precisão a carga de refrigerante [3].

COMPARAÇÃO ENTRE RESULTADOS EXPERIMENTAIS E COMPUTACIONAIS

Inicialmente, procedeu-se a simulação para a condição normalizada "A" (Tabela 1). Fixou-se o grau de superaquecimento na saída do evaporador como sendo 15 °C, valor este obtido dos dados experimentais. A carga de refrigerante assim obtida foi utilizada como carga de refrigerante nominal nas demais simulações. Tais resultados são mostrados na Tabela 3.

As diferenças percentuais indicadas na Tabela 3, foram calculadas em relação aos dados experimentais. Conforme se

Tabela 2- Comparação entre a carga de refrigerante computacional e experimental

Ensaio	A	B	C	D	E	F
Método						
Carga Nominal	315,0	315,0	315,0	315,0	315,0	315,0
Lockhardt-Martinelli	257,2	247,7	257,0	241,5	242,5	241,2
Hughmark	272,5	270,6	265,4	273,3	261,6	263,3
Homogêneo	163,1	157,5	163,0	149,6	158,2	161,1
Rigot	189,4	184,9	189,3	178,4	186,7	188,9
Zivi	203,5	197,2	204,7	195,0	200,6	201,0
Smith	200,6	193,7	200,0	191,6	196,5	196,6
Premoli	233,0	228,6	202,9	229,9	229,3	226,4
Tandon	210,8	203,6	188,9	207,2	207,7	205,5

pode observar, os resultados do programa apresentam uma boa concordância com os resultados experimentais. As diferenças mostradas encontram-se dentro da faixa de incerteza dos resultados experimentais.

ANÁLISE DAS POTENCIALIDADES DO PROGRAMA

Conforme mencionado anteriormente, uma das grandes vantagens de um programa de simulação, consiste na possibilidade de se poder estimar, com razoável precisão e rapidez, o impacto que a substituição ou alteração de um determinado parâmetro ou das dimensões de um determinado componente têm sobre o desempenho global de uma unidade de ar condicionado.

Assim sendo, mostra-se, na figura 5, a influência do diâmetro e do comprimento do tubo capilar sobre a potência e a capacidade de refrigeração da unidade de ar condicionado em questão.

Conforme se pode verificar, tanto o diâmetro quanto o comprimento do tubo capilar encontram-se praticamente otimizados em relação à capacidade de refrigeração.

Na figura 6, ilustram-se os efeitos da carga de refrigerante sobre a potência e a capacidade de refrigeração. Conforme se pode observar, a curva de capacidade passa por um ponto de máximo, indicando que há uma carga ótima de refrigerante. Neste caso, também, verifica-se que a carga nominal encontra-se, praticamente, no valor ótimo. Observa-se, por outro lado, que a potência cresce continuamente com a carga de refrigerante.

Na figura 7, mostram-se os efeitos da temperatura de bulbo seco do ar do ambiente externo sobre a potência e a capacidade de refrigeração. Conforme esperado, observa-se que à medida que a temperatura de bulbo seco é elevada, a capacidade de refrigeração decresce, enquanto que a potência consumida cresce.

Deve-se ressaltar, que os resultados indicados nas figuras 5, 6 e 7, referem-se às condições ambientais normalizadas, referenciadas como "A", na Tabela 1.

CONCLUSÕES

O desenvolvimento de uma nova unidade de condicionamento de ar é uma tarefa complexa, principalmente devido às várias combinações possíveis entre as variáveis envolvidas e ao complexo inter-relacionamento de seus efeitos.

Assim sendo, na ausência de um programa de simulação, a prática usual entre os fabricantes é o processo de tentativa-e-erro.

O programa HPSIM, com as modificações sugeridas, vem a se constituir num forte instrumento para o desenvolvimento de unidades de condicionamento de ar, uma vez que permite o estudo das conseqüências de uma determinada modificação no desempenho térmico do equipamento.

Acredita-se que, através da utilização deste programa, o número de ensaios experimentais e de protótipos, necessários ao desenvolvimento de um determinado produto, possa ser significativamente reduzido.

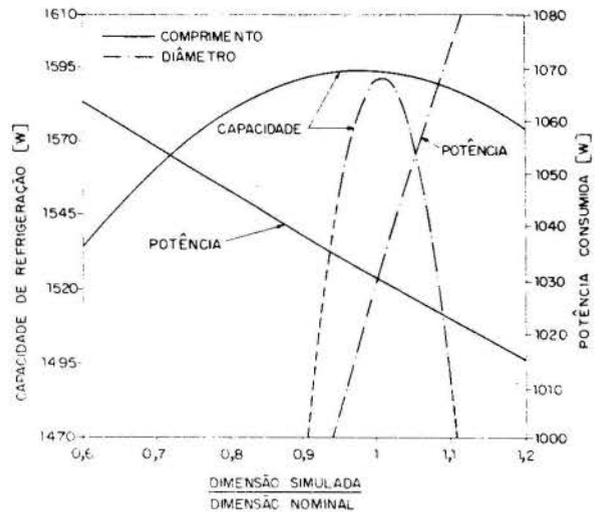


Fig. 5- Influência das dimensões do tubo capilar sobre a potência e a capacidade de refrigeração

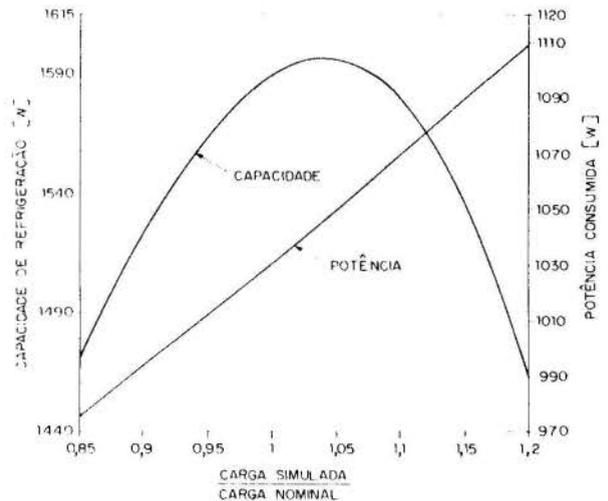


Fig. 6- Influência da carga de refrigerante sobre a potência e a capacidade de refrigeração

Tabela 3- Comparação entre resultados experimentais e computacionais

Variável	Ensaio	A	B	C	D	E	F
Capacidade [W]	Exp.	1523,0	1364,0	1646,0	1507,0	1599,0	1700,0
	Comp.	1587,0	1487,0	1671,0	1655,0	1812,0	1936,0
	Dif.	4,2%	9,0%	1,5%	9,8%	13,3%	13,9%
Potência [W]	Exp.	1100,0	1125,0	1050,0	950,0	975,0	1000,0
	Comp.	1033,0	1083,0	983,0	878,0	923,0	972,0
	Dif.	-6,1%	-3,7%	-6,4%	-7,6%	-5,3%	-2,5%
Grau de Superaquecimento [°C]	Exp.	15,0	13,0	19,0	9,0	16,0	20,0
	Comp.	15,0	13,0	17,0	9,0	15,0	18,0
	Dif.	0,0%	0,0%	10,5%	0,0%	6,3%	10,0%
Pressão de Sucção [kPa]	Exp.	618,0	639,0	598,0	467,0	501,0	529,0
	Comp.	583,0	611,0	557,0	442,0	485,0	516,0
	Dif.	-5,7%	-4,4%	-6,8%	-5,3%	-3,2%	-2,4%
Pressão de Descarga [kPa]	Exp.	2307,0	2514,0	2101,0	1928,0	1942,0	1997,0
	Comp.	2251,0	2469,0	2041,0	1954,0	2084,0	2163,0
	Dif.	-2,4%	-1,8%	-0,03%	1,3%	7,3%	8,3%

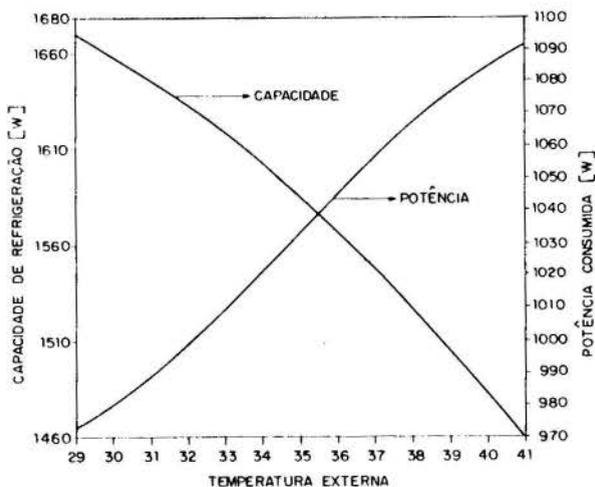


Fig. 7- Efeito da temperatura de bulbo seco do ar do ambiente externo sobre a potência e a capacidade de refrigeração

AGRADECIMENTOS

Os autores gostariam de expressar os seus mais sinceros agradecimentos à CONSUL S.A. e à EMBRACO S.A., pela colaboração prestada durante a fase experimental deste trabalho.

ABSTRACT

The objective of this work is to assess the capabilities of the HPSIM program, developed by the National Institute of Standards and Technology, to simulate the thermal performance of a window-type air conditioning unit. It is shown that the performance of such program is strongly dependent on the void fraction model being employed. Comparison between experimental and computational results, in both cooling and heating modes, are presented and discussed.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] - Domanski, P., Didion, D.A., "Computer Modelling of the Vapor Compression Cycle with Constant Flow Area Expansion Device", Building Science Series 155, National Bureau of Standards, Washington D.C., 1983.
- [2] - Domanski, P., Didion, D.A., "Mathematical Model of an Air-to-Air Heat Pump Equipped with a Capillary Tube", *Revue Internationale du Froid*, Vol.7, pp.249-255, 1984.
- [3] - Marques, M.E., "Simulação em Regime Permanente de Unidades de Condicionamento de Ar", Dissertação de Mestrado, UFSC, Florianópolis-SC, 1990.
- [4] - NBR 5882 - "Condicionador de Ar de Uso Doméstico - Método de Ensaio", Associação Brasileira de Normas Técnicas.
- [5] - Lockhardt, R.W., Martinelli, R.C., "Proposed Correlation Data for Isothermal Two Phase Two Component Flow in Pipes", *Chemical Engineering Progress*, Vol.45, No.1, pp.39-48, 1949.
- [6] - Wallis, G.B., "One-Dimensional Two-Phase Flow", Mc Graw-Hill, New York, pp.51-54, 1969.
- [7] - Hughmark, G.A., "Holdup in Gas-Liquid Flow", *Chemical Engineering Progress*, Vol.58, No.4, pp.62-65, 1962.
- [8] - Bankoff, S.G., "A Variable Density Single-Fluid Model for Two-Phase Flow with Particular Reference to Steam-Water Flow", *Transactions ASME, Journal of Heat Transfer*, Vol.82, pp.179-191, 1960.
- [9] - Rice, C.K., "The Effect of Void Fraction Correlation and Heat Flux Assumptions on Refrigerant Charge Inventory Predictions", *ASHRAE Transactions*, Vol.93, part 1, pp.341-367, 1987.
- [10] - Rigot, G., "Fluid Capacity of an Evaporator in Direct Expansion", *Chaud-Froid-Plomberie*, No.328, pp.133-144, 1973.
- [11] - Zivi, S.M., "Estimation of Steady-State Steam Void-Fraction by Means of the Principle of Minimum Entropy Production", *Transactions ASME Journal of Heat Transfer*, Series C, Vol.86, pp.247-252, 1964.
- [12] - Smith, S.L., "Void Fraction in Two-Phase Flow: A Correlation Based upon an Equal Velocity Head Model", *Proc. Inst. Mech. Eng.*, London, Vol.184, Part 1, No.36, pp.647-664, 1969.
- [13] - Premoli, A., Francesco, D.D., Prina, A., "A Dimensional Correlation for Evaluating Two-Phase Mixture Density", *La Termodinamica*, Vol.25, No.1, pp.17-26, 1971.
- [14] - Tandon, T.N., Varma, H.K., Gupta, C.P., "A Void Fraction Model For Annular Two-Phase Flow", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.28, No.1, pp.191-198, 1985.

MODELAGEM E SIMULAÇÃO MATEMÁTICA DE SISTEMAS
CENTRAIS DE AR CONDICIONADO VISANDO A
ANÁLISE E PREVISÃO DO CONSUMO DE ENERGIA



Roberto de Aguiar Peixoto¹, Marco Antonio S. de Paiva,
Chern Chon Chin, João Francisco Peral Cespedes
INSTITUTO DE PESQUISAS TECNOLÓGICAS DO ESTADO DE SÃO
PAULO - IPT / ² IPT e E. E. MAUA - SP



SUMARIO

O trabalho apresenta um método para previsão do consumo de energia de sistemas de ar condicionado com central de "água gelada". O método baseia-se em modelos matemáticos para simulação de todos os componentes de sistemas de ar condicionado operando em regime permanente. A metodologia desenvolvida foi aplicada a um sistema de ar condicionado existente para análise de medidas de conservação de energia.

INTRODUÇÃO

Em instalações de ar condicionado existentes, a análise e a previsão do consumo de energia possibilitam a avaliação técnico-econômica de modificações visando a racionalização energética; em novas instalações permitem a otimização do projeto arquitetônico da edificação e do sistema de ar condicionado.

Os principais fatores que afetam a estimativa do consumo de energia de um sistema de ar condicionado são:

- condições meteorológicas da localidade;
- características construtivas da edificação;
- cargas térmicas internas;
- tipo do sistema de ar condicionado e características dos equipamentos.

A grande variação que alguns desses fatores pode apresentar ao longo do tempo dificulta o cálculo do consumo de energia.

No decorrer dos últimos anos, vários métodos simplificados de previsão de consumo energético têm sido propostos, principalmente nos E.U.A. [1]. A seguir são apresentadas as características de alguns desses métodos.

O "Equivalent Full Load Hours" [2] considera que o consumo anual de energia é equivalente àquele que o sistema teria operando na capacidade de projeto por um certo número de horas de verão. As informações necessárias para a estimativa do consumo de energia são o consumo específico do sistema de ar condicionado na condição de projeto, a capacidade do sistema e uma tabela de "horas equivalentes à carga máxima" para várias localidades. Este método ignora todos os aspectos operacionais e as características do sistema de ar condicionado utilizado na edificação.

O método denominado "Degree Day" [2] baseia-se na consideração de que uma edificação estará em equilíbrio térmico com o meio quando este apresentar uma determinada temperatura média diária (temperatura de equilíbrio), condição em que o valor médio dos "ganhos de calor" devido a insolação e fontes internas compensará as perdas. A estimativa da energia consumida pelo sistema de ar condicionado neste método é feita admitindo-se que esta seja proporcional à diferença entre a temperatura média exterior (no intervalo de

tempo considerado) e a temperatura de equilíbrio (conforme definição anterior).

Tanto o "Equivalent Full Load Hours" como o "Degree Day" são métodos que utilizam os valores de carga térmica e do consumo energético do sistema de ar condicionado em apenas uma condição operacional. Mediante o uso de um critério característico de cada método, o valor instantâneo obtido é extrapolado para o período de tempo desejado. Variações de consumo decorrentes de alteração da eficiência operacional dos equipamentos são desprezadas, sendo esse um dos fatores que tornam esses métodos aplicáveis a estudos preliminares de análise de energia e restringem seu uso aos casos de pequenas edificações.

Em função desses aspectos, existem métodos mais elaborados, onde a influência de um número maior de variáveis no consumo energético do sistema pode ser avaliada. O "Bin Method" [3] consiste no cálculo das demandas energéticas instantâneas para algumas temperaturas de bulbo seco externas. O cômputo do consumo total de energia ao longo de um período é feito a partir da multiplicação dos resultados obtidos, para cada temperatura, pela frequência de ocorrência destas no período de tempo considerado. O cálculo das cargas térmicas latentes de infiltração e ventilação é feito utilizando-se temperaturas de bulbo úmido médias que ocorrem para cada temperatura de bulbo seco escolhida.

Um aprimoramento do "Bin Method" consiste no cálculo hora a hora do consumo energético durante todo o período de tempo considerado. Ambos os métodos fazem uso de modelos matemáticos que permitem o cálculo da carga térmica da edificação e do consumo energético do sistema de ar condicionado. A sofisticação dos modelos matemáticos utilizados depende do nível de precisão e dos objetivos perseguidos.

MÉTODO DESENVOLVIDO PARA PREVISÃO DO CONSUMO DE ENERGIA DE UM SISTEMA DE AR CONDICIONADO COM CENTRAL DE "ÁGUA GELADA" ("CHILLER").

Um dos principais objetivos visados com o desenvolvimento da metodologia de previsão de consumo foi a análise de medidas de racionalização energética. Desejava-se a obtenção de uma ferramenta ágil que pudesse ser utili

zada em um microcomputador tipo IBM-PC e que considerasse o efeito dos diversos parâmetros operacionais do sistema, de modo que a influência de cada um deles no consumo total de energia pudesse ser avaliada. A principal etapa do trabalho consistiu na modelagem matemática de um sistema de ar condicionado com central de água gelada, considerando todos os equipamentos existentes. Na previsão do consumo anual, o modelo matemático desenvolvido pode ser utilizado tanto pelo "Bin Method" como pelo método de cálculo hora a hora. Considerando uma determinada condição climática e uma determinada condição operacional do sistema, a estrutura de cálculo do modelo matemático é a seguinte:

- cálculo da carga térmica dos vários ambientes da edificação;
- simulação do desempenho do sistema operando em regime permanente; esta etapa consiste na solução de um sistema de equações algébricas que compreendem os modelos matemáticos dos módulos (equipamentos), as equações de ligação entre módulos e correlações para cálculo de propriedades de substâncias;
- cálculo do consumo de energia de cada equipamento e do consumo total do sistema.

A seqüência de cálculo anterior é repetida para as várias condições e instantes que se deseja analisar e, em seguida, procede-se à integração dos resultados ("Bin Method" ou cálculo hora a hora) para o cômputo do consumo anual.

A figura 1 apresenta um diagrama de blocos simplificado do algoritmo de cálculo desenvolvido.

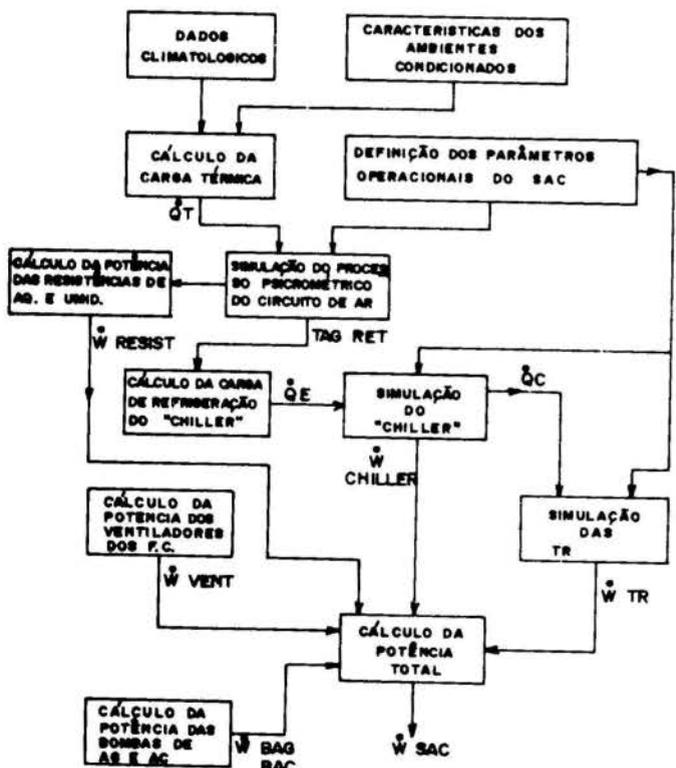


Figura 1: Diagrama de blocos da seqüência de cálculo para previsão do consumo de energia do SAC.

A seguir são apresentados resumidamente o procedimento para o cálculo da carga térmica da edificação e os modelos de simulação do circuito de ar, "chiller" e torre de resfriamento. O único módulo a considerar modelos matemáticos para regime transitório é o do cálculo da carga térmica dos ambientes, tendo em vista que as constantes de tempo dos demais módulos são pequenas, quando comparadas com a da edificação.

CÁLCULO DA CARGA TÉRMICA DA EDIFICAÇÃO

Entre os vários métodos existentes de cálculo de carga térmica de edificações, dois dos mais importantes são o da ASHRAE (*American Society of Heating, Refrigerating and Air Conditioning Engineers*) e o da Carrier (*Carrier Air Conditioning Company*). No trabalho desenvolvido decidiu-se optar pelo método da Carrier [4]. Neste método, os fatores responsáveis pela carga térmica de um ambiente são assim agrupados:

- insolação através de vidros;
- ganhos de calor por superfícies externas opacas;
- condução de calor através de vidros externos e superfícies interiores;
- carga térmica devida a pessoas, iluminação e equipamentos;
- infiltração de ar;
- ar exterior de renovação (ventilação).

O procedimento detalhado para cálculo de cada uma das parcelas anteriormente mencionadas é apresentado na referência [4].

MODELAGEM MATEMÁTICA DO PROCESSO PSICROMÉTRICO DO SISTEMA DE AR

A figura 2 mostra um fluxograma simplificado da distribuição de ar em um sistema de condicionamento central típico com controle de temperatura e umidade. Os ambientes servidos por uma única rede de insuflamento e uma única rede de retorno de ar constituem uma zona de condicionamento.

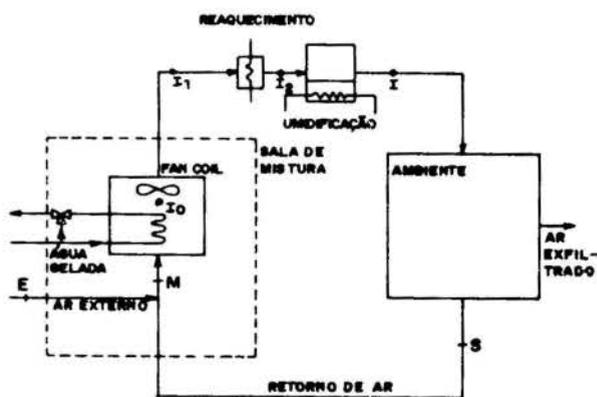


Figura 2: Esquema simplificado do sistema de distribuição de ar.

O ar assume diferentes valores de temperatura e umidade nos diferentes pontos da linha (condições psicrométricas) e o objetivo da modelagem matemática desse processo é, a partir do conhecimento prévio de determinadas variáveis, determinar a carga de resfriamento na serpentina (que produz uma determinada elevação na temperatura da água gelada) e a

energia elétrica gasta nas resistências de aquecimento e umidificação relativas a uma determinada zona. As variáveis independentes desse processo (dados de entrada) são:

- q_s : taxa de calor sensível recebido pelo ar nos ambientes condicionados (KW);
- q_l : taxa de calor latente recebido pelo ar nos ambientes condicionados (KW);
- \dot{m}_e : vazão mássica de ar externo (Kg/s);
- \dot{m}_i : vazão mássica de ar insuflado (kg/s);
- T_e : temperatura de bulbo seco do ar exterior ($^{\circ}\text{C}$);
- T_{ssp} : temperatura de bulbo seco desejada para o ambiente, correspondendo ao "set-point" do controlador que comanda o sistema de resfriamento ($^{\circ}\text{C}$);
- T_s : temperatura de bulbo seco real do ambiente condicionado ($^{\circ}\text{C}$);
- UR_{max} : máxima umidade relativa admitida para o ambiente condicionado (%); corresponde ao "set-point" do umidostato de máxima que controla a operação da resistência de aquecimento;
- UR_{min} : mínima umidade relativa admitida para o ambiente condicionado (%); corresponde ao "set-point" do umidostato de mínima que controla a operação da resistência de umidificação;
- UR_s : umidade relativa do ar de retorno (%);
- UR_e : umidade relativa do ar exterior (%);
- D_p : variação de pressão total sofrida pelo ar de insuflamento ao passar pelo ventilador (kPa);

- FBP : fator de "by-pass" da serpentina de resfriamento;
- $Q_{u_{max}}$: capacidade máxima da resistência de umidificação (KW);
- $Q_{r_{max}}$: capacidade máxima da resistência de aquecimento (KW);

Os cálculos consistem na determinação do estado termodinâmico do ar úmido em cada um dos pontos do sistema (pontos M, I₀, I₁, I₂, I e S da figura 2). No processo de resfriamento e desumidificação através da serpentina admite-se que o fator de "by-pass" seja constante. Esta etapa deverá ser aprimorada no futuro, utilizando-se modelos matemáticos mais elaborados da serpentina de resfriamento.

A seqüência de cálculo inicia admitindo-se a inexistência de aquecimento e umidificação, determinando-se as condições do ar de retorno (ambiente condicionado). Caso a umidade relativa do ar de retorno esteja fora dos limites permitidos, os cálculos são refeitos, admitindo-se agora o aquecimento ou umidificação, conforme seja o caso. Na realidade o problema é mais complexo, uma vez que deve ser verificada também a adequação da capacidade das resistências elétricas ou se o ar úmido atinge condições de saturação em pontos intermediários do sistema. Dessas verificações nasce a seqüência de cálculo cujo diagrama de blocos é apresentado na figura 3.

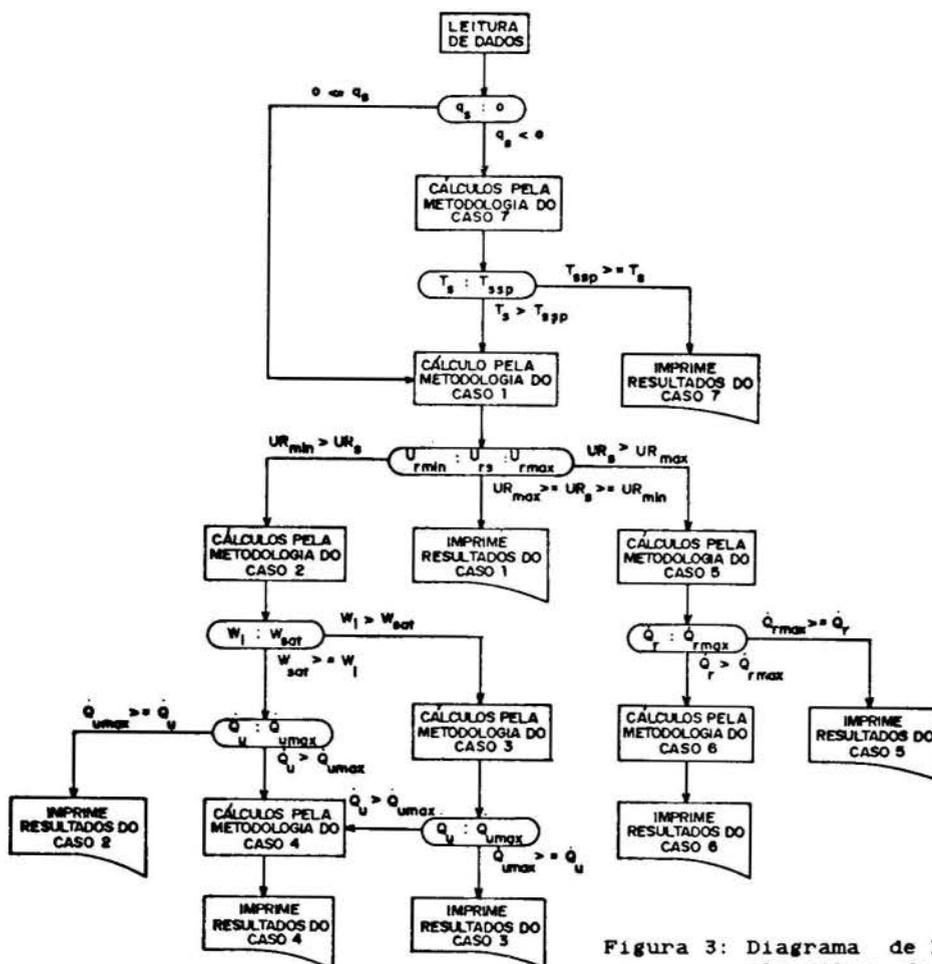


Figura 3: Diagrama de blocos simplificado do algoritmo de cálculo do sistema de ar.

O equacionamento detalhado de cada um dos casos abordados nesse diagrama é apresentado na referência [5].

Os casos indicados no diagrama de blocos da figura 3 se referem a:

- Caso 1: inexistência de reaquecimento ou umidificação;
- Caso 2: resistência de umidificação operando a carga parcial;
- Caso 3: ar úmido atinge a saturação no processo de umidificação;
- Caso 4: resistência de umidificação operando a plena capacidade, mas é insuficiente para obtenção da umidade requerida;
- Caso 5: resistência de reaquecimento operando em carga parcial;
- Caso 6: resistência de reaquecimento operando a plena capacidade, mas é insuficiente para obtenção da umidade requerida;
- Caso 7: ambiente perde "calor sensível" para o meio externo e sua temperatura de equilíbrio é inferior a T_{ssp} .

MODELAGEM MATEMÁTICA DO "CHILLER"

Considerando os requisitos do modelo geral do sistema de ar condicionado e os procedimentos publicados nas referências [6] e [7], foi desenvolvido um modelo para simulação matemática do desempenho de "chillers" com compressores alternativos.

Existem dois tipos básicos de modelos para simulação de "chillers". O primeiro é constituído por modelos detalhados que consideram as interações existentes entre todos os seus componentes (compressor, trocadores de calor, válvula de expansão, etc.). Em geral são utilizados para o projeto ou análise do comportamento dinâmico de "chillers". O segundo, utilizado no trabalho desenvolvido, é do tipo entrada/saída, consistindo no uso de equações geradas a partir de dados de desempenho obtidos de catálogo. Este último, utilizado para sistemas operando em regime permanente, não envolve parâmetros internos ao "chiller" e mostra-se apropriado à análise energética de sistemas de ar condicionado.

O modelo desenvolvido considera tanto a operação do "chiller" à plena carga, com todos os compressores e cilindros operando, como à carga parcial, quando compressores são desligados e/ou cilindros "descarregados", de forma a proporcionar a modulação de capacidade.

No módulo de simulação do "chiller", a carga de resfriamento e a temperatura de saída da "água gelada" são dados de entrada (variáveis independentes). As variáveis de saída (valores calculados) são a potência elétrica consumida no "chiller" e a temperatura de saída da água de condensação. A figura 4 apresenta um diagrama de blocos simplificado do algoritmo de cálculo do modelo de simulação do "chiller".

As equações que constituem o modelo do "chiller" são apresentadas a seguir:

$$\dot{Q}_{ev} = \dot{m}_{ag} C_p (T_{age} - T_{ags}) \quad (1)$$

$$\dot{Q}_{ev} = U_{ev} A_{ev} \Delta T_{ev} \quad (2)$$

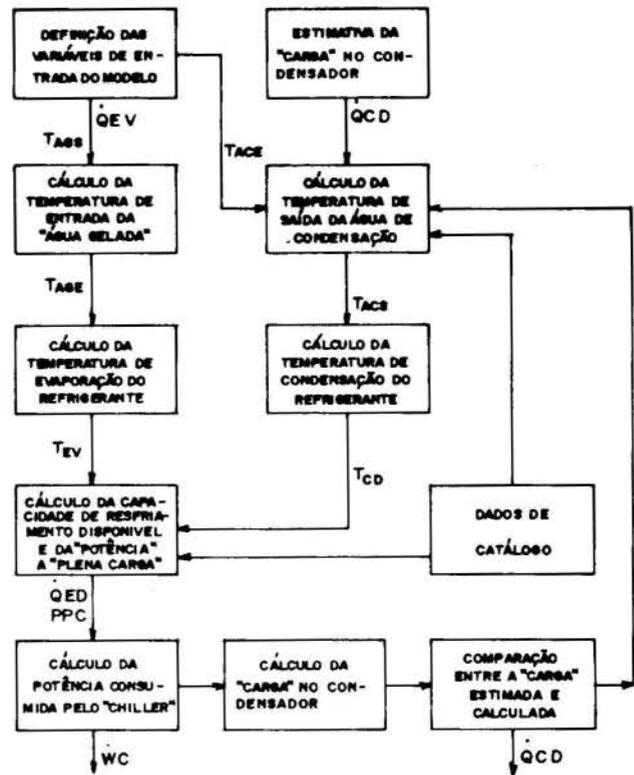


Figura 4: Diagrama de blocos simplificado do algoritmo de simulação do "chiller".

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{ev} = & a_1 + a_2 T_{ev} + a_3 T_{ev}^2 + a_4 T_{cd} + \\ & + a_5 T_{cd} T_{ev} + a_6 T_{cd} T_{ev}^2 + \\ & + a_7 T_{cd}^2 + a_8 T_{cd}^2 T_{ev} + \\ & + a_9 T_{cd}^2 T_{ev}^2 \end{aligned} \quad (3)$$

$$\dot{Q}_{cd} = b_1 \dot{Q}_{ev} \quad (4)$$

$$\dot{Q}_{cd} = \dot{m}_{ac} C_p (T_{acs} - T_{ace}) \quad (5)$$

$$\begin{aligned} (UA)_{cd} = & C_1 + C_2 \dot{m}_{ac} + C_3 \dot{m}_{ac}^2 + \\ & + C_4 \dot{m}_{ac}^3 \end{aligned} \quad (6)$$

$$\dot{Q}_{cd} = (UA)_{cd} \Delta T_{cd} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} P_{pc} = & d_1 + d_2 T_{ev} + d_3 T_{ev}^2 + d_4 T_{cd} + \\ & + d_5 T_{cd} T_{ev} + d_6 T_{cd} T_{ev}^2 + \\ & + d_7 T_{cd}^2 + d_8 T_{cd}^2 T_{ev} + \\ & + d_9 T_{cd}^2 T_{ev}^2 \end{aligned} \quad (8)$$

$$(W_c/P_{pc}) = e_1 (\dot{Q}_{ev}/\dot{Q}_{cd}) \quad (9)$$

$$\dot{Q}_{cd} = W_c + \dot{Q}_{ev} \quad (10)$$

$$\Delta T_{ev} = \frac{(T_{ags} - T_{age})}{\ln [(T_{ags} - T_{ev}) / (T_{age} - T_{ev})]} \quad (11)$$

$$\Delta T_{cd} = \frac{(T_{acs} - T_{ace})}{\ln [(T_{acs} - T_{cd}) / (T_{ace} - T_{cd})]} \quad (12)$$

- onde,
- \dot{Q}_{ev} : carga de resfriamento do "chiller" (kW);
 - $\dot{m}_{ag}, \dot{m}_{ac}$: respectivamente, vazões mássicas de "água gelada" e "água de condensação";
 - C_p : calor específico à pressão constante da água (kJ/kg°C);
 - T_{age}, T_{ags} : respectivamente, temperaturas de entrada e saída da "água gelada" no "chiller" (°C);
 - U_{ev} : coeficiente global médio de transferência de calor no evaporador (kW/m²°C);
 - T_{ev}, T_{cd} : respectivamente, temperaturas de evaporação e condensação do fluido refrigerante (°C);
 - A_{ev} : área de troca de calor do evaporador do "chiller" (m²);
 - \dot{Q}_{ed} : carga de resfriamento no evaporador para "chiller" operando à plena carga (kW);
 - \dot{Q}_{cd} : carga térmica no condensador (kW);
 - T_{ace}, T_{acs} : respectivamente, temperaturas de entrada e saída da água de condensação no "chiller" (°C);
 - $(UA)_{cd}$: produto do coeficiente global de transferência de calor pela área de troca de calor do condensador (kW/°C);
 - $\Delta T_{ev}, \Delta T_{cd}$: respectivamente, diferenças médias logarítmicas de temperatura no evaporador e condensador;
 - P_{pc} : potência elétrica consumida pelo "chiller" quando em operação à plena carga (kW);
 - W_c : potência real consumida pelo "chiller" (kW).

Os coeficientes $a_1, b_1, C_1, d_1, e_1, U_{ev}$ e A_{ev} são obtidos a partir dos dados de catálogo do "chiller".

MODELAGEM MATEMÁTICA DA TORRE DE RESFRIAMENTO

O consumo de energia de uma torre de resfriamento ocorre no ventilador, cujo acionamento é comandado por um termostato controlador da temperatura da água na saída da torre.

O modelo matemático desenvolvido aplica-se a torres de resfriamento do tipo contra-corrente. Foram utilizados balanços de energia e equações de transferência de calor e massa formulados na forma diferencial [8,9]. As variáveis utilizadas são:

- T_{ea} : temperatura da água na entrada da torre (°C);
- T_{sa} : temperatura virtual da água na saída da torre caso o ventilador funcionasse ininterruptamente (°C);
- T_{BU} : temperatura de bulbo úmido do ar ambiente (°C);
- \dot{m}_{ar} : vazão mássica média de ar úmido que atravessa a torre (kg/s);
- \dot{m}_{ac} : vazão mássica de água de condensação (kg/s).

Conhecido o número de unidades de transferência da torre (NUT), qualquer uma das cinco variáveis anteriores pode ser determinada em função das outras quatro. No modelo desenvolvido, a variável calculada escolhida foi a temperatura virtual de saída da água de condensação, T_{sa} . Esta é a variável que determina o consumo de energia da torre de resfriamento.

A potência consumida pelo ventilador é obtida a partir da carga térmica da torre de resfriamento (determinada na simulação do "chiller"), da capacidade nominal da torre e da potência nominal do ventilador. Desta forma, a potência real consumida pode ser expressa em função do "set-point" de temperatura da água na saída da torre (T_{sa}) e da temperatura virtual de saída da água para ventilador operando ininterruptamente (T_{sa}).

O diagrama simplificado da figura 5 apresenta o algoritmo de cálculo utilizado.

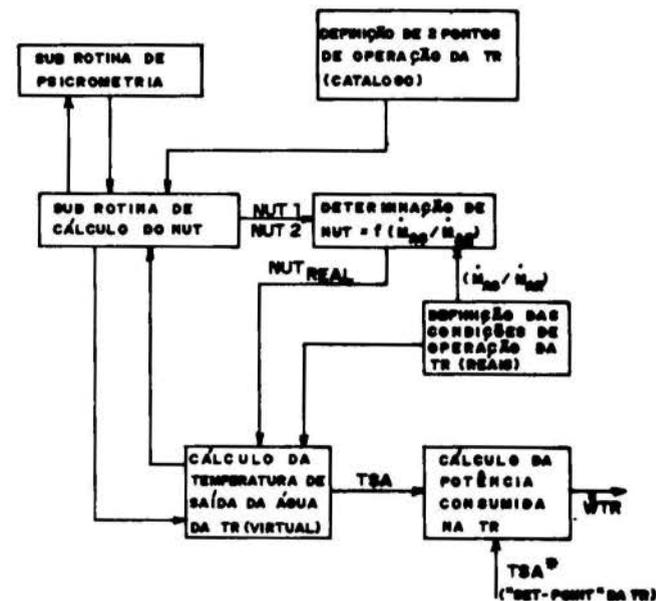


Figura 5: Diagrama de blocos simplificado do algoritmo de simulação da torre de resfriamento.

O modelo matemático da torre de resfriamento para operação a plena carga é constituído pelas seguintes equações:

$$NUT = C \int_{T_{ea}}^{T_{sa}} \frac{dT}{h_1 - h} \quad (13)$$

$$dh = (\dot{m}_{ac} / \dot{m}_{ar}) C_p dT \quad (14)$$

- onde,
- C_p : calor específico à pressão constante da água;
 - T : temperatura da água ao longo da torre (°C);
 - h_1 : entalpia específica do ar úmido ao longo da torre na interface ar-água admitido o equilíbrio termodinâmico (kJ/kg);

h : entalpia específica do ar úmido ao longo da torre (KJ/kg).

A expressão (13) pode ser aproximada por uma somatória, onde a torre de resfriamento é dividida em um número finito de intervalos.

Nos cálculos foi adotada a hipótese de variação linear do NUT com a relação ($\dot{m}_{ac}/\dot{m}_{ar}$), utilizando-se então dois pontos de operação da torre para obtenção desta relação. Dessa forma, conhecido o valor de ($\dot{m}_{ac}/\dot{m}_{ar}$) para as condições de simulação, pode-se determinar o NUT da torre.

O procedimento adotado para o cálculo de T_{sa} é iterativo. Admite-se um valor para T_{sa} e verifica-se se o NUT calculado é igual ao NUT da torre. Os cálculos são reiterados até a obtenção da convergência.

Para obtenção da potência elétrica média consumida pelo ventilador (considerando os intervalos de tempo em que ele fica ligado ou desligado), \dot{W}_{tr} , a equação utilizada é:

$$\dot{W}_{tr} = \dot{W}_{ve} (T_{ea} - T_{sa}^*) / (T_{ea} - T_{sa}) \quad (15)$$

onde,

\dot{W}_{ve} : potência do ventilador (kW);
 T_{sa}^* : "set-point" da temperatura da água na saída da torre (°C).

CONCLUSÕES

O trabalho apresentou um modelo matemático que permite a simulação e a previsão de consumo energético de um sistema de ar condicionado com central de "água gelada". Baseado nesse modelo, foi desenvolvido um programa computacional utilizado, juntamente com os resultados obtidos na monitoração de uma instalação existente, na avaliação de diversas medidas de racionalização energética. Tal programa é uma poderosa ferramenta tanto na análise energética de instalações de ar condicionado existentes, quanto na análise do projeto de novas instalações, permitindo a obtenção de soluções energeticamente mais eficientes.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] ASHRAE, "Fundamentals Handbook", ASHRAE, Atlanta, USA, 1985.
- [2] Pita, E. G, "Air Conditioning Principles and Systems: An Energy Approach". John Wiley, New York, 1981.
- [3] Knebel, D. E. "Simplified Energy Analysis Using the Bin Method". ASHRAE, Atlanta, 1983.
- [4] CARRIER AIR CONDITIONING COMPANY. "Handbook of Air Conditioning Systems Design". McGraw-Hill, New York, 1965.
- [5] IPT. "Avaliação e Racionalização do Consumo Energético de Edifícios-Sede de Centrais Telefônicas". Relatório IPT nº 27.038/89, São Paulo, 1989.
- [6] Leverenz, D. J., Bergan, N. E. "Development and Validation of a Reciprocating Chiller Model for Hourly Energy Analysis Programs". Atlanta, ASHRAE Transactions, paper 2746, Vol. 89, part 1A, p. 156-174, 1983.

- [7] Allen, J. J., Hamilton, J. F. "Steady-State Reciprocating Water Chiller Models". Atlanta, ASHRAE Transactions, paper 2786, Vol. 89, part 2A, p. 398-407, 1983.
- [8] Alves, A. R. "Simulação de Torres de Resfriamento". Trabalho de Formatura, Escola Politécnica da USP, São Paulo, 1981.
- [9] Stoecker, W. F., Jones, J. W. "Refrigeração e Ar Condicionado". McGraw-Hill, São Paulo, 1983.

ABSTRACT

The energy requirements of an air conditioning system are usually more difficult to evaluate than the system capacity, since they combine the influence of many factors that can vary randomly with time. The work presents a method for energy analysis based on a computer program for building and air conditioning system simulation.

MONITORAÇÃO DE UM SISTEMA CENTRAL DE AR CONDICIONADO
VISANDO A OBTENÇÃO DE DADOS DE DESEMPENHO E
ANÁLISE DE MEDIDAS DE RACIONALIZAÇÃO ENERGÉTICA

Roberto de A. Peixoto¹, João F.P. Cespedes, Marco A.S.
de Paiva, Cherm C. Chin, Ronaldo J. Sant'Anna.
INSTITUTO DE PESQUISAS TECNOLÓGICAS DO ESTADO
DE SÃO PAULO - IPT / ² IPT e E. E. MAUA



SUMARIO

Visando obter dados de desempenho e ao mesmo tempo avaliar experimentalmente a adoção de algumas medidas de conservação de energia foi realizada a monitoração de uma unidade de ar condicionado com central de água gelada instalada em um edifício-sede de central telefônica pertencente à TELESP. A monitoração foi efetuada continuamente durante um período de quatro meses, consistindo na medição das principais variáveis operacionais do sistema.

INTRODUÇÃO

O IPT desenvolveu, no período de janeiro de 1988 a julho de 1989, o projeto "Avaliação e Racionalização do Consumo Energético de Edifícios-Sede de Centrais Telefônicas" [1] para a Telecomunicações de São Paulo S/A - TELESP, cujo objetivo básico foi a análise do consumo de energia nos sistemas de ar condicionado e a proposição de medidas visando a sua redução.

A realização da monitoração de uma instalação existente prendeu-se, entre outros motivos, à necessidade de obtenção de características operacionais e de desempenho de um sistema de ar condicionado para subsidiar um programa de simulação, que determinasse a viabilidade técnica e o potencial de redução de consumo de medidas de conservação de energia.

Por outro lado, a realização de testes operacionais com acompanhamento simultâneo das variações ocorridas permitiu verificar a factibilidade do elenco de medidas de conservação de energia em análise. A monitoração realizada teve esta característica devido ao porte e à complexidade de uma central telefônica de 80.000 linhas, onde a manutenção de condições ambientais adequadas é fundamental ao seu correto funcionamento. Alternativas menos rigorosas de monitoração poderiam levar o sistema ao colapso durante a realização de ensaios de condições não usuais de operação.

Foram assim acompanhados, através da medição de suas principais variáveis operacionais, três sistemas de ar condicionado, selecionados conforme os seguintes critérios: possibilidade de extensão dos resultados obtidos para outras edificações da TELESP e para sistemas de ar condicionado em geral, possibilidade de medição contínua das variáveis de operação e porte da instalação. A seguir são apresentadas as características básicas das medições realizadas em uma das instalações monitoradas, a do edifício-sede da Central Telefônica do Jabaquara, na zona sul da cidade de São Paulo.

CARACTERÍSTICAS DO SISTEMA MONITORADO

O sistema monitorado está instalado em um prédio de dez andares, sendo a ocupação dos seus ambientes constituída por atividades

de escritório e sistemas de comutação eletromecânica e eletrônica.

As características básicas do sistema de ar condicionado são:

- sistema com central de "água gelada";
- três unidades resfriadoras de líquidos ("chiller"), uma de reserva, com condensadores resfriados à água;
- capacidade total 1.050 kW (≈ 300 TR);
- quatro bombas de "água gelada" (uma de reserva);
- quatro bombas de "água de condensação" (uma de reserva);
- duas unidades de resfriamento e desumidificação ("fan-coil") por pavimento;
- controle de capacidade dos "fan-coils" através de válvulas de três vias;
- sistema de controle dos "fan-coils" do tipo eletromecânico;
- três torres de resfriamento.

VARIÁVEIS MEDIDAS

Devido à inviabilidade de medir os parâmetros de operação de todos componentes do sistema de ar condicionado foram monitorados os seguintes sub-sistemas: dois "chillers", seis "fan-coils" e ambientes de três andares típicos, as três torres de resfriamento e as bombas de "água-gelada" e "água de condensação".

A figura 1, apresenta um fluxograma geral com as variáveis medidas.

Em função do grande número de variáveis medidas continuamente, 102, além de 36 medidas descontinuamente, foi utilizado um sistema computadorizado de aquisição de dados, constituído por registradores de dados, uma placa "GPIB" para interfaceamento na aquisição de dados, um microcomputador compatível com a linha IBM-PC e um programa computacional de gerenciamento, desenvolvido especificamente para esta monitoração.

A instrumentação utilizada para as medições realizadas é especificada a seguir.

INSTRUMENTAÇÃO UTILIZADA

Devido à necessidade da monitoração remota e considerando as faixas de temperaturas a serem medidas, os sensores utilizados para a medição de temperatura foram termopares

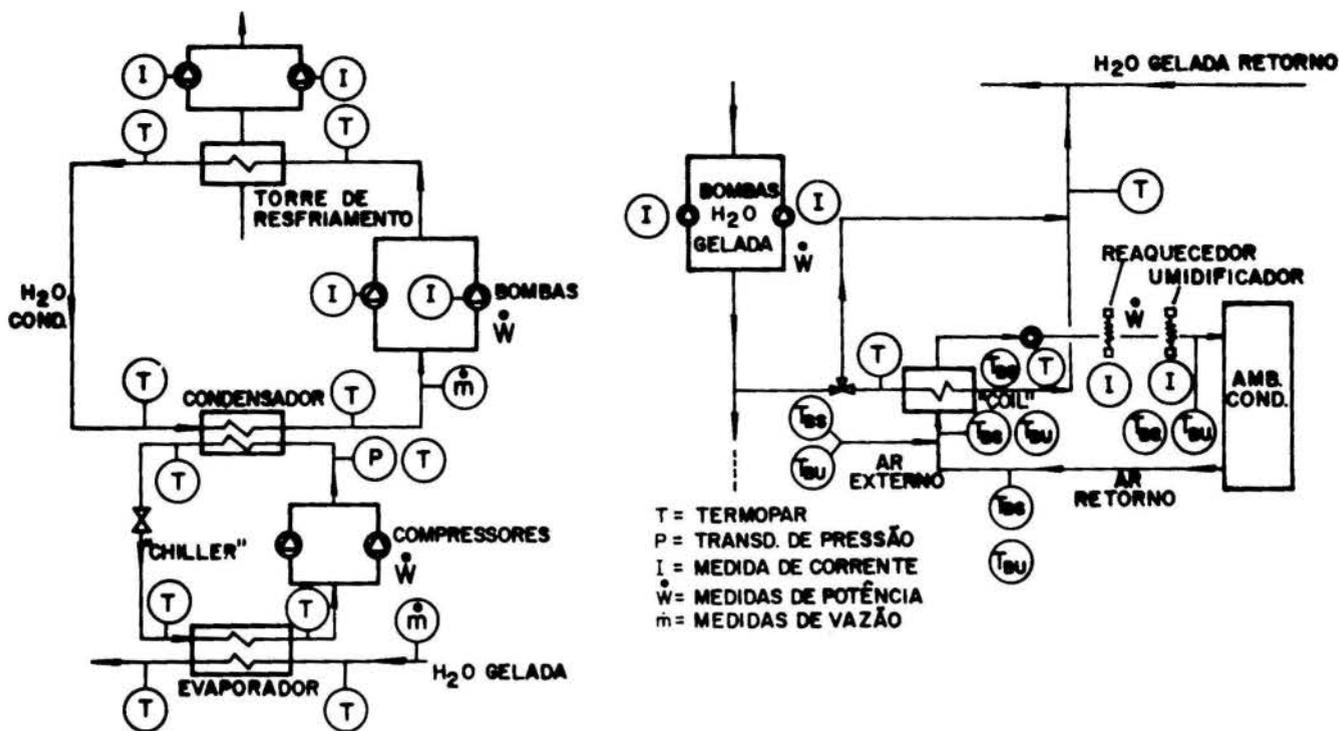


Figura 1: Esquema do sistema de ar condicionado analisado e indicação das variáveis monitoradas.

tipo T (Cobre-Constantan). As medições realizadas acarretaram o uso de grandes comprimentos de cabos de compensação, 2.500 m ao todo. Foram aferidos os termopares com os respectivos cabos de compensação obtendo-se um erro máximo de $\pm 0,2$ °C.

A medição de temperatura de bulbo úmido, necessária para a determinação da umidade relativa e absoluta do ar, foi feita através do sistema apresentado na figura 2.

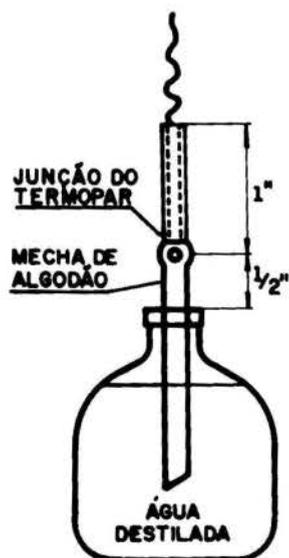


Figura 2: Esquema do sistema utilizado para medição da temperatura de bulbo úmido.

Na referência [2] são relatados diversos métodos e formas de medição deste parâmetro. Para o caso específico de medição em dutos é recomendado o aparelho da figura 2, desde que a velocidade do fluxo de ar seja suficientemente alta (acima de 1,6 m/s).

O mesmo sistema foi utilizado em outros locais, como entrada de ar nos "fan-coils", devido à impossibilidade física de instalação de um psicrômetro aspirado.

Foram comparados, no local monitorado, valores obtidos com este sistema e os lidos por um psicrômetro aspirado (Assman). As diferenças observadas foram inferiores a 5%.

No "chiller" foram medidas as pressões do fluido refrigerante no evaporador e no condensador. Esta medição foi feita utilizando-se transdutores de pressão total do tipo capacitivo.

A leitura da potência consumida nos "chillers" e bombas foi feita através de multímetros digitais tipo alicate. Na medição contínua foi suposto que o circuito trifásico estava balanceado, o que permitiu a obtenção do valor de potência monitorando-se apenas uma das fases. Nas medições não contínuas utilizou-se o método dos dois wattímetros.

Cada "chiller" do sistema de ar condicionado monitorado utiliza quatro compressores. A modulação da capacidade do sistema é obtida através do desligamento de compressores e do "esvaziamento" de cilindros em alguns dos compressores. A monitoração das correntes nesses compressores permitiu o acompanhamento desse estagiamento, além da obtenção de uma estimativa do consumo em cada compressor. Foram utilizados transformadores de tensão, para diminuição do valor nominal, e retificadores devido ao fato dos registradores utilizados aceitarem apenas valores de tensão contínua.

As potências das resistências de aquecimento e de umidificação e dos ventiladores das torres de resfriamento são variáveis que assumem valores constantes quando acionadas por algum controle e valores nulos quando desligadas. Para monitoração destas variáveis foi utilizado um circuito elétrico composto por relés que, fechados ou abertos, indicavam se os equipamentos estavam acionados ou desligados.

No caso das vazões de ar, o valor fornecido pelo anemômetro de pás é muito dependente da forma de utilização. Sendo assim, as vazões de ar de insuflamento, ar externo e de infiltração foram medidas utilizando-se um anemômetro de fio quente que mede a velocidade do ar escoando em uma determinada seção. Os pontos de medição foram distribuídos de forma a garantir uma boa precisão para o valor medido.

Devido às características particulares do sistema de ar condicionado monitorado e, também, às dificuldades inerentes à realização de medições em uma instalação em funcionamento, o instrumento escolhido para medição de vazão de água foi um medidor ultrassônico não intrusivo operando sob o princípio do efeito Doppler. A utilização de outros métodos de medição de vazão foi prejudicada pela dificuldade de interrupção do sistema para se introduzir instrumentos nas tubulações.

O medidor ultrassônico possui um transdutor emissor-receptor que emite um feixe ultrassônico pulsante para a água. Esse feixe é refletido nas bolhas de ar presentes no escoamento (insuflado no escoamento mediante um compressor), que provocam uma interferência na frequência inicial do feixe. Através da relação entre a interferência provocada e a velocidade da água, a vazão é obtida. Este medidor possui razoável precisão, afetada porém, como ocorreu nas medições realizadas, pela insuficiência de trecho reto de tubulação à montante do ponto de medição para garantir o perfil de velocidades plenamente desenvolvido. Esta restrição também é imposta à maioria dos métodos de medição de vazão de líquidos [3].

Os valores dos parâmetros monitorados foram registrados na forma de gráficos, tanto na operação do sistema em condições normais de funcionamento, conforme o exemplo mostrado na figura 3, como durante a realização dos vários testes. As informações contidas nestes gráficos permitiram uma avaliação do comportamento do sistema em diferentes condições operacionais. A seguir são comentados três testes utilizando-se gráficos obtidos durante a sua realização.

AUMENTO DA TEMPERATURA DA "ÁGUA-GELADA"

Esta mudança acarreta um aumento na temperatura de evaporação do fluido refrigerante e, conseqüentemente, mantida a temperatura de condensação, uma elevação no coeficiente de eficácia do "chiller", reduzindo o consumo de energia elétrica em seus compressores.

As restrições existentes para aplicação desta medida se localizam nos "fan-coils" de cada ambiente, pois uma elevação da temperatura da "água-gelada" acarreta perda de capacidade de resfriamento do ar e, dependendo da folga de capacidade existente, pode impedir a obtenção das condições ambientais requeridas.

O ambiente mais crítico, considerando esta situação, é o do 7º andar, ocupado por sistemas eletrônicos de comutação (CPA), que exigem um rígido controle da temperatura. A análise dos gráficos deste andar, como por

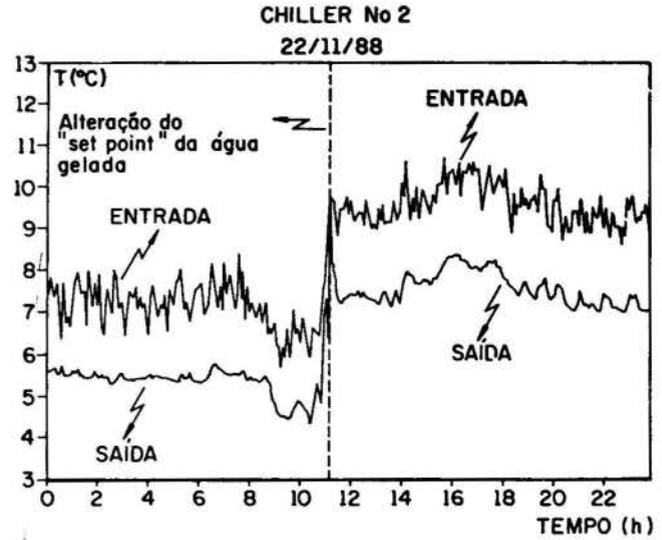


Figura 3: Variação com o tempo da temperatura da água gelada no "chiller" 2.

exemplo o apresentado na figura 4, mostra que, desconsiderando o desligamento do "fan-coil" no período das 10:00 h-15:00 h, não se verificaram grandes dificuldades com relação à manutenção das condições ambientais programadas, pois a temperatura do ambiente considerado não se elevou excessivamente.

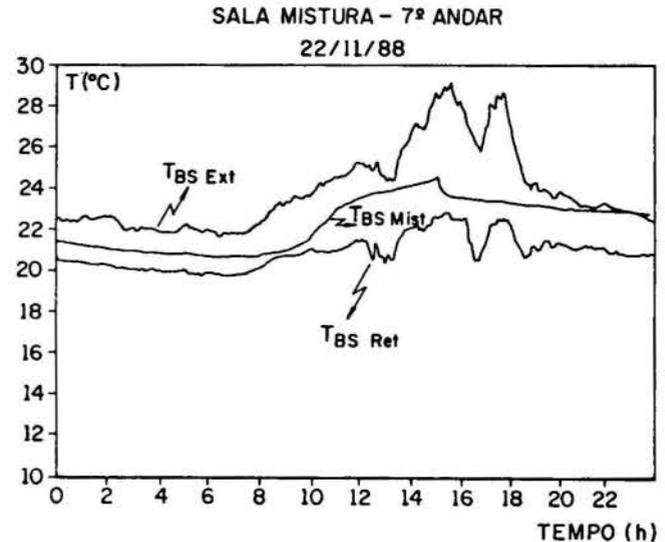


Figura 4: Variação com o tempo das temperaturas dos fluxos de ar na sala de mistura do 7º andar.

"PRÉ-RESFRIAMENTO" DO 2º E 7º ANDARES

O "pré-resfriamento" da estrutura de uma edificação, ou seja, o desligamento do seu sistema de condicionamento de ar por um período e posterior religamento, é uma medida que pode ser utilizada com o objetivo de deslocar parte ou o total do consumo de energia do horário de pico, evitando a sobretarifação e diminuindo o custo de operação do sistema. Tal medida pode até não significar uma economia de energia mas propicia uma redução da demanda no horário de ponta, o que se traduz

em uma redução no custo da energia elétrica consumida.

Durante a monitoração realizada foi feito um teste de "pré-resfriamento" dos ambientes do 2º e 7º andares onde estão localizados os computadores eletromecânicos e CPA. Das 13:00 h até às 17:30 h foi diminuída a temperatura ambiente e das 17:30 h até às 20:30 h foi fechada a válvula de três vias que controla a vazão de "água-gelada", sendo mantida a ventilação. Operacionalmente o "pré-resfriamento" de dois andares da edificação monitorada foi feito abaixando-se o "set-point" de temperatura ambiente e também o de temperatura da "água-gelada" na saída do "chiller".

Após o "pré-resfriamento", e com o desligamento do sistema, a temperatura se eleva a uma taxa que depende das características da carga térmica e do comportamento térmico do ambiente, podendo ao final deste período atingir valores incompatíveis com as atividades desenvolvidas no local. No caso dos ambientes analisados significaria atingir temperaturas nas quais o desempenho dos sistemas de computação, ali instalados, fosse comprometido.

A análise dos gráficos das "salas de mistura" do 2º e 7º andares (figuras 5 e 6) apresenta os seguintes aspectos: no 2º andar a máxima temperatura do ar de retorno atingida foi 24,3 °C e a taxa de elevação durante o período de desligamento foi pequena. O gráfico do dia anterior (não apresentado neste trabalho) registrou uma temperatura máxima de retorno de 24,4 °C para um perfil de temperatura externa semelhante. A temperatura externa máxima do dia do teste foi 27,6 °C às 13:30 h e no dia anterior 28,1 °C às 14:00 h. No 7º andar o comportamento foi diferente. A temperatura do ar de retorno atingiu 24,6 °C e a elevação foi rápida (6 °C em 3 horas). No dia anterior a temperatura de retorno variou muito pouco, apresentando um valor máximo de 19,2 °C.

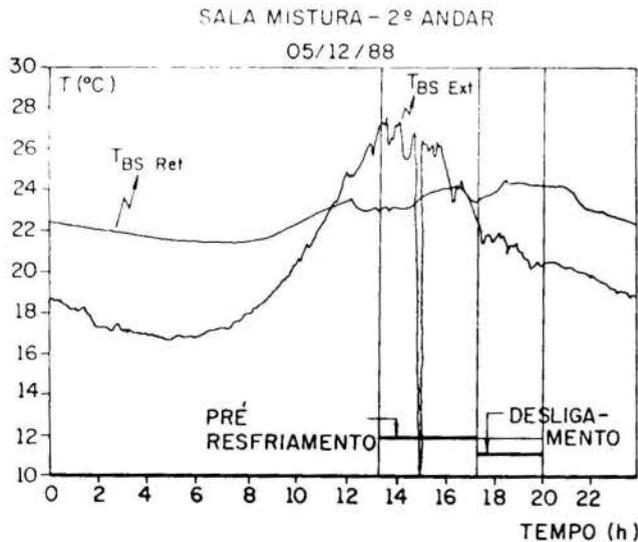


Figura 5: Variação com o tempo das temperaturas dos fluxos de ar na sala de mistura do 2º andar.

SALA MISTURA - 7º ANDAR

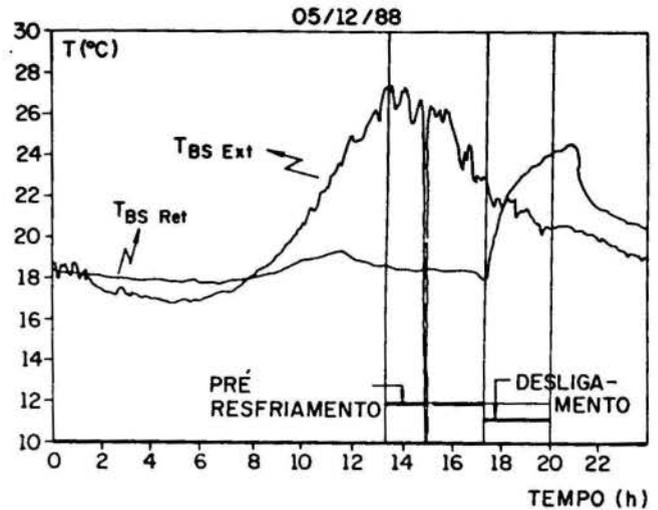


Figura 6: Variação com o tempo das temperaturas dos fluxos de ar na sala de mistura do 7º andar.

DESLIGAMENTO DE UMA BOMBA DE "ÁGUA GELADA"

Devido às variações que ocorrem na carga de resfriamento exigida pela edificação, ocorre que algumas vezes se movimentam mais "água gelada" do que o necessário, ocasionando um consumo desnecessário de energia de bombeamento. No sistema de ar condicionado monitorado, tal fato é evidenciado pelos baixos valores das diferenças de temperatura de "água gelada" entre a entrada e a saída do "chiller" (1,5 °C em média).

Da mesma forma que o teste anteriormente citado, um problema que poderia ocorrer com a adoção desta medida seria a impossibilidade de manter as condições ambientais programadas devido à diminuição da capacidade dos "fan-coils", esta decorrente da redução da vazão de "água gelada". A partir dos gráficos referentes a este teste verifica-se que tal fato não ocorreu. Como exemplo é apresentado o gráfico da figura 7, o qual evidencia folga de capacidade dos equipamentos na situação considerada.

FC 22 - água gelada

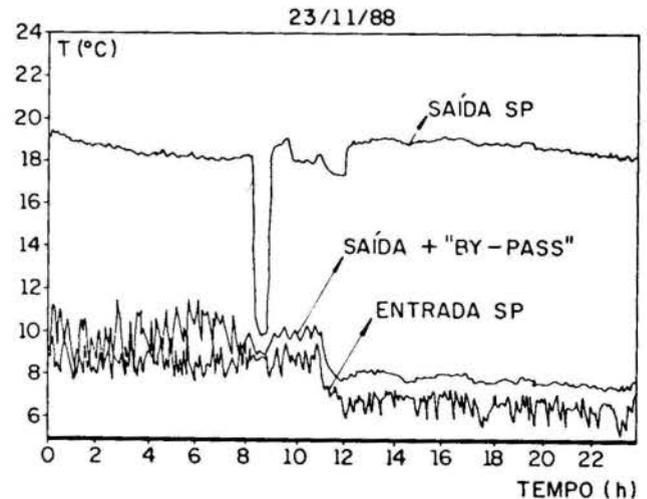


Figura 7: Variação com o tempo da temperatura da "água gelada" em um dos "fan-coils" do 2º andar.

Um outro problema que poderia surgir seria o desligamento do "chiller" pelo "pressostato de baixa", em função da diminuição da vazão de "água gelada" e conseqüente redução da pressão de evaporação. Isto não ocorreu, conforme pode ser visto no gráfico da figura 8.

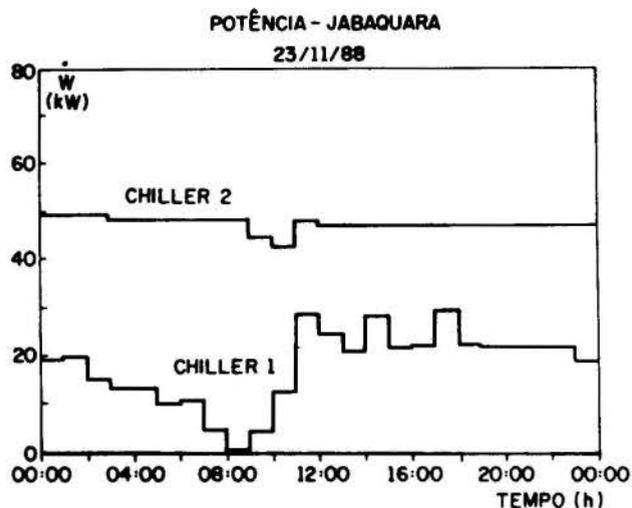


Figura 8: Potência consumida pelos "chillers".

A tabela 1 apresenta os valores medidos de potência das bombas e vazão de "água gelada" antes e durante o teste.

Tabela 1: Valores de vazão e potência das bombas de "água gelada" medidos durante o ensaio de desligamento de uma bomba.

Situação	Bomba	Potência ativa (kW)	Potência total (kW)	Vazão (L/h)
Antes	B1	7,44	22,11	266.700 (0,074 m ³ /s)
	B2	7,40		
	B3	7,27		
Depois	B1	0	15,91	213.400 (0,059 m ³ /s)
	B2	8,19		
	B3	7,72		
Redução			28 %	20 %

Além dos testes comentados foram realizados os seguintes testes na instalação monitorada:

- abaixamento do "set-point" da temperatura da água na saída das torres de resfriamento;
- desligamento de uma e duas bombas de "água de condensação";
- elevação do "set-point" da temperatura ambiente do 7º andar (CPA).

CONCLUSÕES

Foram obtidos durante o período de monitoração de uma instalação de ar condicionado os seguintes gráficos:

- variação com o tempo das temperaturas de bulbo úmido e bulbo seco dos fluxos de ar e das temperaturas de entrada e saída da "água gelada" em vários "fan-coils";
- variação com o tempo das temperaturas de bulbo úmido e bulbo seco dos fluxos de ar de retorno, externo e mistura nas salas de mistura de três andares;
- variação com o tempo das temperaturas de entrada e saída da água em três torres de resfriamento;
- variação com o tempo da potência consumida e das temperaturas de "água gelada" e "água de condensação" na entrada e saída de dois "chillers";
- fração de tempo de funcionamento das resistências de aquecimento e desumidificação, e dos ventiladores das torres de resfriamento.

As informações contidas nestes gráficos permitiram estabelecer um diagnóstico das condições reais de operação do sistema de ar condicionado, suas principais deficiências e a avaliação do seu comportamento quando submetido a novas condições de operação visando a otimização energética. Além disso, parte das informações foram utilizadas no modelo de simulação matemática, elemento fundamental para a extensão e generalização das conclusões. É importante ressaltar, também, que devido à grande quantidade de dados reais de desempenho obtidos, o trabalho desenvolvido constitui-se em um valioso acervo que será muito útil para o desenvolvimento de análises e simulações de sistemas de ar condicionado.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] IPT, "Avaliação e Racionalização do Consumo Energético de Edifícios-Sede de Centrais Telefônicas" Relatório IPT 27.038/89, São Paulo, 1989.
- [2] ASHRAE, "Brochure on Psychrometry", ASHRAE, NEW YORK, USA, 1977.
- [3] IPT, "Medição de vazão de líquidos", Procedimentos de Medição no. 3, São Paulo, 1988.

ABSTRACT

In order to obtain the performance data and to test some energy conservation measures, an air conditioning system of a ten-floor telephonic building was analysed during four months. A continuous data acquisition of pressure, temperature and power expenditure was implemented and a lot of performance diagrams was obtained. The main features of the work are described in this paper.

ANÁLISE DA MODELAÇÃO DO CONDENSADOR VISANDO
A SIMULAÇÃO DINÂMICA
DE UM REFRIGERADOR DOMÉSTICO



Cláudio Melo(*), Rogério T.S. Ferreira(*),
Roberto H. Pereira(+)

(*) Departamento de Engenharia Mecânica - UFSC
(+) Empresa Brasileira de Compressores - EMBRACO S/A



RESUMO

O objetivo deste trabalho é apresentar um programa para a simulação dinâmica de refrigeradores domésticos com especial ênfase no condensador. São apresentados, em detalhes, os procedimentos empregados para avaliar as trocas de calor, tanto do lado interno como do lado externo do condensador. Comparações entre resultados experimentais e computacionais, em diferentes condições de operação, são apresentadas e discutidas.

INTRODUÇÃO

Durante muito tempo o único procedimento disponível para a análise e desenvolvimento de refrigeradores domésticos consistia na utilização de testes experimentais, realizados de acordo com normalizações específicas, como por exemplo, a apresentada na referência [1].

Tais testes exigem, normalmente, um período de aproximadamente 24 horas para sua realização, considerando-se tanto o tempo do ensaio, propriamente dito, como o tempo para estabelecimento das condições iniciais de regime permanente no interior da câmara de testes.

Recentemente, a preocupação com a conservação de energia e, também, a necessidade de se substituir o refrigerante 12, em vista de seu alto poder de depleção da camada de ozônio da estratosfera, fizeram com que a frequência de realização de tais testes atingisse valores bastante elevados.

Uma forma de se atenuar o problema acima mencionado, consiste na utilização de modelos de simulação numérica em computadores.

Particularmente em refrigeradores domésticos, os quais são normalmente controlados por termostatos, condições de regime permanente são raramente obtidas. Isto faz com que os modelos numéricos a serem empregados neste tipo de aplicação, devam ser capazes de prever a evolução das variáveis físicas, tais como temperatura e pressão, em diversos pontos da instalação de refrigeração, em função do tempo.

Infelizmente a maioria dos programas para a simulação dinâmica de instalações de refrigeração, prestam-se tão somente a unidades de condicionamento de ar [2,3]. Assim sendo, torna-se necessário o desenvolvimento de programas específicos para refrigeradores do tipo doméstico.

Melo et al. [4,5,6] desenvolveram um programa, com as características anteriormente mencionadas, o qual vem sendo gradativamente alterado, como forma de melhorar seus resultados e ou sua versatilidade.

MODELAÇÃO DO SISTEMA DE REFRIGERAÇÃO

O sistema de refrigeração a ser considerado é o indicado na Figura 1. É composto, basicamente, por um compressor hermético alternativo, por um tubo capilar e por trocadores de calor com movimentação forçada de ar.

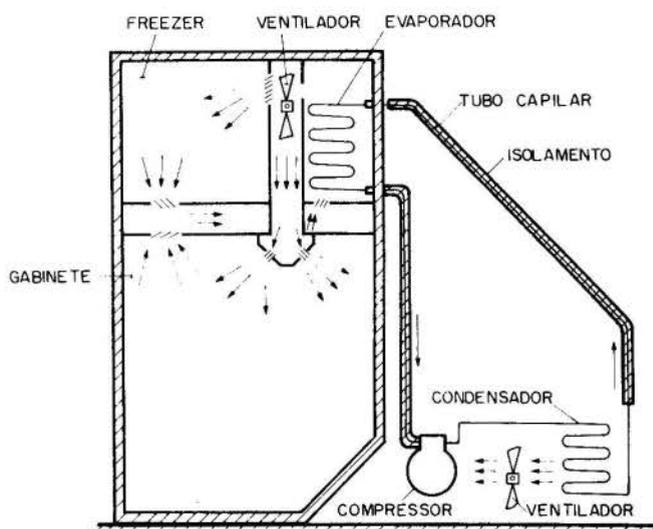


Fig. 1 - Refrigerador doméstico sob análise.

Conforme pode-se verificar na Figura 1, o tubo capilar é adiabático e a transferência de calor por convecção, no lado externo do condensador, ocorre de maneira forçada. Tal situação, apesar de não refletir exatamente a prática comum da indústria de refrigeração brasileira, fornece uma base experimental necessária à atual fase de desenvolvimento do programa em questão.

Cada componente do sistema foi modelado empregando-se um ou mais volumes de controle, de acordo com a necessidade. Desta forma, o condensador foi modelado através de um volume de controle para a região de superaquecimento, outro para a região de saturação e outro para a região de subresfriamento. Para o evaporador foram utilizados dois volumes de controle, um para a região de líquido e outro para a região de vapor. O tubo capilar foi modelado considerando-se que o escoamento obedece a uma linha de Fanno [7]. O compressor e sua carcaça foram modelados separadamente.

Estabelecendo-se as equações da conservação da massa e da energia, para cada volume de controle, e utilizando-se as equações de estado do refrigerante e alguns parâmetros empíricos, consegue-se um conjunto de equações

algébricas e diferenciais, que uma vez resolvidas, fornecem os parâmetros fundamentais do sistema para diferentes condições de operação.

Os diversos componentes do sistema são interligados entre si, como mostra a Figura 2, e também com o ambiente sendo climatizado.

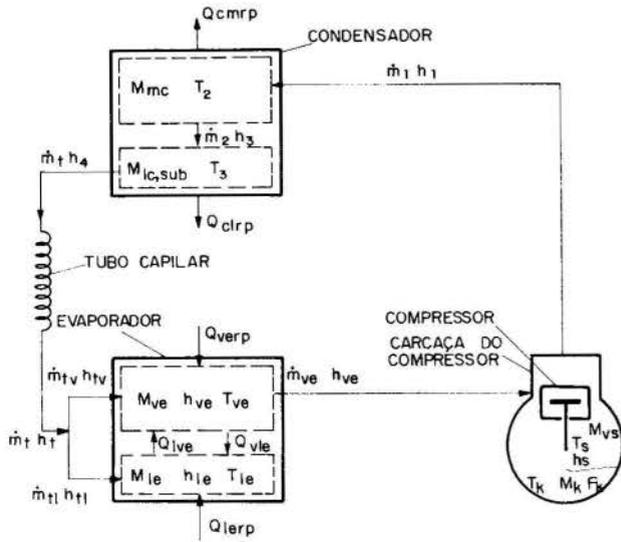


Fig. 2 - Sistema global de refrigeração.

Os símbolos M , h , T , \dot{m} e Q representam respectivamente massa, entalpia, temperatura, fluxo de massa e taxa de transferência de calor. Os subscritos m , c , e , p , v , l , t , r , k , s representam, respectivamente, região mista, condensador, evaporador, parede, vapor, líquido, tubo capilar, refrigerante, óleo e carcaça. A variável F_k representa a quantidade de refrigerante dissolvido no óleo e o subscrito sub indica condição de subresfriamento.

Os modelos para os diversos componentes do sistema podem ser encontrados nas referências [4-8]. Neste trabalho abordar-se-á tão somente a metodologia sendo empregada na modelação do condensador, dando-se especial ênfase à avaliação das trocas de calor por convecção, tanto do lado interno como do lado externo deste componente.

MODELAÇÃO DO CONDENSADOR

No início da operação do sistema emprega-se somente o volume de controle para a região de superaquecimento. Através das equações de conservação da massa e da energia, obtém-se:

$$d(M_1)/dt = \dot{m}_i - \dot{m}_o \quad (1)$$

$$d(M_1 h_1)/dt = \dot{m}_i h_i - \dot{m}_o h_o - (T_1 - T_{p1})/R_{i1} \quad (2)$$

$$d(C_{p1} T_{p1})/dt = (T_1 - T_{p1})/R_{i1} - (T_{p1} - T_{\infty})/R_{\infty 1} \quad (3)$$

onde os símbolos t , C e R referem-se, respectivamente, ao tempo, à capacidade térmica e à resistência térmica. Os subscritos l , i , o e ∞ representam, respectivamente, região de superaquecimento, entrada, saída e ar externo.

Combinando-se as equações (1) e (2) e considerando que $h_o = h_l$, obtém-se:

$$d(h_1)/dt = [\dot{m}_i (h_i - h_1) - (T_1 - T_{p1})/R_{i1}] / M_1 \quad (4)$$

A integração numérica das equações (1) e (4) fornece, respectivamente, a massa e a entalpia do refrigerante no novo instante de tempo. A temperatura e o fator de compressibilidade do refrigerante são obtidos através de relações polinomiais das propriedades termodinâmicas do refrigerante. A pressão no novo instante de tempo é então calculada através da seguinte expressão:

$$P = P_*(Z M_1 T_1) / (Z_* M_{1*} T_{1*}) \quad (5)$$

onde P e Z referem-se, respectivamente, à pressão e ao fator de compressibilidade, e o asterisco indica o instante de tempo anterior.

A integração numérica da equação (3), fornece a temperatura da parede do condensador no novo instante de tempo.

Tão logo o processo de condensação seja iniciado, o programa despreza o volume de controle da região de superaquecimento, e emprega somente o volume de controle da região de saturação, indicado na Figura 3.

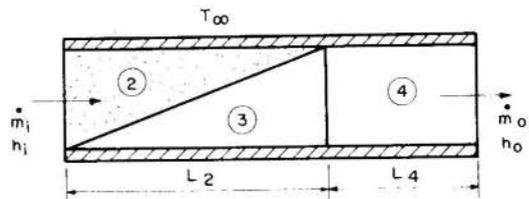


Fig. 3 - Volume de controle para a região de saturação

Aplicando-se as leis da conservação da massa e da energia a este volume de controle obtém-se as equações para as regiões de saturação e de subresfriamento. A região de saturação ou região mista é a região do condensador que contém tanto vapor superaquecido como refrigerante saturado.

Assim, de acordo com a Figura 3, tem-se:

$$d(M_{2-3})/dt = \dot{m}_i - \dot{m}_o \quad (6)$$

onde

$$M_{2-3} = M_2 + M_3 \quad (7)$$

Convém ressaltar que o fluxo de massa de refrigerante saturado, deixando a região mista, é assumido como sendo igual ao fluxo de massa de refrigerante na saída do condensador. Tal hipótese está baseada na incompressibilidade do escoamento de líquido refrigerante.

Combinando-se as equações (6) e (7), obtém-se:

$$d(M_2)/dt = \dot{m}_i - \dot{m}_o - \dot{m}_l \quad (8)$$

onde \dot{m}_l representa a taxa de variação da massa de líquido refrigerante na região de saturação.

Aplicando-se a equação da conservação da energia à região de saturação e substituindo-se, no termo transitente, a energia interna pela entalpia do refrigerante, obtém-se:

$$d(M_2 h_2)/dt + d(M_3 h_3)/dt = \dot{m}_i h_i - \dot{m}_o h_o - (T_2 - T_{p2})/R_{i2} \quad (9)$$

$$d(C_{p2} T_{p2})/dt = (T_2 - T_{p2})/R_{i2} - (T_{p2} - T_{\infty})/R_{\infty 2} \quad (10)$$

Combinando as equações (7) e (8), obtém-se:

$$\dot{m}_x = [\dot{m}_1(h_2-h_1) + \dot{m}_0(h_3-h_2) + (T_2-T_{p2})/R_{i2}]/(h_2-h_3) \quad (11)$$

A integração numérica da equação (6) juntamente com a equação (11) fornecem respectivamente, a massa total e a massa de líquido refrigerante no condensador. A massa de vapor refrigerante é obtida a partir da equação (7).

A pressão no novo instante de tempo é calculada da seguinte forma:

$$P = P_{**}(V_{z**}M_2Z_2T_2)/(V_2M_2Z_2T_{**}) \quad (12)$$

onde V refere-se ao volume.

As variáveis T_2 , h_2 , h_3 e Z_2 são calculadas através de relações polinomiais entre as propriedades do refrigerante. A temperatura da parede do condensador, na região de saturação, é calculada, no novo instante de tempo, através da integração numérica da equação (10).

Aplicando-se a equação da energia à região de subresfriamento, obtém-se:

$$d(M_4h_4)/dt = \dot{m}_0h_3 - \dot{m}_0h_4 - (T_4 - T_{p4})/R_{i4} \quad (13)$$

$$d(C_{p4}T_{p4})/dt = (T_4 - T_{p4})/R_{i4} - (T_{p4} - T_{\infty})/R_{o4} \quad (14)$$

A integração numérica da equação (13) fornece a entalpia do refrigerante na região de subresfriamento. A temperatura do refrigerante é determinada através de relações entre as propriedades do refrigerante. A temperatura da parede do condensador, nesta região, é determinada através da integração numérica da equação (14).

Deve ser ressaltado que o volume de vapor no condensador, assim como também as resistências térmicas, indicadas nas equações anteriores, são dependentes dos comprimentos L_2 e L_4 , mostrados na Figura 3. Estes parâmetros são reavaliados em cada instante de tempo, como forma de promover a atualização das variáveis mencionadas.

AVALIAÇÃO DAS TROCAS DE CALOR POR CONVECÇÃO NO CONDENSADOR

Ao aplicar-se a equação da energia em qualquer um dos volumes de controle do condensador, verifica-se a necessidade de serem calculadas as trocas de calor por convecção. No programa em questão, tais trocas são caracterizadas através de uma diferença de temperatura, variável com o tempo, e de uma resistência térmica.

Em trabalhos anteriores [4,5,6] estas resistências térmicas foram calculadas baseadas em condições de regime permanente e nas equações propostas por Domanski e Didion [9] e por Tandon et al. [10]. Além disto, os valores resultantes foram mantidos constantes com o tempo, apesar das características dinâmicas da simulação.

Apesar do relativo sucesso deste procedimento, quando a carga de refrigerante ou as condições de operação ou as dimensões de qualquer componente eram alteradas, fazia-se necessária a reavaliação das resistências térmicas. Além disto, era sempre necessária a realização de um teste experimental preliminar para que as condições de regime permanente, utilizadas no procedimento sendo adotado, fossem obtidas.

Assim sendo, decidiu-se desenvolver subrotinas específicas para a avaliação das resistências, em função do tempo e das características geométricas e de funcionamento do

condensador.

A importância em selecionar-se adequadamente as correlações a serem empregadas, na avaliação das trocas de calor por convecção, e o seu efeito sobre o desempenho geral do programa foram analisadas por Melo et al. [11].

Resistências Térmicas do Lado Interno do Condensador. Para as regiões de superaquecimento e de subresfriamento, empregou-se a equação de Dittus-Boelter, apresentada a seguir:

$$Nu_r = 0,023 Re_r^{0,8} Pr_r^{0,3} \quad (15)$$

onde Nu, Re e Pr, referem-se, respectivamente, aos números de Nusselt, Reynolds e Prandtl. Os números de Nusselt e Reynolds são baseados no diâmetro interno da tubulação e as propriedades do fluido são avaliadas na temperatura de mistura.

Na região de saturação, adotou-se o procedimento indicado por Tandon et al. [10].

$$Nu = 0,084 Pr_l^{1/3} (\lambda/Cp_l \Delta T)^{1/6} Re_v^{0,67} \quad (Re_v > 3 \times 10^4) \quad (16)$$

$$Nu = 23,1 Pr_l^{1/3} (\lambda/Cp_l \Delta T)^{1/6} Re_v^{1/8} \quad (Re_v < 3 \times 10^4) \quad (17)$$

onde λ , Cp e ΔT referem-se, respectivamente, ao calor latente de condensação, ao calor específico a pressão constante e à queda de temperatura ao longo da região de saturação.

Resistências Térmicas do Lado Externo do Condensador. A correlação que melhor se aplica neste caso é a proposta por Gray e Webb [12]. Esta correlação foi desenvolvida a partir de 16 trabalhos experimentais, através da técnica de regressão múltipla. Os parâmetros geométricos considerados são d_1 , d_2 , D_o , z (ver Figuras 4 e 5), além do número de fileiras de tubos na direção do fluxo de ar, n. O espaçamento entre aletas, e, não foi considerado, já que o mesmo afeta apenas a velocidade do ar, a qual já foi considerada na determinação do número de Reynolds.

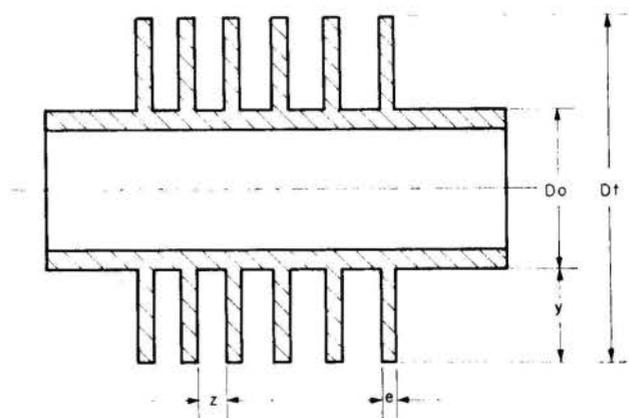


Fig. 4 - Seção transversal de um tubo com aletas planas indicando os parâmetros que afetam o coeficiente de transferência de calor do lado do ar.

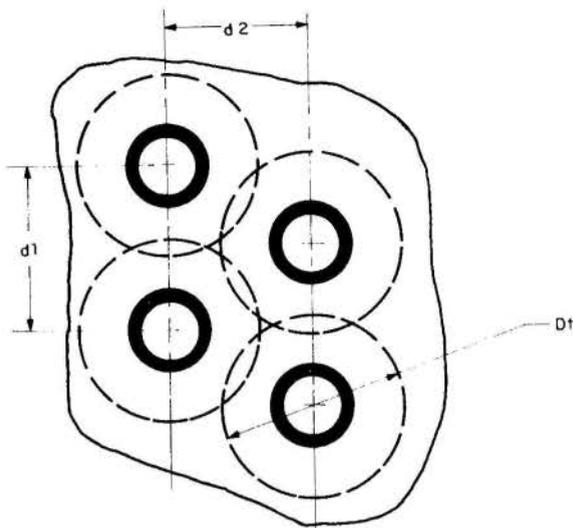


Fig. 5 - Método aproximado para tratar uma aleta plana retangular como uma aleta plana circular de mesma área.

A correlação é composta por duas partes. Na primeira parte calcula-se o fator de Colburn, j , para a situação em que o número de fileiras de tubos é igual a 4,

$$j_4 = 0,14 \text{Re}^{-0,328} (d1/d2)^{-0,502} (z/Do)^{0,0312} \quad (18)$$

$$\text{Re} = G \text{Do} / \mu \quad (19)$$

$$j_4 = \text{hc}_{\infty} \text{Pr}^{2/3} / G \text{Cp} \quad (20)$$

onde G , μ , hc_{∞} representam, respectivamente, o fluxo mássico de ar através da mínima secção transversal, a viscosidade absoluta do ar e o coeficiente médio de transferência de calor por convecção do lado do ar.

Quando o número de fileiras de tubos for menor do que 4, os resultados fornecidos pela equação (18) devem ser corrigidos da seguinte forma:

$$\frac{j_4^n}{j_4} = 0,991 | 2,24 \text{Re}^{-0,092} \left(\frac{n}{4}\right)^{-0,031} | 0,607^{(4-n)} \quad (21)$$

Para situações em que o número de fileiras de tubos for superior a 4, utiliza-se diretamente a equação (18), sem qualquer fator de correção.

Após a determinação do coeficiente de transferência de calor por convecção do lado do ar, hc_{∞} , necessita-se determinar a respectiva resistência térmica, R_{∞} . De acordo com Threlkeld [13] tal resistência pode ser calculada da seguinte forma:

$$R_{\infty} = \frac{1}{\text{hc}_{\infty} [A_o - A_f (1-\phi)]} \quad (22)$$

onde A_o , A_f e ϕ representam, respectivamente, a área total de transferência de calor do lado externo, a área de aletas e a eficiência da aleta.

A eficiência da aleta, ϕ , é determinada computando-se o diâmetro equivalente de uma aleta plana circular [13], D_t (ver Figura 5),

$$D_t = 2(d1 \cdot d2 / \pi)^{0,5} \quad (23)$$

e, em seguida, aplicando-se a correlação apresentada por Domanski e Didion [9],

$$\phi = \sum_{i=1}^8 [A_{1,i} + A_{2,i} \text{Do}/D_t + A_{3,i} (\text{Do}/D_t)^2] \cdot \left[y \left(\frac{2\text{hc}_{\infty}}{k \cdot e} \right)^{0,5} \right]^{(i-1)} \quad (24)$$

onde k representa a condutividade térmica da aleta.

As constantes A_1 , A_2 e A_3 são mostradas na Tabela 1.

Tabela 1 - Coeficientes a serem empregados na equação (24)

i	$A_{1,i}$	$A_{2,i}$	$A_{3,i}$
1	1.0	0.0	0.0
2	-0.22920E-01	-0.13755E+00	0.20130E-01
3	0.16106E+00	0.81890E-01	-0.11440E-01
4	-0.64975E+00	-0.55500E-01	-0.28753E-01
5	0.53491E+00	0.18040E-01	0.42477E-01
6	-0.19286E+00	0.36494E-03	-0.20335E-01
7	0.32564E-01	-0.10660E-02	0.40947E-02
8	-0.20972E-02	0.12410E-03	-0.29673E-03

ANÁLISE DOS RESULTADOS

As equações (15-24) foram incorporadas ao programa geral de simulação de instalações de refrigeração, e os resultados são discutidos a seguir.

Para o lado externo do condensador, como as correlações pertinentes dependem apenas da geometria do condensador e das propriedades do ar, a resistência térmica permanece constante ao longo do tempo.

Entretanto, para o lado interno do condensador as equações dependem do número de Reynolds, ao qual é função do fluxo de massa de refrigerante. Com exceção do volume de controle para a região de subresfriamento do condensador, o fluxo de massa na entrada difere do fluxo de massa na saída das demais regiões, devido ao caráter dinâmico da simulação. Assim sendo, resolveu-se verificar a influência do fluxo de massa a ser adotado sobre o número de Reynolds e, conseqüentemente, sobre o número de Nusselt médio na região de saturação.

A Figura 6 mostra a variação do número de Reynolds na região de saturação em função do tempo de operação do compressor e do parâmetro β . O parâmetro β é dado pela equação a seguir:

$$\dot{m}_r = (1 - \beta) \dot{m}_{r,i} + \beta \dot{m}_{r,o} \quad (25)$$

onde β varia de 0 a 1.

Conforme pode-se verificar, o número de Reynolds é significativamente dependente do fluxo de massa adotado, nos primeiros 1,5 minutos de operação do refrigerador. A variação do número de Reynolds se reflete no número de Nusselt, conforme mostra a figura 7.

Estas variações, entretanto, não influenciam as pressões de descarga resultantes, em decorrência da transferência de calor, no condensador, ser dominada pela resistência térmica do lado externo. Esta observação, contudo, não pode ser generalizada.

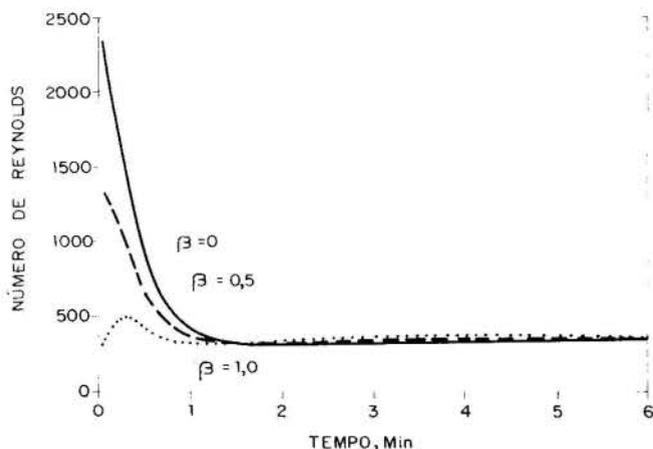


Fig. 6 - Número de Reynolds na região de saturação em função do tempo e do parâmetro β .

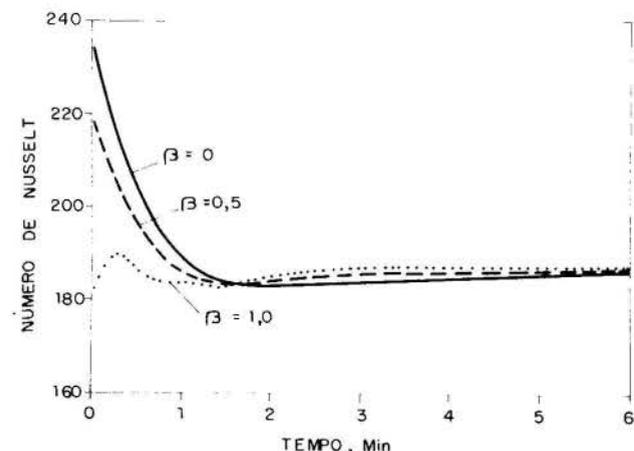


Fig. 7 - Número de Nusselt na região de saturação em função do tempo e do parâmetro β .

As Figuras 6 e 7 referem-se a uma temperatura média do ar, na câmara de teste, de 43°C .

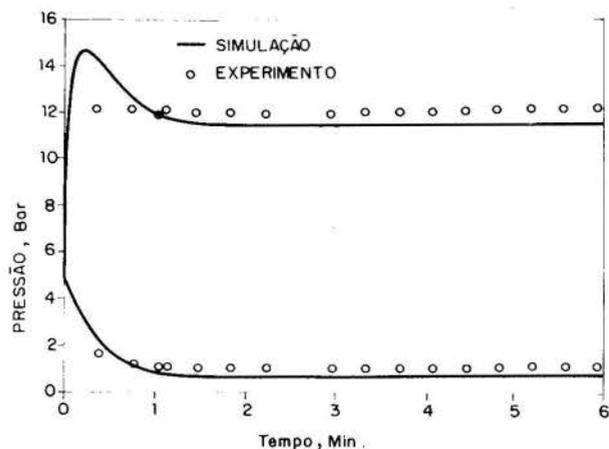


Fig. 8 - Pressões de sucção e descarga para uma temperatura de operação de 43°C .

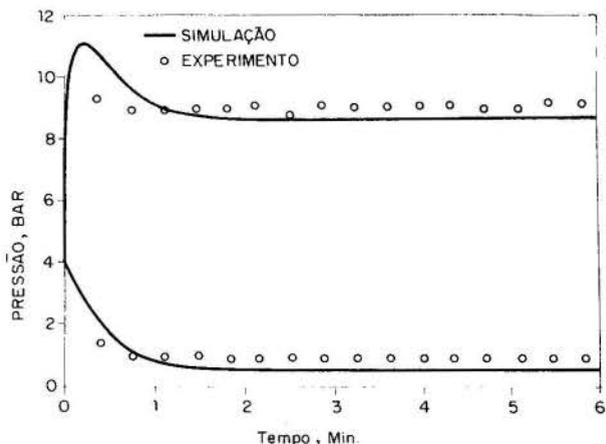


Fig. 9 - Pressões de sucção e descarga para uma temperatura de operação de 32°C .

As Figuras 8 e 9 mostradas acima apresentam, respectivamente, o comportamento das pressões de sucção e descarga, para o ar nas condições de 43°C e 32°C . Os resultados experimentais foram obtidos de acordo com o procedimento indicado na referência [1].

Conforme fica evidenciado, os resultados do programa concordam razoavelmente bem com os resultados experimentais, principalmente após o primeiro minuto de operação do compressor.

CONCLUSÕES

A incorporação de um procedimento adequado para computar as resistências térmicas, tanto para o lado interno como para o lado externo do condensador, em cada instante de tempo, conferiu uma maior versatilidade ao programa. Isto pode ser constatado através das Figuras 8 e 9, onde a temperatura de teste foi variada de 43°C para 32°C e a reavaliação das resistências térmicas envolvidas, foi realizada internamente pelo próprio programa de simulação.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [01] Norma ISO DIS 8187.2, "Performance of Household Refrigerating Appliances: Refrigerator - Freezers", 1984.
- [02] Chi, J., Didion, D., "A Simulation of the Transient Performance of a Heat Pump", *International Journal of Refrigeration*, Vol. 5, no. 3, pp. 176-184, 1982.
- [03] Yasuda, H., Touber S., Machielsen, C.H.M., "Simulation Model of a Vapor Compression Refrigeration System", *ASHRAE Transactions*, Vol. 89, part 2A, no. 2787, pp. 408-425, 1983.
- [04] Melo, C., Ferreira, R.T.S., Pereira, R.H., Negrão, C.O.R., "Simulação Numérica do Funcionamento de Instalações de Refrigeração", *IX Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica*, pp. 351-354, Florianópolis-SC, 1987.
- [05] Melo, C., Ferreira, R.T.S., Pereira, R.H., Negrão, C.O.R., "Dynamic Behaviour of a Vapor Compression Refrigerator: A Theoretical and Experimental Analysis", *Proc. of the 1988 IIR Meeting*, Commissions B1, B2, E1, E2, pp. 141-149, Purdue, USA, 1988.

- [06] Melo, C., Ferreira, R.T.S., Pereira, R.M., Lunardi, M.A., "Análise Numérica e Experimental do Comportamento Transiente de um Refrigerador Doméstico", X Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, pp. 521-523, Rio de Janeiro-RJ, 1989.
- [07] Melo, C., Negrão, C.O.R., "Simulação Numérica de Tubos Capilares Utilizados como Dispositivos de Expansão em Sistemas de Refrigeração", II Encontro Nacional de Ciências Térmicas, pp. 221-223, Águas de Lindóia-SP, 1988.
- [08] Dhar, M., "Transient Analysis of Refrigeration Systems", Ph.D. Thesis, Purdue University, USA, 1978.
- [09] Domanski, P., Didion, D., "Computer Modeling of the Vapour Compression Cycle With Constant Flow Area Expansion Device", NBS Building Science 155, National Bureau of Standards, Washington-DC, USA, 1983.
- [10] Tandon, T.N., Varma, H.K., Gupta, C.P., "An Experimental Investigation of Forced Convection Condensation During Annular Flow Inside a Horizontal Tube", ASHRAE Transactions, Part 1A, pp. 343-355, 1985.
- [11] Melo, C., Ferreira, R.T.S., Pereira, R.H., Aranda, A.L.M., "Impact of the Capillary Tube and Condenser Modelling Approach on the Performance of a Dynamic Simulation Program for Domestic Refrigerators", Proc. of the 1990 USNC IIR-Purdue Refrigeration Conference, pp. 120-129, Purdue, USA, 1990.
- [12] Gray, D.L., Webb, R.L., "Heat Transfer and Friction Correlations for Plate Finned-Tube Heat Exchanger Having Plain Fins", Proc. of 8th International Heat Transfer Conference, San Francisco, USA, 1986.
- [13] Threlkeld, J., "Thermal Environmental Engineering", 2nd Edition, Prentice-Hall, New Jersey, 1970.

ABSTRACT

The objective of this work is to present a dynamic simulation program of domestic refrigerators, with special emphasis on the condenser. The procedure being employed to evaluate, both the air and refrigerant side thermal resistances, is shown in detail. Comparisons between numerical and experimental results, in different operating conditions, are presented and discussed.



TRANSFERÊNCIA DE CALOR E ESCOAMENTO ATRAVÉS DE VALVULAS DE COMPRESSORES ALTERNATIVOS

R. T. S. FERREIRA, A. T. PRATA

Departamento de Engenharia Mecânica - UFSC
Caixa Postal 476 - 88049 - Florianópolis - SC



RESUMO

Vários aspectos relacionados com o escoamento de fluido refrigerante e a transferência de calor em válvulas automáticas do tipo palheta em compressores alternativos são discutidos no presente trabalho. Ambos os resultados numéricos e experimentais da distribuição de pressão ao longo da palheta em escoamento laminar e turbulento e os resultados da transferência de calor das válvulas para o gás em escoamento são apresentados e discutidos. A presença de instabilidades hidrodinâmicas relacionadas com oscilações auto-mantidas do escoamento é confirmada experimentalmente.

INTRODUÇÃO

O escoamento de gás refrigerante através de válvulas automáticas em compressores alternativos tem-se constituído num assunto de grande importância para os interessados no projeto de compressores ou no melhoramento da eficiência do compressor. Durante as últimas duas décadas, tem havido um grande desenvolvimento de modelos matemáticos, para solução em computador, com o objetivo de simular o funcionamento do compressor e desta forma desenvolver uma ferramenta auxiliar para o projeto dos sistemas de válvula.

Para determinar-se os parâmetros mais importantes para a análise de desempenho dos sistemas de válvulas, é necessário o entendimento completo do escoamento de gás através das válvulas. A análise do campo do escoamento através de válvulas automáticas é bastante complexo e trabalhoso, especialmente se a geometria do escoamento for totalmente levada em consideração. Desta forma, geometrias mais simples, como os difusores radiais, são geralmente utilizados no laboratório e também para os cálculos numéricos, uma vez que as características principais do escoamento estão também aí presentes, como mencionado por Deschamps et al. [1] e Ferreira et al. [2]. Na análise do escoamento através de um difusor radial, incluindo o orifício alimentador, normalmente defronta-se com um escoamento turbulento em presença de regiões de estagnação, de recirculação e gradientes de pressão adversos variáveis. A presença destes efeitos no escoamento torna-o muito difícil de ser analisado utilizando-se os modelos numéricos disponíveis. Desta forma, várias modificações devem ser implementadas num modelo numérico padrão de turbulência, por exemplo o modelo k-ε, para que se consiga calcular numericamente este modelo "simplificado" de escoamento de laboratório.

Mesmo para um escoamento laminar, incompressível, isotérmico através da mesma geometria, várias dificuldades surgem, quando se pretende um entendimento do escoamento, devido à presença de oscilações radiais auto-mantidas que são geradas pelos gradientes de pressão adversos no difusor radial e também pelas instabilidades de cisalhamento junto às quinas do orifício alimentador. Estas instabilidades aparecem no escoamento para certas combinações do afastamento entre discos e do número de Reynolds do escoamento, conforme mencionado por Prata et al. [3]. Foi detectado o aumento da transferência convectiva de calor das paredes devido à presença destas oscilações. Do ponto de vista da válvula de sucção, este fenómeno é indesejável, uma vez que ele representa uma perda na eficiência volumétrica do compressor.

Dois trabalhos tratando da transferência de calor em difusores radiais foram encontrados na literatura. Kreith [4] investigou a transferência de calor das paredes do difusor radial para o fluido, assumindo per-

fis de velocidade conhecidos. Mochizuki e Yao [5] apresentaram os resultados dos números de Nusselt locais para a situação na qual o afastamento axial entre discos é muito pequeno comparado com o diâmetro dos discos. Seus experimentos indicaram a presença de separações no escoamento laminar, ocorrendo periodicamente e alternadamente de ambas as paredes dos discos em certas posições radiais. As medições de Mochizuki e Yao [5] mostraram um aumento substancial na transferência de calor devido ao efeito da separação. Nenhum dos trabalhos previamente citados trata da transferência de calor em difusor radial incluindo a entrada do escoamento no orifício alimentador, como no caso do presente trabalho.

Neste trabalho, são discutidos vários aspectos do escoamento de gás e da transferência de calor em válvulas do tipo palheta em compressores alternativos. Os resultados das distribuições de pressão e as forças resultantes correspondentes sobre a palheta em escoamentos laminar e turbulento são apresentados para diferentes fluxos de massa e diferentes afastamentos entre a palheta e o assento. Também são incluídos gráficos de contorno da viscosidade turbulenta ao longo do escoamento, de modo a indicar as regiões de turbulência elevada. Uma secção inteira é dedicada à análise das instabilidades hidrodinâmicas relacionadas com as oscilações auto-mantidas do escoamento. Resultados experimentais confirmam a existência das instabilidades do escoamento e sua relação com a transferência de calor das paredes das válvulas.

GEOMETRIA DO PROBLEMA E FORMULAÇÃO

A investigação a ser descrita nas secções seguintes é baseada numa geometria simplificada da geometria real das válvulas que se constitui no difusor radial com alimentação axial conforme é mostrado na Fig. 1.

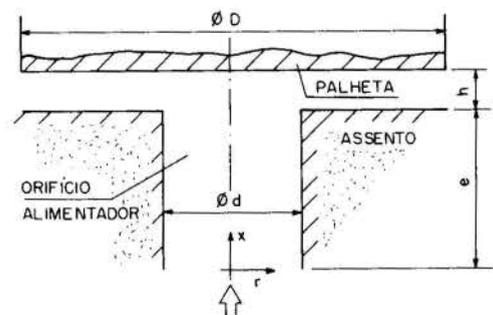


Fig.1- Geometria do escoamento.

Para a configuração do difusor radial, o escoamento é axialmente simétrico. Como mostrado na Fig. 1, o fluido é alimentado axialmente através de um orifício de diâmetro d , comprimento e e incide sobre o disco frontal com diâmetro D . Devido à presença da palheta da válvula, o escoamento é defletido e torna-se radial. O disco com o orifício alimentador é análogo ao assento da válvula e o outro disco corresponde à palheta da válvula. O fluxo de refrigerante através do sistema de válvula é caracterizado pelo número de Reynolds, Re , que é definido com base no diâmetro do orifício alimentador.

A distância entre o assento da válvula e a palheta tem uma forte influência no campo do escoamento. Isto é igualmente válido para o escoamento em regime laminar ou turbulento. Um aspecto importante, que deve ser enfatizado, refere-se à separação do escoamento na entrada da seção do difusor para certas combinações do número de Reynolds e distância entre as paredes do difusor. Após a separação, o escoamento reata a jusante, formando uma bolha de separação anular. Para valores crescentes do afastamento entre as paredes do difusor, a bolha de separação cresce até a saída do difusor radial, formando um jato radial sobre a palheta da válvula, conforme explorado por Moller [6].

A seguir, será dada atenção às equações diferenciais que governam o problema, tanto para o escoamento laminar como para o turbulento e também para a equação da energia.

Com o objetivo de estudar a distribuição de pressão ao longo da palheta da válvula, decorrente do escoamento laminar, permanente, incompressível, Newtoniano, são utilizadas as equações da continuidade e da quantidade de movimento linear nas direções axial e radial. Na forma adimensional, o número de Reynolds e a distância entre os discos são os parâmetros importantes que governam o escoamento. Adicionalmente às condições de contorno padrões para a velocidade no eixo de simetria e nas paredes sólidas, o escoamento é considerado como localmente parabólico, na saída do difusor.

Para o regime turbulento, é feita utilização das equações da continuidade e da quantidade de movimento linear na forma de médias temporais. A viscosidade turbulenta foi determinada a partir do modelo turbulento $k-\epsilon$, que incluiu as funções de relaminarização de acordo com o modelo proposto por Nagano e Hishida [7]. Efeitos de anisotropia da turbulência e de compressibilidade foram também incorporados ao modelo do escoamento turbulento. Adicionalmente à complexidade do escoamento, as condições de contorno da geometria do difusor radial, a ocorrência de fortes acelerações, regiões de estagnação e de separação e gradientes de pressão adversos tornam este escoamento muito difícil de ser simulado.

Os cálculos da transferência de calor foram realizados assumindo-se propriedades constantes. Desta forma, o problema térmico fica desacoplado do problema hidrodinâmico. Após a obtenção do campo de velocidade, o campo de temperatura pode ser determinado diretamente a partir da equação da energia. O único parâmetro não-geométrico que governa o problema térmico é o número de Prandtl. Duas condições de contorno foram exploradas:

i) temperatura prescrita em ambas as paredes do difusor radial, e ii) temperatura prescrita no assento da válvula e palheta adiabática. Espera-se que estas situações representem os casos limites para as condições de contorno reais existentes na passagem das válvulas. Para as válvulas em operação num compressor, calor é transferido do (e para o) fluido refrigerante existente dentro do cilindro para a (e da) palheta. Este calor pode então ser transferido por condução através da palheta para as paredes do cilindro ou então pode ser transferido por convecção para o (ou do) fluido refrigerante passando através da válvula. Com o objetivo de determinar precisamente as condições de contorno reais, o domínio de cálculo deveria incluir o assento da válvula, assim como a câmara de compressão. Se este modelo tivesse sido implementado, o custo e a memória requeridos do computador teria tornado esta solução proibitiva. Para o problema da transferência de calor, a temperatura do gás refrigerante na entrada do orifício alimentador é especificada e, na saída do difusor, os processos convectivos são dominantes sobre os processos condutivos, permi-

tuindo conseqüentemente a adoção de condição de contorno localmente parabólica.

BANCADA EXPERIMENTAL E PROCEDIMENTOS

Ambas as bancadas experimentais utilizadas para as medições da distribuição de pressão e da transferência de calor foram operadas em circuito aberto. Ar foi utilizado como fluido de trabalho e conduzido para a seção de teste a partir de um ambiente estacionário com temperatura constante. As regulagens de vazão foram efetuadas com o auxílio de uma válvula de agulha e os fluxos de massa foram medidos com o auxílio de uma placa de orifício previamente calibrada.

Medições do perfil de pressão foram realizadas utilizando-se um disco frontal especialmente projetado e construído para esta tarefa. Ao longo do diâmetro do disco há uma barra deslizante que contém um pequeno orifício na superfície, para a tomada de pressão. A barra deslizante é perfurada internamente até uma de suas extremidades, o que permite a transmissão do sinal até o transdutor indutivo de pressão diferencial. Na outra extremidade da barra deslizante foi montado um transdutor indutivo de deslocamento que indica a posição do orifício de tomada de pressão. Um sistema de posicionamento foi utilizado para estabelecer corretamente o afastamento entre os discos. Este afastamento deve ser determinado precisamente para que se possam minimizar os erros experimentais. Testes de sensibilidade indicaram que a distribuição de pressão era altamente dependente do afastamento entre a palheta e o assento. Por exemplo, para um número de Reynolds de 1450, e um afastamento adimensional (h/d) de 0,009, uma variação no afastamento de 15 μm causaria à pressão de estagnação uma variação de 16%. Desta forma, mesmo as variações de afastamento provocadas pelas forças geradas a partir da distribuição de pressão do próprio escoamento tiveram que ser corrigidas durante a redução dos dados. Informações adicionais relacionadas com a medição de pressão são fornecidas por Ferreira et al. [2].

As medições da transferência de calor foram efetuadas indiretamente através da analogia entre a transferência de calor e massa. Particularmente, foi utilizada a técnica da sublimação do naftaleno, segundo Souza Mendes [8]. Nesta técnica, a superfície aquecida é substituída por uma superfície recoberta com naftaleno. Durante uma medição, a superfície recoberta é exposta a um fluxo de ar que causa a sublimação do naftaleno da superfície. Através da medição da profundidade de alteração da superfície e do tempo transcorrido durante o experimento, os números locais de Sherwood podem ser determinados. Empregando-se a analogia entre a transferência de calor e massa, o número de Sherwood pode ser facilmente convertido no número de Nusselt local, correspondente a um escoamento com número de Prandtl de 2,5, que é o número de Schmidt do vapor de naftaleno sublimando no ar. As profundidades de sublimação do naftaleno, da ordem de 40 μm , foram medidas utilizando uma mesa micrométrica computadorizada de coordenadas Carl Zeiss, com uma resolução de $\pm 1 \mu\text{m}$. Os números médios de Sherwood foram obtidos através de integração direta dos números locais de Sherwood, ou então através da pesagem da peça recoberta com naftaleno antes e depois de sua exposição ao fluxo de ar. Através da variação da massa de naftaleno e do tempo transcorrido durante a medição, pode-se determinar o número de Sherwood médio do experimento.

METODOLOGIA DA SOLUÇÃO NUMÉRICA

As equações que descrevem ambos os problemas hidrodinâmico e térmico foram resolvidas utilizando-se o método dos volumes finitos conforme descrito por Patankar [9]. Neste método, primeiramente o domínio de solução foi totalmente dividido em pequenos volumes de controle sem superposição, para então as equações diferenciais serem integradas ao longo de cada um destes volumes de controle. Destas integrações resultou um sistema de equações algébricas que foi resolvido iterativamente utilizando-se o método de linha por linha, segundo Patankar [9]. Para a solução do campo de velocidade, a

equação da continuidade foi utilizada para obter uma equação para a pressão, de acordo com o algoritmo SIMPLER conforme descrito por Patankar [10]. Com este procedimento, é estabelecido um forte acoplamento entre os campos de pressão e velocidade, o que facilita a convergência do processo numérico. Uma característica importante da solução numérica de problemas como este, aqui analisado, é a seleção e o lançamento da malha utilizada. A razão é a existência de elevados gradientes das variáveis desconhecidas causados tanto pelas grandes variações do campo de velocidade ao longo do escoamento, como pela complexidade do domínio de solução. Para cada situação a ser investigada, uma configuração particular da malha foi selecionada. De uma maneira geral, a escolha da malha representou o atendimento ao compromisso entre a precisão requerida e o tempo de computador necessário para o atingimento da convergência. Espera-se que a precisão da solução numérica esteja em torno de 5%. A aceleração do esquema iterativo foi alcançada utilizando-se o algoritmo de correção em bloco de Settari e Aziz [11].

ESCOAMENTO LAMINAR

Quando o número de Reynolds do escoamento é pequeno ($Re < 100$) e a palheta está muito próxima do assento ($h/d \approx 0,01$), os efeitos viscosos predominam sobre os efeitos de inércia. A solução para este tipo de escoamento, quando os efeitos de inércia forem pequenos, foi obtida analiticamente por Livesey [12]. À medida que o número de Reynolds aumenta, os efeitos de inércia tornam-se importantes e não podem mais ser desprezados. Desta forma, a solução só pode ser obtida numericamente, baseada nas equações diferenciais que governam o campo de escoamento e as respectivas condições de contorno. A avaliação destas soluções foi realizada extensivamente, conforme relatado por Deschamps [13].

Os resultados numéricos da distribuição de pressão ao longo do difusor, para dois afastamentos entre os discos, $h/d = 0,01$ e $0,04$ e diferentes números de Reynolds do escoamento, são apresentados nas Figs. 2 e 3 respectivamente. Para cada valor de h/d , três valores diferentes de Re foram analisados: $Re = 500, 900$ e 1800 .

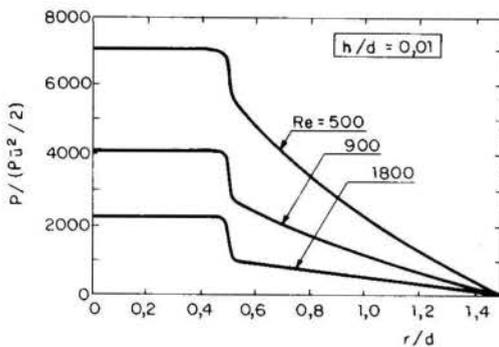


Fig. 2- Influência do número de Reynolds sobre a distribuição de pressão ao longo da palheta para $h/d = 0,01$.

A característica principal da distribuição de pressão observada nas Figs. 2 e 3 é o patamar de pressão para $r/d < 0,5$. Este patamar corresponde à área em frente ao orifício alimentador na qual o escoamento está alterando sua direção, isto é, mudando de axial para radial. Outra característica da distribuição de pressão consiste na queda abrupta da pressão na entrada do difusor radial ($r/d = 0,5$). Quando tanto o número de Reynolds como o afastamento entre os discos forem pequenos, a queda abrupta de pressão se verifica primeiramente, para então diminuir monotonicamente até a pressão atmosférica externa. Quando o número de Reynolds aumenta e para maiores afastamentos entre os discos, h/d , a pressão manométrica cai tão abruptamente no início da região do difusor que chega a alcançar valores negativos. Estes valores negativos são devidos à separação do escoamento perto do orifício alimentador.

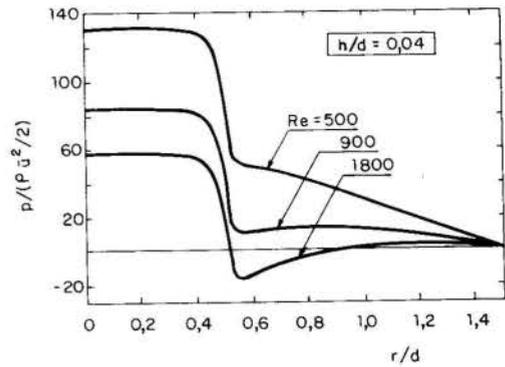


Fig. 3- Influência do número de Reynolds sobre a distribuição de pressão ao longo da palheta para $h/d = 0,04$.

A integração da distribuição de pressão ao longo do disco fornece a força axial resultante atuando na palheta e que seria responsável pelo seu movimento. Ambas as forças, experimental e numérica, são apresentadas na Fig. 4, onde pode-se verificar uma excelente concordância.

Qualquer modificação geométrica realizada no sistema de válvulas, tanto na palheta, como no orifício alimentador ou no assento da válvula altera substancialmente a distribuição de pressão ao longo dos discos e consequentemente a força axial resultante. Após a devida validação do esquema numérico, a solução numérica pode seguramente ser utilizada para a obtenção da informação desejada do escoamento.

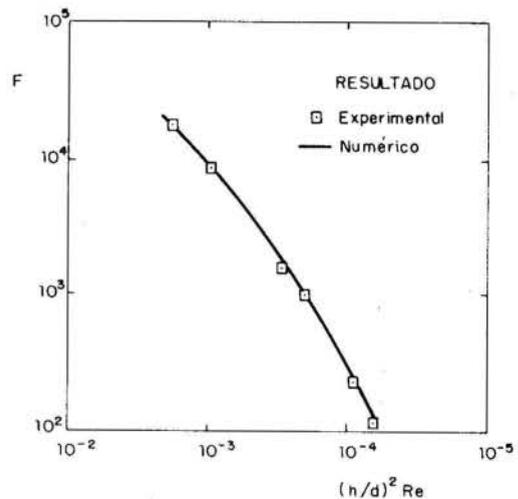


Fig. 4- Força axial sobre a palheta.

ESCOAMENTO TURBULENTO

Quando o número de Reynolds aumenta substancialmente, os efeitos viscosos do escoamento são completamente superados pelos efeitos de inércia e então o escoamento torna-se turbulento. A única solução possível para este escoamento é baseada em modelos turbulentos, que requerem uma malha muito fina nas regiões de elevados gradientes de velocidade, e apresentam um processo de convergência bastante lento. Qualquer tentativa de reduzir os coeficientes de relaxação e acelerar a solução provoca divergência no processo. Como este escoamento turbulento ocorre em presença de regiões de estagnação, recirculação e aceleração e também está sujeito a gradientes de pressão adversos variáveis, os modelos padrões de turbulência não tem condições de fornecer resultados satisfatoriamente precisos para o perfil de pressão ao longo da palheta. Várias modificações tiveram que ser implementadas no modelo original $k-\epsilon$ para que estas dificuldades, inerentes ao escoamento, fossem superadas, conforme foi discutido por Deschamps et al. [14].

A Fig. 5 mostra a comparação entre os resultados numéricos e experimentais do perfil de pressão ao longo do disco da válvula para $h/d = 0,05$ e $Re = 23.275$

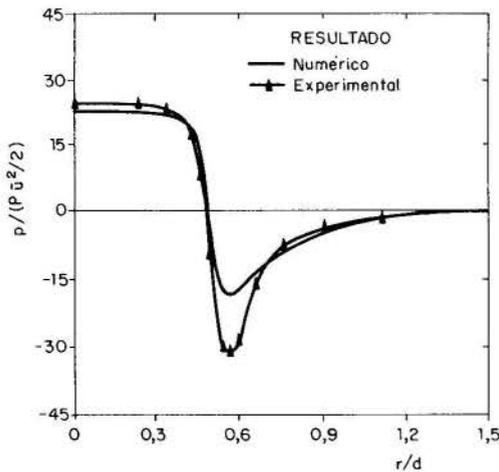


Fig.5- Comparação entre resultados numéricos e experimentais para $h/d=0,05$ e $Re=23.275$.

Como pode ser observado, a distribuição de pressão ao longo do disco da válvula apresenta o mesmo aspecto do escoamento laminar, no entanto o patamar de pressão de estagnação adimensional não apresenta valores tão elevados, no entanto o pico de pressão negativa é maior.

As Figs. 6 e 7 apresentam os gráficos de contorno da relação da viscosidade turbulenta do escoamento e da viscosidade absoluta do fluido ao longo do orifício alimentador e do difusor radial, respectivamente. Estas Figuras indicam elevada intensidade de turbulência no difusor radial enquanto no orifício os valores são bastante baixos. Embora a comparação entre os resultados numéricos e experimentais da distribuição de pressão ao longo do disco da válvula possa ser considerada razoavelmente boa, outro modelo de turbulência deverá ser utilizado para que se possa prever adequadamente o pico de pressão negativa no difusor radial.

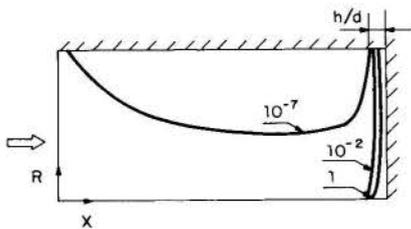


Fig.6- Gráficos de contorno de μ_T/μ constantes ao longo do orifício alimentador para $h/d=0,05$ e $Re=23.275$.

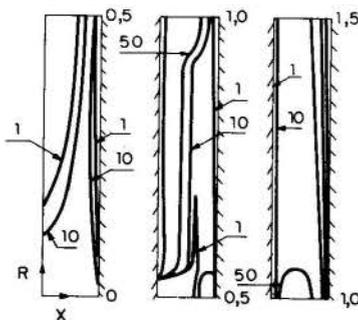


Fig.7- Gráficos de contorno de μ_T/μ constantes ao longo do difusor radial para $h/d=0,05$ e $Re=23.275$.

TRANSFERÊNCIA DE CALOR

A transferência de calor das paredes da válvula de sucção para o fluido refrigerante é indesejável, uma vez que ela representa perda na eficiência volumétrica do compressor. Nesta secção serão apresentados os resultados da temperatura de mistura do fluido refrigerante e também dos números de Nusselt locais e médio. Do ponto de vista do projetista de válvulas, estes resultados são muito importantes uma vez que eles permitem identificar o aquecimento sofrido pelo fluido ao passar pelo sistema de válvulas antes de ser admitido no cilindro do compressor. A análise aqui efetuada ficará concentrada no regime laminar do escoamento.

A Fig. 8 apresenta a temperatura adimensional de mistura do fluido refrigerante no final do orifício alimentador ($x = e$ de acordo com a Fig. 1) como uma função de h/d e tendo o número de Reynolds como um parâmetro das várias curvas.

A temperatura adimensional θ é dada por $(T - T_e) / (T_p - T_e)$, onde T_e é a temperatura na entrada do orifício e T_p a temperatura da parede. As linhas sólidas referem-se à palheta adiabática enquanto que as linhas tracejadas são para a palheta isotérmica. Tanto o orifício como o assento da válvula são aquecidos a uma temperatura constante, igual à temperatura da palheta da válvula para o caso isotérmico. Observa-se que à medida que o número de Reynolds (Re) aumenta, a temperatura de mistura na saída do orifício alimentador diminui.

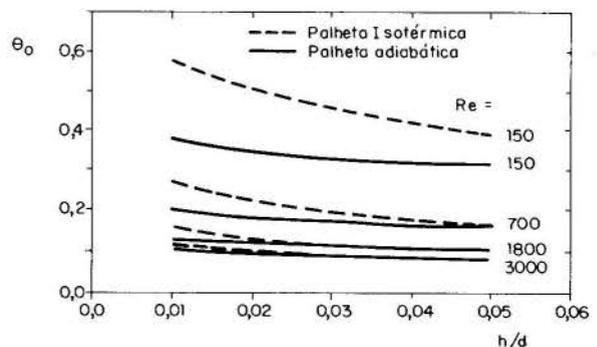


Fig.8- Temperatura adimensional de mistura na saída do orifício alimentador.

Valores maiores de Re resultam num maior coeficiente de transferência de calor; no entanto, para valores maiores de Re , o tempo de residência do fluido no orifício é menor, resultando num menor aquecimento. Observa-se também na Fig. 8 que a temperatura de mistura na saída do orifício diminui com o aumento da relação (h/d) . Isto é devido ao fato de que, para afastamentos maiores entre a palheta e o assento, os gradientes de velocidade e de temperatura junto às paredes do orifício serão menores, resultando em coeficientes de transferência de calor também menores. Adicionalmente, a temperatura de mistura na saída do orifício para a palheta isotérmica é sempre maior que a obtida para a palheta adiabática, conforme esperado.

A Fig. 9 mostra a influência do número de Reynolds sobre a temperatura adimensional de mistura do fluido refrigerante na saída do difusor, plotado para diferentes valores de h/d . Para baixos valores do número de Reynolds, o fluido refrigerante deixa o difusor numa temperatura de mistura muito perto da temperatura da parede, isto é, $\theta_d = 1$.

Com o objetivo de analisar o comportamento no número de Nusselt médio, Nu_T , a Fig. 10 foi preparada. Novamente, as linhas tracejadas referem-se ao caso da palheta isotérmica enquanto que as linhas sólidas são para o caso da palheta adiabática. O número de Nusselt é definido utilizando-se a diferença de temperatura $(T_p - T_e)$. Nestas condições, Nu_T é de fato a transferência de calor adimensional das paredes sólidas para o fluido refrigerante.

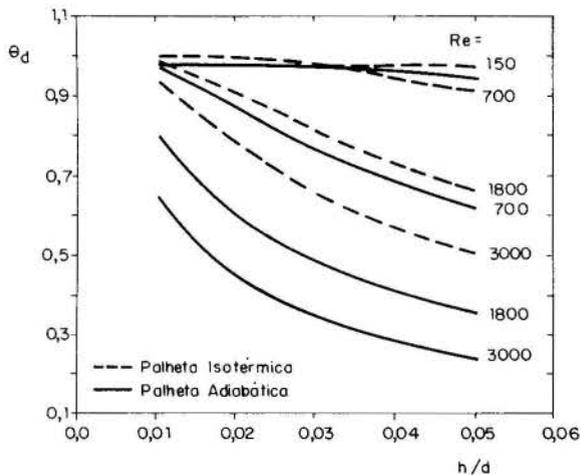


Fig. 9 - Temperatura adimensional de mistura na saída do difusor.

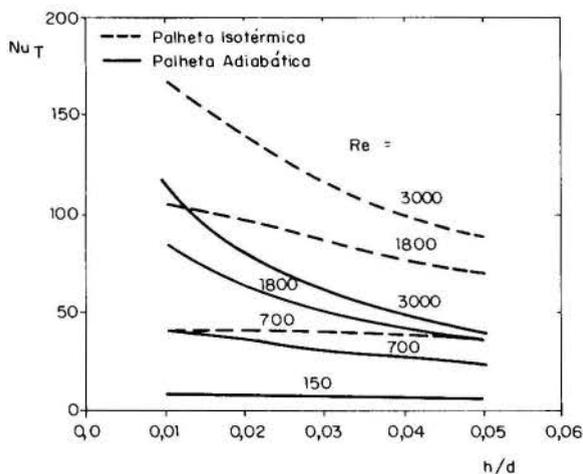
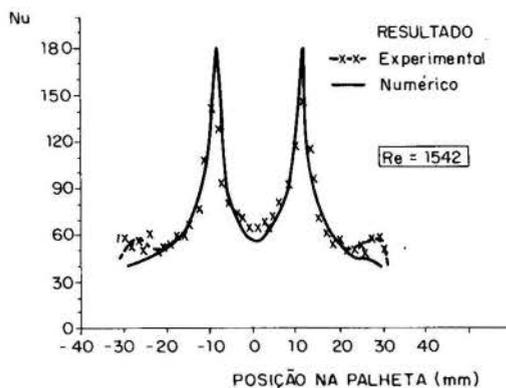


Fig. 10 - Número de Nusselt médio na válvula.

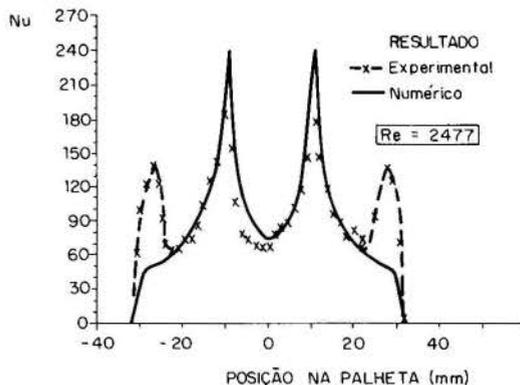
Para números de Reynolds baixos, o fluido alcança a temperatura da parede antes de deixar o difusor. Desta forma ele satura termicamente e pára de receber calor. Isto pode ser apreciado na Fig. 10, onde, para $Re = 150$, ambos os casos da palheta isotérmica e da adiabática fornecem o mesmo valor de Nu_T . Com o aumento de Re , o Nu_T para o caso da palheta isotérmica supera cada vez mais o número de Nusselt médio da palheta adiabática. Para um certo número de Reynolds, Nu_T diminui à medida que (h/d) aumenta. Este comportamento é devido à existência de gradientes de velocidade e de temperatura maiores para valores menores de (h/d) . Os resultados obtidos nas Figs. 8 e 9 foram obtidos por Puff [15] e Todescat [16].

Os resultados para os números de Nusselt locais serão analisados. Atenção será dada para o caso no qual as paredes do orifício e o assento da válvula são mantidos adiabáticos, enquanto a palheta da válvula é mantida isotérmica. Para isto, a Fig. 11 foi preparada. A Fig. 11a é para o caso de $Re = 1542$ e a Fig. 11b para $Re = 2477$; em ambas as figuras $h/d = 0,07$. Estas figuras apresentam os resultados numéricos e experimentais e, com exceção da região próxima da saída da palheta, uma excelente concordância foi verificada entre ambos. Ao sair

do orifício alimentador, o escoamento incide sobre a palheta da válvula fornecendo picos elevados do coeficiente de transferência de calor, conforme pode ser observado nas Figs. 11a e 11b. A região de estagnação existente entre $(-d/2 < r < d/2)$ é representada por um vale nos perfis do número de Nusselt local. À medida que o escoamento progride ao longo do difusor, o número de Nusselt diminui assintoticamente, como pode ser observado nas figuras. Um aspecto interessante que pode ser observado refere-se à existência de picos secundários do número de Nusselt local perto da saída da palheta.



a) $Re = 1542$



b) $Re = 2477$

Fig. 11 - Número de Nusselt local na palheta da válvula para o orifício e assento adiabáticos e $h/d=0,07$.

Estes picos não foram identificados na solução numérica, mesmo quando a malha foi substancialmente refinada nesta região. Os picos secundários aumentam com o aumento de Re . A existência destes picos, acredita-se estar relacionada com instabilidades do escoamento, como será discutido na próxima secção. Os resultados apresentados nas Figs. 11a e 11b foram obtidos por Pilichi [17].

INSTABILIDADES HIDRODINÂMICAS

Para o escoamento radial do centro para a periferia entre discos paralelos, quando os efeitos de inércia do escoamento forem grandes, comparados com os efeitos de viscosidade, o aumento da secção transversal na direção do escoamento faz o fluido deslocar-se de uma região de baixa pressão para outra de alta pressão. Este gradiente de pressão adverso pode ser tão grande que causa a separação do escoamento em células que modificam sua posição continuamente com o tempo. Um aumento substancial na transferência de calor é devido a esta separação conforme salientado por Mochizuki e Yao [5].

Uma análise de escalas dos termos da equação da energia indicam que o número de Nusselt local é uma função de dois parâmetros, $StPe$ e $Pe(h/d)$, onde St é o número de Strouhal (hf/v) e Pe é o número de Peclet (vh/ν) . Para regimes estáveis nos quais não há oscila-

ção do escoamento, $St \rightarrow 0$, e o número de Nusselt é apenas função de $Pe(h/d)$.

Normalmente, em válvulas de compressores $St \gg (h/d)$, e para regimes instáveis, o número de Nusselt é uma função apenas de Pe . A obtenção das relações mencionadas acima foi apresentada por Prata et al. [3] utilizando resultados de Mochizuki e Yao [5].

Em válvulas de compressores é importante identificar se o regime do escoamento é estável ou instável. No momento, não se dispõem de conclusões definitivas no sentido de explicar a transição do escoamento de um regime para outro, quando o orifício alimentador é levado em conta no escoamento em difusor radial. No entanto, como primeira indicação, pode-se fazer uso dos trabalhos de Todescat [16] e Pilichi [17]. Verifica-se aí uma boa concordância entre os resultados numéricos e experimentais para números de Reynolds baixos. Com o aumento do número de Reynolds ($Re = 4 \dot{m}/\pi d \mu$), há um valor crítico para Re , aqui representado por Re_c , além do qual os resultados experimentais começam a separar-se dos resultados numéricos. Valores de Re_c são apresentados na Fig. 12, e podem ser utilizados como uma primeira aproximação para indicar a transição do regime estável para o instável. Para o regime instável o número de Nusselt parece ser independente do afastamento entre as paredes do difusor, conforme indicado pela linha sólida da Fig. 13.

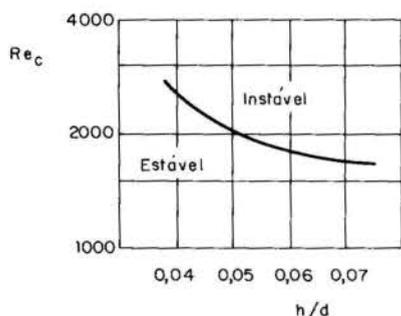


Fig.12- Número de Reynolds crítico para a válvula.

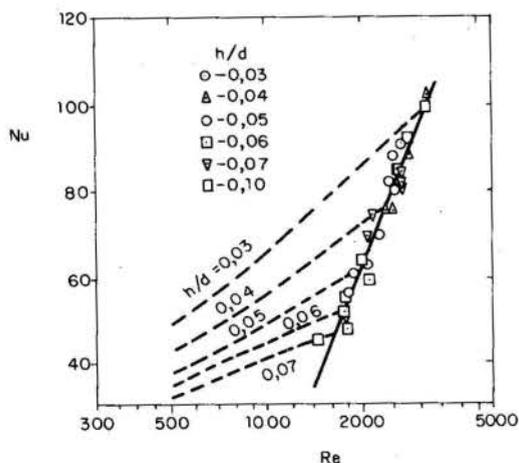


Fig.13- Número de Nusselt médio para o orifício e assento (palheta adiabática).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Deschamps, C.J., Ferreira, R.T.S., Prata, A.T., "The Effective Flow and Force Areas in Compressor Valves", Proc. 1988 International Compressors Engineering Conference, Vol. 1, pp.104-111, 1988.
- [2] Ferreira, R.T.S., Deschamps, C.J., Prata, A.T., "Pressure Distribution Along Valve Reeds of Hermetic Compressors", "Exp. Thermal and Fluid Science", nº 2, pp.201-207, 1989.
- [3] Prata, A.T., Ferreira, R.T.S., Todescat, M.L., Pilichi, C.M., "Heat Transfer Enhancements Due to Self-Sustaining Flow Oscillations in Radial Diffusers", submetido para publicação, 1990.
- [4] Kreith, F., "Transfert de Chaleur et de Masse dans un Ecoulement Radial entre Deux Disques Paralleles Fixes, ou Tourant a la Meme Vitesse", Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 9, pp.265-282, 1966.
- [5] Mochizuki, S., Yao, M., "Flow Separation and Heat Transfer in Radial Flows Between Two Parallel Disks", Trans. Japan Society of Mechanical Engineering, Vol. 49, pp.426-432, 1983.
- [6] Moller, P.S., "Radial Flow Without Swirl Between Parallel Disks", Aero. Quart., Vol. 14, pp.163-186, 1963.
- [7] Nagano, Y., Hishida, M., "Improved Form of $k-\epsilon$ Model for Wall Turbulence Shear Flows", J.Fluids Eng., Vol. 109, pp. 156-159, 1987.
- [8] Souza Mendes, P.R., "The Naphtalene Sublimation Technique", Proc. First World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, Yugoslávia, pp.446-460, 1988.
- [9] Patankar, S.V., "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", Hemisphere Publ. Corp., 1980.
- [10] Patankar, S.V., "A Calculation Procedure for Two-Dimensional Elliptic Situations", Num. Heat Transfer, Vol. 4, pp.409-425, 1981.
- [11] Settari, A., Aziz, K., "A Generalization of the Additive Correction Method for the Iterative Solution of Matrix Equations", SIAM J. Num. Analysis, Vol. 10, pp.506-521, 1973.
- [12] Livesey, J.L., "Inertia Effects in Viscous Flows", Int. J. Mech. Sci., Vol. I, pp.84-88, 1960.
- [13] Deschamps, C.J., "Escoamento Laminar Através de Válvulas de Compressores", Dissertação de Mestrado, Dep. Eng. Mec. - UFSC, 1977.
- [14] Deschamps, C.J., Prata, A.T., Ferreira, R.T.S., "Modelagem de um Escoamento Turbulento em Presença de Estagnação, Recirculação, Aceleração e Gradientes de Pressão Adversos", Anais do 10º COBEM, Rio de Janeiro, Vol.I, pp.57-60, 1989.
- [15] Puff, R., "Solução Numérica para a Transferência de Calor Laminar em Válvulas de Compressores", Relatório de Pesquisa Convênio UFSC - EMBRACO, Depart. Eng. Mec. - UFSC, 1988.
- [16] Todescat, M.L., "Transferência de Calor Laminar em Válvulas de Compressores", Dissertação de Mestrado, Depart. Eng. Mec. - UFSC, 1988.
- [17] Pilichi, C.D.M., "Determinação Numérica e Experimental de Coeficientes de Transferência de Calor Locais em Difusores Radiais", Dissertação de Mestrado, Depart. Eng. Mec. - UFSC, 1990.

AGRADECIMENTO

O desenvolvimento deste trabalho foi realizado dentro do contrato de prestação de consultoria para a Empresa Brasileira de Compressores SA, EMBRACO.

ABSTRACT

Several aspects of fluid flow and heat transfer in reed type valves of reciprocating compressors are explored in the present work. Both numerical and experimental results for pressure distributions along the valve both in laminar and turbulent flows and results for heat transfer from the valve walls are presented and discussed. The presence of hydrodynamic instabilities related to self-sustained flow oscillations is confirmed experimentally, and a criterion is established to predict those instabilities.

VAZAMENTO ATRAVÉS DA FOLGA MÍNIMA EM COMPRESSORES
ROTATIVOS DE PISTÃO ROLANTE



R. T. S. FERREIRA(**), C. F. M. N. COSTA(*), A. T. PRATA(**)
(*) Empresa Brasileira de Compressores S/A - EMBRACO
Caixa Postal D-27 - 89200 - Joinville - SC
(**) Departamento de Engenharia Mecânica - UFSC
Caixa Postal 476 - 88049 - Florianópolis - SC



RESUMO

O vazamento através da folga mínima entre o pistão rolante e a parede do cilindro constitui-se na perda de massa mais significativa de um compressor rotativo do tipo pistão rolante, com implicações importantes sobre a eficiência volumétrica do compressor. Os modelos numéricos existentes na literatura são discutidos e é apresentado um novo modelo que melhor concorda com as observações experimentais. É salientada também a importância do óleo lubrificante sobre o vazamento de fluido refrigerante pela folga mínima.

INTRODUÇÃO

Dentre os compressores amplamente utilizados em refrigeração e condicionamento de ar, estão os compressores rotativos do tipo pistão rolante, normalmente fabricados na faixa de capacidade até 750 W. Estes equipamentos apresentam algumas vantagens em relação aos compressores alternativos de igual capacidade, tais como: menor tamanho, menor peso, baixo custo e elevado desempenho. Para que estas vantagens persistam, os compressores rotativos necessitam maiores cuidados no projeto e na fabricação de suas diferentes partes, bem como uma montagem mais cuidadosa que os alternativos. Com isto, conseguem-se reduzir os vazamentos através das folgas entre as várias partes, que se constituem no principal fator que afeta o desempenho deste tipo de compressor.

A folga mínima num compressor rotativo de pistão rolante é a folga no ponto onde se verifica a menor distância entre a superfície externa do pistão rolante e a superfície interna do cilindro. A folga mínima é a principal responsável pela perda de capacidade deste tipo de compressor. Estima-se ser responsável por aproximadamente 70% do total dos vazamentos internos entre as regiões de alta e baixa pressão.

Encontram-se na literatura [1] - [5], diferentes tentativas de modelação do escoamento através da folga mínima. Chu et al. [1] e Pandeya e Soedel [2] modelaram o vazamento de fluido refrigerante através da mínima folga assumindo um escoamento isentrópico de gás através de uma tubeira convergente-divergente e utilizaram um coeficiente de descarga bastante restritivo da ordem de um terço, para que os resultados numéricos coincidisse com os resultados experimentalmente medidos.

Reed e Hamilton [3] foram os primeiros a reconhecer a influência da presença do óleo no vazamento de gás refrigerante e propuseram que o fluxo de massa de fluido refrigerante se situa entre o fluxo de massa, apenas de gás refrigerante, verificado através do escoamento isentrópico numa tubeira convergente-divergente, considerado como um limite superior, e o escoamento incompressível de óleo puro através da mesma folga, como um limite inferior.

Yanagisawa e Shimizu [4] reconheceram a importância dos efeitos viscosos no escoamento e propuseram que o escoamento através da folga fosse considerado como o escoamento isentrópico de gás através de uma tubeira convergente-divergente, em série com um duto de diâmetro constante e comprimento variável, determinado de acordo com a situação sob análise.

Mais tarde, Lee e Min [5] assumiram que o gás refrigerante vaza através da folga mínima como uma mistu-

ra de óleo e gás; da mesma forma utilizada por Reed e Soedel [3]. O vazamento foi determinado utilizando-se a diferença de solubilidade do gás no óleo, entre os lados de alta e baixa pressão, multiplicada pela equação unidimensional da vazão de óleo através de uma folga em forma de cunha, segundo a equação de Reynolds para a vazão de óleo num mancal hidrodinâmico e corrigida por um coeficiente, no caso igual a 0,22. Este coeficiente de correção foi admitido como uma função da rotação do compressor, para levar em conta o espaço de tempo disponível para que o gás absorvido fosse separado do óleo.

Muito embora estes modelos possam fornecer resultados satisfatórios em termos de uma simulação global de funcionamento do compressor, o fenômeno do vazamento, na realidade, para ser adequadamente entendido, necessita de investigação adicional. Este é o objetivo do presente trabalho.

VISUALIZAÇÃO DO ESCOAMENTO

Com o objetivo de entender o fenômeno do vazamento através da folga mínima, da maneira como ele ocorre, num compressor em operação, foi projetada uma instalação de ensaio que permitisse a visualização do vazamento e o respectivo registro em vídeo-tape.

Como pode ser apreciado nas Figs. 1 e 2, a bancada de ensaio dinâmico consiste de um compressor rotativo, com a parte posterior da carcaça próxima da bomba removida, de maneira que, através de um cilindro de acrílico, fosse possível o acesso visual à região de interesse. O compressor foi colocado a funcionar em ciclo fechado e a pressão de óleo lubrificante dentro da bomba foi mantida elevada utilizando-se um separador de óleo hermeticamente conectado com a canalização de descarga e com o orifício de óleo do eixo do compressor. As folgas entre as partes em movimento foram mantidas da mesma ordem da montagem do compressor original. Uma fonte de luz estroboscópica foi utilizada para visualizar o escoamento numa posição fixa do eixo de acionamento, ou permitindo uma velocidade pequena de deslocamento. Desta forma foi possível focar a lâmpada no ponto de passagem da mínima folga do pistão rolante.

Analisando-se a bancada de ensaio dinâmico sob operação, pode-se observar que há uma forte formação de bolhas exatamente após a posição da folga mínima ser ultrapassada pelo escoamento. Esta formação de bolhas pode ser explicada considerando-se que o escoamento na folga mínima é formado basicamente pelos dois filmes de óleo que estão colados às paredes do cilindro e do pistão rolante e que se reúnem na vizinhança da folga mínima, conforme ilustra a Fig. 3. É conveniente ressaltar que os compressores rotativos de pistão rolante funcio-

nam inundados com óleo, em virtude das peças em movimento.

Após a ultrapassagem da linha de mínima folga pelo escoamento, uma queda abrupta de pressão no fluxo de óleo/refrigerante, promoverá a liberação do fluido refrigerante na forma de bolhas.

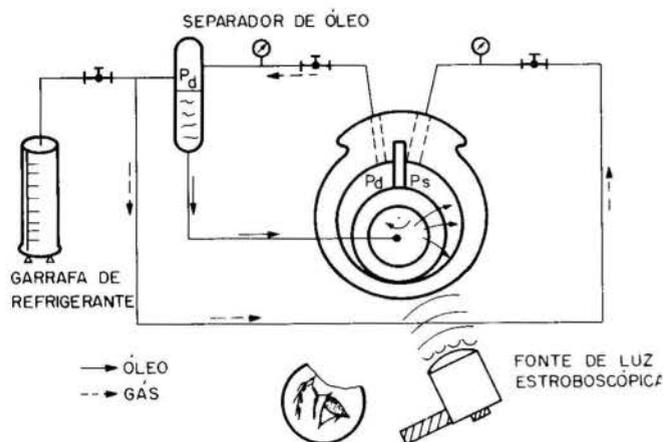


Fig.1- Diagrama esquemático da bancada de testes dinâmicos.

Em nenhum dos modelos previamente citados esta característica é verificada. Desta forma, um modelo apropriado para o vazamento seria o do escoamento de óleo através de um canal convergente-divergente com a respectiva formação de bolhas. Para as aplicações relacionadas com a determinação da eficiência volumétrica do compressor, o vazamento de gás pode ser determinado pela diferença de concentração do fluido refrigerante no óleo nas condições dos volumes de compressão e de sucção durante a operação. Uma pergunta que permanece ainda sem resposta está relacionada com a maneira pela qual a formação de bolhas retardará o escoamento, quer por ação de bloqueio parcial da seção de passagem, quer por aumento da viscosidade do fluido em decorrência da expansão do fluido refrigerante.

BANCADA PARA TESTES ESTÁTICOS

Com o objetivo de alcançar um maior conhecimento acerca do mecanismo de vazamento através da folga mínima, foi construída outra bancada de testes, como mostra

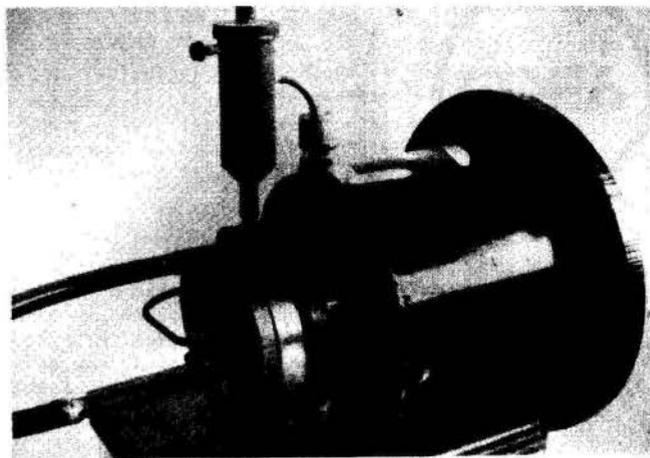


Fig.2- Compressor utilizado na bancada de testes dinâmicos

das Figs. 4 e 5. A bomba completa do compressor do tipo pistão rolante foi mantida estacionária, com todas as folgas hermeticamente vedadas, com exceção da folga mínima. Um cilindro de acrílico foi montado com o propósito de visualização. A diferença de pressão entre as duas câmaras foi mantida constante por meio de um compressor auxiliar, que promove o fluxo de óleo/gás refrigerante entre duas garrafas externas através da folga mínima. O fluxo de massa foi medido com o auxílio de um medidor de vazão do tipo Coriolis.

Utilizando-se o cilindro de acrílico foi comprovado que o escoamento através da folga mínima, nesta bancada de ensaios estáticos, apresentava os mesmos padrões de comportamento que os observados na bancada de ensaios dinâmicos, isto é, à montante da folga mínima o escoamento apresentava apenas uma única fase e identificada pelo óleo lubrificante, enquanto que à jusante aparecia uma formação vigorosa de bolhas de fluido refrigerante que tendiam a separar do óleo. Esta verificação constituiu-se numa forte confirmação do que foi observado na bancada de ensaios dinâmicos.

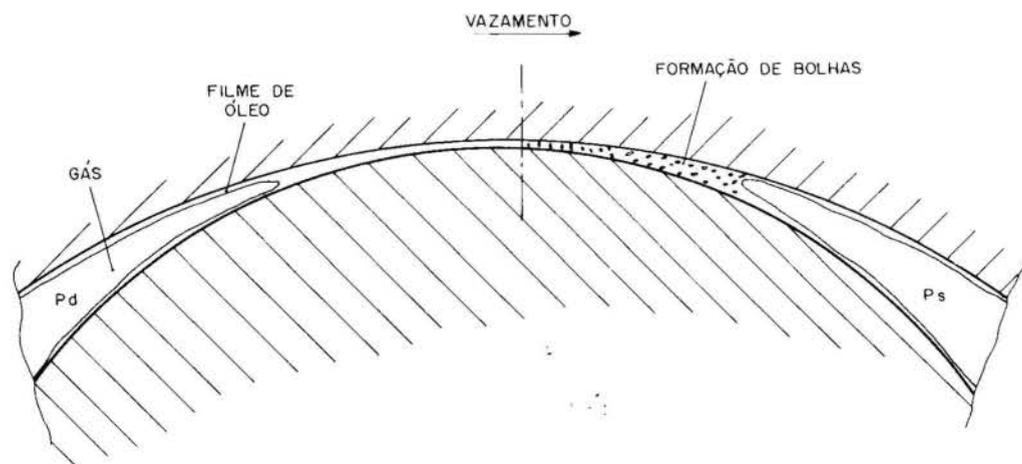


Fig.3- Configuração típica do vazamento através da folga mínima.

Através da leitura dos níveis de óleo das garrafas à montante e à jusante da folga mínima, para um dado intervalo de tempo, os fluxos de massa podem ser verificados, para várias diferenças de pressão e temperaturas do óleo, mantida constante a dimensão da folga mínima.

MODELO PROPOSTO PARA O ESCOAMENTO DE ÓLEO

A geometria a ser analisada é mostrada na Fig. 6, onde pode-se identificar R como sendo o raio do cilindro, R_p como sendo o raio do pistão rolante, E_c como a excentricidade do pistão rolante em relação ao centro do cilindro (O) e r e θ como as variáveis independentes radial e circunferencial para o escoamento do óleo.

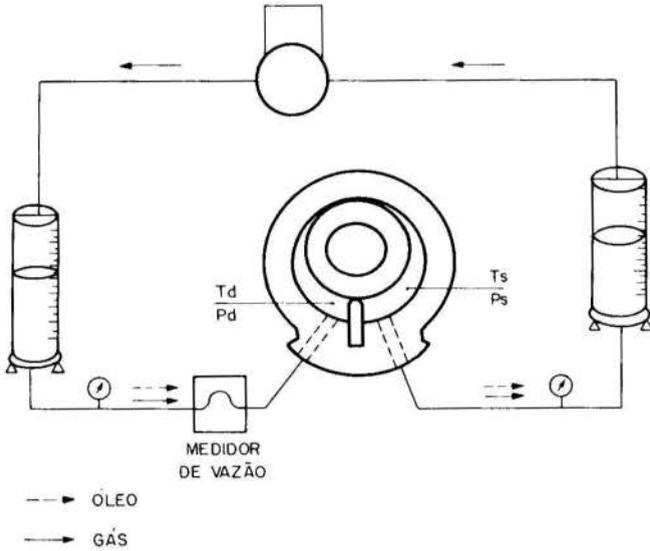


Fig.4- Diagrama esquemático da bancada de testes estáticos.

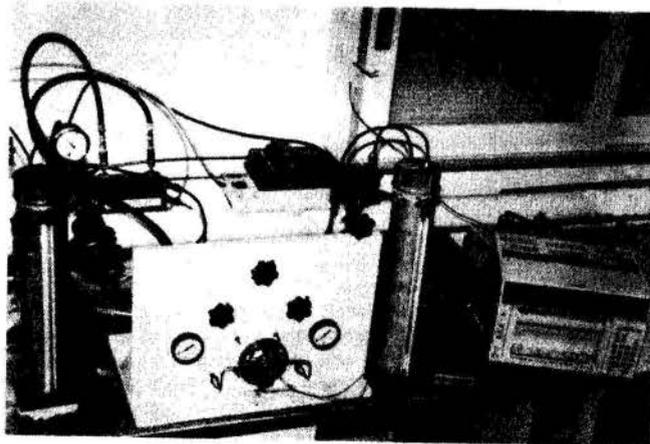


Fig.5- Vista geral da bancada de testes dinâmicos.

Da Fig. 6 pode-se facilmente obter a em função de θ , como mostra a Eq. (1), onde a é a distância radial em relação ao centro do cilindro e que identifica a posição da fronteira sólida do pistão rolante. A outra fronteira sólida do escoamento é identificada por $r=R$. Em $\theta=\pi/2$ tem-se a localização da folga mínima no escoamento.

$$a = E_c \text{ sen } \theta + \sqrt{R_p^2 - E_c^2 \text{ cos}^2 \theta} \quad (1)$$

Como pode ser observado na Fig. 5, a geometria do escoamento constitui-se de uma passagem convergente-divergente, o que induziu outros pesquisadores [1,2] a considerar o escoamento através de uma tubeira convergente-divergente.

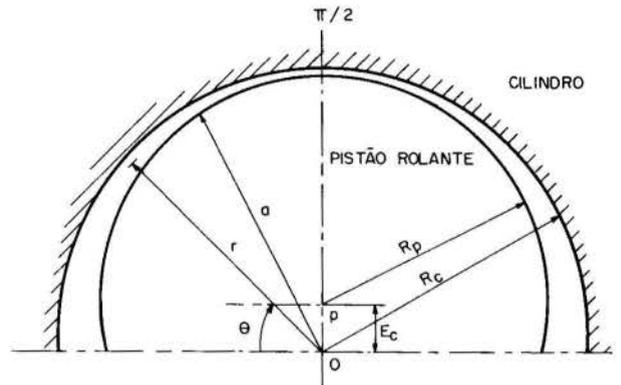


Fig.6- Geometria do escoamento através da folga mínima.

O escoamento é tipicamente viscoso e comandado pela diferença de pressão entre as duas câmaras, desta forma a hipótese de ser considerado isentrópico não é absolutamente aceitável. Yanagisawa e Shimizu [4] reconheceram que os efeitos viscosos eram importantes neste tipo de escoamento e consideraram-no como sendo a combinação do escoamento isentrópico através de uma tubeira convergente-divergente com o escoamento viscoso através de um duto de diâmetro constante.

Para calcular a vazão volumétrica de óleo através da folga mínima é necessário estabelecer-se o balanço de forças num elemento de fluido, conforme ilustra a Fig. 7.

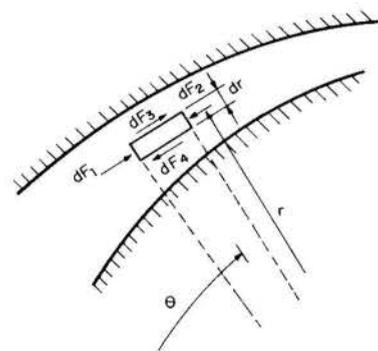


Fig.7- Balanço de forças no elemento de fluido.

A distribuição de velocidade do vazamento é calculada considerando-se um escoamento permanente, incompressível, bidimensional com propriedades constantes. Os efeitos de inércia são desprezados embora a curvatura da geometria seja considerada.

Na direção θ , o balanço de forças no elemento de volume é dado pela Eq. (2);

$$dF_1 - dF_2 + dF_3 - dF_4 = 0 \quad (2)$$

onde, substituindo-se as expressões para as diferentes forças fornece:

$$\begin{aligned} & (p - \partial p / \partial \theta \cdot d\theta / 2) dr - (p + \partial p / \partial \theta \cdot d\theta / 2) dr + \\ & + (\tau_{r\theta} + \partial \tau_{r\theta} / \partial r \cdot dr / 2) (r + dr / 2) d\theta - \\ & - (\tau_{r\theta} - \partial \tau_{r\theta} / \partial r \cdot dr / 2) \cdot (r - dr / 2) d\theta = 0 \end{aligned} \quad (3)$$

Simplificando e agrupando os termos semelhantes, obtêm-se:

$$\partial (r \tau_{r\theta}) / \partial r = \partial p / \partial \theta = f(\theta) \quad (4)$$

É importante reconhecer que a Eq. (4) é dependente de θ porque o gradiente de pressão é variável ao longo do escoamento.

Considerando-se a tensão de cisalhamento $\tau_{r\theta}$ sendo gerada predominantemente pela variação de velocidade na direção r , pode-se escrever:

$$\tau_{r\theta} = \mu \partial u / \partial r \quad (5)$$

onde μ é a viscosidade absoluta do óleo.

Substituindo-se a Eq. (5) na Eq. (4), uma solução geral que satisfaz esta equação é:

$$u = 1/\mu \cdot \partial p / \partial \theta \cdot r + f_1(\theta) \ln r + f_2(\theta) \quad (6)$$

onde $f_1(\theta)$ e $f_2(\theta)$ são determinados para as seguintes condições de contorno:

Para $r = a$ e $r = R$, $u = 0$

Estas condições fornecem

$$f_1 = - (R-a) / [\mu \ln (R/a)] \cdot \partial p / \partial \theta \quad (7a)$$

e

$$f_2 = - 1/\mu \cdot [R - (R-a) \ln R / \ln (R/a)] \cdot \partial p / \partial \theta \quad (7b)$$

Substituindo-se as Eqs. (7a) e (7b) na Eq. (6) e desprezando-se os efeitos centrífugos, obtêm-se o perfil de velocidade para cada posição ao longo do escoamento, como mostrado pela Eq. (8)

$$u = - R/\mu \cdot \partial p / \partial \theta \cdot [1 - r/R - (1-a/R) / \ln (a/R) \cdot \ln (r/R)] \quad (8)$$

Desprezando-se a variação de velocidade na direção z , a vazão volumétrica pode ser determinada pela Eq. (9) onde H é a largura do pistão rolante.

$$q = \int_a^R u H dr \quad (9)$$

Após substituir a Eq. (8) na Eq. (9) e integrando-se, obtêm-se o gradiente de pressão do escoamento como uma função de θ .

$$\begin{aligned} \frac{dp}{d\theta} = & - 2\mu q / HR^2 / [1 - a^2/R^2 + \\ & + 2(1-a/R)^2 / \ln(a/R)] \end{aligned} \quad (10)$$

onde a é calculado pela Eq. (1).

A integração numérica da Eq. (10) fornece o perfil de pressão ao longo do escoamento, uma vez que a vazão q é constante.

A Fig. 8 mostra a distribuição de pressão calculada ao longo do escoamento, utilizando-se o esquema numérico de Runge-Kutta de 4ª ordem com um passo de integração de 5×10^{-4} rd e uma condição inicial de $p_i = 11,85$ bar para $\theta = \theta_i$. A escolha do ângulo inicial de integração θ_i não influencia a distribuição de pressão ao longo do escoamento de óleo pela folga mínima. Este resultado foi obtido para $R = 21,3225$ mm, $R_p = 17,658$ mm, $E_c = 3,6465$ mm, $H = 11,0$ mm, $q = 5,0 \times 10^{-8}$ m³/s e $\mu = 50$ cP.

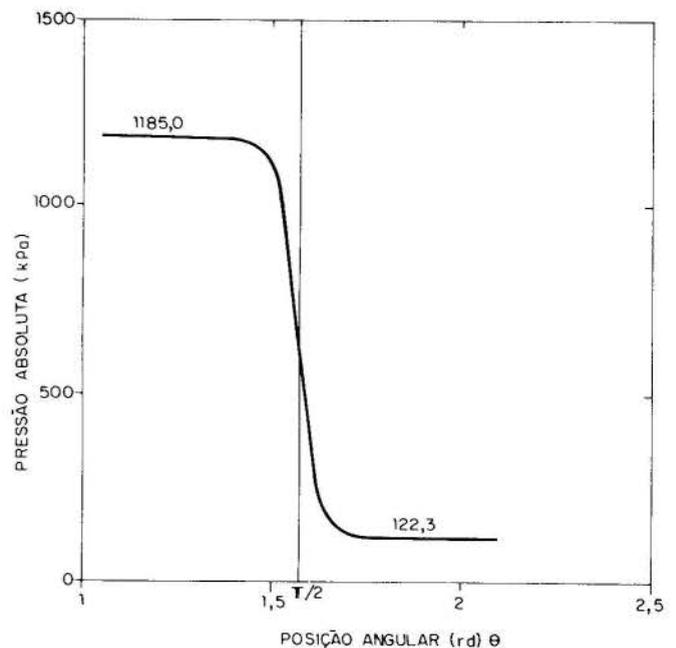


Fig.8- Distribuição de pressão ao longo do vazamento de óleo - solução teórica.

O perfil de pressão mostra um gradiente de pressão bastante elevado em torno de $\theta = \pi/2$, que é a localização da folga mínima, e uma pequena variação até $\pm 10^\circ$ em ambas as direções. Além deste ponto a pressão é praticamente constante. A região de variação da pressão depende das dimensões geométricas do pistão rolante. Este tipo de perfil de pressão para o escoamento de óleo é compatível com as observações do escoamento e com o processo de crescimento das bolhas de refrigerante obtido nos ensaios dinâmicos e discutidos anteriormente. Quando o escoamento de óleo com fluido refrigerante dissolvido alcança a folga mínima, as bolhas crescem rapidamente fazendo com que a temperatura local seja reduzida. Isto faz com que a viscosidade do óleo au-

mente com a consequente redução no vazamento total.

Perfis de velocidade para o mesmo caso mostrado na Fig. 8 é apresentado na Fig. 9. Os perfis de velocidade são simétricos ao longo da folga, mostrando uma forte dependência com θ . Se apenas óleo estiver presente no escoamento, e este é o único caso analisado neste trabalho, há também simetria dos perfis de velocidade com relação à localização da folga mínima.

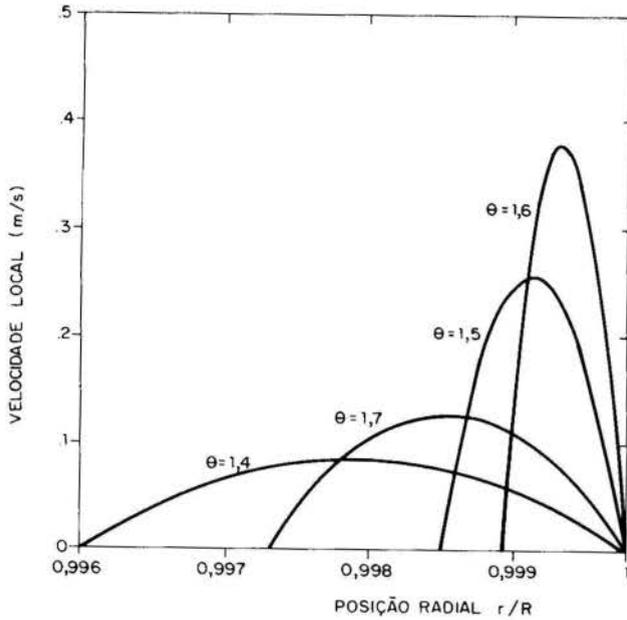


Fig. 9- Perfis de velocidade ao longo do escoamento.

COMPARAÇÃO ENTRE OS RESULTADOS NUMÉRICOS E EXPERIMENTAIS

Utilizando a bancada experimental de testes estáticos anteriormente descrita, vários resultados para o fluxo de massa de óleo e a razão de pressões absolutas (p_s/p_d) são apresentados na Fig. 10, juntamente com os resultados numéricos. Estes resultados foram obtidos para duas dimensões de folga mínima $\delta = 18 \mu\text{m}$ e $\delta = 33 \mu\text{m}$, mantendo-se todas as outras dimensões e parâmetros constantes.

Este tipo de escoamento é altamente influenciado pela dimensão da folga mínima e da viscosidade do óleo, desta forma as dimensões geométricas e as medições de temperatura devem ser cuidadosamente controladas. A incerteza para a medição da folga mínima deve ser da ordem de $\pm 1 \mu\text{m}$ e para as medições de temperatura de $\pm 0,5 \text{ }^\circ\text{C}$ para obter-se uma boa comparação entre os resultados numéricos e experimentais.

CONCLUSÕES

Um novo modelo para o cálculo do escoamento de óleo lubrificante através da folga mínima num compressor rotativo do tipo pistão rolante foi apresentado e devidamente validado.

O escoamento de óleo lubrificante através da folga mínima é o principal responsável pelo vazamento de fluido refrigerante do lado da pressão de descarga para o lado da pressão de sucção do compressor. Desta forma, para que se consiga adequadamente calcular a interação entre o fluido refrigerante e o óleo ao longo do vazamento, o modelo numérico deve permitir o cálculo da variação de pressão no escoamento.

Os experimentos de visualização indicaram uma forte formação de bolhas após o ponto da mínima folga em face do elevado gradiente de pressão que lá se verifica. Este processo de expansão do fluido refrigerante reduzirá a temperatura do filme de óleo, com consequente aumento da viscosidade da mistura, e uma diminuição na vazão do vazamento. Além disto, a formação de bolhas alterará as condições do escoamento através da folga mínima.

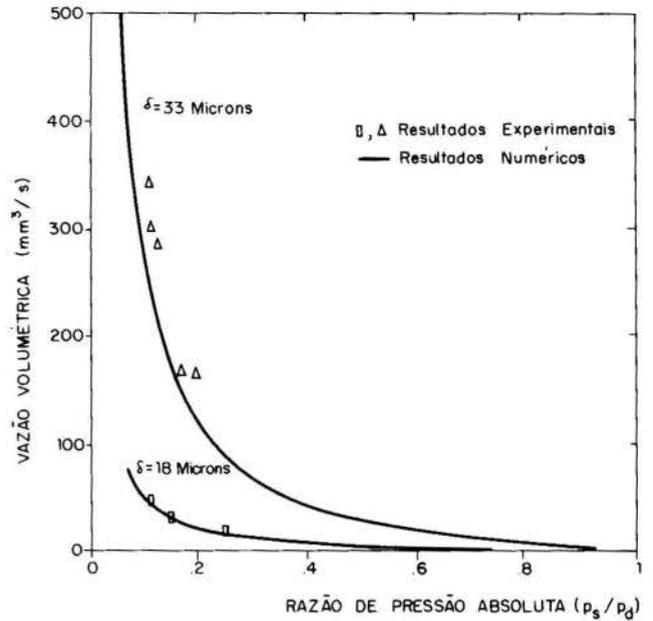


Fig. 10- Comparação entre resultados numéricos e experimentais.

Comparações entre os resultados experimentais de vazamento e os valores preditos pelo modelo numérico conferem a segurança necessária para sua validação.

AGRADECIMENTOS

Agradecimentos são dirigidos ao técnico S.K.Himpel cuja engenhosidade e habilidade no trabalho permitiram a execução das várias bancadas de ensaio.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Chu, I., Shiga, T., Ishijima, K., Sakaino, M., "Analysis of the Rolling Piston Type Rotary Compressor", Proc. 1978 - Purdue Int. Comp. Eng. Conference, pp. 219-224, 1978.
- [2] Pandeya, P., Soedel, W., "Rolling Piston Type Rotary Compressor with Special Attention to Friction and Leakage", Proc. 1978 - Purdue Int. Comp. Eng. Conference, pp. 209-218, 1978.
- [3] Reed, W. A., Hamilton, J. F., "Internal Leakage Effects in Sliding Rotary Compressors", Proc. 1980 - Purdue Int. Comp. Eng. Conference, pp. 112-117, 1980.
- [4] Yanagisawa, I., Shimizu, T., "Leakage Losses with a Rolling Piston Type Rotary Compressor. I. Radial Clearance on the Rolling Piston", Int. J. of Refrigeration, Vol. 8, nº 2, pp. 75-84, 1985.
- [5] Lee, J., Min, T. S., "Performance Analysis of Rolling Piston Type Compressor". Proc. 1988 - Purdue Int. Comp. Eng. Conference, pp. 154-159, 1988.

ABSTRACT

The leakage through the minimal clearance between roller and cylinder wall is the most significant mass loss of a rolling piston rotary compressor and mostly controls its volumetric efficiency. The numerical models presented in the literature are discussed and a new model which agrees very well with the experimental observations is suggested. The influence of lubricating oil on the gas leakage through the minimum clearance is discussed.



NEW STRUCTURES AND NEW TYPES OF HEAT TRANSFORMERS

SILVIO DE OLIVEIRA JUNIOR*, P. LE GOFF, BARBARA SCHWARZER**
Laboratoire des Sciences du Génie Chimiques CNRS-ENSIC-INPL
NANCY, FRANCE

*on leave from Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Est. de
Sao Paulo (IPT) and Escola Politecnica da USP-BRASIL



SUMMARY

This paper describes and compares four new types of absorption and absorption-compression heat transformers, that will be utilized for industrial waste heat recovery in very extreme operational conditions. The performance of the systems is evaluated by means of some energy value scales, based on economy, enthalpy and exergy concepts.

1 - INTRODUCTION

The efficient use of energy in industrial processes is a technological constraint that must be respected for economic and ecological reasons, such as limitations of raw materials, fabrication costs and reduction of thermal and combustion gas pollution.

In this scenario, to re-utilize the waste heat produced by many industrial processes is a goal that must be attained in order to get a process well integrated and that consumes and/or produces energy efficiently. The industrial waste heat is generally in the form of more or less polluted waste water at temperatures in the range of 60° to 100°C. These heat sources are rarely re-used on the production site. They have a zero, or even a negative economic value since it may be necessary to cool these effluents before disposing of them into the environment.

On the other hand, on the same industrial site heat is generally needed at temperature levels of 150-200°C as in the food, textile, paper chemical and petro-chemical industries. In addition to this fact we must emphasize that analyses realized with the pinch point method have shown that in many processes the pinch point is between 150 and 250°C.

In conclusion, these arguments indicate that there is a great need for heat transformers which can upgrade a costless waste heat flux from 60-100°C to useful heat at $200 \pm 20^\circ\text{C}$, with attractive energetic and economic performances.

In this paper we present the description and comparison of 4 types of absorption and absorption-compression heat transformers that will be utilized in very extreme operational conditions : high temperature lift ($\approx 100^\circ\text{C}$), high condensing temperatures and low level waste heat.

2 - GENERAL PRINCIPLE OF HEAT TRANSFORMERS

The general principle of heat transformers (HT) studied in this paper is shown in Figure 1 :

A mixture of two components, whose volatilities are different, is separated by distillation, between a desorber heated by a waste heat source (i.e. waste water at 80°C) and a condenser cooled by a cold source from the environment (i.e. water at 30°C). The "rich" phase (that is the phase mainly composed of the more volatile component) and the "poor" phase coming out of the separator are, later, re-mixed in an apparatus composed of an evaporator, that is heated by the waste heat at 80°C and an absorber that heats the process fluid to a higher temperature, i.e. 180°C.

Such a heat transformer is a type-II absorption heat pump (AHP) in which some fraction of the waste heat is degraded from 80 to 30°C, in order to upgrade the complementary fraction from 80 to 180°C.

** Financially supported by the European Community

This equipment can be represented as a double exergy converter (Fig. 2) : the separator makes the conversion from thermal exergy into chemical exergy, and the mixer makes the reverse-conversion from chemical exergy into thermal exergy.

3 - DESCRIPTION OF THE HEAT TRANSFORMERS

3.1. Introduction

Four different structures of absorption heat transformers are described.

Three of them are heat transformers that upgrade a waste heat of 80°C to 180°C. These machines work with the pair $\text{H}_2\text{O} - \text{LiBr}$ (1).

The fourth one re-utilizes waste heat of low level, 60°C, in order to upgrade it to 160°C. This machine works with the pair $\text{NH}_3 - \text{H}_2\text{O}$.

3.2. The $\text{H}_2\text{O} - \text{LiBr}$ Heat Transformers

In the three $\text{H}_2\text{O} - \text{LiBr}$ heat transformers the "rich" phase is pure water. The "poor" phase (i.e. : water poor) is a concentrated salt solution (55 % salt mass fraction). In these three structures, the absorption stages operate at above 150°C, are made of graphite, in order to withstand the corrosion of lithium bromide up to 220°C.

The first one is a pure absorption system, where the mixer is composed of four evaporation-absorption stages that are in thermal series, the mass flow rates being in parallel (Figs. 3 and 4), to increase the temperature level from the first evaporator (waste heat side) to the fourth absorber (proces side).

The second and third systems are compression-absorption hybrid systems, with the mixer made of only one evaporation-absorption stage, with a steam-compressor between the evaporator and the absorber in order to increase the pressure level from the evaporator to the absorber to maintain the same operational conditions as for the first structure.

The compression of the steam can be made by :

- a high-pressure steam ejector system, as utilized in the second structure (see Figs. 5 and 6) ; or
- a mechanical-compressor system, with an electric motor drive, as utilized in the third structure (see Figs. 7 and 8).

To evaluate the performance of the three systems, it is assumed that each heat exchanger is working in counter-current-piston-flow, with a uniform thermal pinch of 5 K. The flow of solution and water in the $\text{H}_2\text{O} - \text{LiBr}$ system is of the falling film type. The mass fraction of lithium bromide is 0.55 in the concentrated solution, and 0.50 in the diluted solution. The power consumed in the water and solution circulation pumps is supposed to be 2 % of the absorber heat flux.

3.3. A new Type of Multi-Stage Heat Transformer

3.3.1. Principle of the quasi-isothermal distillation

In a classical heat transformer, working with the couple

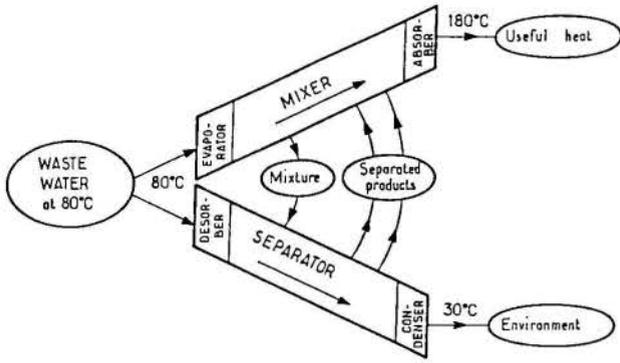


FIGURE 1 : General principle of an absorption heat transformer



FIGURE 2 : An absorption heat transformer is a double exergy converter

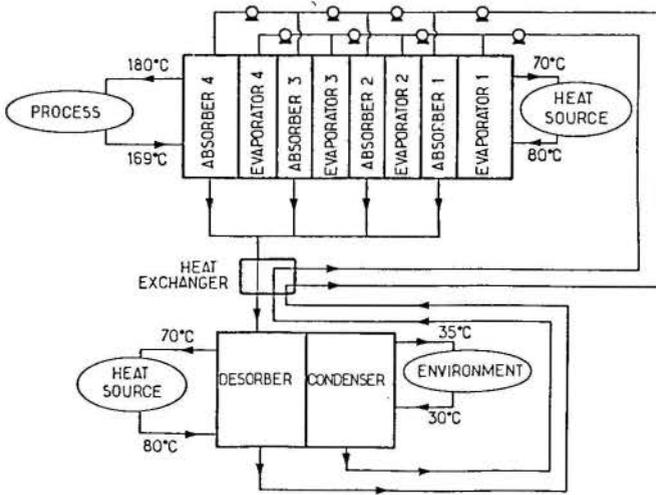


FIGURE 3 : A multi-stage pure absorption heat transformer

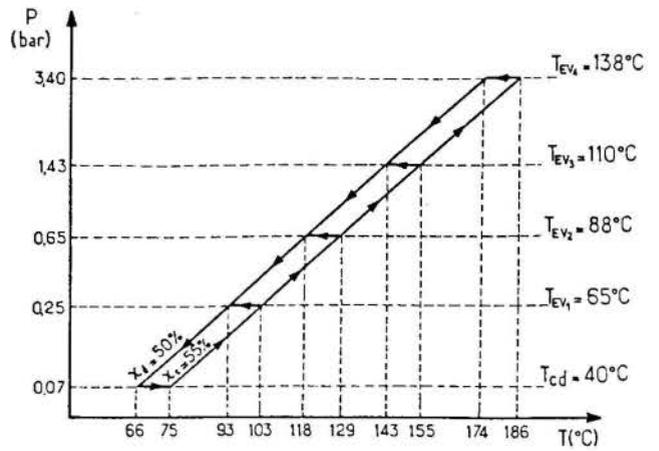


FIGURE 4 : Representation of the four stage heat transformer of Figure 3, on the Oldham-Clapeyron diagram

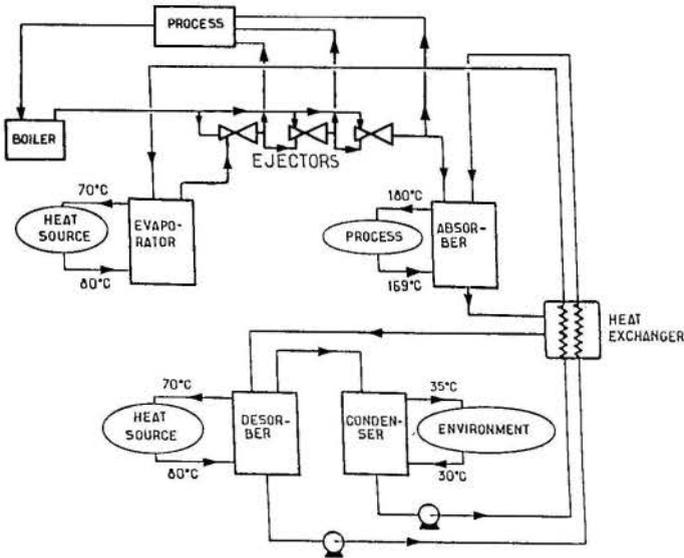


FIGURE 5 : An hybrid absorption-compression heat transformer with steam ejectors.

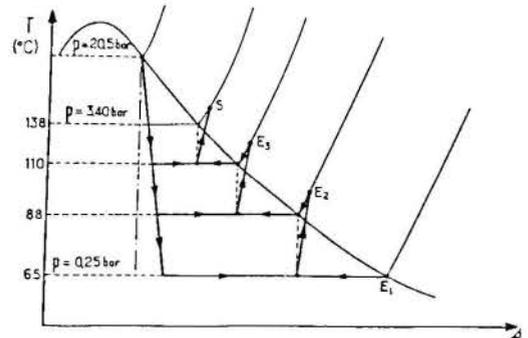


FIGURE 6 : Representation on the T-S diagram of the steam working in the ejectors of the hybrid heat transformer

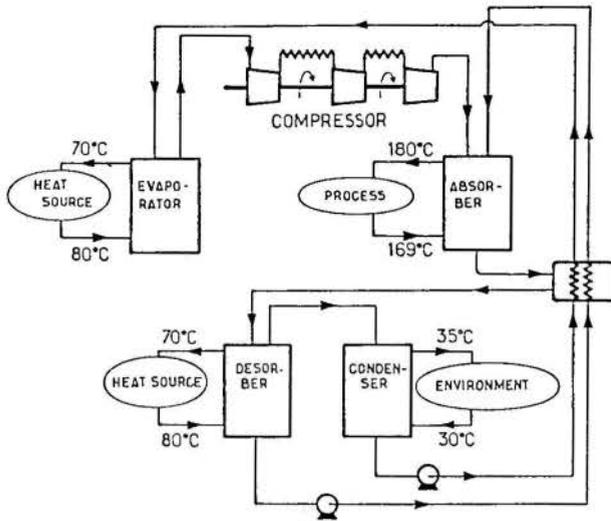


FIGURE 7: An hybrid absorption-compression heat transformer with mechanical compressors

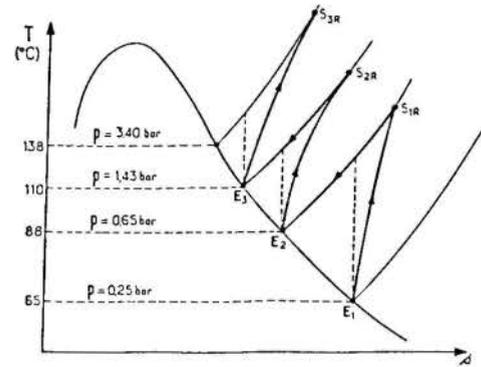


FIGURE 8: Representation on the T-S diagram of the steam working in the mechanical compressor of the hybrid heat transformer

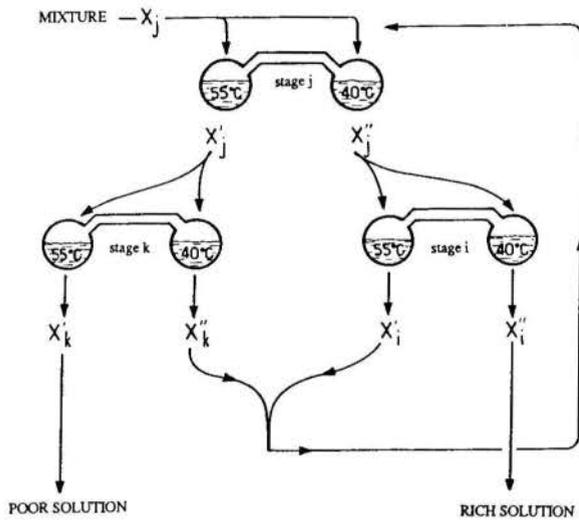


FIGURE 9: Cascade of 3 isothermal non-isobaric separation units

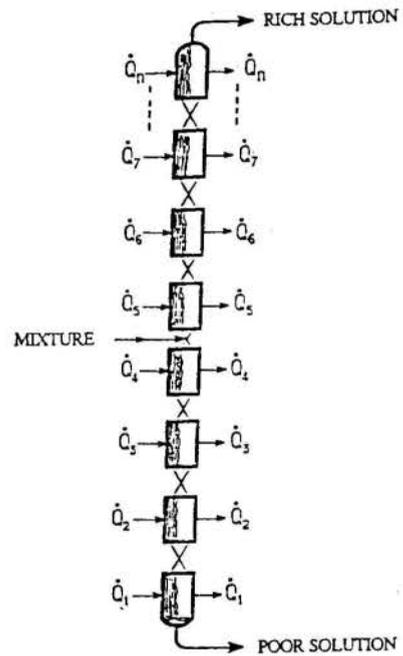


FIGURE 11: A quasi-isothermal non-isobaric rectification column

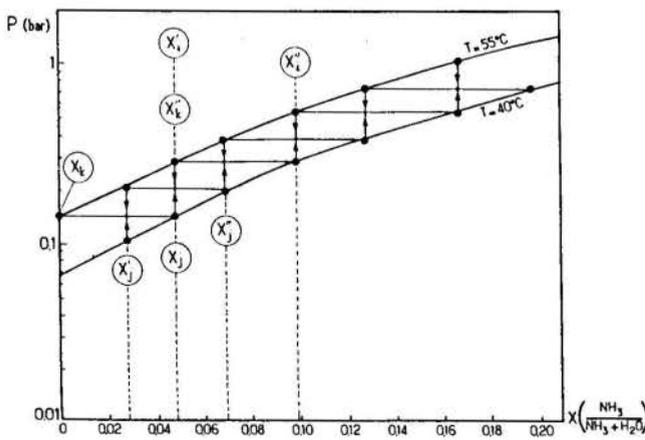


FIGURE 10: Cascade of separators operating between 55°C and 40°C for the working pair water-ammonia

water - ammonia, the separation is carried out in a quasi - isobaric (pressure losses neglected) and non - isothermal rectification column, where the temperature difference between boiler and condenser generally exceeds 100 K.

In an earlier paper (2) we showed the possibility of performing the same separation in an apparatus which works, in the contrary, non-isobaric and quasi - isothermal, in the sense that the temperature difference between hot source and cold source is in the order of 10 K. Briefly one can explain such a principle by considering the experiment presented in Figure 9.

Two balloons connected by a system of tubes are placed one in a thermostat at 55°C the other in at thermostat at 40°C. Initially both balloons are filled with the same amount of a water-ammonia mixture with the composition x_j (where x is the mass ratio $\text{NH}_3/\text{NH}_3 + \text{H}_2\text{O}$) being for instance $x_j = 0.05$. The vapor pressures in the two balloons are $P_j^1 = 0.29$ bar at 55°C and $P_j^2 = 0.16$ at 40°C, respectively (see Fig. 10)

The solution in the warm balloon starts to evaporate and the vapor condensates in the cold balloon. The distillation process continues until thermodynamic equilibrium is attained. Then the composition in the two balloons are x_j^1 and x_j^2 , respectively, defined by the fact that their mean value is equal to the initial concentration, being $x_j = 0.05 \cdot (x_j^1 + x_j^2)$. Figure 10 shows that for $x_j = 0.05$ one obtains :

- at 55°C : poor solution $x_j^1 = 0.03$
- at 40°C : rich solution $x_j^2 = 0.07$

The same operation is carried out on the poor solution x_j^1 by placing it in a new system of balloons indicated by k and maintained as well at 55°C and 40°C, respectively. The same process of evaporation condensation takes place and at equilibrium we find, $x^k = 0$, at 55°C and $x^k = 0.05$ at 40°C and a pressure of $P_k = 0.16$ bar. The rich solution going through the same process in a third system of balloons with the index i will attain the following states of equilibrium $x^i = 0.05$ and $x^i = 0.10$ at a pressure of $P_i = 0.29$ bar. The re-enriched solution of the poor stage x^k and the re-impooverished solution of the rich stage x^i are equal to the initial solution x_j . They can be recycled by reinjecting them into the preceding stage j .

This ensemble can be considered as a black box where a mixture with a composition x_j enters and from which a rich solution with $x^i = 0.10$ and a poor solution with $x^k = 0.00$ can be recovered.

This separation is essentially due to the temperature difference of 15°C. This series of operations can be extended to any number of stages. As shown in Figures 14, 17 stages are necessary to obtain pure water and a mixture of 65 % ammonia for a temperature difference of 15°C. For a smaller temperature difference which might even tend towards zero the number of stages would be infinite. Figure 11 shows the principle of such a quasi-isothermal rectification column.

3.3.2. A heat transformer for Industrial Applications

Figure 12 shows a heat transformer for the production of heat at 160°C using a heat source at 60°C and a heat sink at 30°C (environment).

The separator unit is composed of a 17 stages battery for separation-condensation. Each stage consists of a vertical tube with fins on the outside (Figure 13). The film of the solution to be evaporated flows down the inside wall of the lower part of the tube which the waste heat is maintained at a temperature of 55°C by means of the waste heat. The vapor condenses on the upper part which is maintained at 40°C.

The separator is provided with a mixture containing 0.05 ammonia. It produces an ammonia rich solution ($x = 0.65$ and an ammonia poor solution ($x = 0.0$).

The mixer is analogous to a one stage separator. It is made of and enclosure composed of two vertical walls on which the two liquid films flow down :

- one is the rich solution which is evaporated at around 55°C, heated by warm water of 60°C
- the other is the poor solution which absorbs the ammonia enriched vapor. The absorption heat is extracted by an heat carrier fluid entering the system at about 150°C in order to be recirculated into the process at 160°C.

Figure 14 shows the diagram $\text{Log}P$ vs $-1/T$ representing the 17 stages of separation, between 40°C and 55°C. Starting with the initial mixture (point M), 2 stages lead to point P (poor solution) and 15 stages lead to point R (rich solution). The mixing performed under a pressure of 9.7 bar leads to the points (A) at 165°C and (B) at 153°C.

The power of the circulating pump was evaluated as 1 % of the absorber heat flux.

Such a system produces a usable heat flux, Q_A , in the absorber starting from the free heat fluxes ($Q_e + Q_d$) supplied for evaporation and desorption, respectively.

4 EVALUATION OF THE HEAT TRANSFORMERS

4.1. - General Definitions

The evaluation of the systems presented here is done utilizing a general efficiency expression for a process/machine defined below (3) :

efficiency = (sum of values at output/sum of values at input).

$$\eta = (E_U - v_U) / (E_S - v_S) \quad (1)$$

where :

E_U = useful energy output (J,W)

E_S = energy input (J,W)

v_U, v_S = value of one energy (power)

unit with respect to a given value scale.

In this way it is possible to define several types of efficiency parameters as a function of the energy value scale utilized to evaluate the system.

For the systems described in this paper Eq. 1 becomes :

$$\eta = \frac{Q_a v_a}{(Q_c + Q_d) v_r + W_s v_s + W_{\text{comp}} v_{\text{comp}}} \quad (2)$$

where :

Q_a, Q_e, Q_d are the absorber, evaporator and desorber heat fluxes,

W_s, W_{comp} are the mechanical energies consumed in the solution pumps and in the compressor.

$v_a, v_r, v_s, v_{\text{comp}}$ are the values of one energy unit in each case.

4.2. Economic Efficiency

When v_a, v_r, v_s and v_{comp} are taken to be the prices of each type of energy in the french market, we obtain the expression for the economic efficiency (η_{eco}):

In the calculations, the following values are assumed : $v_s = v_{\text{comp}} = 0.30$ FF/kWh for electricity ; $v_a = 0.10$ FF/kWh for the heat generated at 180°C, at 160°C and also for the steam at 20.5 bar ; $v_r = \text{zero}$ for the waste heat at 80°C and 60°C.

4.3. Exergetic Efficiency

Let us assign to each energy form a value given by its Carnot Factor (θ):

$$\theta = 1 - T_0/T \quad (3)$$

where T_0 is the ambient temperature (here $T_0 = 303$ K), and T is the temperature of the heat Q .

In this case θ is the value of the energy, according to a value scale based on the Second Law of Thermodynamics. For mechanical energy, which is "pure" exergy, θ is equal to 1.

The exergetic efficiency is then :

$$\eta_{\text{ex}} \equiv \frac{Q_a \theta_a}{(Q_c + Q_d) \theta_r + W_s + W_{\text{comp}}} \quad (4)$$

4.4. Coefficient of Performance

When, in the expression of η , the same value is given to all forms of energy, one obtains the classical expression of the Coefficient of Performance COP :

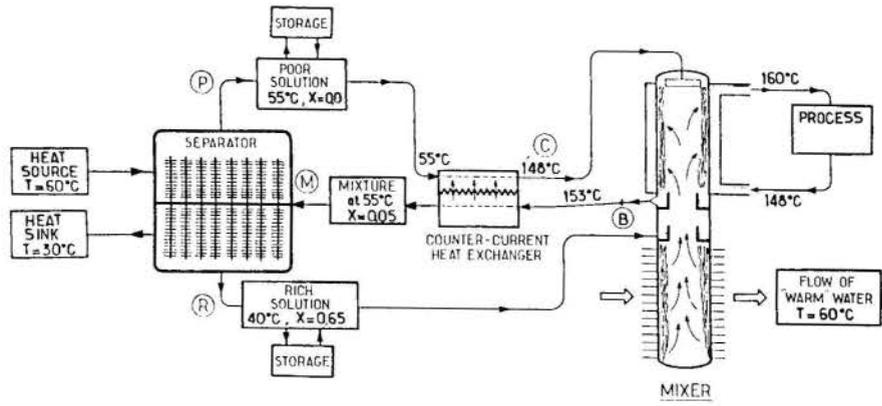


FIGURE 12 : Heat transformer for the production of heat at 160°C using a source at 60°C and a sink at 30°C

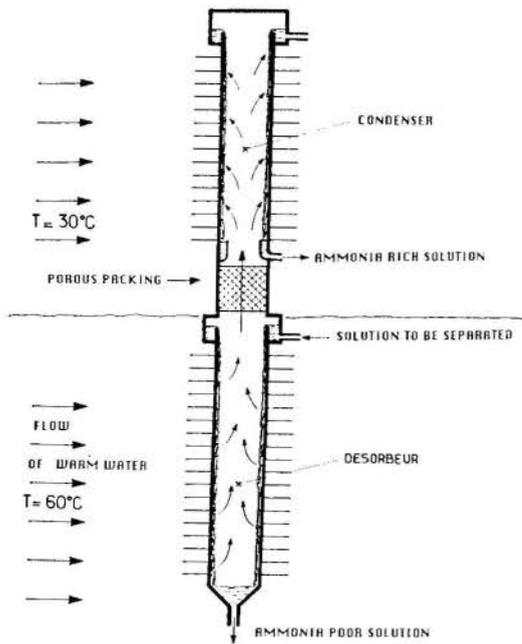
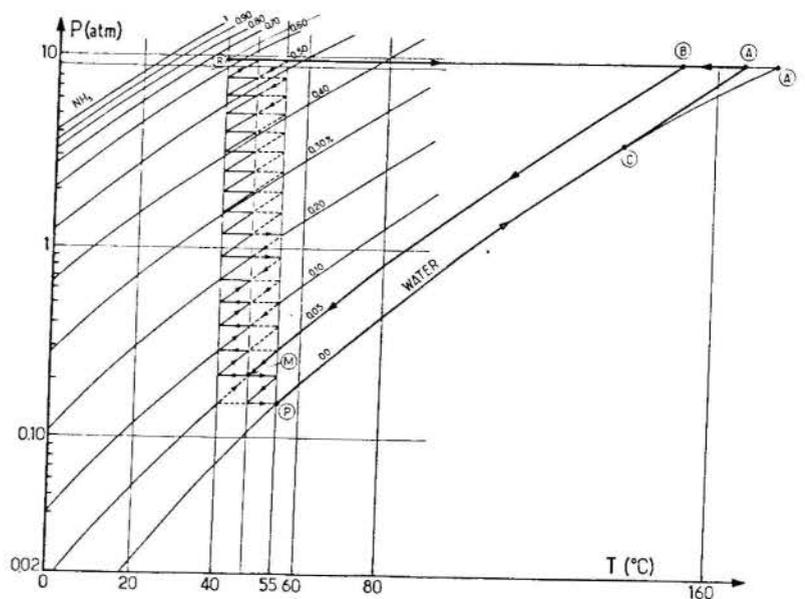


FIGURE 13 : Desorber-condenser in a single vertical tube

FIGURE 14 : Production of heat at 160°C using a source at 60°C and a sink at 30°C



$$COP \equiv \frac{Q_a}{Q_e + Q_d + W_s + W_{comp}} \quad (5)$$

This value scale is based on the First Law of Thermodynamics.

4.4. Usual Coefficient of Performance

If in the expression of η we consider the following values :

$$v_r = 0 \text{ (waste heat is costless)}$$

$$v_a = v_s = v_{comp} = 1$$

we obtain the usual expression of COP utilized in the analysis of compression heat pumps and refrigeration systems :

$$COP^* = \frac{Q_a}{W_s + W_{com}} \quad (6)$$

4.5. Results - Discussion

Table 1 shows the results of the calculation for the operating conditions fixed before hand.

Table 1 Performance Parameters of the Systems

	1 Multi-stage absorption	H ₂ O - LiBr Systems		3 hybrid system with mechanical compressor	NH ₃ - H ₂ O System 4 Multi-stage separator
		2 hybrid system with steam ejector			
		useful 3.4 bar steam	useless 3.4 bar steam		
η_{eco}	16.670	3.840	0.190	1.090	33.30
COP	0.176	0.404	0.133	0.404	0.08
η_{ex}	0.432	0.236	0.141	0.553	0.26
COP*	50.000	4.530	0.19	3.050	100.00

For the H₂O - LiBr hybrid system with a steam ejector, two cases are considered, whether the low-pressure steam (at 3.4 bar), issued from the ejector, finds an utilization in another machine or is unused and rejected into the environment. In the first, case, its value is taken as 0.10 FF/kWh, and in the second case, it is taken as zero.

With respect to the H₂O - LiBr system we can make the following comments :

- in the technical literature devoted to heat pumps, one generally uses the COP as the main criterion for comparing the quality of different machines. According to this criterion, the second and third systems (hybrid systems) would be the best ones. But the even concept of COP has a small significance for heat transformers, since it would give the same value to one joule of waste heat at 80°C and to one joule of electricity !

- the exergetic efficiency is already better than the COP : according to this value scale, one joule of 80°C waste heat equals 14 % of one joule of electricity. The greatest η_{ex} is obtained, here again, with the hybrid system with a mechanical compressor.

- on the other hand the values of η_{eco} and COP * are much higher for the pure absorption system due to the fact that we considered the waste heat as costless.

According to these value scales, the multi-stage pure absorption system is farther the best one. Even if the waste water at 80°C would not be costless (due to pumping cost), this system would have the best value of η_{eco} .

As a conclusion, the four-stage pure absorption heat transformer is the best cost-effective system. In the second place comes the hybrid machine with a steam ejector, provided that the 3.4 bar-steam coming out of the ejector, can be used in another equipment. And in the third place is the hybrid machine with a mechanical compressor.

With respect to the NH₃- H₂O system we can see that the values of COP and η_{ex} are due to the high demand of heat at 60°C for producing heat at 160°C. But the high values of η_{eco} and COP* show that the operating costs will be very low and that the profitability of the system depends mainly on the investment costs that have to be amortized within a time of operation chosen a priori.

A complete economic analysis would require the evaluation of capital costs and pay-back times for the systems analysed here. This will be presented in a future paper.

REFERENCES

- (1) Oliveira Jr., S., Liu B.Q and Le Goff, P.
"Production d'Eau Surchauffée à Partir de Chaleurs Résiduaire Industrielle" Collection "Recents Progress en Génie des Procédés", Lavoisier Technique et Documentation, Vol. 3, n° 9, pp. 330-335, Paris 1989
- (2) Le Goff, P., Liu, B.Q., and Oliveira Jr., S.,
"Nouveau Procédé de Distillation Fractionnée Utilisant de Très Faibles Différences de Température"
Actes du Colloque : Rencontre S.F.T. 89 - Thermique et Génie des Procédés, Nancy-France 1989
- (3) Le Goff, P., Oliveira Jr, S., and Rivero, R.,
"Industrial Process Optimization : Exergy and Economics"
Proceedings of the Eleventh International Cost Eng. Congress, pp. Q.2.1. - Q.2.6, PARIS, France 1990

CONSTRUÇÃO E TESTES DO PROTÓTIPO DE UM REFRIGERADOR POR
ABSORÇÃO ATRAVÉS DE UMA SUBSTÂNCIA SÓLIDA



Pedro Mello
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica
Universidade Federal do Rio Grande do Sul
Rua Sarmento Leite, 425 - 90050 Porto Alegre/RS Brasil

SUMÁRIO

Neste trabalho é efetuada uma análise de alguns pontos, que devem ser observados no cálculo do gerador/absorvedor de uma máquina de refrigeração, que utilize o par de trabalho $\text{CaCl}_2\text{-NH}_3$. Para este estudo foi projetado e construído um protótipo em escala de laboratório. Durante os testes foram levantados dados de velocidade de absorção e desorção de refrigerante e avaliados os efeitos da variação de volume da massa sólida sobre a capacidade do CaCl_2 em absorver NH_3 .

INTRODUÇÃO

Os métodos de refrigeração intermitente por absorção de vapores são em princípio atrativos para a produção de gelo com a utilização da energia solar como fonte de calor, em zonas rurais carentes de energia elétrica. A implantação prática de tais métodos apresenta no entanto dificuldades, principalmente no que se refere ao desenvolvimento do projeto do gerador/absorvedor de uma máquina produtora de frio. O presente trabalho tem por objetivo efetuar uma análise dos principais problemas, que devem ser considerados no desenvolvimento de tais projetos.

Existem dois sistemas de refrigeração intermitente, que são considerados apropriados para a finalidade acima citada. O primeiro sistema é aquele que utiliza uma substância líquida como absorvente, sendo que no segundo um sólido é responsável pela absorção de refrigerante.

A utilização prática dos absorventes líquidos apresenta algumas desvantagens em relação aos absorventes sólidos. A desvantagem mais significativa aparece devido à alta volatilidade dos líquidos, evaporando-se em conseqüência enormes taxas de absorvente durante o período de geração. Desta forma as instalações que utilizam este tipo de fluido de trabalho devem ser obrigatoriamente equipadas com um sistema de retificação do vapor de absorvente na saída do gerador, elevando em conseqüência o custo da instalação. A segunda desvantagem é relativa à temperatura, que a solução pobre deve ser mantida durante o período de absorção de refrigerante; em regra geral deve situar-se abaixo dos 40°C para obter-se temperaturas de evaporação negativa. A conseqüência direta disso é a dificuldade na utilização de condensadores refrigerados a ar em regiões de clima quente, isso deve-se ao pequeno gradiente de temperatura com o meio externo, sendo então necessário aumentar-se a área de troca de calor dos mesmos, elevando-se também o custo das instalações.

Os absorventes sólidos e principalmente os alcalinos halogenados como o cloreto de estrôncio e o cloreto de cálcio mostram-se mais adequados para os processos de refrigeração por absorção com a utilização da energia solar como

fonte de calor, que os absorventes líquidos (Worsoe [1], Iloeje [2]). Outra possibilidade da utilização destas substâncias como absorvente é no armazenamento termoquímico, como sugerem [3,4].

Estas substâncias sólidas não apresentam pressão de vapor, isentando assim as instalações de frio dos pesados e caros sistemas de retificação, afóra isso o cloreto de cálcio tendo amônia como refrigerante por exemplo apresenta temperaturas de equilíbrio acima de 50°C , para pressões em torno dos 3 bares, assim obtém-se temperaturas de evaporação de -10°C para essas condições de equilíbrio (Mello [5]). Devido ao grande gradiente entre a temperatura de equilíbrio e o meio externo existe a possibilidade da utilização de condensadores refrigerados a ar nas instalações de frio em regiões de clima quente.

A utilização destes sais halogenados apresenta no entanto uma dificuldade prática, que é devida à baixa condutividade térmica apresentada por esse sólido poroso, sendo esta da ordem de grandeza de um bom isolante térmico (Niebergall [6]). Existindo assim a necessidade de aumentar-se a área de troca de calor no gerador/absorvedor, equipando-o com uma estrutura capaz de facilitar o fluxo de calor e massa através da camada sólida. Alguns autores como Restani [7] sugerem a utilização de um líquido inerte para diluir e suspender o sólido, melhorando desta forma significativamente a transferência de calor e massa através da solução formada, que possibilita neste caso também sua utilização em sistemas contínuos de produção de frio.

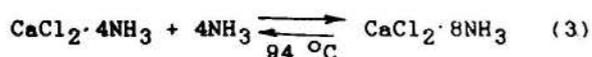
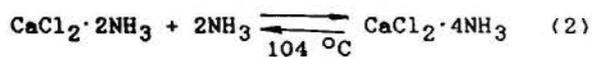
CINÉTICA-QUÍMICA DO PAR $\text{CaCl}_2\text{-NH}_3$

A ligação química entre o cloreto de cálcio e a amônia é uma reação heterogênea, reversível e de primeira ordem, sendo que a substância produto dessa reação recebe a denominação de complexo. A equação desta reação é dada da seguinte forma:



onde X e Y são o número de moléculas de amônia envolvidas na reação.

Estequiometricamente cada molécula de sal pode armazenar de forma estável 1, 2, 4 e no máximo 8 moléculas de amônia. Para sistemas de refrigeração utilizam-se apenas os valores de 2, 2 e 4, 4 para X e Y respectivamente. A reação entre 1 molécula de sal e 1 de amônia ocorre em temperaturas muito elevadas para utilização nesses sistemas, restando assim apenas 6 moléculas de amônia, que podem ser absorvidas e desorvidas respectivamente. Para uma pressão de 16 bares, tem-se a seguinte condição de equilíbrio:



Como a massa molecular da amônia é 17 kg/kmol e do cloreto de cálcio 111 kg/kmol, obtém-se a massa de 0,918 kg de amônia para cada kg de sal, correspondente às 6 moléculas de amônia envolvidas na reação.

A variação de concentração do produto formado pela reação química entre os dois componentes acima citados pode ser representada pela seguinte equação (Homann [8]).

$$\frac{dc}{dt} = k(c_s - c) \quad (4)$$

onde c_s é a concentração no estado saturado, c a variação de concentração, k a constante de velocidade de reação e t o tempo. Utilizando-se as condições iniciais para $t = 0$, $c = 0$, obtém-se a solução desta equação:

$$c = c_s(1 - e^{-kt}) \quad (5)$$

Devido à variação exponencial da concentração de amônia no complexo, ou seja, para que a reação se realize de forma completa em cada estágio de equilíbrio é necessário um tempo infinito, então na prática não são disponíveis na realidade as 6 moléculas de amônia para cada molécula de sal em cada ciclo de funcionamento do sistema de refrigeração.

PROJETO E CONSTRUÇÃO DO PROTÓTIPO

Para a realização deste trabalho foi projetado construído e testado um protótipo em escala de laboratório de um pequeno refrigerador intermitente por absorção do vapor de amônia através do cloreto de cálcio. O equipamento consiste basicamente de dois recipientes cilíndricos, posicionados verticalmente, sendo um gerador/absorvedor e um condensador/evaporador. Os dois recipientes, que estão unidos por meio de um tubo metálico, são tubos de vidro temperado do tipo silicato de boro, que sofreram um tratamento especial para resistir a pressões de até 35 bares a uma temperatura de 250 °C. O gerador/absorvedor tem um comprimento linear de 1300 mm e diâmetros interno e externo de 102 e 120 mm, respectivamente. Internamente a este recipiente encontra-se instalado um tubo metálico aletado com espaçamento de 20 mm entre as aletas, que tem um diâmetro de 98 mm. Através deste tubo circula óleo térmico para transferir o calor de reação dos componentes do sistema. Os cilindros de vidro são fechados nas suas extremidades por meio de duas tampas metálicas de 25 mm de espessura, que são tracionadas entre si por meio de oito tirantes metálicos com

diâmetro de 12 mm. Para compensar a diferença de alongamento linear entre o metal e o vidro, que para uma diferença de temperatura de 100 °C é superior a 1,5 mm, foram instalados na extremidade superior de cada tirante um pacote de molas de disco calculadas conforme a norma DIN (9) (Fig. 1). Para amortecer a dilatação linear do tubo aletado, o mesmo foi conformado na sua extremidade inferior em forma espiral, com uma única espira (Fig. 3). A vedação metal-vidro é assegurada através de dois anéis, sendo um de politetra-fluoretileno (PTFE) e um de borracha de etileno-propileno. Estes anéis foram instalados nas extremidades dos cilindros, pois estes não apresentam uma forma cilíndrica perfeita.

As medidas de temperatura no interior do gerador/absorvedor foram efetuadas por meio de termopares de níquel-cromo/níquel instalados em tubinhos de aço inox com diâmetro interno de 1,5 mm e com espessura da parede de 0,25 mm. Estes tubos foram soldados na tampa superior do recipiente através do processo de radiação de elétrons. Para as medidas de pressão do sistema foram utilizados um manômetro com precisão 0,6% (escala de 0 a 25 bar) e um transdutor eletrônico de pressão com precisão de 0,1% (escala de 0 a 20 bar).

O condensador/evaporador foi construído de forma similar ao gerador/absorvedor, sendo que em seu interior encontra-se instalada uma serpentina metálica, através da qual circula uma mistura de água com glicol para transferência dos calores de condensação e evaporação.

CARGA E TESTES DO SISTEMA

Para a comprovação da vedação total do sistema, este foi testado após a montagem a uma pressão de 30 bares e 200 °C. A seguir foi depositado 1,7 kg de cloreto de cálcio desidratado sobre as aletas do tubo metálico. A esta massa de sal corresponde uma quantidade estequiométrica de 2,08 kg de amônia. A figura 1 mostra a extremidade superior do gerador após o carregamento com sal. O volume ocupado pelo sal puro é de aproximadamente 1/4 do volume total disponível do gerador. As figuras 2 e 3 mostram as extremidades do gerador/absorvedor após absorção de amônia. O complexo em estado saturado ocupa de forma quase completa o volume deste recipiente.

As figuras 4 e 5 mostram partes do gerador/absorvedor após 290 ciclos de funcionamento do sistema. Nota-se que houve um aumento aparente significativo do volume do complexo em relação aos primeiros ciclos de funcionamento da instalação (Fig. 2 e 3). Neste estágio de funcionamento não existem praticamente mais espaços vazios no absorvedor, sendo que a quantidade de complexo ainda aparentemente porosa, que se encontra depositada sobre a tampa inferior do absorvedor vem aumentando com o passar dos ciclos de funcionamento (Fig. 5). A razão do aumento do volume dessa massa não está suficientemente esclarecida, deve-se provavelmente ao fato, que o aquecimento e resfriamento ocorre na região central do gerador, provocando um deslocamento sistemático do sólido na direção radial do recipiente. Assim existiriam espaços vazios e não visíveis no interior do sólido. Como porém isso não pode ser comprovado é importante levar em consideração este fenômeno no projeto do gerador/absorvedor do sistema para evitar-se o rompimento da parede do mesmo.

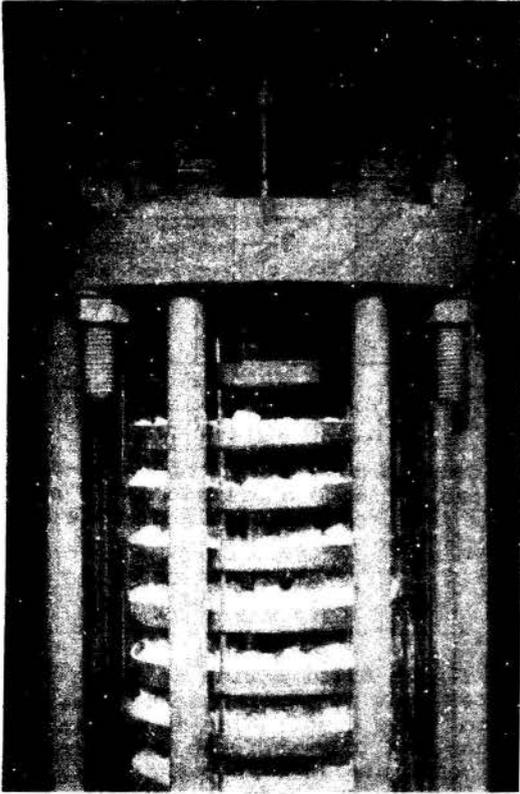


Fig. 1. Parte superior do gerador/absorvedor com CaCl_2 puro.



Fig. 3. Parte inferior de gerador/absorvedor com o $\text{CaCl}_2\text{-NH}_3$ em estado saturado.

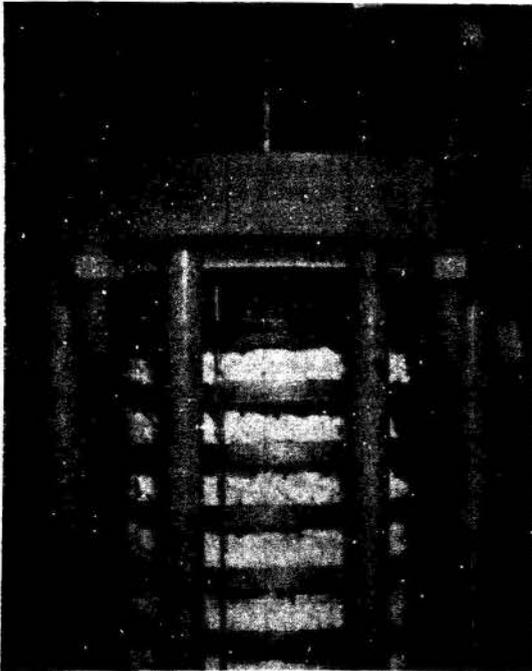


Fig. 2. Parte superior do gerador/absorvedor com o $\text{CaCl}_2\text{-NH}_3$ em estado saturado.

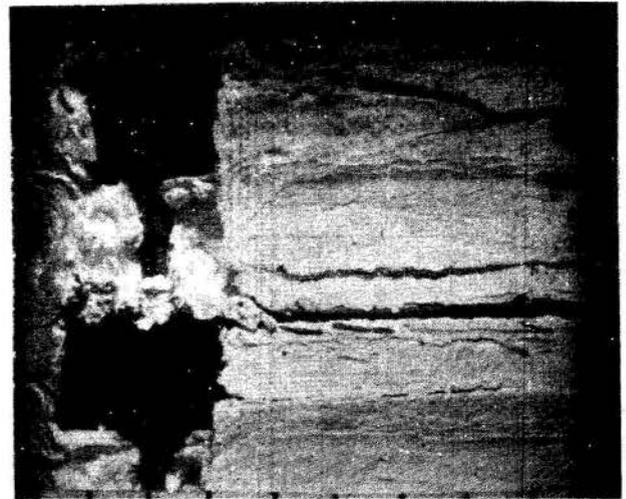


Fig. 4. Parte do gerador/absorvedor com o complexo saturado após 290 ciclos.



Fig. 5. Parte inferior do gerador/absorvedor com o complexo após 290 ciclos.

As figuras 6 e 7 mostram a variação de concentração da amônia no complexo em função do tempo para as reações de dessorção a pressão constante de 18 bares, para os estágios onde 4 e 2 moléculas de amônia podem ser liberadas respectivamente para a condensação; sendo C^* uma concentração normalizada, isto é o resultado da divisão entre a saturação C_s pela concentração no estado saturado C_0 . Estas curvas foram obtidas para valores médios de temperatura das aletas. Observa-se que quanto mais afasta-se da temperatura de equilíbrio, maior é a velocidade de variação da concentração de amônia no complexo.

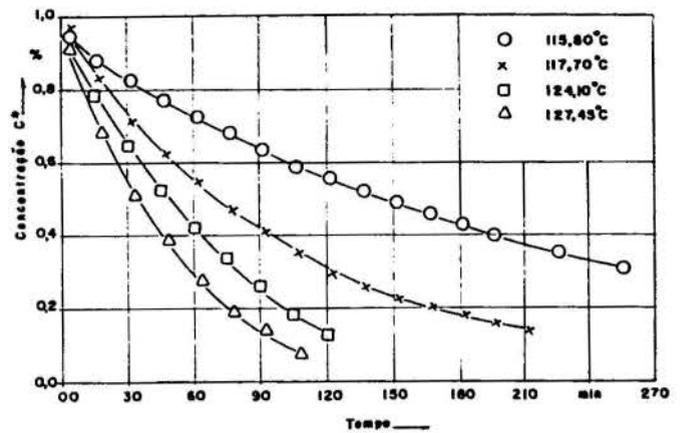


Fig. 7. Concentração da NH_3 no $CaCl_2-NH_3$ em função do tempo a pressão de 18 bar, para a dessorção de 2 moléculas de NH_3 .

A figura 8 foi obtida de forma similar às duas anteriores para a reação de absorção, para o estágio onde 4 moléculas de amônia podem ser absorvidas. As curvas foram obtidas para uma pressão constante de evaporação de 4,10 bares e para vários ciclos de funcionamento do sistema. A figura mostra com clareza a dependência da capacidade de absorção do sal em função dos ciclos de funcionamento da instalação. Para a temperatura média da aleta de $53^\circ C$, existe uma diferença significativa entre os 43 e os 286 ciclos de funcionamento, esta diferença no entanto não existe para os ciclos 148 e 246 (temperatura de $49,6^\circ C$). A redução na velocidade de absorção da amônia foi observada apenas até aproximadamente 100 ciclos de funcionamento do sistema, após manteve-se constante. Isso deve-se provavelmente ao fato do deslocamento da camada do sólido na direção radial do recipiente, pressionando assim este contra a parede, dificultando deste modo a passagem do vapor de amônia. Este esclarecimento é no entanto pouco satisfatório, pois para as reações de dessorção não houve redução na capacidade de absorção do sal.

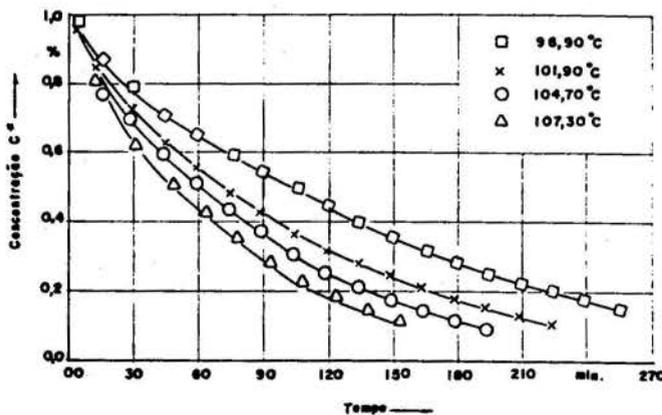


Fig. 6. Concentração da NH_3 no $CaCl_2-NH_3$ em função do tempo a pressão de 18 bar, para a dessorção de 4 moléculas de NH_3 .

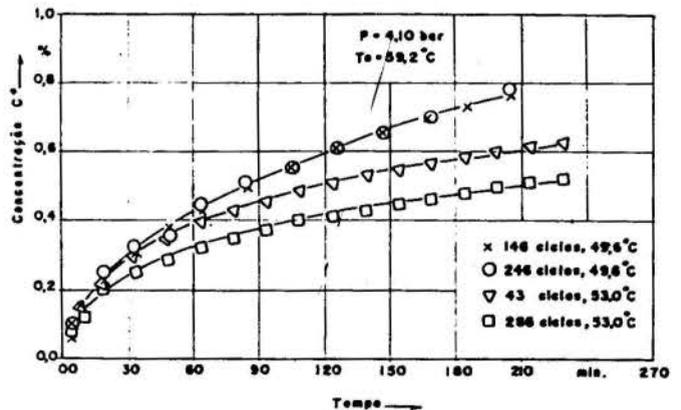


Fig. 8. Concentração da NH_3 no $CaCl_2-NH_3$ em função do tempo a pressão de 4,1 bar, para a absorção de 4 moléculas de NH_3 .

A figura 9 mostra a variação percentual de massa de amônia no complexo em função da diferença entre a temperatura das aletas e do equilíbrio para a reação de dessorção, para o estágio onde 2 moléculas de amônia podem ser liberadas. De forma similar à figura 10 mostra esta variação para a reação de absorção para o mesmo estágio de reação. É importante notar-se, que para essa reação é necessária uma diferença de temperatura entre 10 a 15 °C para obter-se taxas razoáveis de refrigerante. Isso deve-se à existência de uma região de histerese situada

lida. As literaturas (1, 10) citam a utilização de uma mistura de cimento portland com esse complexo para evitar a formação dessa massa sólida compacta. Os resultados mostram no entanto, que após muitos ciclos de funcionamento do sistema aparecem zonas de compactação da mistura. Até o presente não existem dados, que comprovem cientificamente os motivos do surgimento do fenômeno da compactação. Alguns cuidados podem ser no entanto tomados para minimizar, talvez evitar o aparecimento do mesmo. O principal deles deve ser relativo ao desenvolvimento do projeto de um sistema de refrigeração. É necessário ser observado, que a temperatura do gerador/absorvedor deste sistema nunca seja inferior à temperatura do depósito de amônia líquida. Caso isso venha ocorrer, poderá condensar-se vapor de amônia nas partes livres do absorvedor no fim do período de absorção; pois devido à pressão parcial da amônia e esta diferença de temperatura nesta fase faz com que uma quantidade de vapor seja transportada até o absorvedor, porém a capacidade momentânea de absorção do cloreto de cálcio não é suficiente para absorver todo esse vapor (variação exponencial da concentração, ver equação 4), ocorrendo então a condensação do mesmo caso existam áreas livres. O cloreto de cálcio 100% desidratado é praticamente insolúvel em amônia 100% desidratada, no entanto dificilmente obtêm-se essas substâncias sem um certo conteúdo de umidade. A presença de água nesses componentes provoca a formação de uma substância pastosa, logo a condensação de amônia nas paredes do absorvedor pode causar a formação de uma massa compacta; assim é importante observar-se a qualidade desses componentes ao serem introduzidos no sistema. Outro cuidado que deve ser tomado é relativo à vedação da instalação; pois tanto o cloreto de cálcio como a amônia são substâncias extremamente higroscópicas e podem absorver umidade do meio externo através do efeito de capilaridade onde existirem falhas de vedação em qualquer parte do sistema.

Com os resultados acima mostrados pode-se concluir, que o projeto de um sistema de refrigeração que utilize tais componentes como par de trabalho deve ser cuidadosamente planejado, aumentando-se primeiramente a área de troca de calor de reação e num segundo passo evitando que o complexo se expanda a um volume maior do que o previsto para tal, isso para evitar-se o rompimento do recipiente, no entanto por outro lado não deixando espaços vazios, onde possam condensar-se vapor do refrigerante.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Worsoe, S.P., "Solar Powered Solid-Absorption Refrigeration System", *International Journal of Refrigeration*, Vol. 2, pp. 73-94 1979.
- [2] Iloeje, O.C., "Design Construction and Test Run of a Solar Powered Solid Absorption Refrigerator", *Solar Energy*, Vol. 35, pp. 447-485, 1985.
- [3] Taube, M., Furrer, M., "Opportunities and Limitations for the use of Ammoniated Salts as a Carrier for Thermochemical Energy Storage", *Proceedings of the International Seminar on Thermochemical Energy Storage*, pp. 349-370, Stockholm, 1980.
- [4] Jaeger, F.A., Hall, C.A., "Ammoniated Salt Heat Pump/Thermal Storage System", *Proceedings of the International Seminar on Thermochemical Energy Storage*, pp. 399-412, Stockholm, 1980.

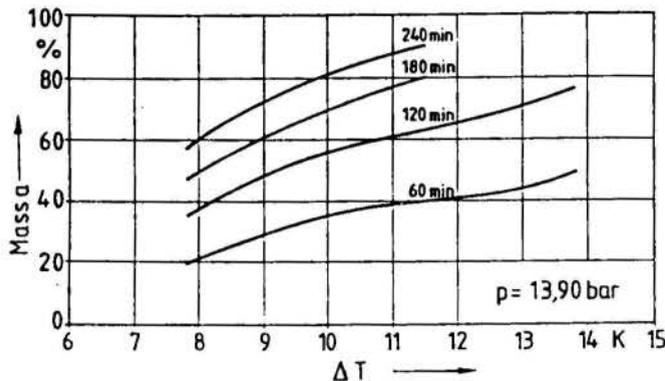


Fig. 9. Massa de NH_3 no complexo em função da diferença de temperatura entre o equilíbrio e a aleta para dessorção de 2 NH_3 .

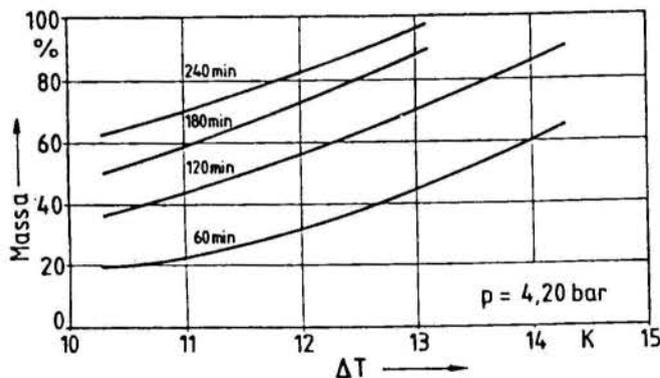


Fig. 10 Massa de NH_3 no complexo em função da diferença de temperatura entre o equilíbrio e a aleta para absorção de 2 NH_3 .

próxima ao estado de equilíbrio, onde a reação não acontece ou ocorre extremamente lenta.

ANÁLISE DOS RESULTADOS E CONCLUSÕES

O cloreto de cálcio puro e desidratado pode aumentar de volume em até 10 vezes ao absorver amônia, reduzindo parte desse volume ao dessorver a mesma (Niebergall [6]). Segundo alguns autores esta substância não apresenta estabilidade mecânica suficiente para suportar essa variação de volume, desintegrando assim sua estrutura porosa e granular em uma estrutura muito fina e compacta, dificultando sensivelmente o transporte de calor e principalmente a difusividade mássica através da camada só-

- [5] Mello, P.B., "Das Absorptions- und Desorptionsvermögen des Arbeitsstoffpaares $\text{CaCl}_2\text{-NH}_3$ bei unterschiedlichen Temperaturen", Dissertation, Universität Stuttgart, 1989.
- [6] Niebergall, W., "Sorptionskältemaschinen - Handbuch der Kältetechnik", 7 Band, Springer Verlag, Berlin, 1981.
- [7] Restani, R., "Pilotversuche mit Salzsammniakat Suspensionen", EIR TM-42-82-32, Schweiz, 1972.
- [8] Homann, H.N., "Reaktionskinetik", Verlag Dietrich Steinkopf, Darmstadt, 1975.
- [9] DIN 2092, "Tellerfedern Berechnung", Herausg. vom Deutschen Normenausschuss, Köln, 1957.
- [10] Iloeje, O.C., "Quantitative Comparison of treated CaCl_2 Absorbent for Solar Refrigeration", 9th Annual Conference of Solar-Energy, pp.HP 6.1-HP 6.5, Windsor, Canada, 1983.

SUMMARY

In this work the analysis of some points, that must be observed in the generator/absorber design for an absorption machine using the $\text{CaCl}_2\text{-NH}_3$ as a working pair is performed. A laboratory scale-prototype was designed and built to do this study. During the tests data for the absorption and desorption rate of refrigerant were obtained. Furthermore the effects of the solid-mass volume variation on the absorption capacity of ammonia on calcium chloride were also evaluated.

APÊNDICE

O principio do refrigerador intermitente por absorção através de uma substância sólida baseia-se no fenómeno em que um sólido colocado em um gerador/absorvedor absorve vapor de refrigerante, resultante de uma troca de fase líquido/vapor em um condensador/evaporador. Portanto o refrigerador é constituído basicamente de dois recipientes. A formação do complexo sólido/refrigerante é uma reação química reversível, ou seja este complexo sob ação de calor libera vapor do refrigerante, que é condensado em um condensador. Este é chamado período de geração, que deve durar normalmente de 2 a 3 horas. Com a retirada de calor do complexo, ocorre então a absorção do vapor refrigerante, sendo que este período de absorção deve ser mais longo que o período de geração.

GELADEIRA DE ABSORÇÃO ACIONADA POR FOGÃO A LENHA



JOSE TOMAZ VIEIRA PEREIRA
 GILBERTO MARTINS
 Universidade Estadual de Campinas
 Departamento de Energia - FEM



SUMÁRIO

Foi efetuado um levantamento da utilização atual do Fogão a Lenha no Brasil e da situação sócio-econômica dos seus usuários. O Fogão foi estudado enquanto um equipamento térmico, tendo sido determinada sua eficiência e sugeridas algumas modificações para aumentá-la. A avaliação da quantidade de energia possível de ser transferida para acionamento de um sistema de refrigeração por absorção de amônia, e do nível de temperatura em que essa transferência ocorria, foram determinados por intermédio de um Termosifão Bifásico Fechado. Uma geladeira de absorção comercial, sem modificações, foi acoplada ao termosifão, tendo fornecido resultados promissores para uma utilização em campo.

INTRODUÇÃO

A grande extensão territorial do Brasil, e as dificuldades de instalação de redes de energia elétrica para o setor rural, tem levado vários pesquisadores a examinarem algumas alternativas para acionamento de sistemas de refrigeração que dispensem o uso de energia elétrica.

Neste trabalho é examinada a possibilidade de utilização de um sistema de refrigeração por absorção de amônia acionado pelo calor perdido por um fogão a lenha. Tradicionalmente esse sistema utiliza como fonte térmica o querosene ou o GLP, que, para as regiões mais remotas, são de difícil obtenção.

ASPECTOS SÓCIO-ECONÔMICOS

Por razões culturais, econômicas e ambientais, uma parte considerável da população brasileira, utiliza ainda o Fogão a Lenha para cocção dos alimentos e aquecimento de água.

Pelos dados dos Censos Demográficos, de 1960 a 1980, verifica-se que o número de fogões a lenha no país vem se mantendo mais ou menos estável. Como a população cresceu bastante neste período, isso mostra que o processo de urbanização foi muito rápido, levando a uma quase estagnação do número de domicílios rurais.

A Tabela 1, mostra a evolução do número de domicílios que utilizavam o fogão a lenha e a gás, em relação ao total de domicílios.

Tabela 1. Evolução do número de fogões (x 10³)

	1960			1970			1980		
	TOTAL	URBANO	RURAL	TOTAL	URBANO	RURAL	TOTAL	URBANO	RURAL
Lenha	8.291	2.562	5.728	7.947	2.145	5.802	7.734	2.031	5.703
Gás	2.464	2.317	147	7.528	7.125	403	15.803	14.796	1.007
Outro	2.743	1.471	1.173	1.788	1.006	1.147	1.673	944	730
Total	13.498	6.350	7.048	17.263	10.276	7.352	25.210	17.771	7.440

Em relação ao número de usuários, pode ser visto da Tabela 2, que em 1980, 39,5 milhões de brasileiros utilizavam o fogão a lenha para cocção de alimentos.

Tabela 2. Censo de 1980, população usuária

	Total	Urbano	Rural
Lenha	39.512.026	10.056.430	29.455.596
Gás	70.352.944	65.403.627	4.949.317
Outro	7.483.316	3.857.695	3.625.621
Total	117.348.286	79.317.752	38.030.534

O Censo de 1980 mostra também a distribuição dos fogões, segundo a faixa de renda domiciliar, conforme mostrado na Tabela 3.

Tabela 3. Censo de 1980. Domicílios usuários por faixa de renda (salários mínimos).

	Total	≤ 1	1 ≤ 2	2 ≤ 5	> 5
Lenha	7.734.141	2.948.073	2.329.274	1.726.217	530.168
Gás	15.802.638	1.049.774	2.602.129	5.869.902	6.053.777
Outro	1.673.860	733.034	514.742	292.432	65.131
Total	25.210.639	4.730.881	5.446.145	7.888.551	6.649.076

Um exame das Tabelas apresentadas, mostra que existe um potencial bastante elevado em termos de poder aquisitivo, para introdução de bens tecnologicamente elaborados, como a geladeira a gás (ou querosene), mesmo sem a necessidade de programas governamentais de apoio.

Um estudo realizado pela COPPE/RJ sobre a utilização de fogão a lenha no Estado do Rio de Janeiro mostra os hábitos de uso do fogão e modo de obtenção da lenha, e são apresentados em um Relatório de Pesquisa [1] e em uma Tese de Mestrado [2]. Pode-se concluir deste trabalho, que a utilização da lenha para fins de cocção, pela forma de coleta e pelo nível de dispersão, não influi no problema de desmatamento.

AVALIAÇÃO TÉRMICA DO FOGÃO A LENHA

O estudo da combustão da lenha em um equipamento pouco controlado, como o fogão a lenha, apresenta grandes dificuldades, e os resultados disponíveis sobre a eficiência dos fogões, dificilmente podem ser comparados entre si, pela ausência de uma metodologia consagrada pelo uso e que apresente resultados coerentes.

Uma ampla revisão bibliográfica realizada por Martins [3], mostra que em trabalhos de Prasad et alii [4] foi realizada uma revisão dos principais tratamentos analíticos relevantes para o estudo de fogões a lenha, sistematizando-os de uma forma tratável através de experimentos controlados, cujos resultados permitem extrapolações úteis ao projeto de novos modelos de fogões.

Para avaliar a distribuição de temperatura no fogão e determinar os fluxos de calor, foi construído um modelo em alvenaria, do tipo em degrau, dotado de forno localizado na parte superior, mostrado na Figura 1. Durante a construção foram inseridos 19 termopares tipo J, sendo 14 na base da câmara de combustão, 4 nas laterais e 1 na base da chaminé, para medição da temperatura dos gases.

Os primeiros testes foram efetuados segundo a Metodologia V.I.T.A. [5], e posteriormente com a metodologia sugerida por Martins [3], baseada nos trabalhos de Prasad [4].

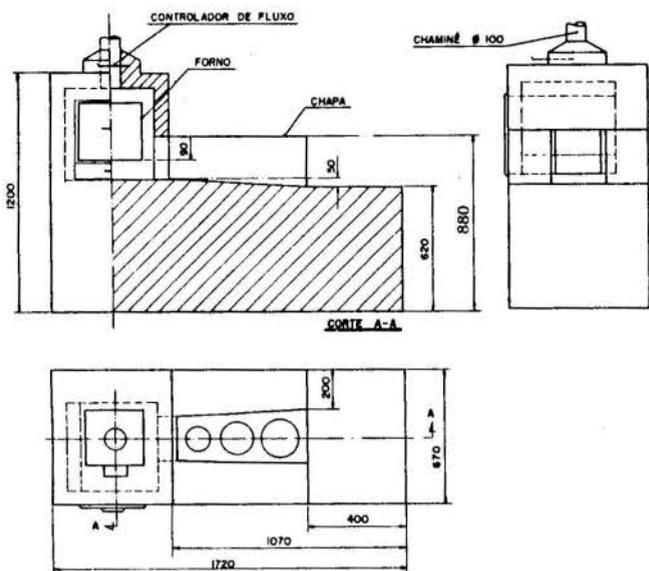


Figura 1. Fogão a lenha tradicional de alvenaria.

A partir dos resultados de uma série de testes utilizando a primeira metodologia foi determinada a eficiência do fogão e de cada panela, tendo sido verificado que essa caiu bastante da primeira para a terceira panela.

Os resultados da distribuição de temperatura pelos pontos principais do fogão em um desses testes, utilizando eucalipto com 14% de umidade (base seca) e PCI = 16.124 kJ/kg são mostrados na Figura 2.

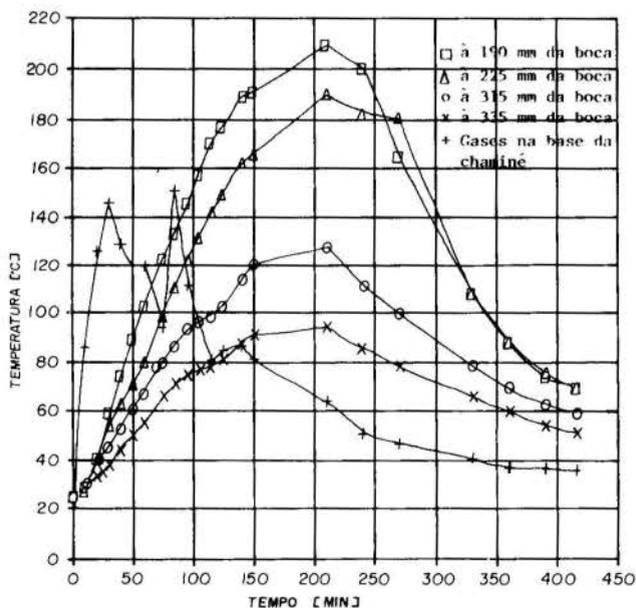


Figura 2. Variação da temperatura da base da câmara de combustão e dos gases no início da chaminé do fogão a lenha.

Um exame dessa Figura, mostra que a região de combustão não passa de 300 mm a contar da boca do fogão, e que a temperatura dos gases na chaminé cresce rapidamente e se mantém elevada apenas durante o período de queima dos voláteis. Observa-se também que a temperatura mais elevada e que se mantém por um período maior de tempo está localizada logo abaixo da região de combustão.

A partir desses resultados foi concluído que:

- a câmara de combustão poderia ter seu comprimento reduzido para 300 mm;
- para aumentar a transferência de calor para a segunda e terceira panelas, o espaço para escoamento dos gases sob as panelas deveria ser reduzido, aumentando a velocidade de escoamento e consequentemente melhorando o coeficiente de película para transferência de calor.
- a melhor região para transferir energia do fogão para a geladeira de absorção era a região logo abaixo da câmara de combustão.

Utilizando uma metodologia mais adequada para a avaliação de fogões a lenha em laboratório descrita por Martins [3], foi possível se levantar uma curva de eficiência versus potência média dissipada, e, para o teste de maior eficiência foi feito um balanço de energia, que pode ser visto na Figura 3.

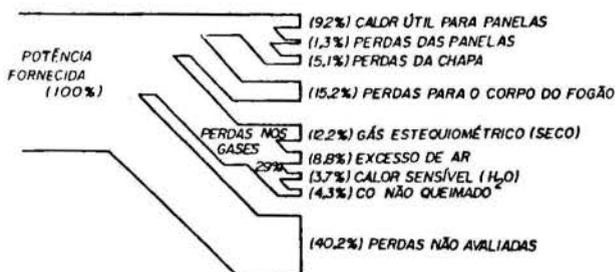


Figura 3. Balanço de energia para o teste de maior eficiência.

Das conclusões obtidas analisando os resultados dos testes e utilizando correlações experimentais apresentadas por Prasad [4], foi projetada e construída uma nova câmara de combustão para fornecer uma potência média entre 8 e 9 kW. O protótipo do fogão com a nova câmara de combustão mais curta, redução do espaço para escoamento dos gases sob as panelas, portinhola para controle do fluxo de ar, cinzeiro e já dotada do termosifão é mostrada na Figura 4.

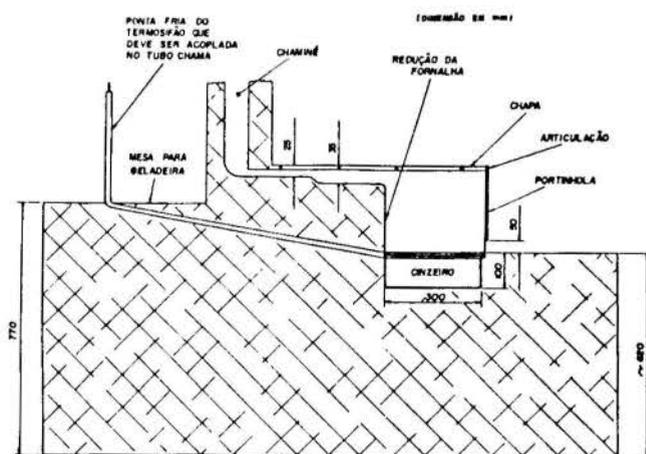


Figura 4. Detalhe do projeto de nova câmara de combustão (patente).

A influência de cada modificação foi avaliada isoladamente e em conjunto através da segunda metodologia de teste para uma mesma taxa de queima. Os resultados são mostrados na Tabela 4.

Tabela 4. Eficiência do fogão comum e modificado.

CARGA	FOGÃO:	Com Forna-		Com Porti-	
		COMUM	lha reduzi-	nhola	lha redu-
	Panela	η	η	η	η
		[%]	[%]	[%]	[%]
400g	1	3,56	4,69	5,01	5,70
cada	2	2,97	4,44	4,10	4,70
10min	3	1,10	1,79	1,59	2,15
	Total	7,63	10,92	10,70	12,55

TRANSFERÊNCIA DE CALOR DO FOGÃO PARA A GELADEIRA

Dos resultados obtidos na análise térmica do fogão tínhamos concluído que a região mais propícia para a retirada de calor era a base da câmara de combustão, tanto pelo regime quanto pelo nível de temperaturas a que está submetida.

Dentro de uma perspectiva de baixo custo, alta confiabilidade e durabilidade, optou-se pela utilização de um Termosifão Bifásico Fechado utilizando água como fluido de trabalho e operando entre a base da câmara de combustão do fogão e o gerador de amônia da geladeira. As condições de trabalho assumidas foram: temperatura de 280°C, correspondendo a uma pressão de 6,4 MPa para um fluxo de calor de 300 W.

A operação do termosifão bifásico fechado, envolve a ebulição (vaporização) do líquido de trabalho no evaporador, fluxo de vapor ao longo de uma zona adiabática, condensação do mesmo no condensador e retorno do condensado, por gravidade, ao evaporador em contra corrente com o fluxo de vapor.

Esta opção impõe que o gerador de amônia, e portanto a geladeira deverá ficar em um nível acima da câmara de combustão, como mostrado na Figura 4.

Apesar da aparente simplicidade de operação desse equipamento, os modelos analíticos para descrever o seu desempenho, em função de determinados parâmetros do sistema, são ainda de utilização restrita a casos muito particulares de geometria simples e fluxos de calor constante [6,7,8,9].

Para efeito de dimensionamento, é importante a verificação dos limites críticos de operação (fluxo máximo de calor possível de ser transferido) em função da geometria, pressão de trabalho, e ângulos de inclinação. Várias correlações são sugeridas, como equação (1) de Imura et alii [10], e a equação (2) de Utkin [11]. Bezrodnyi e Shakatsii [12], apresentam graficamente, Figura 5, a variação do fluxo de calor axial máximo, em função da pressão de trabalho para várias inclinações, em termosifões com evaporadores de 0,5m.

$$q_c \frac{4 \cdot l_e}{d} / hlv \cdot [\sigma \cdot g \cdot \rho \cdot v^2 \cdot (\rho_l - \rho_v)]^{1/4} = 0,64 \cdot (\rho_l / \rho_v)^{0,13} \quad (1)$$

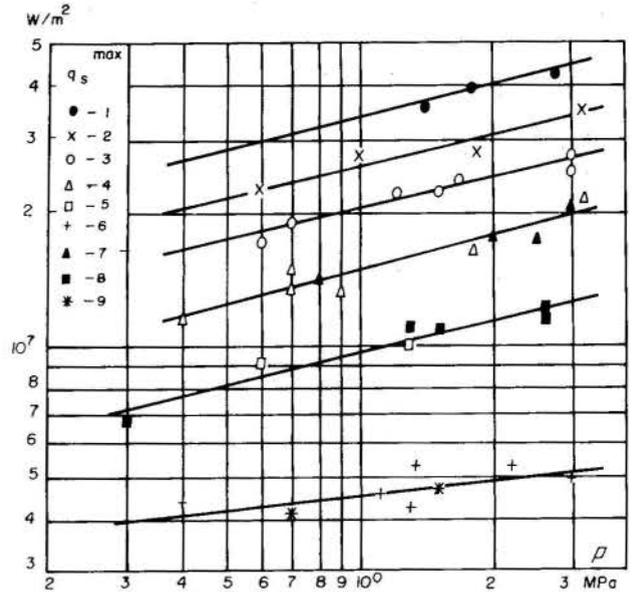
onde q_c = fluxo máximo de calor por unidade de área do evaporador [W/m²]

- l_e = comprimento do evaporador [m]
- d = diâmetro interno do termosifão [m]
- hlv = entalpia de mudança de fase [J/kg]
- σ = tensão superficial [N/m]
- g = aceleração da gravidade
- ρ_l = densidade da fase líquida [kg/m³]
- ρ_v = densidade da fase vapor [kg/m³]

$$\phi = C \cdot (M^* \cdot Bo)^{2/3} \quad (2)$$

onde: ϕ = número de Kutateladze ou critério de estabilidade hidrodinâmica na ebulição,

- $q_c / hlv \cdot [\sigma \cdot g \cdot \rho \cdot v^2 \cdot (\rho_l - \rho_v)]^{1/4}$
- C = constante = 1,12
- M^* = número de Mach, $(\rho_v / P)^{1/2} \cdot [g \cdot \sigma / (\rho_l - \rho_v)]^{1/4}$
- P = pressão [N/m²]
- Bo = número de Bond, $d \cdot [g \cdot (\rho_l - \rho_v)]^{1,4}$



1-6 d-30mm (1-45°; 2-30°; 3-20°; 4-10°; 5-5°; 6-0°), 7-9 d-33mm (7-10°; 8-5°; 9-0°).

Figura 5. Variação do fluxo máximo de calor axial em função da pressão de trabalho para termosifões de diferentes diâmetros e ângulos de inclinação.

O termosifão foi construído e montado no fogão, como mostra a Figura 4. Inicialmente foi utilizado um termosifão de cobre de diâmetro externo 3/8" (9,525 mm) e interno de 1/4" (6,35 mm) que, entretanto, apresentou problemas de secagem do evaporador (apesar de estar abaixo das condições críticas dadas pelos autores acima). Optou-se então por um termosifão de aço inox com 19 mm de diâmetro externo e 1 mm de parede.

A determinação do fluxo de calor transportado pelo termosifão foi feita através do acoplamento ao condensador do mesmo, de um sistema gerador de amônia e trocador de calor de soluções, retirado de uma geladeira de absorção e enchido de água como fluido de trabalho, pela facilidade de se medir a quantidade de vapor de água gerada, bem como a quantidade e temperatura da água bombeada pelo tubo bomba do gerador de amônia.

A figura 6 mostra um detalhe desse acoplamento.

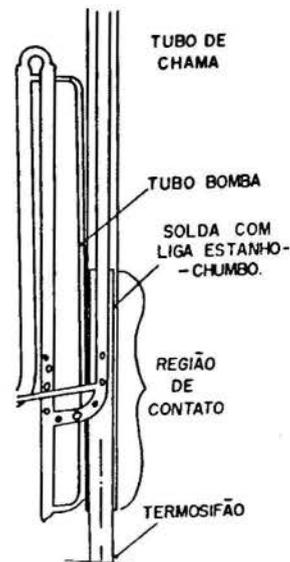


Figura 6. Detalhe do acoplamento do Termosifão ao tubo chama do gerador de amônia.

Os testes foram efetuados alimentando-se o fogão a cada 10 minutos, conforme a segunda metodologia citada. Os resultados de um teste utilizando-se 10 cargas de eucalipto (15% de umidade e PCI = 15962 kJ/kg) de 600 g cada, são mostrados abaixo. A Figura 7, mostra a temperatura da região adiabática do termosifão, a temperatura do condensador, e a temperatura do tubo bomba, em função do tempo. A Figura 8, mostra a potência fornecida pelo condensador ao gerador de amônia, também em função do tempo.

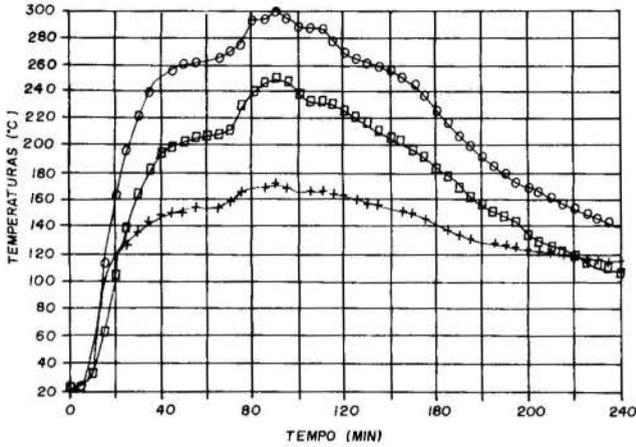


Figura 7. Variação com tempo das temperaturas da região adiabática (o), do condensador (□) e do tubo bomba (+).

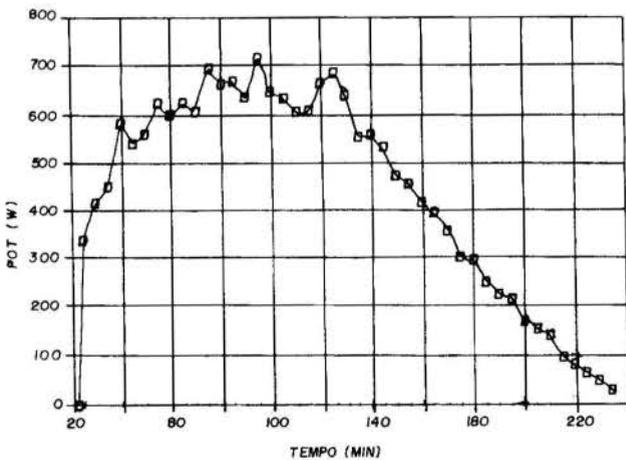


Figura 8. Potência fornecida pelo condensador ao gerador de amônia, em função do tempo.

RESULTADOS

Após a avaliação dos valores obtidos nos testes com o termosifão, o mesmo foi introduzido no tubo chama de uma geladeira comercial e o fogão foi aceso por períodos que simularam a utilização diária usual do mesmo, com alimentação de 400 g a cada 10 minutos (eucalipto nas mesmas condições descritas acima). O comportamento da geladeira, pode ser observado através da Figura 9, onde as temperaturas ambiente, do congelador, do gabinete e do vapor de amônia na saída do gerador estão assinaladas.

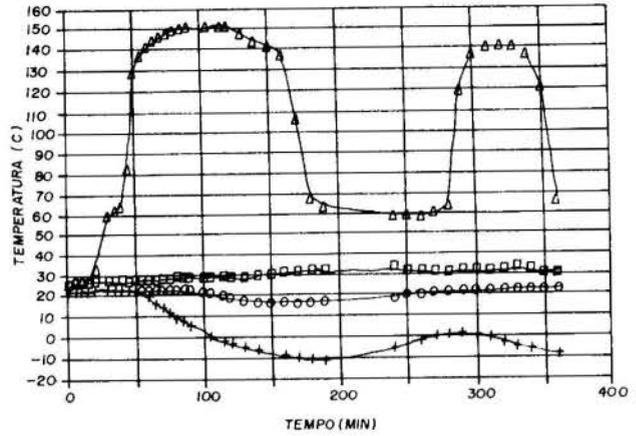


Figura 9. Variação com o tempo, das temperaturas de saída do gerador de amônia (Δ), do congelador (+), do gabinete (o), e do ambiente (□), para o fogão aceso durante 100 minutos, sem fogo durante 150 min. e reacendido durante 50 min.

CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

Deste trabalho podem ser tiradas as seguintes conclusões:

- A quantidade de usuários de fogão a lenha no Brasil é ainda muito grande, justificando esforços no sentido de possibilitar a esses usuários o acesso a bens que melhoram seu padrão de vida;
- As modificações sugeridas visando a melhoria da eficiência do fogão, são simples, podem ser feitas pelo próprio usuário e não implicam em mudanças de hábitos;
- O trocador de calor utilizado (termosifão bifásico fechado), é um trocador compacto, simples e barato e pode ser instalado com facilidade em fogões já existentes;
- A quantidade de energia perdida pelo fogão é tão grande, que com as modificações sugeridas, apesar de transferir parte da energia para a geladeira, a eficiência de cocção ainda aumenta consideravelmente;
- Observando os resultados dos testes com a geladeira, concluiu-se que ela ainda não atende as necessidades de refrigeração de uma família que utiliza o fogão a lenha dentro dos padrões de utilização analisados;
- Será necessário efetuar algumas modificações na geladeira com a finalidade de adaptá-la ao fornecimento de calor intermitente do fogão a lenha.

Recomenda-se que o termosifão seja construído com muito cuidado, pois irá trabalhar com temperaturas e pressões bastante elevadas (temperatura de 350°C e pressão de 220 atmosferas).

REFERÊNCIAS

- [1] COPE/UFRJ. "O uso da Lenha no Setor Doméstico Rural do Estado do Rio de Janeiro". Relatório de Pesquisa, 1987.
- [2] Botelho, T.M.B., "Tecnologia Popular e Energia no Setor Residencial Rural - Um Estudo sobre Fogão a Lenha". COPPE/UFRJ, Tese de Mestrado, 1986.
- [3] Martins, G., "Geladeira de Absorção Acionada por um Fogão à Lenha - Um Estudo Teórico-experimental". Tese de Mestrado FEC/UNICAMP - Agosto 1989.
- [4] Prasad, K.K., Sangen, E. e Visser, P., "Woodburning Cookstoves". In *Advances in Heat Transfer*. Academic Press, New York, v. 17, p. 159-317, 1987.
- [5] V.I.T.A., "Testing the efficiency of wood-burning cookstoves: Provisional International Standards". *Volunteers in Technical Assistance*, Arlington, V.A., 72 p., 1982.

- [6] Cohen, H. & Bayley, F.J., "Heat Transfer Problems of Liquid Cooled Gas-Turbine Blades". PROC. INST. MECH. ENG. London, 169 (53), p. 1063-1080, 1955.
- [7] Lee, Y. & Mital, U., "A Two-Phase Closed Thermo syphon". Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 15, p. 1895-1707, 1972.
- [8] Dobran, F., "Steady-State Characteristics and Stability Thresholds of a Closed Two-Phase Thermo syphon". Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 28 (5), p. 949-957, 1985.
- [9] REED, J.G. & TIEN, C.L. "Modeling of the Two-Phase Closed Thermosyphon". J. Heat Transfer. Vol. 19, p. 722-730, 1987.
- [10] Imura, H. Sasagushi, K., Kozai, H. e Numata, S., "Critical Heat Flux in a Closed Two-Phase Thermo-syphon". Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 26, p. 1181-1188, 1983.
- [11] Utkin, V.B., "Heat Transfer in Thermosyphons". Heat Transfer - Soviet Research. 15(1), p. 19-23, 1983.
- [12] Bezrodnyi, M.K. & Sakhatsii, A.A., "Laws of Limiting Heat Transfer in Inclined Evaporative Thermo-syphons". Teploenergetika. 24(3), p. 75-77, 1977.

ABSTRACT

The current utilization of woodburning cookstoves in Brazil and the socio-economical profile of their users were surveyed. A traditional heavy-mass wood-burning cookstove was studied as a thermal equipment. Simple changes in the geometry of the combustion chamber were suggested to improve the cooking efficiency. A closed two-phase thermosyphon using water as working fluid was designed, built and connected between the combustion chamber of the cookstove and a depressurised absorption refrigeration system to determine the heat flux and the temperature level. A commercial refrigerator unit, using the absorption cycle, was coupled with the woodstove through the thermosyphon. The overall results of the coupling point to successful country-side applications.

SIMULAÇÃO NUMÉRICA GENERALIZADA DE CENTRAIS TERMELÉTRICAS



PAULO PAIM BRÄSCHER FILHO E ROGÉRIO TADEU DA SILVA FERREIRA
 Departamento de Engenharia Mecânica - UFSC
 Caixa Postal 476
 88049 - Florianópolis - SC



RESUMO

É apresentada neste trabalho a descrição de um programa generalizado de simulação de centrais termelétricas, capaz de representar seu comportamento em regime permanente, quando submetidas a carga plena ou parcial de funcionamento. O código computacional foi validado utilizando-se casos exemplos, fornecidos por fabricantes¹, tendo-se observado excelente concordância entre os resultados numéricos e os dados disponíveis. O programa mostra-se de grande utilidade do ponto de vista da Engenharia como ferramenta auxiliar de projeto ou na análise de plantas ou instalações.

INTRODUÇÃO

Devido à grande disponibilidade do potencial hídrico no País, verifica-se uma grande concentração, na geração de eletricidade, a partir de usinas hidrelétricas. Esta falta de diversificação das conversões energéticas reduz a confiabilidade de funcionamento e atendimento do sistema elétrico, principalmente em casos de escassez de chuvas. Para o atendimento das necessidades estratégicas de confiabilidade do sistema elétrico é recomendado um mínimo de geração de natureza térmica da ordem de 20%, segundo Flores [1]. Além disto, a existência de reservas, mineração e beneficiamento de carvão mineral na Região Sul do País, gera as condições favoráveis à implantação de centrais termelétricas nos Estados de Santa Catarina e do Rio Grande do Sul. As usinas térmicas em implantação no momento, apresentam capacidades da ordem de 350 MW, sendo totalmente fornecidas por fabricantes estrangeiros, através de consórcios com empresas de Engenharia nacionais. Desta forma, para as empresas estatais, encarregadas da geração de energia termelétrica, o fluxo de informação fabricante/cliente apresenta-se de maneira lenta, cara e muitas vezes distorcida.

Este quadro viabilizou o estudo e desenvolvimento de códigos computacionais que permitissem a obtenção das respostas desejadas, num curto prazo e a um pequeno custo. Nesse sentido foi desenvolvido o Programa Generalizado de Simulação de Centrais Termelétricas, cuja descrição é o objeto deste trabalho. Como ferramenta de trabalho, este programa permite a análise de projetos de centrais térmicas, estudo de seu funcionamento, em regime permanente, para condições distintas das de projeto, análise do desempenho da instalação para diferentes configurações do sistema térmico utilizado e ainda seu emprego no processo de otimização, após o estabelecimento da função objetiva desejada.

O ciclo de funcionamento comumente empregado em centrais térmicas é o ciclo de Rankine regenerativo com aquecimento, onde o vapor d'água é usado como substância de trabalho.

O ciclo de Rankine original, ilustrado na Fig. 1, apresenta um bombeamento isentrópico do líquido condensado até o ponto B, a partir do qual é introduzido na caldeira, onde a troca térmica se verifica a pressão constante, conforme ilustrado na Fig. 1. O fornecimento de calor da fonte quente é feito de B até o superaquecimento no ponto C e na turbina observa-se a expansão de C até o ponto D. O vapor saturado é então convertido em líquido saturado (A) no condensador, retornando às condições iniciais de bombeamento do ciclo térmico.

Obviamente o ciclo de Rankine apresenta uma eficiência térmica inferior ao ciclo de Carnot correspondente, representado pelas linhas tracejadas no diagrama T-s da Fig. 1. Isto é devido ao fato de a troca de calor

entre a fonte quente e a substância de trabalho não mais se verificar com uma diferença infinitesimal de temperatura, como a que ocorre no ciclo de Carnot. No entanto, a eficiência térmica do ciclo de Rankine pode ser aumentada utilizando-se o pré-aquecimento da água de alimentação da caldeira por intermédio de extração de vapor da turbina, ou através da troca de calor direta com o vapor em expansão na turbina.

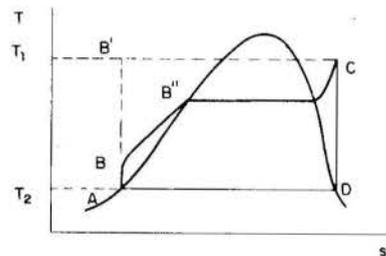


Fig. 1 - Diagrama T-s para o ciclo Rankine a vapor.

Na prática, a primeira situação é inviável do ponto de vista econômico, devido à necessidade de se utilizar um número muito grande de trocadores de calor para que se consiga o aquecimento do líquido comprimido com diferenças infinitesimais de temperatura, segundo ressaltado em [2] e [3]. A segunda situação também se mostra inviável, praticamente, pois é complexo projetar-se uma turbina que promova a troca de calor sugerida, conforme discutido por van Wylen e Sonntag [3]. Estas duas situações são apresentadas esquematicamente na Fig. 2, onde obtém-se um rendimento térmico igual ao rendimento do ciclo de Carnot.

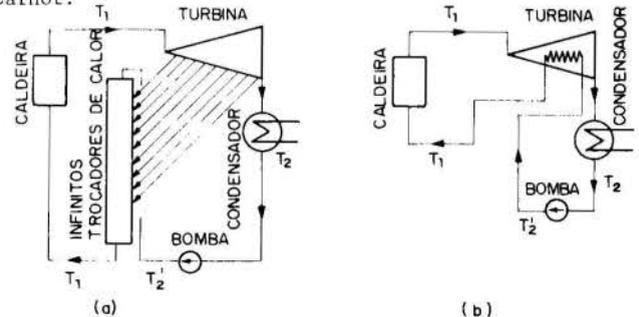


Fig. 2 - Ciclos regenerativos ideais.

1 - por fabricantes deve ser entendido os diversos fornecedores dos vários equipamentos do ciclo.

Num ciclo a vapor d'água real, o aquecimento do líquido comprimido ocorre com um número finito de trocadores de calor, conforme discutido por Salisbury [4]. Este número, que normalmente é da ordem de 7, resulta de considerações de ordem econômica, pois o investimento inicial aplicado nos trocadores de calor deve retornar na forma de redução do custo operacional proveniente da economia de combustível.

Atualmente, três tipos de trocadores de calor podem ser utilizados: trocador de contacto, trocador de superfície e trocador de superfície com resfriador de dreno. Normalmente, utiliza-se apenas um único trocador de calor de contacto como desaerador. Quanto aos demais, não existe qualquer limitação em seu número ou utilização no trem de trocadores conforme salientado por Salisbury [4] e Li e Priddy [5].

A outra forma de se promover o aumento na eficiência térmica do ciclo consiste na utilização de reaquecimento do vapor, após sua expansão parcial. Com isto obtém-se um aumento na temperatura média com que o calor é fornecido ao ciclo. Outra vantagem que advém deste procedimento está no fato de se evitar umidade excessiva nos estágios de baixa pressão da turbina.

A temperatura máxima do ciclo é limitada pelos materiais utilizados nos projetos do superaquecedor, canalizações de vapor, válvulas e da própria turbina. Para o aço, este limite é da ordem de 565 °C. Admitindo-se um título de 12% na exaustão da turbina, esta temperatura corresponde a uma pressão de 125 bar, o que vem a limitar a disponibilidade de energia entálpica do sistema, segundo discutido em [6]. No ciclo com reaquecimento, o vapor é redirecionado para a caldeira, após sofrer uma expansão parcial na turbina, para então retornar à turbina, dando seqüência à produção de trabalho.

A Fig. 3 apresenta a planta típica de uma instalação termelétrica. Nota-se que, além dos equipamentos já mencionados, utilizam-se válvulas de controle, dessuperaquecedor de baixa pressão, ejetor e condensador do vapor de selagem. Estes elementos, sua configuração e sua localização no ciclo, correspondem a situações particulares de cada fabricante. Com o intuito de se analisar a influência da presença destes elementos, de natureza secundária, no ciclo, o algoritmo computacional desenvolvido permite sua consideração, dependendo da escolha do usuário.

MODELAÇÃO DOS COMPONENTES

O Programa Generalizado de Simulação de Centrais Termelétricas foi desenvolvido a partir do programa computacional relatado por Li e Yang [7]. No entanto, uma série de modificações foram implementadas, com a finalidade de considerar determinados detalhes incluídos em instalações de diferentes fabricantes.

O procedimento de cálculo do Programa está baseado em balanços de massa e energia que se verificam ao longo do ciclo. Qualitativamente, este algoritmo pode ser resumido nas seguintes etapas:

I - Através do conhecimento do estado do vapor na saída da caldeira, eficiência interna das turbinas, pressões de saída das várias seções da turbina e pressões de extração, determina-se a linha de expansão da turbina.

II- Com a perda de carga na caldeira, reaquecedor, linhas de extração, e ainda, conhecendo-se a diferença de temperatura terminal e as características de funcionamento de cada pré-aquecedor, determinam-se as propriedades da substância de trabalho nos vários pontos ao longo do ciclo.

III- Determinam-se as vazões de vapor das várias extrações através de um balanço de massa e energia nos trocadores de calor, iniciando-se o cálculo pelo trocador mais próximo da caldeira e prosseguindo-se sucessivamente até o último, mais próximo do condensador.

IV- Realiza-se, a seguir, o cálculo do trabalho produzido pelas turbinas dos estágios de alta, média e baixa pressão, que, após ter sido corrigido pelas eficiências da turbina, eficiência mecânica de acoplamento e elétrica do gerador, fornece a potência de saída do conjunto turbo-gerador.

V - Finalmente, determinam-se as potências consumidas pelas bombas e a quantidade de calor introduzida no ciclo, o que permite o cálculo da eficiência do respectivo ciclo de funcionamento e que será aqui chamada de taxa líquida de calor (Net Heat Rate, ou simplesmente, NHR) ou a taxa global de calor (Gross Heat Rate, GHR).

A fim de se inicializar o procedimento acima descrito, informações de funcionamento acerca dos vários equipamentos utilizados no ciclo, assim como suas especificações devem ser devidamente conhecidas. Com relação à caldeira, deve-se conhecer a condição termodinâmica do

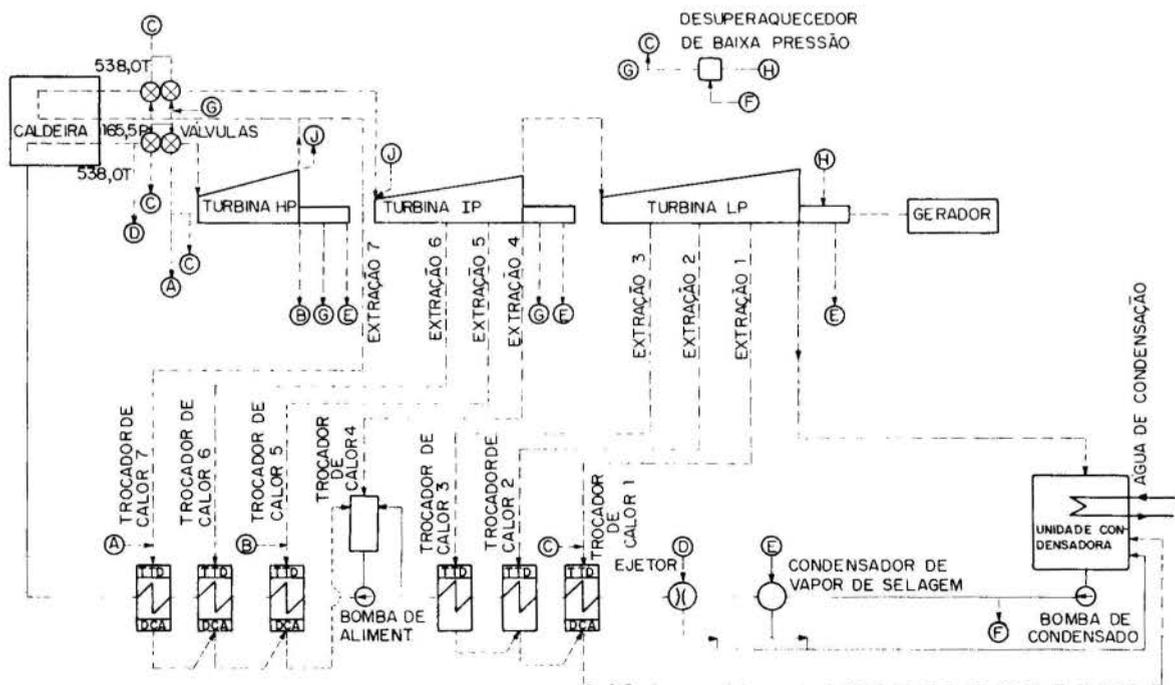


Fig. 3 - Configuração geral da planta utilizada para validação do programa.

vapor na saída, bem como a perda de carga produzida des de a entrada da água de alimentação. Para as várias secções da turbina, deve-se fornecer as pressões de trabalho, as eficiências internas, as pressões de extração e as perdas por exaustão da turbina. A respeito da unidade condensadora, deve-se conhecer a pressão de condensação e a curva característica de funcionamento do condensador. Com relação aos trocadores de calor, devem-se especificar suas condições de funcionamento através da diferença terminal de temperatura (TTD), da diferença de temperatura de acesso dos drenos (DCA), da posição e tipo de cada um dos pré-aquecedores ao longo do trem de trocadores de calor. Para as diversas linhas de vapor, ligando os diversos componentes do ciclo, devem-se fornecer elementos para o cálculo das perdas de carga. Considerando-se a conveniência de utilização das vazões secundárias no processo de cálculo, é necessário conhecer as curvas características dos labirintos de selagem das várias secções da turbina, bem como o respectivo direcionamento do vapor dos drenos para os diferentes componentes do ciclo: pré-aquecedor, unidade condensadora, condensador do vapor de selagem, ou ainda, para o dessu preaquecedor de baixa pressão.

Determinação das Curvas de Expansão das Turbinas.

Para determinar-se a curva de expansão de uma turbina, faz-se uso de sua eficiência interna, normalmente fornecida pelo fabricante

$$\eta_i = \frac{h_i - h_e}{h_i - h_{es}} \quad (1)$$

onde, h_i é a entalpia do vapor na entrada da secção da turbina, h_e é a entalpia do vapor na saída da secção da turbina e h_{es} é a entalpia do vapor na saída da secção da turbina, considerando-se a expansão como isentrópica. Normalmente, a eficiência interna da turbina não inclui a perda de carga verificada na saída do último estágio da turbina, junto à carcaça, e nem a energia cinética residual do vapor neste mesmo ponto, conforme salientado por Li e Priddy [5]. Estas perdas correspondem à chamada perda por exaustão e devem ser descontadas do cálculo do trabalho produzido.

Na eficiência interna estão consideradas as perdas relativas às irreversibilidades do escoamento do vapor ao longo das tuberias e pás. Uma curva de expansão típica está ilustrada no diagrama de Mollier da Fig. 4, onde se verifica a existência de três secções da turbina (alta, média e baixa pressão) e quatro extrações de pré-aquecimento. Nesta Fig. 4, HPIP e HPOP correspondem, respectivamente, às pressões de entrada e saída da secção de alta pressão da turbina, IPIP e IPOP às pressões de entrada e saída da secção de pressão intermediária da turbina e LPIP e LPOP para a secção de baixa pressão. As diversas inclinações das linhas de expansão demonstram os diferentes rendimentos internos de cada secção da turbina.

Na Fig. 4, nota-se uma diferença entre a pressão de descarga da secção de alta pressão da turbina (HPOP) e a pressão de entrada da secção de pressão intermediária (IPIP). Esta diferença é devida à perda de carga do reaquecedor. Por outro lado, a pressão de exaustão da secção de pressão intermediária da turbina (IPOP) é igual à pressão de entrada da secção de baixa pressão (LPIP), pois a perda de carga neste trecho não é considerada. O ponto 9 refere-se à condição de exaustão da turbina de baixa pressão, considerando-se apenas a eficiência interna. A inclusão das perdas por exaustão resulta no ponto 10.

Cálculo da Extração de Vapor. Para se determinarem as condições de extração do vapor, ao longo dos vários pontos da expansão na turbina, considera-se a curva de expansão como se fosse uma linha reta para cada secção de pressão, conforme ilustrado na Fig. 4. Sobre esta reta de expansão, são marcadas as várias pressões de extração, conforme conhecimento preliminar, e então são calculadas as propriedades do vapor de extração. No caso de não se conhecerem as pressões de extração, a divisão do salto entálpico total do trecho em (n+1) partes

iguais fornece as propriedades do vapor nas n extrações.

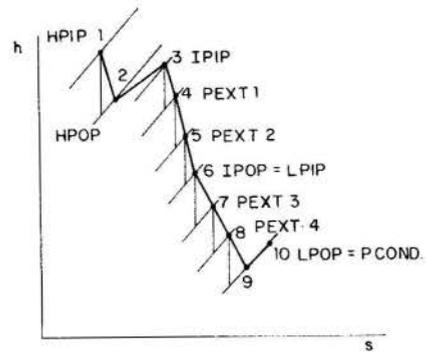


Fig. 4 - Linha de expansão para uma turbina.

De posse das condições termodinâmicas do vapor da extração na entrada dos vários trocadores de calor, são calculadas as propriedades da água de alimentação na saída de cada pré-aquecedor, utilizando-se a diferença de temperatura terminal (TTD) e a diferença de temperatura de acesso do dreno (DCA), conforme as curvas de desempenho dos trocadores de calor e Eqs. (2) e (3).

$$T_{ew} = T_s - TTD \quad (2)$$

$$T_d = T_{iw} + DCA \quad (3)$$

onde, T_{ew} é a temperatura da água de alimentação na saída do trocador de calor, T_s é a temperatura de saturação do vapor de extração, T_d é a temperatura do dreno condensado na saída do trocador de calor e T_{iw} é a temperatura da água de alimentação na entrada do trocador de calor.

Após terem sido calculadas as propriedades da extração e da água de alimentação, inicia-se o cálculo do fluxo de massa da 1ª extração, realizando-se balanços de massa e energia no volume de controle envolvendo o trocador de calor mais próximo da caldeira. Nesta situação, é conhecida a vazão de água de alimentação e não há nenhuma descarga de dreno condensado de outro trocador para este volume de controle.

Como foi frisado anteriormente, três são os tipos de trocadores de calor normalmente empregados no processo de pré-aquecimento da água de alimentação de centrais termelétricas, conforme ilustrados esquematicamente na Fig. 5. Desta forma, o fluxo de massa da 1ª extração (\dot{m}_s) será determinado por (4).

$$\dot{m}_s = \dot{m}_w (h_{we} - h_{wi}) / (h_{si} - h_{se}) \quad (4)$$

onde, h_s é a entalpia do vapor de extração na saída (e) e entrada (i) do trocador de calor, h_w é a entalpia da água de alimentação na saída (e) e entrada (i) do trocador de calor e \dot{m}_w é o fluxo de massa da água de alimentação.

A partir daí, calculam-se, através de balanços de energia e massa, os fluxos de massa do vapor de extração necessários para cada trocador de calor.

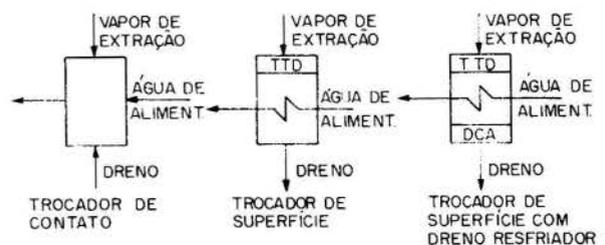


Fig. 5 - Representação esquemática dos tipos de trocadores de calor.

Cálculo da Potência Gerada pelas Turbinas. A potência disponível no eixo e que será utilizada para o acionamento do gerador elétrico é calculada através de balanços de massa e energia nos volumes de controle envolvendo cada secção da turbina:

$$\dot{W}_t = \sum \dot{m}_i h_i - \sum \dot{m}_e h_e \quad (5)$$

onde, \dot{m}_i é o fluxo de massa de cada entrada na secção considerada da turbina, h_i é a entalpia de cada entrada, \dot{m}_e é o fluxo de massa de cada saída na secção considerada da turbina e h_e é a entalpia de cada saída.

Após a realização dos balanços de massa e energia, em cada secção da turbina, é calculada a perda por exaustão de acordo com informação do fabricante da turbina.

$$\dot{W}_{ex} = \dot{m}_{ex} h_{ex} \quad (6)$$

onde, \dot{m}_{ex} é o fluxo de massa na exaustão da secção de baixa pressão da turbina e h_{ex} é a entalpia correspondente à perda por exaustão fornecida pelo fabricante. Assim, a potência fornecida pelo gerador será calculada por (7)

$$\dot{W}_{go} = \eta_m \eta_g (\sum \dot{W}_t - \dot{W}_{ex}) \quad (7)$$

onde, η_m é a eficiência do acoplamento mecânico entre a turbina e gerador e η_g é a eficiência do gerador.

Cálculo da Eficiência Térmica do Ciclo. A quantidade de energia fornecida à substância de trabalho na caldeira (\dot{Q}) pode ser calculada por

$$\dot{Q} = \dot{m}_b (h_{be} - h_{bi}) + \dot{m}_r (h_{re} - h_{ri}) \quad (8)$$

onde, h_b é a entalpia do vapor na saída(e) ou da água de alimentação na entrada(i) da caldeira, h_r é a entalpia do vapor na saída(e) ou na entrada(i) do reaquecedor da caldeira, \dot{m}_b é o fluxo de massa na caldeira e \dot{m}_r é o fluxo de massa no reaquecedor.

Assim, de posse das Eqs. (7) e (8), o aproveitamento energético global do ciclo (GHR) pode ser calculado por

$$\text{GHR} = \frac{\text{taxa de energia fornecida na caldeira}}{\text{potencia gerada no ciclo}} \quad (9)$$

ou seja,

$$\text{GHR} = \frac{\dot{m}_b (h_{be} - h_{bi}) + \dot{m}_r (h_{re} - h_{ri})}{\eta_m \eta_g (\sum \dot{W}_t - \dot{W}_{ex})} \quad (10)$$

Para o cálculo da eficiência líquida do ciclo (NHR), desconta-se, da potência gerada no ciclo térmico, a potência requerida pelas bombas e outros consumos no ciclo.

Cálculo do Ciclo sob Carga Parcial. A demanda de energia elétrica numa rede de distribuição não é constante ao longo do tempo, consequentemente as unidades de geração termelétrica não operarão continuamente sob a mesma condição de carga plena.

Para a realização dos cálculos do ciclo em carga parcial, algumas modificações devem ser efetuadas no procedimento de cálculo para carga plena, anteriormente apresentado.

As pressões de funcionamento, em cada secção ou extração da turbina, apresentarão variações para o funcionamento em carga parcial, aproximadamente na mesma proporção com que se altera o fluxo de massa, através da secção seguinte da turbina, ou seja, o fluxo de massa na entrada é diminuído de todas as extrações e vazamentos

das secções precedentes e somado a algum fluxo de retorno nesta secção. Matematicamente, isto corresponde à expressão linear segundo Li e Priddy [5].

$$P_i = P_{i,d} \frac{\dot{m}_i}{\dot{m}_{i,d}} \quad (11)$$

onde P_i é a pressão de funcionamento no estágio i sob carga parcial, $P_{i,d}$ é a pressão de funcionamento no estágio i na condição de projeto, \dot{m}_i é o fluxo de massa no estágio i sob carga parcial e $\dot{m}_{i,d}$ é o fluxo de massa no estágio i na condição de projeto.

Desta forma, para se dar início ao procedimento de cálculo em carga parcial, é necessário o conhecimento prévio das pressões de extração e da relação de fluxos de massa sob carga parcial e na condição de projeto na saída da caldeira (P_x). No entanto, os fluxos de massa das extrações só são determinados após o cálculo do ciclo para os quais se necessita o conhecimento das pressões de extração. Desta forma, há necessidade de estabelecer-se um processo iterativo, utilizando-se P_x como valor estimativo inicial. Após a determinação inicial dos fluxos de massa das extrações, faz-se um reprocessamento das pressões ao longo das secções da turbina utilizando-se a Eq. (11). Os novos valores obtidos para a pressão de extração são então comparados com os valores anteriores e se o desvio ultrapassar a tolerância estabelecida, efetua-se um novo cálculo utilizando-se agora os fluxos de massa das extrações recém-calculados, até verificar-se a convergência. Este processo normalmente converge em três ou quatro iterações. No restante, as outras variáveis são calculadas da mesma forma que a apresentada para a condição de projeto.

Características Adicionais do Modelo. A modelação original apresentada por Li e Yang [7] corresponde à do ciclo básico de uma central de geração de potência onde não são incluídos o ejetor, o condensador de vapor de selagem, o vapor necessário ao acionamento das válvulas de manobra e controle e os fluxos de vapor de selagem nas várias secções da turbina.

Na nova modelação efetuada, todos estes elementos foram incluídos com o objetivo de validar o modelo com in formações de fabricantes, cujas plantas continham estes componentes. As modificações introduzidas não comprometeram a generalidade original, mas tornaram-na ainda maior, pois pode-se agora testar a influência destes componentes no desempenho do ciclo, o que será discutido mais à frente.

Com esta nova estrutura é possível ao usuário optar pela localização e número de escoamentos de selagem em cada secção da turbina, bem como o seu destino ao longo do ciclo, que pode ser para um trocador de calor, para o dessuperaquecedor, para o condensador de vapor de selagem ou ainda para a unidade condensadora.

Uma característica importante dos labirintos de selagem corresponde à curva de fluxo de massa em função do diferencial de pressão a que ele está submetido. No caso dos selos da secção de alta pressão da turbina, verifica-se um aumento da entalpia na expansão ao longo dos selos, devido à transmissão de calor do eixo para o vapor. Para este caso deve ser ainda fornecida a relação entre a entalpia do vapor no selo e a temperatura média do vapor na secção da turbina. Nas demais secções, este fenómeno não foi detectado. Nestas situações, a entalpia do vapor após expandir nos selos tem o mesmo valor da entalpia na exaustão, no caso da secção intermediária ou da entalpia do dessuperaquecedor no caso da secção de baixa pressão da turbina.

O acionamento das válvulas reguladoras é realizado por meio do vapor do ciclo, assim como o funcionamento do próprio ejetor. Para a realização de cálculo do ciclo estes fluxos de massa devem ser conhecidos.

Outra modificação introduzida na nova modelação consiste na consideração da unidade condensadora, segundo Ferreira et al. [8]. Na estrutura original a pressão de condensação era mantida constante, qualquer que fosse a temperatura do meio de resfriamento. Isto introduzia erro no cálculo do trabalho produzido pela turbina. O tipo de condensador empregado é de superfície resfriado a

água. São necessários dados característicos do equipamento, vazão e temperatura da água de resfriamento.

Desta forma, a nova estrutura do programa permite a avaliação do efeito da disponibilidade da água de resfriamento, bem como o impacto exercido pela usina sobre o meio ambiente através de um rio ou de uma torre de arrefecimento.

A forma de introdução dos dados no Programa é bastante simples, o que o torna de fácil acesso ao usuário. Esta simplicidade agiliza a análise das modificações da configuração da planta em estudo. Os processos iterativos do Programa são de fácil convergência, promovendo uma execução bastante rápida.

VALIDAÇÃO DO MODELO

Os dados utilizados para a validação do modelo correspondem a uma usina termelétrica de 350 MW de potência nominal, projetada para uma condição de vapor primário na saída da caldeira de 165,5 bar e uma temperatura de 538 °C. A temperatura do vapor após o reaquecimento também atinge 538 °C. A temperatura da água de condensação é de 26 °C. O vapor superaquecido da caldeira é expandido ao longo das três seções de pressão da turbina. São efetuadas sete extrações de vapor, ao longo da turbina, promovendo o pré-aquecimento da água de alimentação em sete trocadores. A planta utilizada para a validação é semelhante à apresentada na Fig. 3.

As Figs. 6 e 7 apresentam a comparação entre os resultados calculados pelo Programa Generalizado de Simulação de Centrais Termelétricas e os resultados fornecidos pelo fabricante da central termelétrica correspondente, para diferentes situações de carga. Com relação à potência total gerada, Fig. 6, não há diferença sensível entre o fato de considerar-se a unidade com vazões secundárias ou não. A comparação com os dados fornecidos pelo fabricante é excelente. Na Fig. 7, nota-se o efeito de se considerarem as vazões secundárias sobre o rendimento da planta, pois a escala do gráfico é bastante grande. O rendimento da planta cresce à medida que a condição de carga aproxima-se da unidade. A comparação dos resultados numéricos da simulação com os do fabricante é excelente, com desvios inferiores a 1,6%.

Verifica-se assim que, para valores de natureza global da instalação, a simulação apresenta excelentes resultados e que a estrutura modificada não exerce influência sensível. No entanto, os resultados numéricos para os fluxos de massa das diversas extrações não se comportam da mesma forma quando o Programa é executado nestas duas opções. As vazões de extração, por serem significativamente menores do que as demais envolvidas no ciclo, apresentam uma grande sensibilidade, com relação à consideração das vazões secundárias no cálculo do ciclo. Na Tabela 1 são apresentados os desvios percentuais médios dos fluxos de massa das extrações, comparadas com os dados do fabricante, quando se consideram as vazões secundárias no cálculo do ciclo ou não.

Como pode ser verificado na Tabela 1, a diferença cai de 14,5 para 9,80% na primeira extração e de 87,0 para 6,70% na quinta extração quando são consideradas as vazões secundárias do Programa.

TABELA 1 - Diferença percentual média dos fluxos de massa das extrações para as diversas condições de carga.

EXTRAÇÃO	1	2	3	4	5	6	7
Com Vazões Secundárias	9,80	1,33	1,78	0,91	6,70	1,30	0,12
Sem Vazões Secundárias	14,5	1,72	1,84	0,94	87,0	1,26	2,43

TESTES EFETUADOS

Com a finalidade de possibilitar a análise da influência de alguns parâmetros sobre o desempenho de uma central termelétrica de 350 MW, foram realizados alguns testes com o Programa de Simulação. Verificou-se a influência do número de trocadores de calor no trem de pré-a-

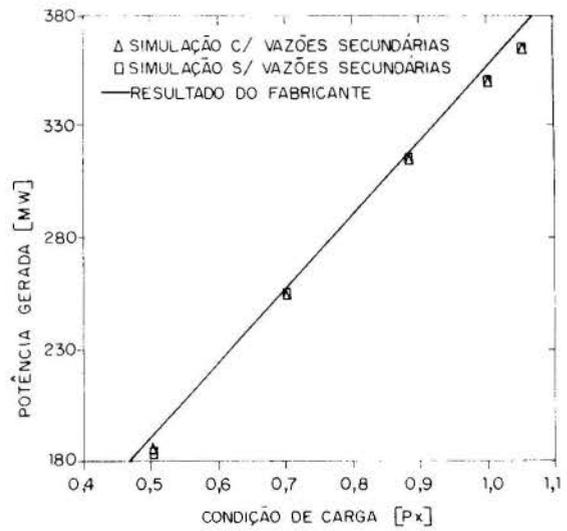


Fig. 6 - Influência da condição de carga sobre a potência gerada.

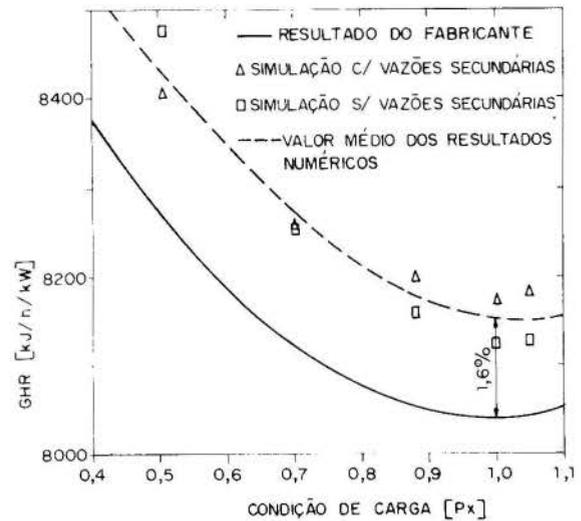


Fig. 7 - Influência da condição de carga sobre o rendimento térmico da instalação.

quecedores e também a disponibilidade da água de resfriamento a uma temperatura diferente da de projeto sobre a potência gerada e sobre a eficiência total do ciclo. Os dados utilizados para estes testes correspondem aos dados da usina utilizada para a validação do modelo, permitindo assim a análise adicional do projeto do fabricante.

Na Fig. 8 é apresentada a influência do número de trocadores de calor na potência gerada pela planta. Verifica-se que, para qualquer condição de carga, em virtude das perdas por exaustão da turbina estarem otimizadas para 7 trocadores de calor (Curva E), foi esta situação que apresentou a maior potência gerada.

Com relação ao rendimento térmico da instalação (GHR), verifica-se na Fig. 9, uma melhoria contínua da eficiência com o número de pré-aquecedores utilizados. Através de uma análise de sensibilidade, talvez a inclusão de um trocador de calor a mais, curva F, compensasse a redução do consumo de energia da instalação.

A Fig. 10 apresenta a influência da temperatura da água de resfriamento do condensador no rendimento térmico da instalação (GHR). Verifica-se que a condição ótima para a temperatura da água de resfriamento em carga nominal, é aproximadamente 19 °C, onde ocorre o melhor rendimento térmico.

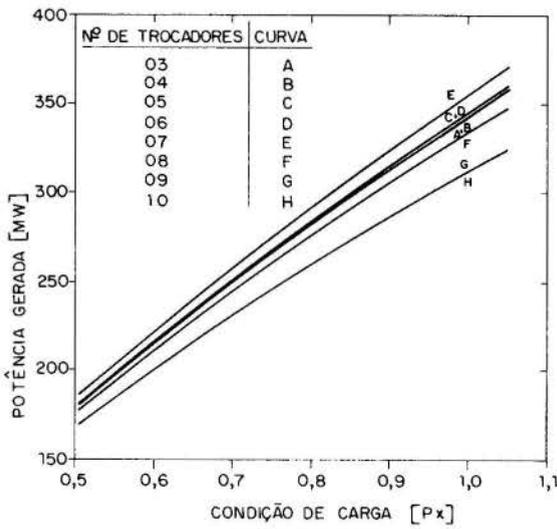


Fig. 8 - Influência do número de trocadores sobre a potência gerada.

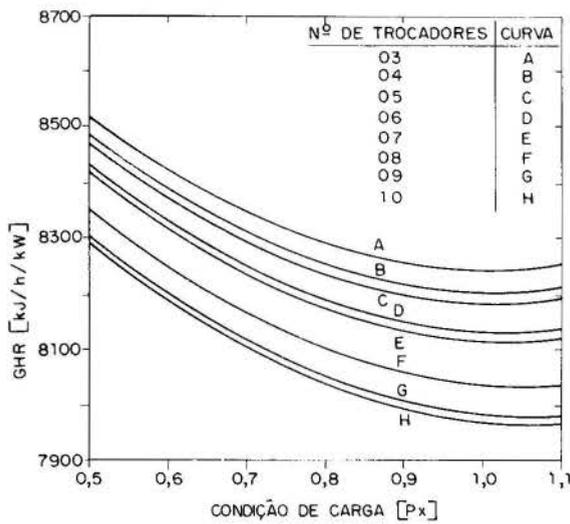


Fig. 9 - Influência do número de trocadores sobre o rendimento térmico da instalação.

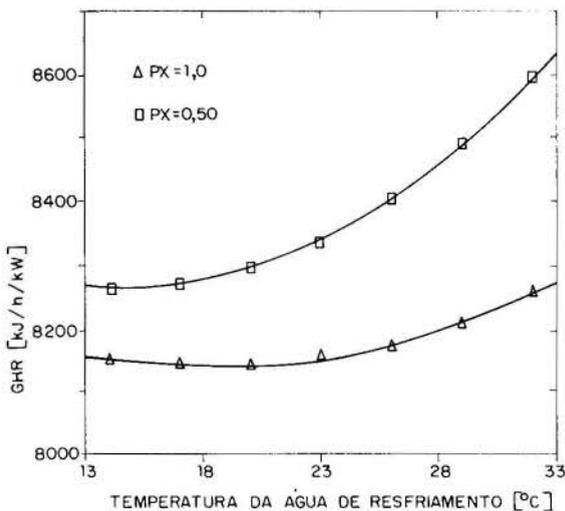


Fig. 10 - Influência da temperatura da água de condensação sobre a eficiência térmica da instalação.

CONCLUSÕES

Em face da simplicidade na entrada e manipulação dos dados e também sobre a configuração da instalação, da rapidez de execução e a excelente concordância dos resultados numéricos com os valores fornecidos pelo fabricante, este Programa de Simulação de Centrais Termelétricas demonstra ser uma excelente ferramenta de projeto e análise de instalações de centrais termelétricas.

As maiores discrepâncias dos resultados, ainda que pequenas, ocorreram nas extrações situadas imediatamente após as bombas de alimentação e condensado. Estas diferenças são devidas ao fato de não se dispor, no momento, de suas curvas características de operação.

A utilização da estrutura modificada do programa, em que são considerados os equipamentos e vazões de influência secundária no ciclo, promovem uma melhoria na determinação das vazões de extração, no entanto não atuam significativamente sobre os resultados globais do sistema. Portanto, se o usuário estiver apenas interessado na determinação de resultados globais, não é necessária a utilização da configuração mais detalhada do ciclo.

REFERÊNCIAS

- [1] Flores, T.T., "Alternativas de Transporte do Carvão e Política de Comercialização", Debatedor do 6º Painel, Anais da 1ª Conferência Nacional do Carvão, Florianópolis, 1979.
- [2] Combustion Engineering Inc., "Combustion Engineering" New York, 1967.
- [3] van Wylen, G.J., Sonntag, R.E., "Fundamentos da Termodinâmica Clássica", 2ª Ed., Editora Edgar Blücher, 1984.
- [4] Salisbury, J.K., "Steam Turbines and their Cycles", 2nd Ed., R.E. Krieger Publ. Co., 1974.
- [5] Li, K.W., Priddy, A.P., "Power Plant System Design" John Wiley, 1985.
- [6] Central Electricity Generating Board, "Modern Power Station Practice", Vol. 3, Pergamon Press, 1971.
- [7] Li, K.W., Yang, P.P., "User's Manual for Generalized Turbine Cycle Heat Balance Program", Internal Report, Dept. Mechanical Engineering, Nort Dakota State University, 1980.
- [8] Ferreira, R.T.S., Palma, L.N., Perin, M., Thé, J.S. M.L., "Desempenho Global de Unidades Termelétricas", Relatório de Pesquisa II, Convênio UFSC/FEESC/ELETRÔ SUL, 1987.

ABSTRACT

This work presents a description of a generalized program used to simulate the working characteristics of a thermoelectric power plant both under partial or nominal loads. The computational code has been validated using specific data provided by power plant manufacturers and an excellent agreement has been reached. This program is a useful tool from the Engineering standpoint because it permits the analysis of modifications introduced in the working cycle for existing or new plants.



Ian K. Smith
Department of Mech. Engineering
The City University
Northampton Square
LONDON EC1V 0HB Inglaterra

Rui Pitanga Marques
Departamento de Eng. Química-PUC/RJ
Rua Marques de São Vicente 225
CEP 22453 - Rio de Janeiro - RJ



RESUMO

Este artigo descreve a avaliação de uma nova máquina térmica baseada no ciclo Trilateral ("Trilateral Flash Cycle"). Esta máquina requer o desenvolvimento de expansores bifásicos eficientes (p.ex. parafuso gêmeo de Lysholm, palheta rotativa) e o uso de fluidos de trabalho orgânicos. A sequência de processos nos quais o ciclo opera é semelhante àquela do ciclo de Rankine, isto é, pressurização, aquecimento e resfriamento de um fluido de trabalho volátil. A superioridade do ciclo Trilateral sobre o Ciclo de Rankine Orgânico (CRO) é mostrada através de um estudo comparativo envolvendo diversos fluidos de trabalho.

INTRODUÇÃO

O interesse pela geração de potência a partir de fontes de calor a baixa entalpia encorajou o uso, nos últimos vinte anos, de diversos sistemas projetados para minimizar a conversão de calor em trabalho. É na geotermia [1] que estes sistemas têm encontrado uma grande vocação de pesquisa e desenvolvimento. Seria oportuno revermos de maneira breve alguns dos sistemas mais usados em geotermia.

O método ideal de conversão da energia disponível do fluido geotérmico em trabalho é expandi-lo adiabaticamente e reversivelmente à temperatura do fluido refrigerante. Os sistemas "Flash Steam" expandem parte da salmoura adiabaticamente. No entanto, tem como desvantagens as grandes perdas em energia, nos processos "flash" necessários a obtenção de vapor a partir de água quente, bem como na eficiência relativamente baixa da turbina devido ao aumento de umidade nos condensadores. Diversos aperfeiçoamentos foram introduzidos nos sistemas "Flash" a fim de aumentar a sua eficiência. Tais melhoramentos incluem um flash de estágio múltiplo, a substituição da válvula isentálpica e da câmara de separação "flash" por uma turbina bifásica [2]. O sistema "flash" duplo, por exemplo, produz 20-30% a mais de potência que num único estágio e é atualmente largamente utilizado. Uma outra alternativa é usar um sistema binário no qual a salmoura é resfriada aproximadamente à pressão constante para aquecer um fluido mais volátil contido num circuito fechado que opera normalmente sob a forma de um ciclo de Rankine. O sistema incorpora a expansão do vapor seco nas turbinas e assim a alta eficiência resultante compensa a perda de energia devido a irreversibilidade nas trocas de calor. Na realidade do ponto de vista da termodinâmica não existe grande diferença entre o sistema "Flash" duplo e o sistema binário (ciclo de Rankine) já que as perdas devido ao "flashing" e a baixa eficiência na turbina são a grosso modo equivalentes àque las geradas pelas trocas de calor na caldeira do fluido orgânico.

O ciclo Trilateral, desenvolvido e concebido por um dos autores [3], é essencialmente um sistema binário no qual o fluido de trabalho se expande de líquido puro a uma mistura de líquido e vapor através de um parafuso expansor bifásico (parafuso de Lysholm[4]) atingindo eficiências próximas da de uma turbina convencional e ainda requer menor irreversibilidade no trocador de calor primário.

A CONCEPÇÃO

Tradicionalmente, os projetistas de centrais térmicas relacionam o rendimento de suas máquinas térmicas

àquele de Carnot. A máquina de Carnot representa o ciclo de uma máquina térmica teórica cuja eficiência de conversão da energia disponível em trabalho é a máxima possível obtida entre as temperaturas especificadas do calor fornecido e rejeitado.

A partir das leis da Termodinâmica Clássica pode-se mostrar que a sua eficiência teórica é expressa por

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

onde

T_1 é a temperatura do calor fornecido

T_2 é a temperatura do calor rejeitado

e η o rendimento térmico.

O ciclo de Carnot, representado no diagrama Temperatura-Entropia da fig.1, é encontrado em qualquer livro texto básico de Termodinâmica.

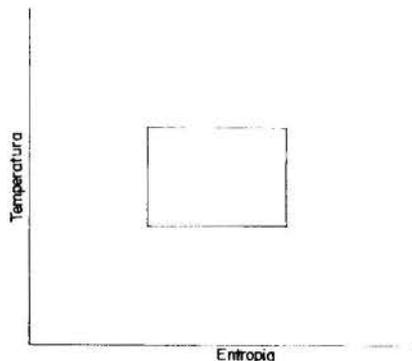


Figura 1 - Diagrama T-S do Ciclo de Carnot

No entanto, apesar da familiaridade com o ciclo de Carnot um aspecto crucial é frequentemente omitido ou nem sempre devidamente levado em consideração; tanto a fonte fria quanto a fonte quente são consideradas infinitas. Portanto, o calor fornecido à máquina térmica não resulta na diminuição da temperatura da fonte quente nem tampouco o calor rejeitado à fonte fria resulta num aumento da temperatura da fonte fria. Entretanto, fontes de calor infinitas raramente ocorrem na natureza, fato este, muito pouco notado. A maioria das fontes de calor para máquinas térmicas reais são finitas e dessa forma a temperatura diminui a medida em que o calor é fornecido ao ciclo. Consequentemente, o processo de adição de energia ao ciclo ocorre a temperatura variável. Por outro lado, na prática, pode-se considerar como uma boa aproximação tratar a atmosfera

ra, oceanos ou rios como uma fonte fria infinita embora localmente a temperatura realmente se eleve. Exemplos típicos de fontes quentes onde a queda de temperatura é quase proporcional ao calor fornecido são líquidos e gases que ocorrem em plantas químicas. Nestes casos o ciclo termodinâmico ideal não é aquele de Carnot e sim uma sucessão de ciclos infinitesimais de Carnot como mostra a figura 2.

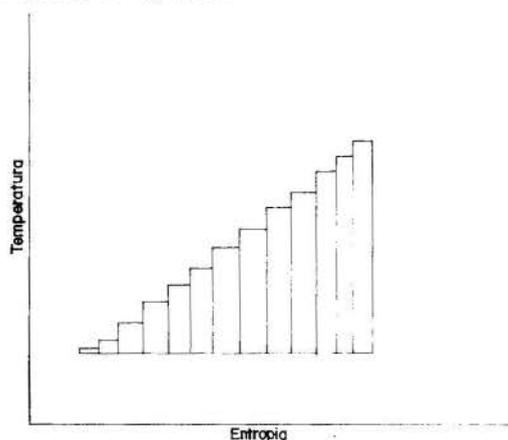


Figura 2 - Diagrama TS de ciclos infinitesimais de Carnot

Ou ainda de maneira mais precisa, o agregado de ciclos infinitesimais pode ser expresso por um ciclo contínuo como mostrado na figura 3.

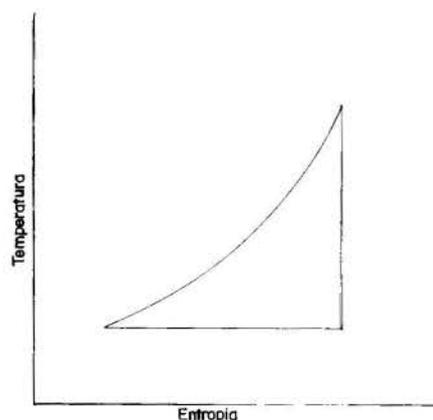


Figura 3 - Diagrama TS do ciclo Trilateral ideal

Se os princípios da Termodinâmica Clássica forem aplicados a este ciclo e o calor específico considerado independente da temperatura, o rendimento máximo atingido poderá ser expresso da seguinte forma

$$\eta = \frac{(T_1 - T_2) - T_2 \ln(T_1/T_2)}{(T_1 - T_2)}$$

onde

T_1 é a temperatura da fonte quente

T_2 é a temperatura da fonte fria

É fácil observar que o ciclo Trilateral possui um rendimento bem menor do que o ciclo de Carnot. Conseqüentemente, nos parece, pelo menos a primeira vista, mais interessante reter o ciclo de Carnot como o ciclo ideal. Para poder melhor avaliar o significado do rendimento do ciclo Trilateral, faz-se necessário lançar mão do conceito mais abrangente de rendimento de Conversão ou Utilização [5]. Este é definido da seguinte forma

rendimento de conversão = rendimento do ciclo x rendimento de recuperação

O rendimento de recuperação sendo definido como a razão entre a diminuição de temperatura real e aquela

do fluido fonte, ou seja, (veja também a fig.4)

$$\eta_{rec} = \frac{T_A - T_B}{T_A - T_C}$$

onde

η_{rec} = rendimento de recuperação

T_A = a temperatura inicial do fluido fonte

T_B = a temperatura final do fluido fonte

T_C = a temperatura de condensação

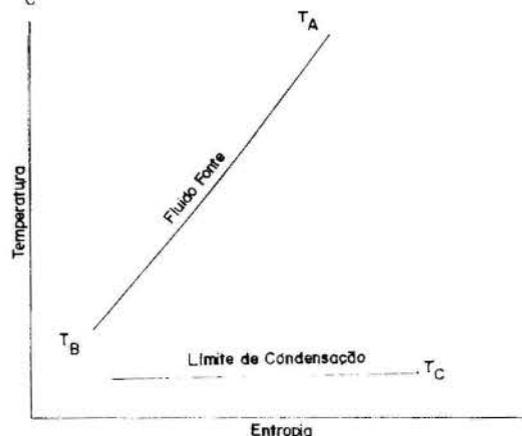


Figura 4

A vantagem do ciclo Trilateral é que ele simultaneamente maximiza tanto o rendimento do ciclo quanto o rendimento de recuperação ao passo que o ciclo de Carnot somente poderá aumentar o rendimento do ciclo com o sacrifício do rendimento de recuperação. Dessa forma, vista sob a ótica mais abrangente do conceito de rendimento de conversão, uma máquina térmica de Carnot terá sempre um rendimento menor do que uma máquina térmica Trilateral.

A sobrevivência do ciclo de Carnot como ciclo ideal pode conseqüentemente ser questionada. Entretanto, sua permanência como ciclo teórico ideal é justificável quando sabe-se que na esmagadora maioria dos casos a temperatura máxima atingida pelo fluido de trabalho em centrais térmicas é muito abaixo daquela produzida pelos gases de combustão devido a restrições metalúrgicas. No caso típico de uma central térmica, a temperatura dos produtos da combustão atinge cerca de 2000°C e são resfriados a aproximadamente 200°C mas a temperatura máxima do vapor é de apenas 550°C. Assim 80% da energia disponível é por assim dizer "desperdiçada" a suprir ao fluido de trabalho (vapor) uma temperatura teoricamente constante de 550°C. O efeito da limitação da temperatura nos restantes 20% correspondentes ao resfriamento dos gases de combustão de 550°C a 220°C (devido ao limite imposto na temperatura atingida pelo fluido de trabalho) podem ser ignorados para fins de estudos ideais embora levados em consideração cuidadosamente quando do projeto de uma central térmica real.

A REALIZAÇÃO PRÁTICA

A forma mais comum de aproveitamento de energia a partir de fontes de calor monofásicas (tais como o produto da combustão de um hidrocarboneto e o ar ambiente) é baseada no ciclo de Rankine. Na sua forma mais simples, o ciclo de Rankine pode ser representado no diagrama T-S como mostrado na figura 5.

Os elementos para a realização prática de uma máquina de Rankine são a bomba de alimentação, a caldeira, a turbina e o condensador para pressurizar, aquecer e evaporar, expandir e resfriar o fluido de trabalho como mostrado esquematicamente na figura 6.

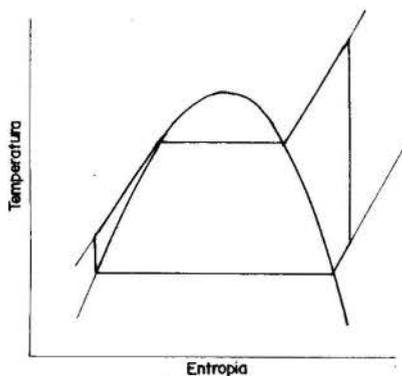


Figura 5 - Diagrama TS do ciclo de Rankine

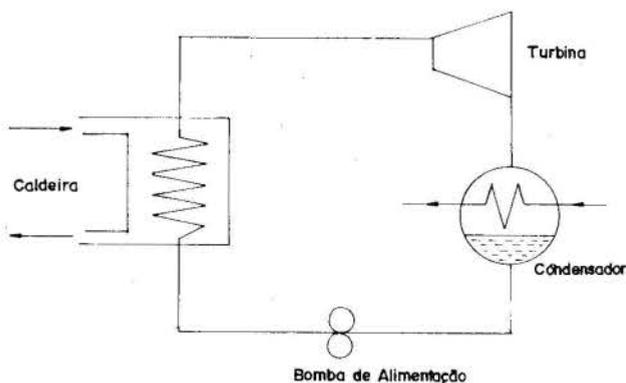


Figura 6 - Desenho esquemático de uma instalação à ciclo de Rankine

A principal deficiência deste sistema, como é bem sabido, é a grande quantidade de calor cedida, à temperatura constante, necessária para evaporar o fluido de trabalho na caldeira. Isso implica numa redução do calor "aproveitado" como mostra a figura 7 ou numa temperatura máxima do fluido de trabalho relativamente baixa como mostrado na figura 8.



Figura 7



Figura 8

Além da água possuir calor latente de vaporização dos mais elevados entre as substâncias puras, podemos citar como desvantagens desse fluido de trabalho a umidade do vapor de saída (que reduz o rendimento da turbina) e a grande dimensão da turbina (consequentemente custos elevados) devido a densidade muito baixa do vapor a baixa temperatura.

Todas essas deficiências são de uma certa maneira superadas se ao invés da água utilizarmos fluidos de trabalho orgânicos como hidrocarbonetos leves ou refrigerantes. Estes possuem as seguintes características:

- (i) reduzem substancialmente o calor requerido a ser transferido à temperatura constante ao ciclo pois os fluidos orgânicos possuem calor latente de vaporização bem menor do que a água;
- (ii) a expansão do vapor saturadoseco, leva em muitos casos a necessidade de desuperaquecer o vapor à saída da turbina antes do início da condensação;
- (iii) reduzem a dimensão da turbina e consequentemente os custos.

No entanto possuem as seguintes desvantagens:

- (i) a estabilidade térmica limita o uso de refrigerantes comuns;
- (ii) exigem trocadores de calor caros devido a baixa condutividade térmica dos fluidos orgânicos;
- (iii) necessitam de maior trabalho na bomba de alimentação devido a menor energia específica dos fluidos orgânicos.

Uma abordagem alternativa ao ciclo de Rankine é o que um dos autores [6] denomina ciclo Trilateral onde o fluido de trabalho é aquecido na fase líquida somente até o seu ponto de ebulição e em seguida é expandido na região bifásica como mostrado na figura 9. Dessa forma, o "matching" entre a fonte quente e o fluido de trabalho é substancialmente aumentada como mostra a figura 10.

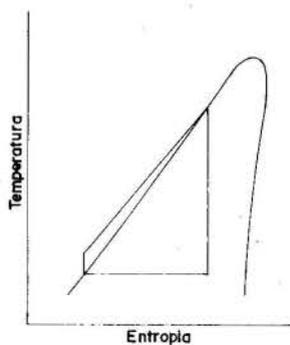


Figura 9 - Diagrama TS do ciclo Trilateral

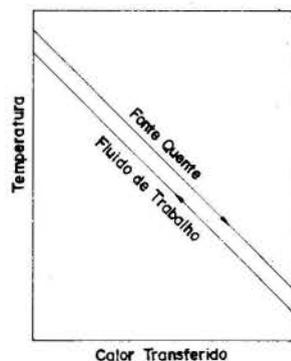


Figura 10

Mecanicamente, o equipamento necessário para a realização desse sistema é idêntico àquele para o ciclo de Rankine, no entanto, o que os diferencia é o fato de que nenhuma evaporação ocorre na caldeira e que o fluido de trabalho se expande como uma mistura líquido-vapor.

Como a entalpia do líquido saturado é muito menor do que a do vapor saturado, uma central térmica baseada no ciclo Trilateral requer substancial vazão mássica do fluido de trabalho. Assim quando comparado com o ciclo de Rankine subcrítico o trabalho de bombeamento é relativamente maior. Entretanto, a potência obtida é tão maior que o rendimento de conversão do sistema trilateral é ainda consideravelmente superior a um sistema de Rankine. Os rendimentos de conversão dos dois sistemas baseado em processos reversíveis são mostrados na figura 11.

Comparações mais precisas entre os ciclos Trilateral e de Rankine foram realizadas através de um extenso programa que modela ambos ciclos e leva em consideração as irreversibilidades no sistema e perdas de potência auxiliar associadas a circulação do meio de aquecimento e resfriamento. Exemplos desta comparação são mostrados nas Tabelas 1 e 2. Os cálculos foram realizados para uma vazão de 75 Kg/s simulando uma fonte geométrica de água e água de refrigeração a 20°C. As perdas de pressões nos trocadores de calor e rendimento de bombas, geradores e motores foram aqueles normalmente assumidos para o projeto de uma central térmica. O rendimento da turbina usado na simulação foi de 80% enquanto que para o parafuso expansor 78%. Os valores apresentados nas tabelas são os máximos obtidos para os valores dos parâmetros de entrada. As equações de balanço, bem como a

descrição do algoritmo usado, estão descritos no apêndice.

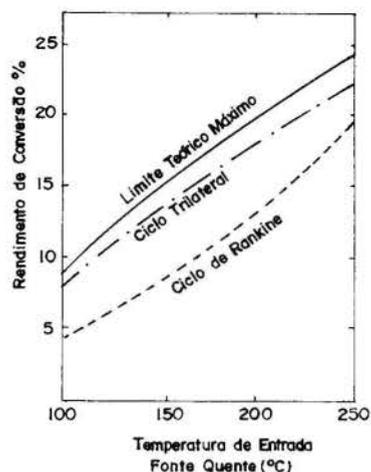


Figura 11

Tabela 1 - Características de um Sistema à Ciclo de Rankine

Fluido	Temp.de	Potência	Potência da	Razão
	Entrada	de Saída	Bomba de	Volumétrica
	da Fonte	Líquida	Alimentação	de Expansão
	Quente			na Turbina
	°C	kWe	kWe	
Água	150	2058	0.5	6.7
R.12	150	2603	479.0	4.1
R.113	150	2241	38.2	6.0
	100	590	7.3	2.5
R.114	150	2509	188.0	6.5
	100	581	33.8	2.3
n-Pentano	150	2348	56.0	5.7
	100	578	10.9	2.5

Tabela 2 - Características de um Sistema à Ciclo Trilateral

Fluido	Temp.de	Potência	Potência da	Razão
	Entrada	de Saída	Bomba de	Volumétrica
	da Fonte	Líquida	Alimentação	de Expansão
	Quente			na Turbina
	°C	kWe	kWe	
Água	150	3685	43	3989.0
R.11	150	3333	556	71.0
R.113	150	3474	301	165.9
	100	1156	102	109.4
R.114	100	1020	291	29.2
n-Pentano	150	3520	355	118.8
	100	1075	128	76.2

CONCLUSÕES

Como pode ser visto através das tabelas 1 e 2, as vantagens dos fluidos orgânicos sobre a água para o caso de uma central térmica a ciclo de Rankine e do tipo Trilateral sobre o ciclo de Rankine confirmam as descrições qualitativas apresentadas na seção anterior.

Destes resultados pode-se concluir que expansores com eficiência adiabática de 60% levam a potências de saída maiores do que num ciclo de Rankine com turbinas de eficiência de 82%. Entretanto, deve ser observado o fato de um melhor "matching" entre o fluido de trabalho e a fonte quente no sistema trilateral e uma maior quantidade de calor transferida, tornam a caldeira de um ciclo Trilateral maior e mais cara do que a de um ciclo de Rankine. Além disso, um condensador Trilateral será inevitavelmente mais caro já que este rejeita uma maior quantidade de calor.

Estudos posteriores de estimativa de custos de componentes chave levaram a conclusão de que para uma eficiência adiabática do expansor de 70% tornariam o ciclo Trilateral bastante competitivo quando comparado

ao ciclo de Rankine com expansores de eficiência de 75%. Uma montagem experimental foi então construída nas dependências da City University envolvendo pessoal do departamento de engenharia mecânica e empresas privadas a fim de avaliar o potencial e a operacionalidade do ciclo Trilateral. Uma eficiência adiabática máxima de 72% foi obtida com o parafuso de Lysholm, resultado este considerado excelente já que a mesma máquina operando como compressor atinge uma eficiência de apenas 65%.

Estes resultados, bastante encorajadores, levaram ao prosseguimento de estudos teóricos e experimentais para melhor avaliar o potencial do ciclo Trilateral.

REFERÊNCIAS

- [1] Christopher, R. and Armstead, H., "Geothermal Energy", E&FN Spor Ltd., England, 1983.
- [2] Elliot, D.G., "Comparison of Brine Production Methods and Conversion Processes of Geothermal Power Production", EQL nº 10, USA, 1975.
- [3] Smith, I.K., "Project SPHERE: An assessment of the Practicability of the Trilateral Wet Vapour Cycle for Recovery of Power from Low Grade Heat Sources", Thermo-Fluids Engineering Research Centre Report, The City University, 1985.
- [4] Lysholm, A.J.R., "A New Rotary Compressor", Proc. of I. Mech. Engineers, Vol 150, nº 1, 1942.
- [5] Elliot, D.G., "Theory and Tests of Two Phase Turbines", J.P.L. Publications 81-105, March 1982.
- [6] Smith, I.K. and Martin, P.R., "Power from Low-grade Heat Sources", Project SPHERE - an evaluation of the Trilateral Wet Vapour Cycle. Chartered Mechanical Engineer, Jan. 1985.
- [7] Lee, B.I. and Kesler, M.G., "A Generalized Thermodynamic Correlation Based on Three-Parameter Corresponding States", AIChEJ., vol 21: 510 (1975).
- [8] Martín, J.J. and Hou, Yu-Chun, "Development of an equation of state for gases", J.A.I.Ch.E., vol 1, No. 2 (1955), pp 142-151.

APÊNDICE

A análise e a simulação do ciclo foram realizadas considerando-se as seguintes hipóteses de trabalho:

- (i) perda de pressão de 1 bar no fluido geotérmico através da caldeira;
- (ii) perda de pressão de 1 bar na água de refrigeração através do condensador;
- (iii) expansão isentrópica do fluido de trabalho entre a entrada e a saída do expansor bem como pressurização isentrópica do condensado de líquido saturado às condições de entrada na caldeira. Estes dois termos foram posteriormente modificados para permitir rendimentos isentrópicos reais para o expansor e para a bomba de alimentação. Além disso, foram introduzidos os rendimentos do motor da bomba e do gerador;
- (iv) a variação da diminuição da entalpia do fluido geotérmico com a temperatura foi considerada linear.

O MÉTODO DE ANÁLISE

Com a ajuda das figuras 12 e 13 e do diagrama de blocos poderemos descrever de maneira sucinta o método e o algoritmo utilizados.

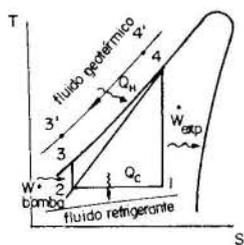


Figura 12 - Diagrama TS do Ciclo Trilateral, da Fonte Quente e da Fonte Fria.

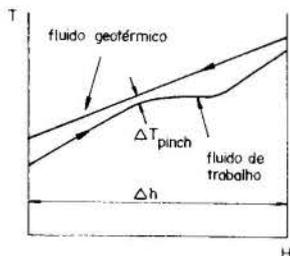
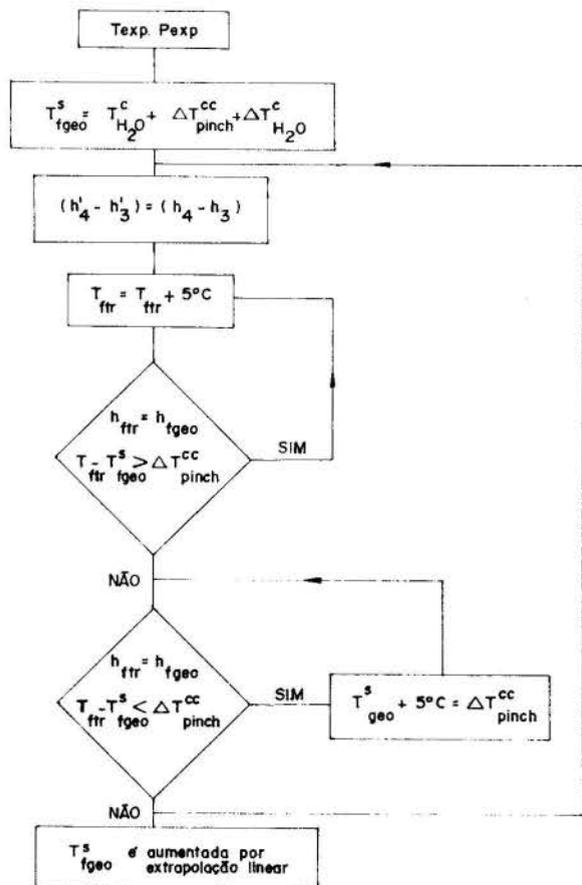


Figura 13 - Diagrama ilustrativo do processo de "matching" usado no método de análise.

O objetivo essencial do método é o "matching" entre a fonte quente (fluido geotérmico) e o ciclo (fluido de trabalho). Iterativamente, determina-se a temperatura final do fluido geotérmico (T_{fgeo}^s) a partir da temperatura e da pressão de entrada no expansor e da elevação da temperatura da água refrigerante selecionadas. De posse desses valores, calcula-se a potência de saída e demais parâmetros termodinâmicos.



onde

T_{exp} , P_{exp} : temperatura e pressão de entrada do expansor especificadas

T_{fgeo}^s : temperatura de saída do fluido geotérmico

$T_{H_2O}^c$: temperatura da água refrigerante

ΔT_{pinch}^{cc} : temperatura "pinchpoint" de diferença entre a caldeira e o condensador

T_{ftr} : temperatura do fluido de trabalho.

As Equações de Balanço

$$Q_H = \dot{m}_{fgeo} \cdot c_{p_{fgeo}} \cdot \Delta T$$

$$\dot{m}_{ftr} = \frac{Q_H}{(h_4 - h_3)}$$

$$\dot{W}_{exp} = \dot{m}_{ftr} (h_4 - h_1)$$

$$\dot{W}_{bomba} = \dot{m}_{ftr} (h_3 - h_2)$$

$$Q_C = \dot{m}_{ftr} (h_1 - h_2)$$

$$\dot{m}_{H_2O} = \frac{Q_C}{c_{p_{H_2O}} \cdot \Delta T}$$

$$\dot{W}_{bomba}^{H_2O} = \frac{\dot{m}_{H_2O}}{\rho_{H_2O}} \cdot \frac{\Delta p^{H_2O}}{\eta_{motor} \eta_{bomba}}$$

$$\dot{W}_{bomba}^{fgeo} = \frac{\dot{m}_{fgeo}}{\rho_{fgeo}} \cdot \frac{\Delta p^{fgeo}}{\eta_{motor} \eta_{bomba}}$$

onde

\dot{m}_{ftr} : vazão mássica do fluido de trabalho

\dot{m}_{fgeo} : vazão mássica do fluido geotérmico

\dot{m}_{H_2O} : vazão mássica da água refrigerante

$c_{p_{H_2O}}$: calor específico da água

$c_{p_{fgeo}}$: calor específico do fluido geotérmico

Q_H : calor total usado para geração de potência

Q_C : calor extraído pelo condensador

\dot{W}_{exp} : potência extraída pelo parafuso expansor

\dot{W}_{bomba} : potência da bomba de alimentação

$\dot{W}_{bomba}^{H_2O}$: potência da bomba do fluido refrigerante

ρ_{H_2O} : densidade da água

ρ_{fgeo} : densidade do fluido geotérmico

Δp^{fgeo} : diminuição de pressão através da caldeira

Δp^{H_2O} : diminuição de pressão através do condensador

η_{motor} : rendimento do motor

η_{bomba} : rendimento da bomba.

As Propriedades Termodinâmicas

As propriedades termodinâmicas foram estimadas através das equações de estado de Lee-Kesler para fluidos apolares ou ligeiramente polares (freons, hidrocarbonetos) e a de Martin-Hou para fluidos polares (água) (i) a equação de estado de Lee-Kesler

$$Z = Z^{(o)} + \frac{\omega}{\omega(r)} (Z^{(r)} - Z^{(o)})$$

onde

$Z^{(o)}$ é o fator de compressibilidade de um fluido simples (molécula esférica)

$Z^{(r)}$ é o fator de compressibilidade de um fluido de referência "pesado" (molécula não-esférica)

ω é o fator acêntrico

$\omega^{(r)}$ é o fator acêntrico do fluido de referência.

Tanto $Z^{(o)}$ como $Z^{(r)}$ podem ser expressos na forma

$$Z = \frac{P_r V_r}{T_r} = 1 + \frac{B}{V_r} + \frac{C}{V_r^2} + \frac{D}{V_r^5} + \frac{C_4}{T_r^3 V_r^2} \left[\beta + \frac{\gamma}{V_r} \exp\left(-\frac{\gamma}{V_r}\right) \right]$$

onde

P_r é a pressão reduzida = P/P_c (pressão crítica)

T_r é a temperatura reduzida = T/T_c (temperatura crítica)

V_r é o pseudo volume reduzido = $\frac{P_c V}{RT_c}$

C_4 , β e γ são constantes

B, C e D são funções de T_r .

Para o cálculo da entalpia residual utilizou-se

$$\frac{\Delta H_{res}}{RT_c} = T_r \left\{ (Z-1) - \frac{b_2 + 2b_3/T_r + 3b_4/T_r^2}{T_r V_r} - \frac{c_2 - 3c_3/T_r^2}{2T_r V_r^2} + \frac{d^2}{5T_r V_r^5} + 3E \right\}$$

onde b_2, b_3, b_4, c_2, c_3 e T_c são constantes.

(ii) A equação de estado de Martin-Hou

$$P = \frac{RT}{V-b} + \sum_{i=2}^5 (A_i + B_i T + C_i e^{-kT_r}) / (V-b)^i$$

onde A_i, B_i e C_i e b são constantes determinadas pelo princípio dos estados correspondentes, k é uma constante associada com a curvatura das isométricas e V é o volume específico.

Para o cálculo da entalpia empregou-se as seguintes equações:

$$h = (\alpha - R)T + \frac{1}{2} \beta T^2 + \frac{1}{3} \gamma T^3 + \frac{1}{4} \delta T^4 + \frac{1}{5} \eta T^5 + PV + \sum_{i=2}^5 \frac{A_i + (1 + kT/T_c) C_i e^{-kT/T_c}}{(i-1)(V-b)^{(i-1)}} + X$$

onde

$$X = h_{ref} - [(\alpha - R)T_{ref} + \frac{1}{2} \beta T_{ref}^2 + \frac{1}{3} \gamma T_{ref}^3 + \frac{1}{4} \delta T_{ref}^4 + \frac{1}{5} \eta T_{ref}^5 + P_{ref} V_{ref} + \sum_{i=2}^5 \frac{A_i + (1 + kT/T_c) C_i e^{-kT_{ref}/T_c}}{(i-1)(V_{ref}-b)^{(i-1)}}]$$

$h_{ref}, P_{ref}, V_{ref}, T_{ref}$ são respectivamente a entalpia, a pressão, o volume e a temperatura de referência

$\alpha, \beta, \gamma, \delta, \eta$ são constantes associadas a equação polinomial do calor específico.

Demais propriedades termodinâmicas, valores das constantes, bem como os limites de aplicação de ambas

equações de estado podem ser encontradas nas referências [7][8].

O método de análise descrito acima assegura que para quaisquer condições de entrada do expensor e elevação da temperatura da água refrigerante a potência seja um máximo, porém, os valores escolhidos não são necessariamente os ótimos para a potência de saída. A análise completa do ciclo é então conectada a um pacote de minimização a multivariáveis, onde tanto a temperatura como a pressão de entrada e a elevação da temperatura da água refrigerante são variadas simultaneamente até que uma potência de saída ótima seja obtida. O método é, evidentemente, válido para qualquer máquina térmica e portanto a comparação entre o ciclo Trilateral e o ciclo de Rankine Orgânico (CRO) é por este método válida.

ABSTRACT

This paper describes the evaluation of a novel heat engine based on the Trilateral Flash Cycle. It requires the development of efficient two phase expanders (e.g. Lysholm twin screw, rotary vane) and the use of organic working fluids. The sequence of processes on which the engine operates is similar to that of the Rankine cycle, i.e., pressurisation, heating, expansion and cooling of a volatile working fluid. However, its most significant differing feature is that the expansion process involves the flash evaporation of the working fluid from pure liquid to a liquid-vapour two phase mixture.

The superiority of the Trilateral over the Organic Rankine cycle is shown by means of a comparative study involving several working fluids.

MISTURAS DE FLUIDOS ORGÂNICOS COMO FLUIDOS DE TRABALHO
PARA UMA CENTRAL TÉRMICA A CICLO TRILATERAL



Rui Pitanga Marques
Departamento de Eng. Química-PUC/RJ
Rua Marques de São Vicente 225
CEP 22453 - Rio de Janeiro - RJ

Ian K. Smith
Department of Mech. Engineering
The City University
Northampton Square
LONDON EC1V 0HB Inglaterra



RESUMO

A otimização de uma central térmica baseada no ciclo Trilateral requer um expansor híbrido constituído por um parafuso de Lysholm e uma turbina. Resultados ótimos são obtidos se o fluido de trabalho usado deixar o expansor como vapor saturado seco. Misturas binárias de hidrocarbonetos foram investigadas. A mistura de n-pentano e 2,2-dimetilpropano foi considerada a mais adequada para a central térmica em questão a temperaturas de entrada de expansor entre 150-180°C. Diagramas Temperatura-Entropia (T-S) desta mistura binária foram obtidos para diversas composições.

INTRODUÇÃO

A realização de uma central térmica baseada no ciclo Trilateral depende como vimos anteriormente [1] de expansores bifásicos eficientes. Entretanto, estudos de talhados das características do parafuso de Lysholm, realizado com a ajuda de fabricantes, mostraram que uma razão volumétrica de 5:1 com queda de pressão através do rotor não excedendo a 10 bar é provavelmente o limite superior para um regime de operação eficiente. Isso limitaria em muito a capacidade de geração de uma central térmica baseada no ciclo Trilateral. Portanto, apesar de uma eficiência máxima de 72% e eficiências médias em torno de 65% obtidas com o parafuso, como seria possível construir centrais térmicas na faixa do megawatt mantendo o expansor com dimensões razoáveis? Uma solução possível, sugerida por Smith [2], seria expandir o fluido de trabalho a alta pressão em um ou dois parafusos e realizar a expansão a pressões mais baixas numa turbina de um único estágio no qual o fluido deixaria o parafuso quase completamente seco e se vaporizaria por completo ao passar pela turbina como mostrado esquematicamente na figura 1. O diagrama temperatura-entropia correspondente é mostrado na figura 2.

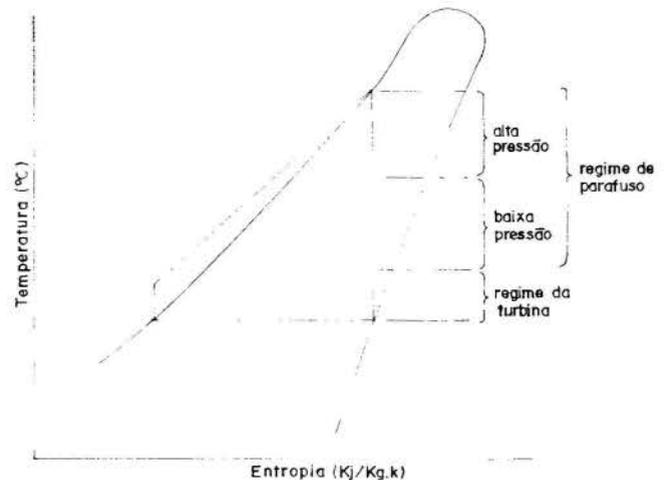


Figura 2 - Diagrama T-S do ciclo Trilateral correspondente a fig.1.

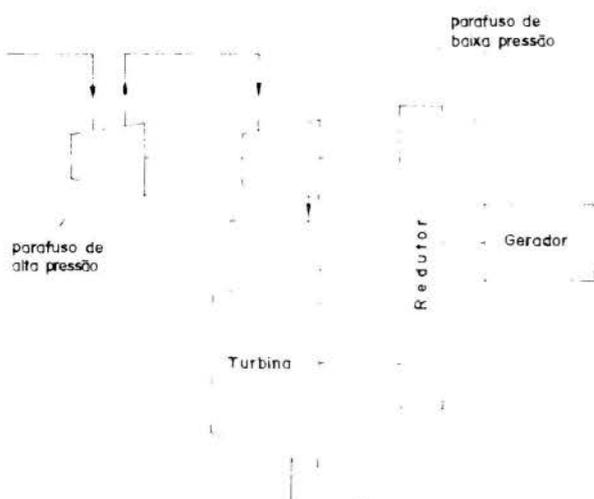


Figura 1 - Representação esquemática da expansão em estágios (parafuso + turbina) do ciclo Trilateral.

O próximo passo seria então investigar um fluido de trabalho adequado cuja curva de saturação representada num diagrama temperatura-entropia fosse semelhante àquela mostrada na figura 2. Para o intervalo de temperatura entre 120-200°C no qual o rendimento do ciclo Trilateral é superior ao ciclo de Rankine, Smith et al. [3] encontrou no n-pentano um fluido bastante razoável. A uma temperatura um pouco acima de 180°C, o n-pentano atinge condições de vapor seco para uma temperatura de condensação de 35°C enquanto que a 166°C, o 3-metil-1-buteno aparece como outro bom candidato. No entanto, este fluido devido a sua ligação dupla é termicamente instável [4] e consequentemente inadequado para esta aplicação. Para temperaturas entre 150-180°C, Smith não encontrou nenhum fluido que atingisse o estado vapor para a temperatura de condensação mencionada acima, daí a ideia de se investigar misturas binárias de fluidos orgânicos cujas curvas de saturação possuíssem inclinação positiva.

SELEÇÃO DO FLUIDO DE TRABALHO

O fluido de trabalho ideal para o ciclo Trilateral para temperaturas de entrada no expansor entre 150-180°C, se existir, deve ser caracterizado razoavelmente bem pelos seguintes requisitos:

- (i) Para maximizar a eficiência do expansor, a curva de saturação deve possuir gradiente positivo (como mos

trado na fig.2) para se atingir a sua saída vapor quase seco. Para a obtenção de uma curva de saturação de gradiente positivo parece ser necessário que o fluido possua molécula grande. A inclinação da curva de saturação do vapor é relacionada com o número de átomos na molécula [5].

- (ii) A queda de pressão através do expansor não deve ser muito elevada para evitar grandes perdas por vazamento no parafuso expansor.
- (iii) A temperatura máxima do fluido não deve ser muito próxima do ponto crítico para evitar pressões excessivas e manter uma "temperature matching" com a fonte de calor no trocador de calor.
- (iv) A energia específica do fluido deve ser elevada já que a diminuição na entalpia específica durante a expansão bifásica é muito menor do que na fase vapor. Perdas, devido ao atrito, na saída do expansor podem se tornar relativamente grandes. Por esta razão fluidos com baixo peso molecular são preferíveis. Assim, os hidrocarbonetos são sob este aspecto mais interessantes que os freons.
- (v) Numa central térmica para o qual o intervalo de temperatura de condensação varia normalmente entre 20-40°C, a pressão de condensação deve, de preferência, exceder a 1,0 bar para manter o expansor compacto e além disso reduzir a possibilidade de vazamento de ar para dentro do condensador.
- (vi) O fluido de trabalho deve possuir velocidade sônica elevada. Se o peso molecular do fluido for muito grande, por exemplo, maior do que 150, a velocidade sônica do fluido torna-se baixa especialmente na região bifásica onde ela pode atingir valores de até 25 m/s [3]. Por esta razão freons não são fluidos tão interessantes quanto os hidrocarbonetos.
- (vii) O fluido de trabalho deve ser termicamente estável na região crítica além de não-tóxico, não-inflamável e compatível com os materiais normais de construção.
- (viii) As viscosidades do fluido no estado líquido e no estado gasoso devem ser baixas para minimizar a queda de pressão e maximizar o coeficiente de transferência de calor por convecção.
- (ix) E finalmente, o fluido de trabalho deve ser barato e disponível em abundância.

No caso de misturas de fluidos orgânicos dois requisitos adicionais se fazem necessários:

- (x) A diferença entre os pontos de ebulição e orvalho deve ser pequena para manter a condensação isotérmica, caso contrário, a potência extraída durante o processo de expansão será bastante reduzida. Uma pequena diferença entre os pontos de ebulição e orvalho pode ser parcialmente conseguida se cada componente da mistura possuir o mesmo número de átomos na molécula.
- (xi) Os componentes da mistura devem ser totalmente miscíveis.

O MODELO TERMODINÂMICO

Correlações para a determinação de propriedades termodinâmicas de fluidos puros e misturas para uma larga gama de pressões utilizam equações de estado [6]. A grande vantagem destas reside no fato de se poder correlacionar diversas propriedades termodinâmicas (entalpia, entropia, fugacidade) a partir de uma gama limitada de dados experimentais. A acuidade dos resultados depende da escolha da equação de estado assim como da regra de mistura adotadas.

Entre as inúmeras publicações sobre equações de estado que aparecem em profusão na literatura [7] destacam-se as equações cúbicas de Peng-Robinson (PR) [8] e de Redlich-Kwong-Soave (RKS) [9] e a equação de Lee-Kesler (LK) [10]. A discussão dos méritos relativos de cada uma delas não é objeto deste artigo e os autores se limitarão apenas a descrever de maneira breve o método usado para o cálculo do equilíbrio líquido-vapor (pontos de ebulição e orvalho) e das propriedades termodinâmicas (entalpia, entropia) necessárias para a construção de diagramas temperatura-entalpia.

O EQUILÍBRIO DE FASES

O equilíbrio líquido-vapor é determinado pela igualdade das fugacidades

$$f_i^V = f_i^L \quad (1)$$

onde os índices V e L designam valor e líquido respectivamente. Se o método das equações de estado for aplicado, a equação 1 se torna

$$y_i \phi_i^V = x_i \phi_i^L$$

onde ϕ_i s são os coeficientes de fugacidades que para a equação de estado de Redlich-Soave podem ser escritos da seguinte forma

$$\ln \phi_i = \frac{b_i}{b} (Z-1) - \ln(Z-B) - \frac{A}{B} \left[2 \sum_j \frac{w_j a_{ij}}{a} - \frac{b_i}{b} \right] \ln \left(1 + \frac{B}{Z} \right)$$

onde

$$a = \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^m w_i w_j a_{ij}$$

com $a_{ij} = (1 - k_{ij}) \sqrt{a_i a_j}$ regras de misturas

$$b = \sum_{i=1}^m w_i b_i \quad m - \text{n}^\circ \text{ de componentes}$$

k_{ij} - parâmetro de interação

w_i - fração molar (líquido ou vapor)

Z - o fator de compressibilidade = $\frac{PV}{RT}$

$$A = \frac{aP}{R^2 T^2}$$

$$B = \frac{bP}{RT}$$

A EQUAÇÃO DE ESTADO DE REDLICH-KWONG-SOAVE

A equação é uma modificação proposta por Soave [9] à equação original de Redlich-Kwong [11]. Esta pode ser escrita da seguinte maneira:

$$P = \frac{RT}{V-b} - \frac{a}{T^{1/2} V(V+b)}$$

Na modificação proposta por Soave o termo $a/T^{1/2}$ foi substituído por outro mais geral $a(T)$

$$P = \frac{RT}{V-b} - \frac{a(T)}{V(V+b)}$$

esta equação pode ser reescrita na forma

$$Z^3 - Z^2 + (A-B-B^2)Z - AB = 0$$

A temperaturas que não a crítica, $a(T)$ é expresso da seguinte forma

$$a_{ii}(T) = a_{c_i} \alpha_{m_i}(T)$$

onde

$$a_{c_i} = \Omega_a \frac{R^2 T_{c_i}^2}{P_{c_i}}$$

$$\text{com } \Omega_a = \frac{1}{9(2^{1/3} - 1)}$$

$$\alpha_{m_i}^{1/2} = 1 + m_i [1 - (T/T_{c_i})^{1/2}]$$

os m_i foram correlacionados por Soave em função do fator acêntrico ω_i

$$m_i = 0,48 + 1,574 \omega_i - 0,176 \omega_i^2$$

Para o caso de hidrocarbonetos os m_i foram corrigidos por Graboski e Daubert [12]

$$m_i = 0,48508 + 1,55171\omega_i - 0,15613\omega_i^2$$

para o co-volume b temos

$$b_i = \Omega_b \frac{RT_c i}{P_c i}$$

com

$$\Omega_b = \frac{(2^{1/3} - 1)}{3}$$

PROPRIEDADES TERMODINÂMICAS

Para o cálculo das propriedades termodinâmicas foram usadas as seguintes expressões de entropia e entalpia residuais que podem ser encontradas na referência [13]

$$P = \frac{RT}{V-b} - \frac{a\alpha}{V(V+b)} \quad \text{equação de estado de Soave}$$

onde

$$\alpha = \left[1 + m \left(1 - \sqrt{\frac{T}{T_c}} \right) \right]^2$$

$$\frac{d\alpha}{dT} = -\frac{m}{T} \sqrt{\frac{aT}{T_c}}$$

$$\Delta H = RT \left\{ (1-Z) + \frac{a}{bRT} (\alpha-T) \frac{d\alpha}{dT} \ln \left(1 + \frac{b}{V} \right) \right\} \quad (2)$$

e para a entropia

$$\Delta S = -R \left\{ \ln \left[Z \left(1 - \frac{b}{V} \right) \right] + \frac{a}{bR} \cdot \frac{d\alpha}{dT} \ln \left(1 + \frac{b}{V} \right) \right\} \quad (3)$$

Para o caso de misturas teremos

$$D_i = -T \frac{d(a\alpha)_i}{dT} = \left\{ m(a\alpha) \sqrt{\frac{T}{T_c}} \right\}_i$$

$$D = \sum_i \sum_j w_i w_j m_j (1 - k_{ij}) \sqrt{a_i \alpha_i} \sqrt{a_j \alpha_j} \left(\frac{T}{T_c} \right)_j$$

$$\Delta H = RT \left\{ (1-Z) + \frac{A}{B} \left(1 + \frac{D}{a\alpha} \right) \ln \left(1 + \frac{B}{Z} \right) \right\}$$

$$\Delta S = -R \left\{ \ln(Z-B) + \frac{AD}{Ba\alpha} \ln \left(1 + \frac{B}{Z} \right) \right\}$$

A expressão para a determinação da entalpia

$$H = \underbrace{\left[H_{\text{mis}}^{\text{res}}(T,P) - H_{\text{mis}}^{\text{res}}(T,0) \right]}_{\Delta H} - \underbrace{H_{\text{mis}}^{\text{ideal}}(T,0)}_{\text{entalpia do gás ideal}}$$

O 1º termo a direita da expressão acima é a entalpia residual cuja expressão é dada pela eq.2 enquanto que o 2º termo representa a contribuição do gás ideal que é obtida a partir das capacidades caloríficas a pressão zero dos componentes puros.

As capacidades caloríficas a pressão zero são função da temperatura e podem ser escritas na forma polinomial seguinte:

$$C_{p_i} = A_i + B_i T + C_i T^2 + D_i T^3 + \dots$$

dessa forma

$$H_i^{\text{ideal}}(T,0) = \int_{T_0}^T c_{p_i}^0 dT \quad (4)$$

substituindo $c_{p_i}^0$ em (3) obtém-se

$$H_i^{\text{ideal}}(T,0) = A_i (T-T_0) + \frac{B_i}{2} (T^2 - T_0^2) + \frac{C_i}{3} (T^3 - T_0^3) + \frac{D_i}{4} (T^4 - T_0^4)$$

e finalmente

$$H_{\text{mis}}^{\text{ideal}} = \sum_{i=1}^m x_i H_i^{\text{ideal}}$$

onde x_i é a fração molar líquida.

Os valores das constantes A_i, B_i, C_i e D_i foram obtidos do banco de dados THERPROP [14].

De maneira análoga a entropia da mistura líquida poderá ser calculada por

$$S_{\text{mis}}(T,P) = \underbrace{\left[S_{\text{mis}}^{\text{res}}(T,P) - S_{\text{mis}}^{\text{res}}(T,0) \right]}_{\Delta S} - \underbrace{S_{\text{mis}}^{\text{ideal}}(T,0)}_{\text{entalpia do gás ideal}} + \underbrace{S_{\text{mis}}}_{\text{entalpia da mistura}}$$

como anteriormente, o primeiro termo do lado direito da expressão acima é a entropia residual. O segundo termo corresponde a entropia do gás ideal e pode ser calculado por

$$S_i^{\text{ideal}}(T,0) = \int_{T_0}^T \frac{c_{p_i}^0}{T} dT$$

para obter

$$S_i^{\text{ideal}} = A_i \ln(T/T_0) + B_i (T-T_0) + \frac{C_i}{2} (T^2 - T_0^2) + \frac{D_i}{3} (T^3 - T_0^3) + R \ln P_i/P_0$$

onde T_0 e P_0 são respectivamente a temperatura e a pressão de referência. O procedimento para o cálculo de T_0 e P_0 assim como a normalização da entalpia e da entropia são mostrados no Apêndice I.

O valor de $S_{\text{mis}}^{\text{ideal}}$ é determinado levando-se em consideração as frações molares líquidas

$$S_{\text{mis}}^{\text{ideal}} = \sum_{i=1}^m x_i S_i^{\text{ideal}}$$

Finalmente, a entropia de mistura S_{mis} é calculada por

$$S_{\text{mis}} = - \sum_{i=1}^m x_i R \ln x_i$$

Para o cálculo da entalpia e da entropia da fase vapor utiliza-se o mesmo procedimento mas ao invés de frações molares e compressibilidades líquidas são usadas aquelas da fase vapor.

A ESCOLHA DA MISTURA

Cerca de quarenta fluidos orgânicos foram analisados como eventuais candidatos para compor a mistura binária. Pelo critério apresentado na seção SELEÇÃO DO FLUIDO DE TRABALHO, a grande maioria dos fluidos selecionados foram hidrocarbonetos leves. Os aldeídos, cetonas e alcóois não apresentaram as características termodinâmicas desejadas tampouco são fluidos estáveis na região crítica. As aminas que podem ser vistas com fluidos derivados da amônia nos quais um ou mais átomos de hidrogênio são substituídos por um grupo aril ou alquil apesar de relativamente estáveis termicamente não apresentaram a curva de saturação desejada. Outros fluidos estudados como a classe de hidrocarbonetos cíclicos e dos freons foram também descartados. O refrigerante R 216 (diclorohexafluoropropano) apesar de apresentar uma curva de saturação como desejado possui peso molecular elevado e portanto inadequado para esta aplicação.

O estudo dos diversos diagramas T-S desses fluidos levou os autores a escolherem o neopentano (2,2-dimetilpropano) e o n-pentano como os mais adequados para compor a mistura binária (O leitor deve observar o caráter semi-empírico inerente a esse estudo, já que a curva de saturação não possui representação analítica). Como o espaço para apresentação deste trabalho é exíguo somente são apresentados os diagramas T-S dos fluidos que compõem a mistura assim como esta em diferentes proporções.

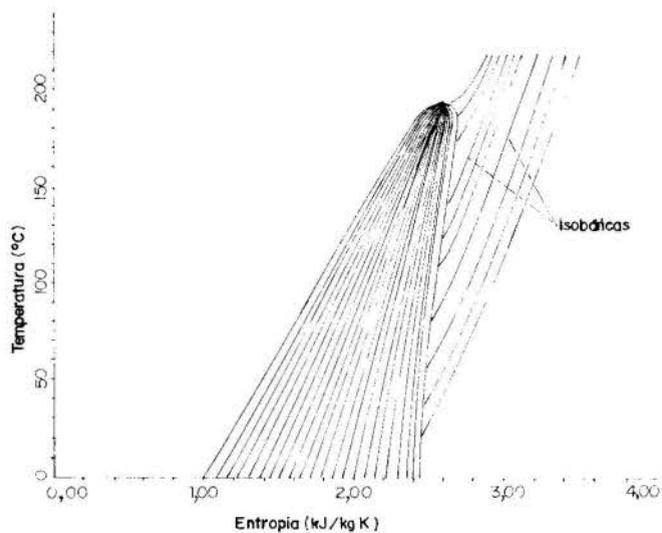


Diagrama TS para o N-pentano (C_5H_{12})

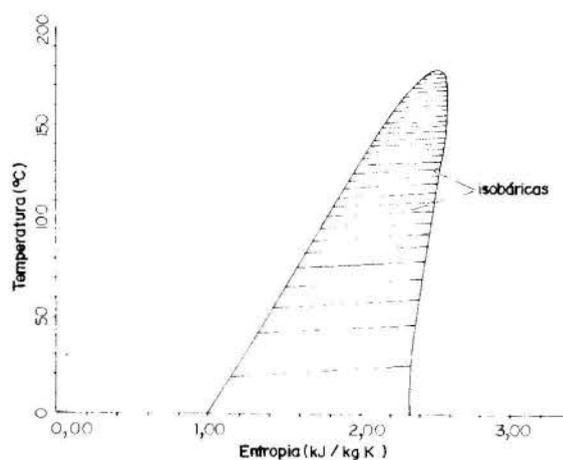


Diagrama TS da mistura binária de 50% de n-pentano e 50% de 2,2-dimetilpropano

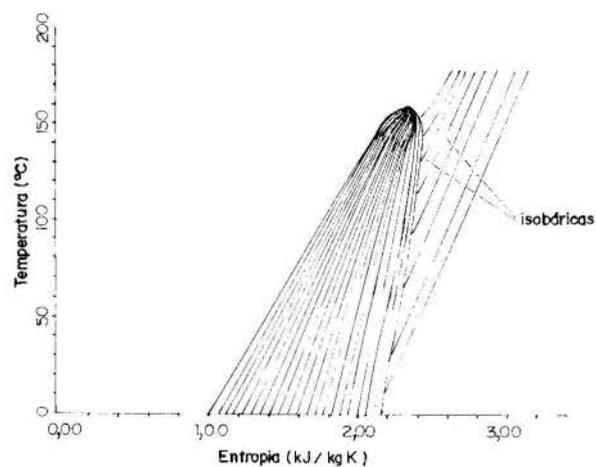


Diagrama TS para o 2,2-dimetilpropano (C_5H_{12})

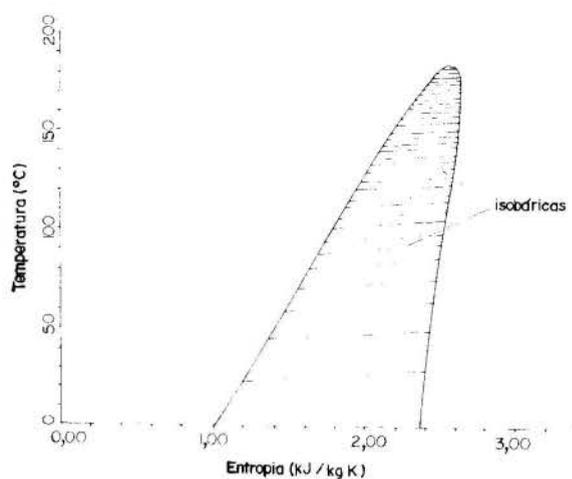


Diagrama TS da mistura binária de 65% de n-pentano e 35% de 2,2-dimetilpropano

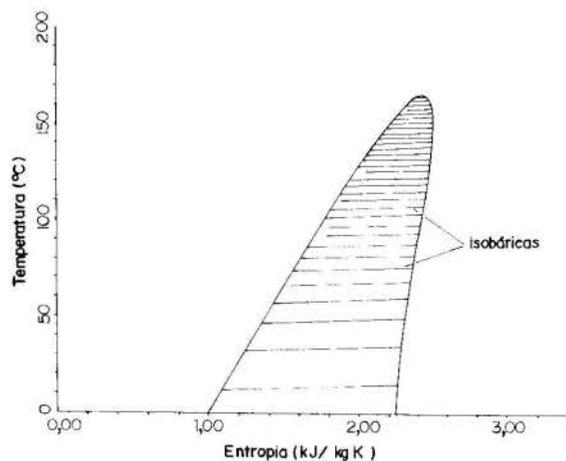


Diagrama TS da mistura binária de 15% de n-pentano e 85% de 2,2-dimetilpropano

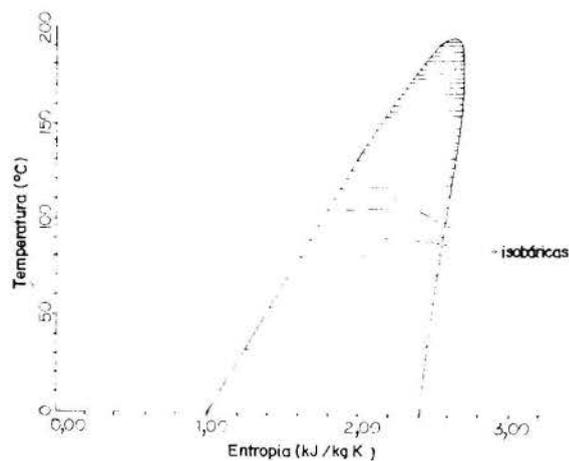


Diagrama TS da mistura binária de 95% de n-pentano e 5% de 2,2-dimetilpropano

As tabelas 1 e 2 apresentam as características "drying out" do 2,2-dimetilpropano e do n-pentano para uma eficiência isentrópica de 80%.

Temperatura de Condensação $T_c = 30^\circ\text{C}$

Temperatura de Entrada ($^\circ\text{C}$)	Pressão de Entrada (bar)	Pressão de Saída (bar)	Título	Queda de Entalpia (kJ/kg)	Razão Volumétrica de Expansão
150	27.06	2.01	0.981	48.86	57.69
145	24.96	2.01	0.931	44.19	57.76
140	22.99	2.01	0.884	40.01	57.18
135	21.15	2.01	0.839	36.19	56.19
130	19.43	2.01	0.796	32.65	54.90
125	17.82	2.01	0.754	29.35	53.38

Tabela 1 - Parâmetros termodinâmicos do 2,2-dimetilpropano após expansão.

Temperatura de Condensação $T_c = 30^\circ\text{C}$

Temperatura de Entrada ($^\circ\text{C}$)	Pressão de Entrada (bar)	Pressão de Saída (bar)	Título	Queda de Entalpia (kJ/kg)	Razão Volumétrica de Expansão
180	26.18	0.81	0.987	71.46	156.5
175	24.20	0.81	0.950	66.24	156.5
170	22.35	0.81	0.913	61.39	155.5
165	20.60	0.81	0.878	56.85	153.7
165	18.97	0.81	0.844	52.56	151.5
155	17.43	0.81	0.810	48.50	148.7
150	15.99	0.81	0.777	44.65	145.6
145	14.65	0.81	0.744	40.98	142.1
140	13.39	0.81	0.711	37.80	138.3
135	12.21	0.81	0.679	34.18	134.2

Tabela 2 - Parâmetros termodinâmicos do n-pentano após expansão.

CONCLUSÕES

O estudo de inúmeros fluidos orgânicos para compor uma mistura binária como fluido de trabalho para o ciclo Trilateral a uma eficiência isentrópica de 80% ($T_{\text{condensação}} = 35^\circ\text{C}$) levou as seguintes conclusões:

- Nenhum fluido foi encontrado cuja expansão começasse a partir de líquido saturado a temperaturas de 150°C e atingisse vapor saturado na saída do expensor.
- A temperaturas entre $150-180^\circ\text{C}$ três fluidos poderiam ser usados: o 2,2-dimetilpropano, o 3-metil-buteno e o tetrametilsileno.
- A mistura de n-pentano e 2,2-dimetilpropano cujas diferentes proporções podem variar de acordo com a temperatura de entrada foi considerada a mais adequada para essa aplicação.
- O uso de tal mistura binária permite a utilização de turbinas radiais de alta eficiência e baixo custo como estágio final de expansão numa central baseada no ciclo Trilateral.

Com isso, estende-se o campo de aplicação do ciclo Trilateral a potências mais elevadas (acima de 3 Megawatts) diminuindo-se os custos se, caso contrário, fosse apenas utilizado o parafuso de Lysholm como expensor.

REFERÊNCIAS

- Ian K. Smith e R. Pitanga Marques, "O Ciclo Trilateral: Uma nova máquina térmica para o aproveitamento de energia a partir de fontes de calor a baixa entalpia", 3rd Brazilian Thermal Sciences Meeting, Itapema (SC), Brazil, 1990.
- Smith, I.K., "Project SPHERE: An assessment of the Practicability of the Trilateral Wet Vapour Cycle for Recovery of Power from Low Grade Heat Sources", Thermo-Fluids Engineering Research Cen-

tre Report, The City University, England, 1985.

- Abubaker, M., Smith, I.K. and Heppenstall, T., "A Comparison of Three Surface Plant Options for the Conversion of Geothermal Energy from Hot Dry Rocks", IRD Report 86/17, England, 1986.
- Blake, E.L., Hamman, W.E., Edwards, J.W., Reichard, L.E. and Art, M.R., "Thermal Stability as a Function of Chemical Structure", J.Chem. and Eng.Data, vol.6, nº 1, 1961.
- Tabor, H. and Bronicki, L., "Establishing Criteria for Fluids for Small Vapor Turbines", paper 931c, SAE National Transportation, Powerplant, Fuels and Lubricants Meeting, 1964.
- Starling, K.E., Speicevich, C.M., Fish, L.W., Gin, K.M., Aboul-Fouth, K.H., Kumar, K.H., Lee, T.J., Milani, J.S. and Zemp, K.L., "Development of Working Fluid Thermodynamic Properties Information for Geothermal cycles: Phase 1" Report nº ORO-52499-2 University of Oklahoma Norman USA.
- Reid, R.C., "Retrospective Comments on Physical Property Correlations" Fluid Phase Equilibria, vol. 14, pp 225-234, 1983.
- Peng, D.Y. and Robinson, D.B., "A New Two-Constant Equation of State", Ind.Eng.Chem.Fundamentals, vol 15, pp 59-64, 1976.
- Soave, G., "Equilibrium Constants from a modified Redlich-Kwong equation of state", Chem.Eng.Science, vol.27, pp 1197-1203, 1972.
- Lee, B.I. and Kesler, M.G., "A Generalized Thermodynamic Correlation Based on Three-parameter Corresponding States", A.I.Ch.E.Journal, vol. 21, p 510, 1975.
- Redlich, O. and Kwong, J.N.S., "On the Thermodynamics of Solutions. An Equation of State. Fugacities of Solutions", Chem.Rev. vol.44, p233, 1949.
- Graboski, M. and Daubert Th., "A Modified Soave Equation of State for Phase Equilibrium Calculations. I Hydrocarbon Systems", Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev., vol. 17, p 443, 1976.
- Walas, S.W., "Phase-Equilibria in Chemical Engineering", Butterworth Publications, 1985.
- Smith, I.K., "THERPROP Data Bank", The City University, 1981.

APÊNDICE I

A temperatura de referência é fixada a 0°C ($273,15^\circ\text{K}$) de acordo com o valor de referência usado pela ICI (Imperial Chemical Industries)

$$\text{à } 0^\circ\text{C} \quad h_f = 100 \text{ kJ/kg} \quad \text{e} \quad s_f = 1 \text{ kJ/kg}^\circ\text{K}$$

O procedimento para a normalização da entalpia é o seguinte

- Calcule a pressão de bolha a 0°C .
- Calcule a entalpia no ponto de bolha a 0°C . Chame este valor de X e faça a correção de tal forma que $h_f = 100 \text{ kJ/kg}$ a 0°C .

$$X + X_{\text{CORREÇÃO}} = 100$$

assim

$$X_{\text{CORREÇÃO}} = 100 - X$$

portanto para qualquer outro ponto

$$h_f = h + X_{\text{CORREÇÃO}}$$

O procedimento para a normalização da entropia é absolutamente análogo com $s_f = 1 \text{ kJ/kg}$.

Assim

$$Y + Y_{\text{CORREÇÃO}} = 1$$

então

$$Y_{\text{CORREÇÃO}} = 1 - Y$$

agora para qualquer outro ponto

$$s_f = S + Y_{\text{CORREÇÃO}}$$

ABSTRACT

The optimization of the Trilateral Flash Cycle Power plant requires a multi-stage expander consisting of a Lysholm machine and a conventional turbine. Optimum results are obtained from this cycle if a working fluid is used which leaves the expander as dry saturated vapour.

A binary mixture of hydrocarbon was therefore sought which, by variation of the constituent proportions, would satisfy this requirement for a range of inlet temperatures when the condensing temperature is constant.

The Redlich-Kwong-Soave cubic equation of state was used to estimate vapour-liquid equilibria and thermodynamic properties of organic binary mixtures at high pressures.

The mixture of n-pentane and 2,2-dimethylpropane was found to be the most suitable for the TFC system for expander inlet temperatures between 150-180°C.

Temperature-entropy (TS) diagrams of the organic binary mixture were obtained for several compositions.

III ENCIT – Itapema, SC (Dezembro 1990)

DESARROLLO DE UN SISTEMA DE GASIFICACION DE CARBON VEGETAL DE 5-10 KW PARA BOMBEO DE AGUA



JORGE DUQUE, JORGE MARCIAL

Centro de Investigación Experimental en Tecnología Energética
Facultad de Ingeniería Mecánica
Escuela Superior Politécnica del Litoral, ESPOL



RESUMEN

Se diseñó, construyó y evaluó el funcionamiento de una planta de gasificación de 5-10 KW de carbón vegetal para bombeo de agua para tres combinaciones garganta refractaria-tobera. Para todos los casos, la calidad del gas producido estuvo en el rango reportado para estos sistemas. La planta de gasificación con la mejor combinación en términos de estabilidad de operación, fue conectada a un motor de encendido por chispa de 7 HP (5.22 KW) acoplado a una bomba centrífuga de 2" (50.8 mm) de diámetro de succión y descarga, obteniéndose cabezal y caudal máximos de 16 m y 326 litros por minuto.

INTRODUCCION

El presente trabajo tiene su origen en el interés de la Escuela Superior Politécnica del Litoral (ESPOL) a través del Centro de Investigación Experimental en Tecnología Energética (CETE), de la Facultad de Ingeniería Mecánica, en el desarrollo de la tecnología de producción y uso de gas pobre en aplicaciones de fuerza motriz para el área rural, utilizando materia prima disponible en nuestro país, esto es, combustible biomásico [1, 2]. Debido a la poca información reportada por centros con experiencia en este tipo de tecnología sobre reglas de diseño de gasificadores de carbón vegetal en el rango de 5-20 HP (3.7-15 KW), se tuvo que generar y probar reglas preliminares de diseño.

DISEÑO DE LA PLANTA DE GASIFICACION

Selección de la Capacidad del Sistema. La selección de la capacidad del sistema esta dada por la bomba escogida cuyas características se muestran en la tabla 1.

Tabla 1. Características de la Bomba

Tipo	: Bomba centrífuga autocebante
Potencia del motor a gasolina:	2.5 HP (1.86 KW)
Velocidad	: 3500 RPM
Caudal	: 70 GPM (0.265 m ³ /min)
Cabezal total	: 24 m. de H ₂ O
Diámetro de succión	: 50.8 mm.
Diámetro de descarga	: 50.8 mm.

Debido al bajo poder calorífico del gas pobre de carbón vegetal relativo al de la gasolina no se puede obtener los 2.5 HP (1.86 KW) con este tamaño de motor por lo que se seleccionó un motor de mayor potencia. El motor seleccionado es un BRIGGS & STRATTON monocilíndrico de cuatro tiempos, enfriado por aire con las siguientes características: potencia máxima (HP/RPM)= 7/3600, cilíndrica (cc) = 276, diámetro interno x carrera (tam x mm) = 76.2 x 60.3, relación de compresión = 6.2:1.

Dimensionamiento del Gasificador y Sistemas Anexos. En la información generada por entidades o centros que llevan trabajando por mucho tiempo en la tecnología de gas pobre en países como Holanda, Suecia, Alemania, Filipinas, entre otros, no se reportan reglas

de diseño para gasificadores de carbón vegetal de potencias en el rango de 5-20 HP (3.7-15 KW), sólo se reportan los trabajos realizados en estos sistemas [3]. La adaptación de un procedimiento de diseño para este tipo de gasificadores en el que se basó la selección del sistema a construirse y probar se reporta en [4].

El gasificador diseñado tiene dimensiones similares a los gasificadores de tiro descendente de diseño BECE y al de la Universidad de PRINCE OF SONGKIA en Tailandia [5]. Se tomó en cuenta en la construcción las observaciones y recomendaciones sugeridas para solucionar los problemas de operación reportados en la literatura [3]. El esquema del gasificador construido con sus dimensiones principales se muestran en la Fig. 1.

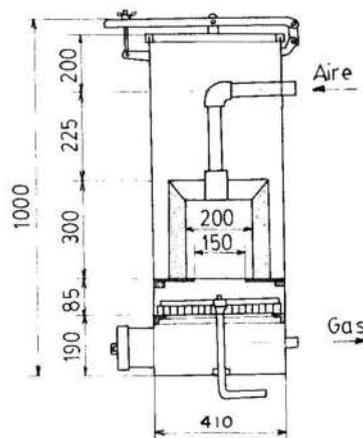


Fig. 1 Gasificador de carbón vegetal.

Sistema de Filtrado y Enfriamiento de Gases. El sistema de depuración o filtrado de gas está formado por un ciclón y un filtro de mangas. El ciclón fue diseñado de acuerdo con [6], para precipitar las partículas más gruesas (diámetro mayor a 10 micras). El filtro de mangas está fabricado de lona, tiene una área de filtrado de 0.4 m² y es el encargado de retener partículas finas, elementos vaporizados y humos.

El enfriador de gas es un intercambiador de calor por convección natural con una área aproximada de transferencia de calor de 0.37 m². El área del intercambiador fue calculada siguiendo el procedimiento dado por [7]. La disposición general del sistema se presenta en

la Fig. 2.

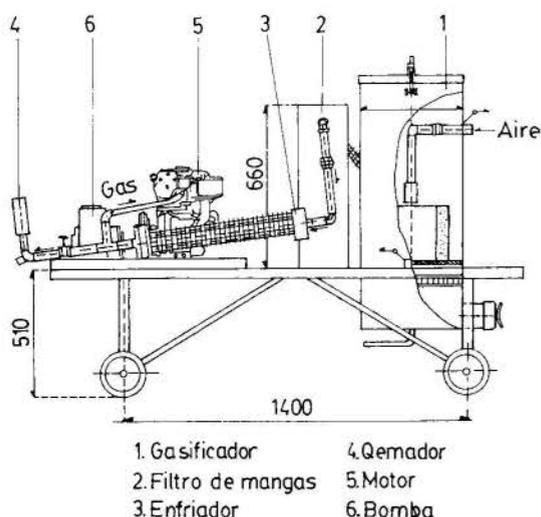


Fig. 2 Planta de gasificación para motobombeo.

Sistema de Alimentación de Gas del Motor. La única modificación realizada al motor para su funcionamiento con gas pobre se hizo en el sistema de admisión del combustible en el que se adaptó un mezclador de gas pobre/aire, para la alimentación de la mezcla al motor. Por el acople del mezclador al carburador ingresa el aire atmosférico que se une al gas proveniente del tren acondicionador de gas y con la ayuda de la turbulencia producida al encontrarse bruscamente y al pasar por la válvula de admisión se produce la mezcla gas pobre/aire. La entrada de aire es controlada mediante la válvula tipo mariposa del carburador, mientras que el flujo de gas es controlado por la válvula de bola. Este mezclador a pesar de ser de diseño sencillo permite un buen control de la mezcla.

PRUEBAS EXPERIMENTALES

En primer lugar se realizaron pruebas de gasificación, para evaluar la calidad del gas (poder calorífico, limpieza y temperatura) y el funcionamiento del sistema para posteriormente realizar las pruebas de motobombeo.

Pruebas de Gasificación. El termogasificador fue probado con carbón vegetal procesado en hornos tradicionales tipo "pila", de tamaño en el rango de 2 a 4 cm., secado al aire libre. La operación de la planta de gasificación fue evaluada para diferentes combinaciones garganta refractaria-tobera.

Una tobera fabricada de acero inoxidable con cuatro ductos divergentes de salida de aire, de 707 mm² de área de flujo y 50 mm de diámetro externo fue probada primeramente con una garganta refractaria de 150 mm de diámetro interno y 280 mm de altura de garganta (A), posteriormente una garganta refractaria de 200 mm de diámetro interno y 250 mm de altura de garganta (B). Luego este último tipo de garganta fue probada con una tobera fabricada de un tubo común de acero galvanizado de 594 mm² de área de flujo y 33.5 mm de diámetro externo (C). Las tres disposiciones probadas se presentan en la Fig. 3.

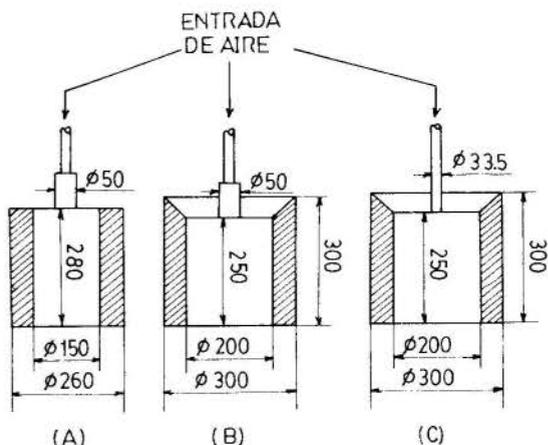


Fig. 3 Disposiciones tobera-garganta.

Para estudiar la operación del sistema se tomó el siguiente conjunto de datos: (a) condiciones ambientales (presión y temperatura); (b) peso de la carga del carbón al gasificador; (c) velocidad promedio de alimento del aire al gasificador; (d) velocidad y composición de los gases a la salida del gasificador; (e) presiones y temperaturas a la entrada y salida de cada elemento (Fig. 4); (f) grado de suciedad del gas; (g) peso del residuo sólido en el gasificador; (h) tiempo de operación.

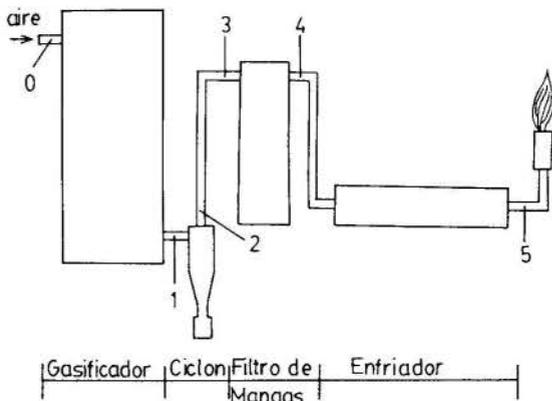


Fig. 4 Puntos de medición.

Para la medición de las presiones se utilizó un banco de manómetros de columna de agua de rango de 0-300 mm. En la medición de la temperatura se utilizó termocupla tipo K (cromel-alumel) conectadas a un colector de datos (data logger).

Para la medición de la velocidad de alimentación de aire al gasificador se utilizó un anemómetro de hilo caliente con rango de 0-500 pies/min (0-2.54 m/s). En la medición de la velocidad de descarga del gas se utilizó un tubo de pitot ubicado a la salida del enfriador. La composición de los gases se determinó utilizando un analizador Orsat. Para determinar el grado de suciedad del gas se utilizó una bomba de humo y la escala cualitativa Bacharach.

Para las tres disposiciones probadas, la composición del gas (y como resultado los poderes caloríficos) se encontraron en el rango reportado por la literatura para sistemas similares que usan carbón vegetal como materia prima [1, 5].

A continuación en la tabla 2 se presenta los resultados del gasificador para las tres disposiciones.

Tabla 2. Resultados

Disposición	A	B	C
Consumo de carbón (Kg/h)	2.4	3.1	2.3
Poder calorífico del carbón (MJ/Kg)	33.0	33.0	33.0
Flujo de gas (m ³ N/h)	9.0	12.3	10.0
Composición del gas (%):			
H ₂	3.8	4.4	2.9
CO ₂	4.7	5.5	5.3
O ₂	0.7	0.6	0.7
N ₂	64.3	61.9	66.4
CH ₄	2.3	2.7	2.1
CO	24.2	20.8	22.6
Poder calorífico del gas (MJ/m ³ N)	4.3	4.1	4.0
Energía dentro del gasificador (KW)	22.4	28.9	20.9
Eficiencia del gasificador (%)	48.1	48.3	53.2

En las pruebas realizadas con la disposición tobera-garganta A se presentaron problemas de mala circulación de carbón hacia la zona de oxidación, manifestándose con la inestabilidad de producción de gas combustible. Otro problema observado en estas pruebas fue el deterioro por oxidación a alta temperatura de la tobera.

Con la disposición B el problema de la mala circulación disminuyó y en consecuencia mejoró la estabilidad del sistema. Al finalizar las pruebas con esta disposición, se produjo la completa destrucción de la tobera, después de 33 horas de trabajo.

En la disposición C el sistema encontró su mejor estabilidad de operación, pero el problema del deterioro acelerado de la tobera continuó.

El comportamiento de la presión y la temperatura en los puntos indicados en la Fig. 4 durante la prueba con la disposición C se presentan en las Figs. 5 y 6 respectivamente.

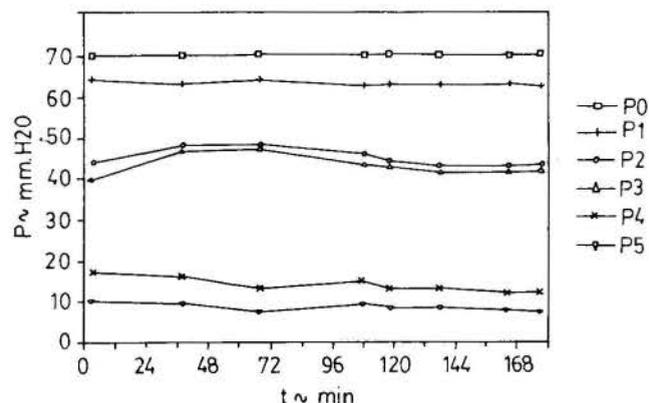


Fig. 5 Presiones vs tiempo.

Las caídas de presión en el gasificador (P1-P0) no son las dominantes en el sistema. Las caídas de presión más significativas ocurren en el filtro de mangas (P4-P3) siendo por supuesto función del flujo, pero también del grado de suciedad del gas.

Los niveles más altos de temperaturas obtenidos a la salida del gasificador son menores que los reportados en la literatura [3], esto puede deberse a las pérdidas demasiado altas de calor desde el crisol y el gasificador en general; se estima sin embargo que las

temperaturas en la zona de crisol han alcanzado niveles adecuados.

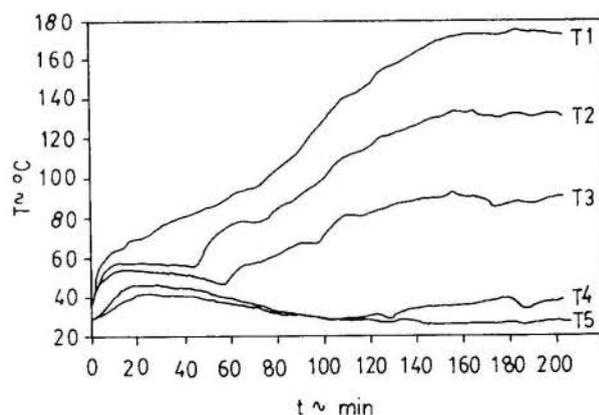


Fig. 6 Temperatura vs tiempo.

Como se puede observar en la Fig. 6 gran parte de la caída de temperatura de la corriente gaseosa ocurre entre la salida del gas del gasificador y la salida del filtro de mangas (T4-T1) teniéndose sólo una ligera caída en el enfriador (T5-T4). En general las caídas de temperatura en los diferentes puntos del sistema están asociadas al grado de humedad del gas, siendo menores al comienzo de las pruebas debido al efecto de la humedad del combustible sobre la composición del gas y mayores hacia el final de las pruebas por tener gas relativamente seco. Visualmente se pudo observar durante la prueba que aproximadamente al minuto 60 de iniciada la prueba el nivel de humedad del gas disminuyó considerablemente lo que corresponde en la Fig. 6 a una mayor separación de las curvas de temperatura principalmente entre las temperaturas de entrada y salida del filtro de mangas (T4-T3).

El contenido de suciedad del gas es muy alto al comienzo de las pruebas, tendiendo a bajar a medida que la humedad del combustible se elimina. El sistema de filtrado reduce sustancialmente la suciedad del gas, pero no se dispone de equipo para cuantificar la efectividad del tren; cualitativamente se observa que el sistema reduce el número de humo de manera apreciable, pero cuando los niveles de contaminación son altos (grado 6) el grado de humo a la salida del tren es también relativamente alto (grado 3).

Pruebas de Bombeo. Después de probar que el funcionamiento del sistema de gasificación como la calidad del gas (poder calorífico, limpieza y temperatura) se encuentran en condiciones adecuadas para el funcionamiento del motor, se realizaron pruebas de motobombeo. De estas pruebas se obtuvo la curva cabezal vs caudal para gas pobre que se presenta en la Fig. 7.

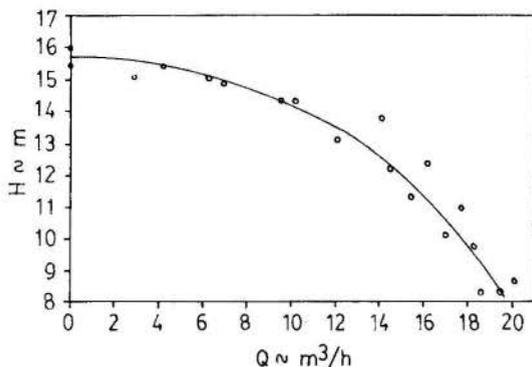


Fig. 7 Cabezal total vs caudal.

Esta prueba se realizó con el motor operando a 2560 RPM obteniéndose las siguientes características: consumo específico de combustible = 16.0-13.5 Kg/Kw-h; relación aire/gas = 1.3-1.6; cabezal máximo = 16.0 mt.; caudal máximo = 326 litros por minuto; potencia hidráulica máxima = 548 watts.

CONCLUSIONES

Se ha probado el sistema de gasificación con carbón vegetal de horno tradicional de tamaño en el rango de 2-4 cm. secado al aire, con tres disposiciones tobera-garganta refractaria obteniéndose gas combustible de composición y poder calorífico en el rango reportado en la literatura para sistemas similares y posteriormente se realizaron pruebas de motobombeo.

Los principales problemas presentados fueron: el deficiente flujo de carbón hacia la zona de oxidación que fue solucionado con el aumento de la diámetro interior de la garganta refractaria y la disminución del diámetro exterior de la tobera (disposición C) dando como resultado el aumento de la área de flujo de carbón a la entrada de la garganta refractaria; el otro problema presentado fue el acelerado deterioro de la tobera por oxidación a alta temperatura lo que no pudo ser solucionado por no encontrarse disponible en el mercado local el material recomendado para la fabricación de la tobera.

Se comprobó que el tamaño y la humedad del carbón influyen directamente en la estabilidad del sistema y en la humedad del gas respectivamente.

REFERENCIAS

- [1] Patiño Mario, "Construcción y Prueba de un Termogasificador Experimental para Residuos Forestales y Agrícolas", Tesis de Grado Facultad de Ingeniería Mecánica-ESPOL, Ecuador, 1985.
- [2] Duque J., "Utilización de la Cascarella de Arroz como Combustible para Secado de Arroz y Producción de Fuerza Motriz en Piladoras del Ecuador", Propuesta de Proyecto ESPOL-CONUEP, Ecuador, 1987.
- [3] Graf Ulrich, "Technical Performance Problems of Gas Producer - Engine Systems Gate/GTZ", FB 213, October 1987.
- [4] Duque J., Chao J., Marcial J., "Diseño, Construcción y Evaluación de un Prototipo de Planta de Gasificación de 5-10 KW de Capacidad para Bombeo de Agua", Reporte Avance Proyecto ESPOL/INE, Ecuador, 1988.
- [5] Graf Ulrich, "Charcoal Gasification at the Forest" Research Institute of Malaysi, Bremen, 1987.

[6] Liinanki, Kjellstrom, "The Producer Gas Newsletter No. 4", The Beijer Institute, Stockholm, 1986.

[7] "Generator Gas the Swedish Experience from 1939-1945", The Beijer Institute, Stockholm, Sweden, 1950.

ABSTRACT

A 5-10 KW bece type charcoal gasifier system for water pumping was designed, built and tested using 2-4 cm. size, air dried, earth kiln charcoal as fuel. The operation of the gasifier system was evaluated for three different air nozzle type -refractory throat design combinations under varying feed air flow rates. A 4 hole, 707 mm² flow area, 50 mm external diameter air nozzle was first used with A) a 150 mm internal diameter -280 mm height, and B) a 200 mm ID-250 mm height throat. Then a single hole 594 mm² flow area and 33.5 mm external diameter air nozzle was used with the 200 mm ID-250 mm height. The gas composition and quality obtained were in the range of those reported in the literature for all cases, however the smoothest operation was attained with the last combination due to the space available for the charcoal flow in the throat area.

The gasifier system with the best air nozzle-throat combination was then connected to a 2" (5 a 8 mm) suction diameter centrifugal water pump hooked to a 7 HP (5.22 KW) spark ignited gasoline engine. A maximum head of 16 m and a maximum water flow rate of 325 liters per minute were obtained at 2560 RPM when the engine was operated on charcoal gas.



UTILIZAÇÃO DE BOMBA DE CALOR, NA INDÚSTRIA DE LATICÍNIOS:
PASTEURIZAÇÃO

NEWTON RIBEIRO ROCHA
Prof. Adjunto - Deptº de Engenharia Mecânica/UFMG
Av. Antônio Carlos, 6627 - 31.270 - BH - MG
MARIA DE LOURDES VIEIRA ARAÚJO
Departamento de Engenharia Química/UFMG



RESUMO

O presente trabalho analisa a viabilidade de utilização de bombas de calor no processo de pasteurização em indústrias de laticínios de pequeno e médio porte (processamento de 3000-8000 l/h de leite), que utilizem geradores de vapor para produzir água aquecida. Define-se o sistema a ser utilizado, seleciona o fluido frigorífico, projeta os componentes da bomba de calor a partir da potência necessária, calcula os custos e a viabilidade da substituição para vários COP's relacionando-os com a capacidade de processamento da indústria.

INTRODUÇÃO

A racionalização do uso da energia na indústria, e portanto também na indústria de laticínios, é um dos problemas mais atuais que deverão ser solucionados pelos engenheiros.

Com relação à indústria de laticínios sabe-se que, a geração de vapor consome de 80 a 90% da energia total usada na indústria. É de se notar que os geradores de vapor flameotubulares utilizados nestas indústrias (pequenas e médias), não ultrapassam o rendimento térmico global de 70%. O vapor produzido normalmente a 7 bar é consumido na forma de aquecimento direto e indireto, sendo que cerca de 80% é usado na produção de água quente por via indireta (trocaadores de calor e serpentina). Os processos consomem praticamente toda esta água quente, a saber: a pasteurização e a limpeza.

Os níveis de temperatura desejados nestes processos podem ser perfeitamente atendidos com a utilização de bombas de calor, que produzem água quente obtida no resfriamento de seu condensador.

A bomba de calor é um equipamento eletrotérmico que pode fornecer rendimentos (COP, Coeficiente de Performance) da ordem de 200-600% [2], e é hoje usada com a finalidade de racionalizar o uso do óleo combustível em países industrializados (USA, FRANÇA, INGLATERRA, etc...).

Os objetivos do trabalho [1], com relação à indústria de laticínios de pequeno e médio porte visou:

- Levantar as necessidades de água quente de processo;
- Estudar e selecionar sistemas de bombas de calor para atender estas necessidades;
- Projetar os componentes dos sistemas de bomba de calor a serem usados;
- Analisar a viabilidade técnica e econômica de substituir o sistema atualmente usado para sistemas de bombas de calor.

Neste trabalho, os objetivos citados e a metodologia serão aplicados ao processo de pasteurização levantando de processos e necessidades energéticas na indústria de laticínios.

O levantamento de processos, necessidades e níveis energéticos foi realizado na indústria de laticínios Cândido Tostes (EPAMIG), tendo em vista a característica desta empresa, os dados puderam ser extrapolados para indústrias de pequeno e de médio porte. Analisaram-se todos os processos de fabricação e suas necessidades energéticas específicas.

As medições basicamente visaram: níveis de temperaturas, vazões, pressões e tempo de funcionamento de cada um dos equipamentos integrantes dos processos realizados na indústria. Visando o uso da bomba de calor, foram selecionados aqueles processos que apresentaram

possibilidade de serem atendidos energeticamente por este equipamento. Constatou-se que estas indústrias utilizam vapor (7 bar) com a finalidade de produzir água quente a ser usada na maioria dos processos, ou seja, cerca de 80% do consumo total. Os processos mais importantes com relação ao consumo de água quente foram: pasteurização e a limpeza.

Os níveis de temperatura necessários, são perfeitamente atendidos por água quente, produzida por bombas de calor (75-80°C). Como a pasteurização apresentou o índice de maior consumo energético, 50% do global, uma atenção especial foi dada a este processo. Os outros processos de menor consumo energético, como por exemplo a fabricação de queijos, tem condições de serem em boa parte atendidos pelo sistema proposto. É bom ter-se em vista que um sistema de aquecimento e distribuição de água quente produzida por vapor apresenta um rendimento médio de 60% [1].

ESCOLHA DO SISTEMA DE BOMBA DE CALOR

Uma vez estabelecidos os balanços de massa e energia dos processos, passou-se a escolha de um sistema de bombas de calor que atendesse as solicitações globais da indústria [1].

Especificamente aqui apresentar-se-á metodologia e análise da aplicabilidade para o processo de pasteurização do leite.

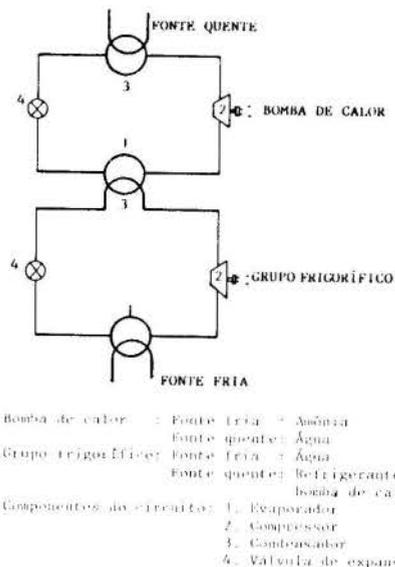


Fig. 1 Circuito em cascata.

A literatura especializada denomina o sistema de bomba de calor, que trabalha fornecendo frio e calor, de "Bomba Termo-Frigorífica". No caso de indústria de laticínios já instaladas, opta-se por utilizar um sistema denominado de "Sistema em Cascata". A particularidade deste é, utilizar o calor oriundo do condensador do sistema frigorífico de armazenamento existente, para evaporar o fluido frigorígeno da bomba de calor [2], [3], Fig. 1. A água quente obtida no condensador da bomba de calor é transportada para os locais de consumo (pasteurizador), onde após trocar calor com o leite, retorna ao condensador da bomba de calor. Observa-se que, a escolha deste tipo de sistema conduz à uma otimização energética, pois utiliza o calor contido na água de resfriamento do condensador do sistema frigorífico para aumentar a taxa de evaporação e temperatura de seu próprio evaporador. Como se sabe esta técnica, visa aumentar o Coeficiente de Performance (COP) da bomba de calor que depende da diferença entre as temperaturas de evaporação e condensação.

ESCOLHA DOS COMPONENTES E FLUIDOS DE TRABALHO

Visando o uso prático deste estudo optou-se por orientar a escolha de componentes aos dos tipos mais comuns encontrados no mercado nacional, ou seja: compressor de êmbolos semi-aberto, trocadores de calor casco-tubos (condensação externa e evaporação interna, aos tubos) e, válvula de expansão termoestática, etc...

De posse de critérios de escolha pesquisados na literatura [6], [7], [5], [4], [8], optou-se para a escolha dos refrigerantes R-12 e R-14. O critério estabelecido equacionou: propriedades críticas, temperaturas de descarga, temperatura mínima de evaporação, disponibilidade e custo.

METODOLOGIA

Como a capacidade de processamento de leite pasteurizado e o COP da bomba de calor são os parâmetros que influem mais fortemente na análise econômica, foi desenvolvido em programa computacional em linguagem PASCAL, processado no sistema IBM 4341 do LCC/UFGM, denominado de PROJETO. Este programa foi esquematizado nas seguintes etapas: a) Determinação da potência térmica necessária à bomba de calor. b) Dimensionamento de condensadores e evaporadores. c) Determinação dos custos totais para o sistema atual (gerador de vapor) e alternativo (bomba de calor).

Todas as propriedades termodinâmicas e de transporte dos fluidos são contidos em sub-rotinas.

Os dados de entrada para o programa PROCESSO, são os seguintes: vazões, temperaturas de entrada e saída da água no pasteurizador, comprimento e temperaturas das tubulações de distribuição de água quente, temperatura ambiente, tipo do fluido frigorífico, custos de investimento, operacionais, tempo de vida útil, etc... Como saída o programa PROJETO emite relatórios com:

- . Potência térmica perdida nas tubulações;
- . Potência térmica necessária à bomba de calor;
- . Dimensionamento do condensador e evaporador: área de troca, número de tubos, coeficiente global de troca de calor;
- . Custos atualizados do sistema atual e do alternativo (operacional, inicial, total).

Portanto, com a variação da potência térmica em função da capacidade de pasteurização da indústria e do Coeficiente de Performance (COP) da bomba de calor, pode-se obter gráficos, comparando os sistemas atual e alternativo (com bombas de calor).

No projeto do condensador e evaporador consideram-se opções para tubos de 1, 2 e 3m de comprimento, com diâmetro externo de 19mm (0,75 pol.) e interno de 15,75mm (0,62 pol.), passos quadrados e triangulares, quanto ao número de passos foi considerado sempre 1(um) na carcaça e variando o dos tubos. No evaporador, a amônia evaporada do sistema frigorífico cede calor ao fluido frigorígeno (R-12) da bomba de calor, e no condensador da bomba de calor a água quente é produzida para uso no processo.

RESULTADOS

Os resultados da simulação, são apresentados com relação aos dados financeiros, ou seja: quais as opções que poderiam ser utilizados economicamente. O Quadro nº 1 fornece as equações econômicas de onde foram tirados os gráficos 2, 3 e 4, onde:

- COP - Coeficiente de Performance;
- CAPINST - Capacidade do pasteurizador instalado (l/h);
- CAP (J) - Capacidades variáveis de pasteurização das empresas (l/h).

Quadro 1. Equações Empregadas na Análise Econômica para Construção dos Gráficos (Figuras 2, 3 e 4).

Equivalência dos Custos Totais (Figura 2)		
Ger. Vapor sem retorno condensado	COP =	$\frac{0.3188}{0.0896575 - 0.0312648 \frac{CAPINST}{CAP(J)}}$
Ger. Vapor com retorno condensado	COP =	$\frac{0.3188}{0.0770823 - 0.0312648 \frac{CAPINST}{CAP(J)}}$
Equivalência dos Custos Operacionais (Figura 3)		
Ger. Vapor sem retorno condensado	COP =	$\frac{0.2376753}{0.0764064 - 0.0023566 \frac{CAPINST}{CAP(J)}}$
Ger. Vapor com retorno condensado	COP =	$\frac{0.2376753}{0.0651165 - 0.0023566 \frac{CAPINST}{CAP(J)}}$
Equivalência entre Investimento Inicial e Economia Obtida no Consumo (Figura 4)		
Ger. Vapor sem retorno condensado	COP =	$\frac{0.3192266}{0.076404 - 0.0314219 \frac{CAPINST}{CAP(J)}}$
Ger. Vapor com retorno condensado	COP =	$\frac{0.3192266}{0.0651165 - 0.0314219 \frac{CAPINST}{CAP(J)}}$

Os gráficos apresentam nas abscissas a capacidade de pasteurização das empresas e nas ordenadas o coeficiente de performance necessário, da bomba de calor, para metrizados para dois casos reais quanto ao sistema de geração e distribuição de vapor (com/ou sem retorno de condensado).

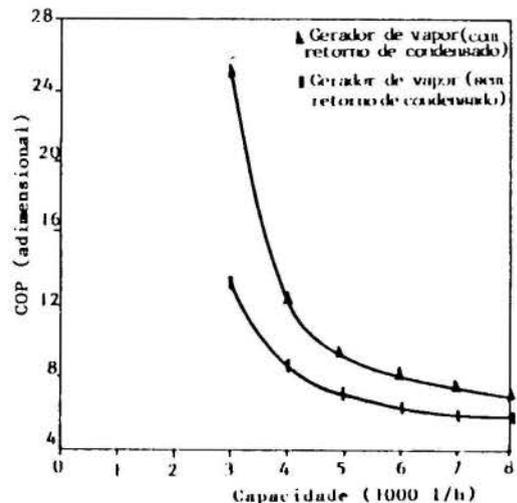


Fig. 2 Valores do COP que tornam equivalentes os custos totais dos sistemas gerador de vapor a bomba de calor, para várias capacidades de pasteurização. (Indústrias Novas)

Na figura 2, apresentam-se os resultados que tornam equivalentes os custos totais para as duas opções, para indústrias a serem instaladas.

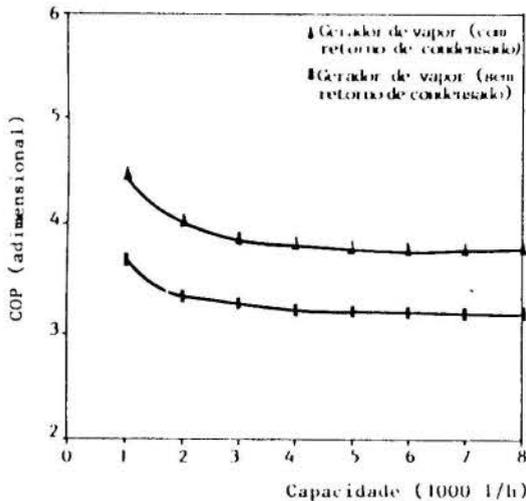


Fig. 3 Valores do COP que tornam equivalentes os custos operacionais dos sistemas gerador de vapor e bomba de calor para várias capacidades de pasteurização. (Indústrias já instaladas).

Na figura 3, apresentam-se os resultados que tornam equivalentes os custos operacionais entre as duas opções, para indústrias já instaladas.

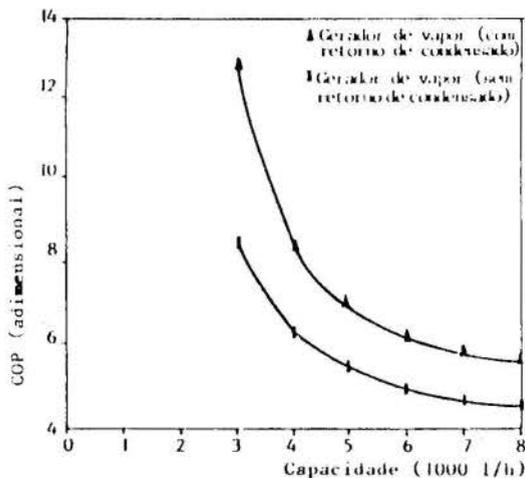


Fig. 4 Valores de COP que pagam o investimento da bomba de calor no período de vida útil. (Indústrias já instaladas).

Na figura 4, apresentam-se os resultados dos valores de COP que pagam o investimento na bomba de calor, durante o período de vida útil (15 anos), para indústrias já instaladas.

ANÁLISE DOS RESULTADOS E CONCLUSÕES

a) Para indústrias novas e tomando como limite atual de COP = 6, a fig. 2 nos apresenta: i) inviabilidade de utilização de bombas de calor para indústrias que processem menos de 4000 l/h (sem retorno de condensado), ii) que a viabilidade técnica e financeira melhora sensivelmente, com o aumento de capacidade de processamento.

b) Para indústrias já instaladas, a fig. 3 considerando só os custos operacionais (consumo de energia + manutenção), nos mostra a viabilidade do uso da bomba de calor em todos os níveis possíveis de capacidade,

melhorando tecnicamente a partir de 2000 l/h.

c) A fig. 4, se refere as possibilidades de retorno dos investimentos totais, para indústrias já instaladas; que somente existe possibilidade de instalação da bomba de calor, para indústrias que tenham capacidade maiores que 7000 l/h quando não há retorno de condensado. Para o caso de 8000 l/h, o programa forneceu o tempo de equilíbrio em 76,3 meses, com uma economia a partir desta data de 17000 BTN's/ano.

REFERÊNCIAS

- [1] Araújo, V.L.M., "Aplicação de Bomba de Calor na Indústria de Laticínios", (in portuguese), M.S. Dissertation, Federal University of Minas Gerais, Belo Horizonte, MG, Brasil, 1988.
- [2] Almin, Y., Deschamps, G., Goff, R., Laroche, G. "La Pompe à Chaleur et Ses Applications Industrielles". *Revue Générale de Thermique*, Vol. 19, pp. 705-24, 1980.
- [3] Duminil, M., "Les Diverses Familles de Pompes de Chaleur", *Revue Générale de Thermique*, Vol.19, pp. 653-75, 1980.
- [4] Barcellos, M.K., "Aplicação de Bomba de Calor a Secagem de Grãos", Dissertação de Mestrado, UFMG, Belo Horizonte, MG, Brasil, 1985.
- [5] Bauder, M.J., "Fundamentos da Técnica de Bombas de Calor", *Revista Abrava*, Vol. 6, pp. 30-6, 1982.
- [6] Bernier, J., "La Pompe de Chaleur - Mode de Emploi", Paris Pyc. Edition, Paris, France, 1979.
- [7] Edroth, A.I., "Thermodynamic Evaluation of Heat Pumps Working With High Temperatures", 799363, (Relatório Interno).
- [8] Beuzit, G., Cirotteau, J., "Recuperation de Chaleur Dans Une Fromagerie", *Revue Laitière Française*, Vol. 352, pp. 223-27, 1977.

ABSTRACT

The work considers an application of heat pumps in the dairy industry of medium size. The selection of the refrigerant gas(es) is discussed. The final results, presented in graphs and tables, illustrate the technical and economical requirements and feasibility of such systems.

SIMULAÇÃO DINÂMICA DE UM SISTEMA
DE ARMAZENAMENTO DE GASES



EURYALE DE JESUS ZERBINI
Escola Politécnica da U.S.P. - Dept. Eng. Mec.
OTAVIO DE MATTOS SILVARES
Escola Politécnica da U.S.P. - Escola de Eng. Mauá



SUMÁRIO

Apresenta-se um modelo para a simulação dinâmica de um sistema de armazenamento de gases sob radiação solar. O objetivo é investigar as temperaturas do gás fornecido pelo sistema operando em ciclos sucessivos de esvaziamento e enchimento. O modelo é aplicado a um sistema de 437 m³ de ar em Salvador, Bahia, sob radiação solar de um dia típico de verão durante 12 hs. em duas condições: a) tanque carregado; b) simulação de dezenove ciclos sucessivos, cada ciclo com um esvaziamento rápido (42 seg.) e um enchimento de aproximadamente 40 min.

INTRODUÇÃO

A análise da operação dinâmica de um sistema de armazenamento e transferência de gases envolve a modelagem do comportamento de compressores, tubulação de transferência, válvulas, regeneradores e tanques de armazenamento, bem como a modelagem da radiação solar e da temperatura do meio local e das condições de instalação do tanque.

Este trabalho apresenta o modelo e a simulação da operação de um sistema de armazenamento de grandes volumes de ar, instalado numa determinada latitude e longitude, sujeito a determinadas condições climáticas e submetido a ciclos de enchimento e esvaziamento pré-determinados. A aplicação do modelo é exemplificada na simulação de duas condições operacionais do sistema.

Num primeiro caso o tanque está carregado com gás a uma pressão nominal e sujeito a radiação solar direta e indireta variável ao longo do dia.

No segundo caso o sistema está sujeito à radiação solar direta e indireta e opera em ciclos sucessivos de enchimento e esvaziamento imposto por um determinado consumidor do gás, com limitações na variação máxima da temperatura. Para atender às limitações na variação máxima da temperatura existe no interior do tanque um regenerador térmico tubular.

DESCRIÇÃO DO SISTEMA

Para o desenvolvimento do modelo foram utilizadas as características operacionais do compressor centrífugo e de sua válvula de descarga conforme dados fornecidos pelo fabricante.

O tanque de armazenamento do gás é cilíndrico com calotas hemisféricas nas extremidades com 3,5 m de diâmetro e 39 m de comprimento.

Numa das extremidades está instalado, no interior do tanque, um regenerador

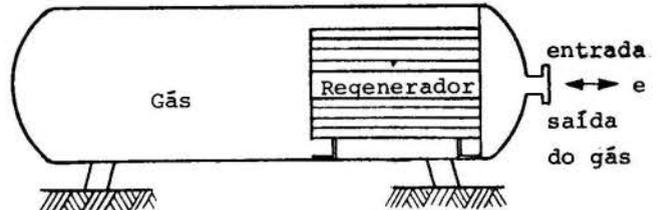


Fig.1 - Tanque de Armazenamento de Gás com o Regenerador

térmico formado por 2000 tubos de 6.0 m de comprimento, diâmetro interno de 13,87 mm e espessura da parede de 3,735 mm.

O gás, ao ser admitido no tanque e ao sair do tanque, passa através do interior dos tubos do regenerador limitando a variação da temperatura do gás durante a operação de esvaziamento rápido.

O escoamento na tubulação de transferência do gás entre o compressor centrífugo e o tanque de armazenamento foi considerado como plenamente desenvolvido e a rugosidade do tubo foi adotada como aquela de tubos de aço comercial.

O tanque de armazenamento foi considerado instalado numa determinada localidade, com seu eixo orientado segundo uma determinada direção e posicionada sobre uma superfície de características de radiação definidas. A radiação solar foi representada de acordo com as recomendações da ASHRAE [1] e as de Threlkeld [2] para a localidade onde o tanque está instalado.

DESENVOLVIMENTO DOS MODELOS

O gás considerado neste trabalho é o ar que é comprimido num compressor centrífugo de curvas características conhecidas.

O tanque de volume total de 437 m³ é carregado num intervalo de tempo de 40 min. até a pressão de 2,5 MPa. Durante o carregamento o tanque recebe calor por radiação do meio.

A operação de esvaziamento é considerada rápida com o tempo de esvaziamento igual a 42 seg.

Entre o enchimento e o esvaziamento ocorre o período de espera de duração determinada pelo procedimento operacional do usuário do gás. Durante este período o ar fica sujeito a transferência de calor através da parede do tanque, devido à radiação direta e indireta incidente nas suas paredes, e pela transferência de calor através da parede externa do regenerador (envoltório cilíndrico e espelho).

Modelo para o Esvaziamento

O processo de esvaziamento é modelado como uma expansão isoentrópica do ar remanescente no tanque. O ar é modelado como gás perfeito. A condição inicial do ar no tanque é $p = 2,5 \text{ MPa}$ e $T = 300 \text{ K}$, e nestas condições o fator de compressibilidade é $Z = 0,99$.

A temperatura do ar no interior do tanque em cada instante é a temperatura de entrada no tubo do regenerador.

O regenerador é discretizado em cem volumes finitos [3] e para cada volume é aplicada a conservação da energia para o material do tubo e para o ar (ver Fig.2). O coeficiente de transferência de calor local é calculado segundo o modelo de Petukhov [4].

A equação da energia aplicada ao trecho do tubo no volume finito i tem a forma seguinte:

$$-h.A.(T_t(t,i) - T_g(t,i)) = \frac{U_t(t+\Delta t,i) - U_t(t,i)}{\Delta t} \quad (1)$$

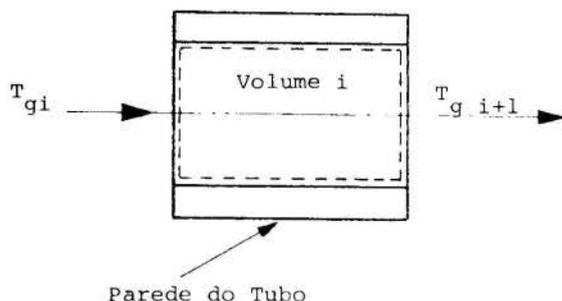


Fig. 2 - Discretização do Regenerador

para o gás no volume finito i tem-se:

$$\frac{U_g(t+\Delta t,i) - U_g(t,i)}{\Delta t} + m_g.c_p.(T_g(t,i+1) - T_g(t,i)) = h.A.(T_t(t,i) - T_g(t,i)) \quad (2)$$

onde: h - coeficiente de transferência de calor local,
 A - área de troca de calor por convecção,
 $T_t(t,i)$ - temperatura uniforme no tubo no instante t e no volume finito i ,
 $T_g(t,i)$ - temperatura do gás entrando no volume finito i no instante t ,
 $T_g(t,i+1)$ - temperatura do gás saindo

do volume finito i no instante t ,
 $U_t(t,i)$ - energia interna do tubo no volume finito i no instante t ,
 $U_g(t,i)$ - energia interna do gás no volume finito i no instante t .

Modelo para o Período de Espera

Durante o período de espera a massa de ar no tanque é constante. A temperatura do gás varia devido ao fluxo de calor através das paredes do tanque ($\dot{Q}_{parede}(t)$) e ao fluxo de calor do regenerador através da placa do espelho e do envoltório cilíndrico deste trocador de calor ($\dot{Q}_{regenerador}(t)$).

$$\frac{U_g(t+\Delta t,i) - U_g(t,i)}{\Delta t} = \dot{Q}_{parede}(t) + \dot{Q}_{regenerador}(t) \quad (3)$$

As duas trocas térmicas do segundo membro são por convecção para o gás.

Modelo para o Período de Enchimento

O ar proveniente do compressor é introduzido no tanque através dos tubos do regenerador trocando calor ao longo dos 6 m de comprimento destes tubos. O modelo utilizado para esta troca térmica é o desenvolvido para o período de esvaziamento. Enquanto se processa o enchimento o ar que está no tanque troca calor com a parede do tanque e com o invólucro do regenerador conforme o modelo utilizado para o período de espera.

O tanque foi considerado instalado sobre uma superfície plana revestida por grama com seu eixo longitudinal orientado segundo a direção norte/sul e as condições de radiação são aquelas de um dia de verão em Salvador/Bahia - Brasil (latitude 13 graus Sul e longitude 38 graus Oeste) com radiação máxima na superfície horizontal às 12hs de 1120 w/m^2 e radiação mínima de 27 w/m^2 entre 6 e 7hs.

SIMULAÇÃO DINÂMICA DA OPERAÇÃO DO SISTEMA

Simulação no. 01

A primeira situação simulada é: condição inicial - tanque carregado com $p = 2,5 \text{ MPa}$ e $T = 300 \text{ K}$.

O tanque é esvaziado às 6 hs da manhã (tempo de esvaziamento 42 seg) em seguida é recarregado até a pressão atingir $p = 2,5 \text{ MPa}$, em aproximadamente 45 min., e permanece carregado até às 18 hs.

A Fig. 3 apresenta a variação da temperatura do gás no interior do tanque e ao longo do tempo. A partir da condição inicial a 300 K a temperatura do gás cai drasticamente devido à expansão isoentrópica até aproximadamente 232 K . Durante o carregamento a temperatura sobe até o máximo de aproximadamente $313,2 \text{ K}$, devido ao trabalho de compressão, e em seguida decresce até cerca de 303 K , devido à troca térmica com a parede do tanque, retornando a elevação da temperatura de forma bastante suave sob a ação da troca térmica devida à radiação solar atingindo a temperatura máxima de aproximadamente 320 K às 12:00hs.

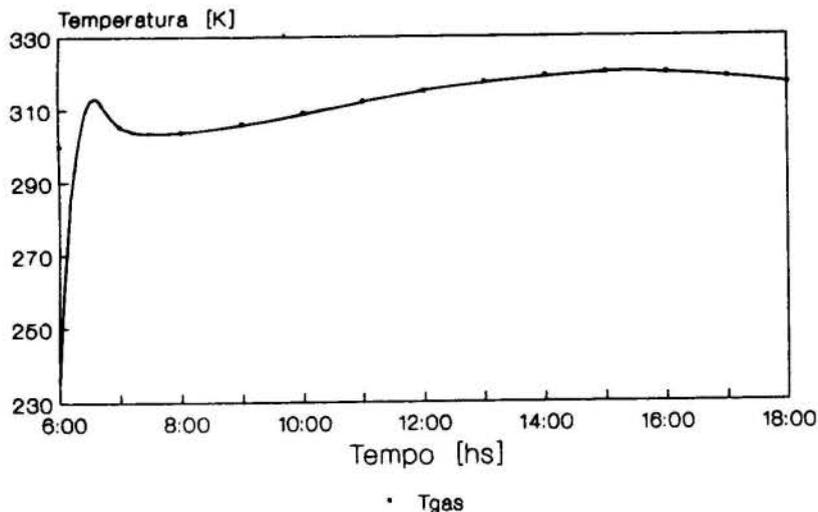


Fig. 3 - Simulação nº 1 - Temperatura do ar no interior do tanque

Simulação nº 02

O modelo foi aplicado para a simulação de uma sucessão de ciclos de esvaziamentos e enchementos em um dia típico de verão iniciando-se com um esvaziamento a partir do tanque cheio a 300 K e 2,5 MPa ocorrido às 6 hs da manhã e terminando às 18 hs com o tanque carregado após 19 operações de esvaziamento e enchimento sem qualquer tempo de espera entre as operações.

A Fig. 4 mostra a evolução da temperatura do ar no tanque ao longo do tempo.

A evolução da temperatura do ar ao longo do primeiro esvaziamento a partir de 300 K e 2,5 MPa é apresentada na Fig. 5. A temperatura do ar no tanque inicialmente a 300 K cai à 232 K enquanto que a temperatura do ar na saída do tanque cai à cerca de 290 K apenas devido à ação do regenerador.

Para a verificação do modelo do regenerador foram simuladas as condições experimentais descritas por Judd [5]. Este autor estudou o comportamento dinâmico de trocadores de calor tubulares para túneis de vento supersônicos do tipo "BLOWDOWN", na parte experimental de seu trabalho, o ar, a pressão atmosférica e temperatura na entrada dos tubos constante, escoou através de um feixe de tubos pré-aquecidos à temperatura 202 F (94,4 C). Judd realizou medidas da temperatura ao longo do tempo em diferentes seções do feixe.

O modelo aqui proposto quando utilizado para a simulação destas condições experimentais fornece resultados bem aproximados daqueles relatados por Judd.

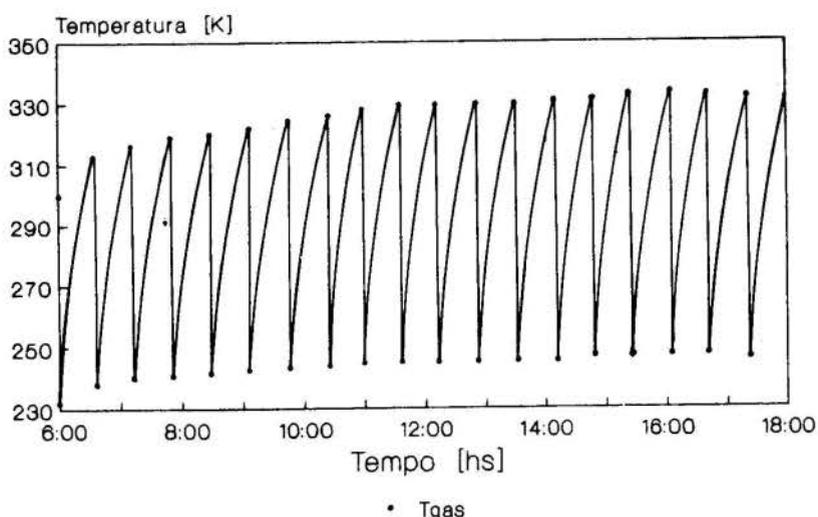


Fig. 4 - Simulação nº 2 - Temperatura do ar no interior do tanque ao longo de 12 hs.

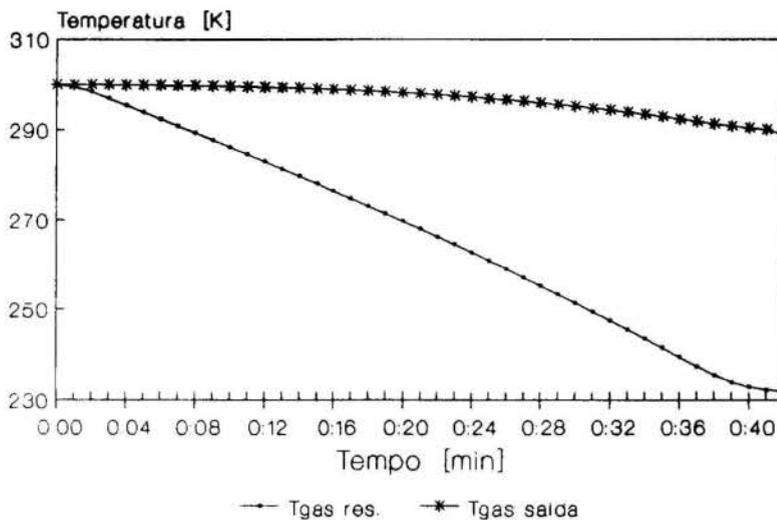


Fig. 5 - Variação da Temperatura do ar no interior do tanque e na saída do tanque durante o primeiro esvaziamento. Condições iniciais: $T_i = 300 \text{ K}$ e $p_i = 2,5 \text{ MPa}$

CONCLUSÕES

Apresentou-se um modelo para a simulação dinâmica de um sistema de tanque de armazenamento de gases (no caso ar) sujeito à radiação solar.

Dois condições limites foram simuladas para avaliar: a) o efeito da radiação na temperatura do gás ao longo de um dia típico de verão (simulação no. 01), e, b) o efeito da radiação descrita no item (a) superposto ao efeito de descargas e recargas sucessivas do tanque (simulação no. 02).

Para uma determinada localização do tanque, a radiação solar foi considerada de acordo com as recomendações da ASHRAE que se baseia em dados recomendados por Threlkeld.

A temperatura máxima atingida pelo gás no interior do tanque na simulação no. 1 é de 320 K e ocorre às 15:30 hs. evidenciando o efeito da inércia térmica representada pelo tanque, regenerador e massa de gás contida no tanque.

Na simulação no. 02 a temperatura máxima é pouco superior a 330 K e ocorre ao final do 16a. recarga de gás que ocorre entre 15:00 e 16:00 hs. A temperatura máxima é maior que no caso da simulação no. 01 devido ao trabalho de compressão do gás no interior do tanque.

REFERENCIAS

- [1] ASHRAE, Applications Handbook, ASHRAE, Atlanta, GA, U.S.A., 1982.
- [2] Threlkeld, J.L., "Solar Irradiation of Surfaces on Clear Days", ASHRAE Transactions, Vol 69, pp.24 - 30, 1963
- [3] Patankar, S.L., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Mc Graw-Hill, 1982
- [4] Petukhov, B.S., "Heat Transfer and Friction in Turbulent Pipe Flow with Variable Physical Properties", Advances in Heat Transfer, New York, pp. 504 - 564, 1970.
- [5] Judd, J.H., "Transient Temperatures in Heat Exchangers for Subsonic Blowdown Tunnels", NACA T.N. 3078, Washington, 1954.

ABSTRACT

This paper presents a model for dynamic simulation of a gas storage system under solar radiation. The objective is to investigate the temperature changes of the out flowing gas during a operational protocol with fast discharges and recharges. This model is applied to the case of 437 m³ air tank installed at Salvador - Bahia - Brasil in two conditions: a) tank at nominal pressure under solar radiation of a typical summer day during 12 hours; b) simulation of nineteen successive cycles during 12 hours, each cycle including one fast discharge (42 seconds) and one recharge (approx. 40 minutes) with the tank receiving solar radiation of a typical summer day.



LOCOMÓVEL: ALTERNATIVA ENERGÉTICA PARA IRRIGAÇÃO

Suzana Pereira de Noronha Gonçalves
Paulo Marcos Martins
Companhia Energética de Minas Gerais-CEMIG
Av. Barbacena, 1200 - 30.161 - Belo Horizonte - MG



SUMÁRIO

O trabalho apresenta uma avaliação energética do equipamento, incluindo o rendimento termodinâmico e dados de consumo de biocombustíveis possíveis de utilização; análise de viabilidade econômica da operação do equipamento, utilizando lenha de reflorestamento, em sistemas de irrigação; análise comparativa dos custos do emprego da locomóvel para irrigação como alternativa à eletrificação rural; análise comparativa do emprego da locomóvel e de grupos Diesel para irrigação.

INTRODUÇÃO

Dentro do atual contexto elétrico nacional, a locomóvel surge como uma alternativa de suprimento energético, já que a energia produzida por esse equipamento pode ser utilizada para a movimentação direta de máquinas, tais como bombas hidráulicas para irrigação, ou para a produção de energia elétrica através de geradores.

Através da análise comparativa dos custos do emprego da locomóvel, com os de eletrificação rural e, também, com os de grupos geradores Diesel, realizados neste trabalho, poderão ser esboçadas linhas de atuação em relação à sua utilização em regiões ainda não eletrificadas.

DESCRIÇÃO DO EQUIPAMENTO

A locomóvel é uma máquina térmica a vapor semelhante às locomotivas surgidas no século XVIII. Contudo, diferentemente dos motores de combustão interna, tais como os motores a Diesel e a gasolina, onde os gases resultantes da queima do próprio combustível produzem energia mecânica, na locomóvel, a produção de energia se dá através do vapor d'água, que pode ser gerado a partir da queima de qualquer combustível disponível para tal fim, constituindo-se, essa versatilidade, na característica fundamental do equipamento.

Como exemplo de combustíveis que podem ser utilizados, encontram-se a lenha e os resíduos de biomassa, tais como o bagaço de cana, cascas de arroz e café, serragem, entre outros resíduos diversos.

Os constituintes básicos da locomóvel são a fornalha, a caldeira e a máquina a vapor, como mostrado esquematicamente na Figura 1.

Na fornalha podem ser queimados diversos combustíveis, utilizando-se grelhas específicas para cada um.

No caso em estudo, a fornalha é do tipo tubular, com o isolamento térmico sendo realizado pela própria água de alimentação.

O consumo de combustível, para uma determinada potência da locomóvel, será função de suas características físico-químicas e do rendimento termodinâmico do equipamento.

A caldeira é do tipo fumotubular horizontal, onde os gases de combustão escoam dentro de tubos horizontais.

São acessórios dessa caldeira um superaquecedor de vapor, que é colocado na caixa de expansão dos gases de escape, com a finalidade de aumentar a temperatura do vapor e, também, um preaquecedor de água de alimentação.

A máquina a vapor é formada basicamente pelo conjunto cilindro, êmbolo, biela, virabrequim e volante.

PRINCÍPIOS DE FUNCIONAMENTO

Os gases a alta temperatura, resultantes da combustão na fornalha, são enviados para a caldeira onde escoam no interior de tubos que estão em contato com a água a ser vaporizada. A água é injetada na caldeira por uma bomba acionada pela própria locomóvel e, sendo limpa, não necessita tratamentos especiais. O vapor é gerado a pressão constante, geralmente na faixa de 10 a 14 quilogramas-força por centímetro quadrado e superaquecido até a temperatura de 360°C.

Quando a pressão de trabalho no interior da caldeira é atingida, pode-se dar a partida na locomóvel através da abertura de uma válvula que permite o escoamento do vapor produzido para a máquina a vapor. O êmbolo do cilindro é acionado através da expansão do vapor contra ele, que por sua vez, aciona a biela. O movimento alternativo da biela é transformado em movimento rotativo através do virabrequim que está a ela acoplado. Solidário ao virabrequim está o volante, peça através da qual é feita a transmissão da energia produzida, por meio de correias, à máquina que se deseja acoplar.

O vapor, após a expansão no interior do cilindro, ainda é enviado para um trocador de calor onde preaquece a água de alimentação da caldeira. Depois de circular pelo preaquecedor, o vapor é lançado fora, juntamente com os gases resultantes da queima do combustível, através da chaminé, devido ao fato de sofrer contaminação com o óleo lubrificante existente na máquina a vapor. A lubrificação das partes móveis da máquina a vapor é feita através de uma bomba acionada pela própria locomóvel, que faz com que o óleo lubrificante circule continuamente pela partes a serem lubrificadas.

Existem duas alternativas básicas para a utilização da locomóvel, que pode funcionar continuamente durante as 24 horas do dia.

A primeira consiste no seu acoplamento a um gerador de energia elétrica, que pode ser distribuída por toda a propriedade ou empreendi-

mento industrial no qual o equipamento está instalado. A variação da carga no gerador é automaticamente acompanhada pela locomóvel, o que torna assim muito simples a operação do equipamento. A energia elétrica gerada pode ser normalmente distribuída para diversos pontos de consumo de um empreendimento, tais como motores elétricos para acionamento de pivots centrais, bombas hidráulicas e equipamentos para beneficiamento de grãos, entre outros.

A segunda aplicação da locomóvel consiste em acoplá-la diretamente a equipamentos específicos, como, por exemplo, em bombas centrais de sistemas de irrigação.

No caso de ser necessária mais do que uma locomóvel ou máquina a vapor, para a geração de energia elétrica e abastecimento de uma mesma rede de distribuição, podem ser realizadas ligações em paralelo, sendo importante, contudo, que sejam observadas as normas de paralelismo.

ANÁLISE TERMODINÂMICA

O rendimento termodinâmico é função das condições de trabalho e de construção do equipamento, tendo sido considerados os seguintes parâmetros (1):

- . pressões de trabalho: 10 kgf/cm², 12 kgf/cm² e 14 kgf/cm²;
- . temperatura do vapor: 360°C (vapor superaquecido);
- . eficiência da máquina a vapor: $\eta_m = 0,65(2)$;
- . eficiência térmica do conjunto fornalha/caldeira: $\eta_c = 0,7$;
- . pressão de escape do vapor: 1,0 kgf/cm²;
- . temperatura de entrada da água na caldeira: 95°C.

O rendimento termodinâmico, para as três pressões de trabalho da locomóvel foi calculado segundo a equação termodinâmica:

$$\eta_t = \frac{(h_1 - h_2)}{(h_1 - h_g)} \cdot \eta_m \cdot \eta_c \quad (1)$$

onde:

- η_t = rendimento termodinâmico;
- h_1 = entalpia do vapor à pressão e temperatura de trabalho da caldeira;
- h_2 = entalpia de saída do vapor após expansão isoentrópica no cilindro;

h_g = entalpia de entrada da água na caldeira.

Os rendimentos termodinâmicos, para as três pressões de trabalho, são dados na Tabela 1.

Tabela 1. Rendimento Termodinâmico da Locomóvel

Parâmetro	Pressões de trabalho da locomóvel kgf/cm ² e (MPa)		
	10(0,98)	12(1,18)	14(1,37)
Rendimento Termodinâmico Total (%)	7,6	8,1	8,5

Fonte: CEMIG

Pode ser observado que, a pressões maiores, a eficiência global aumenta; ao comparar-se a eficiência da locomóvel para pressão de trabalho de 14 kgf/cm² com a de 10 kgf/cm², há um aumento de 12%. Não levando em conta a eficiência do conjunto fornalha-caldeira, o rendimento termodinâmico da máquina é cerca de 12%.

CONSUMO DE COMBUSTÍVEIS

A partir do rendimento termodinâmico da locomóvel, específico para cada pressão de trabalho, tem-se as relações de consumo por HP.hora, dados na Tabela 2.

Para o cálculo do consumo de combustível por HP.hora, foram considerados os valores de poder calorífico inferior listados na Tabela 3.

A partir dos dados das Tabelas 2 e 3, é possível calcular os consumos de combustíveis por HP.hora, dados na Tabela 4, para as três pressões de trabalho consideradas.

Utilizando a Tabela 4, e tendo sido determinada a potência da locomóvel, o consumo de combustível por hora é o produto da potência do equipamento pelo valor de consumo especificado.

ANÁLISE COMPARATIVA DO USO DA LOCOMÓVEL COM GRUPOS GERADORES DIESEL/MOTOBOMBAS E REDE DE DISTRIBUIÇÃO RURAL

Para se analisar a atuação da locomóvel comparativamente com grupos geradores e tam-

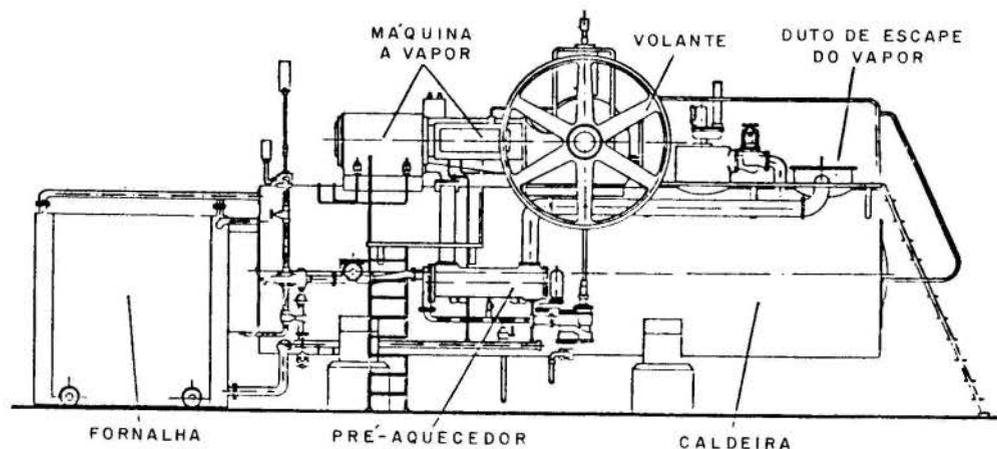


Figura 1. Constituintes Básicas da Locomóvel

Tabela 2. Consumo de Energia por HP.Hora

	Pressões de trabalho da locomóvel kgf/cm ² e (MPa)		
	10(0,98)	12(1,18)	14(1,37)
Consumo de Combustível por HP.Hora em kcal e (kJ)	8442 (35338)	7921 (33157)	7548 (31596)

Fonte:CEMIG

Tabela 3. Poder Calorífico Inferior

Combustíveis	Poder calorífico inferior kcal/kg e (kJ)	Densidade* (kg/m ³ st)
Lenha Nativa (30% umidade)	2900 (12139)	330
Lenha de Eucalipto (30% umidade)	2900 (12139)	500
Bagaço de Cana (50% umidade)	1800 (7535)	-
Casca de Arroz(1)	3200 (13395)	-
Casca de Algodão	2700 (11302)	-
Sabugo	2000 (8372)	-
Serragem	2900 (12139)	-

Fonte:CEMIG

* m³st ou st = metro cúbico estéreo ou estéreo

Tabela 4. Consumo de Combustíveis em kg por HP.Hora (kWh)

Pressão de Trabalho kgf/cm ² e (MPa)	10(0,98)	12(1,18)	14(1,37)
Lenha Nativa e Reflorestamento	2,9(2,2)	2,7(2,0)	2,6(1,9)
Bagaço de Cana	4,7(3,5)	4,4(3,3)	4,2(3,1)
Casca de Arroz	2,6(2,0)	2,5(1,9)	2,4(1,8)
Casca de Algodão	3,1(2,3)	2,9(2,2)	2,8(2,1)
Sabugo	4,2(3,1)	4,0(3,0)	3,8(2,8)
Serragem	2,9(2,2)	2,7(2,0)	2,6(1,9)

Fonte: CEMIG

bém com eletrificação rural por concessionárias, foi necessário estabelecer uma determinada potência instalada, que traduza a carga requerida por um empreendimento.

Para os cálculos, foi utilizado como modelo um sistema de locomóveis implantado na região Jequitinhonha de Minas Gerais, que tem como finalidade básica a produção de energia para irrigação.

O sistema é composto por três unidades:

. uma locomóvel com a potência de 240 HP, acoplada diretamente a um gerador;

duas locomóveis de 130 HP, acopladas diretamente a bombas de sistemas de irrigação com pivot central.

A potência instalada é de : 500 HP ou 375 kW (416 kVA).

Locomóvel. Os cálculos para a utilização do sistema locomóvel foram realizados para duas situações distintas: na primeira, a locomóvel de 240 HP é considerada como sendo acoplada a um gerador elétrico e, na segunda, é considerada sendo acoplada diretamente a bombas de um sistema de irrigação.

Número de horas de funcionamento: 2500 h/ano e 8760 h/ano. O primeiro valor representa o número de horas anuais de irrigação demandado por um consumidor de média tensão e no segundo, considerou-se que a energia excedente poderia ser empregada para outros fins.

Os cálculos foram realizados para a lenha como combustível, com custos variando entre US\$ 2,50 e US\$ 20,00 por m³st, já que ocorre uma variação grande de acordo com as regiões em que a lenha é produzida ou comercializada.

Composição dos custos (base janeiro/89)

- . Locomóvel: 240 HP - US\$ 104.193,17
130 HP - US\$ 56.828,95
- . Gerador: 240 HP - US\$ 10.576,83
- . Lubrificantes (1,29l/hora)
US\$ 8.196,00 para 2500 h/ano
US\$ 28.719,00 para 8760 h/ano
- . Lenha: US\$ 2,50 m³st a US\$ 20,00 m³st, para os consumos da Tabela 4.
- . Manutenção: 3% a.a. do custo da locomóvel.
- . Mão-de-obra: 2 homens por locomóvel.
- . Taxa mínima de atratividade: 10% a.a.
- . Vida útil do sistema: 20 anos.

Grupo Gerador Diesel/Motobombas. O sistema considerado compõe-se de 3 unidades: grupo gerador de 220 kVA, em substituição à locomóvel de 240 HP; duas motobombas de 150 HP, em substituição às duas locomóveis acopladas às bombas de irrigação.

Os valores referentes às bombas não foram incluídos nos custos, já que elas são comuns aos sistemas de locomóvel e eletrificação por empresas concessionárias de energia elétrica.

Composição dos custos (janeiro 89)

- . Custo de aquisição dos equipamentos:
US\$ 81.171,34 para o conjunto do grupo gerador e as duas motobombas.
- . Materiais: óleo Diesel- (80l/hora):
US\$ 45.200,00 para 2500 h/ano; US\$ 158.381,00 para 8760 h/ano.
- . Lubrificante-(0,43l/hora): US\$ 2.861,00 para 2500 h/ano; US\$ 10.030,00 para 8760 h/ano.
- . Manutenção: 10% a.a. do custo de aquisição dos motores.
- . Mão-de-obra: 1 homem para o grupo gerador; 125 homens-hora por motobomba, para um período anual de funcionamento igual a 2500 h e 438 homens-hora para 8760 h/ano.
- . Taxa mínima de atratividade: 10% a.a.

. Vida útil do sistema: 20 anos para gerador e 5 anos para motores.

Eletrificação por Concessionária. Os custos de eletrificação por empresas concessionárias de energia elétrica foram analisados segundo os dois critérios descritos a seguir, já que as tarifas de energia atualmente praticadas, para o fornecimento da classe rural, não refletem os custos desses atendimentos.

O primeiro, através da estrutura tarifária atualmente praticada, incluindo o investimento inicial de ligação da propriedade à rede elétrica e a tarifa a ser paga à concessionária. O sistema estudado encaixa-se dentro da Tarifa Verde (Horo-zonal), Grupo A4, com desconto de 10% na tarifa de consumo e demanda (consumidor rural).

O segundo, através do custo real de fornecimento da energia de classe rural ou custo marginal de fornecimento para irrigação, e que representa o valor real dos gastos da concessionária nos atendimentos realizados. (4)

Os valores de custo marginal utilizados foram calculados para o sistema de 500 HP, segundo a metodologia do estudo "Atendimento à Carga de Irrigação-Plano Operativo 1987/1990-Comissão de Irrigação" (3), realizado pela CEMIG, em função da distância de distribuição necessária ao atendimento dessa carga, já que há uma variação grande do custo do MWh fornecido.

Os parâmetros utilizados foram semelhantes aos do sistema locomóvel e do grupo gerador Diesel/motobombas:

- . taxa mínima de atratividade: 10% a.a;
- . vida útil do projeto: transmissão - 30 anos, distribuição 25 anos;
- . número horas funcionamento: 2500 horas/ano.

Os cálculos foram realizados para sistema denso modulado e sistema pioneiro modulado.

O sistema denso modulado é o sistema em que o atendimento a consumidores de irrigação exige baixos níveis de investimento, mediante a implantação apenas de ramais de Redes de Distribuição em Sistemas Elétricos; a modulação da carga é realizada quando, no horário de ponta (17 às 20 h), a carga é nula. (3)

No sistema pioneiro modulado, o atendimento a consumidores de irrigação exige altos níveis de investimento no Sistema de Transmissão e Distribuição de Energia Elétrica; a definição de modulação é a mesma do sistema denso. (3).

Resultados Obtidos: Os resultados obtidos são comparados na Tabela 2, Figura 2 e Figura 3, para o período de funcionamento de 2500 h/ano.

Em relação a eletrificação, trabalhando-se com o custo marginal de irrigação, concluiu-se que no caso de sistemas pioneiros, a locomóvel é competitiva a partir da distância de 7 km, para um custo de lenha de US\$ 2,50/m³st; para a lenha a US\$ 9,00/m³st, a locomóvel é competitiva a partir da distância de 55 km. No caso de sistemas densos, a locomóvel é competitiva a partir da distância de 42 km, para a lenha a US\$ 2,50/m³st; já para a lenha a US\$ 9,00/m³st, a distância aumenta para 78 km.

Concluiu-se que o custo anual da locomóvel é inferior a opção de grupo gerador Diesel/motobombas até o preço de lenha equiva-lente a US\$ 3,80/m³st, de acordo com a Figura 3. Para a lenha com preços superiores a essa faixa, o uso da locomóvel torna-se anti-econômico.

Até através da Tabela 6, são mostrados os resultados para o período de funcionamento de 8760 h/ano. No primeiro caso, a locomóvel apresenta o custo anual de MWh gerado inferior ao do grupo Diesel/motobombas até o preço de lenha de US\$ 4,00/m³st; acima desse preço, a opção pelo sistema gerador Diesel/motobombas é mais econômica.

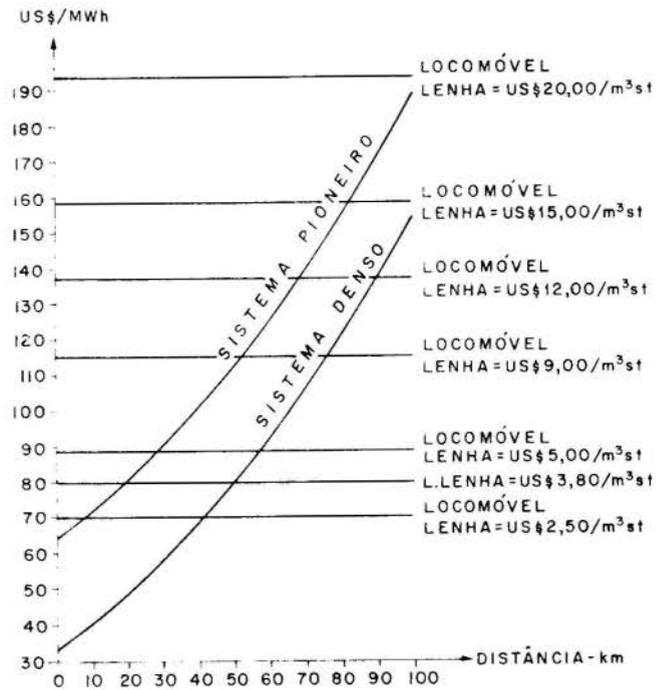


Figura 2. Custo Marginal de Irrigação para Sistema de 500 HP

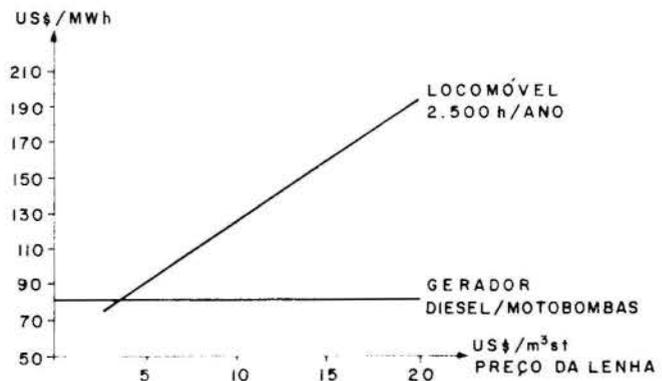


Figura 3. Custo Anual do MWh gerado pelos sistemas Locomóvel x Grupo Gerador Diesel/Motobombas - 2500 h/ano Locomóvel x Preço de Lenha

Observa-se que até ao preço da lenha igual a US\$ 4,50/m³st, o sistema locomóvel apresenta-se competitivo com o sistema gerador Diesel/motobombas.

CONCLUSÕES/RECOMENDAÇÕES

Até através da análise energética da locomóvel, pode-se concluir que o seu rendimento termodinâmico é baixo, acarretando portanto um alto consumo específico de lenha, o que contribui significativamente no custo anual do MWh gerado.

Tabela 5. Comparação Econômica para Sistemas de Potência de 500 HP (375 kW)
Número de Horas de Funcionamento : 2500 h/ano - 937,5 MWh/ano

LOCOMÓVEL		GERADOR DIESEL/ MOTOBOMBAS		ELETRIFICAÇÃO		
Preço da Lenha US\$/m ³ st	Custo Anual		Custo Anual	Custo Marginal-Fornecimento Irrigação		Tarifa Verde
	C/Gerador	S/Gerador		Distância (km)	Sist. Pioneiro	Sist. Denso
2,50	71,77	70,45		0	64,94	32,95
3,80	80,97	79,64		5	68,47	36,48
5,00	89,45	88,13		10	72,28	40,29
9,00	117,74	116,42	81,38	30	90,40	58,41
12,00	138,96	137,63		50	113,09	81,10
15,00	160,17	158,85		70	140,36	108,36
20,00	195,53	194,21		100	189,82	157,83

Fonte: CEMIG

Tabela 6. Comparação Econômica para Sistemas de Potência de 500 HP
Número de Horas de Funcionamento: 8760 h/ano - 3285,0 MWh/ano

Preço de Lenha (US\$/m ³ st)	LOCOMÓVEL		GERADOR DIESEL/ MOTOBOMBAS
	Custo Anual		Custo Anual
	Com Gerador	Sem Gerador	
2,50	46,35	45,97	
3,80	55,54	55,17	
5,00	64,03	63,65	
9,00	92,32	91,94	61,14
12,00	113,54	113,33	
15,00	134,71	134,33	
20,00	170,06	169,68	

Fonte: CEMIG

Contudo, a possibilidade de se utilizar diferentes combustíveis, aliada a oferta de equipamentos de várias potências, tornam-a uma solução viável para determinadas situações específicas, como ficou demonstrado neste trabalho.

O preço da lenha é responsável por fração significativa na composição dos custos operacionais da locomóvel. Portanto, é recomendável que o autosuprimento seja estudado como uma forma de se trabalhar com uma estabilidade maior de preços e de fornecimento.

Na análise comparativa do uso desse equipamento direcionado para a irrigação, com grupos geradores Diesel e com a eletrificação por concessionária, ficaram ressaltados os seguintes aspectos:

em relação à eletrificação por concessionárias, em regiões pioneiras, a locomóvel constituiu-se numa alternativa competitiva somente se a eletrificação for comparada através do seu custo real de fornecimento para irrigação, análise já praticada pelas concessionárias; o custo da lenha e a distância de distribuição da eletrificação são fatores

fundamentais na análise comparativa, conforme já evidenciado;

ao comparar-se a locomóvel com a opção de grupo gerador Diesel/motobombas, observa-se sua competitividade na faixa de preço de lenha entre US\$ 3,80 e US\$ 4,50/m³st; cabe aqui mencionar que não foi considerado, nessa análise, o custo do transporte do óleo Diesel até o ponto de consumo, o que iria aumentar o custo anual da alternativa grupo gerador Diesel/motobombas.

Em relação a utilização da locomóvel para um período de funcionamento superior ao requisitado pela irrigação, o custo anual de MWh gerado decresce significativamente. Pela legislação vigente, duas portarias regulamentam a aquisição de energia elétrica excedente de autoprodutores pelas concessionárias. A Portaria DNAEE/245 de 23/12/88 estabelece normas para os contratos de longo prazo (10 anos), estipulando o preço de compra da energia, que não deverá exceder o custo marginal regional de longo prazo (calculado pelo próprio DNAEE). Já a Portaria DNAEE/095 de 13/06/89 regulamenta os contratos de curto prazo (inferiores a 10

anos). Assim, pode ser concluído que o custo de energia gerada pelo sistema locomóvel deverá ser inferior ao preço pago pela concessionária, para que seja economicamente viável a sua utilização visando a venda de energia excedente, o que não acontece ainda aos preços hoje praticados.

Como presseguimento deste trabalho, é recomendável que sejam estudadas as Centrais Termelétricas, para potências da ordem 7500-10320 kVA, apropriadas para atender as altas cargas requisitadas pelos projetos de irrigação atualmente em andamento, além de apresentar um consumo específico de lenha inferior ao da locomóvel.

REFERÊNCIAS

- (1) Tesch, Hédio G.. "Locomóvel, Mernack S.A." Cachoeira do Sul, 1982.
- (2) Faires, V. M.. "Theory and Practice of Heat Engine", Mac Millan Co. New York, 1948.
- (3) Comitê de Distribuição de Energia Elétrica. Comissão de Irrigação. Projeto CIRG. 01- Atendimento à Cargas de Irrigação - Plano Operativo 1987/1990. Rio de Janeiro, 1987.
- (4) Silva, Marcos Aurélio Madureira. "Custo de Fornecimento de Energia Elétrica para Irrigação." In: Seminário Nacional de Energia para Irrigação. Belo Horizonte, 1988.

SUMMARY

This report shows an evaluation of the equipment's efficiency, including the thermodynamic performance and also data on different biocombustible consumptions; an economic feasibility study of the "locomobile's" utilization in irrigated areas using wood from reforestation projects as the combustible; a comparative analysis of the equipment's utilization and the cost of rural eletrificação and, finally, a comparative analysis of its utilization and Diesel-fired motor-generator units in irrigation projects.



OTIMIZAÇÃO TERMODINÂMICA DE ASSOCIAÇÃO DE TROCADORES DE CALOR EM RECUPERAÇÃO DE ENERGIA

SERGIO COLLE, JOBSON P. DE SOUZA E CÉZAR O. RIBEIRO NEGRÃO

Departamento de Engenharia Mecânica - CTC - UFSC
Caixa Postal 476 - 88049 - Florianópolis - SC



RESUMO

O presente trabalho apresenta dois problemas ilustrativos de otimização de temperatura de operação de associação de trocadores de calor em contracorrente. É mostrado que existem temperaturas de entrada que otimizam ambos, a geração de entropia e o fluxo térmico total. Pretende-se com esses exemplos, identificar variáveis de otimização técnica e mostrar como essas variáveis influenciam a eficiência termodinâmica da associação.

INTRODUÇÃO

Engenheiros que lidam com o problema prático da recuperação de energia tem normalmente aplicado a primeira lei da termodinâmica e relegado a segundo plano a segunda lei como ferramenta de análise de eficiência. Nos últimos anos, atenção maior tem sido dispensada à análise racional da eficiência de processos e ciclos térmicos à luz da segunda lei expressa como o saldo da desigualdade de Clausius-Duhem [1,2].

Na área específica de trocadores de calor, tem sido publicados artigos analisando o compromisso existente entre transferência de calor e perda de carga, que possam conduzir a mínima geração de entropia [3,4]. Essas análises objetivaram a otimização intrínseca do componente para temperaturas de entrada prefixadas.

Um outro aspecto interessante de otimização é a otimização de associação de trocadores de calor, com objetivo de produzir processos simultâneos de transferência de calor por meio de uma única corrente. No limite, o problema pode ser reduzido a determinação de temperaturas de correntes de fluidos que objetivem a recuperação da energia de evaporadores ou reservatórios térmicos em série ou paralelo. Nestes casos, a área dos trocadores de calor bem como as temperaturas de entrada das correntes não-otimizáveis são consideradas constantes.

É objetivo do presente trabalho abordar dois casos distintos: o primeiro, corresponde a recuperação de energia de duas correntes associadas em contra-corrente e em série com a corrente principal. O segundo caso corresponde a recuperação, em que a associação das correntes em contra-corrente é disposta em paralelo. Como será visto, o desempenho termodinâmico das duas correntes se diferencia devido ao tipo de associação. O ponto ótimo, por sua vez, corresponde ao mínimo da geração de entropia e se desloca para o trocador de calor de menor temperatura de entrada.

ANÁLISE DA SEGUNDA LEI

Recuperação de energia com corrente principal em série. Seja a corrente de fluido principal, de capacidade calorífica $(\dot{m}c_p)_{\min}$, que deva recuperar calor de duas correntes secundárias de capacidades caloríficas $(\dot{m}c_p)_{\max}$ e temperaturas de entrada T_{e1} e T_{e2} conforme a Figura 1 que segue:

Os produtos $(UA)_i$, $i = 1,2$ dos trocadores de calor são especificados. Para efeito de análise os trocadores são considerados de contra-corrente. Para gases e líquidos não metálicos, a perda de carga desses trocadores não é sensivelmente afetada pela temperatura de entrada da corrente principal T_e e pelas temperaturas de entrada T_{e1} e T_{e2} . A geração de entropia devido a transferência de calor, por sua vez, depende sensivelmente de

T_e e é expressa pela equação adimensional que segue:

$$N_s = \dot{S}_{gen} / (\dot{m}c_p)_{\min} = \ln(T_s/T_e) + \frac{1}{C} [\ln(T_{s1}/T_{e1}) + \ln(T_{s2}/T_{e2})] \quad \text{onde} \quad (1)$$

$$C = (\dot{m}c_p)_{\min} / (\dot{m}c_p)_{\max}$$

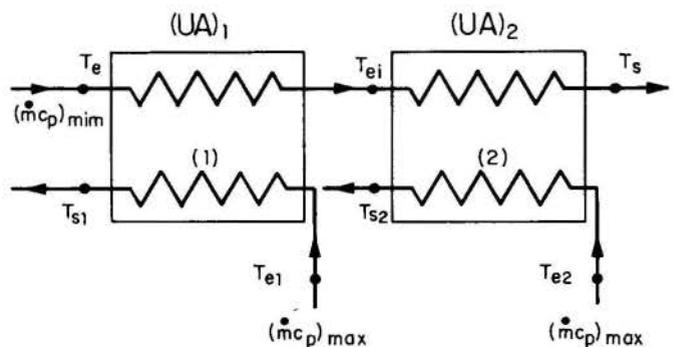


Fig. 1 - Associação em série.

As temperaturas T_{s1} e T_{s2} são expressas em função de T_e , T_{e1} e T_{e2} pelas equações de efetividade como se segue

$$T_{s1} = T_{ei}(1 - E_1C) + E_1C T_e \quad (2)$$

$$T_{s2} = T_{e2}(1 - E_2C) + E_2C T_{ei} \quad (3)$$

$$T_{ei} = T_e(1 - E_1) + E_1 T_{e1} \quad (4)$$

$$T_s = T_{ei}(1 - E_2) + E_2 T_{e2} \quad (5)$$

As efetividades dos trocadores (1) e (2) são expressas por

$$E_i = \{1 - \exp[-NTU_i(1 - C)]\} / \{C - \exp[-NTU_i(1 - C)]\} \quad (6)$$

onde $(NTU)_i = (UA)_i / (\dot{m}c_p)_{\min}$ (7)

$i = 1, 2$

Referenciando as temperaturas à temperatura média $T_o = (T_{e1} + T_{e2})/2$ resulta para o fluxo total, a equação adimensional

$$Q = \dot{Q} / (\dot{m}c_p)_{\min} T_o = 2(T_s - T_e) / (T_{e1} + T_{e2}) \quad (8)$$

A equação (1) expressa uma função de T_e que possui um mínimo para valores de C , T_{e1} , T_{e2} e $(NTU)_i; i=1,2$ fixos. Derivando essa equação relativamente a T_e e igualando o resultado a zero tem-se

$$\frac{\partial N_s}{\partial T_e} = (1 - E_1)(1 - E_2) / [T_e(1 - E_1)(1 - E_2) + (1 - E_2)E_1T_{e1} + E_2T_{e2}] - 1/T_e + E_1/[T_{e1}(1 - E_1) + E_1T_e] + (1 - E_1)E_2/[T_{e2}(1 - E_2) + E_2(T_e(1 - E_1) + E_1T_{e1})] = 0 \quad (9)$$

Resolvendo numericamente esta equação, teremos o valor de T_e que otimiza a geração de entropia N_s . Para efeito de comparação com o caso de associação em paralelo, as áreas $(UA)_i; i=1,2$ são parametrizadas como funções de λ_1 na forma $(UA)_i = (\dot{m}c_p)_{\min} / \lambda_i$ onde $\lambda_1 + \lambda_2 = 1$. Neste caso, $(NTU)_i = 1/\lambda_i; i = 1, 2$.

Recuperação de energia com corrente principal em paralelo. No presente caso, os trocadores de calor são associados em paralelo conforme a Figura 2 abaixo,

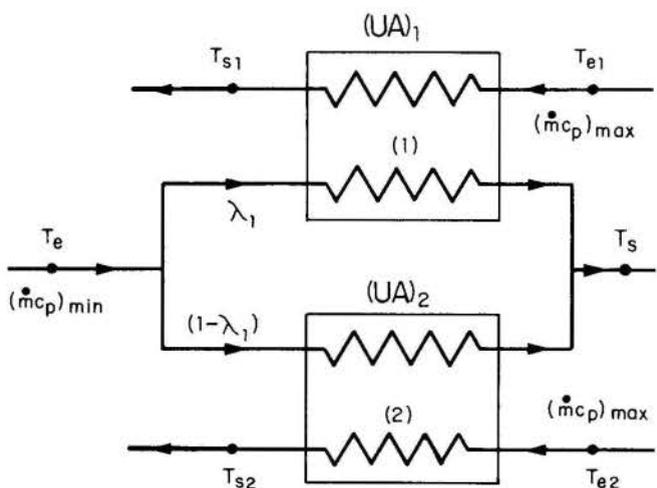


Fig. 2 - Associação em paralelo.

A geração de entropia adimensional neste caso é expressa por

$$N_s = \ln(T_s/T_e) + \frac{1}{C} [\ln(T_{s1}/T_{e1}) + \ln(T_{s2}/T_{e2})] \quad (10)$$

que é equação idêntica a equação (1).

Defina-se

$$\lambda_i = (\dot{m}c_p)_i / (\dot{m}c_p)_{\min} \quad (11)$$

$$C_i = (\dot{m}c_p)_i / (\dot{m}c_p)_{\max}; i = 1, 2 \quad (12)$$

Como $(\dot{m}c_p)_{\min} = (\dot{m}c_p)_1 + (\dot{m}c_p)_2$ resulta

$$\lambda_1 + \lambda_2 = 1 \quad (13)$$

Sendo $C = (\dot{m}c_p)_{\min} / (\dot{m}c_p)_{\max}$ resultam

$$C_i = C\lambda_i \quad i = 1, 2 \text{ e então por} \quad (14)$$

$$C_1 + C_2 = C \leq 1 \quad (15)$$

As temperaturas de saída são expressas por

$$T_{s1} = T_{e1}(1 - E_1C_1) + E_1C_1T_e \quad (16)$$

$$T_{s2} = T_{e2}(1 - E_2C_2) + E_2C_2T_e \quad (17)$$

$$T_s = \lambda_1 [T_e(1 - E_1) + E_1T_{e1}] + \lambda_2 [T_e(1 - E_2) + E_2T_{e2}] \quad (18)$$

onde a efetividade é expressa por

$$E_i = \{1 - \exp[-\beta_i(1 - C_i)/\lambda_i]\} / \{1 - C_i \exp[-\beta_i(1 - C_i)/\lambda_i]\} \quad (19)$$

$$\beta_i = (UA)_i / (\dot{m}c_p)_{\min} = (NTU)_i \lambda_i \quad (20)$$

$$NTU_i = (UA)_i / (\dot{m}c_p)_i; i = 1, 2 \quad (21)$$

A equação (10) expressa N_s em função de T_e com a diferença de que as efetividades agora diferem das efetividades correspondentes ao caso da associação em série.

Derivando N_s relativamente a T_e e igualando a derivada a zero resulta a equação seguinte

$$\frac{\partial N_s}{\partial T_e} = -(E_1\lambda_1T_{e1} + E_2\lambda_2T_{e2}) / \{T_e^2 [\lambda_1(1 - E_1) + \lambda_2(1 - E_2) + T_e(E_1\lambda_1T_{e1} + E_2\lambda_2T_{e2})] + \lambda_1E_1 / [(1 - E_1C_1)T_{e1} + E_1C_1T_e] + \lambda_2E_2 / [(1 - E_2C_2)T_{e2} + E_2C_2T_e] = 0$$

Essa equação fornece o valor ótimo de T_e para valo-

res fixos de λ_1 , T_{e1} , T_{e2} , β_1 , β_2 e C .

Para efeito de comparação com o caso da associação em série, a exemplo daquele caso $\beta_2 = \beta_1$.

DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Vários casos foram computados para valores distintos de C e λ_1 para os dois tipos de associação. Enquanto que no caso de associação em série a área varia na proporção inversa de λ_1 para $(\dot{m}c_p)_{\min}$ fixo, no caso de associação em paralelo, λ_1 representa a fração de $(\dot{m}c_p)_{\min}$ correspondente ao trocador de calor (1) para $s_1 = s_2$, isto é, $(UA)_1 = (UA)_2$. Essa parametrização tem o propósito de expressar as funções N_s e Q no mesmo parâmetro λ_1 . Para que em ambos os casos $(NTU)_i = 1/\lambda_i$, $i = 1, 2$ deve-se ter que $\beta_2 = \beta_1 = 1$.

A dependência de N_s com a temperatura de entrada T_e para associação em série com $\theta = (T_e - T_{e1}) / (T_{e2} - T_{e1})$ é mostrada na Figura 3 para $T_{e1} = 300$ K e $T_{e2} = 500$ K, para diferentes valores de λ_1 e $C = 0.5$. Como pôde ser observado, para cada alocação de área fixa tem-se um valor ótimo para T_e que tende a temperatura de entrada do trocador de calor que tem menor temperatura de entrada da corrente secundária.

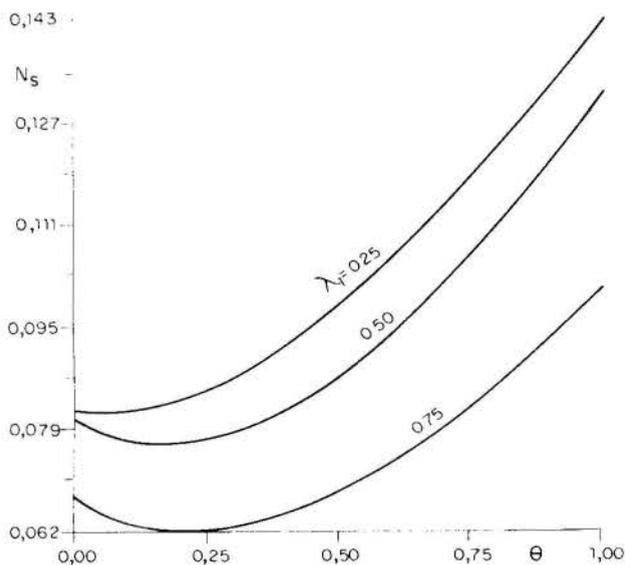


Fig. 3 - Curvas de N_s em função de T_e - associação em série.

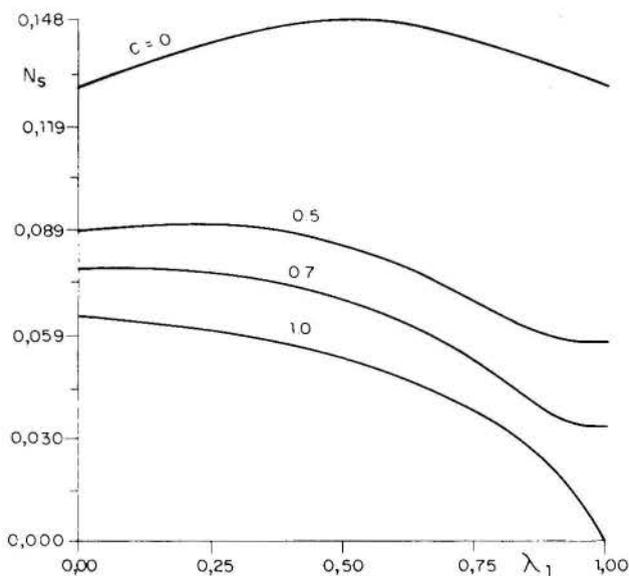


Fig. 4 - Curvas de N_s ótimo em função de λ_1 - associação em série.

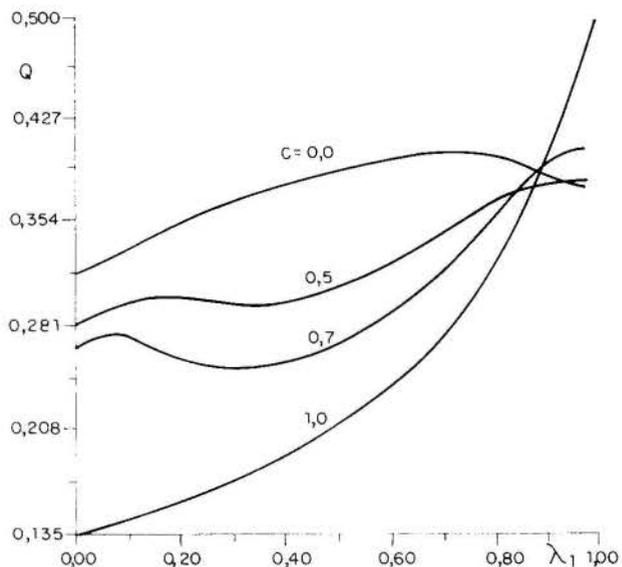


Fig. 5 - Curvas de fluxo total de calor ótimo em função de λ_1 - associação em série.

Valores ótimos da geração de entropia N_s com λ_1 , para cada valor da relação de capacidades caloríficas C são ilustrados na Figura 4. O desbalanço das capacidades caloríficas contribui como era esperado, para aumentar a geração de entropia para cada λ_1 fixo.

O fluxo térmico líquido ótimo, que representa o calor extraído das correntes secundárias como função de λ_1 é mostrado na Figura 5. A máxima extração de calor corresponde ao caso limite em que os trocadores de calor são condensadores para valores de λ_1 até 0,9 aproximadamente.

O caso de associação em paralelo apresenta resultados distintos. A Figura 6 mostra a dependência da geração de entropia com a temperatura de entrada para λ_1 e C fixos, para $T_{e1} = 300$ K e $T_{e2} = 500$ K. Pode-se observar nesta figura que a temperatura ótima tende a temperatura do trocador de calor de menor temperatura de entrada, isto é, para aquele que tem maior potencial de geração de entropia. Para dado T_e ótimo fixo, diminuindo-se λ_1 (aumentando-se λ_2) a geração de entropia do trocador de calor (2) aumenta, enquanto que a geração de entropia do trocador (1) diminui. A diminuição de λ_1 desloca a temperatura T_e na direção de T_{e2} para compensar esse aumento de irreversibilidade.

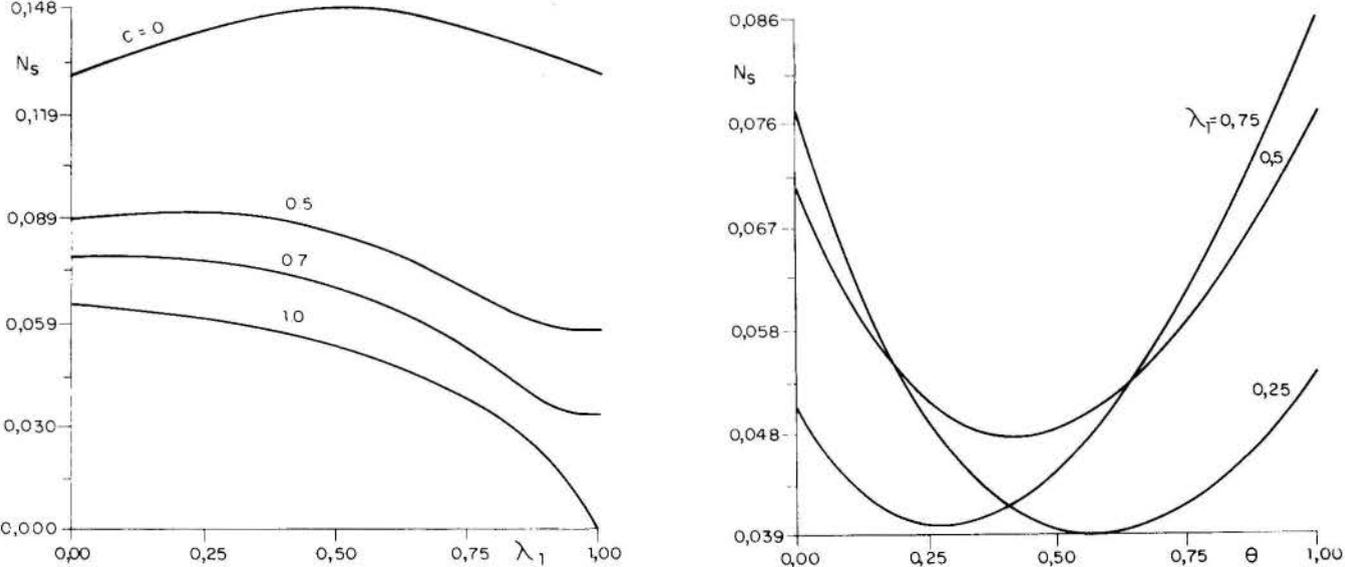


Fig. 6 - Curvas de N_s em função de T_e - associação em paralelo.

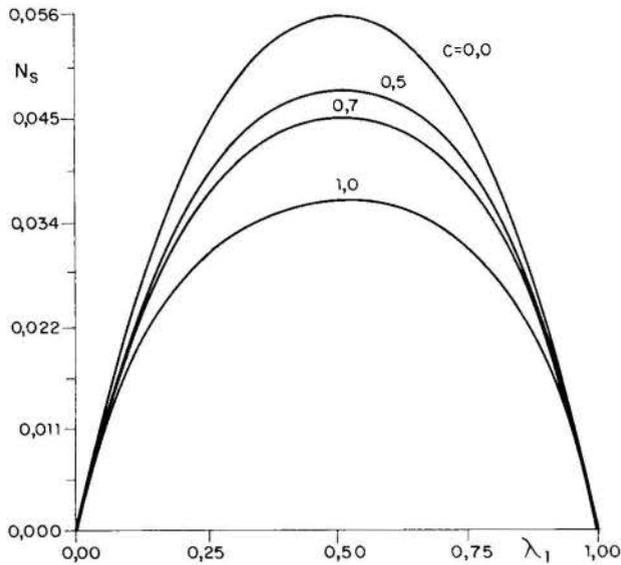


Fig. 7 - Curvas de N_s ótima em função de λ_1 - associação em paralelo.

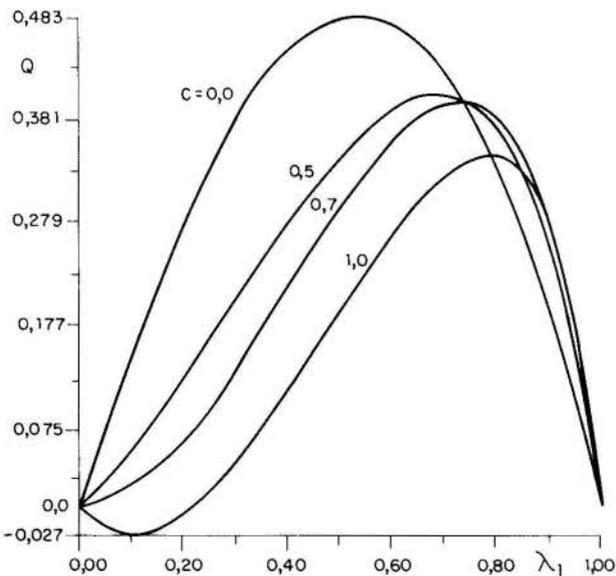


Fig. 8 - Curvas de fluxo total de calor ótimo em função de λ_1 - associação em paralelo.

Os valores ótimos da geração de entropia são representados na Figura 7 em função de λ_1 para cada valor de C fixos. Semelhantemente à Figura 4, o desbalanceamento da capacidade calorífica contribui para a irreversibilidade para cada λ_1 fixo.

O fluxo térmico líquido ótimo para cada valor de C fixo é representado na Figura 8 em função de λ_1 . Note-se que para cada valor de C existe um valor de λ_1 para o qual o calor recuperado é máximo. Em outras palavras, é possível maximizar a recuperação de calor com o mínimo de geração de entropia, para associação das correntes em paralelo.

CONCLUSÕES

A análise dos problemas simples aqui estudados revela ser possível otimizar temperatura de entrada de associação de trocadores com mínima irreversibilidade. A recuperação de calor das correntes secundárias é mais efetiva para associação em paralelo. Para esse tipo de associação é também possível dividir as taxas mássicas

de formas a obter a máxima recuperação de energia. Pode-se concluir que pelo menos no presente exemplo, temos um caso da termodinâmica, não muito comum, em que é possível otimizar com duas funções objetivas, uma obtida da primeira lei da termodinâmica e outra obtida da segunda lei pela geração de entropia. Matematicamente temos um problema de otimização com duas funções objetivas e dois parâmetros otimizáveis que são λ_1 e T_e .

REFERÊNCIAS

- [1] Bejan, A., Entropy Generation Through Heat and Fluid Flow, John Wiley & Sons, 1982.
- [2] Kottas, T.J., The Exergy Method of Thermal Plant Analysis, Butterworths, 1985.
- [3] Witte, L.C., The Influence of Availability Costs on Optimal Heat Exchanger Design, J. Heat Transfer, Vol. 110, pp. 830-835, 1988.
- [4] Aceres-Saborio, S., Ransinghe, J. e Reistad, G.M., An Extension to the Irreversibility Minimization Analysis Applied to Heat Exchangers, J. Heat Transfer Vol. 111, pp. 29-36, 1989.
- [5] Colle, S., Notas pessoais do curso "Análise Exergética de Processos e Ciclos Termodinâmicos", Departamento de Engenharia Mecânica, UFSC, 1989.

ABSTRACT

A second law analysis is used to study the optimization of temperature in the association of two counterflow heat exchangers. It is shown the existence of inlet temperature and flow distributions that optimizes both, the entropy generation and the heat recovered. It is also shown how these variables act upon the thermodynamic efficiency of the association.

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE UM RESFRIADOR A AR PRIMÁRIO



Suzana Rechenberg Zdebsky

Petróleo Brasileiro S.A - PETROBRAS - SIX
Br 476 - Km 143 - Cx. Postal 28
83.900 - São Mateus do Sul - Pr - Brasil



O presente trabalho consiste no desenvolvimento de um modelo de simulação de um resfriador a ar primário empregando a divisão do equipamento em três "zonas" distintas: dessuperaquecimento, condensação de óleo leve, condensação de água. A primeira compreende a região onde somente a fase gasosa escoou pelos tubos. A segunda começa com o início da condensação do óleo leve, sendo delimitada pelo início da condensação do vapor de água. Em se tratando da condensação de uma mistura de vapores de água/óleo leve/hidrocarbonetos incondensáveis em equilíbrio químico com o condensado, trabalha-se em regime de escoamento bifásico.

DESCRICAÇÃO

Resfriadores que empregam ar atmosférico como meio resfriador são comumente designados por "air coolers". O equipamento em questão possui diversos feixes em paralelo, sendo que o número de fileiras de tubos por feixe é igual a três. Os tubos usados são achatados, e possuem aletas retangulares em toda a sua extensão. O fluxo é cruzado, em um só passe, tanto para o fluido interno, que é o gás proveniente do processo, quanto para o ar atmosférico.

A circulação do ar pelo lado externo do feixe é obtida através de ventiladores axiais.

O gás oriundo do processo, já pressurizado, constitui-se basicamente de vapor d'água, óleo leve e incondensáveis, cujas vazões mássicas na entrada do condensador são respectivamente m_{wv} , m_{ol} e m_i , todos à temperatura T_{gpr} , e (fig.1).

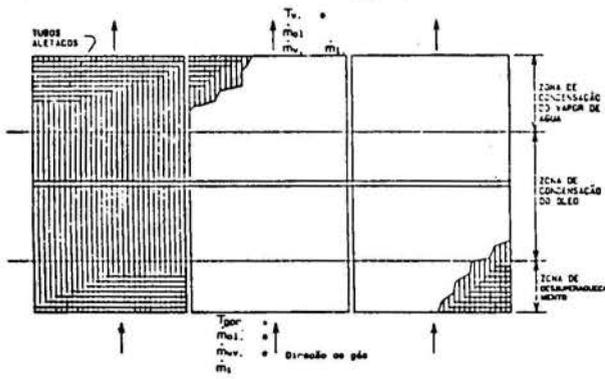


Figura 1 - VISTA SUPERIOR DO 'AIR COOLER' MOSTRANDO A DIVISÃO POR "ZONAS".

Na saída, existem duas fases: o condensado (basicamente formado por água e óleo leve) e o gás formado pelos incondensáveis, gás inerte e algum vapor de óleo e/ou água que não tenham condensado. Assume-se que a temperatura de saída das duas fases em equilíbrio seja $T_{w,s}$.

O ar após atravessar o air cooler pode sair com a temperatura variável, sendo estas representadas por: $T_{ar,d,s}$, $T_{ar,co,s}$ e $T_{ar,ca,s}$.

MODELO

O modelo empregado no presente trabalho considera que o trocador de calor seja formado por três zonas distintas, ou volumes de controle: dessuperaquecimento, condensação de óleo leve e condensação de água. A primeira compreende a região onde somente fase gasosa escoou pelos tubos. A segunda zona começa com o início da condensação do óleo leve, sendo delimitada pelo início de condensação do vapor de água que ocorre na última zona. Baseia-se no modelo de multizona, desenvolvida por Costa e Parise [1].

As hipóteses consideradas para a modelagem são:

- i) As características geométricas do equipamento são conhecidas;
- ii) São considerados três volumes de controle para a modelagem, sendo que cada um deles forma uma "zona" (parâmetros concentrados)
- iii) Considera-se que as temperaturas de início de condensação do óleo leve e do vapor de água são obtidas através do cálculo do equilíbrio químico das fases;
- iv) São calculadas as vazões mássicas de óleo leve e de vapor de água que condensam no resfriador;
- v) Considera-se como Temperatura de Flash, a temperatura de saída dos gases;
- vi) Todas as propriedades físicas são avaliadas à temperatura de entrada de cada zona;
- vii) É considerado que as vazões de ar e gás se distribuem de maneira uniforme no equipamento;
- viii) São considerados somente dois tipos de regime para o escoamento bifásico: o anular e o estratificado;
- ix) É desprezada a resistência devida a depósitos na superfície da aleta, porque ainda não se dispõe de dados experimentais que indiquem qual a ordem de grandeza deste valor para o equipamento em estudo;
- x) Em se tratando da condensação de uma mistura de vapores (em equilíbrio químico), as taxas de capacidade

térmica das zonas de condensação de óleo e de água não serão consideradas infinitas, para efeito de cálculo da efetividade.

x1) São consideradas conhecidas as frações molares dos componentes que constituem o óleo leve e os incondensáveis.

As temperaturas de início de condensação do óleo leve e do vapor de água são obtidas através dos cálculos de ponto de orvalho, nas respectivas pressões parciais.

A equação de Antoine fornece a pressão de equilíbrio líquido-vapor para os componentes, [2] sendo que a Lei de Raoult permite calcular as constantes de equilíbrio [3] necessárias.

As vazões mássicas de óleo leve e de vapor de água que condensam no equipamento são obtidas através de cálculo de Flash, o qual fornece a composição do vapor e do condensado.

Uma vez que o equipamento é dividido em 3 zonas, ilustraremos os cálculos em cada região, exemplificando com a zona de condensação do óleo leve.

O balanço de calor para o gás, é dado por:

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{co} = & \dot{m}_{ov} (\lambda_{ol} + c_{p_{ov}} T_{co}) - \dot{m}_{ov,co} (\lambda_{ol} + c_{p_{ol}} T_{ca}) - \\ & - \dot{m}_{ol,co} c_{p_{ol}} T_{ca} + \dot{m}_{wv} c_{p_{wv}} (T_{co} - T_{ca}) + \\ & + \dot{m}_1 c_{p_1} (T_{co} - T_{ca}) \end{aligned} \quad (1)$$

Esta quantidade de calor pode ser expressa em função da vazão mássica de ar, por:

$$\dot{Q}_{co} = \dot{m}_{ar,e} X_{co} c_{p_{ar}} (T_{ar,co,s} - T_{ar,e}) \quad (2)$$

onde x_{co} é definido como:

$$X_{co} = \frac{A_{1,co}}{A_1} \quad (3)$$

Este mesmo calor também pode ser dado por:

$$\dot{Q}_{co} = \varepsilon_{co} C_{\min_{co}} (T_{co} - T_{ar,e}) \quad (4)$$

A efetividade de cada zona é dada por Holman [4], sendo para trocadores com corrente cruzada, com um dos fluidos misturados e o outro não misturado.

O coeficiente de transferência de calor por convecção para o ar é dado por Ganapathy [5]:

$$Nu = 0,134 Re_d^{0,681} Pr_d^{1/3} \left(\frac{s}{H} \right)^{0,200} \left(\frac{s}{Y} \right)^{0,1134} \quad (5)$$

onde Y, H e s são respectivamente espessura média, altura e espaçamento entre aletas.

Do número de Nusselt, obtém-se o coeficiente de película externo:

$$h_{ar} = \frac{Nu k_{ar}}{D_r} \quad (6)$$

A velocidade máxima de escoamento do ar no equipamento, pode ser obtida por:

$$v_{\max,ar} = \frac{\dot{m}_{ar,e} X_d}{\rho_{ar} A_{\min}} \quad (7)$$

A eficiência das aletas é aproximada por Bell [6] conforme segue:

$$\eta_{fin} = \frac{\tanh(H_c B)}{H_c B} \quad (8)$$

onde foi desprezada a espessura da aleta, pois ela é suficientemente delgada para permitir tal aproximação:

$$B = \left(\frac{2 h_{ar}}{k_{fin} Y} \right)^{1/2} \quad (9)$$

e

$$H_c = \frac{D_r}{2} \left[\left(\frac{D_o}{D_r} - 1 \right) \left(1 + 0,35 \ln \frac{D_o}{D_r} \right) \right] \quad (10)$$

A resistência térmica total da aleta é dada por [6]:

$$R_{fin} = \left(\frac{1 - \eta_{fin}}{A_r + \eta_{fin}} \right) \left(\frac{1}{h_e} + R_{fe} \right) \quad (11)$$

A área externa da seção aletada é calculada por:

$$A_r = \pi D_r \quad (12)$$

Os coeficientes de transferência de calor por convecção no lado interno são calculados por zona.

Para a zona de dessuperaquecimento, o coeficiente de filme é dado de correlação de Ditus-Boelter:

$$Nu_d = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,3} \quad (13)$$

onde o expoente 0,3 do número de Prandtl (Pr), indica que o fluido está resfriando.

Existem diversos modelos distintos para condensação no interior de tubos horizontais que são os usualmente encontrados na literatura. Entre eles, encontram-se os modelos anular e estratificado, ilustrados na figura 2. O fluxo anular ocorre quando as forças de cisalhamento (atrito) predominam e o fluxo estratificado quando há predomínio das forças gravitacionais.

A questão reside em determinar qual modelo deve ser usado em cada zona. Um critério simples é usar o método de Palen et al [7], o qual propõe o cálculo de uma velocidade adimensional para a fase gasosa, como segue:

$$V_g^* = \left[\frac{\rho_g V_g^2}{(\rho_l - \rho_g) \epsilon D_i} \right]^{1/2} \quad (14)$$

É sugerido que o modelo estratificado (fig 2) deva ser aplicado para:

$$V_g^* < 0,5$$

e o modelo anular (figura 2) para

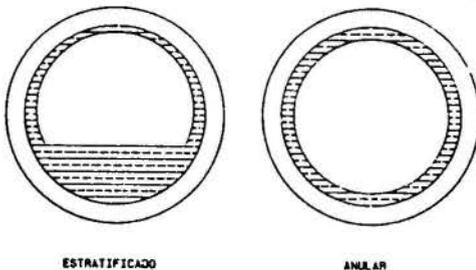
$$V_g^* > 1,5$$

Quando se está entre os dois modelos, ou seja,

$$0,5 < V_g^* < 1,5$$

a seguinte equação de interpolação mostra-se razoável para o cálculo do coeficiente de filme:

$$h = h_{an} + \left[V_g^* - 1,5 \right] \left[h_{an} - h_{est} \right] \quad (15)$$



ESTRATIFICADO

ANULAR

Figura 2 - Modelo para Condensação em um tubo horizontal.

O coeficiente de troca para o regime estratificado é obtido a partir da teoria de Nusselt para condensação [8]:

$$h_{est} = 0,725 \Omega \left[\frac{k_l^3 \rho_l (\rho_l - \rho_g) \epsilon \lambda 3600}{\mu_l D_i (T_{sat} - T_{w1})} \right]^{1/4} \quad (16)$$

O fator de correção Ω considera a redução no coeficiente de filme causada pelo acúmulo de líquido na parte inferior da tubulação. Uma aproximação razoável para Ω é proposta por Jaster e Kosky, conforme apresentado por Kakaç [8]:

$$\Omega = \epsilon_g^{3/4} \quad (17)$$

onde a fração de vazio, ϵ_g , é calculada por Zivi, conforme Kakaç [8], como:

$$\epsilon_g = \frac{1}{1 + \frac{1-x}{x} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{2/3}} \quad (18)$$

Existe uma grande variedade de métodos para o cálculo do coeficiente de filme para o regime anular. Uma equação simples que fornece este valor, é dada por Butterworth [9]:

$$h_{an} = \frac{(c_p m)_l}{T^+} \phi_1 \sqrt{\frac{r}{2}} \quad (19)$$

O fator de fricção é baseado no número de Reynolds do condensado, calculado para a situação onde somente a fase líquida escoasse pelo tubo. Para tubos lisos, pode ser calculado por:

$$f = \frac{0,3164}{Re_l^{0,25}} \quad (20)$$

O parâmetro T^+ é determinado pelas seguintes equações, [8] e [9]:

$$T^+ = Pr_l s^+ \quad (21)$$

para

$$s^+ \leq 5;$$

$$T^+ = 5 \left\{ Pr_l + \ln \left[1 + Pr_l \left(\frac{s^+}{5} - 1 \right) \right] \right\} \quad (22)$$

para

$$5 < s^+ \leq 30;$$

e

$$T^+ = 5 \left[Pr_1 + \ln \left(1 + 5 Pr_1 \right) + \frac{1}{2} \ln \frac{s^+}{30} \right] \quad (23)$$

para

$$s^+ > 30$$

onde s^+ é uma espessura de filme adimensional, dada por [8] e [9]:

$$s^+ = (Re_1/2)^{1/2} \quad (24)$$

para

$$Re_1 < 1.250$$

e

$$s^+ = 0,0504 Re_1^{7/8} \quad (25)$$

para

$$Re_1 > 1.250$$

O fator multiplicador para a determinação da queda de pressão em escoamento bifásico é dado por [9]:

$$\phi_1 = 1 + \frac{1,5}{X_{tt}^{0,4}} + \frac{1}{X_{tt}^{1,1}} \quad (26)$$

O parâmetro de Lockhart-Martinelli é dado por [9]:

$$X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0,5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{0,1} \quad (27)$$

O multiplicador ϕ_1 indica quantas vezes a queda de pressão em escoamento bifásico será maior em relação à situação onde somente a fase líquida escoasse pelo duto.

A troca de calor por convecção entre o fluido interno e a parede na i-ésima zona, resulta em:

$$Q_i = h_{i_i} A_{i_i} \left(T_i - T_{w_i} \right) \quad (28)$$

Em relação ao fluido externo e, desprezando a resistência térmica devido à condução de calor, tem-se:

$$Q_i = h_{e_i} A_{e_i} \left(T_{w_i} - T_{ar,e} \right) \quad (29)$$

O coeficiente global de transferência de calor por zona, baseado na área interna dos tubos, é dado por [10]:

$$U_i = \frac{1}{\frac{1}{h_{i_i}} + R_{fi_i} + R_{fin_i} + \left(R_{fe_i} + \frac{1}{h_e} \right) \frac{A_i}{A_e}} \quad (30)$$

METODO DE SOLUCAO

Na solução do sistema de equações (1) a (30), não linear, é aplicado método iterativo de substituição. São conhecidas as vazões mássicas de óleo leve (m_{ol}), de vapor de água (m_{wv}), de incondensáveis (m_i), as temperaturas de entrada do gás a ser condensado ($T_{gpr,e}$) e do ar de resfriamento ($T_{ar,e}$), a pressão do gás na entrada do equipamento, a composição percentual do óleo e dos incondensáveis, bem como as características geométricas do equipamento.

São calculados os pontos de orvalho do óleo leve e da água.

Para obtenção da temperatura de equilíbrio dos gases na saída do equipamento ($T_{w,s}$), ou seja, temperatura de Flash, é assumido um valor inicial para esta grandeza. A seguir, são efetuados diversos cálculos dependentes deste valor, como por exemplo as quantidades de calor em cada zona.

Os valores das relações entre as áreas laterais internas da primeira e segunda zona, com a área lateral interna total do air cooler, ou seja, X_d e X_{co} respectivamente, são obtidos iterativamente, da seguinte maneira: são assumidos valores iniciais para X_d e X_{co} . A seguir, são calculadas as taxas de capacidade térmica dos dois fluidos e verificado qual deles corresponde ao menor valor. Este é usado para obtenção da efetividade da zona de dessuperaquecimento (eq. similar a (4)).

Para calcular ϵ_{co} é usada a própria equação (4).

O coeficiente de filme externo é obtido por (6), com auxílio das equações (5), (7), (8), (9) e (10).

O coeficiente de filme interno da zona de dessuperaquecimento é dado por (13).

O coeficiente global de troca térmica desta zona, baseado na área interna é obtido por (30) após escrever o coeficiente de película em termos do número de Nusselt.

Para calcular a área lateral interna de dessuperaquecimento, é usada a equação da efetividade dada por Holman [4], isolando-se a área.

O cálculo da relação entre a área lateral interna de dessuperaquecimento e a área lateral interna total do equipamento, ou seja, o novo valor de X_d , é dado por:

$$X'_d = \frac{A_{i,d}}{A_i} \quad (31)$$

Antes de calcular o coeficiente de transferência de calor por convecção para a segunda zona, há necessidade de se obter a temperatura de parede no local, pois o coeficiente de troca de calor no regime de condensação depende de seu valor. Sendo assim, é feito um cálculo iterativo. É assumido um valor inicial para $T'_{w,co}$. Como

não se conhece qual o tipo de regime de condensação que está ocorrendo, há necessidade de se verificar se é anular ou estratificado. Para tanto, é calculada a velocidade adimensional V'_ξ para a fase gasosa com a equação (14).

A nova temperatura de parede da zona de condensação de óleo leve é obtida igualando as equações (28) e (29), isolando $T'_{w,co}$:

$$T'_{w,co} = \frac{h_{i,co} A_{i,co} T_{co} + h_{ar} A_{e,co} T_{ar,e}}{h_{i,co} A_{i,co} + h_{ar} A_{e,co}} \quad (32)$$

Este novo $T'_{w,co}$ é comparado com o valor anteriormente calculado. Caso não sejam iguais, o processo é repetido com $T'_{w,co}$ até que ocorra convergência da temperatura de parede.

O coeficiente global de transferência de calor para esta zona é obtido por (30):

O procedimento de cálculo da relação entre a área interna de condensação do óleo leve ($A_{i,co}$) e a área interna total do equipamento, ou seja, X_{co} , é similar ao descrito para a região de dessuperaquecimento.

Os novos valores de X'_d e X'_{co} , calculados respectivamente por (31) e (3), são comparados com os assumidos inicialmente, X_d e X_{co} . Caso não sejam iguais, os novos valores assumidos são obtidos pela média aritmética entre X'_d e X_d para a região de dessuperaquecimento e X'_{co} e X_{co} para a segunda zona. Este procedimento é repetido até a convergência das duas relações mencionadas.

A relação entre as áreas da terceira zona (X_{ca}) é obtida diretamente por:

$$X_{ca} = 1 - X_d - X_{co} \quad (33)$$

A área lateral interna desta região é calculada por:

$$A_{i,ca} = A_i X_{ca} \quad (34)$$

O cálculo de $T'_{w,ca}$ segue o mesmo princípio do método para obter $T'_{w,co}$.

A nova temperatura de equilíbrio dos gases na saída do air cooler é dada por (35):

$$T'_{w,s} = \frac{\left[m_{ov,co} c_{p_{ov}} + m_{ol,co} c_{p_{ol}} + m_i c_{p_i} + m_{wv} c_{p_{wv}} \right] T_{ca} + \left[m_{wv} - m_{wv,ca} \right] \lambda_w - Q_{ca}}{VAR} \quad (35)$$

onde:

$$VAR = m_{ov,co} c_{p_{ov}} + m_{ol,co} c_{p_{ol}} + m_i c_{p_i} + m_{wv,ca} c_{p_{wv}} + m_{ol,ca} c_{p_{wl}} \quad (36)$$

O novo valor de $T'_{w,s}$ é comparado com o inicialmente assumido. Caso não sejam iguais, o novo valor a ser suposto é obtido por uma média ponderada entre $T'_{w,s}$ e $T_{w,s}$. O procedimento é repetido até que a convergência esteja garantida.

As temperaturas do ar nas saídas das zonas de dessuperaquecimento, condensação do óleo leve e condensação da água são obtidas rearranjando os termos da eq. (2) e similares.

CRITERIO DE CONVERGENCIA

A variável indicadora da convergência do programa de simulação do resfriador a ar primário é a temperatura de saída do fluido resfriado ($T'_{w,s}$). Quando a diferença entre dois valores desta temperatura, em iterações sucessivas, for menor que $0,1^\circ C$, considera-se que o método convergiu.

RESULTADOS

Do modelo proposto foi desenvolvido um programa em linguagem Turbo-Pascal, executado em um microcomputador tipo PC-XT, com co-processor matemático.

Para validar o modelo proposto seria desejável comparar os dados previstos pelo programa com resultados experimentais. Tal não foi possível em virtude do equipamento não estar ainda em operação.

Assim sendo comparou-se os resultados obtidos com dados fornecidos pelo fabricante.

A tabela I mostra a comparação entre o valor calculado pelo fabricante e o previsto pelo modelo para uma condição operacional.

TABELA I

Comparação entre o valor calculado pelo fabricante e o previsto pelo modelo

VARIÁVEL	FABRICANTE	MODELO
Temp. entrada do gás	177 °C	177 °C
Temp. saída do gás	73 °C	71,4 °C
Temp. saída do ar	72,5 °C	67,4 °C
Vazão mássica condensado	30014 kg/h	8428 kg/h

Pode-se dizer que os valores previstos estão próximos aos calculados. No caso da temperatura de saída do ar o afastamento entre os valores tabelados pode ser explicado devido ao fato do modelo fornecer a temperatura do ar na saída da zona de condensação da água. A diferença entre as vazões de condensado pode ser explicada pela escolha do modelo de simulação usado no cálculo de equilíbrio das fases.

REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS:

- [1] COSTA, M. L. M. & PARISE, J. A. R. Mathematical modeling of air-cooled condenser. Presented at 23rd Annual Technical Meeting, Society of Engineering Science, Aug. 25-27, 1986. University of Buffalo, The State University of New York, Buffalo, New York.
- [2] MARTINS NETO, Izidoro. Apostila de termodinâmica. PETROBRAS, SEDES, s.d. Parte I - Termodinâmica básica. Parte II - Termodinâmica de Solução - equilíbrio físico. Parte III - Equilíbrio químico.
- [3] PERRY, R & CHILTON, C. H. Chemical engineer's handbook. 5 ed. Tokyo, McGraw-Hill KogaKusha, 1973. Cap4, p.62-65.
- [4] HOLMAN, Jack Philip. Transferencia de Calor. São Paulo, McGraw-Hill do Brasil, 1983.
- [5] GANAPATHY, V. Process-design criteria. Chemical Engineering, 85 (7) : 111-119, Mar. 1978.
- [6] BELL, K. I. Curso avançado de trocadores de calor. Módulo I - Trocador de calor sem mudança de fase. 1979.
- [7] PALEN, J. W. et al. Prediction of horizontal tubeside condensation of pure components using flow regime criteria. In: MARIO, P. J. & KROEGER, P. G. Condensation heat transfer. New York, ASME, 1979.
- [8] HEAT exchanger; thermal-hydraulic fundamentals and design. Edited by S. Kakaç [and others]. Washington, Hemisphere Publishing Co, 1981. p. 294-297)
- [9] BUTTERWORTH, D. Fluid Mechanics and heat transfer. In: SPALDING, D. B. & TABOREK, T. Heat exchanger design handbook. New York, Hemisphere Corp. 1984.
- [10] ROHSENOW, W. M. ed. Handbook of heat transfer. New York, MacGraw-Hill, 1973

ABSTRACT

This work presents a theoretical model which describes the cooling and condensation of an oil/steam mixture by means of air. The operation is achieved in a cooling equipment which comprises three distinct regions. In the first region, where only vapor phase is present, the mixture is cooled to its dew point, with condensation of light oil drops. The second region is defined between this point and the point where steam starts to condense. The last region resumes the condensation of both oil and water streams. Considering the presence of gaseous and liquid currents in the equipment, a two phase flow regime is regarded. The model displays results in good agreement with the design data.

THERMAL FLUID DYNAMIC ANALYSIS OF FORCED CIRCULATION VAPORIZERS



H.G. de Landa
 CENPES/Petrobrás
 I. do Fundão - Quadra 7
 21.945 Rio de Janeiro
 Brazil

and L.E.G. Bastos
 PEM/COPPE/UFRJ
 Cx.P: 68.503
 21.945 Rio de Janeiro
 RJ - Brazil



SUMMARY

A thermal fluid dynamic analysis is performed to the forced circulation shell-tube vaporizer (horizontal reboiler). Usually this equipment is designed with an unequal number of tubes for each pass and the vaporization occurs inside the tubes. The condensing vapor flows inside the shell around the tubes. A differential volume approach is considered along the full length of a tube for each pass. Under steady-state conditions the energy balance equation for each tube element is written, and the flow pattern is identified. The heat transfer coefficients and the pressure drops are determined from empirical correlations. The vaporization rate, the pressure drop and the outlet fluid temperature are determined for a typical horizontal reboiler when vaporizing propane and water under several working pressures and mass flowrates.

INTRODUCTION

Nowadays, the Brazilian oil industry commonly employs horizontal reboilers for the vaporization of several process fluids. Despite this, are not available in the open literature deep informations helping the design or simulation of this equipment, from which only general procedures can be extracted, see [1]. There is not a methodology contemplating the analysis of the distinct flow patterns for the developing two-phase flow inside the tubes. Moreover to determine the rate of vaporization, the pressure drops and the average fluid temperature at each elemental tube section along the equipment. There are commercial softwares, elaborated by the HTFS and HTRI, which treat this problem. Thus, in order to have an insight into this problem a theoretical analysis is considered for the horizontal reboiler. The mathematical model considers the shell-tube heat exchanger splitted-up into several parts each carrying a changing phase fluid inside. On the external wall there is a condensing vapor.

The energy balance equation is written for each tube element along the full length of the equipment.

Also, empirical informations on the fluid characteristics, the flows patterns and correlations for the Nusselt number and the pressure drops are required.

THEORY

Fluid Properties. Initially, a data bank

is established containing the required physical properties and their variations with temperature and pressure, for the following single components: - benzene, 1-3 butadien, butane, n-butanol, cumene, ciclobutanol, ciclohexane, ciclopentane, ciclopropane, ethane, ethanol, ethylbenzene, ethene, ethene

oxyde, isobutene, isoprene, methane, methanol, propane, n-propanol, propene, propene oxyde, estirene, toluene, m-xylene, water, hydrogen. During its development the equations proposed by [2] were followed.

Mathematical Model. Figure 1 shows

schematically: (i) the horizontal shell-tube vaporizer having an unequal number of tubes by pass. A condensing vapor is entering in the shell at a temperature T_{ai} and leaves at a lower temperature value T_{ao} .

(ii) inside the tubes a subcooled fluid with the entrance conditions of temperature t_i and pressure P_i flows through the first pass ($j = 1$) by forced convection up to the boiling incipience. This phase change occurs either in this pass or in the next one.

(iii) a tube element comprised between the k and $k + 1$ transverse sections of a pass (j) is represented.

Thus, for a tube element of the pass (j) the balance energy equation is written:

$$Q_{j,k} = \dot{m} C_p (t_{j,k+1} - t_{j,k}) = \dot{M}_{j,k} L = UA (LMTD)$$

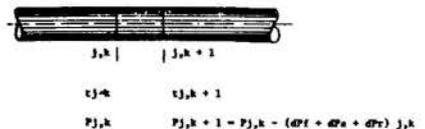
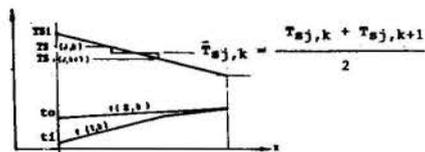
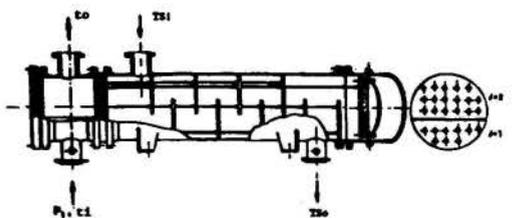
$$LMTD = \frac{(T_{sj,k} - t_{j,k}) - (T_{sj,k} - t_{j,k+1})}{\ln \left(\frac{T_{sj,k} - t_{j,k}}{T_{sj,k} - t_{j,k+1}} \right)}$$

$$U = 1 / \left(\frac{r_o}{r_i h_i} + \frac{r_o}{k} \ln \left(\frac{r_o}{r_i} \right) + \frac{1}{h_o} \right) + f$$

where, A: external area of the element tube; Cp: specific heat of the fluid; f: fouling factors inside the tubes and shell; h_i (h_o): heat transfer coefficients inside the tubes and the shell respectively; k: thermal conductivity of the tube; L: phase change enthalpy; \dot{m}, M : mass flowrates; r_i (r_o): internal and external tube radius; T and t: temperatures of the condensing vapor and working fluid respectively. The j and k suffixes indicate the pass and the section of the tube, respectively.

Empirical Correlations. In the case of forced convection for a single-phase flow, the laminar heat transfer coefficient is determined from [3] and the turbulent heat transfer coefficient from [4]. The heat transfer coefficient of the shell side as well as the fouling factor inside the tubes are assumed constant.

Firstly, it is necessary to know when the subcooled liquid starts to vaporize. This is obtained from the Frost-Dzakovic's criterion [5]. Following that, in the case of the saturated liquid the vapor is generated inside an elemental tube when the pressure is equal or lower than the saturation pressure related with the existing average temperature.



- where:
- $t_{j,k}$ - fluid temperature at k section of j pass
 - $t_{j,k+1}$ - fluid temperature at k section of j pass
 - $P_{j,k}$ - fluid pressure at k section of j pass
 - $P_{j,k+1}$ - fluid pressure at (k+1) section of j pass
 - dP_f - friction pressure drop
 - dP_a - acceleration pressure drop
 - dP_r - pressure drop in the return
 - $T_{s,j,k}$ - shell side temperature at k section of j pass.

Fig.1. The horizontal shell-tube heat exchanger with unequal tube banks for each pass.

The flow pattern is identified using a computer routine, shown in [6], which incorporates equations corresponding to the curves of the Duckler's map [7]. The present analysis considers the following two-phase flow patterns: annular, bubble, intermittent, wavy stratified and stratified.

The heat transfer coefficients for two-phase flows are calculated from the empirical correlations of CHEN [8] SHAH [9].

GUNGOR [10] and KANDLIKAR [11], and according to [12] and [13].

The onset of film boiling can be estimated using [3] and the heat transfer coefficient calculated according [14]. The pressure drops at a tube element is evaluated by the relation:

$$P_{j,k+1} = P_{j,k} - \Delta P_{j,k}$$

where: (i) for single-phase flows the pressure drop is due to the friction;

$$\Delta P_{j,k} = \Delta P_f$$

and is calculated from the Beggs-Brill's correlation [15].

(ii) for two-phase flows there are the pressure drops due to the friction and the fluid acceleration,

$$\Delta P_{j,k} = \Delta P_f + \Delta P_a$$

being, ΔP_f determined from the Friedel correlation and the void fraction required to obtain ΔP_a calculated from Premoli (1970) as recommended by [16].

Computer Program. The computer program

is written in FORTRAN 77 language for use in microprocessors PC. The schematic flow chart of the program is, presented in the figure 2.

This computer routine requires as input data: (i) the characteristics of the equipment, (ii) the number of elemental tubes along the full length of a tube, (iii) the temperature, pressure and mass flowrate at the entrance for the working fluid, (iv) the inlet and outlet vapor temperatures, (v) the shell and tube fouling factors, (vi) the heat transfer coefficient for the shell side.

RESULTS

The Table 1 presents the results obtained for a horizontal circulation vaporizer under nine conditions of operation.

The equipment has the following characteristics: 6.096 m of tube length; 2 passes; 215 and 708 as number of tubes; 0.01483 m (0.01900 m) internal (external) tube diameter; 45 W/mK tube thermal conductivity. The fouling factors for the vapor and the fluid are 0.00017 m²K/W and 0.00034 m²K/W respectively. The fluids under vaporization are propane (pressures of 207; 414; 690 and 2068 kPa; and mass flowrates of 223 and 745 kg/(m²s)) and water (pressure of 1034 kPa and mass flowrates of 223 and 745 kg/(m²s)). The influence of the number of elemental tubes considered (5; or 20) on the vaporization rate, the pressure drop and the fluid temperature at the exit are shown in the Figure 3. The choice of the adequate heat transfer coefficient can be made from the available empirical correlations of Chen, Gungor, and Shah. According to [13] the option indicated as Free uses the Chen's correlation for the annular and bubble flow patterns and the Shah's correlation for the remaining flow patterns. The other options consider the correlations indicated. Analysing the nine examples shown, it is possible to say that

(i) the vaporization rate is almost the same for all the calculation options and under the same input-data conditions.
 (ii) The values obtained from the "free" option are very close with the results from the program TASC2 (HTFS). However, a comparison with the values obtained from the Kern approach shows a certain discrepancy.
 (iii) It is observed that the number of elemental tube parts (5 or 20) has an influence on the pressure drop results for the lower pressure levels. For higher pressure levels the values obtained are close to the results obtained from the code TASC2 (HTFS). See examples 8 and 9, and Figure 3, which shows the influence of the number of elemental tube parts on the pressure drop.

(iv) The usual calculating approaches consider the vaporization at a constant pressure and temperature. The present work takes into account the effect of the pressure drop on the saturation pressure. Perhaps this explains the distinct values for the outlet fluid temperature when compared with results obtained from the HTFS, see examples 3 and 4.

FLUID	WATER		PROPANE																
	1034		207		414		690		2068										
PRESSURE (k Pa)	1034	1034	207	207	414	414	690	690	2068	2068									
VELOCITY (kg/m ² s)	223	745	745	223	745	223	223	223	223	745									
EXAMPLE	1	2	3	4	5	6	7	8	9										
TEMPERATURE INLET (K)	355.2	355.2	227.5	227.5	227.5	227.5	227.5	260.8	260.8										
TEMPERATURE SHELL (K)	588.5	588.5	316.3	316.3	316.3	316.3	338.5	260.8	260.8										
HEAT TRANSFER COEF. (SHELL) W/m ² K	2840	2840	567	567	567	567	567	567	567										
NUMBER OF SECTION	5	20	5	20	5	20	5	20	5	20									
FREE	S VAP.	81.0	81.2	82.2	83.0	83.6	84.1	87.8	4.8	6.8	88.2	84.7	87.0	88.7	78.3	84.0	14.3	14.3	
	PRESSURE DROP (kPa)	6.4	48.2	33.7	44.3	8.4	88.4	88.3	87.3	13.5	17.0	14.7	16.8	8.8	10.4	3.8	4.8	8.8	13.0
TEMPER. OUTLET (K)	482.8	482.8	483.0	482.8	234.1	288.3	244.8	238.8	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7
CHEN	S VAP.	78.0	80.8	82.1	83.0	83.3	84.0	88.4	4.8	6.5	84.8	83.8	84.7	88.1	71.8	80.7	13.1	13.3	
	PRESSURE DROP (kPa)	48.0	15.5	33.0	43.4	80.0	148.0	88.8	86.8	13.4	18.8	14.1	16.1	8.1	10.0	3.4	4.4	8.8	12.8
TEMPER. OUTLET (K)	482.8	482.8	483.0	482.8	234.1	288.3	244.8	238.8	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7
BUNGEOR	S VAP.	78.4	78.2	79.0	82.0	82.8	83.8	84.0	4.8	6.5	83.2	82.0	83.4	86.8	71.8	78.8	13.3	13.4	
	PRESSURE DROP (kPa)	38.3	44.8	33.0	43.4	88.8	145.0	88.4	88.1	13.4	18.8	13.8	14.8	8.8	8.8	3.4	4.5	8.8	12.8
TEMPER. OUTLET (K)	482.8	482.8	483.0	482.8	234.1	288.3	244.8	238.8	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7
SHAH	S VAP.	80.2	80.5	82.1	82.8	83.3	83.8	88.3	4.8	6.8	85.2	83.8	85.0	88.3	75.2	82.2	14.3	14.3	
	PRESSURE DROP (kPa)	48.8	45.5	33.7	43.4	80.8	148.4	88.4	88.1	13.5	17.0	14.5	16.3	8.5	10.3	3.8	4.8	8.8	13.0
TEMPER. OUTLET (K)	482.8	482.8	483.0	482.8	234.1	288.3	244.8	238.8	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7	287.7
HTFS	S VAP.	81.0	81.3	82.2	83.0	83.6	84.1	87.8	4.8	6.8	88.2	84.7	87.0	88.7	78.3	84.0	14.3	14.3	
	PRESSURE DROP (kPa)	28.3	26.2	62.7	41.37	14.0	8.0	7.8	3.8	13.9									
TEMPER. OUTLET (K)	454.6	454.6	248.5	248.5	267.7	267.7	267.7	267.7	267.7	267.7	267.7	267.7	267.7	267.7	267.7	267.7	267.7	267.7	267.7
KERN	S VAP.	78.0	15.7	20.0	71.5	6.2	53.0	60.7	92.0	12.8									
	PRESSURE DROP (kPa)	0.62	9.37	24.8	2.75	12.9	0.94	1.4	17.2	19.4									
TEMPER. OUTLET (K)	454.6	454.6	248.5	248.5	267.7	267.7	267.7	267.7	267.7	267.7	267.7	267.7	267.7	267.7	267.7	267.7	267.7	267.7	267.7

Table.1. Nine examples of vaporization of water and propane using the equipment.

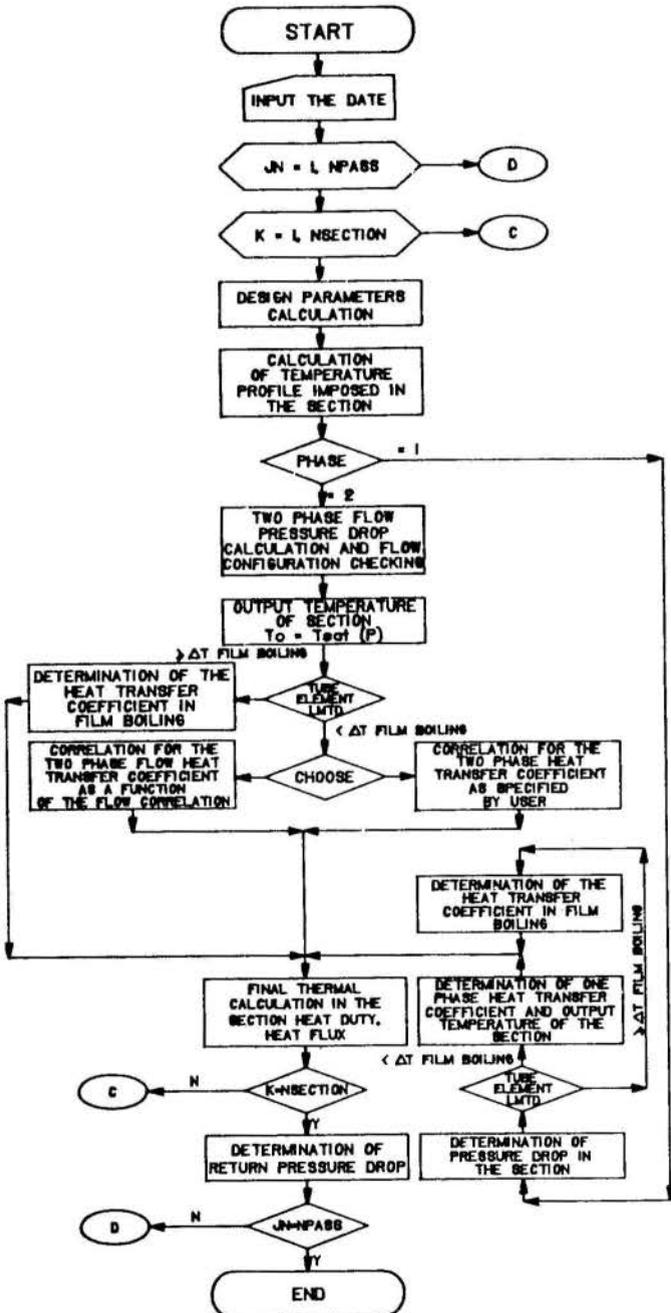


Fig.2. The schematic flow chart of the computer program

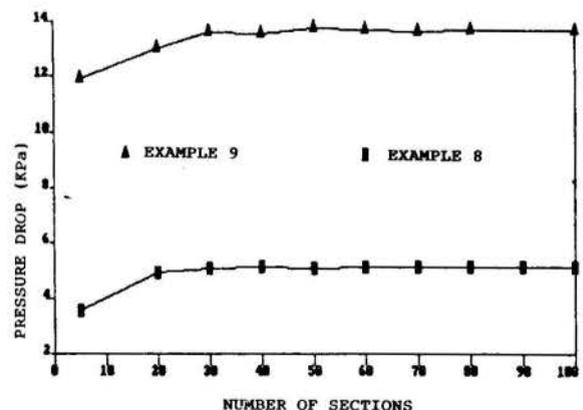


Fig.3. Influence of the number of sections on the pressure drop.

CONCLUSIONS

The theoretical-empirical model proposed is able to describe the behavior of horizontal reboilers when vaporizing monocomponent fluids. The obtained results for eight simulation cases are consistent with the results from other design approaches of the open and close literatures.

Further developments to this work are: (i) the analysis of the equipment for the vaporization of multi-components fluids as the hydrocarbon mixtures, (ii) the use of physical models to determine the fouling thermal resistance, (iii) the calculation of the shell sideheat transfer coefficient.

REFERENCES

- [1] Kern, D.O., "Process Heat Transfer", Mc Graw-Hill Book Co, New York, 1950.
- [2] Yaws, C.L., "Correlation Constants for Chemical Compounds", Chemical Engineering, August, 16, p.p.79-87; Oct 25, p.p.127-135, nov.22 p.p.153-162, 1976.
- [3] Schlunder, E.U., "Heat Exchanger Design Handbook", Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1985.
- [4] Gnielinski, V., "New Equations for Heat and Mass Transfer in Turbulent Pipe and channel Flow", International Chemical Engineering, vol.16, n°2, p.p.359-367, 1976.
- [5] Frost, W., Dzakowic, G.S., "An Extension of the Method of Predicting Incipient Boiling on commercially Finished Surfaces". Paper 67-HT-61 ASME-AIChE Heat Transfer conference, Seattle, Aug. 1967.
- [6] Landa, H.G., "Análise Termo-hidráulica de Vaporizadores com Tubos Horizontais Tese de M.Sc Eng. Mec. COPPE/UFRJ, 1989.
- [7] Dukler, A.E., Taitel, Y., "A Model Predicting Flow Regime Transitions in Horizontal and Near Horizontal Gas-Liquid Flow", A.I.Ch.E. Journal, vol.22, n° 1, p.p.47-55, 1976.
- [8] Chen, J.C., "Correlation for Boiling Heat Transfer to Saturated Fluids in Convective Flow", I & EC Process Design and Development, vol.5, n° 3, p.p.322-329, 1966.
- [9] Shah, M.M., "Chart Correlation for Saturated Boiling Heat Transfer: Equations and Further Study", ASHRAE Transactions, vol.88 p.p.185-196, 1982.
- [10] Gungor, K.E., Winterton, R.H.S., "A General Correlation for Flow Boiling in Tubes and Annuli", Int. J. Heat Mass Transfer, vol.29, n° 3, p.p.351-358, 1986.
- [11] Kandlikar, S.G., "A General Correlation for Saturated Two-Phase Flow Boiling Heat Transfer Inside Horizontal and Vertical Tubes, HTD - vol.85, ASME, New York, 1987.
- [12] Collier, J.G., "Convective Boiling and Condensation", Mc Graw-Hill Book Co Ltd, New York, 1981.
- [13] Smith, R.A., "Vaporisers-Selection, Design, Operation", Longman, New York, 1986.
- [14] Wolverine, "Engineering Data Book II", 1984.
- [15] Beggs, H.D., Brill, J.P., "Two Phase Flow in Pipes", class-room notes - the University of Tulsa, 1978.
- [16] Whalley, P.B., "Boiling Condensation and Gas Liquid Flow", Oxford University Press, 1987.
- [17] Butterworth, D., Hewitt, G.F., "Two Phase Flow and Heat Transfer", Oxford University Press, 1977.

COEFICIENTES DE TRANSPORTE EM TROCADORES BI-TUBULARES
LISO E COM ALETAS TIPO PLACA PERFURADA



OSCAR S. HERNANDEZ MENDOZA
Depto. Eng. Mecânica - UFU
38400-Uberlândia, MG - Brasil

LUIZ CORREIA DE LIMA
Depto. Eng. Mecânica - UFU
38400 - Uberlândia, MG - Brasil



RESUMO

Foi construído e testado um trocador de calor bi-tubular, usando três tipos de aletas de placa perfurada. Os testes foram realizados mantendo a área livre das aletas perfuradas constante (lado do fluido frio) e usando como fluido frio o ar e como fluido quente a água, foram usados como condições de contorno, temperatura uniforme no lado do fluido quente, e parede adiabática na superfície externa do trocador bi-tubular; é feita a análise dos resultados, e sua comparação com trocador de tubo liso.

INTRODUÇÃO

Os trocadores de calor em estudo são constituídos por dois tubos concêntricos, isolados termicamente com aletas na superfície externa do tubo interno.

Patankar et al [1] estudaram coeficientes de troca de calor em trocadores bi-tubulares lisos e aletados utilizando fluxo de calor constante através do tubo interno. Isachenko et al [2], fizeram experiências com este tipo de trocadores, concentrando seu estudo nos efeitos de turbulência com regime totalmente desenvolvido, Knudsen e Katz [3], Quarmby [4] e Brighton e Jones [5]; apresentam correlações empíricas para coeficientes de atrito em regiões anulares lisas. No Brasil Nieckele [6] determinou os coeficientes de transporte em trocadores bi-tubulares com aletas tipo pino e Braga [7] obteve coeficientes de transporte em trocadores bi-tubulares lisos, com aletas tipo pá curta e longa, em regime turbulento, utilizando parede isotérmica na superfície externa do tubo interno.

Devido a escassez de informações com a condição de contorno adotada no trabalho de Braga e também reconhecendo que esta é a condição de contorno que mais se apresenta neste tipo de trocadores, foi adotada como condição de contorno neste trabalho.

De acordo com Braga [7] e Sparrow e Patankar [8] esta condição de contorno é alcançada utilizando-se altas vazões do fluido escoando pelo tubo interno (fluido quente); fato comprovado em nosso trabalho [9].

OBJETIVOS DESTA TRABALHO

- Obtenção dos coeficientes de transporte de forma experimental de trocadores de calor bi-tubulares liso e com aletas tipo placa perfurada, vide fig. (1), o diâmetro dos furos adotado foi de 3mm, 5mm, 8mm e a área livre de passagem na região anular manteve-se constante

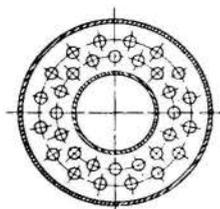


Fig. 1 Corte da seção anular mostrando a região aletada

- Verificação do comportamento destes coeficientes de transporte em função do diâmetro dos furos.

- Comparar os resultados obtidos com trabalhos similares e discussão de vantagens do uso deste tipo de aletas.

Descrição do Banco de Teste Utilizado:

A figura (2) apresenta uma vista tridimensional do trocador estudado e a tabela (1) apresenta as dimensões básicas da área de testes

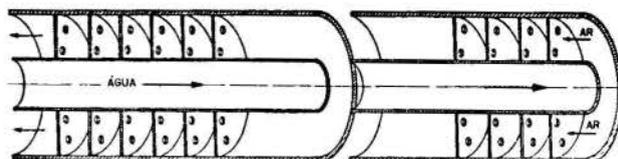


Fig. 2 Vista do conjunto do trocador bi-tubular

Tabela 1. Dimensões básicas da área de testes (mm)

Diâm. interno do tubo interno	D1	23,0 mm
Diâm. externo do tubo interno	D2	25,4 mm
Diâm. interno do tubo externo	D3	50,8 mm
Diâm. dos furos das aletas	Df	3,5 e 8 mm
Comprimento da seção de testes	L	760 mm
Espessura das aletas	2t	0,5 mm
Espaço entre aletas	S	10,0 mm
Diâm. hidráulico	Dh	25,4 mm
Relação de diâmetros	D3/D2	2

Tabela 2. Número de furos por aleta

DIÂMETRO DOS FUROS	Nº DE FUROS
3	90
5	32
8	11

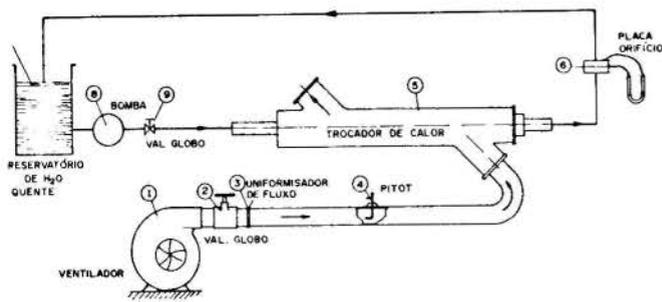


Fig. 3 Esquema do banco de testes

A figura 3 mostra o esquema do banco de testes utilizado a seção de testes tem um comprimento total de 760 mm (90Dh); sendo a seção correspondente a região aletada de 253,3 mm (30Dh) e o resto do comprimento da seção de testes (60Dh) dividido igualmente a montante e a jusante da seção aletada para garantir fluxo totalmente desenvolvido; da figura (3) podemos observar dois circuitos independentes o de água quente e ar frio; o circuito de ar é formado por um ventilador centrífugo que insufla o ar na área de testes, um uniformizador de fluxo e medidor de vazão de tubo de pitot, o ar circula em circuito aberto, o circuito de água é formado por um reservatório de água com controle de temperatura e uniformizador desta, uma bomba centrífuga e medidor de vazão tipo orifício, a água circula em circuito fechado.

As medidas de temperatura da água foram realizadas com termopares (Cu-Cst), a entrada e saída da seção de testes, localizados no centro do tubo interno do trocador de calor, o circuito de água foi projetado para operar em correntes opostas; para o ar foi obtida a temperatura "bulk" através de termopilha de três junções de cobre-constantan colocando a 120° uma junção da outra, foi colocada uma termopilha na entrada e outra na saída da seção de testes, também foram medidas as temperaturas de parede do tubo interno nas seções de entrada e saída da seção de testes.

Para a determinação dos coeficientes de perda de carga é necessário o conhecimento da queda de pressão ao longo da seção de testes, para isto foram feitas quatro medidas de pressão estáticas dois a montante e dois a jusante (diametralmente opostas) da seção de testes.

Equações básicas utilizadas

Para o cálculo do coeficiente convectivo do ar h_{ex} utilizamos a equação (1):

$$h_{ex} = \frac{1}{\eta \left[\frac{1}{U} - \frac{A_{ex}}{A_{in}} \frac{1}{h_{in}} - \frac{A_{ex}}{2\pi k_w L} \ln \left(\frac{D_2}{D_1} \right) \right]} \quad (1)$$

- onde: h_{ex} = coeficiente convectivo do fluido frio (ar)
- η = rendimento da região aletada
- U = coeficiente global de troca de calor
- A_{ex} = área externa da seção anular
- A_{in} = área interna da seção anular
- h_{in} = coeficiente convectivo do fluido quente (água) obtido usando correlação de Dittus-Boelter [10]
- L = comprimento da área de testes
- k_w = condutividade térmica da parede do tubo interno

O rendimento da seção aletada determinado numericamente, é mostrado na figura (4)

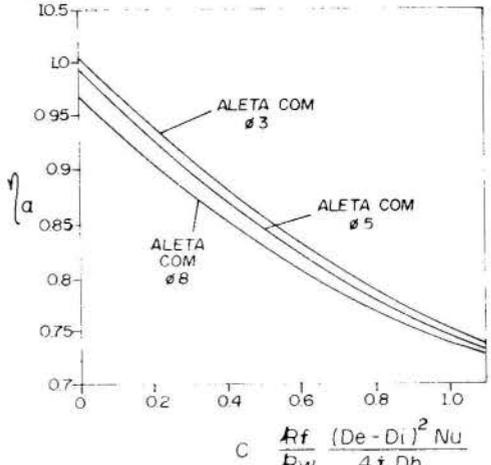


Fig. 4 Rendimento das aletas tipo placa perfurada

- onde: k_f = condutividade térmica do ar
- t = espessura da aleta
- D_h = diâmetro hidráulico $(D_2 - D_1)$
- Nu = Número de Nusselt $(hex Dh/k_f)$

O cálculo do coeficiente global de troca de calor, é realizado utilizando a equação (2)

$$U = \frac{(C_f)^{-1} + \frac{1}{(C_f/C_q - 1)} + \eta n \frac{\epsilon - 1}{(C_f/C_q)\epsilon - 1}}{\epsilon - 1} \quad (2)$$

- onde:
- C_f = $\dot{m}_f \cdot C_f$ (vazão mássica vezes capacidade calorífica do fluido frio)
- C_q = $\dot{m}_q \cdot C_q$ (vazão mássica vezes capacidade calorífica do fluido quente)
- $\epsilon = \frac{T_{fs} - T_{fe}}{T_{qe} - T_{fe}}$ (eficiência de troca de calor, sub-índices "s" e "e", indicam entrada e saída respectivamente)

A perda de carga por aleta é calculada utilizando a equação (3):

$$K_a = \frac{1}{N_a} \left(f_t - f_l \frac{L}{D_h} \right) \quad (3)$$

- onde: N_a = número de aletas na seção de testes
- f_t = $\Delta p_{total} / (L/D_h) \left(\frac{m^2}{2 \rho f A_{la}^3} \right)$
- f_l = Coeficiente de atrito para tubo liso
- Re = $\dot{m} Dh / A_{la} \mu_f$
- onde: Δp_{total} = perda de pressão do ar na seção de testes
- A_{la} = área livre de passagem na região anular
- ρ_f = densidade do fluido frio
- μ_f = viscosidade dinâmica do fluido frio
- f_t = coeficiente de atrito para região de testes, tubo aletado
- f_l = coeficiente de atrito para região de testes, tubo liso
- Re = número de Reynolds.

Resultados obtidos:

Os dados relativos à perda de carga entre a entrada e saída da seção de testes foram coletados simultaneamente aos dados relativos a troca de calor, foram portanto coletados sete (7) valores de perda de carga assim como sete vazões para cada tipo de aleta perfurada assim como para seção anular lisa, no caso de seção anular lisa o Reynolds variou de 12000 até 35000 e o fator de atrito obtido por correlação matemática dos pontos experimentais foi

$$f_j = 0,8548 Re^{-0,3328} \quad (4)$$

este valor é ligeiramente superior ao obtido por Braga [7] como pode ser visto na figura 5

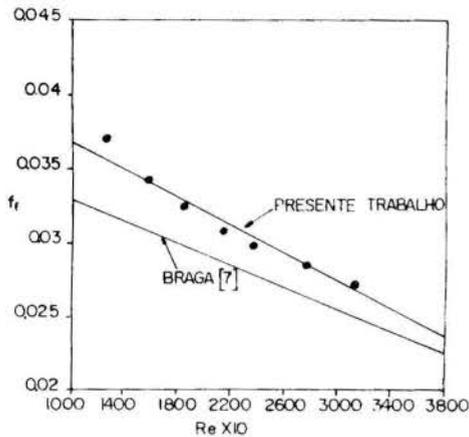


Fig. 5 - Coeficiente de atrito versus Reynolds para tubo liso.

A figura 6 mostra os resultados obtidos no caso de coeficiente de troca de calor para tubo liso comparado a resultados obtidos por Isachenko [2] e Braga [7] em condições similares

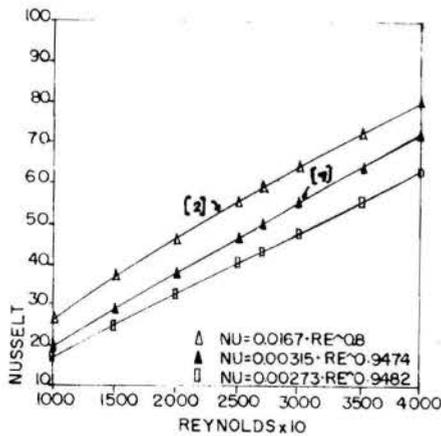


Fig. 6 - Nusselt versus Reynolds para tubo liso, comparação de resultados obtidos com Braga [7] e Isachenko [2].

No caso de troca de calor para cada seção anular com aletas tipo placa perfurada foram realizadas 56 medições sendo 8 vazões de água diferentes com Reynolds variando de 30000 a 67000 e sete vazões de ar para cada vazão de água com Reynolds variando de 12000 a 25000, a tabela 3 apresenta as expressões obtidas.

Tabela 3. Expressões de Nusselt do ar para as diferentes seções anulares aletadas e para tubo liso.

CONFIGURAÇÃO	REFERÊNCIA	EXPRESSÃO	CONDIÇÃO DE CONTORNO
Anular Lisa	[2]	$Nu=0,0167 Re^{0,8}$	Fluxo de calor constante
Anular Lisa	[7]	$Nu=0,00315 Re^{0,9497}$	Parede do tubo interno da seção anular, isométrica
Anular Lisa	Este trabalho	$Nu=0,00273 Re^{0,9482}$	
Anular c/ aletas furo 3mm	Este trabalho	$Nu=0,0028 Re^{1,09536}$	
Anular c/ aletas furo 5mm	Este trabalho	$Nu=0,00169 Re^{1,1345}$	
Anular c/ aletas furo 8mm	Este trabalho	$Nu=0,00185 Re^{1,11654}$	

O desvio médio das expressões obtidas neste trabalho oscilou de 1,9 a 3,2 % com respeito aos dados experimentais.

A figura (7) mostra Nusselt versus o diâmetro dos furos nas aletas para diferentes números de Reynolds.

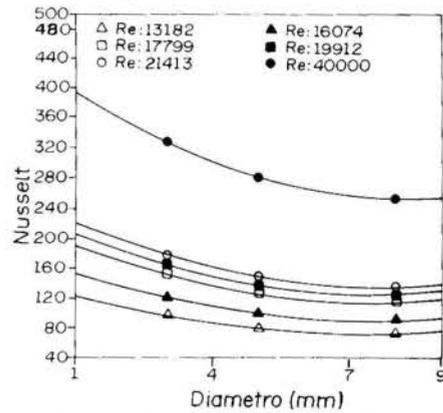


Fig. 7 Nusselt versus diâmetro dos furos em função do Reynolds.

A figura (8) mostra a perda da carga, por aleta versus o diâmetro dos furos para diferentes números de Reynolds.

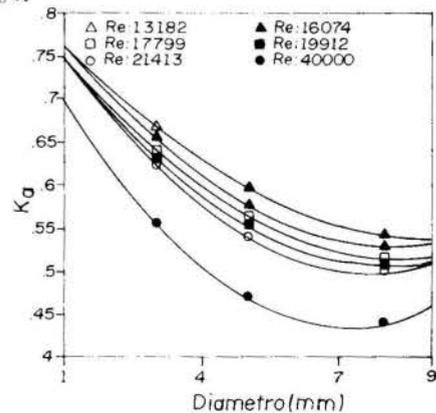


Fig. 8 Coeficiente de atrito por aleta versus diâmetro dos furos em função do Reynolds.

A figura (9) compara os resultados obtidos neste trabalho em termos dos coeficientes de troca de calor com os resultados obtidos por Braga [7]

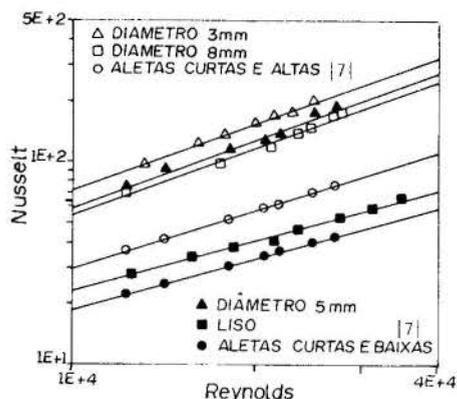


Fig. 9 Nusselt versus Reynolds para aletas tipo placa perfurada e tipo pa curta alta e baixa.

A figura (10) compara os resultados obtidos neste trabalho em termos de perda de carga por aleta com os resultados obtidos por Braga [7].

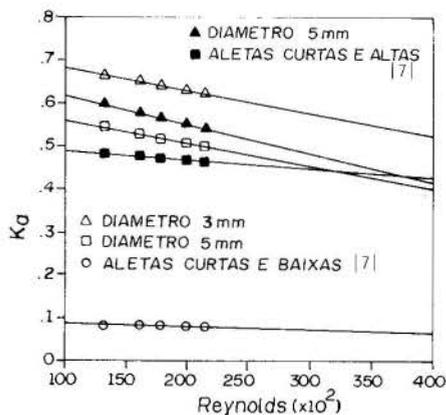


Fig. 10 Coeficiente de atrito versus Reynolds para para aletas tipo placa perfurada e tipo pa curta alta e baixa.

Com a finalidade de efetuar comparação do desempenho termo-hidráulico entre os três tipos de seções anulares aletadas estudadas e tubo liso, foi utilizado o método de fixar a potência de bombeamento e a área de troca de calor, o resultado obtido é mostrado na figura 11.

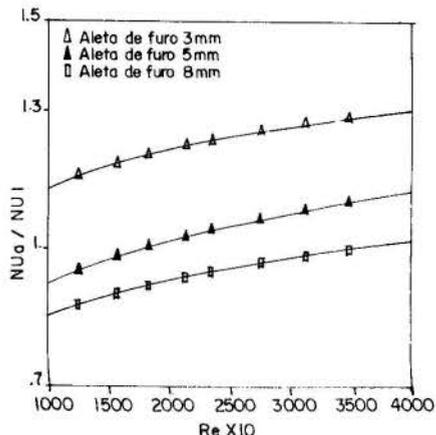


Figura 11. Razão Nusselt aletado (Nua), Nusselt tubo liso (Nul) em função do Reynolds.

É bom salientar que na comparação acima descrita este trocador de calor apresenta um comprimento equivalente de 30% do comprimento de trocador de calor com seção anular lisa, isto somado às vantagens do ponto de vista de troca de calor mostrada na figura 11 nos leva às seguintes conclusões.

CONCLUSÕES

Mostra este trabalho as potencialidades do uso deste tipo de aleta.

1. Este tipo de aleta mostra um bom desempenho térmico a altos números de Reynolds (< 40000);
2. A relação potência de bombeamento, calor trocado mostrado na figura 12 e da ordem de 2,5% para Reynolds da ordem de 30000, e podemos esperar melhor desempenho à medida que diminuimos o diâmetro dos furos.

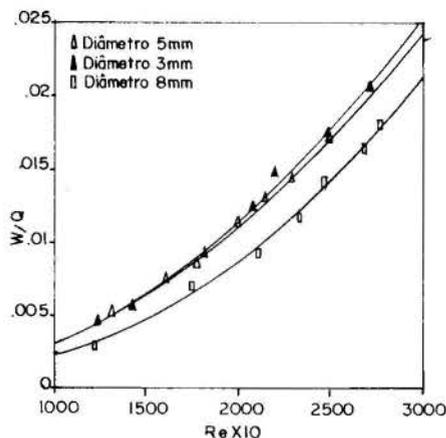


Fig. 12. Relação Potência de Bombeamento (W), calor trocado (Q) em função do Reynolds.

3. Este tipo de aleta é fácil de ser adaptada a sistemas convencionais de fabricação de tubos aletados com aletas e, espiral, devido a que pode ser fabricada em fitas, sendo que seu peso por unidade de comprimento leva grande vantagem sobre a aleta cheia.
4. Das comparações realizadas com trabalhos similares feitos no Brasil (vide figuras 9 e 10) podemos concluir que este tipo de aleta tem um bom desempenho térmico e com a tendência observada de diminuir perda de carga com aumento do Reynolds. Coloca ela numa posição privilegiada para seu uso a altos números de Reynolds.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Patankar, S.V.; Ivanovic, M. and Sparrow, E.M., Analysis of turbulent flow and heat transfer in internally tubes and annuli. *Journal of Heat Transfer*, 101: 29-37 (1979).
- [2] Isachenko, V.P.; Osipova, V.A. and Sukonel, A. S., *Heat Transfer*, Mir Publishers Moscow, Moscow (1977).
- [3] Knudsen, J.G. and Katz, D.L., Heat Transfer and pressure drop in annuli. *Chemical Eng. Progress*, 46: 490-500 (1950)
- [4] Quarmby, A. An experimental study of turbulent flow through concentric annuli. *International Journal of Mechanical Science*, 9: 205-221 (1967).
- [5] Brighton, J. A. and Jones, J.B., Fully developed turbulent flow in annuli. *Journal of Basic Engineering* pp.835-842 (1964).

- 6) Nieckele, A.O., Determinação dos coeficientes de transporte em um trocador de calor bi-tubular pinado. Dissertação de Mestrado, Dep. de Eng. Mecânica, PUC/RJ, 1981.
- 7) Braga, C.V.M., Análise termohidráulica de seções anulares lisas e aletadas. Tese de Doutorado, Departamento de Eng. Mecânica, PUC/RJ, 1987.
- 8) Sparrow, E.M. and Patankar, S.V., Relationships among boundary conditions and Nusselt numbers of thermally developed duct flows. Journal of Heat Transfer, 99: 483-485 (1977).
- 9) Lima, L.C., Coeficientes de Transporte em Trocadores de Calor Bi-tubulares liso e com aletas do tipo placa perfurada. Dissertação de Mestrado, Departamento de Eng. Mecânica, UFU, 1989.



ROBERTO LAMBERTS

SITERPA

Departamento de Engenharia Civil - UFSC
C.P. 476 - Florianópolis, SC



RESUMO

Desenvolveram-se vários modelos em estado estacionário para a simulação numérica do processo de transferência de calor em um protótipo de telhado com duas águas e dois oitões. Os modelos tem vários graus de complexidade. O objetivo foi o de estabelecer as principais rotas de fluxo de calor e a melhor maneira de modelá-las matematicamente. Os resultados dos modelos matemáticos foram comparados com medições experimentais. Esta comparação permitiu a escolha do melhor modelo considerando-se o binômio simplicidade x precisão.

INTRODUÇÃO

O processo de transferência de calor através de áticos - telhado inclinado, câmara de ar, forro horizontal - ainda não é totalmente compreendido devido a complexidade dos fenômenos envolvidos. Se analisarmos um telhado de barro, a sua estrutura porosa com os processos associados de evaporação, condensação e migração de umidade e a permeabilidade do ar do conjunto de telhas tornam o equacionamento matemático do fenômeno físico extremamente complexo. A ventilação do ático dificulta muito a modelação matemática do processo de transferência de calor da telha para o forro já que intervêm nas trocas por convecção nas superfícies do ático e indiretamente nas trocas por radiação através da redução das temperaturas superficiais.

Para a análise e comparação do desempenho térmico de soluções construtivas de telhados é importante que se possa modelar matematicamente o processo de transmissão de calor já que as medições in-situ seriam muito dispendiosas e caras. Com isto em mente desenvolveram-se vários modelos matemáticos em estado estacionário de transmissão de calor através de áticos ventilados (LAMBERTS, 1988). Foram feitas medições experimentais em um telhado construído em laboratório e das comparações dos resultados do experimento com os dos modelos, verificou-se qual o melhor modelo. Este modelo foi então expandido para levar em conta toda uma casa e transformado em um modelo não estacionário, através do uso da técnica das diferenças finitas.

Neste artigo descrevem-se os modelos estacionários, o experimento e a comparação teórico experimental.

MODELOS ESTACIONÁRIOS

Os modelos desenvolvidos tem basicamente 4 diferenças:

- número de superfícies consideradas
- remoção de calor por ventilação
- coeficientes de convecção natural na superfície interna do telhado
- velocidade do ar de ventilação.

O número de superfícies consideradas influencia a precisão com a qual a transferência de calor por radiação é modelada e determina o número de caminhos para a transmissão do calor. Em áticos reais, normalmente 7 superfícies são encontradas: 2 superfícies de telhado, 2 oitões, duas pequenas superfícies sob os beirais e um forro. Para considerar todas estas superfícies, um modelo de sete superfícies é necessário. A transferência de calor por radiação no ático é feita considerando-se a radiosidade e o poder emissivo de cada superfície e ex-

cutando-se o balanço de calor. Se desprezarmos o fluxo de calor através das pequenas superfícies sob os beirais, chegamos a um modelo de 5 superfícies. Se desprezarmos o fluxo através dos oitões já que são pequenos em relação ao fluxo pelo telhado e pelo forro, chegamos a um modelo com 2 superfícies. Como os modelos com 2 superfícies se mostraram muito imprecisos, não são analisados aqui.

Quanto a simulação da remoção de calor por ventilação, três maneiras de enfocar o problema foram analisadas. Na primeira considera-se que o ar de ventilação se misture bem no ático e a temperatura do ar saindo do ático seja igual a temperatura média do ar no ático.

A condutância de ventilação pode ser representada por:

$$C_v = \rho c V \quad (1)$$

Na segunda considera-se que a temperatura do ar no ático seja a média da temperatura de entrada e saída. A condutância fica:

$$C_v = 2 \rho c V \quad (2)$$

A terceira maneira é aquela sugerida por PEAVY (1979) expandida para incluir os oitões.

Assume-se que a temperatura do ar do ático aumenta à medida que ele se desloca no seu interior e o seguinte balanço de calor pode ser feito para a temperatura do ar (T) em função da posição no percurso (y)

$$V \rho c l \frac{dT}{dy} = \sum_{i=1}^{i=ns} S_i h_{ci} (T_i - T_y)$$

onde

- l - dimensão do percurso, m
- S_i - área da superfície i
- h_{ci} - coeficiente de trocas por convecção na superfície i, W/m² K
- T_i - temperatura da superfície i
- T_y - temperatura do ar ao ático posição y
- ns - número de superfícies

A equação diferencial é resolvida e a temperatura média do ar do ático (T_a) obtida pela integração com relação a y sobre todo o percurso de y=0 até y=l. A integração resulta:

$$T_a = C_1 B_2 + C_2 T_{in} \quad (3)$$

onde

$$C_1 = \frac{1}{B_1} - \frac{C_2}{B_1} \quad B_1 = \frac{\sum_{i=1}^{i=ns} S_i h_{ci}}{V \rho c l}$$

$$C_2 = \frac{1 - e^{-b_1 l}}{B_1 l} \quad B_2 = \frac{\sum_{i=1}^{i=ns} S_i h_{ci} T_i}{V \rho c l}$$

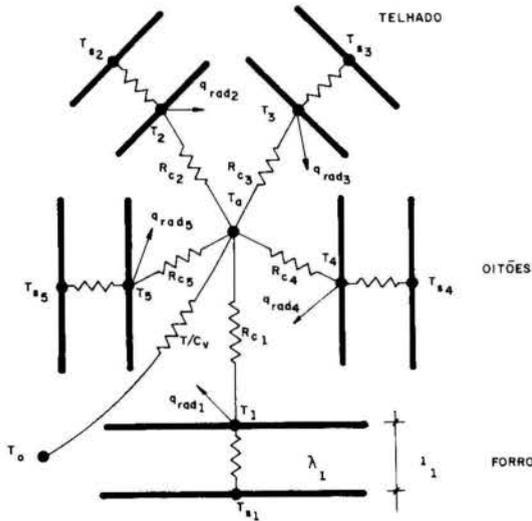
T_{in} - Temperatura do ar entrando no ático, K

Quanto aos coeficientes de transmissão de calor por convecção na superfície inferior do telhado, dois tipos de valores foram usados: coeficientes fixos do CIBSE (1986) e coeficientes variando com a diferença de temperatura, dimensão e posição da superfície de ALAMDARI e HAMMOND (1983). Quanto a posição, os coeficientes apresentados são para superfícies horizontais ou verticais e para superfícies inclinadas foram feitas duas hipóteses: a primeira vem de PEAVY (1979) que sugere uma interpolação entre o coeficiente horizontal e o vertical, conforme o ângulo de inclinação e a segunda é a de que o coeficiente horizontal representa melhor o fenômeno devido a estratificação do ar no ático.

Quanto à velocidade de ventilação do ar do ático, duas hipóteses foram feitas: a primeira é a de que a divisão da vazão de ventilação pela área média de passagem daria um valor aproximado e a segunda foi baseada nas observações feitas durante o experimento. Observou-se que a velocidade do ar era uma ordem de grandeza maior do que a calculada na primeira hipótese e que multiplicando-se o fluxo volumétrico de ventilação por 10 obtinha-se um valor aproximado da velocidade medida.

Foram então desenvolvidos vários modelos com diferentes combinações das variáveis acima.

Os modelos de 5 superfícies (2 águas do telhado, dois oitões e um forro) tem a representação esquemática na figura 1.



$$R_{ci} = 1/h_{ci}$$

q_{radi} - FLUXO DE CALOR DEIXANDO A SUPERFÍCIE POR RADIAÇÃO

Figura 1. Analogia elétrica dos modelos de 5 superfícies

O balanço de calor resulta em 11 equações não lineares.

$$-\left(\sum_{i=1}^{i=5} h_{ci} S_i + C_v\right) T_a + \sum_{i=1}^{i=5} h_{ci} S_i T_i = -C_v T_o \quad (4)$$

e

$$h_{ci} T_a - (h_{ci} + \lambda_i/l_i) T_i - (\sigma \epsilon_i / (1 - \epsilon_i)) T_i^4 + (\epsilon_i / (1 - \epsilon_i)) J_i = -(\lambda_i/l_i) T_{si} \quad (5)$$

para $i=1$ até $i=5$

e

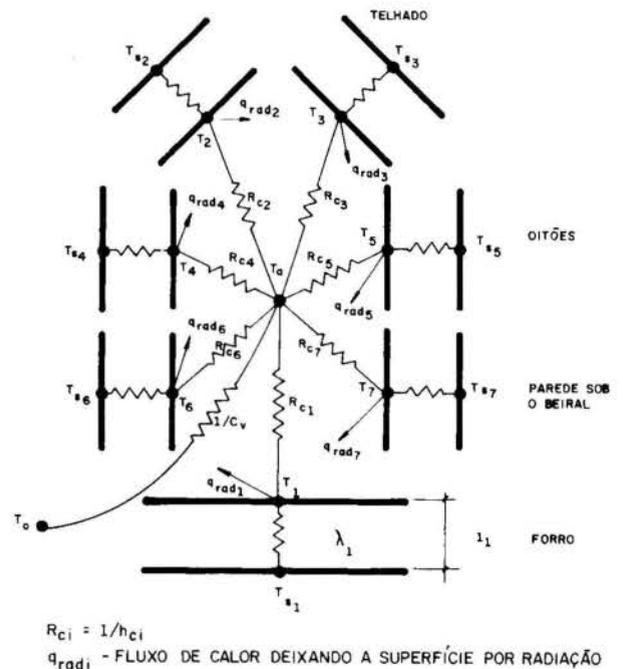
$$-(\epsilon_i \sigma / (1 - \epsilon_i)) T_i^4 + (1 / (1 - \epsilon_i)) J_i - \sum_{j=1}^{j=5} F_{ij} J_j = 0 \quad (6)$$

para $i=1$ até $i=5$

Este sistema de equações não lineares é resolvido por uma sub-rotina computacional (COSNBF) que usa uma modificação ao método híbrido de Powell (NAG 1984).

As diferentes combinações das variáveis resultaram nos modelos 5.1 a 5.8 listados na tabela 1.

Os modelos de 7 superfícies (2 águas do telhado, dois oitões, duas superfícies sob o beiral e um forro) tem a representação esquemática na figura 2.



$$R_{ci} = 1/h_{ci}$$

q_{radi} - FLUXO DE CALOR DEIXANDO A SUPERFÍCIE POR RADIAÇÃO

Figura 2. Analogia elétrica dos modelos de 7 superfícies

O balanço de calor resulta em 13 equações não lineares.

$$-\left(\sum_{i=1}^{i=7} h_{ci} S_i + C_v\right) T_a + \sum_{i=1}^{i=7} h_{ci} S_i T_i = -C_v T_o \quad (7)$$

e

$$h_{ci} T_a - (h_{ci} + \lambda_i/l_i) T_i - (\sigma \epsilon_i / (1 - \epsilon_i)) T_i^4 + (\epsilon_i / (1 - \epsilon_i)) J_i = -(\lambda_i/l_i) T_{si}$$

para $i=1$ até $i=7$

e

Tabela 1 - Modelos de cinco superfícies

VARIÁVEIS			MODELO							
			5.1	5.2	5.3	5.4	5.5	5.6	5.7	5.8
Ventilação do Ático	Ar bem misturado		x	x	x					
	Ar não bem misturado	Eq 2				x	x	x		
		Eq 4							x	x
Coeficientes de Convecção	Valores fixos CIBSE									
	ALAMDARI e HAMMOND	horizontal		x	x		x	x	x	x
		Interpolação de PEAVY	x			x				
Velocidade do ar de Ventilação	Fluxo / Área		x	x		x	x		x	
	Fluxo x 10				x			x		x

$$- (\epsilon_j \sigma / (1 - \epsilon_j)) T_j^4 + (1 / (1 - \epsilon_j)) J_j$$

$$- \sum_{j=1}^{j=7} F_{ij} J_j = 0 \quad (9)$$

para $i=1$ até $i=7$

Este sistema de equações é resolvido da mesma forma que nos modelos de 5 superfícies.

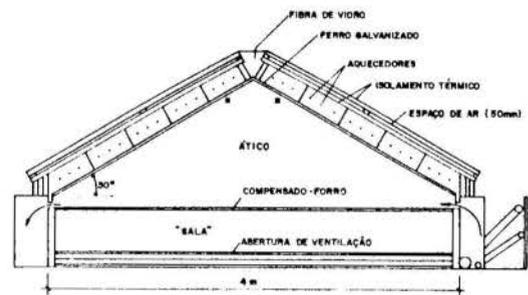
As diferentes combinações das variáveis resultam nos modelos 7.1 e 7.2 listados na tabela abaixo.

Tabela 2 - Modelos de sete superfícies

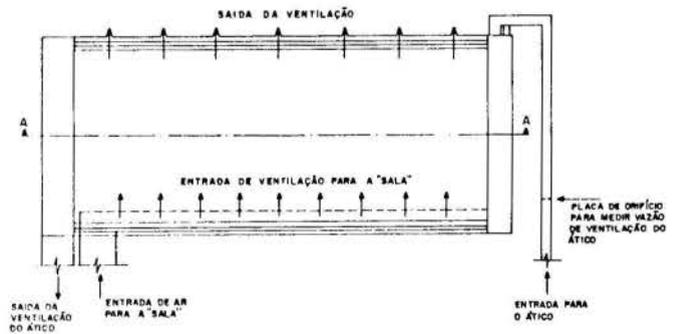
VARIÁVEIS			MODELO	
			7.1	7.2
Ventilação do Ático	Ar bem misturado		x	x
	Ar não bem misturado	Eq 2		
		Eq 4		
Coeficientes de Convecção	Valores fixos CIBSE			
	ALAMDARI e HAMMOND	horizontal	x	x
		Interpolação de PEAVY		
Velocidade do ar de Ventilação	Fluxo / Área		x	
	Fluxo x 10			x

O EXPERIMENTO

Para testar a validade dos modelos matemáticos foi construído no laboratório um telhado de testes de 2 x 4m com duas águas de 30° sobre uma câmara ("sala") de 0.6m de altura. A figura 3 mostra o telhado experimental. As telhas usadas foram de ferro galvanizado e o aquecimento devido ao sol foi simulado por aquecedores elétricos ligados a um controlador de temperatura. A taxa de ventilação do ático era variável e o fluxo de calor no forro foi medido por termo-fluxímetros embutidos no forro.



Corte A-A



Planta Baixa

Figura 3. Telhado experimental construído em Laboratório

Os testes realizados dividiram-se em sete grupos (A-C). As variáveis de cada grupo de testes estão descritas na tabela 3. Os grupos B a G tiveram um fluxo de ventilação variando de 0 a 0.04 m³/s.

Tabela 3 - Diferenças entre os grupos de testes

GRUPO	EMISSIVIDADE		TEMPERATURA DO TELHADO (9C)	ABERTURA DE VENTILAÇÃO
	TELHADO	FORRO		
A	0.13	0.90	30-70	Nenhuma
B	0.13	0.90	70	Pequena
C	0.13	0.05	70	Pequena
D	0.90	0.90	70	Pequena
E	0.90	0.90	70	Grande
F	0.90	0.90	50	Pequena
G	0.13	0.90	50	Pequena

Pequena = corrugado da telha

Grande = corrugado + abertura contínua de 50mm

COMPARAÇÃO TEÓRICO EXPERIMENTAL

Foram simulados os testes executados na parte experimental do trabalho visando uma comparação dos resultados no que se refere ao fluxo de calor através do forro.

O fluxo de calor medido nos testes possui uma incerteza de medição de mais ou menos 5%. O fluxo de calor simulado pelos modelos possuem uma incerteza que depende dos dados de entrada. Como seria muito complexo uma análise teórica de incerteza já que os modelos são compostos de um sistema de várias equações não lineares, analisaram-se as variáveis mais críticas usando-se o modelo 5.3. Estas variáveis junto com sua incerteza estão listadas na tabela 4.

Tabela 4 - Dados de entrada para os quais os modelos são considerados mais sensíveis.

DADOS	INCERTEZA (μ)
Fluxo de ventilação(V)	± 5.0%
Condutividade térmica do forro(λ)	± 3.0%
Espessura do forro (l)	± 1mm
Temperatura do forro e telhado(t)	± 0.2 K
Emissividade (ε) Baixa	± 0.02
Alta	± 0.05

Assumindo-se que a incerteza no fluxo de calor pelo forro causada por cada uma das variáveis é aleatória e independente, pode-se combiná-las tirando a raiz quadrada da soma dos quadrados. Uma análise da combinação mais desfavorável destas variáveis também foi feita.

A tabela 5 mostra os resultados para cada grupo de testes.

Tabela 5 - Incerteza no fluxo de calor no forro simulado pelo modelo 5.3 para cada variável de entrada.

Grupo	V	λ	l	t	ε	$\sqrt{\sum \mu^2}$	Incerteza máxima
A	-	1	1	4	10	11	16
B	1	1	1	3	13	14	18
C	1	1	1	3	20	20	24
D	1	1	3	3	7	8	15
E	1	1	3	2	6	7	12
F	1	1	3	5	7	9	16
G	1	1	1	5	13	14	20

Observa-se que a incerteza no fluxo de calor no forro causada pela incerteza na ventilação e na condutividade do forro ficam em 1%. A incerteza causada pela espessura pode chegar a 3%. A incerteza causada pela temperatura varia de 2 a 5%. Mas a variável que causa maior incerteza é a emissividade. A incerteza causada varia de 6 a 20% demonstrando a importância da transmissão de calor por radiação no ático.

A combinação das incertezas considerando as variáveis aleatórias e independentes resulta em um valor próximo ao da maior incerteza (emissividade) enquanto que a incerteza máxima fica próximo da soma da incerteza causada por cada variável.

A seguir é apresentada a comparação dos resultados simulados e experimentais, em termos de diferença percentual ($100(S/M) - 1$) entre o simulado (S) e o medido (M).

A tabela 6 apresenta os resultados para os modelos 5.1 a 5.8. O modelo 5.1 teve uma superestimação máxima de 140% para o teste com ventilação de 0.00m³/s no grupo C. A pior subestimação foi de 25% para o teste com ventilação de 0.04 m³/s no mesmo grupo. O modelo 5.2 apresentou uma superestimação máxima de 83% para o teste sem ventilação do grupo C. A pior subestimação foi de 71% para o teste com ventilação de 0.04 m³/s no mesmo grupo.

A redução na superestimação máxima do modelo 5.1 (140%) para o modelo 5.2 (83%) demonstra a importância de se assumir o coeficiente de convecção sob o telhado inclinado como se fosse horizontal para levar em consideração a estratificação do ar do ático.

O modelo 5.3 apresentou a mesma superestimação máxima de 83% que o modelo 5.2 para o teste sem ventilação do grupo C. Entretanto a máxima subestimação foi de apenas 6% para o teste com ventilação de 0.04 m³/s no grupo D. Isto demonstra a importância do uso da velocidade real do ar no ático e não a divisão da vazão pela área média.

O modelo 5.4 apresentou uma superestimação máxima de 119% para o teste sem ventilação do grupo C. A pior subestimação foi de 52% para ventilação de 0.04 m³/s no mesmo grupo.

O modelo 5.5 apresentou a mesma superestimação máxima de 83% que os modelos 5.2 e 5.3 para o teste sem ventilação do grupo C. Entretanto a subestimação foi pior com fluxos negativos sendo simulados no teste com ventilação de 0.025 m³/s do grupo C.

O modelo 5.6 apresentou as mesmas superestimações que o modelo 5.5. A pior subestimação foi de 58% para teste com ventilação de 0.025 m³/s do grupo C.

Os resultados dos modelos 5.4, 5.5 e 5.6 não são muito próximos dos medidos. Isto indica que a hipótese de que a temperatura do ar do ático é a média entre a entrada e a saída não é tão boa quanto a suposição de ar bem misturado.

O modelo 5.7 apresentou resultados bem semelhantes ao modelo 5.5 com as mesmas máximas super e subestimações.

O modelo 5.8 apresentou a mesma máxima superestimação que os modelos 5.2, 5.3, 5.5 e 5.7 no grupo C. A pior subestimação foi 47% para o teste com ventilação de 0.025 m³/s no mesmo grupo C.

Os fluxos de calor no forro simulados pelo modelo 5.8 estão mais próximos das médias que os simulados pelo modelo 5.6. Isto demonstra que a consideração de que a temperatura ao ar do ático aumenta a medida que passa pelo mesmo é melhor do que a consideração de que ela é uma média entre a temperatura de entrada e saída. Entretanto, estes resultados não são tão bons quanto os do modelo 5.3 que assume uma boa mistura no ar do ático.

O modelo 5.3 apresentou melhores resultados para todos os grupos de testes exceto para o grupo E, onde o modelo 5.5 foi melhor.

A tabela 7 apresenta os resultados para os modelos 7.1 e 7.2. O modelo 7.1 apresentou uma máxima superestimação de 75% para o teste sem ventilação no grupo C. A máxima subestimação foi 53% para ventilação de 0.04 m³/s no mesmo grupo.

A mesma máxima superestimação de 75% foi obtida pelo modelo 7.2 mas para outro teste (0.013 m³/s) no

Tabela 6. Comparação entre o fluxo de calor no forro simulado (S) e medido (M). Modelos com 5 superfícies.

Ventilação (m ³ /s)	Temperatura Telhado (°C)	Diferença Percentual = 100((S/M)-1)							
		5.1	5.2	5.3	5.4	5.5	5.6	5.7	5.8
Grupo A									
0.0	70	13	2	2	13	2	2	2	2
0.0	60	14	3	3	14	3	3	3	3
0.0	50	15	4	4	15	4	4	4	4
0.0	40	16	5	5	16	5	5	5	5
0.0	30	24	13	13	24	13	13	13	13
Grupo B									
0.0	70	13	2	2	13	2	2	2	2
0.003	70	21	5	5	13	-2	-2	3	3
0.006	70	25	8	8	14	-4	-4	3	3
0.013	70	21	-1	5	10	-30	-25	-18	-13
0.013	70	23	1	7	11	-28	-23	17	-11
0.013	70	20	-1	5	9	-30	-24	-19	-12
0.026	70	18	-20	10	-10	-53	-25	-43	-15
0.040	70	1	-40	1	-34	-69	-34	-65	-26
Grupo C									
0.0	70	119	83	83	119	83	83	83	83
0.006	70	139	78	78	106	46	46	62	62
0.006	70	140	78	78	105	46	47	60	60
0.013	70	104	47	82	66	21	41	27	54
0.013	70	69	19	50	35	-37	8	-28	21
0.025	70	38	-2	66	8	-50	-10	-40	8
0.025	70	27	-11	51	-1	*	-58	*	-47
0.040	70	-22	-71	8	-52	-90	-41	-85	-30
0.040	70	-25	-57	12	-40	-3	13	2	24
Grupo D									
0.0	70	10	8	8	10	8	8	8	8
0.003	70	14	10	10	13	4	4	9	9
0.006	70	21	11	11	12	0	0	7	8
0.013	70	18	5	8	2	-12	-9	-4	-1
0.025	70	10	-5	6	-10	-24	-15	-18	-8
0.040	70	-9	-22	-6	-27	-39	-26	-35	-21
Grupo E									
0.003	70	20	16	16	18	9	9	14	14
0.006	70	28	19	19	19	7	7	15	15
0.015	70	38	23	28	21	5	9	13	17
0.024	70	38	23	33	18	4	13	9	19
0.039	70	38	22	40	18	5	19	9	24
Grupo F									
0.0	50	9	8	8	9	8	8	8	8
0.003	50	15	11	11	12	4	4	9	9
0.013	50	14	2	6	-1	-14	-10	-7	-3
0.025	50	4	-10	2	-15	-28	-19	-24	-11
0.040	50	-9	-20	-2	-25	-34	-22	-32	-18
Grupo G									
0.0	50	15	4	4	15	4	4	4	4
0.007	50	23	6	7	12	-12	-12	-2	-2
0.040	50	-9	-46	-3	-42	-70	-36	-67	-29

mesmo grupo C. A pior subestimação foi apenas 11% para uma ventilação de 0.04 m³/s no grupo D. Isto reforça a importância do uso da velocidade real do ar do ático.

A concordância dos resultados simulados com os medidos foi um pouco melhor para os modelos de 7 superfícies que para os de 5 superfícies.

DISCUSSÃO E CONCLUSÃO

A importância de assumir-se o coeficiente de convecção sob o telhado como horizontal ficou claro nos modelos com 5 superfícies e pequenas taxas de ventilação (modelos 5.1 x 5.2 ou 5.4 x 5.5).

O uso da velocidade real do ar do ático ao invés de dividir o fluxo pela área média apresentou melhores resultados para altas taxas de ventilação (modelos 5.3 x 5.2 ou 7.2 x 7.1).

A consideração que o ar do ático é uma boa mistura deu melhores resultados que a consideração que ele aumenta de temperatura a medida que se desloca no ático. Esta observação é válida para todos os testes com pequenas aberturas de ventilação (exceto grupo E). No grupo E, os modelos 5.5 e 5.7 (ar não bem misturado) mostraram uma melhor concordância. O modelo 5.5 (temperatura do ático

= média de entrada e saída) é uma simplificação do modelo 5.7 e o fato de ser apresentado melhores resultados é considerado casual.

Os modelos 5.3 e 7.2 apresentaram boas previsões de fluxo de calor no forro nos testes com pequenas aberturas de ventilação. Estes modelos simularam bem o fluxo dos testes com alta ventilação no grupo C, quando a estratificação era minimizada. Com baixas taxas de ventilação, os modelos não tiveram um bom desempenho. Neste caso um modelo bem mais elaborado, dividindo o ático em elementos deveria ser desenvolvido. Como um ático com duas superfícies com baixa emissividade é bastante não usual, o desenvolvimento de mais um modelo foi descartado. Para os grupos A, B, D, F e G os melhores modelos foram o 5.3 e 7.2. A discordância máxima observada foi de $\pm 13\%$ (modelo 5.3) e $\pm 12\%$ (modelo 7.2) levando em conta a incerteza associada aos dados de entrada, particularmente emissividade (10 a 15%). Estes resultados são considerados muito bons. O aumento de precisão ao modelo de 5 para o modelo de 7 superfícies foi muito pequeno e portanto o uso de um modelo de 5 superfícies é considerado um bom balanço entre simplicidade e precisão.

Antes da escolha do melhor modelo para simular um ático real, algumas considerações devem ser feitas.

Tabela 7 - Comparação entre o fluxo de calor no forro simulado (S) e medido (M). Modelos com 7 superfícies.

Ventilação (m ³ /s)	Temperatura Telhado (°C)	Diferença Percentual = 100((S/M)-1)	
		Modelo 7.1	7.2
Grupo A			
0.0	70	2	1
0.0	60	3	2
0.0	50	4	3
0.0	40	5	4
0.0	30	14	12
Grupo B			
0.0	70	2	1
0.003	70	0	2
0.006	70	-1	4
0.013	70	-17	1
0.013	70	-15	2
0.013	70	-17	1
0.026	70	-19	6
0.040	70	-30	-3
Grupo C			
0.0	70	75	74
0.006	70	53	70
0.006	70	51	70
0.013	70	44	75
0.013	70	15	44
0.025	70	13	60
0.025	70	-1	44
0.040	70	-53	3
0.040	70	-35	8
Grupo D			
0.0	70	4	4
0.003	70	5	6
0.006	70	3	7
0.013	70	-6	4
0.025	70	-14	1
0.040	70	-26	-11
Grupo E			
0.003	70	10	11
0.006	70	10	14
0.013	70	12	22
0.024	70	13	28
0.039	70	18	34
Grupo F			
0.0	50	4	4
0.003	50	5	6
0.013	50	-8	1
0.025	50	-17	-3
0.040	50	-23	-7
Grupo G			
0.0	50	4	3
0.007	50	-6	3
0.040	50	-34	-7

Nos testes a ventilação era de beiral a beiral. Em simulações do fluxo de ventilação através de um ático causado pelo vento (LAMBERTS 1988) observou-se que em um telhado de cimento amianto 80% do fluxo de ventilação era de beiral a beiral e o resto se espalha por outras rotas de fluxo. Em um telhado de barro apenas 40% era de beiral a beiral, portanto a hipótese de ar bem misturado parece ser mais apropriada para um telhado real. Considerar o coeficiente de convecção sob o forro como uma interpolação entre o horizontal e vertical parece mais realista já que no telhado real, devido a permeabilidade do mesmo o fluxo de ar será mais distribuído que nos testes e a estratificação tenderá a ser minimizada.

A obtenção de velocidade do ar do ático pela divisão do fluxo pela área média resultará em valores muito pequenos já que haverá alguma concentração no fluxo de ar de beiral a beiral. O uso da relação empírica achada aqui para situações reais não é recomendável sem comprovações. Observações em campo são necessárias para que uma hipótese mais geral possa ser sugerida.

O modelo 5.1 considera o ar de ventilação bem misturado, o coeficiente de convecção sob o telhado como uma interpolação entre os valores horizontais e verticais

e a velocidade do ar no ático como a divisão do fluxo pela área média. Este modelo embora não tendo apresentado os melhores resultados quando comparado com os testes, foi selecionado como o melhor para ser desenvolvido em um modelo não estacionário tendo em vista as diferenças entre um telhado real e um de laboratório no que diz respeito a ventilação, como discutido acima. O modelo não estacionário pode ser encontrado em LAMBERTS (1988).

NOMECLATURA

C	Calor específico	J/kg K
F_{ij}	Fração de radiação que deixa a superfície i e é interceptada pela superfície j	—
J_i	Radiosidade da superfície i	W/m ²
l_i	Espessura da superfície i	m
V	Fluxo volumétrico de ar	m ³ /s
ϵ	Emissividade da superfície i	—
ρ	Densidade do ar	kg/m ³
σ	Constante de Stefan Boltzmann = $5.67 \cdot 10^{-8}$	W/m ² K ⁴
λ_i	Condutibilidade térmica da superfície i	W/m ² K

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ALAMDADARI, F. e HAMMOND, G.P. 1983. Improved Data Correlations for Buoyancy-Driven Convection in Rooms. BSE& T. Vol.4, nº 3, pp 106-12
- CIBSE. 1986. CIBSE Guide Volume A. The Chartered Institution of Building Services Engineers. London.
- LAMBERTS, R. 1988. Heat Transfer Through Roofs of Low Cost Brazilian Houses. Tese de PhD. Department of Civil Engineering, the University of Leeds. Leeds, U.K.
- PEAVY, B.A. 1979. A Model for Predicting the Thermal Performance of Ventilated Attics. In: Summer Attic and Whole-House Ventilation. NBS SP 548. USA pp 119-49.

SUMMARY

Several steady state heat transfer models were developed to simulate the heat transfer process in a roof test rig. The models have various degrees of complexity. The aim was to establish the main heat flux paths and the best way to mathematically model them. The results of the models were compared with the experimental ones. This comparison was used to choose the best model considering its simplicity and accuracy.



COBERTURAS DE EDIFICAÇÕES: UM ESTUDO NUMÉRICO COMPARATIVO

VICENTE DE PAULO NICOLAU
 PAULO CÉSAR PHILIPPI
 Depto. de Engenharia Mecânica - UFSC
 CP 476
 88049 - Florianópolis - SC



RESUMO

O programa computacional SPTE, desenvolvido com o objetivo de simular edificações quanto ao aspecto térmico, é utilizado para a análise da influência de diferentes tipos de coberturas. Onze tipos de coberturas são considerados, incluindo cobertura com telha de cimento-amianto, com telha cerâmica, com pintura externa, com laje ou forro de madeira ou ainda com isolamento. Estes vários tipos são comparados através do fluxo de calor liberado para o ambiente interno. A simulação é realizada para a condição de verão, para Florianópolis-SC.

INTRODUÇÃO

Diferentes tipos de telhados são utilizados em edificações, obedecendo a critérios estéticos e econômicos, mas sem considerar o aspecto térmico. Este aspecto em si não se contrapõe aos anteriores, mas por ser desconhecido, não é considerado devidamente. Pelo fato da cobertura representar uma grande área de troca de calor na edificação e estar diretamente sujeita à radiação solar direta, a sua contribuição na formação do ambiente interno é significativa. Assim, o uso de uma cobertura adequada para a edificação, colabora reduzindo a carga térmica de condicionamento do ambiente ou, em caso de não condicionamento, torna o ambiente interno mais adequado à habitação.

Alguns tipos de telhados utilizados na prática e algumas soluções já elaboradas com vistas a um melhor desempenho, são analisadas com relação ao aspecto térmico. A análise é feita através da simulação numérica em regime não permanente, incluindo toda a edificação. Como visa apenas a cobertura, os demais elementos foram mantidos invariáveis. A simulação é realizada através do programa SPTE - Simulação da Performance Térmica de Edificações, que vem sendo desenvolvido desde 1982, sempre com adição de novos elementos com vistas a uma melhor representação dos fenômenos físicos participantes.

A simulação é feita para as condições de verão de Florianópolis-SC, mês de fevereiro. A temperatura externa máxima é de 32°C e a mínima é de 25°C. Para um dia de céu claro, sem nuvens, a radiação solar direta alcança o valor de 815 W/m² e a radiação solar difusa o valor de 160 W/m², às 12:00 horas.

Este trabalho é complementar ao anterior [9], onde os tipos de cobertura ventilada, não ventilada, com blindagem e somente laje foram considerados.

MODELAÇÃO DO PROBLEMA

A figura 1 apresenta a nomenclatura pertinente ao problema. Tem-se o ambiente interno à temperatura T_{ai}, coberto com a laje ou o forro de madeira à temperatura T_{li} na superfície inferior e T_{ls} na superfície superior. Acima da laje ou forro, situa-se o espaço de ar ou uma camada de isolante térmico, conforme o tipo de cobertura em questão. O ar do ático está à temperatura T_{at} e é limitada pela telha cuja temperatura superficial inferior é T_{ti} e temperatura da superfície superior é T_{ts}. O ar externo está à T_{ae}.

As variáveis introduzidas na figura 1 estão de acordo com composição telha + ar do ático + laje ou forro, para a cobertura. Conforme a análise efetuada, a laje ou forro podem estar ausentes interagindo a telha diretamente com o ambiente.

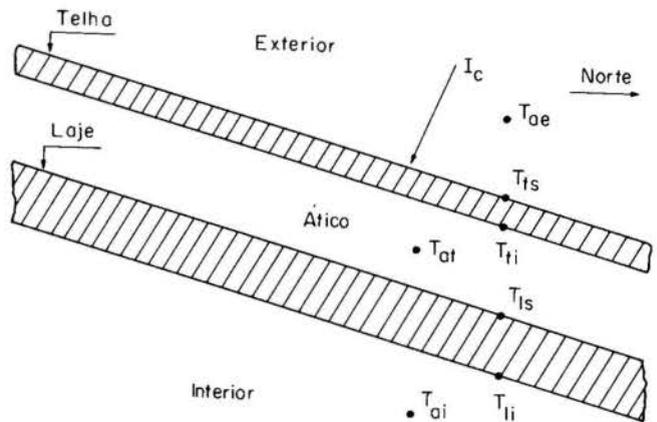


Figura 1. Elementos constituintes da cobertura.

A partir das condições externas impostas e da radiação solar incidente obtém-se o seguinte balanço de calor para a superfície externa do telhado:

$$h_c (T_{ae} - T_{ts}) + \alpha_c I_c + S = \sum_{j=0}^{\infty} (X_j T_{ts-j} + Y_j T_{ti-j}); \quad (1)$$

onde o primeiro termo representa a troca de calor por convecção entre a superfície da telha e o ar exterior. O coeficiente de convecção é determinado pelo modelo de Jurges, apresentado por Pratt [7] e considera-o como dependente da velocidade do vento sobre o telhado. O segundo termo representa a radiação solar, direta e difusa, absorvidas. O terceiro termo representa a troca líquida de calor por radiação, em ondas longas, entre a superfície externa e a atmosfera [2]. A atmosfera emite a partir dos componentes vapor d'água, dióxido de carbono e ozônio, a chamada contra-radiação atmosférica. A superfície, por sua vez, emite conforme sua emissividade em ondas longas e sua temperatura, segundo a equação de Stefan-Boltzmann. O quarto termo representa condução para o interior da telha. Considerando-se a condução de calor em regime transiente, onde os elementos X_j e Y_j são os fatores de resposta [5], que ponderam o fluxo de calor no instante atual

(τ), em função das temperaturas atuais e de tempos anteriores, nas faces superior e inferior da telha.

Para a superfície inferior da telha tem-se o seguinte balanço:

$$-\sum_{j=0}^{\infty} (Z_j T_{ti_{\tau-j}} - Y_j T_{ts_{\tau-j}}) = h_c (T_{ti_{\tau}} - T_{at_{\tau}}) + \sigma F_{t\tau} (T_{ti_{\tau}}^4 - T_{ts_{\tau}}^4); \quad (2)$$

onde o primeiro termo representa o fluxo de calor por condução que chega à superfície inferior da telha. Z_j e Y_j são os fatores de resposta [5], que expressam o fluxo como função das temperaturas atuais e anteriores das superfícies da telha. O segundo termo trata da troca de calor por convecção entre o ar interno do ático, e a superfície inferior da telha. O coeficiente de convecção é determinado a partir de modelos simples, para placas planas [4], do tipo $a(\Delta T)^b$. O terceiro termo compreende a troca líquida de calor por radiação entre a superfície inferior da telha e superior da laje ou forro, sendo $F_{t\tau}$ o fator de forma modificado [4], dado por:

$$F_{t\tau} = \left(\frac{1}{\alpha_t} + \frac{1}{\alpha_\tau} - 1 \right)^{-1}; \quad (3)$$

onde α_t e α_τ são as absorptividades em ondas longas da superfície em questão e σ a constante de Stefan-Boltzmann.

Para o espaço de ar do telhado, o seguinte balanço é realizado:

$$h_c (T_{ti_{\tau}} - T_{at_{\tau}}) + h_c (T_{ts_{\tau}} - T_{at_{\tau}}) = \rho C_v a \frac{(T_{at_{\tau}} - T_{at_{\tau-1}})}{\Delta\tau}; \quad (4)$$

sendo os dois primeiros termos, as trocas de calor por convecção entre o ar e as superfícies superior e inferior do ático, respectivamente. Os coeficientes de convecção são calculados conforme as posições das superfícies e os sentidos dos fluxos de calor [4]. O termo do lado direito representa a taxa de armazenamento de calor pelo ar, sendo ρ sua massa específica, C_v o calor específico a volume constante, a a altura do ático e $\Delta\tau$ o intervalo de tempo entre τ e $\tau-1$.

Para a superfície superior da laje ou do forro, tem-se o seguinte balanço de calor:

$$\sigma F_{t\ell} (T_{ti_{\tau}}^4 - T_{ts_{\tau}}^4) + h_c (T_{at_{\tau}} - T_{ts_{\tau}}) = \sum_{j=0}^{\infty} (X_j T_{\ell s_{\tau-j}} - Y_j T_{\ell i_{\tau-j}}); \quad (5)$$

onde o primeiro termo representa a troca de calor por radiação, equação (2) o segundo termo, a convecção com o ar do ático, equação (4) e o terceiro termo, a condução para o interior da laje ou forro, sendo X_j e Y_j os fatores de resposta do elemento em questão [5].

Finalmente, para a superfície inferior da laje ou forro, apresenta-se o seguinte balanço de calor:

$$\sum_{j=0}^{\infty} (Z_j T_{\ell i_{\tau-j}} - Y_j T_{\ell s_{\tau-j}}) = \sum_{i=1}^N \sigma F_{i\ell} (T_{si_{\tau}}^4 - T_{\ell i_{\tau}}^4) + h_c (T_{ai_{\tau}} - T_{\ell i_{\tau}}); \quad (6)$$

onde o primeiro termo representa o fluxo de calor por condução que chega a esta superfície; o segundo termo, a taxa de troca líquida de calor por radiação entre esta superfície e as N superfícies que constituem o envoltório do ambiente habitado. Para evitar a

possibilidade da radiação em ondas curtas atingir a superfície inferior da laje ou forro, adotou-se a alternativa da eliminação da penetração da mesma pelas aberturas. Caso esta medida não fosse tomada, a radiação em ondas curtas refletida pelas paredes ou piso alteraria o balanço de calor na superfície em questão, dificultando a análise. O terceiro termo representa, por sua vez, a troca de calor por convecção com o ar do ambiente interno.

O modelo geral de simulação do SPTE inclui ainda as equações de balanço de calor para as demais superfícies constituintes da edificação, como superfícies internas e externas das paredes e vidraças. Também o ar interno possui uma equação de balanço de calor para o ambiente não condicionado. No presente caso, no entanto, considera-se o ambiente como sendo condicionado, mantido a uma temperatura constante.

O ar do ático como elemento ativo do processo de simulação, possuindo uma equação própria, leva em consideração a sua capacidade de armazenamento e troca de calor. É um método de cálculo mais preciso, comparado com o método da resistência térmica de espaços de ar. Neste, assumir-se-ia determinada absorptividade para as superfícies vizinhas e determinado coeficiente de convecção entre superfícies e espaço de ar. A partir de valores de temperaturas mais prováveis nas duas superfícies, obter-se-ia um fluxo de calor por convecção e radiação. Com base nesta soma de fluxos calcular-se-ia uma resistência térmica equivalente de condução e o problema passaria a ser tratado como condução, efetivamente. Com as facilidades computacionais já disponíveis, portanto, é mais adequado o uso do espaço de ar na sua configuração real, considerando convecção e radiação. Para espaços diminutos, de pequena espessura, a convecção deixa de ocorrer, cedendo lugar à condução, mas a radiação ainda existirá.

O programa SPTE [1,6], com os modelos descritos para a cobertura, é utilizado na simulação. Esta ocorre em regime transiente, sendo o cálculo feito por processo iterativo, hora a hora, num total de oito dias, em geral. Assim, calcula-se as temperaturas dos elementos com base nas temperaturas do dia anterior para o cálculo da troca de calor por radiação, que é não linear, ou para o cálculo do coeficiente de convecção que depende da diferença de temperatura respectiva. O cálculo do fluxo de calor por condução, a partir dos fatores de resposta, é feito com base nas temperaturas de horas antecedentes e da atual.

Com dados de entrada no programa tem-se as condições externas como perfil de temperatura do ar, perfil de insolação e velocidade do vento, orientações, geometrias, as propriedades térmicas dos materiais, temperatura interna, etc... Como saída, o programa permite o cálculo da carga térmica do ambiente e neste caso particular de análise, o fluxo de calor por condução que chega a superfície inferior da laje ou forro. Este fluxo por condução é liberado para o ambiente interno por convecção e radiação e é adotado como grandeza comparativa do desempenho do telhado. No caso da ausência de laje ou forro, considera-se diretamente a condução na superfície inferior da telha.

TIPOS ANALISADOS

Entre vários tipos de coberturas adotadas na prática e ainda não analisados escolheu-se os seguintes:

- Tipo 1: Telha de cimento-amianto normal;
- Tipo 2: Telha de cimento-amianto branca;
- Tipo 3: Telha de cimento-amianto normal, com laje;
- Tipo 4: Telha de cimento-amianto branca, com laje;
- Tipo 5: Telha de cimento-amianto normal, com laje e isolamento;
- Tipo 6: Telha cerâmica normal;
- Tipo 7: Telha cerâmica branca;
- Tipo 8: Telha cerâmica normal, com laje;
- Tipo 9: Telha cerâmica branca, com laje;
- Tipo 10: Telha cerâmica normal, com forro de madeira;
- Tipo 11: Idem, tipo 10, com isolamento.

RESULTADOS

A tabela 1 apresenta as características térmicas e geométricas dos materiais utilizados na simulação. Em função da deficiência de dados acerca dos vários materiais de construção civil, esta tabela tem como objetivo explicitar o tipo de material e os valores de suas propriedades.

Tabela 1. Propriedades dos materiais usados [4,10]

Tipo	e [m]	k [W/mK]	ρ [kg/m ³]	Cp [J/kgK]	α_l	α_c
Telha c.a.*	0,006	1,30	1900	1000	0,90	0,80
Telha cerâmica	0,015	0,70	1600	840	0,90	0,70
Laje pré-moldada	0,120	1,28	2000	1000	0,90	0,70
Forro de madeira	0,010	0,15	640	2800	0,90	0,70
Isolante**	0,025	0,038	24	700	0,90	-
Tinta branca	-	-	-	-	0,85	0,25

*cimento amianto **lã de vidro

A figura 2 compara o desempenho da telha de cimento-amianto com o da telha cerâmica, com laje e sem laje. Em função da menor difusividade térmica, maior espessura e menor absorvidade a radiação solar da telha cerâmica, esta permite um fluxo de calor menor para o ambiente interno. A colocação da laje reduz sensivelmente o fluxo de calor em ambos os casos, em função da criação do espaço de ar intermediário e da interferência da própria laje. O maior fluxo que ocorria às 12:00 horas é retardado para às 16:00 horas. A inércia da cobertura aumenta sensivelmente a ponto de inibir a perda de calor noturna para o exterior.

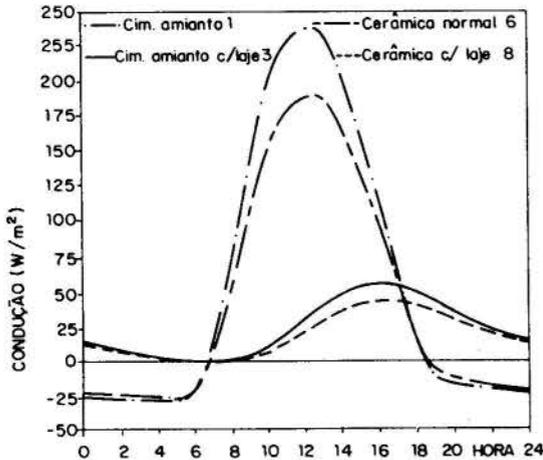


Figura 2. Telhas cerâmica e cimento-amianto.

A figura 3 apresenta o desempenho da cobertura com telha de cimento amianto, adicionando-se a laje e o isolamento. De 238 W/m² de fluxo de calor máximo para a cobertura com a telha simples, este valor reduz-se para 56 W/m², com a adição da laje e ainda para 44 W/m², com a adição da laje e do isolamento. O uso do isolamento com 2,5 cm de espessura sobre a laje, mantendo-se ainda o espaço de ar, aumenta a inércia do conjunto, diminuindo as flutuações impostas pelas condições exteriores.

Na figura 4 estão os resultados relativos à cobertura de cimento-amianto, modificada pela pintura da superfície exterior, para os casos com laje e sem laje. A pintura exterior branca tem a função de alterar as propriedades radiantes da superfície externa da telha. Possui uma baixa absorvidade à radiação solar e uma alta emissividade em ondas longas (tabela 1). O resultado é significativo: o fluxo máximo é reduzido

de 238 W/m² para 62 W/m², sem praticamente causar um retardo no seu horário de ocorrência. Como a inércia é a mesma em ambos os casos, e de baixo valor, no período noturno as perdas de calor para o exterior se equivalem.

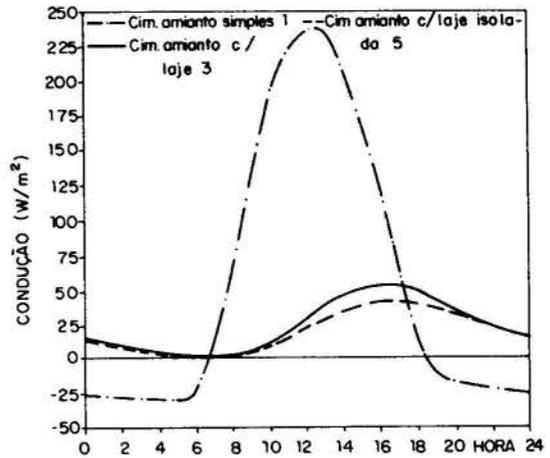


Figura 3. Efeito da laje e do isolamento.

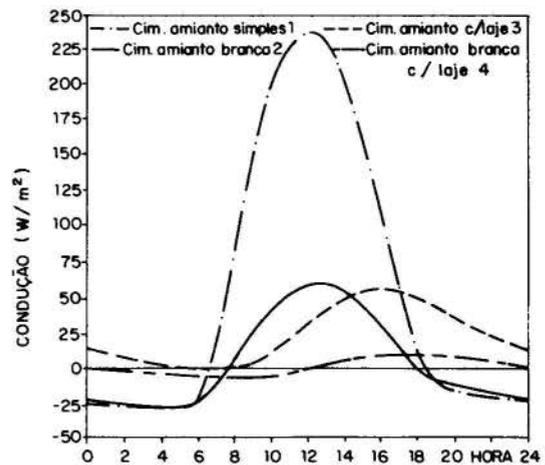


Figura 4. Efeito da pintura externa.

A adição da laje aumenta a inércia da cobertura, causando atrasos na ocorrência do pico. Pode-se observar praticamente o mesmo fluxo de calor máximo entre os tipos 2 e 3, apenas diferenciando-se na questão da inércia térmica. No tipo 2 a resistência térmica é baixa, mas a diferença de temperatura na cobertura também é baixa. No tipo 3 a resistência térmica é maior, mas o mesmo ocorre com a diferença de temperatura. A temperatura da superfície externa da telha, durante o período de insolação, atinge valores maiores para os tipos 1 e 3, sem a pintura branca.

Na figura 5, a comparação é idêntica a da figura 4 com a utilização da telha cerâmica, envolvendo os tipos 6,7,8 e 9. A pintura exterior sobre a telha causa o mesmo efeito apenas com valores diferentes para os fluxos de calor.

Na figura 6, a cobertura com telha cerâmica é disposta conforme os tipos 6,8,10 e 11. O forro de madeira, mesmo com o isolamento, por ser de baixa inércia, causa apenas um pequeno retardo na ocorrência do fluxo máximo. A laje, apesar de melhor condutora de calor, causa um retardo maior pela sua maior inércia. Em praticamente todo o período noturno, a laje continua liberando calor armazenado para o ambiente interno. Já a cobertura com forro de madeira e isolamento não armazena calor no seu interior. Seria apenas um bom isolante. Assim, permite um fluxo de calor para o am-

biente interno durante o dia e um fluxo de calor para o exterior durante a noite. Em contraposição neste caso, tem-se uma cobertura "pesada", o tipo 8 e uma cobertura "leve", o tipo 11.

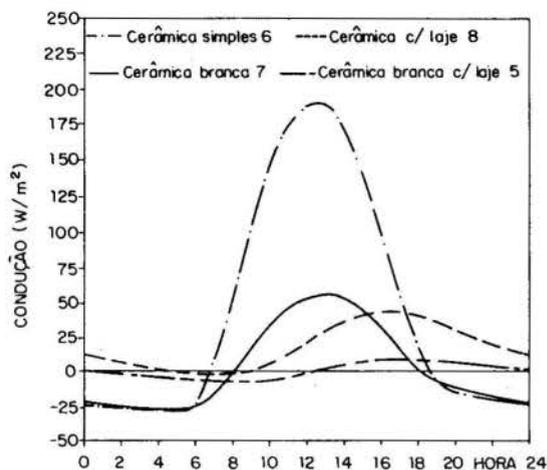


Figura 5. Efeito da pintura externa.

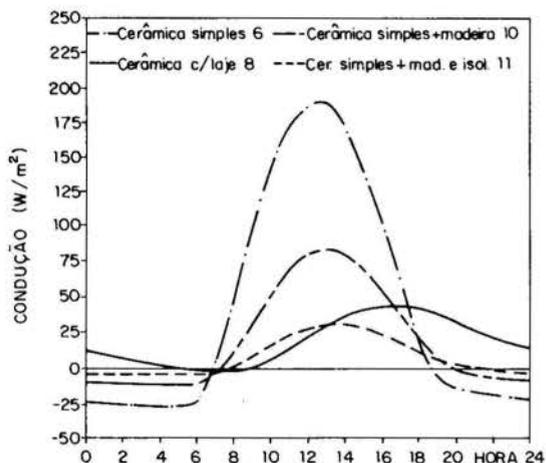


Figura 6. Efeito do forro e isolamento.

CONCLUSÃO

Analisando-se os resultados, verifica-se a existência de várias opções para a obtenção de uma cobertura que permita baixos fluxos de calor. As soluções possíveis advêm do uso de ventilação no ático ou blindagem [9], isolamento ou mesmo de um tratamento aplicado à superfície exterior. Neste caso a simples pintura externa, embora não sendo comum, permite com baixo custo melhorar o desempenho da cobertura. Restaria, neste item em particular, estabelecer experimentos para conhecer os produtos disponíveis no mercado, em relação à manutenção de suas propriedades ao longo do tempo de exposição à radiação solar e às intempéries.

A simulação da telha cerâmica é dificultada pelo seu formato e sua montagem. Sendo considerada como uma placa plana de espessura constante na simulação, na verdade apresenta-se como irregular, de espessura variável e com superposição na montagem. Em razão do seu formato e da superposição, a resistência térmica poderá estar além do valor considerado. Outro fator favorável à telha cerâmica, mas de difícil medição, é a permissão de uma pequena ventilação no ático.

A simulação numérica, vale a pena ressaltar, permite uma rápida e ampla análise dos parâmetros participantes de um problema físico. É composta de um conjunto de modelos que podem ser aperfeiçoados conforme as necessidades existentes. No caso particular de análise de edificações muitos são os programas montados com este objetivo. E na verdade esta etapa já tem sido cumprida. No entanto, a maior dificuldade

reside na alimentação destes programas numéricos com dados físicos confiáveis. As propriedades térmicas dos materiais empregados na construção civil, de utilização local ou regional, devem ser medidas, bem como a influência do tempo de uso deve ser conhecida. Experimentos particulares para os tipos de coberturas apresentados ou para outros elementos de importância na edificação, como elementos de sombreamento ou elementos de ventilação devem ser executados, visando o aprimoramento dos modelos matemáticos. Em resumo, a simulação numérica de qualquer fenômeno físico, não é absoluta na obtenção da solução, mas sim complementar e deve ser usada em conjunto com a experimentação.

REFERÊNCIAS

- [1] Philippi, P.C.; Nicolau, V.P.; Abreu, P.F.; Cunha Neto, J.A.B., Computer code for simulating the thermal behaviour of buildings: Applications to buildings using passive devices. Fifth International Symposium on the Use of Computers for Environmental Engineering Related to Buildings. Edited by CIBSE. The Chameleon Press Limited. London, 1986. pp. 356-371.
- [2] Geiger, R. The climate near the ground, Harvard University Press, Cambridge, 1975.
- [3] Valko, P., Insolation des bâtiments in fonction de leur forme et de leur orientation, Meteoplan 1., Hallwag Verlag, Bern, 1975.
- [4] Chapman, A.J., Heat Transfer, Collier Macmillan, New York, 1974.
- [5] Kusuda, T., Algorithms for calculating the transient heat conduction by thermal response factors for multi-layer structures of various heat conduction systems, National Bureau of Standards, Report 10108, Washington, 1969.
- [6] Holman, J.P. Transferência de Calor, McGraw-Hill, São Paulo, 1983.
- [7] Pratt, A.W., Heat transmission in buildings, J. Wiley and Sons, New York, 1981.
- [8] Abreu, P.F., Um modelo para a simulação do comportamento térmico de edificações. Dissertação de Mestrado, UFSC, Florianópolis-SC, 1986.
- [9] Nicolau, V.P.; Philippi, P.C.; Cunha Neto, J.A.B. Simulação numérica do desempenho térmico de coberturas ventiladas. II Encontro Nacional de Ciências Térmicas, Águas de Lindóia, 1988 pp.363-366.
- [10] Lamberts, R. Heat transfer through roofs of low cost brazilian houses. Thesis for the degree of Doctor of Philosophy. The University of Leeds, U.K., 1988.
- [11] Sato, N.M.N., Modelo para o cálculo de temperaturas e fluxos de calor em coberturas IPT DED 38. São Paulo-SP, 1985. pp. 65-6.

ABSTRACT

A thermal simulation program (SPTE) is used to analyse the thermal performance of several roofs configurations. Eleven configurations are considered combining the following characteristics: two different roof covers (asbestos cement sheets or clay tiles), outside roof surface with original colour or painted white, two different ceilings (concrete or timber), with and without insulation. The several configurations are compared using the heat flux transmitted to the inside of the house. The simulation is performed under summer conditions for Florianópolis-SC.



**FATTIC: UM PROGRAMA GENERALIZADO
PARA A DETERMINAÇÃO DOS
FATORES DE FORMA EM ÁTICOS**

Humberto Soares Hoays e Cláudio Melo
NRVA – Núcleo de Refrigeração, Ventilação e Condicionamento de Ar
Departamento de Engenharia Mecânica – UFSC
Cx. Postal 476 - 88049 - Florianópolis - SC



RESUMO

O objetivo do presente trabalho é apresentar uma estrutura computacional capaz de determinar os fatores de forma entre as superfícies de áticos, do tipo comumente encontrado em edificações. Os resultados fornecidos pelo programa, para geometrias simples, são comparados com dados disponíveis na literatura e uma excelente concordância é observada. Para geometrias mais complexas, apresenta-se uma análise da influência da forma do ático sobre os fatores de forma resultantes.

INTRODUÇÃO

A medida que cresce a necessidade de conservação de energia, cresce a necessidade de se construírem edificações que requeiram um consumo mínimo de energia elétrica, associado com instalações de climatização.

Uma forma de atingir tal objetivo é, ainda na fase de ante-projeto, simular o desempenho térmico das edificações através de programas computacionais [1]. Estes programas embora tratem adequadamente as trocas de calor por radiação no interior dos ambientes sendo climatizados, geralmente utilizam processos aproximados quando se trata de avaliar tais trocas de calor entre as superfícies que compõem o ático. Isto se deve principalmente à dificuldade de se determinar os fatores de forma entre tais superfícies, tendo em vista a diversidade de formas de áticos existentes.

O presente trabalho procura preencher um pouco esta lacuna, no sentido que fornece um procedimento rápido e preciso para avaliar os fatores de forma numa grande variedade de formas de ático.

DEFINIÇÕES BÁSICAS

A fração de energia radiante, difusivamente distribuída, que sai de uma superfície A_j e incide sobre uma outra superfície A_k , é denominada fator de forma, F_{jk} . Para se estabelecer uma equação que permita a determinação dos fatores de forma, considere-se a figura 1.

O fator de forma entre as superfícies de área A_1 e A_2 , indicadas na figura 1, pode ser obtido através da equação (1) [02],

$$F_{1-2} = \frac{1}{A_1} \int_{A_1} \int_{A_2} \frac{\cos \beta_1 \cos \beta_2}{\pi S^2} dA_2 dA_1 \quad (1)$$

A avaliação da integral dupla, indicada na equação (1) é, para a maioria das situações, geralmente complexa e tediosa. Isto faz com que os fatores de forma sejam comumente apresentados na forma de gráficos ou de tabelas. Um procedimento alternativo consiste em se transformar as integrais de área em integrais de linha ou de contorno, através da aplicação do teorema de Stokes [3].

Para tanto considere-se a superfície de área A e contorno C indicada na figura 2.

Os ângulos α, γ, δ referem-se, respectivamente, aos ângulos entre a normal à superfície, num ponto de coordenadas x, y e z , e os eixos cartesianos X, Y, Z .

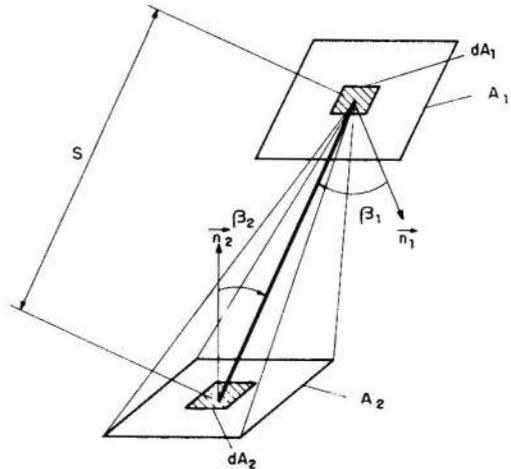


Fig.1- Esquema para a apresentação da expressão geral para a determinação do fator de forma.

Aplicando-se o teorema de Stokes em três dimensões, obtém-se:

$$\oint_C (P dx + Q dy + R dz) = \int_A \left[\left(\frac{\partial R}{\partial y} - \frac{\partial Q}{\partial z} \right) \cos \alpha + \left(\frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\partial R}{\partial x} \right) \cos \gamma + \left(\frac{\partial Q}{\partial x} - \frac{\partial P}{\partial y} \right) \cos \delta \right] dA \quad (2)$$

onde P, Q, R são quaisquer funções, duas vezes diferenciáveis em x, y e z .

Para determinação do fator de forma entre duas superfícies quaisquer, utilizando-se o teorema de Stokes, considere-se a figura 3.

Os co-senos indicados na equação (1) podem ser calculados através das seguintes relações:

$$\cos \beta_1 = \frac{x_2 - x_1}{S} \cos \alpha_1 + \frac{y_2 - y_1}{S} \cos \gamma_1 + \frac{z_2 - z_1}{S} \cos \delta_1 \quad (3)$$

$$\cos \beta_2 = \frac{x_1 - x_2}{S} \cos \alpha_2 + \frac{y_1 - y_2}{S} \cos \gamma_2 + \frac{z_1 - z_2}{S} \cos \delta_2 \quad (4)$$

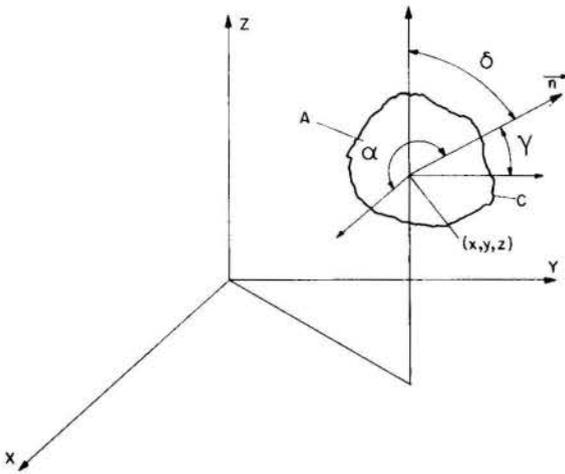


Fig. 2- Variáveis utilizadas no teorema de Stokes

Aplicando-se o teorema de Stokes para transformar a integral interna, da equação (1), em integrais de linha, obtém-se:

$$F_{1-2} = \frac{1}{2\pi A_1} \times \left\{ \oint_{C_2} \left[\int_{A_1} \frac{(y_2 - y_1) \cos \delta_1 - (z_2 - z_1) \cos \gamma_1}{s^2} dA_1 \right] dx_2 + \right. \\ \left. + \oint_{C_2} \left[\int_{A_1} \frac{(z_2 - z_1) \cos \alpha_1 - (x_2 - x_1) \cos \delta_1}{s^2} dA_1 \right] dy_2 + \right. \\ \left. + \oint_{C_2} \left[\int_{A_1} \frac{(x_2 - x_1) \cos \gamma_1 - (y_2 - y_1) \cos \alpha_1}{s^2} dA_1 \right] dz_2 \right\} \quad (5)$$

Aplicando-se o teorema de Stokes a cada uma das integrais de área, indicadas na equação (5), obtém-se [4]:

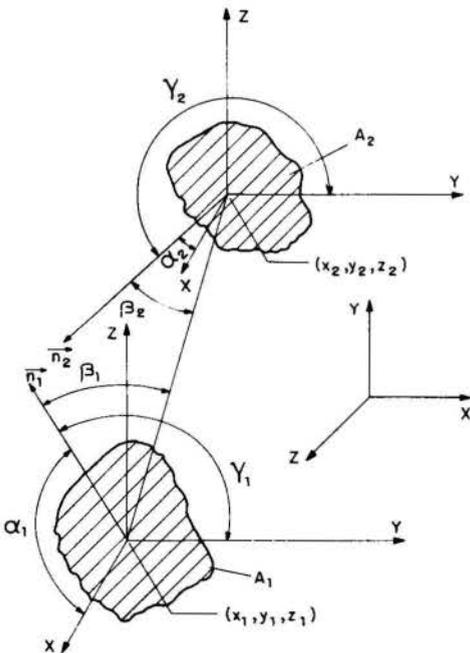


Fig. 3- Aplicação do teorema de Stokes para a determinação do fator de forma entre duas superfícies quaisquer.

$$\int_{A_1} \frac{(y_2 - y_1) \cos \delta_1 - (z_2 - z_1) \cos \gamma_1}{s^2} dA_1 = \oint_{C_1} \ln S dx_1 \quad (6)$$

$$\int_{A_1} \frac{(z_2 - z_1) \cos \alpha_1 - (x_2 - x_1) \cos \delta_1}{s^2} dA_1 = \oint_{C_1} \ln S dy_1 \quad (7)$$

$$\int_{A_1} \frac{(x_2 - x_1) \cos \gamma_1 - (y_2 - y_1) \cos \alpha_1}{s^2} dA_1 = \oint_{C_1} \ln S dz_1 \quad (8)$$

Substituindo-se as equações (6),(7),(8), na equação (5) e rearranjando-se, obtém-se:

$$F_{1-2} = \frac{1}{2\pi A_1} \oint_{C_1} \oint_{C_2} (\ln S dx_2 dx_1 + \ln S dy_2 dy_1 + \ln S dz_2 dz_1) \quad (9)$$

A equação (9) é a expressão generalizada para a determinação do fator de forma entre duas superfícies quaisquer, através do emprego de integrais de linha.

A particularização desta expressão é feita de acordo com a forma das superfícies envolvidas, bem como com o posicionamento do sistema de referência.

FATOR DE FORMA ENTRE DUAS SUPERFÍCIES RETANGULARES

A equação (9) foi aplicada para duas superfícies retangulares, posicionadas como indicado na figura 4.

Quando o ângulo θ , ou a dimensão N , indicados na figura 4, assumir valor nulo, os resultados obtidos através do processo sendo apresentado podem ser comparados com resultados publicados na literatura especializada [4].

A particularização da equação (9), para a geometria indicada na figura 4, assume a seguinte forma:

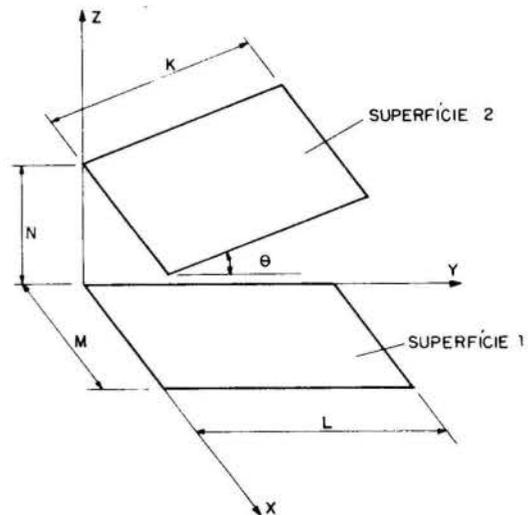


Fig. 4- Fator de forma entre duas superfícies retangulares

$$F_{1-2} = \frac{1}{2\pi LM} \times \left\{ \int_0^M \int_0^0 \ln S \sqrt{dx_2 dx_1} + \int_0^M \int_{y_2=K \cos \theta, z_2=N+K \tan \theta}^M \ln S dx_2 dx_1 + \int_0^M \int_M^M \ln S \sqrt{dx_2 dx_1} + \int_0^M \int_M^0 \ln S dx_2 dx_1 + \int_0^L \int_0^{K \cos \theta} \ln S dy_2 dy_1 + \int_0^L \int_0^0 \ln S \sqrt{dy_2 dy_1} + \int_0^L \int_{x_2=0, z_2=y_2 \tan \theta + N}^{K \cos \theta} \ln S dy_2 dy_1 + \int_0^L \int_0^0 \ln S \sqrt{dy_2 dy_1} + \int_0^L \int_{x_2=M, z_2=\tan \theta + N}^{K \cos \theta} \ln S dy_2 dy_1 + \int_M^0 \int_0^0 \ln S \sqrt{dx_2 dx_1} + \int_M^0 \int_{y_2=K \cos \theta, z_2=N+K \tan \theta}^M \ln S dx_2 dx_1 + \int_M^0 \int_M^M \ln S \sqrt{dx_2 dx_1} + \int_M^0 \int_M^0 \ln S dx_2 dx_1 + \int_M^0 \int_0^{K \cos \theta} \ln S dy_2 dy_1 + \int_M^0 \int_{K \cos \theta}^0 \ln S \sqrt{dy_2 dy_1} + \int_M^0 \int_{x_2=0, z_2=y_2 \tan \theta + N}^{K \cos \theta} \ln S dy_2 dy_1 + \int_M^0 \int_{x_2=M, z_2=\tan \theta + N}^{K \cos \theta} \ln S \sqrt{dy_2 dy_1} \right\} \quad (10)$$

onde:

$$s = [(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2]^{\frac{1}{2}} \quad (11)$$

Como todas as linhas de contorno das superfícies envolvidas são segmentos de retas, então cada termo da equação (10) pode ser expresso genericamente da seguinte forma:

$$I = \int_p^q \int_r^s \ln (a m^2 + b m + c)^{\frac{1}{2}} dm dn \quad (12)$$

onde m e n são duas variáveis de integração que tanto podem representar a variável x como a variável y. Os limites de integração das integrais externa e interna são representados respectivamente por p, q e r, s. Os parâmetros a, b e c são constantes para a integral interna, mas b e c são variáveis para a integral externa, por dependerem de m.

A integral interna da equação (12), pode ainda ser expressa da seguinte forma:

$$I_i = \int_r^s \ln \left\{ a^{\frac{1}{2}} [(m + e)^2 + d] \right\} dm \quad (13)$$

onde:

$$d = \frac{c}{a} - \left(\frac{b}{2a} \right)^2 \quad (14)$$

$$e = \frac{b}{2a} \quad (15)$$

A equação (13) pode ser integrada analiticamente, sendo os resultados para $d \neq 0$ e $d = 0$, indicados respectivamente pelas equações (16) e (17) a seguir.

$$I_i = \frac{1}{2} \ln a (s - r) + \frac{1}{2} \left\{ (s + e) \ln [(s + e)^2 + d] - 2(s + e) + 2d^{\frac{1}{2}} \arctan \left[\frac{(s + e)}{d^{\frac{1}{2}}} \right] - (r + e) \ln \left[\frac{(r + e)^2}{d} \right] - 2(r + e) + 2d^{\frac{1}{2}} \arctan \left[\frac{(r + e)^2}{d} \right] \right\} \quad (16)$$

$$I_i = \frac{1}{2} \ln a (s - r) + (s + e) \ln (|s + e| - 1) - (r + e) \ln (|r + e| - 1) \quad (17)$$

A estrutura computacional desenvolvida, denominada FATTIC, faz uso das equações (16) e (17) e do método de Simpson, para a integração numérica das integrais externas, na avaliação do fator de forma através da equação (10).

Os resultados fornecidos pelo programa para $\theta = 0$ e para vários afastamentos entre as placas retangulares foram comparados com os resultados apresentados por Siegel and Howell [4], e uma excelente concordância foi observada. Comparou-se também o caso em que $N=0$ (ver figura 4) e θ varia de 0 a 90 graus, e mais uma vez observou-se uma excelente concordância entre os resultados fornecidos pelo programa FATTIC e os resultados publicados na literatura [4].

FATORES DE FORMA EM ÁTICOS

Obtida a comprovação de resultados necessária para a técnica sendo empregada, partiu-se para a determinação dos fatores de forma em áticos, do tipo indicado na figura (5).

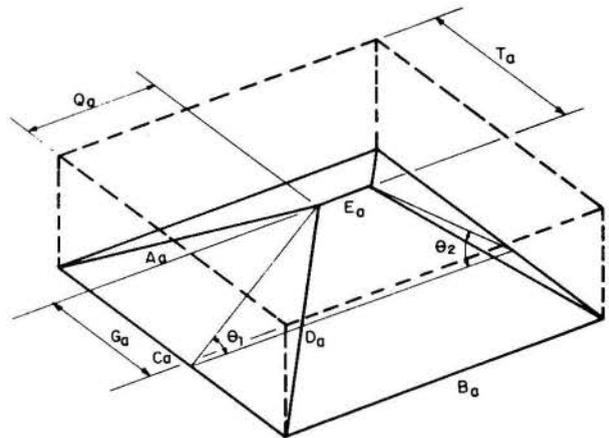


Fig.5- Geometria do ático sob análise

Na solução deste problema determinou-se os fatores de forma entre cada um dos triângulos e o retângulo (base do ático) e entre cada um dos triângulos e cada um dos trapézios, de acordo com a equação (9). Os restantes 19 fatores de forma foram determinados através de álgebra de fatores de forma.

A figura 6 mostra o ático em consideração na forma planificada, onde são indicadas as indexações de cada superfície.

Dos seis fatores de forma calculados pela equação (9), apresentar-se-á a formulação matemática para apenas dois. O procedimento adotado para os outros quatro é idêntico diferindo apenas nos limites de integração.

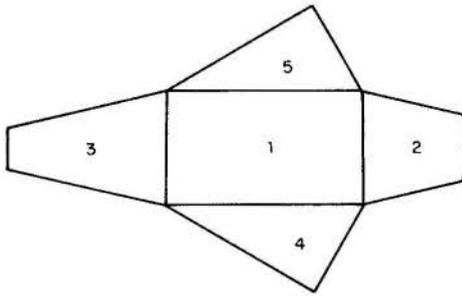


Fig. 6- Indexação das superfícies do ático

A particularização da equação (9), para a geometria indicada na figura 7, é dada pelas equações (18) a (22).

$$F_{3-2} = \frac{1}{\pi(B_a + E_a) P_a} \times \left\{ \int_0^{B_a} \int_0^{Q_a} \ln S_x dx_2 dx_1 + \int_{B_a}^{R_a} \int_0^{Q_a} \ln S_x dx_2 dx_1 + \int_{R_a}^{Q_a} \int_0^{Q_a} \ln S_x dx_2 dx_1 + \int_{Q_a}^{Q_a} \int_0^{Q_a} \ln S_x dx_2 dx_1 + \int_0^{B_a} \int_{Q_a}^0 \ln S_x dx_2 dx_1 + \int_{B_a}^{R_a} \int_{Q_a}^0 \ln S_x dx_2 dx_1 + \int_{R_a}^{Q_a} \int_{Q_a}^0 \ln S_x dx_2 dx_1 + \int_{Q_a}^{Q_a} \int_{Q_a}^0 \ln S_x dx_2 dx_1 + \int_0^{P_a} \int_0^{P_a} \ln S_y dy_2 dy_1 + \int_{P_a}^0 \int_0^{P_a} \ln S_y dy_2 dy_1 + \int_0^{P_a} \int_{P_a}^{S_a} \ln S_y dy_2 dy_1 + \int_{P_a}^0 \int_{P_a}^{S_a} \ln S_y dy_2 dy_1 + \int_0^{P_a} \int_{S_a}^0 \ln S_y dy_2 dy_1 + \int_{P_a}^0 \int_{S_a}^0 \ln S_y dy_2 dy_1 \right\} \quad (18)$$

onde:

$$R_a = Q_a + E_a \quad (19)$$

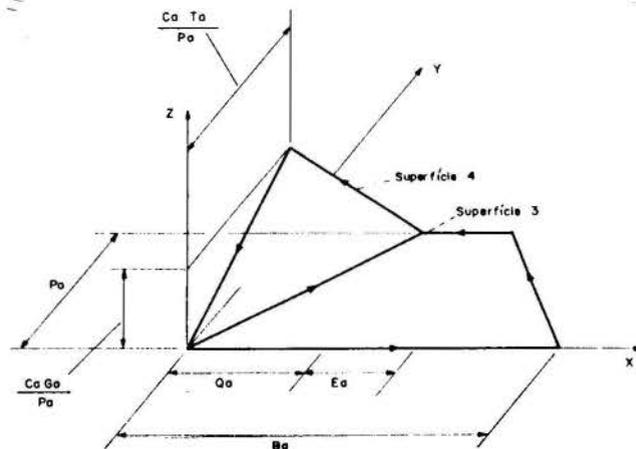


Fig. 7- Geometria para o trapézio e o triângulo

$$S_a = \frac{C_a T_a}{P_a} \quad (20)$$

$$S_x = (a_x x_2^2 + b_x x_2 + c_x)^{\frac{1}{2}} \quad (21)$$

$$S_y = (a_y y_2^2 + b_y y_2 + c_y)^{\frac{1}{2}} \quad (22)$$

Os parâmetros a_x, b_x, c_x, a_y, b_y e c_y assumem valores diferentes para cada parcela da equação (18), sendo os mesmos apresentados por Hoays [5].

Para a geometria indicada na figura 8, a particularização da equação (9) assume a seguinte forma:

$$F_{1-4} = \frac{1}{2\pi(B_a \times C_a)} \times \left[\int_0^{T_a} \int_0^{C_a} \ln S_x dx_2 dx_1 + \int_0^{T_a} \int_{C_a}^0 \ln S_x dx_2 dx_1 + \int_{T_a}^{C_a} \int_0^{C_a} \ln S_x dx_2 dx_1 + \int_{T_a}^{C_a} \int_{C_a}^0 \ln S_x dx_2 dx_1 + \int_0^{Q_a} \int_0^{C_a} \ln S_x dx_2 dx_1 + \int_0^{Q_a} \int_{C_a}^0 \ln S_x dx_2 dx_1 + \int_0^{Q_a} \int_0^{B_a} \ln S_y dy_2 dy_1 + \int_0^{Q_a} \int_{B_a}^0 \ln S_y dy_2 dy_1 + \int_{Q_a}^0 \int_0^{B_a} \ln S_y dy_2 dy_1 + \int_{Q_a}^0 \int_{B_a}^0 \ln S_y dy_2 dy_1 \right] \quad (23)$$

onde S_x e S_y são, respectivamente, dados outra vez pelas equações (21) e (22). É no entanto, importante ressaltar, que os parâmetros a_x, b_x, c_x, a_y, b_y e c_y tomam agora outros valores, relativos à geometria apresentada na figura 8, sendo os mesmos apresentados detalhadamente por Hoays [5].

POTENCIALIDADES DO PROGRAMA

Baseado nas equações apresentadas no item anterior, montou-se uma estrutura computacional, capaz de determinar os fatores de forma entre duas superfícies quaisquer de um ático, do tipo indicado na figura 5, para quaisquer ângulos θ_1 e θ_2 e forma de triângulo.

Na figura 9 mostra-se o efeito da inclinação dos triângulos ($\theta_1 = \theta_2$) sobre os fatores de forma resultantes. Neste caso os triângulos são equiláteros e o ático tem as seguintes proporções (ver figura 5): $\frac{B_a}{A_a} = 2, \frac{C_a}{A_a} = 1, \frac{D_a}{A_a} = 1$.

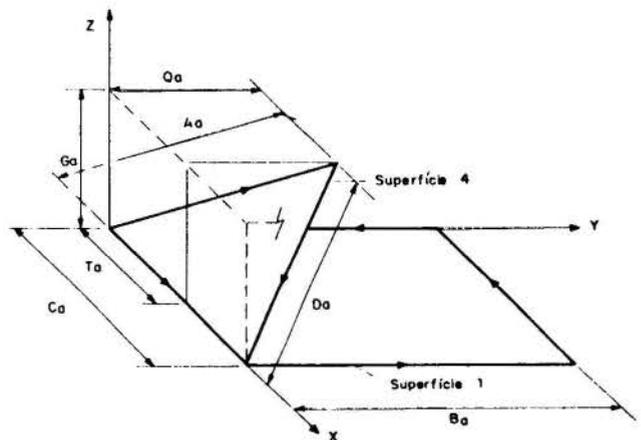


Fig. 8- Geometria para o retângulo e o triângulo

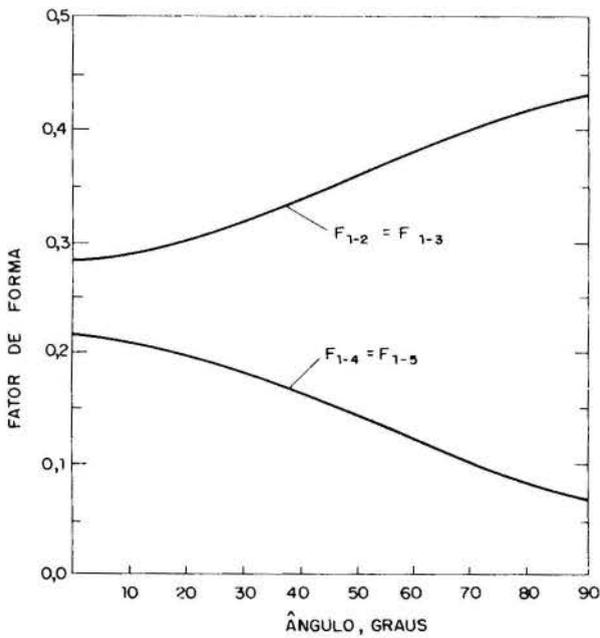


Fig.9- Influência da inclinação sobre os fatores de forma em um ático com triângulos equiláteros

Na figura 10 ilustra-se também o efeito da inclinação sobre os fatores de forma, em um ático cujos triângulos são escalenos. As proporções envolvidas são neste caso $\frac{B_A}{A_A} = 4$, $\frac{C_A}{A_A} = 2$ e $\frac{D_A}{A_A} = 1,8$.

Finalmente, na figura 11, mostra-se a mesma situação mas com triângulos retângulos. As proporções envolvidas são as seguintes: $\frac{B_A}{A_A} = 1,71$, $\frac{C_A}{A_A} = 0,85$ e $\frac{D_A}{A_A} = 0,51$.

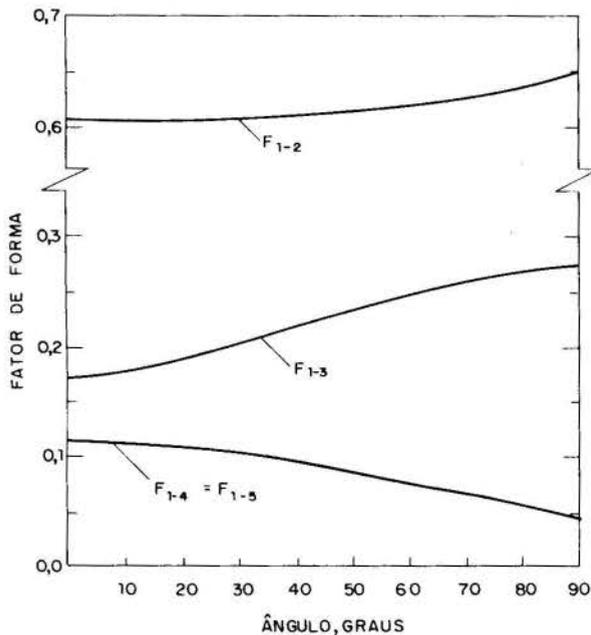


Fig.10- Influência da inclinação sobre os fatores de forma em um ático com triângulos escalenos

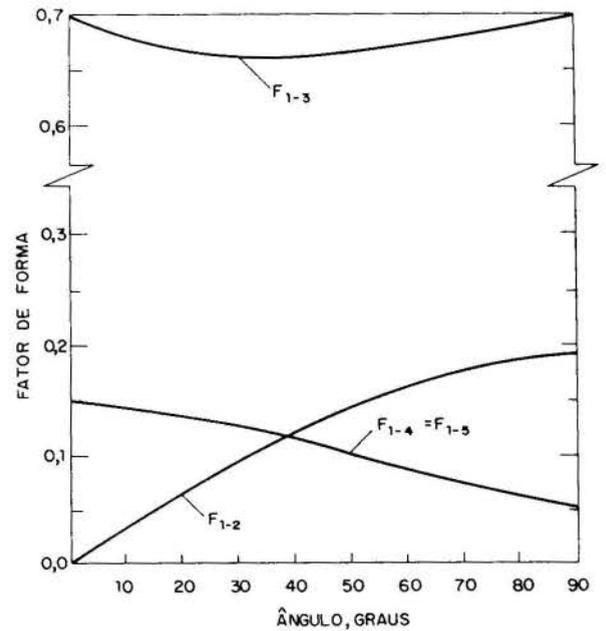


Fig.11- Influência da inclinação sobre os fatores de forma em um ático com triângulos retângulos

CONCLUSÕES

Uma estrutura computacional denominada FATTIC para a determinação dos fatores de forma em áticos é apresentada. Os resultados fornecidos pelo programa para duas superfícies retangulares coincidem com os valores publicados na literatura. Resultados para áticos formados por triângulos e trapézios são também apresentados.

O módulo computacional foi desenvolvido de uma forma tal a possibilitar sua incorporação a um programa de simulação dinâmica de edificações. Com esta incorporação torna-se possível avaliar o impacto de diversas formas de ático sobre a temperatura do ar interno e, conseqüentemente, sobre a sensação de conforto térmico resultante.

Apesar do ático apresentado ser formado por trapézios e triângulos, o programa pode, com relativa facilidade, também ser adaptado para outras formas de ático.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [01]- Kusuda, T., "NBSLD: The Computer Program for Heating and Cooling Loads in Buildings", US National Bureau of Standards, Building Science Series 69, Washington D.C., 1981
- [02]- Kreith, F., Bohn, M.S., "Principles of Heat Transfer", 4th edition, Harper & Row Publishers, New York, 1986.
- [03]- Sparrow, E.M., "Radiation Heat Transfer", Mc Graw-Hill, New York, 1978
- [04]- Siegel, R. Howell, J.R., "Thermal Radiation Heat Transfer", Mc Graw Hill, New York, 1972.
- [05]- Hoays, H.S., "Influência do Ático sobre o Conforto Térmico em Edificações", Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis-SC (em andamento).

ABSTRACT

The objective of this work is to present a computational code to calculate the shape factors in attics.

The results of such program, for simple forms, are compared with data from the literature and an excellent agreement is observed. For more complex configurations, an analysis of the influence of the attic form on the shape factors is presented.

PERFORMANCE TÉRMICA DE PAREDES PREENCHIDAS COM MATERIAL DE MUDANÇA DE FASE



KAMAL ABDEL RADI ISMAIL
 DETF/PEC/UNICAMP
 13081 - Campinas - SP
 Brasil

JOSÉ NÉDILIO C. DE CASTRO
 DEN/FEG/UNESP
 12500 - Guaratinguetá - SP
 Brasil



SUMÁRIO

Este trabalho apresenta os resultados numéricos e experimentais do estudo de paredes convencionais preenchidas com material de mudança de fase, com o objetivo de se obter ambientes termicamente mais estáveis, assegurando-se um maior conforto térmico passivo. O modelo analítico considera a variação da temperatura com a profundidade e com o tempo, e é unidimensional. O problema é resolvido numericamente pelo método explícito de diferenças finitas, e os resultados comparados com os resultados experimentais obtidos de dois protótipos experimentais distintos.

INTRODUÇÃO

De uma maneira geral, as paredes de face norte e os tetos, contribuem consideravelmente para a carga térmica total de prédios. Para se manter estes ambientes dentro de faixas de temperaturas confortáveis, usualmente empregam-se unidades de condicionamento de ar. Estas unidades além de consumir energia elétrica nas horas de maior demanda, introduzem também nestes ambientes um fundo de ruído considerável. Utilizando-se o material de mudança de fase (MMF) como isolante térmico reduz-se ou até mesmo elimina-se a necessidade destas unidades condicionadoras. Portanto, o principal objetivo deste estudo é a determinação da composição das paredes compostas com o MMF. Estas paredes assim construídas formam o que pode-se chamar de "cortina térmica", pois a colocação da camada de MMF, altera de forma notória o comportamento térmico destas paredes e os tetos, sem no entanto alterar suas características físicas e estruturais.

Conforme Salomon [1] o desempenho da parede composta depende das propriedades físicas da parede em si e do MMF. Entretanto, o parâmetro mais significativo é a temperatura de mudança de fase (TMF) do MMF. Baseado nisto, é que a parede composta assume o comportamento de uma "cortina térmica", pois tomando a TMF, próxima ou igual a temperatura de conforto no ambiente em questão, garantimos que toda elevação externa de temperatura e consequente condução de calor para o interior da parede irá encontrar este material que mudará de fase, mantendo sua parte ainda sólida na TMF, garantindo que nenhum fluxo de calor penetre para o ambiente enquanto restar MMF para mudar de fase. Inúmeros materiais apresentam condições de serem aplicados para este fim conforme Abhat [2] e Salomon [3].

Os trabalhos de Jabardo [4] e [5] confirmam a necessidade de um controle térmico mais eficiente para que se possam utilizar materiais mais leves e de produção seriada, como é o caso das telhas de cimento amianto, em casas populares, de modo a proporcionar além de um barateamento nos custos, a eliminação do mau desempenho térmico destas telhas, que normalmente conduz a uma rápida deterioração das condições térmicas internas, principalmente onde se dão condições

climáticas mais severas que é o caso da maioria dos países em desenvolvimento.

FORMULAÇÃO DO PROBLEMA

Um esquema simplificado do problema é mostrado na Fig. (1) onde, a radiação solar mantém aquecida a parede externa e a parede interna se mantém a uma temperatura constante. O MMF é colocado entre as duas paredes podendo se apresentar com uma interface conforme é mostrado na Fig. (1). Para que se utilize um modelo unidimensional, na fase líquida do MMF, os efeitos convectivos são desprezados. Considerando-se desprezíveis os efeitos de borda, temperatura inicial igual a TMF do MMF; propriedades físicas constantes com a temperatura; e condutividade finita; a equação de energia em função da temperatura é dada por:

$$\frac{\delta T_i}{\delta t} = \alpha_i \frac{\delta^2 T_i}{\delta x^2} \quad (1)$$

onde, $i = A, B,$ ou C dependendo do campo em questão: $A =$ parede externa, $B =$ MMF (sólido ou líquido) e $C =$ parede interna.

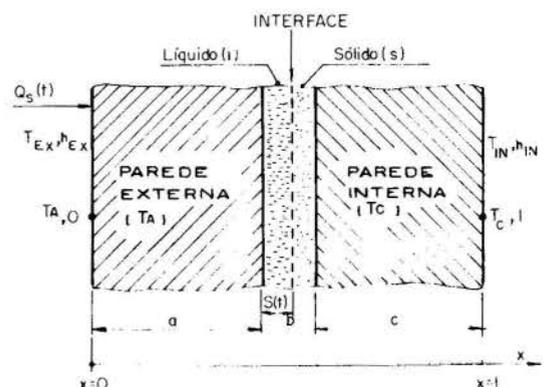


Fig. 1 Seção da parede térmica.

Com as seguintes condições de contorno:

a) Para $x = 0$

$$-K_A \frac{\delta T_A}{\delta x} = h_{ex} (T_s - T_A) \quad (2)$$

onde

$$T_s = \frac{\alpha_{sol} Q_s(t) + h_{ex} - \epsilon \Delta R}{h_{ex}} \quad (3)$$

$Q_s(t)$ = Insolação simulada segundo o modelo de Hottel [8] para radiação direta, e o modelo de Lui e Jordan [9] para a radiação difusa, com os dados característicos da região retirados das publicações do Departamento de Climatologia Agrícola do Instituto Agrônomo de Campinas - SP, simulação do dia 15/11, ver Kamal [10];

T_{ex} = Temperatura do ar externo, horário para o dia característico do mês; determinada a partir da distribuição adotada pela ASHRAE [11] e dados das publicações do Departamento de Climatologia Agrícola do Instituto Agrônomo de Campinas, para o mês de novembro, ver Kamal [10].

h_{ex} = Coeficiente convectivo externo ASHRAE [11];

R = Radiação resultante em comprimento de onda longa ASHRAE [11];

b) Para $x = a$

$$K_A \frac{\delta T_A}{\delta x} = K_j \frac{\delta T_i}{\delta x} \quad (4)$$

onde $j = S$ ou L dependendo da fase do material de armazenamento, $S =$ sólido; $L =$ líquido. Para o início da fusão, a condição acima é substituída pela equação (5) até que uma primeira lâmina de material na fase líquida seja formada.

$$-K_A \frac{\delta T_A}{\delta x} = \delta \lambda \frac{\delta S(t)}{\delta t} - K_s \frac{\delta T_s}{\delta x} \quad (5)$$

c) Para a Interface $x = a + S(t)$

$$K_s \frac{\delta T_s}{\delta x} - K_L \frac{\delta T_L}{\delta x} = \delta \lambda \frac{d S(t)}{dt} \quad (6)$$

$$T_L = T_s = T_{MF} \quad (7)$$

d) Para $x = a + b$

$$K_j \frac{\delta T_j}{\delta x} = K_c \frac{\delta T_c}{\delta x} \quad (8)$$

Onde $j = S$ (sólido) ou L (líquido). Para o fim da fusão a condição acima é substituída pela equação (9) até a fusão completa do MMF.

$$-K_L \frac{\delta T_L}{\delta x} = \delta \lambda \frac{\delta S(t)}{\delta t} - K_c \frac{\delta T_c}{\delta x} \quad (9)$$

e) Para $x = a + b + c$

$$-K_c \frac{\delta T_c}{\delta x} = h_{int} (T_c - T_{int}) \quad (10)$$

O sistema de equações acima apresentado, foi solucionado numericamente utilizando-se o método explícito de diferenças finitas, e uma grade móvel com a frente de fusão do MMF. As propriedades dos materiais estruturais utilizados na simulação foram determinadas em nossos laboratórios a partir de materiais encontrados no mercado. Dois tipos de MMF foram utilizados; um para simulação numérica e um outro para os testes experimentais. O primeiro material é uma parafina com faixa de mudança de fase entre 22-24 °C, ver ABHAT [2] parafina 5913, e segundo, uma mistura na proporção de 4 para 1 de polietileno glicol 600 polietileno glicol 1000 obtendo uma faixa de TMF entre 25 - 29 °C obtida experimentalmente.

INSTALAÇÃO EXPERIMENTAL

Para se verificarem os resultados numéricos, construíram-se e instrumentaram-se convenientemente dois modelos de teste. O primeiro: uma caixa totalmente isolada termicamente que permite ensaiar várias composições de paredes, aquecendo-as e resfriando-as por meio de resistências elétricas e trocadores de calor respectivamente. Já o segundo modelo, é um pequeno cômodo como mostrado na Fig. 2. Esta montagem é equipada com telhado e teto removíveis e a parede de face norte construída de "pequenos" módulos que permitem a introdução e retirada de placas de material de mudança de fase permitindo vários arranjos de paredes e teto.

Tanto as paredes como o teto são convenientemente instrumentados com termopares que permitem o levantamento do perfil de temperatura através destas paredes e tetos. Todos os termopares são conectados a aparelhos registradores. Medidas complementares relevantes de radiação solar, temperatura ambiente e velocidade do vento, são registradas. Determinou-se experimentalmente a proporção conveniente da mistura de polietileno Glicol 1000 em polietileno Glicol 600, tomando-se por base a TMF, que no caso deve ser igual à temperatura de conforto térmico.

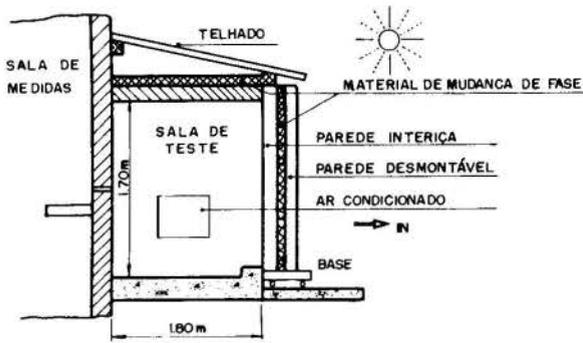


Fig. 2 Corte vertical (norte-sul) do protótipo de teste.

DISCUSSÕES

A Fig. 3 mostra o resultado da simulação apresentando a variação da temperatura externa e interna em função do aquecimento pela radiação solar de uma parede convencional de uma casa típica, enquanto que a Fig. 4 mostra a variação da temperatura externa e interna para a mesma parede, submetida às mesmas condições da parede da Fig. 3, somente que neste caso foi introduzida uma camada de MMF no seu interior.

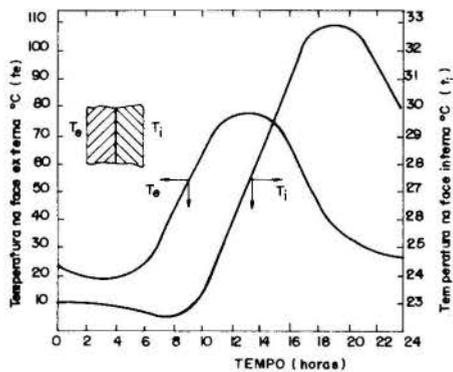


Fig. 3 Variação da temperatura na face externa e na face interna de uma parede convencional.

Como pode ser verificado, a temperatura interna da parede térmica manteve-se invariável em torno de 23°C (igual a TMF) enquanto que a temperatura interna da parede convencional variou desde 23°C até um máximo de 33°C.

A primeira verificação experimental dos resultados numéricos, foi obtida através de testes em pequenos módulos de paredes (0,50 x 0,50 m) intercalados ou não com MMF, dentro de uma caixa de ensaios. Para estes testes utilizou-se somente o polietileno glicol 1000 (ATPEG 1000 do grupo Ultra) como MMF, que possui uma TMF = 31-33°C.

Os resultados confirmaram as previsões teóricas e ressaltaram a importância das propriedades termofísicas do MMF, principalmente a TMF. Para tanto, testaram-se várias composições de ATPEG 1000 em ATPEG 600, chegando-se aos seguintes resultados: proporção ideal de 4:1 em massa de ATPEG 1000; TMF = 24-26°C; calor latente de fusão = 150,5 KJ/Kg.

Tomando-se como base os resultados acima apresentados, construiu-se o protótipo de testes, visto esquematicamente na Fig. 2. As figuras 5 e 6 representam um resultado típico para a variação da temperatura através destas paredes, que submetidas à condições bem semelhantes de insolação e temperatura externas, apresentam um comportamento diferenciado. Nota-se pela Fig.5 que, para uma variação da temperatura da face externa de 27°C, tem-se uma variação de 7°C para a parede convencional, contra uma variação de 4°C, Fig. 6, para a parede térmica, e o que é mais importante, no caso desta última, no entorno da TMF do MMF. Este comportamento é também verificado em testes mais longos, conforme mostram a Fig. 7 e Fig. 8, onde, para 28 horas de testes, registrou-se uma variação de 5°C na face interna contra 33°C na face externa da parede térmica, conforme verifica-se na Fig. 8. Outro resultado relevante é a variação da temperatura do ar, que no caso do ambiente interno da cela de teste foi de $\pm 1^\circ\text{C}$ em torno de 24°C, contra uma variação de $\pm 7,5^\circ\text{C}$ em torno de 25°C para o ar externo, conforme mostrado na Fig. 8.

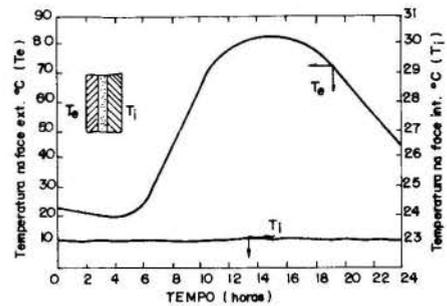


Fig. 4 Variação da temperatura na face externa e na face interna de uma parede térmica.

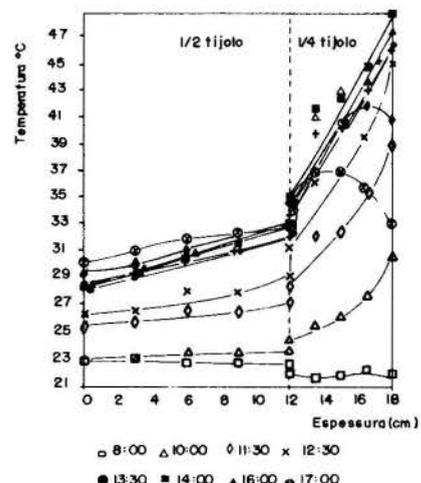


Fig. 5 Distribuição da temperatura através de uma parede convencional.

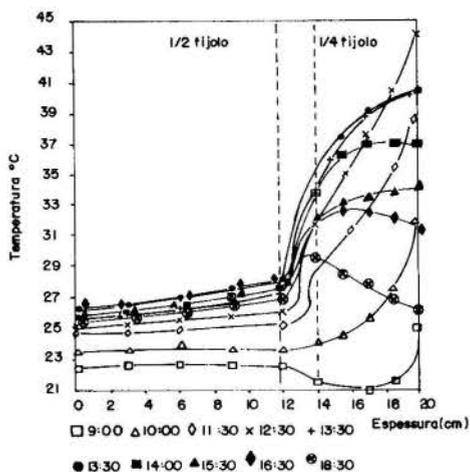


Fig. 6 Distribuição da temperatura através de uma parede térmica.

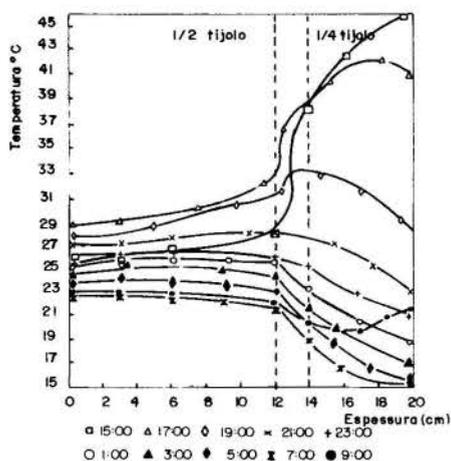


Fig. 7 Distribuição da temperatura através de uma parede térmica (teste longo).

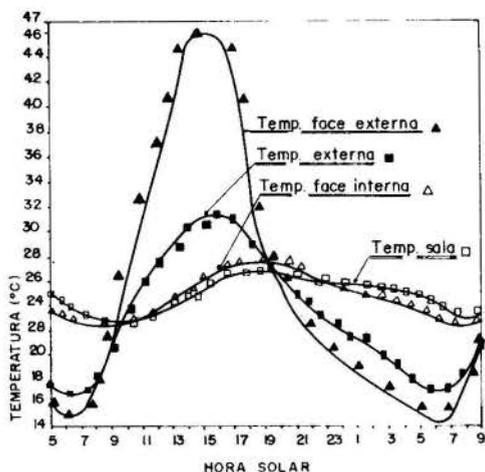


Fig. 8 Variação da temperatura com o tempo para a parede térmica (teste longo).

CONCLUSÃO

Nota-se pelos resultados apresentados, a grande modificação do comportamento térmico das paredes convencionais, quando introduz-se no seu interior uma camada de MMF, que possibilita uma redução da carga térmica total destas edificações.

O modelo matemático proposto é adequado para descrever a performance térmica destas paredes.

Este novo conceito de isolamento térmico, se bem dimensionado e desenvolvido, permitirá um conforto térmico passivo bastante aceitável, permitindo a redução do consumo de energia elétrica com condicionamento de ar e uma contribuição na solução para o problema da demanda de energia elétrica nos meses mais quentes do ano.

AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem ao CNPq pelo suporte financeiro, à Sra. Maria Luiza de Andrade Peixoto pela datilografia e ao Sr. Milton Cesar Marques pelos desenhos.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Salomon, A. D., " Design Criteria in PCM Wall Thermal Storage Energy 4", pp. 701-709, 1979.
- [2] Abhat, A., "Low Temperature Latent Heat Thermal Energy Storage: Heat Storage Materials", Solar Energy, Volume 30, pp. 313-332, 1983.
- [3] Salomon, A.D., "Melt Time and Heat Flux for a Simple PCM Body", Solar Energy, Volume 22, pp. 251-257, 1979.
- [4] Jabardo, J.M.S., Kiyohara, E. and Affonso Jr., W., "Conforto Térmico", Relatório IPT-AET 21.326, IPT, São Paulo, 1984.
- [5] Jabardo, J.M.S., "O Efeito de Coberturas sobre o Desempenho Térmico de Residências", Anais do I Simpósio Brasileiro de Transferência de Calor e Massa, Campinas-SP, 1987.
- [6] Viskanta, R., Bathelt, A.G. and Hale Jr., N.W., "Latent Heat-of-Fusion Energy Storage: Experiments on Heat Transfer During Solid-Liquid Phase Change", Alternative Energy Sources III, Edited by T.N. Veziroglu, Hemisphere Publishing Corp., Volume 1, pp. 279-304, Washington, 1983.
- [7] Srivastava, A., Kumar, A. and Tiwari, G.N., "Thermal Performance of a South Facing Wall as Solar Collector Storage System", Energy Research, Volume 4, pp. 309-316, 1980.
- [8] Hottel, H.C., "A Simple Mod'l for Estimating the Transmittance of Direct Solar Radiation Through Clear Atmospheres", ISES Congress, California-USA, 1975.
- [9] Liu, B.Y.H. and Jordan, R.C., "The Interrelationship and Characteristic Distribution of Direct, Diffuse and Total Solar Radiation". Solar Energy, Volume 3, 1960.

- [10] Ismail, K.A.R. e Castro, J.N.C., "Performance teórica de uma Parede Térmica Composta de Alvenaria e Material de Mudança de Fase Submetida à Insolação", Anais do V Congresso Latino Americano de Energia Solar, pp. 168-176, Valparaíso-Chile, 1986.
- [11] ASHARE - Fundamentals Handbook, Chapter 25, 1977.
- [12] Carslaw, H.S. and Jaeger, J.C., "Conduction of Heat in Solids", 2º Ed., Oxford University Press, London, 1959.
- [13] Carnahan, B., Luther, H.A. and Wilkes, J.O., "Applied Numerical Methods", John Wiley & Sons, Inc., New York-USA, 1969.
- [14] Murray, W.D. and Landis, F., "Numerical and Machine Solutions of Transient Heat-Conduction Problems Involving Melting or Freezing. Part 1 - Method of Analysis Sample Solutions", Journal of Heat Transfer, pp. 108-112, 1959.

SUMMARY

This paper presents the result of a numerical and experimental study on walls and roofs filled with a layer of phase change material. As an objective it is hoped to ensure passive thermal comfort, reduce or eliminate the need for conventional air conditioning units and consequently improve the electric energy demand pattern. The analytical model is one-dimensional with the appropriate boundary and initial conditions, solved numerically by implicit finite difference scheme. Experiments were realized on two test one of which is in the form of a small room fitted with removable roof and walls. Two types of phase change materials were used in the tests, namely; paraffin and a certain mixture of Glycol waxes. It is found that the numerical predictions and experiments agree well and that the concept is effective in reducing the indoor temperature to comfort limits.

ALTERNATIVA PARA RESFRIAMENTO DE GRANDES SUPERFÍCIES
VERTICAIS EM REGIÕES DE CLIMA QUENTE.



BARROSO LEITE DE MEDEIROS
MONICA MARIA FERNANDES DE OLIVEIRA
Departamento de Engenharia Mecânica - UFRN
Campus Universitário - CEP. 59072 - Natal(RN)



RESUMO

Propõe-se uma alternativa na construção de paredes verticais com grandes superfícies, visando o resfriamento em regiões de clima quente. São dadas as indicações para construção de painéis (paredes). Foi desenvolvido um modelo matemático que permite determinar as quantidades de potências térmicas dissipadas e temperaturas envolvidas, a partir de condições de contorno fixadas no modelo físico.

INTRODUÇÃO

O conforto térmico é um fator de essencial importância na produção arquitetônica, pois, o homem precisa perder parte do calor produzido no processo metabólico para que possa desenvolver bem as suas atividades e para que haja um equilíbrio no balanço térmico entre o mesmo e o meio ambiente.

Para tanto, é extremamente importante que se deva conhecer todas as características climáticas da região em que está trabalhando e criar sistemas construtivos adequados ao clima em questão.

Nas regiões de clima quente e úmido a engenharia térmica e a arquitetura devem ser bem orientadas com relação ao sol, dotando os prédios de grandes beirais, bem ventilados e arborização adequada, como também, ter paredes leves de baixa inércia térmica. No caso de uma edificação térrea todos esses pontos são fáceis de serem resolvidos. O condicionamento térmico natural não vem a ser uma questão de difícil resolução. Basta que o arquiteto trabalhe levando em consideração todos os elementos climáticos que interferem no conforto ambiental [1].

Contudo nas edificações verticais o condicionamento térmico natural torna-se um problema de solução mais difícil. Visto que alguns dos fatores como grandes beirais e arborização são pontos que não integram as grandes fachadas verticais, e as mesmas recebem uma quantidade de calor considerável, por radiação solar direta ou absorção da radiação difusa e refletida pelo meio.

Na maioria dos casos, as fachadas das edificações verticais correspondem a verdadeiros panos de vidro; influência de uma arquitetura internacional totalmente incoerente com um clima quente e úmido. Fato que gera desconforto, pois o vidro deixa passar para o interior do ambiente a intensidade de potência solar que incide sobre ele, cujos comprimentos de onda do espectro visível (na faixa de 0,38 a 0,76 μ) incidente conseguem passar através do vidro com uma modificação desses comprimentos de onda deslocados para a região infra-vermelha (calor), razão pela qual do comportamento estufa do meio delimitado pelas paredes e vidraças. Não permitindo, dessa forma, que haja um retorno pela mesma região de entrada.

Além dos elementos climáticos que interferem no projeto arquitetônico e os materiais disponíveis, o sistema construtivo vem a ser um fator fundamental na regionalização da arquitetura.

Portanto é de suma importância que se trabalhe não apenas analisando os elementos integrantes do clima como: velocidade do ar, umidade, insolação, temperatura do ar, chuvas; como também deve-se procurar criar sistemas construtivos leves de baixa inércia térmica, ou seja, que não acumulem calor.

O presente trabalho trata de um modelo de parede alternativa destinada ao resfriamento de grandes superfícies verticais para regiões de clima quente.

CONSTRUÇÃO DOS PAINÉIS

O painel, parede para divisórias de grandes superfícies verticais, consta de uma alvenaria de tijolos cerâmicos de oito furos dispostos de maneira tal a facilitar as trocas térmicas com o meio ambiente. A Fig. 01 mostra em perspectiva a forma da parede.

A parede é construída com tijolos na vertical, onde são deixados quatro dos oito furos de tijolos livres para que o ar atmosférico circule por eles, aumentando dessa forma a remoção do calor absorvido pela parede.

A solução utilizada para que os quatro furos dos tijolos ficassem livres foi o emprego no ato de execução, de perfis de alumínio entre as filas de tijolos, retirados com a secagem da argamassa. Outro fato importante na construção, é que o painel corresponde a uma alvenaria armada. Faz-se necessário para a sua sustentação o emprego de ferro de bitola 3,4mm nas extremidades dos furos que recebem argamassa, como também na argamassa que separa as filas dos tijolos. A Fig. 01 mostra os detalhes da construção dos painéis.

MODELAGEM

O modelo físico simplificado permitiu que se fizesse uma análise dos fluxos de calor que atravessam essa parede alternativa (painel) no sentido horizontal, interferindo consequentemente na temperatura interna do ambiente. (Ver Fig. 02).

Para simplificação do modelo físico, foi considerado desprezível o gradiente de temperatura entre a superfície externa da face anterior do tijolo, onde a espessura máxima é de 5mm; por outro lado, $l_1 \ll L$, considerando a condição mais desfavorável: massa de ar úmido estagnada no canal preferencial, tomando-se

uma transferência de calor por condução.

Através de um balanço de energia no sentido horizontal obtém-se a equação seguinte:

$$Q_I - h_I A_I (t_I - t_\infty) - [h_I A_I (t_I - t_{III}) + h_I A_I (t_{III} - t_m)] - h_{III} A_I (t_{III} - t'_\infty) = 0 \quad (1)$$

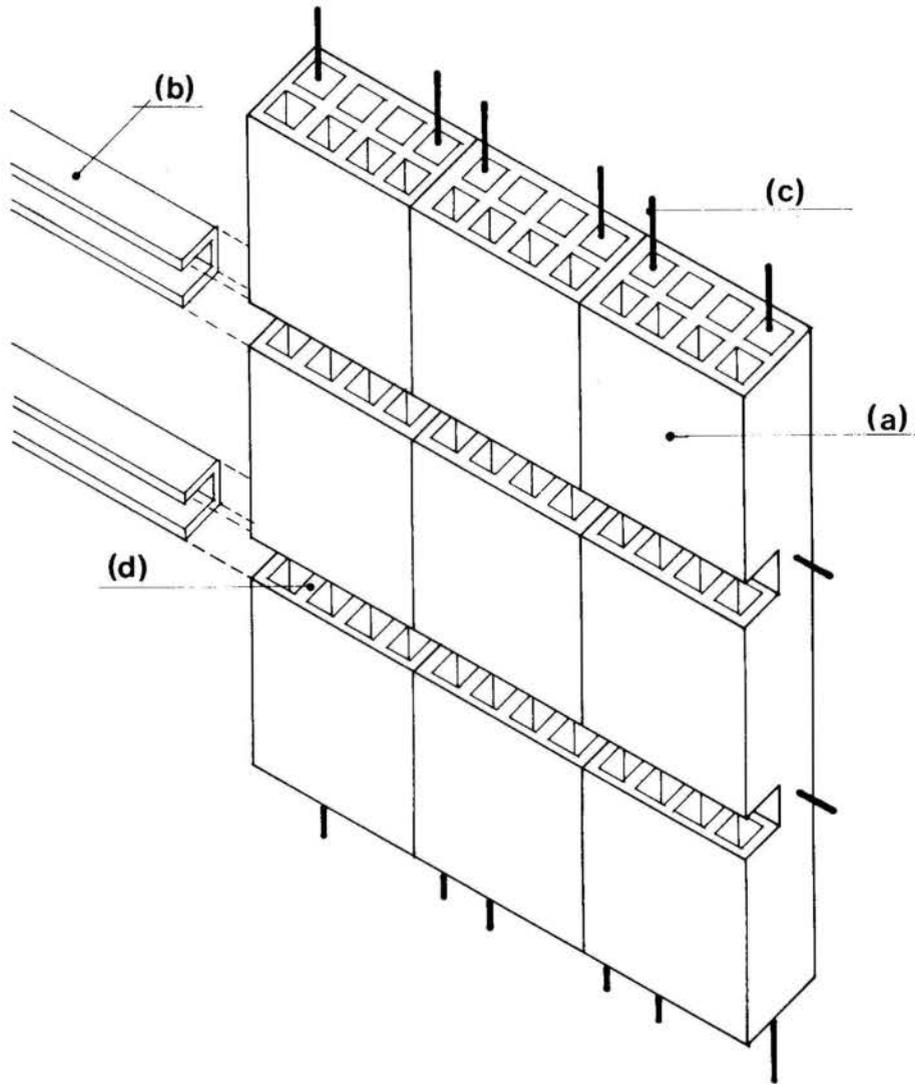


Fig.01 - Ilustração da parede alternativa. Onde: (a) - tijolo cerâmico de oito furos; (b) - perfis de alumínio; (c) - ferro de bitola 3,4mm; (d) - espaçamento que deixa os quatro furos dos tijolos livres.

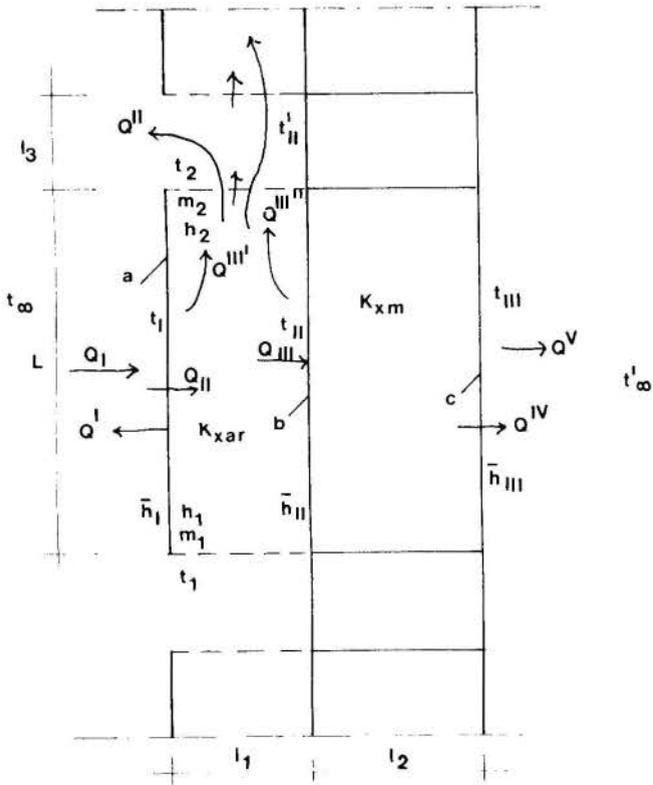


Fig. 02 - Esquema ilustrativo de um canal preferencial (furo do tijolo), para obtenção do modelo matemático.

Assim como um balanço de energia no sentido vertical levando em conta a teoria do ar úmido resultou na equação,

$$GC_v(t_2 - t_1) - [h_1 A_1 (t_1 + t_{II} - 2t_m)] = 0 \quad (2)$$

Todavia para que haja transferência de calor é preciso que o "volume estagnado" no canal preferencial, desloque-se para cima, mas na condição mais desfavorável [2] (estagnação da massa de ar), aplicam-se as condições de forças de campo que atuam no modelo físico. Onde se obtêm mais duas equações:

$$\lambda_1 A_2 V^{-1} G \cdot r \, dt/dy = gG + 4l/LA_1 \, dP/dx \quad (3)$$

$$\lambda_3 A_2 V^{-1} G \cdot r \, dt/dy \, \text{sen}\theta = A_3 \, dP/dx \quad (4)$$

Em regime, pela Fig. 05,

$$k_{xar} A_1 (dt/dx)_{a,b} = k_{xm} A_1 (dt/dx)_{b,c} \quad (5)$$

Da manipulação das equações (1 a 5) e tendo em vista que $(h_2 - h_1)m_{ar} = (t_2 - t_1)$, escreve-se o sistema de equação (6).

$$(t_2 - t_1) = (r\gamma)^{-1} g \cdot L$$

$$K_{xar} (t_I - t_{II})_{1,2} = K_{xm} (t_{II} - t_{III})_{1,1}$$

$$h_1 A_1 (2t_1 + t_{II} + t_{III} - t_\infty - t'_\infty - 2t_m) - Q_1 = 0 \quad (6)$$

$$GC_v \lambda_5^{-1} (t_2 - t_1) = [h_1 A_1 (t_1 + t_{II} - 2t_m)]$$

A resolução do sistema de equações (6) permitiu encontrar uma expressão que define a temperatura interna, (t'_∞) , a partir da temperatura superficial da parede externa, (t_1) , e da temperatura externa, (t_∞) , no caso de Eq.(7).

$$t'_\infty = (t_I - t_\infty) + \left[\frac{K_{xar} \lambda_2^{-1} + 1}{K_{xm} \lambda_1} t_{II} - \frac{K_{xar} \lambda_2^{-1}}{K_{xm} \lambda_1} t_I \right] + (h_1 A_1)^{-1} \frac{GC_v}{\lambda_5^{-1}} [(r\gamma)^{-1} gL] - A' Q'_I \quad (7)$$

Onde:

$$v = (\lambda_1 A_2 V^{-1} - \frac{\gamma_2 \gamma_3}{\gamma_4} \frac{A_1 A_2}{A_4} V^{-1} \lambda_4^{-1} \text{sen} \theta)$$

$\lambda_1; \lambda_2; \lambda_3; \lambda_4; \lambda_5$: são constantes introduzidas para a dimensionalização da Eq. (7).

Todo o estudo foi desenvolvido para a situação mais desfavorável, ou seja, para uma insolação referente a um dia quente de verão, sem brisa, o fluxo de ar atmosférico com velocidade desprezível, (sistema quase estafico).

Na convecção natural a determinação do coeficiente de transmissão de calor, h_1 , é uma função complexa do escoamento de um fluido, das propriedades térmicas do meio fluido e da geometria do sistema [3].

Existem técnicas para a avaliação dos coeficientes de transmissão de calor por convecção, contudo nenhum método específico pode resolver todos os problemas, porque cada um apresenta suas limitações que restringem seu alcance de aplicação [3], [4].

Na obtenção do modelo apresentado neste trabalho, fez-se a opção de analisar numericamente um intervalo que, segundo a literatura, corresponde aos valores médios possíveis do coeficiente de transmissão de calor por convecção natural para o ar atmosférico: sendo, dessa forma, obtido através de um programa de computador, levando em conta as outras variáveis envolvidas no problema, como também as condições impostas a constante λ_1 .

Assim como para o coeficiente de calor por convecção natural, h_1 , também foram determinados intervalos que melhor representassem os valores do coeficiente de absorção, ϵ ; para a temperatura superficial da parede interna do canal dinâmico, t_{II} .

Antes de fazer-se uma análise numérica para estabelecer os melhores valores dos parâmetros até agora descritos (compreendidos entre seus devidos intervalos), foi feita uma depuração na Eq. (7), ficando reduzida a Eq.(8) e, posteriormente, a Eq. (9).

$$t'_\infty = 15 + t_{II} + (h_1)^{-1} [(0,039)\lambda_1^{-1} - (933,35)\epsilon] \quad (8)$$

$$t'_\infty = \Delta t + (13) \frac{\Delta t + 1}{\Delta t} \quad (9)$$

Através da análise numérica foram estabelecidos os melhores valores: do coeficiente de transmissão de calor por convecção natural, $h_1 = 18 \text{ W/M}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$; do coeficiente de absorção, $\epsilon = 0,5$; da constante de dimensionalização $\lambda_1 = 0,099 \text{ m}$ e para a temperatura superficial da parede interna do canal dinâmico, $t_{II} = 39^\circ\text{C}$. Diante destes dados foi possível determinar uma expressão empírica (Eq.(9) para a temperatura interna, t'_∞ e da temperatura superficial da parede externa do canal dinâmico, t_1 .

Com os valores de t'_∞ calculado pela Eq.(9) e $h_1 = 18 \text{ W/M}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$, determina-se a potência térmica dissipada no recinto de temperatura média t'_∞ , através da expressão:

$$Q^{IV} = h_1 A_1 (t_{III} - t'_\infty) = K_{xm} A_1 \, dt/dx \quad (10)$$

UMA VERIFICAÇÃO SOBRE O MODELO

Para uma avaliação preliminar do modelo desenvolvido, que resultou na equação empírica (9), para a parede alternativa, foi feita uma comparação com medições que foram tomadas em vários ambientes com parede de alvenaria convencional (ver tabela 01).

De acordo com os dados da tabela 01, para a parede convencional, as temperaturas das três colunas foram medidas, mostrando o comportamento da temperatura média interna do recinto (Temp. int. (°C)). Para a parede alternativa (terceira coluna), com os mesmos dados medidos em relação a parede convencional, aplicando-se a Eq. (9) obtiveram-se valores mais baixos que os da terceira coluna para a parede convencional, em média havendo uma diferença de 5,4°C. Então, pode-se concluir que o modelo analisado é aplicável para um clima quente e úmido.

Tabela 01 - Verificação entre as condições encontradas (medidas) em uma parede convencional e os valores calculados com a Eq. (9).

PAREDE CONVENCIONAL			PAREDE ALTERNATIVA		
Temp. ext. (°C)	Temp. sup. (°C)	Temp. int. (°C)	Temp. ext. (°C)	Temp. sup. (°C)	Temp. int. (°C)
29	34	31,5	29	34	26,7
32,5	41	30,5	32,5	41	26
35,5	44	32,5	33,5	44	26
33,5	44,5	32,5	33,5	44,5	27,42
33	37,5	33,5	33	37,5	27,35

CONCLUSÕES

Embora o modelo desenvolvido precise ser verificado experimentalmente, com a construção da "parede alternativa" e realizadas as devidas medidas das temperaturas envolvidas entre tanto a verificação preliminar, com base em dados experimentais de uma parede convencional (tabela 01) já se tem alguns indicativos da sua aplicabilidade.

Guardadas as devidas restrições impostas pelo modelo, para um tipo específico de parede, a equação obtida é de grande ajuda na avaliação da temperatura média de um recinto, na fase de projeto, desde que se trabalhe com a faixa definida de temperaturas entre o meio externo e a superfície externa do painel, cujos valores médios ficaram no entorno de 9,5°C (valor de Δt).

REFERÊNCIAS

- [1] - OLIVEIRA, Mônica Maria Fernandes de et alii. Aspectos do Conforto Térmico no Nordeste. In: I Congresso de Ciências da UFRN, 1, Natal, 1989. Anais ... Natal, Universidade Federal do Rio Grande do Norte, 1989, p.213-15.
- [2] - THRELKELD, James, L. Thermal Environmental Engineering. 2.ed. London, Prentice-Hall, 1970. 495 p.
- [3] - ISACHENKO, V. P., et alii. Heat Transfer. Trad. Semyonov. 2.ed. Moscow, Ed. Mir, 1980. 493 p.

[4] - CHAPMAN, A. J. Heat Transfer. New York, MacMillan, 1960.

AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem ao CNPq, que permitiu, através da concessão de bolsa de mestrado (ao segundo autor), a realização desta pesquisa. Por outro lado, foi requerida patente da parede alternativa (nº MU 7000877).

SUMMARY

An alternative for construction of large surface vertical walls is proposed envisaging their cooling in moist climate regions. Indications for the construction of panels (walls) are provided. A mathematical model has been developed from contour conditions set in the physical model, permitting the assessment of the thermal power values dissipated and the temperatures involved.

ESTUDO DO CAMPO DE RADIAÇÃO TÉRMICA EM UMA HABITAÇÃO



SCHNEIDER, P.S.(*) , PHILIPPI, P.C.(**) , LAMBERTS, R.(***)
 PIERITZ, R.A.(***)

(*) Depto Engenharia Mecânica - UFRGS
 (**) Depto Engenharia Mecânica - UFSC
 (***) Depto Engenharia Civil - UFSC



RESUMO

Este artigo apresenta uma análise do campo de radiação térmica em uma sala sujeita à incidência de radiação solar. O campo é caracterizado pelo fluxo esférico total e sua assimetria. Uma montagem experimental é desenvolvida, onde estas grandezas são medidas indiretamente por meio de termômetros de radiação. As temperaturas destes instrumentos são comparadas com os resultados obtidos por um modelo de simulação, alimentado por registros simultâneos das fontes que geram o campo.

INTRODUÇÃO

O ambiente de uma edificação deve garantir condições tais que seus ocupantes possam desenvolver satisfatoriamente suas atividades. Das opções de projeto busca-se o balanço entre vários compromissos, onde incluem-se os parâmetros que permitem avaliar se o desempenho térmico da construção leva a condições compatíveis com os níveis de conforto aceitos por seus ocupantes. Um aspecto relevante neste contexto é o campo de radiação térmica em ambientes sujeitos à penetração de radiação solar. O presente trabalho avalia o campo de radiação através de um modelamento matemático, seguido de montagens experimentais que buscam, em conjunto, analisar o fenômeno. O campo em estudo é primeiramente caracterizado pelo fluxo monocromático direcional (dq), incidente em um ponto do espaço, dado por:

$$dq = I(\hat{r}, \nu, \omega) \cos \theta \, d\omega \, d\nu \quad (1)$$

onde I é a intensidade monocromática de radiação, função da posição r do ponto, da frequência ν e do ângulo sólido $d\omega$, em relação ao ângulo de incidência θ . A integração deste fluxo para todo o espaço e todas as frequências do espectro correspondente à radiação térmica resulta no fluxo esférico total q_e , de natureza escalar. A segunda grandeza utilizada é o fluxo líquido ou vetor assimetria do campo, q_l , dado por:

$$\hat{q}_l = \hat{q}_{h1} + \hat{q}_{h2} \quad (2)$$

resultante da soma vetorial dos fluxos totais incidentes nos dois hemisférios opostos e complementares formados pela passagem de um plano orientado no ponto do espaço. Estas duas grandezas são medidas, indiretamente, por termômetros de globo e planos, respectivamente. O modelo matemático proposto visa reproduzir o comportamento destes dois instrumentos através de um balanço de fluxo de energia, onde o fluxo radiante incidente em qualquer um dos termômetros é proveniente das superfícies do entorno. Para verificar a exatidão deste procedimento foi desenvolvido um experimento em uma sala de aulas, onde foram instalados os termômetros de radiação em várias posições e diversos sensores para medir as fontes que provocam o campo. Os registros dos termômetros são comparados com os resultados das tempera-

turas simuladas pelo modelo, que por sua vez é alimentado por dados obtidos experimentalmente. Este trabalho é inspirado no desenvolvido por Pereira [1] e visa testar a capacidade que o modelo de simulação tem de reproduzir uma situação onde a abertura envidraçada da peça ocupa uma área restrita da fachada, o que restringe a entrada de radiação solar no seu interior, além de desenvolver um experimento detalhado para medir o campo e suas fontes.

MODELO MATEMÁTICO

Visa descrever o comportamento dos termômetros de radiação (t) instalados na sala em estudo, à partir do fluxo líquido de calor $Q_{l,t}$, em regime permanente

$$Q_{l,t} = Q_{a,t} + Q_{e,t} + Q_{h,t} \quad (3)$$

dado pelo balanço entre os fluxos absorvido ($Q_{a,t}$) e emitido ($Q_{e,t}$) e o trocado por convecção com o ar ($Q_{h,t}$). Como hipóteses simplificativas considera-se o ar como não interviniente, desprezam-se as perdas por condução com os suportes utilizados, tomam-se as superfícies dos instrumentos e do entorno como corpos cinza, com comportamento radiante difuso e perfeitamente isotrópico. A parcela absorvida é dada por:

$$Q_{a,t} = \alpha_{c,t} \sum_{i=1}^n F_{i-t} A_i b_{c,i} + \alpha_{l,t} \sum_{i=1}^n F_{i-t} A_i b_{l,i} \quad (4)$$

onde os sub-índices c e l são relativos a ondas curtas e longas, cuja discriminação é necessária para reproduzir a natureza das fontes de radiação, levando a valores distintos de absorvidade $\alpha_{c,t}$ e $\alpha_{l,t}$ para a superfície do termómetro. F_{i-t} é o fator de forma entre uma superfície i do entorno e o termómetro. A radiosidade b_i é a quantidade de radiação que parte de cada superfície do entorno e também é dependente do espectro de radiação. Ainda quanto à sua natureza, a radiosidade resultante exclusivamente da emissão e/ou transmissão de uma superfície chama-se de contribuição de ordem zero. A esta é somada a reflexão da radiação proveniente de todas as outras fontes do entorno, chamada de múltipla reflexão. Assim, a radiosidade b_i de uma superfície i qualquer, tanto para ondas longas como curtas é dada por:

$$b_i = b_i^0 + b_i^n \quad (5)$$

A radiação que parte de uma superfície k qualquer do entorno é dada pelo produto de sua radiosidade $b_{c,k}$ pela área A_k , expressa como:

$$A_{k,c,k}^b = A_{k,c,k} \tau_{c,k} R_{dc,k} + \rho_{c,k} A_{k,c,k} h_{c,k} \quad (6)$$

onde $\tau_{c,k}$ é a transmissividade, $\rho_{c,k}$ a refletividade, $R_{dc,k}$ a radiação solar difusa e $h_{c,k}$ a quantidade de radiação solar (irradiância) que chega na superfície k em ondas curtas. Esta irradiância é dada por:

$$A_{k,c,k}^h = A_{k,c,k} R_{bc,k} + \sum_{i=1}^n A_{i,c,k} F_{i-k} b_{c,i} \quad (7)$$

onde o primeiro termo representa a incidência sobre a superfície k da radiação solar direta proveniente do exterior e o segundo termo representa o que chega nesta mesma superfície k proveniente das outras $n-1$ superfícies da peça. Reescrevendo a Eq.(6) com auxílio da Eq.(7) temos:

$$A_{k,c,k}^b = A_{k,c,k} \tau_{c,k} R_{dc,k} + \rho_{c,k} A_{k,c,k} R_{bc,k} + \rho_{c,k} \sum_{i=1}^n A_{i,c,k} F_{i-k} b_{c,i} \quad (8)$$

Isolando-se os termos de radiosidade, obtém-se:

$$A_{k,c,k}^b - \rho_{c,k} \sum_{i=1}^n A_{i,c,k} F_{i-k} b_{c,i} = A_{k,c,k} \tau_{c,k} R_{dc,k} + \rho_{c,k} A_{k,c,k} R_{bc,k} \quad (9)$$

podendo o lado esquerdo desta última equação ser expresso como:

$$\sum_{i=1}^n A_{i,c,k} b_{c,i} \left[\delta_{ik} - \rho_{c,k} F_{i-k} \right] \quad (10)$$

onde δ_{ik} é o Delta de Kronecker, que assume o valor unitário para $i = k$ e nulo para o restante dos casos. Definindo-se um aglutinador dos termos geométricos $a_{c,ki}$ relativos as superfícies do entorno i e da superfície k em estudo tem-se:

$$a_{c,ki} = \delta_{ik} - \rho_{c,k} F_{i-k} \quad (11)$$

E com o termo $s_{c,k}$ de fonte de cada superfície k como:

$$s_{c,k} = A_{k,c,k} \tau_{c,k} R_{dc,k} + \rho_{c,k} A_{k,c,k} R_{bc,k} \quad (12)$$

As últimas equações permitem reescrever a Eq.(9) como:

$$\sum_{i=1}^n a_{c,ki} A_{i,c,i} b_{c,i} = \sum_{i=1}^n a_{c,ki} B_{c,i} = s_{c,k} \quad (13)$$

que, estendida para todo o conjunto de superfícies do entorno, leva à transformação linear:

$$A_c B_c = S_c \quad (14)$$

onde A_c é a matriz dos vetores dos fatores geométricos, B_c o vetor dos fluxos de radiação hemisféricos que partem das superfícies e S_c o vetor fonte, todos para ondas curtas. Como a incógnita desta transformação é B_c , temos que:

$$B_c = A_c^{-1} S_c = C_c S_c \quad (15)$$

onde A_c^{-1} é a matriz inversa dos vetores dos fatores geométricos, também expressa por C_c .

Particularizando-se esta última equação para uma superfície k do entorno, tem-se que o fluxo de radiação hemisférico em ondas curtas $B_{c,k}$ que deixa a superfície é um elemento do vetor B_c , na forma:

$$B_{c,k} = \sum_{i=1}^n C_{c,ki} [A_{k,c,k} \tau_{c,k} R_{dc,k} + \rho_{c,k} A_{k,c,k} R_{bc,k}] \quad (16)$$

Para ondas longas, segue-se basicamente a mesma linha desenvolvida para representar a radiosidade em ondas curtas. Inicia-se reescrevendo a Eq.(6) como:

$$A_{k,l,k}^b = A_{k,l,k} \tau_{l,k} R_{dl,k} + A_{k,l,k} \epsilon_{l,k} \sigma T_k^4 + \rho_{l,k} A_{k,l,k} h_{l,k} \quad (17)$$

e define-se um aglutinador dos termos geométricos $a_{l,ki}$ como:

$$a_{l,ki} = \delta_{ik} - \rho_{l,k} F_{i-k} \quad (18)$$

O termo fonte passa a:

$$s_{l,k} = A_{k,l,k} \tau_{l,k} R_{dl,k} + A_{k,l,k} \epsilon_{l,k} \sigma T_k^4 \quad (19)$$

As equações (14) e (16) são reescritas como:

$$A_l B_l = S_l \quad (20)$$

$$B_{l,k} = \sum_{i=1}^n C_{l,ki} \left[A_{k,l,k} \tau_{l,k} R_{dl,k} + A_{k,l,k} \epsilon_{l,k} \sigma T_k^4 \right] \quad (21)$$

MONTAGEM EXPERIMENTAL

Para a montagem experimental [2] foi utilizada uma sala de aulas da UFSC, com orientação leste e notoriamente ruim do ponto de vista de conforto térmico. Nela foram realizadas seis manhãs de experimento onde foram medidas as temperaturas dos termômetros de radiação, simultaneamente aos registros das fontes que formam o campo. Para ondas longas foi montado um conjunto de sensores (termopares) em 12 superfícies fixas da sala e um arranjo de sensores para acompanhar a trajetória das manchas. A radiação em ondas curtas foi medida no plano horizontal externo à sala e associada a suas superfícies internas. A parcela direta foi convertida por relações geométricas e a parcela difusa pelo procedimento proposto por KLUCHER [3]. Também a velocidade e a temperatura do ar foram monitorados.

RESULTADOS

Das seis montagens realizadas escolheu-se a do dia 16/02/89 para a apresentação. Nesta montagem foi testado o comportamento de cada instrumento quando afastados gradualmente das fontes mais intensas de radiação, situadas perto da fachada (fig. 1), em relação a qual cada tipo de instrumento foi alinhado transversalmente, respeitando um distanciamento uniforme. O exame da figura 2 mostra um dia com muita variação na intensidade da radiação solar total medida no plano horizontal e de alternância das parcelas de radiação. A primeira metade do período apresenta forte quantidade de nuvens, que são dissipadas na segunda metade. Os resultados para os termômetros de globo mostraram-se muito bons para os três casos (fig. 3) onde o perfil das curvas de temperatura calculadas acompanharam os valores medidos. Notou-se também o decréscimo esperado da temperatura para as posições mais ao fundo da peça. O uso de $4,0W/m^2K$ para o coeficiente de convecção h_c nos três casos é bastante satisfatório. Salienta-se que a correlação foi satisfatória para um período onde a radiação solar foi bastante variada e a diferença entre os valores das duas curvas, apresentadas para cada posição, está, na maior parte, explicada pelo erro esperado do termómetro. As curvas experimentais para os termómetros planos (fig. 4) também mostram que a assimetria do campo diminui com o afastamento da fachada. A correlação do modelo com os dados experimentais é bastante boa para as posições PB e PC, reforçado ainda pelo emprego do mesmo coeficiente h_c usado para os termómetros de globo. Já para a posição PA, próxima da abertura e das manchas, observa-se fraca correlação entre as curvas teóricas e as experimentais. Poderia-se considerar que a curva média dos valores calculados está próxima dos valores lidos, mas o espalhamento é muito grande e o valor de h_c empregado ($7,0W/m^2K$) não é coerente com todas as outras posições.

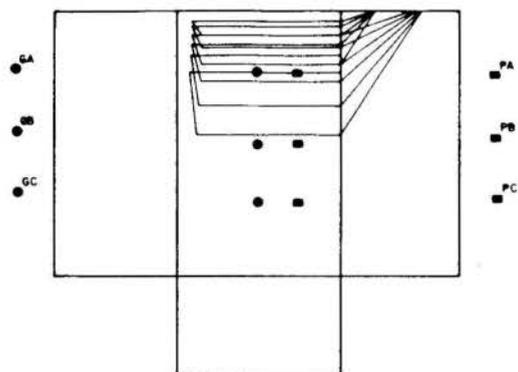


Figura 1- Posição dos termómetros de globo e plano em relação as manchas solares para 16-02-89.

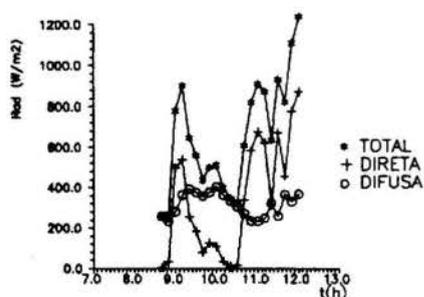


Figura 2- Radiação solar total, direta e difusa no plano horizontal para 16-02-89.

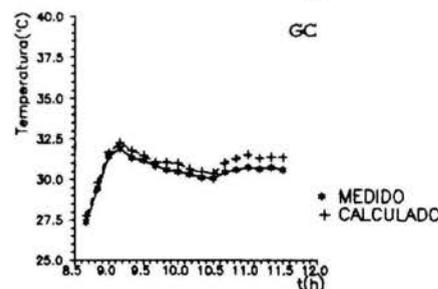
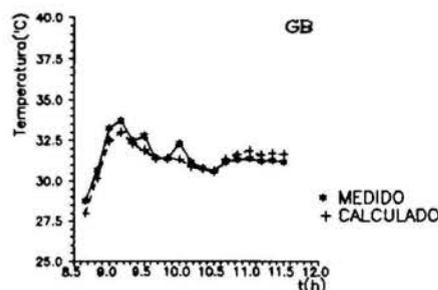
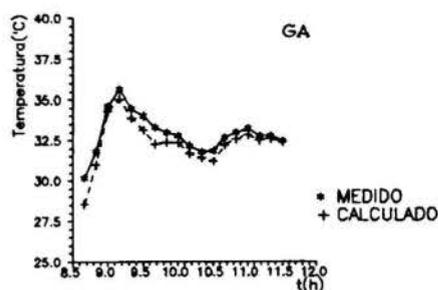


Figura 3- Curvas teóricas e experimentais para o termómetro de globo nas posições GA, GB e GC com $h_c = 4W/m^2K$ para 16-02-89.

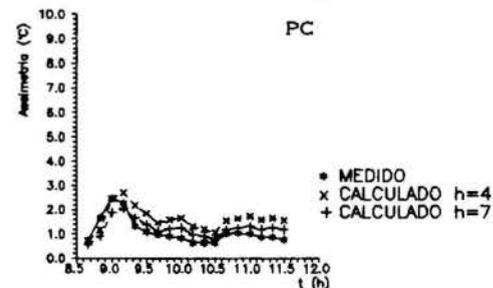
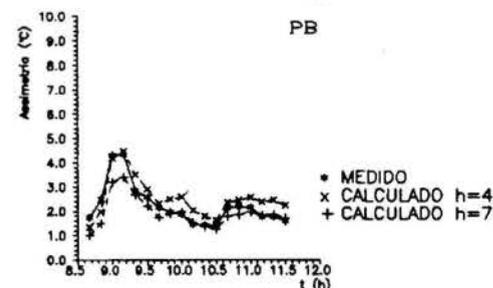
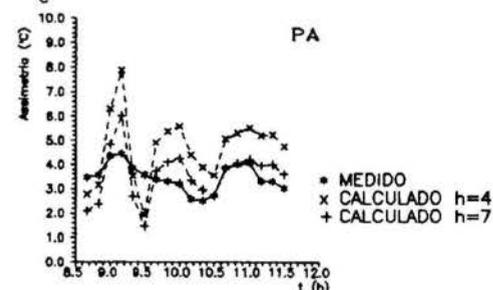


Figura 4- Curvas teóricas e experimentais para o termómetro plano nas posições PA, PB e PC com $h_c = 4,0$ e $7,0W/m^2K$ para 16-02-89.

CONCLUSÃO

Os casos apresentados devem ser vistos sob dois ângulos distintos. Primeiramente como um experimento e depois como uma formulação capaz de reproduzir um fenômeno. Para a experimentação ressalta-se que a evolução das temperaturas medidas não surpreendeu sob um aspecto geral. Isto porque os valores são tanto maiores quanto sua proximidade das fontes. Como os dois tipos de instrumentos não passaram por uma calibração específica, mas apenas do termopar utilizado, não é possível comprometer-se com a exatidão e a precisão dos dados lidos. Mesmo assim aceitou-se que fossem tomados como padrão, na ausência de outro valor melhor, uma vez que são coerentes. A aplicação dos dados das fontes ao modelo matemático produziu resultados bons para ambos os instrumentos. Nos termômetros de globo não houve distorções fortes de correlação pois o perfil da curva calculada normalmente acompanhou o da curva experimental sem afastamento ou oscilações apreciáveis. Os termômetros planos foram bem reproduzidos pelo modelo matemático para as posições testadas no centro e no fundo da sala de teste. Já para a posição mais próximas da fachada e das manchas de projeção solar não o foram, possivelmente porque o termômetro não absorve igualmente a radiação proveniente do entorno. Uma hipótese levantada para explicar o comportamento é de que as propriedades radiantes das superfícies dos instrumentos são dependentes do ângulo de incidência da radiação, o que caracteriza a anisotropia da superfície. O modelo, por assumir a isotropia das propriedades radiantes da superfície do instrumento, mostrou-se sensível a toda a radiação do entorno. No termômetro de globo, este comportamento foi compensado por sua geometria esférica. Outra possibilidade é de que o fio do termopar conectado entre as duas placas sensoras pudesse estabelecer uma ponte térmica, provocando um fluxo de calor. O resultado deste fenômeno seria uma leitura inferior da diferença de temperatura entre as placas da esperada, o que afasta os dados reais dos calculados.

BIBLIOGRAFIA

1. PEREIRA, F.O.R. Assimetria do Campo de Radiação Interna Induzida por Superfícies Envidraçadas em Edificações. Porto Alegre, UFRGS, Curso de Pós-Graduação em Engenharia Civil, 102f. Diss. Mestr. Engenharia Civil, 1984.
2. SCHNEIDER, P.S. Análise do Campo de Radiação Térmica em um Ambiente de uma Edificação - Estudo Teórico-Experimental. Porto Alegre, UFRGS, Curso de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, 137f. Diss. Mestr. Engenharia Mecânica, 1990.
3. KLUCHER, T.M. Evaluation of Models to Predict Insolation on Tilted Surfaces. Great Britain. Solar Energy, 23: 111-114, 1979.

ABSTRACT

This paper presents an analysis of the thermal radiation field in a room subjected to solar radiation input. The field is characterized by the total spherical flux and its asymmetry vector. An experimental test is performed, where these fluxes are measured by radiation thermometers. The thermometers readings are compared to the temperatures simulated by the theoretical model, using experimental input data.

III ENCIT – Itapema, SC (Dezembro 1990)

A CONSERVAÇÃO DE ENERGIA NO BRASIL PERSPECTIVAS E MEIOS DE IMPLEMENTAÇÃO



DAVID ZYLBERSZTAJN
Instituto de Eletrotécnica e Energia da USP
NELSON GARCEZ JR.
Agência para Aplicação de Energia (SP)



SUMÁRIO

O Brasil tem priorizado a expansão da sua oferta de energia através dos meios convencionais de fornecimento. Pouco foi realizado no sentido do País dispor de energia através de ações de conservação. Observamos uma estrutura industrial voltada à fabricação de produtos de alto teor energético e destinados à exportação. Este trabalho faz um diagnóstico da situação brasileira face aos países mais avançados e traça um perfil das possibilidades de alteração deste quadro.

1. INTRODUÇÃO

Após o primeiro choque do petróleo, em 1973, o mundo defrontou-se com uma situação que rompia com um longo período de preços baixos, até mesmo irrisórios, dos combustíveis fósseis. Desta data em diante, em nível mundial, diversos países iniciaram, ainda que timidamente, um processo de reavaliação do seu modo de consumir a energia que, em geral, não dispunham. Dentre as ações implementadas, destacam-se a busca da diminuição da dependência energética (pelo aumento da oferta interna), alterações estruturais no consumo (notadamente no processo produtivo) e aumento da eficiência do consumo de energia, através do melhor aproveitamento dos processos existentes ou de alterações tecnológicas dos mesmos. As ações variaram, evidentemente de país a país, gerando na maior parte destes, especialmente nos países desenvolvidos, resultados bastante positivos | 1 |.

O Brasil, à época do primeiro choque, encontrava-se em pleno auge do "milagre" econômico. Neste período, notabilizado por taxas de crescimento do PIB da ordem de 12-13% ao ano, o País caracterizou-se por uma forte evolução da demanda de bens de consumo duráveis, ou seja, de eletrodomésticos, automóveis, etc. Quando da mudança de governo, em 1974, houve também uma radical mudança quanto à política industrial nacional, formalizada quando da edição do II PND - Plano Nacional de Desenvolvimento. Paradoxalmente, ao contrário do que poder-se-ia esperar em tempos de restrição ao provisão energético externo, o País passou a investir pesadamente na formação de uma indústria de bens de consumo intermediários (aço, alumínio, soda-cloro, cimento, etc.), o que implicou numa indústria cada vez mais intensiva no consumo de energia e na consolidação do Brasil como maior devedor de capitais entre os países em desenvolvimento.

É importante ressaltar que o consumo total de energia cresceu continuamente durante as duas últimas décadas, enquanto, como já citado anteriormente, os países desenvolvidos iniciavam transformações no seu perfil industrial, desembaraçando-se cada vez mais de indústrias mais intensivas em energia, voltando-se àquelas menos exigentes em termos energéticos, que,

além disso, geram um alto valor agregado, empregam em maior quantidade e são significativamente mais avançados tecnologicamente. Enquanto isso, aos produtos tradicionais, quando de sua produção, foram incorporados os efeitos do progresso tecnológico e, quando de sua utilização, alterações no modo de consumo (sem alteração da qualidade de vida do consumidor), que propiciaram, através do que poderíamos chamar de "conservação de energia", uma redução expressiva do consumo energético. No caso específico da OCDE, que reúne a maior parte dos países desenvolvidos, Lapillone | 2 | resume de modo irrefutável os enormes avanços alcançados quanto a um crescente desenvolvimento econômico associado a uma queda do consumo de energia por unidade física ou monetária produzidas. Entre 1973 e 1985 a quantidade de energia necessária para produzir uma unidade de PIB (intensidade energética do PIB) caiu em 25%. Na indústria dos principais países desenvolvidos, as alterações estruturais (deslocamento das indústrias de alta intensidade energética pelas indústrias de ponta) associadas às novas tecnologias produziram resultados bastante significativos. A título de exemplo, no caso da siderurgia, o consumo unitário por tonelada de aço bruto caiu, entre 1973 e 1985 de 20% e, no caso de produtos acabados, de 30%, em média. Progressos da mesma ordem foram obtidos nas indústrias de cimento, vidro e química. No setor do transporte aéreo as reduções chegaram a alcançar, no mesmo período, valores da ordem de 40%, enquanto no transporte terrestre as baixas situaram-se ao redor de 25%. Nos Estados Unidos, 75% da redução da intensidade energética foram devidos às melhorias tecnológicas | 3 |. O mais importante é que considera-se que estes valores ainda encontram-se suficientemente afastados dos limites de saturação. As hipóteses mais conservadoras estimam um potencial global de baixa do consumo unitário, possível de ser atingido nos próximos 10 anos, de pelo menos 20%. E, voltando a repetir o que já fora acima mencionado, sem qualquer restrição à manutenção do crescimento econômico e sem que haja alterações da qualidade de vida dos cidadãos. Ao contrário, a melhor utilização no uso de energia implica na utilização de processos mais modernos e, portanto mais eficientes. Em termos macro-econômicos isto significa maiores disponibilidades econômicas, em função de menores neces-

sidade de exploração de novos recursos energéticos ou de sua importação. O exemplo mais característico pode ser encontrado no Japão, cuja economia teve um crescimento, entre 1973 e 1985, de 60%, enquanto o consumo de energia decresceu 5%. Em relação à qualidade de vida, a conservação de energia não implica mudanças nos hábitos da população e significa, ao mesmo tempo uma melhoria da qualidade ambiental, em virtude da menor queima de combustíveis fósseis, reconhecidamente os maiores causadores de poluição atmosférica (chuvas ácidas, efeito estufa, etc.).

2. O BRASIL E AS EXPRESSIVAS POSSIBILIDADES DE CONSERVAÇÃO DE ENERGIA

No Brasil, a preocupação com a conservação de energia é mais recente e seus resultados relativamente incipientes.

As dificuldades impostas pelo primeiro choque do petróleo passaram a ser administradas através de um plano destinado à substituição do energético importado por alternativas nacionais. Após um curto período restritivo, no qual foram adotadas medidas de cortes de derivados de petróleo fornecidos aos consumidores, três caminhos principais foram trilhados: a substituição de gasolina pelo álcool hidratado, o estabelecimento de acordos com segmentos industriais importantes visando a substituição do óleo combustível (no caso os setores que se envolveram mais diretamente foram os de cimento e de papel e celulose) e, já depois do segundo choque, a utilização da energia elétrica em substituição aos derivados de petróleo na geração de calor (a chamada eletrotermia).

Além desta atuação, junto aos consumidores, as autoridades brasileiras desenvolveram também um amplo programa no sentido de incrementar a produção nacional de petróleo, reduzindo a dependência externa do País de 85% em 1978 para os 49% atuais.

Pode-se considerar que este programa de substituição alcançou resultados expressivos, notadamente no caso do Proálcool, o que permitiu reduzir significativamente a conta-petróleo do país.

No entanto, praticamente nenhum esforço foi realizado em relação à melhoria da eficiência energética da sociedade consumidora, ou seja, nenhuma ação que permitisse reduzir a quantidade de energia consumida por unidade física de produto ou monetária produzida. Ao contrário, uma análise dos dados apresentados no Balanço Energético Nacional [4] mostra que, entre 1978 e 1988 a intensidade energética do País aumentou em 4,2%, passando de 0,515 tep/1000 US\$ de PIB para 0,541 tep/1000 US\$. A indústria foi a grande esbanjadora de energia, tendo sua intensidade energética aumentada em 30% (de 0,544 para 0,714 tep/1000 US\$).

No caso específico da energia elétrica, uma análise mais detalhada realizada por Ramos [5] aponta para alguns aspectos importantes. As indústrias de bens intermediários, principalmente de origem mineral (como aço, alumínio e ferro-ligas), respondem por 40% de todo o consumo de energia elétrica industrial. Se somarmos a esse conjunto o setor de mineração e de petrolição, teremos aproximadamente 45% da energia consumida pela indústria nacional. No período 1978-88 essas indústrias tiveram um crescimento do consumo de energia de 152%, enquanto todas as demais indústrias apresentaram, no mesmo período, um crescimento de 77%. Ao mesmo tempo, a produção nacional de ferro-ligas cresceu 120% e a produção de alumínio quadruplicou.

No entanto, praticamente todo este incremento de produção destinou-se à exportação, pois o consumo interno de aço em 1988 foi o mesmo de 1978, enquanto o consumo de alumínio cresceu apenas 68% no mesmo período.

Esta exportação de energia embutida nos produtos auxiliou países como o Japão e Estados Unidos (nossos principais compradores, e que, somente no caso do alumínio, diminuíram sua produção interna em 96% e 23%, respectivamente) a conseguirem os excelentes índices de eficiência energética anteriormente citados. Isto implicou para o Brasil não apenas a redução de sua eficiência, mas também um aumento expressivo de sua dívida externa, uma vez que foram feitos investimentos vultosos na produção de energia elétrica, sempre com recursos externos. Os cerca de 20 TWh de energia elétrica embutidos nos produtos exportados correspondem a uma potência instalada de cerca de 5000 MW (10% da capacidade instalada no país) e representam investimentos realizados da ordem de US\$ 10 bilhões.

Além do aspecto estrutural da demanda, a questão da eficiência em equipamentos e processos de utilização de energia pode contribuir de modo expressivo para a realização de grandes quantidades de economia através da conservação energética. Estudo realizado em São Paulo [6] indicou que o acréscimo de energia a ser consumido no estado até o ano 2000 poderia ser reduzido em 23% através da eliminação de desperdícios e pela adoção de equipamentos mais eficientes. Para a energia elétrica, essa economia poderia ser de 35%, obtidos por ações de redução de desperdício (cerca de 20%), melhoria da eficiência dos equipamentos (40%), da alteração dos padrões arquitetônicos (10%) e pela adoção da cogeração de energia (processo de geração combinada de calor e eletricidade, utilizando-se por exemplo, a biomassa).

Dentre todos estes aspectos é imprescindível ressaltar que todas as ações preconizadas no sentido da conservação de energia estão vinculadas a tecnologias técnicas e economicamente disponíveis, cujos principais meios de implementação serão discutidos na seção seguinte.

3. MEDIDAS E PERCALÇOS PARA A IMPLEMENTAÇÃO DE MEDIDAS DE CONSERVAÇÃO DE ENERGIA

Os meios de implementação de uma política efetiva e duradoura de conservação de energia requer atitudes que rompam de maneira firme e decidida com os padrões de consumo e de desperdício encontrados em nossa sociedade. Isto não implica de modo algum, como ressaltado anteriormente, em alterações na qualidade de vida e muito menos em intervenções arbitrárias ou autoritárias do poder público. Nos Estados Unidos, os maiores progressos e esforços voltados à conservação de energia manifestaram-se essencialmente através de legislação específica, oriunda tanto do governo federal quanto dos governos estaduais. A legislação [7] impunha níveis mínimos de eficiência e/ou de consumo específico dos equipamentos, aí incluídos automóveis, eletrodomésticos, motores, etc. Isto significou além de um menor consumo de energia, evidentemente, melhor qualidade, maior desenvolvimento tecnológico e, conseqüentemente, maior competitividade dos produtos e menores índices de poluição.

Duas evidências são universalmente aceitas (salvo por aqueles com interesses próprios): a, o desenvolvimento não implica necessariamente num aumento, nos mesmos níveis percentuais, do consumo de

energia [7]. Ao contrário, o desenvolvimento, além do atendimento das necessidades sociais básicas, significa também a utilização mais racional dos recursos disponíveis e o acesso a fontes de energia mais eficientes (como, por exemplo, a eletricidade), o que compensaria a maior demanda de energia útil.

b. um kWh obtido através de conservação de energia é sempre significativamente mais barato do que o kWh oriundo de processos tradicionais de geração da mesma quantidade de energia. Em outros termos, se tomarmos os dados calculados por Geller [9], verificaremos que, no caso da eletricidade, 1 kWh economizado tem o seu custo médio estimado em 0,026 US\$, enquanto que, considerando-se o custo marginal médio de expansão da oferta de eletricidade (levando-se em conta a geração, a transmissão, a distribuição e as perdas) chegamos a um valor de pelo menos 0,06 US\$/kWh. Esta diferença cada vez maior ao longo do tempo, em função de um progressivo e inevitável crescimento dos custos marginais de expansão do sistema, implica em uma economia significativa de recursos (segundo o Plano 2010 da Eletrobrás [9] o montante de investimentos anuais no sistema elétrico nos próximos dez anos deveria situar-se em torno de 6 bilhões de dólares anuais).

A implantação efetiva de uma política de conservação de energia no Brasil implica, em nossa opinião, na utilização de instrumentos diversos daqueles que tem sido utilizados: programas de mobilização do usuário, tarifas, acordos entre concessionárias e consumidores, etc. Estes instrumentos, que devem ser preservados, tem sua eficiência limitada por sua característica conjuntural, ficando à mercê de vontades políticas, condições do mercado e, na maioria dos casos, da boa vontade das partes envolvidas. Acreditamos que o mecanismo mais eficaz e menos sujeito à efemeridade dos atores envolvidos no processo de produção e de consumo de energia seja uma legislação que regule o planejamento energético e o uso de energia, visando:

a. a utilização da energia pelo seu menor custo e com os menores impactos ambientais. Hoje em dia não existe nenhuma garantia ao contribuinte de que a alternativa energética contemplada pelo planejador seja efetivamente a de menor custo. Pelo contrário, existe arraigada no setor energético brasileiro uma cultura setorial corporativa que impede que a conservação de energia ou mesmo que formas de energia não convencionais sejam eleitas na expansão dos sistemas. A título de exemplo, o setor elétrico dificilmente aceitaria outra forma de fornecimento de kWh diferente hidreletricidade (possibilidades enormes existem, além da conservação, através da co-geração oriunda do bagaço da cana de açúcar [11]. No caso do petróleo, é evidente a pouca mobilização da Petrobrás em torno de medidas visando a melhoria da qualidade da gasolina ou do diesel utilizados no País, assim como a utilização do gás natural ou do álcool combustível.

b. estabelecer também os meios possíveis de incentivo ao uso racional de energia. No caso das concessionárias de eletricidade seriam incentivados descontos tarifários, financiamentos com taxas e prazos favorecidos, contratos de gestão de demanda e até mesmo a doação ou a compra parcial de equipamentos energeticamente eficientes (em muitos casos, é mais vantajoso economicamente para a concessionária deixar de fornecer o kWh do que expandir o sistema de fornecimento). Pela legislação atual, as concessionárias são estimuladas ao inverso, ou seja, a expandirem sua

capacidade de geração. Isto é devido ao fato de sua rentabilidade (10%, pela legislação) ser calculada em função de seu patrimônio, o que incita evidentemente à expansão do sistema de fornecimento e em consequência a cobrança de maiores tarifas. Em resumo, devem ser estimulados os meios de considerar-se a conservação de energia (aí incluída a co-geração) como investimento remunerável.

c. estabelecer níveis mínimos de eficiência e máximos de consumo específico de equipamentos utilizadores de energia. Como explicitado anteriormente, os níveis dos produtos brasileiros, sejam eles automóveis, eletrodomésticos, motores, iluminação, etc, estão aquém dos níveis internacionais. A tecnologia comercialmente disponível no país permitiria avanços significativos na diminuição do consumo de energia (esta afirmação pode ser facilmente confirmada pelo fato de existirem à venda produtos similares com notáveis diferenças no consumo de energia, como é o caso de geladeiras, lâmpadas, automóveis e outros), além de aumentarem a competitividade dos produtos brasileiros em relação aos produtos estrangeiros.

4. CONCLUSÃO

Em nossa opinião, uma política firme e decidida de conservação de energia, traria benefícios extremamente expressivos tanto em termos tecnológicos e ambientais (menor consumo de energia significa necessariamente menores impactos ambientais) quanto sociais, em virtude do redirecionamento de gastos públicos para outras carências da população assim como da possibilidade de acesso de maior número de habitantes ao uso de energia.

Finalmente, mas não menos importante, deve ser firmemente denunciada a política de incentivos e subsídios à fabricação de produtos de alto conteúdo energético, conforme acima citado, voltados em boa parte à exportação, a preços aviltados e com prejuízo, e que desviam a utilização da eletricidade de fins mais úteis à sociedade. Portanto, um câmbio estrutural vigoroso, associado às medidas acima preconizadas, podem contribuir decisivamente com os esforços de situar o país dentro de padrões de atendimento da demanda de energia modernos e eficientes, energia esta cada vez mais cara e mais rara.

REFERÊNCIAS

- [1] Bourgeois, B., Criqui, P., Percebois, P. "Energy policies and the adaptations to the new economic framework: the case of twelve countries during the 1973-1983 period", Anais da V Conferencia Mundial de Energia, Cannes, França, 1986.
- [2] Lapillone, B., "La demande d'énergie dans les pays de l'OCDE: tendances d'hier et de demain", Energie Internationale 1988/1989, IEPE, Grenoble, 1989.
- [3] Schipper, L., Howarth, R.B., Geller, H., "United States Energy use from 1973 to 1987: The impacts of improved efficiency", "draft" ainda não publicado, março 1990.
- [4] Ministério das Minas e Energia, Balanco Energético Nacional, Brasília, 1990.

- | 5 | Ramos, F., "Conservação de energia e política de exportação de metais básicos", São Paulo Energia, São Paulo, agosto 1989.
- | 6 | Conselho Estadual de Energia, "Cenários de demanda e investimentos em energia para o ano 2000 no Estado de São Paulo", São Paulo, 1986.
- | 7 | United States Congress, "National Appliance Energy Conservation Act", Washington D.C., 1987.
- | 8 | Goldemberg, J., Johansson, T.B., Reddy, A.K., Williams, R.H., "Energy for a sustainable world", Wiley Eastern Limited, New Delhi, 1988.
- | 9 | Geller, H., "Electricity Conservation in Brazil: Status report and analysis", "draft" ainda não publicado, realizado pelo autor em projeto conjunto do IEE/USP, Eletrobrás e ACEE (EUA), São Paulo, 1990.
- | 10 | Eletrobrás, "Plano 2010", Rio de Janeiro, 1985.
- | 11 | Ogden, J.M., Williams, R.H., Fulmer, M.E., "Co-generation applications of biomass gasifier/gas turbine technologies in the cane sugar and alcohol industries". in Program for acceleration of Commercial Energy Research (PACER) Conference, New Delhi, 1990.

SUMMARY

Brazil, unlike developed countries, has not significantly reduced the energy intensity of its economy following the 1973 energy crisis. Only a few policies to improve energy efficiency were implemented. Paradoxically, Brazilian industrial growth has been based on high energy content products, which are heavily exported to developed countries. These countries in turn are expanding in high value-added, low energy intensities areas.

This paper analyses the Brazilian energy situation in comparison to developed countries, and proposes new directions for Brazil.

III ENCIT - Itapema, SC (Dezembro 1990)

ENERGIA E MEIO AMBIENTE: DO DIAGNÓSTICO À NECESSIDADE DE
IMPLEMENTAÇÃO DE POLÍTICAS PÚBLICAS NO
ESTADO DA BAHIA



LEMOS, A.L.M., NOGUEIRA, E.M., GURGEL, G.O., LEITE, J.V., ZANETTI,
J.C. E CUNHA, R.P.P.
SI Energia - NST - Universidade Federal da Bahia
Rua Aristides Novis 02, 5º andar, Federação - 40.210 - Bahia



SUMÁRIO

A interrelação entre Sociedade e Natureza figura como um dos problemas contemporâneos globais da humanidade e representa um dos maiores desafios a ser enfrentado na definição de seu destino. Este trabalho procura analisar os diferentes fluxos do processo de apropriação das fontes de energia e sua relação com o meio-ambiente, além de propor medidas mitigadoras para a minimização dos impactos existentes. A metodologia utilizada tem como referência a proposta no projeto "Diagnóstico Energético e Ambiental do estado da Bahia", ora em desenvolvimento pelo SI Energia/NST-UFBA.

INTRODUÇÃO

A energia sempre esteve relacionada com a história da humanidade. No seu processo evolutivo o homem sempre buscou atender as suas necessidades energéticas utilizando os recursos da natureza, desde o uso da energia muscular até a fissão nuclear.

A partir da Revolução Industrial, os recursos energéticos começaram a ser utilizados numa escala crescente, provocando impactos sem precedentes no meio ambiente.

O processo de planejamento energético normalmente utilizado, tem significado exercícios de prognósticos de demanda e a otimização do crescimento da capacidade de suprimento para atendimento à esta demanda.

Esta abordagem, que reduz a questão a uma análise economicista, tem se mostrado insuficiente para a complexidade que cada vez mais se torna a questão energética.

A definição de uma política energética, necessária a um modelo de desenvolvimento autosustentável, deve considerar além dos aspectos políticos, econômicos e tecnológicos, os impactos ambientais e culturais de correntes da pesquisa, exploração, produção, distribuição e utilização dos recursos em todas as suas formas.

A partir dos anos setenta, a questão energética tem começado a ser considerada como variável no processo de planejamento global da sociedade. Até nossos dias ainda não se encontrou uma forma aceita por todos para se chegar a um futuro energético seguro e sustentável.

O processo de apropriação dos recursos energéticos para atendimento das demandas sociais requer, além das informações referentes às realidades sócio-econômica e cultural, e às potencialidades energéticas tecnológicas, necessita aprofundar o conhecimento das interações que envolvem o trinômio desenvolvimento-energia-meio ambiente, e seus desdobramentos para implementação de políticas articuladas globalmente que visem justamente adequar as necessidades energéticas com a proteção ambiental através de um modelo de desenvolvimento ambientalmente racional e socialmente justo.

DESENVOLVIMENTO, ENERGIA E MEIO AMBIENTE

A interrelação entre a sociedade e a natureza figura com um dos problemas contemporâneos da humanidade e representa um dos maiores desafios a ser enfrentado na definição do seu destino.

Com o incessante progresso da ciência e da tecnologia, o homem tem, cada vez mais, assumido o papel de dominador da natureza, podendo realizar empreendimentos que a transforme radicalmente.

A definição de um modelo de desenvolvimento pres

supõe a adoção de critérios que contemplem esta relação sociedade-natureza, submetendo-a a uma crítica ecológica.

Os modelos de desenvolvimento nas sociedades contemporâneas tem se mostrado bastante agressores com a natureza, na medida que propõe o uso dos recursos naturais apenas como matéria-prima para o crescimento econômico, sem a preocupação fundamental de conhecer suas limitações e de sua autosustentação. A utilização destes recursos tem provocado consequências sérias, que vão desde o seu esgotamento até a sua degradação.

Estes modelos definem, ao menos teoricamente, estratégias com o fim de implementar políticas para aumentar a quantidade e a variedade de bens e serviços e consequentemente melhorar a qualidade de vida da população.

Entretanto, o que se tem visto é uma enorme dicotomia entre estas políticas. Ao tempo em que determinados programas são implementados na esperança de um melhor atendimento à população, esta mesma população é atingida, de certa maneira, com um impacto significativo, com a destruição de seu ambiente, de sua cultura, enfim, de suas possibilidades de sobrevivência.

O maior exemplo para este caso é o modelo de desenvolvimento urbano industrial, - ao mesmo tempo que permite o incremento da produção de forma concentrada, tem levado uma parte significativa da população a marginalização e a uma vida bastante degradada.

Ressalta-se ainda o desequilíbrio existente na humanidade onde alguns consomem os recursos do planeta de forma "que provavelmente pouco sobrarão para as gerações futuras e a maioria consome pouco demais, vivendo na perspectiva da fome, da miséria, da doença e da morte prematura".

Coloca-se portanto, a necessidade de uma maior distribuição da riqueza, o atendimento das necessidades humanas básicas para todos e uma autosustentação dos recursos naturais para se ter um crescimento potencial pleno. O desenvolvimento autosustentado é uma meta a se seguir.

Como uma das bases fundamentais de qualquer modelo de desenvolvimento está a questão energética. A energia é indispensável para qualquer atividade humana, desde a doméstica até a produtiva. O desenvolvimento depende da apropriação de recursos energéticos que estarão disponíveis para o atendimento das necessidades humanas, seja na forma de calor, para aquecimento e cocção de alimentos, como na força motriz, seja para o transporte e o trabalho mecânico.

As fontes de energia que permitem este alto consumo, na atualidade, são todas não renováveis, (gás natural, petróleo, carvão mineral e energia nuclear), a exceção da hidroeletricidade. A manutenção deste modelo energético baseado nestas fontes não renováveis pode

vir a comprometer sobremaneira o processo de desenvolvimento.

Vale dizer que não se tem uma solução energética para o futuro que seja segura, confiável e adequada ao meio ambiente. É necessário assim, empreender todos os esforços para que, em um horizonte não muito distante, possa-se encontrar uma estratégia para resolver este dilema.

A definição de uma política energética em um país é uma das decisões mais complexas a nível de governo. Tanto para a apropriação das fontes como para o fomento à pesquisa, o nível de aporte de recursos financeiros é dos maiores no orçamento de uma nação. Por esta razão a definição desta política deve estar respaldada na clareza dos objetivos e na discussão ampla com a sociedade.

A experiência recente brasileira adotou um modelo energético na importação de petróleo na construção de grandes barragens e no programa nuclear que contribuiu substancialmente para o endividamento externo, que hoje repercute de forma drástica na economia brasileira. Este modelo concentrador de energia, projetado para viabilizar um crescimento rápido no setor urbano-industrial, trouxe uma incerteza para a sociedade brasileira sobre seu futuro. Se ele permitiu o acesso a energia por parte de um seguimento privilegiado da sociedade, grande parte da população ainda permanece sem possibilidade de obtê-la. Os grandes projetos energéticos trouxeram muito mais benefícios a grandes grupos nacionais e internacionais do que seus efeitos no seio da sociedade brasileira em geral.

As possibilidades de uma nova política energética, que articule as necessidades nacionais e regionais, que privilegie a utilização dos recursos energéticos menos impactantes, respeitando as limitações dos recursos naturais e seu ambiente, serão possíveis na medida em que se aprofunde o processo de democratização da vida política, econômica e social do Brasil.

A ENERGIA NO ESTADO DA BAHIA E SUAS IMPLICAÇÕES AMBIENTAIS

A análise da matriz energética do estado da Bahia coloca a dimensão da problemática energética estadual.

As atividades de pesquisa, exploração, produção, distribuição e uso final dos energéticos na Bahia, compõem o Fluxo de Energia que deve ser avaliado considerando os impactos ambientais gerados nas diversas etapas deste processo.

As principais fontes geradoras de energia no Estado são o petróleo, o gás natural, a hidroeletricidade, a lenha, o carvão vegetal, o álcool e outras fontes secundárias como o bagaço de cana, os resíduos agrícolas e as energias solar e eólica. Como potencial de utilização ainda podemos citar o urânio, a turfa e os óleos vegetais (dendê).

Comenta-se adiante os impactos ambientais dos principais energéticos utilizados no Estado da Bahia.

Petróleo, Derivados e Gás Natural. As atividades de extração, transporte, armazenagem, refino e uso do petróleo, derivados e gás natural possuem alto potencial poluidor.

A área mais vulnerável é a Região Metropolitana de Salvador, incluindo-se a Baía de Todos os Santos e áreas limítrofes, com poluição sistemática e acidental.

A seguir, a relação dos principais impactos ambientais decorrentes destas atividades.

ATIVIDADES	IMPACTOS AMBIENTAIS
. Extração	Continente - Ocupação do solo. Contaminação de recursos hídricos. (Óleo de Rio Jequitibã efluente do Rio Pojuca) Salinização de córregos e rios. Mar (poluição marítima).
. Transporte	Poluição do mar (lavagem de petroleiros. Acidentes com navios, caminhões e trens (Pojuca). Vazamento em oleodutos e gasodutos.

ATIVIDADES

IMPACTOS AMBIENTAIS

. Armazenagem	Hidrocarbonetos lançados na atmosfera, vazamento e explosões (Feira de Água de Meninos).
. Refino	Lançamento de produtos de combustão e outros (efeito estufa e ao ambiente, efeito estufa e erosão de edificações) Risco de acidentes (vazamento, incêndios, explosões) - Refinaria Landulfo Alves.
. Consumo	Queima em termoelétrica, veículos e indústrias (emissão de CO, SO ₂ , NOx, aldeído e amônia, material particulado e hidrocarbonetos) - Salvador e polos industriais).

Hidroeletricidade. A energia elétrica proveniente da queda d'água, embora seja uma fonte energética poluidora pode acarretar sérios danos ambientais, particularmente no caso de construção de grandes barragens a exemplo de Sobradinho, Itaparica e Pedra do Cavalo, com a inundação de grandes áreas e consequente transferência de milhares de pessoas com perdas econômicas e impactos culturais. Sumariamente, são considerados os principais impactos ambientais provenientes das atividades de produção, transporte e conversão de hidroeletricidade.

ATIVIDADES

IMPACTOS AMBIENTAIS

. Produção	Ocupação do solo (áreas inundadas) . Meio físico: Geográfico, Geomorfológico e Hidrológico. . Meio biológico: Macro e micro flora e fauna. Ecol. do sistema biótico. . Meio sócio-Econ. Reassentamento das famílias.
. Transporte	Acidentes (Faixa de servidão invadidas). Ocupação do solo (Região cacauetira)
. Conversão	Efeitos mínimos no ambiente.

Lenha e Carvão Vegetal. As florestas nativas do Estado da Bahia são exploradas historicamente para fins energéticos.

A lenha e o carvão vegetal utilizados no Estado da Bahia, são provenientes de florestas nativas desde a catção, não predatória, na área rural, até o fornecimento às grandes indústrias consumidoras de lenha e carvão vegetal na Bahia.

O estoque atual de matas nativas no estado da Bahia, afora o caso particular da caatinga, estaria a menos de 20% das reservas naturais. De acordo com o "Relatório dos Recursos Naturais" publicado pelo RADAN-BRASIL, o grau de devastação seria mais alarmante ainda se considerados as "Regiões Fitoecológicas" em separado, através do que se poderia denunciar o extermínio total da Mata Atlântica, uma das formações florísticas mais ricas do Brasil.

Os principais impactos causados pelas atividades de extração, transporte, armazenagem, conversão e consumo de lenha e carvão vegetal são:

ATIVIDADES	IMPACTOS AMBIENTAIS
. Extração/Plantação	. Desmatamento (Mata Atlântica). . Mudanças climáticas . Esterificação do solo . Reflorestamento . Desequilíbrio ecológico (monocultura)
. Transportes	. Efeitos reduzidos no ambiente
. Armazenagem	. Fator de risco para doença de chagas . Risco de combustão espontânea (caso do carvão)

ATIVIDADES	IMPACTOS AMBIENTAIS
• Conversão	• Lançamento de material particulado
	• Produtos da pirólise da madeira
• Consumo	• Material particulado (uso do solo) (indústrias, padaria e termelétricas).

Alcool. O álcool é produzido a partir de cana-de-açúcar. Além do álcool é também aproveitado o bagaço de cana para queima em caldeira no próprio processo de produção.

A plantação de cana-de-açúcar em larga escala a carreta modificações profundas no ecossistema natural e influi de forma decisiva na alteração do equilíbrio biológico da biosfera, com diminuição do número de espécies e, por consequência, redução da estabilidade do ecossistema.

Em 1984, a AGROVALE, destilaria situada no Município de Juazeiro, provocou um acidente de grande proporção na região. O rompimento da barragem de decantação do vinhoto da destilaria, provocou lançamento de grande quantidade do produto no Rio São Francisco, provocando a morte de 300 ton. de peixes, além de outros impactos na fauna, flora e na sócio-economia da região.

A seguir os impactos ambientais provenientes das principais atividades de produção de álcool:

ATIVIDADE	IMPACTOS AMBIENTAIS
• Plantação	Ocupação do solo • Monocultura-redução de estabilidade do ecossistema • Esgotamento do solo • Concorrência com alimentos
• Extração	Queima do canavia • Empobrecimento do solo • Poluição atmosférica (Juazeiro-Ba) • Perdas de produtos associados (folhas e extremidades)
• Processo de produção	Poluição ambiental dos resíduos • Águas de lavagem • Torta de filtro • Água condensada das Colunas Barrométricas • Vinhoto (lançamento no ambiente sem tratamento).
• Transporte	Efeitos reduzidos no ambiente
• Armazenagem	Riscos de vazamento e explosão
• Consumo	Aumento dos Aldeídos e MON e Peroxiacetil nitrato (PAN).

Outros Energéticos. Em relação aos demais energéticos constantes na Matriz Energética do Estado, todos provocam alterações no ambiente, mas no caso da Bahia, estas não se mostram significativas.

Vale salientar, entre os energéticos com potencialidade no Estado, os impactos ambientais do urânio, ora em estudo para ser explorado na jazida de Lagoa Real, em Caetitê. Além dos impactos pertinentes a uma mineração de materiais inertes, se mostram preocupantes os riscos referentes às emissões radioativas, tanto na mineração (minas a céu aberto e subterrânea) como no processo de beneficiamento. Sinteticamente podemos citar a poeira, os gases, os efluentes líquidos e os rejeitos sólidos todos com teores radioativos, em operações normais e em casos de acidentes que podem vir a trazer sérias consequências ao ambiente físico, biológico e sócio-econômico e à saúde dos trabalhadores e da população circunvizinha.

POLÍTICAS PÚBLICAS - UMA NECESSIDADE

O enfrentamento da problemática energética ambiental é um dos desafios da sociedade contemporânea. É evidente que se precisa produzir energia para o atendimento das necessidades da sociedade e se torna cada vez mais imperioso que esta produção se dê de forma que os impactos ambientais sejam os menores possíveis. Dessa

forma é preciso que na definição de políticas públicas articuladas ao processo de planejamento global, especialmente o energético seja considerável a variável ambiental de maneira que se busquem um desenvolvimento equilibrado e que se leve em conta as limitações de recursos energéticos e os anseios da comunidade alvo destas políticas.

O setor energético ainda longe de incluir como prioridade a questão ambiental, começa a se adequar a esta nova situação. Tanto por causa dos inúmeros problemas ocorridos no setor (poluições sistemáticas e acidentes) admitidas pelas Instituições Governamentais, como, e principalmente, por pressões sociais de parte de populações diretamente atingidas, da comunidade científica e da opinião pública em geral.

A Secretaria das Minas e Energia do Estado da Bahia, por força da Lei Estadual 3858/80 começou a estruturar somente em 1989, seu Núcleo Ambiental, que passa assim a analisar os programas do setor do ponto de vista ambiental.

Na área ambiental do estado, o Órgão Superior do Sistema Estadual de Administração de Recursos Ambientais, o Conselho Estadual de Proteção Ambiental, com a competência de formular a política estadual de meio ambiente, não conseguiu atingir este objetivo, apenas servindo como licenciador de empreendimentos potencialmente poluidores, como são os energéticos. Mesmo assim vários destes empreendimentos até hoje não são licenciados, a exemplo da Refinaria Landulfo Alves, os poços de produção de petróleo, a Usina Hidroelétrica de Itaparica e várias carvoarias existentes na Bahia.

O órgão executor da política, o Centro de Recursos Ambientais - CRA, com problemas estruturais de funcionamento, não consegue executar com eficiência as atividades pertinentes, tanto na análise de processos de licenciamento como na fiscalização, não conseguindo assim, um controle eficiente das atividades energéticas do estado. Desta forma, é fundamental considerar a variável ambiental na definição de uma política energética para a Bahia, exigindo que em primeiro lugar se proceda um amplo diagnóstico da situação atual, analisando o fluxo de energia de cada energético, identificando as regiões problemáticas, o estado da arte das tecnologias utilizadas e avaliando o nível de impacto potencial para cada região. A partir daí, se definiria as bases para o estabelecimento de uma política, que deve ser elaborada com ampla participação da sociedade civil, ao tempo em que se identificaria as medidas mitigadoras para a minimização dos impactos reais e potenciais.

Dentro desta ótica, o Setor Interdisciplinar de Energia desenvolve atualmente como desdobramento do Projeto Diagnóstico Energético Ambiental do Estado da Bahia, os seguintes estudos: "Impactos Atmosféricos de Combustíveis Líquidos", "Considerações sobre os Impactos Ambientais da Exploração de Jazida de Urânio de Caetitê-BA" e "A Necessidade de Avaliação dos Impactos Ambientais do Fluxo de Petróleo na Região metropolitana de Salvador - RMS".

O primeiro estudo, aborda os impactos que podem ser causados no ambiente devido a utilização de combustíveis líquidos em veículos automotores, mostrando um quadro das possíveis emissões para a atmosfera em particular uma visão da cidade de Salvador. No segundo estudo, busca-se identificar os impactos ambientais gerados no processo de extração e beneficiamento, analisando a viabilidade do projeto na região Lagoa Real, município de Caetitê no sudoeste da Bahia, sendo a jazida avaliada em 62.100 ton. de U_3O_8 na categoria de reserva medida e indicada, a segunda maior reserva de urânio do país. Finalmente o terceiro estudo busca, através da análise do fluxo de petróleo da RMS, identificar seus impactos desde a pesquisa/extração passando pela produção, importação, exportação, refino e transporte.

ABSTRACT

The relationship between society and environment appears like one of the global contemporary problems of the human being and represent one of the best challenges to be held on the definition of their destiny.

This paper presents several energy supply sources

and their actions to the environment, foccussing the state of Bahia, Brazil.

Policies concerning these supply sources are discussed.

The methodology is referred to the project named "Energetic and Environmental Diagnostic of the State of Bahia" which has been developed by the SIEnegia-NST/UFBA.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Brito, S. de S. (1987), Projeto: Energia, Tecnologia e Meio Ambiente, Brasília.
- [2] Comissão Mundial sobre Meio Ambiente e Desenvolvimento - "Nosso Futuro Comum", ed. da Fundação Getúlio Vargas, R.J., 1988.
- [3] Comissão Pró-Índio de São Paulo: As Hidrelétricas do Xingú e os Povos Indígenas, (1988).
- [4] Communes, B. "Energias Alternativas", (1986), ed. Record, R.J.
- [5] Conti, L. Ecologia. (1986) Capital, Trabalho e Ambiente. Ed. Hucitec, S.P.
- [6] Coordenação de Energia, SME-BA, (1986), Modelo Energético - Bahia - Um Estudo a Curto Prazo.
- [7] Cunha, R. P., Gurgel, G., Nogueira, E.M. (Maio, 1989) "Energia e Meio Ambiente" - Uma Abordagem Sistêmica, SIenergia/NST-UFBA, Salvador-BA.
- [8] Gonzalez, J.F., Energias Renovables y Medio Ambiente. Plantaciones de Energia, Geotma, série Monografias - 16.
- [9] Grosjean, D. Miguel, A.H. and Tavares, T.M., Urban Air Pollution in Brazil. Acetaldehyde and other Carbonyls, artigo em impressão.
- [10] Hammond, A.L., William D. Metz and Hauch, T.H., (1985), "O Futuro Energético do Mundo", Zahar Editores, R.J.
- [11] Moreira, J.R., e Goldemberg, J., (Julho, 1988), "O Programa Nacional do Alcool" em 1988. USP-IEE.
- [12] O correio da UNESCO. (1981), Energia para o Século XXI, número 9, Rio de Janeiro.
- [13] Pádua, J.A. "Ecologia e Política no Brasil", ed. Espaço e Tempo e IOUERT, (1987) Rio de Janeiro.
- [14] SME, COELBA, (Fevereiro, 1987), A Criação de uma Companhia de Gás na Bahia - Sumário Executivo e Fundamentos Estratégicos, Salvador-BA.
- [15] URIBE, A., (Outubro, 1983), Avaliação de Impactos Ambientais de Grandes Projetos Energéticos, Salvador-BA.
- [16] Valle, A. del, (Nov./dez. 1984), Planejamento Energético: Desafios da Renovação in Revista Brasileira de Tecnologia, Brasília, Volume 19 (6).

MODELAGEM ENERGÉTICA MULTISETORIAL



Paulo de Barros Correia
Dept. de Energia
FEM - UNICAMP - CP 6122
13081 - Campinas - S.P.

Christiano Lyra Filho
Dept. de Eng. de Sistemas
FEE - UNICAMP - CP 6101
13081 - Campinas - S.P.



RESUMO

Discute-se uma abordagem multisetorial no planejamento energético. Com um relato sumário, procura-se seguir o curso da modelagem em energia nas últimas décadas. Comenta-se a predominância inicial das abordagens setoriais, com suas limitações intrínsecas, e as expectativas das abordagens globais, em parte frustradas. O tratamento multisetorial é visto como forma de romper as fronteiras setoriais sem cair na excessiva abrangência dos modelos globais. Uma aplicação real para o suprimento de eletricidade e gás natural é referenciada.

INTRODUÇÃO

Este trabalho discute a modelagem multisetorial como ferramenta de planejamento energético, procurando destacar que as soluções de modelamento sempre traduzem um compromisso entre o problema, as técnicas e os meios disponíveis. Assim, a atividade de modelagem pressupõe: formular problemas que evoluem de forma continuada, seja pelo deslocamento do cerne da questão, pela busca de novos ângulos de abordagem ou pela incorporação de novos elementos; resolver problemas com recursos tecnológicos que também progredem. Cabe ao analista identificar os pontos dominantes da questão de fronteira, explorar ângulos que privilegiem seus propósitos e implementar técnicas de solução mais eficientes.

Retrospectiva Histórica

Procedimentos baseados em métodos matemáticos para encontrar soluções ótimas para o suprimento de energia têm suas raízes nos anos quarenta com especificação das condições para o despacho ótimo de um sistema hidrotérmico [R1]. O conceito de valor marginal da água é introduzido, permitindo encontrar políticas ótimas de geração hidrelétrica a partir do custo marginal das termelétricas [M1]. Todo este esforço coincide com a reconstrução pós-guerra, quando a escassez de recursos era dramática. Naquela época os métodos iterativos de programação matemática apenas principiavam, e não se dispunha ainda de recursos computacionais para resolver problemas expressivos. Assim, o emprego de técnicas matemáticas para otimizar o uso de recursos escassos em grandes sistemas energéticos, embora já visualizados, teria que esperar por desenvolvimentos técnicos e metodológicos só alcançados nas décadas seguintes.

No início dos anos cinquenta foi grande o progresso dos métodos de otimização. As bases de programação linear (PL) e programação dinâmica (PD) são lançadas, [D1] e [B1]. Aparecem os primeiros sistemas computacionais, permitindo resolver problemas até então intratáveis. Os reflexos destas inovações no planejamento energético são

imediatos. Aplicações setoriais importantes são disseminadas com a motivação de minimizar custos de produção ou maximizar lucro. Problemas de otimização em sistema elétricos de potência são abordados [K1]. Modelos de PL são usados na otimização de misturas de gasolina [C1] e na operação de campos de petróleo [A5].

Métodos de programação matemática e sistemas computacionais de grande porte são difundidos em larga escala nos anos sessenta. Novos métodos, a exemplo do gradiente reduzido generalizado [A1], permitem tratar problemas não lineares. Problemas de grande porte, com elevado número de variáveis, de restrições, incluindo variáveis inteiras e possuindo estruturas particulares, recebem tratamento especializado [L2]. A fronteira dos problemas tratáveis sofre uma expansão significativa. Ainda dentro dos limites das abordagens setoriais, os modelos buscam maior aderência com a realidade. Programação linear inteira mista é usada na expansão ótima de sistemas de potência, e desenvolvimento de campos de petróleo e gás natural [B2].

No início dos anos setenta acontece o primeiro choque do petróleo; seu preço sobe vertiginosamente. A estrutura de preços dos energéticos sofre modificações profundas, provocando desequilíbrios na competição entre formas energéticas substituíveis. A economia mundial procura adaptar seu perfil de consumo e produção de energia à esta nova situação. Neste contexto, os modelos energéticos globais tomam um grande impulso. Representar explicitamente substituições entre formas energéticas surge como uma alternativa promissora. São lançados os modelos BESOM [E1], MARKAL [A2] e EFOM [F1]. A situação de instabilidade econômica sugere passos mais ousados: a estruturação de modelos integrados para as relações entre energia e economia. Com o propósito de avaliar impactos de políticas energéticas sobre a qualidade de vida da sociedade, são desenvolvidos os modelos PILOT [E2] e PIES [H1]. Entretanto, várias dificuldades vão-se colocando. A pluralidade de decisores, cujos interesses não estão perfeitamente definidos, às vezes desarticulados ou até conflitantes, choca-se

com a natureza normativa destes modelos. Frequentemente eles deparam-se com aspectos de natureza política, social e econômica, com representação matemática polêmica. A multidão de setores tratados induz inconsistências nos dados usados. Tudo isto cria dificuldades não contornadas em definitivo nos trabalhos conduzidos nesta linha.

Os anos oitenta iniciam-se sob um novo choque do petróleo. A condição de preços elevados para o petróleo e seus derivados parece ser definitiva. A situação energética não é caracterizada como instável, mas sim estabilizada em condições distantes daquelas observadas no início dos anos setenta. Os preços elevados do petróleo não mais são vistos como perturbações transitórias, e sim como uma situação permanente. A economia mundial prepara-se para um longo convívio com petróleo a preços elevados e crescentes. Os programas de conservação de energia tomam grande impulso, seja pelo uso mais racional, seja pela substituição de energia por capital. A noção de energia por uso final vai se difundindo através de políticas de longo prazo que visam atuar prioritariamente sobre o consumo. Modelos de demanda, a exemplo do MEDEE [L1], são propostos. Obtém-se reduções significativas nos padrões de consumo energético por nível de atividade econômica, levando a reconsiderações sobre o significado do *energia/PIB* como indicador econômico.

No entanto, no início de 1986 voltam a ocorrer grandes instabilidades no suprimento de petróleo com a chamada *guerra dos preços*. Considerando a inflação do dólar, o preço do petróleo no mercado internacional cai a níveis equivalentes aos praticados no princípio dos anos setenta. Vários programas alternativos de energia, lançados no decênio anterior, ficam com a viabilidade econômica colocada sob suspeição. O quadro energético emite novamente sinais de instabilidade.

Horizontes e Robustez

Cabe observar que políticas de atuação sobre o consumo são essencialmente de longo prazo. Elas implicam em modificações de hábitos e na substituição de estoques de equipamentos distribuídos em larga escala na sociedade [A4]. É difícil atuar na demanda visando ajustes em horizonte de curto prazo, o que poderia comprometer objetivos de longo prazo. A abordagem pela demanda introduz uma componente importante de racionalidade na questão energética. Do lado do suprimento, em virtude da concentração do investimento e de capacidade decisória, as possibilidades de ajustes com respostas a curto prazo são maiores. Assim, surtos de instabilidade no quadro energético impulsionarão abordagens que levem em conta substituições entre formas energéticas.

Estas considerações remetem ao problema de encadeamento temporal do planejamento em horizontes de longo, médio e curto prazo. Por outro lado, sinalizam para formas de coordenação entre oferta e demanda fora do âmbito dos modelos de equilíbrio. Políticas de demanda são capazes de definir estratégias de longo prazo, enquanto a oferta deve preservar espaços de manobra que permitam adaptações a instabilidades conjunturais. Assim, a noção de robustez, entendida como a capacidade do sistema suportar turbulências,

passa a ter mais espaço no planejamento energético [L5] e [S1].

ABORDAGENS TRADICIONAIS

Serão entendidas como tradicionais as abordagens setoriais, que se ocupam de uma única forma de energia, e as globais, que procuram incluir todas as formas energéticas expressivas.

Modelos Setoriais

Modelos energéticos setoriais se ocupam da produção, distribuição e consumo de uma única forma de energia, p.e. eletricidade, gás natural ou petróleo. Baseados em sistemas físicos bem definidos, eles permitem um elevado grau de aderência com a realidade. A transparência como as variáveis são definidas, a precisão das relações matemáticas estabelecidas, a forma clara de identificação dos decisores e da abrangência de suas ações são fatores que contribuem decididamente para o sucesso desta abordagem. Não menos importante, pode-se traduzir diretamente suas soluções em termos de ações concretas. Seu caráter normativo apenas reflete a grande concentração da capacidade decisória da estrutura empresarial. Serão comentados, a seguir, alguns modelos usados nos setores de eletricidade, petróleo e gás natural.

Eletricidade

Eletricidade é gerada em hidrelétricas, usando a energia potencial das quedas de águas, ou em termelétricas, com a queima de combustíveis. A construção de reservatórios nas hidrelétricas possibilita regularizar as vazões naturais dos rios, criar ou elevar quedas. As vazões liberadas por uma hidrelétrica são recebidas pela imediatamente a jusante, definindo um acoplamento hidráulico. As usinas térmicas são operadas com regras de otimalidade estabelecidas a partir do custo marginal de operação. De maneira análoga, os diversos segmentos do mercado consumidor devem ser atendidos com regras definidas pelo benefício marginal. A energia elétrica produzida é transportada até os consumidores. O sistema pode ser operado objetivando minimizar o custo da geração térmica complementar, ou maximizar a energia armazenada nos reservatórios.

O sistema hidrotérmico esquematizado na Fig.1 ilustra os acoplamentos hidráulicos e elétricos. As subestações indicam pontos de consumo ou de interligação da rede elétrica. Uma discussão do planejamento da operação de sistemas geradores de eletricidade é conduzida em [L5].

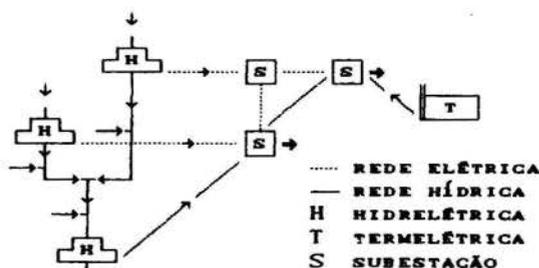


Fig.1 Sistema Hidrotérmico

O modelo de reservatório equivalente [A5] é largamente utilizado no planejamento da operação de sistemas hidrotérmicos. Um único reservatório representa o sistema hidráulico. Sua energia armazenada equivale à do sistema. São conhecidas as afluentes independentes e a função que relaciona a geração hidrelétrica com a energia liberada, podendo-se incluir perdas por evaporação. Representa-se a geração termelétrica e demanda pelas respectivas curvas de custos e benefícios marginais. Este modelo se adequa ao uso de PD, pois tem um número reduzido de variáveis de estado. O uso de programação dinâmica estocástica permite variações na formulação que consideram aleatoriedade da energia afluente ou da demanda de energia elétrica. Noções de programação multiobjetivo permitem levar em conta o uso múltiplo da água com objetivos conflitantes [A3].

Uma outra abordagem considera sistemas hidrelétricos com um único reservatório por vale independente [C4]. Representa-se a demanda por uma curva de carga com vários blocos. O modelo leva em conta complementação térmica, usinas reversíveis, importação de energia, exportação e mercados secundários. Esta formulação resulta em um problema de otimização em grafo generalizado [G1], resolvido com um algoritmo especializado. Considerar apenas um reservatório por vale independente é uma imposição que preserva a estrutura de rede do problema.

Petróleo e Gás Natural

Petróleo e gás natural são extraídos de reservatórios, formados por rochas porosas. Quando é perfurado um poço, cuja pressão é superior à atmosférica, inicia-se a etapa de recuperação primária com a taxa de produção mantida pela diferença natural de pressão. Ao longo do tempo, a pressão interna declina provocando uma redução da taxa de produção do poço. A produção total do reservatório pode ser mantida pela abertura de novos poços, caracterizando a etapa de desenvolvimento do reservatório. Se a taxa de produção atingir níveis muito baixos, tem origem a recuperação secundária com a diferença de pressão sendo mantida artificialmente. O comportamento da pressão interna no reservatório, em função da produção acumulada, depende da sua geometria, da porosidade do meio e da natureza do fluido.

Modelos de PL permitem otimizar produção em campos já desenvolvidos [A5]. Considera-se múltiplos reservatórios com vários poços. O comportamento do reservatório é representado por funções de influência linearizadas. Elas exprimem a pressão interna na cabeça do poço em termos da taxa de produção dos poços do reservatório. Toma-se como objetivo a maximização do lucro atualizado, da taxa de produção ou da produção acumulada, durante o horizonte de planejamento. Leva-se em conta restrições de pressões mínimas nos poços, limite das reservas recuperáveis e capacidade do sistema de escoamento.

Modelos de programação linear inteira mista são usados no desenvolvimento de campos de petróleo [B2]. Os reservatórios são considerados como fontes pontuais, com a taxa de produção expressa como uma função linear da produção acumulada do reservatório. Restrições levam em conta o comportamento do

reservatório, a capacidade do sistema de pipeline, a composição dos custos, os preços dos produtos e os níveis de vendas. Decide-se sobre as taxas anuais de produção, o número de poços perfurados, o início da recuperação secundária e a expansão da rede de pipeline. O custo de expansão é formado pelos custos fixos e variáveis.

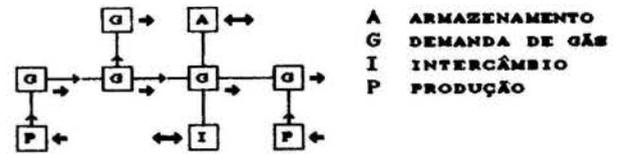


Fig.2 Suprimento de Gás Natural

O petróleo, ou gás natural, produzido é escoado até os centros processamento ou consumo através de pipelines. Modelos de otimização em grafo generalizado (incluindo perdas no transporte) têm sido propostos para otimizar fluxos no suprimento de gás natural [B3]. Os centros de produção estão ligados ao de consumo através de uma rede, considera-se também armazenamento de gás e intercâmbio com outros sistemas, Fig.2. O fluxo nos arcos não direcionados pode ser nos dois sentidos. Uma revisão da literatura sobre modelos de produção de petróleo e suprimento de gás natural é encontrada em [M2].

Aderência versus Miopia

Os principais aspectos vantajosos dos modelos setoriais são: aderência com a realidade; transparência entre representação matemática e sistema físico; consistência das informações; compatibilidade da sua natureza normativa com a concentração de capacidade decisória. Das desvantagens cabe destacar sua miopia em face às relações intersetoriais. Consequentemente, é pobre a percepção deles quanto aos benefícios de um planejamento integrado, onde a cooperação entre setores seja explorada e os conflitos avaliados. Em parte, estas limitações podem ser contornadas com técnicas de cenarização. A solução de um número significativo de casos simularia a exploração do conjunto de possibilidades de cooperação e conflito. Assim, transfere-se ao analista a responsabilidade de dotar o modelo de uma visão mais ampliada do contexto energético.

Modelos Globais

Em linhas gerais, um sistema energético global envolve a exploração das várias fontes de energia, transformações, transporte e consumo. Estas atividades são representadas por uma rede de fluxos. O propósito geral deles é identificar alternativas atraentes de substituição entre energéticos, incluindo a penetração de novas tecnologias. Neles, o traço mais marcante é a forma abrangente de representar os fluxos de energia, que procura incluir todas as formas energéticas significativas e as tecnologias atuais, ou plausíveis no horizonte estudado.

De maneira simplificada, a Fig.3 ilustra um sistema energético global. Considera-se as seguintes formas de energia: gás natural, hidráulica, petróleo e cana de açúcar (primárias); eletricidade, diesel, gasolina e álcool (secundárias); calor industrial, iluminação pública, transporte coletivo e individual (finais). Alguns

substituição: gás natural, energia hidráulica e diesel podem gerar eletricidade; gás natural e eletricidade suprem as necessidades de calor industrial; eletricidade e diesel são usados para transporte coletivo, gasolina e álcool em transporte individual.

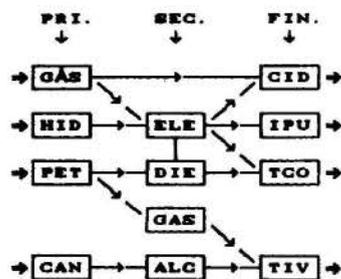


Fig. 3 Sistema Energético Global

O Brookhaven Energy System Optimization Model - BESOM [E1] é um exemplo de modelo global, concebido para avaliar perspectivas de tecnologias emergentes e definir políticas prioritárias de P & D. O tratamento explícito das possibilidades de substituição levou a uma representação do sistema através da rede de fluxos energéticos. O desempenho de um sistema energético com 7 tipos de fontes primárias, 26 processos de conversão, e 16 categorias de consumo é otimizado. A partir das necessidades por energia, dos recursos primários e das tecnologias de conversão, os fluxos de energia são alocados usando PL. O modelo é estático, cada execução otimiza os fluxos de energia de um único período. Em seguida, surgiu o Dynamic Energy System Optimization Model - DESOM [E1], que considera vários períodos integrados em um único problema. O DESOM admite uma completa antecipação do futuro. Uma outra alternativa de encadeamento temporal é explorada no Time-Stepped Energy System Optimization Model - TESOM [K2]. Resolve-se individualmente cada período, porém o resultado de um estágio é usado no estágio subsequente. A Fig. 4 mostra estas formas de encadeamento temporal, onde T é o horizonte estudado.

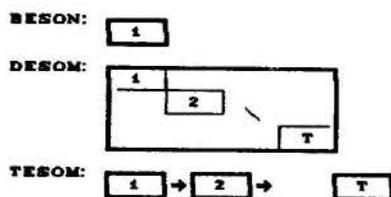


Fig. 4 Encadeamentos Temporais

Um modelo integrado para as relações energia-economia no Brasil [M3] incluiu um módulo macroeconômico, para avaliação da oferta primária e da demanda final de energia, e um módulo de otimização para integração entre oferta e demanda. O primeiro é de natureza descritiva, simula a evolução da economia através de um conjunto de equações de base econométrica. O segundo, usando programação não linear, busca o equilíbrio entre oferta e demanda. Um sistema de fluxos energéticos semelhante ao BESOM, onde o álcool é enfatizado, é usado no módulo de integração.

Abrangência versus Imprecisão

Os modelos globais procuram ser abrangentes. Com o mesmo espírito das matrizes e dos balanços energéticos, eles buscam incluir todas as formas energéticas expressivas. Assim, setores cujos dados são contabilizados com exatidão, p.e. o setor elétrico, são reunidos com outros onde as informações são grosseiras, como lenha. Outras imprecisões decorrem de conjeturas, p.e. custos e eficiências, sobre tecnologias ainda não desenvolvidas por completo. Uma outra grande dificuldade; associado com os variados setores energéticos existe uma multidão de decisores que torna praticamente impossível a implementação de soluções estabelecidas por uma técnica normativa.

ABORDAGEM MULTISETORIAL

Um modelo multisetorial foi desenvolvido para coordenar a operação de sistemas de suprimento de eletricidade e gás natural, interligados através de termelétricas [C2]. A geração elétrica, de predominância hidráulica, conta com suplementação térmica proveniente da queima de bagaço de cana de açúcar. O propósito da operação coordenada é compensar desequilíbrios energéticos que cada setor observaria operando isoladamente.

A disponibilidade de energia hidráulica depende de regimes hidrológicos, submetidos a incertezas. Isto deixa os sistemas elétricos onde predomina a geração hidrelétrica expostos a riscos de déficit energético. A perspectiva da ocorrência de déficits pode levar a situações inconvenientes. Um exemplo; procurar manter a energia armazenada no sistema hidrelétrico em níveis elevados induz procedimentos operacionais excessivamente cautelosos e geralmente dispendiosos, na medida em que resultam em vertimentos de água (energia perdida) desnecessários. Assim, é razoável supor que uma complementação térmica mais significativa contribua para uma melhor operação do sistema elétrico, na medida em que reduz o risco de déficit.

Por outro lado, sistemas de suprimento de gás natural podem vir a operar com perdas acentuadas quando é preponderante a parcela do gás associado ao petróleo, em virtude da rigidez da sua oferta. No entanto, estas perdas tendem a diminuir quando se dispõe de consumidores especiais com flexibilidade e capacidade para absorver grandes flutuações da demanda. Consequentemente, a presença de usinas termelétricas a gás pode contribuir favoravelmente para a operação de um sistema de suprimento de gás natural, através da estabilização da demanda.

Estes aspectos justificam a análise da operação dos setores de eletricidade e de gás natural, interligados por termelétricas, a gás. Elas podem ser vistas como consumidores, flexíveis pelo sistema de suprimento de gás e como uma geração complementar pelo sistema elétrico. Seu nível de atividade determina a transferência de energia entre setores, contribuindo para reduzir os desvios entre oferta e demanda.

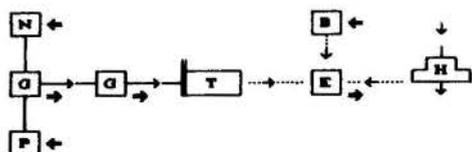


Fig.5 Sistema Energético Multiserial

Um sistema desta natureza fica ilustrado na Fig.5. O gás natural proveniente de campos de produção associados ao petróleo e não associados é levado até os centros de consumo através de pipelines. Ele pode ser consumido diretamente ou convertido em eletricidade. A parcela do gás associado não utilizada é queimada, e déficits de gás são considerados como se fossem supridos por uma fonte fictícia a custo muito elevado. Eletricidade é gerada em usinas hidrelétricas e complementada por termelétricas a gás natural ou bagaço de cana. Déficits de eletricidade também são atendidos por uma unidade fictícia a custo muito elevado. A termelétrica a gás natural faz o acoplamento entre os dois setores.

Com o problema estruturado desta forma, a operação do sistema multisectorial deve ocorrer em alguma das situações mostradas na fig.6, onde: i) excessos simultâneos de gás e eletricidade, conflito; ii) excesso de gás com déficit de eletricidade, cooperação; iii) déficits simultâneos de gás e eletricidade, conflito; iv) déficit de gás com excesso de eletricidade, cooperação.

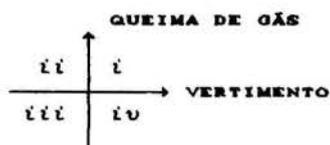


Fig.6 Situações Operacionais

Esta abordagem foi aplicada em dois estudos (médio e curto prazo) para coordenar o suprimento de eletricidade e gás natural na região sudeste do Brasil. O estudo de médio prazo resultou em um modelo de otimização multiobjetivo em grafo generalizado. O segundo estudo originou um problema não convexo de otimização em grafo generalizado. Ambos foram implementados em microcomputador e resolvido com algoritmos especializados de grande eficiência. Detalhes do modelo, dos métodos e dos resultados obtidos podem ser encontrados em [C2] e [C3].

CONCLUSÕES

Em geral, os modelos setoriais resultam em instrumentos de planejamento eficazes. No entanto, eles podem assumir um comportamento miope quando se deparam com situações de instabilidade, não tomando conhecimento de oportunidades atraentes de substituições energéticas. Por outro lado, os modelos globais defrontam-se com pelo menos dois obstáculos importantes, a saber: sua natureza normativa em contraste com a descentralização decisória observada nos sistemas globais; a dificuldade de conhecer os fluxos energéticos em vários segmentos da atividade econômica. O primeiro deles é inerente à esta abordagem, e conduz a uma situação paradoxal; uma técnica essencialmente normativa passa a ser usada

apenas de modo prospectivo. O segundo obstáculo, reflete a pobreza dos dados disponíveis sobre energia. Os modelos globais, na realidade, apenas tiveram o mérito de contribuir para tornar explícita esta pobreza. Resolvê-lo em países como o Brasil, que principiam a construção de suas estatísticas energéticas, é tarefa penosa, porém, com benefício que vão muito além da utilização destes dados em modelos [11].

A abordagem multisectorial considera sistemas com vários energéticos, admitindo substituições em situações específicas. Tendo como suporte sistemas físicos, preserva-se as qualidades de aderência e transparência inerentes aos modelos setoriais. Apesar de levar em conta vários decisores, o número deles é reduzido e seus propósitos bem definidos. Nestas circunstâncias, programação multiobjetivo conduz às seguintes situações: inexistência de conflito, apontando uma cooperação operacional; ocorrência de conflito, quantificando elementos para negociações.

AGRADECIMENTOS

Este trabalho foi apoiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - CNPq.

BIBLIOGRAFIA

- [A1] Abadie, J. J. Carpentier; "Generalization of the Wolfe Reduced Gradient Method to the Case of Nonlinear Constraints"; in Optimization, R. Fletcher (ed.), Academic Press, London, 1969.
- [A2] Abilock, H. et al.; "Markal, a Multiperiod Linear Programming Model for Energy Systems Analysis (BNL version)"; in Energy Systems Analysis - Proceedings of the International Conference of Dublin; pp 482-493, 1980.
- [A3] Andrade, M., S. Soares; "Planejamento da Operação de um Sistema Hidroelétrico com Objetivos Conflitantes"; Anais do 6º Congresso Brasileiro de Automática, pp 763-767, Belo Horizonte, 1986.
- [A4] Araújo, J., "Modelos de Energia para Planejamento", Tese de Concurso de Professor Titular da COPPE/URFJ, Área Interdisciplinar de Energia, COPPE/URFJ, 1988.
- [A5] Aronofsky, T., A. Lee; "A Linear Programming Model for Scheduling Crude Oil Production"; J. Petr. Tech., jul. 1957.
- [A6] Arvanitidis, N., J. Rosing; "Optimal Operation of Multi-reservoir System Using a Composite Representation"; IEEE PAS-80, n2, pp 327-336, feb. 1970.
- [B1] Bellmann, R.; Dynamic Programming; Princeton University Press, Princeton, New Jersey, 1957.
- [B2] Bohannon, J.; "A Linear Programming Model for Optimum Development of Multi-Reservoir Pipeline Systems"; J. Petr. Tech., pp1429-1436, nov.1970.

- [B3] Brooks, R.; "Using Generalized Network to Forecast Natural Gas Distribution and Allocation During Periods of Shortage"; Math.Prog.Study, v15, pp23-42, 1981.
- [C1] Charnes, A., W.Cooper, B.Mellon; "Blending Aviation Gasolines"; Econometrica, v20, n2, apr. 1952.
- [C2] Correia, P. e C.Lyra F°; "Planejamento da Operação a Médio Prazo de um Sistema Energético Multisetorial"; Anais do 1° Congresso de Planejamento Energetico, Unicamp, Campinas, 1988.
- [C3] Correia, P. e C.Lyra F°; "Otimização em Grafo Generalizado com Arcos de Perda Fixa"; Anais do XXII Sobrabo, pp251-259, Fortaleza, 1989.
- [C4] Côté, G., L.Lafond, C.Phan; "A Fast Production Scheduler for Generation Expansion in a Hydro-thermal System"; IEEE PWR5-2, n1, pp 101-107, feb. 1987.
- [D1] Dantzig, G.; "Maximization of a Linear Function of Variables Subject to Linear Inequalities"; chap.XXI of Activity Analysis of Production and Allocation; Cowles Commission Monograph 13, T.Koopmans, John Wiley, New York, 1951.
- [E1] EPRI; "Applicability of Brookhaven National Laboratory Energy Models to Electric Utility R&D Planning"; EPRI EA-807, final report, 1978.
- [E2] EPRI; "Stanford Pilot Energy/Economic"; EPRI EA-626, 1978.
- [F1] Finon, D.; "Un Modele Energetique pour la France"; Editions du CNRS, 1976.
- [G1] Glover, F. et al.; "Generalized Network a Fundamental Computer Based Planning Tool"; Manag.Sci., 24 (12) pp1209-1220, 1978.
- [H1] Hogan, W.; "Energy Policy Model for Project Independence". Comp. and Oper. Res., n2, pp 251-271, 1975.
- [H2] Hoffman, K.; "Energy Modeling - Perspective and Policy Application"; TIMS Studies in Manag.Sci., v10, pp 5-20, 1978.
- [I1] Iusem, A.; "Um Modelo de Demanda Industrial de Energia: formulação matemática e dados preliminares"; Infor. de Matem.Série G-001, IMPA, 1985.
- [K1] Kirchmayer, L.; "Economic Operation of Power Systems"; Wiley, New York, 1958.
- [K2] Kydes, A., J.Rabinowitz; "Time-stepped Energy System Optimization Model TESOM: overview and special features"; in Energy Systems Analysis - Proceedings of the International Conference of Dublin; pp 585-599, 1980.
- [L1] Laponche, B., P.Valete; "Le Modele Energetique des Communauté Europeenes: exemple d'application des modeles MEDEE et EFON avec données francises"; in Energy Systems Analysis - Proceedings of the International Conference of Dublin; pp 80-96, 1980.
- [L2] Lasdon, L.; "Optimizations Theory for Large Systems"; McMillan, N.York, 1970.
- [L3] Lenez, I.; "A Complex Mathematic Model of the Developments of the Electric Power Systems"; E.G.U. Bull. 5-6, 1969.
- [L4] Lonergan, S.; "Robustness as Goal in Energy Models and Policies"; Energy, v10, n11, pp 1225-1235, 1985.
- [L5] Lyra F°, C.; "Contribuição ao Planejamento da Produção de Energia em Sistemas de Potência"; Tese de doutorado FEC 84, UNICAMP, 1984.
- [M1] Massé, P.; "Les Réserves et la Régulation de l'Avenir dans la Vie Economique"; Hermann, Paris, 1946.
- [M2] McFarland, J., L.Lasdon, V.Loose; "Development Planning and Management of Petroleum Reservoir Using Tank Models and Nonlinear Programming"; Oper.Res., v32, n2 pp 270-289, 1984.
- [M3] Modiano, E.; "Energia e Economia: um modelo integrado para o Brasil"; Pesq. Plan. Econ., v13, n2, pp 307-364, 1983.
- [R1] Ricard, M.; "La Détermination du Programme Optimum de Production d'Usines Génératrices Hydrauliques et Thermiques Interconnectées"; Revue Générale de l'Electricite, pp. 167-182, sep. 1940.
- [S1] Sanghvi, A., I.Shavel, M.Wagner; "Fuel Diversification, Stockpiling and Systems Interconnection Strategies for Minimizing Power Systems Vulnerability to Energy Shortages"; in Analytic Techniques for Energy Planning, B.Lev et al, pp 235-254, North Holland, 1984.

CARACTERIZAÇÃO DA PROBLEMÁTICA ENERGÉTICA DAS
ZONAS RURAIS: UMA FALHA IMPORTANTE DAS PRÁTICAS DE
PLANEJAMENTO ENERGÉTICO



Christophe de Gouvello¹

Groupe Economie, Energie, Technologie CIRED/EHES
1, rue du 11 novembre 92120 Montrouge France



INTRODUÇÃO

Pretendemos aqui apenas apresentar algumas reflexões simplificadas, e por isso um pouco redutoras, do nosso trabalho de tese em fase de acabamento; neste poderão ser encontrados os estudos de caso e os dados detalhados nos quais essas reflexões estão embasadas.

As situações energéticas encontradas nas zonas rurais dos países em desenvolvimento são diversas. Existem pelo menos dois tipos de situações fáceis de distinguir, caracterizadas pela presença ou a ausência de redes de distribuição de energéticos comerciais padronizados, as vezes chamados de energias modernas ou energias convencionais. Fala-se principalmente da rede elétrica (eletrificação rural), da rede de GLP (comercializados em botijões via uma rede de itinerários de caminhões distribuidores), das redes de combustíveis líquidos (gasolina, álcool, óleo diesel, e mais raramente de carvão mineral).

Entre o atendimento completo da região e a ausência dessas redes existem inúmeras situações intermediárias. Mas o que queremos destacar aqui é o fato de que tem zonas rurais dos países em desenvolvimento, aliás trata-se da maioria das regiões rurais desses países, nas quais todas ou grande parte das necessidades energéticas das populações continuam sendo atendidas de maneira "tradicional": no caso do Brasil 82% dos estabelecimentos rurais não tinham eletricidade em 1980 (Censo Agropecuário de 1980).

Assim fica claro que nas zonas não atendidas por essas redes, geralmente, aliás, longe de serem atendidas, a problemática energética não se coloca como um problema de suprimento de energéticos comerciais ou de definição de uma política tarifária adaptada. Ou seja, a problemática energética destas zonas encontra-se fora do leque das preocupações dos planejadores energéticos.

Para estruturar a nossa reflexão podemos considerar, por enquanto, duas situações de referência para as zonas rurais dos PED:

- Primeira situação de referência: disponibilidade local e acesso fácil aos energéticos comerciais convencionais (o que não impede a coexistência simultânea com energéticos e técnicas tradicionais).

- Segunda situação de referência: não disponibilidade local de energéticos comerciais convencionais; 100% das necessidades de serviços energéticos são atendidos via esquemas tradicionais.

É essa segunda situação de referência que queremos investigar aqui.

ALGUMAS CARACTERÍSTICAS DAS SOLUÇÕES ENERGÉTICAS TRADICIONAIS

Mesmo que se restringindo às comunidades tradicionais, temos consciência que a diversidade de situações ainda é grande; mas o que queremos mostrar aqui é que é possível, dentro desta diversidade de situações apontar algumas características da questão energética no meio rural, algumas das quais permitem uma diferenciação clara com a questão energética urbana.

Preliminares: algumas características da questão energética urbana:

Comunidades humanas provavelmente sempre tiveram necessidades energéticas. Mas a partir do momento que estas passaram a urbanizar-se, tornou-se impossível cada família ou cada profissão suprir as suas necessidades energéticas através do auto-abastecimento. Assim como para a alimentação, a urbanização traz consigo a necessária monetarização do abastecimento energético através de uma relação de venda e compra, ou seja, a necessária criação de um mercado energético.

Várias causas podem ser identificadas como determinantes para explicar tanto a padronização crescente dos energéticos quanto a centralização da produção e da distribuição.

A demanda já altamente concentrada devido à urbanização começou a crescer vertiginosamente a partir da industrialização, bem além dos recursos locais renováveis. Essa evolução teve várias consequências:

- o esgotamento ou a insuficiência das fontes energéticas locais renováveis e o recurso às energias fósseis quase sempre importadas de fora da região.

- a padronização dos energéticos e a centralização progressiva da sua produção e da sua distribuição para conseguir economias de escala. A padronização foi tanto uma decorrência do sistema de produção em massa embasado nas economias de escala como uma necessidade devido à multiplicação dos usos energéticos que fez com que a lógica que passou a vigorar foi a de que os equipamentos se adaptassem a poucos energéticos de características estáveis e bem definidas (condição necessária para os equipamentos conseguirem ganhos de eficiência), ao invés do contrário, ou seja, de procurar produzir o melhor energético para cada uso.

A centralização da produção em unidades cada vez maiores teve como corolário, ou pelo menos foi uma das suas causas principais, a distribuição por rede, quer sejam redes materializadas (eletricidade, gás encanado) ou não (botijão de gás, combustíveis líquidos,.... distribuídos por caminhão e por trem).

¹ Pesquisador visitante na AIPSE/UNICAMP

AS SOLUÇÕES ENERGÉTICAS TRADICIONAIS (SET):

Não tendo sido afetadas por esses mecanismos estruturais, as comunidades rurais tradicionais recorrem a soluções energéticas que apresentam características diferentes.

* As SET são renováveis e produzidas localmente:
(autonomia energética das comunidades tradicionais)

A diversidade das fontes energéticas aproveitadas nas comunidades rurais tradicionais é grande. Mas sem dúvida as duas principais são a lenha e o trabalho humano. Muitas vezes a força humana é a única fonte energética disponível para realizar as tarefas agrícolas. Exceto raras exceções (turfa), as fontes energéticas tradicionais são renováveis, uma das causas prováveis deste fato sendo a sofisticação dos problemas técnicos que supõe, na maioria das vezes, o acesso e a exploração das energias fósseis. O fato dos energéticos tradicionais serem sempre produzidos localmente para o auto-consumo constitui tanto uma necessidade quanto uma possibilidade: a possibilidade vem do acesso direto dos indivíduos da comunidade aos recursos naturais de superfície. Esse acesso direto já não é mais possível nas cidades exceto para o trabalho humano e para a força animal. Alias essas duas fontes ainda são maciçamente aproveitadas nas cidades não modernas; a necessidade da fonte ser localizada nas imediações do local do consumo decorre do fato que a distância torna-se rapidamente um obstáculo insuperável devido aos limites dos meios de transporte tradicionais (carga, tempo, cansaço,...). Da renovabilidade e do caráter local decorrem duas características interessantes da questão energética nas áreas rurais tradicionais:

- uma total autonomia nesse respeito em relação ao resto do mundo (autonomia econômica, autonomia de decisão e autonomia tecnológica).

- uma forte dependência em relação ao ambiente natural local, o que constitui uma situação bastante diferente da situação nas cidades onde o ambiente se encontra cada vez mais artificializado.

* As SET são sazonalizadas e marcadas por uma certa aleatoriedade:

Por serem renováveis, ou seja, produzidas ao longo do ano pela natureza, as fontes energéticas tradicionais são muito dependentes das variações da própria natureza; ao contrário das energias comerciais convencionais, cuja garantia de disponibilidade o ano inteiro constitui o objetivo do planejamento, as fontes energéticas tradicionais são sazonais (por exemplo o abastecimento de lenha fica mais difícil em período de chuvas). Adiciona-se uma certa aleatoriedade intrínseca dos eventos naturais, a qual pode conduzir a situações de círculo vicioso (exemplo: fome decorrente da seca afetando o trabalho agrícola e possibilitando a reprodução da fome o ano seguinte).

* As SET são não padronizadas:
(flexibilidade e baixa eficiência)

As características técnicas de um dado energético tradicional são muito variáveis; apesar de uma certa seleção feita pelo próprio usuário (na hora da coleta no caso da lenha), os energéticos tradicionais se diferenciam dos energéticos modernos pelo fato de não serem padronizados. Como consequência deste caráter não padronizado observa-se uma certa flexibilidade dos equipamentos. Mas por outro lado, a eficiência energética das SET é muito baixa em relação as técnicas modernas: quando o rendimento se situa em torno de 50% para um fogão a gás e em torno de 80% para um fogão elétrico, o rendimento de um fogão a lenha é inferior a 15% (rendimento max de 5,9% medido por Gilberto Martins (MARTINS, 1989) para o fogão clássico em alvenaria utilizado comumente no Brasil).

* Os recursos energéticos naturais aproveitados pelas SET não são apenas energéticos:

As SET consistem na verdade no uso energético de dados recursos naturais, os quais contêm, dentro das suas características físicas, um potencial energético que a engenhosidade empírica dos homens soube aproveitar até um certo ponto. Isso faz com que na maioria das vezes esse uso energético entrasse em concorrência com outros usos não energéticos. É o caso do trabalho humano para o qual a concorrência pode ser analisada em termos de ocupação do tempo disponível e do cansaço provocado pelas diversas atividades físicas ou não físicas. É o caso ainda mais nítido da lenha que pode ser usada também como material de construção ou para artesanato.

No caso do Rwanda, África Central, a escassez de lenha fez o seu uso energético se tornar marginal em comparação aos usos nobres. Ao contrário dos energéticos tradicionais, os energéticos modernos são produtos cuja vocação é exclusivamente energética (eletricidade, combustíveis líquidos, gás, ...).

Uma questão não estritamente energética:

Na verdade para as zonas rurais tradicionais a questão energética não é fácil de ser delimitado. Inclui-se por que muitas vezes um problema abordado como sendo energético, quando melhor analisado, revela-se um problema de outra natureza, escapando completamente do enfoque usual de um planejador energético. Apontamos algumas situações que mostram inevitáveis deslocamentos de problemas aparentemente energéticos para problemas que na verdade são tecnológicos, agrônômicos, de organização social, ou mesmo de alimentação.

* Soluções que podem ser tanto "energéticas" quanto "não energéticas":

Consideramos um exemplo: a irrigação de hortas numa região semi-árida. Existem pelo menos duas alternativas:

1) escavar poços, clássicos ou artesianos. Em ambos os casos a exploração da água supõe um gasto energético (seja energia humana ou animal, seja energia elétrica ou combustíveis líquidos) a cada vez que se quer trazer a água para superfície. Ou seja, o consumo de um fluxo de energia que pode ser medido por dia ou por mes.

2) realizar uma represa de água para estocar a água desde o período das chuvas até o final da estação seca. Neste caso a barragem eleva o nível da água diretamente acessível por escavação. Notadamente acontece um afloramento da água a jusante da barragem aonde podem ser realizados as hortas sem mais se precisar bombear a água para a superfície. É claro que a construção da barragem requer um importante investimento de energia (braçal no caso de uma barragem à "chinesa") concentrado no tempo, mas não existirá mais a necessidade de energia nos 20 ou 30 anos seguintes.

Assim o nível pertinente da formulação do problema pode se encontrar a montante da questão energética associada; é somente quando o problema a montante esta virtualmente resolvido que aparece ou não uma necessidade energética, a qual esta completamente dependente da opção tecnológica escolhida a montante.

* Problemas energéticos pouco energéticos:

Consideramos por exemplo a questão do trabalho animal, mais especificamente da aração: a princípio esta pode ser encarada como uma questão energética uma vez que precisa-se de uma energia motriz. Mas no caso o problema não é a otimização da sequência geração-distribuição-tarifação do planejamento energético; um problema mais real é o de escolher ou de gerar uma tecnologia de aração (e a formação adequada para o camponês) adaptada ao tipo de solo, ao animal disponível na região, ao contexto socio cultural da mesma, etc...

No caso do trabalho humano, este constitui o principal sustento das tarefas produtivas; não é apenas a força física movimentada que importa, mas sim as técnicas usadas, o know-how embutido, a relação entre tempo trabalhado e o resultado global da safra, incluindo as perdas variadas, muitas delas independentes do desempenho do trabalho físico. Em outros termos o verdadeiro desafio não se coloca no aspecto estritamente energético do trabalho humano mas sim na questão da alocação do tempo entre as várias atividades produtivas e não produtivas, e na questão da produtividade final do trabalho.

No caso da lenha, nas regiões de escassez relativa, a sua vocação multi-uso obriga a analisar a questão da lenha como um todo, e não somente do ponto de vista energético. E o manejo dos recursos florestais defronta-se com dificuldades variadas; é preciso solucionar os aspectos que dizem respeito à agronomia florestal. Mas pode haver também problemas decorrentes da própria estrutura sócio-cultural das comunidades envolvidas; tal é o caso do distrito de Maradi (Niger), o qual se encontra numa situação crítica em termos de suprimento das suas necessidades de lenha, e para o qual o estudioso Cl. Raynaut conclui: "este fracionamento da apropriação do solo e esta fraqueza da coesão social constituem obstáculos reais frente a necessidade cada vez mais urgente de se praticar um manejo eficiente dos recursos naturais que se tornam escassos".

Esses exemplos, apesar de sucintos, ilustram o fato que, no caso das zonas rurais tradicionais, a delimitação habitualmente feita do que é energético e do que não é (e daí deixado de lado pelo planejador energético) constitui uma delimitação muito artificial e muitas vezes inapropriada para que as soluções formuladas se tornem eficientes.

O reflexo do contexto social e cultural:

Tanto o acesso às fontes de energia tradicionais, quanto as formas de uso e a definição qualitativa e quantitativa do uso final dessas energias são profundamente marcadas pela estrutura social e cultural de cada comunidade. Não se trata de realizar aqui nenhuma descrição exaustiva dessas diversas interrelações, mas apenas de mostrar que elas existem, e constituem um elemento fundamental da problemática energética das comunidades rurais tradicionais.

* A dimensão social; o reflexo das formas de acesso à terra:

O caso da lenha nas zonas rurais do estado de Rio de Janeiro, muito bem analisado por Maria B. Botelho (1986) ilustra bem a relação íntima que existe entre a problemática energética e a estrutura social observada na região. No caso, a análise mostra que a coleta da lenha é fortemente dependente do tipo de vínculo que o usuário possui com a terra. Mais concretamente, coletas frequentes e pequenas (e daí prejudicadas pela chuva) são típicas de colonos, parceiros e moradores de aglomerações rurais que possuem apenas vínculos empregatícios com o dono da terra. Eles têm que enfrentar as mais diversas dificuldades colocadas pelos donos das terras os quais, muitas vezes, lhe vedam o acesso à lenha de melhor qualidade bem como o corte de quantias maiores. Adiciona-se o caráter limitado dos meios de transporte acessíveis para eles, o que reflete também a estrutura social da renda.

Ao contrário os arrendatários mais ricos e os fazendeiros realizam coletas de grandes quantias de uma vez geralmente mecanizadas.

* O peso dos fatores culturais:

Devido ao fato das necessidades energéticas das comunidades tradicionais serem atendidas via auto-suprimento, isso gera um trabalho específico e faz com que a questão energética se torna uma expressão particular da organização e da distribuição do trabalho e das responsabilidades vigentes dentro de cada comunidade. Isso significa que qualquer intervenção ou inovação nas soluções energéticas tradicionais (as SET) gera um impacto nas relações socio-culturais da comunidade. Esse impacto pode ser tanto polêmico quanto constituir uma necessidade frente a uma situação de impasse

do tipo daquela apontada como crítica no caso já citado do distrito de Maradi por Cl. Raynaut (1980): "As pressões exercidas sobre o ambiente vegetal pela agricultura, a pecuária e as outras atividades necessárias a manutenção das bases materiais da vida cotidiana chegaram num limite tal que dificilmente imagina-se conseguir supera-lo sem uma reorganização profunda não somente dos sistemas técnicos mas também das condições sociais de gestão do ambiente natural".

É importante observar que essa íntima articulação entre a problemática energética e a estrutura sócio-cultural é muito mais significativa para o setor rural tradicional que para o setor urbano, pois ela quase desapareceu no caso do consumidor urbano, uma vez que o suprimento dele é resolvido pela compra e por isso não gera nenhum trabalho a ser repartido entre os indivíduos que pertencem à mesma unidade de consumo (família, empresa,...).

Os hábitos culturais têm um papel não desprezível no que diz respeito, ao consumo de energia nas comunidades tradicionais. É o caso do hábito alimentar embasado no feijão no Brasil e no Rwanda. Este, geralmente cozido sem pressão pode demorar duas horas no fogo antes de ficar pronto. Além disso, no campo no Brasil, requeimar a comida é um hábito repudiado; em consequência disso o feijão é mantido o dia inteiro no fogão mantido aceso o dia inteiro mesmo que devagar.

MUDANÇAS RECENTES LEVAM O SETOR TRADICIONAL AO IMPASSE

Depois dessa tentativa de caracterização das Soluções Energéticas Tradicionais queremos examinar agora a questão seguinte: existe ou não existe uma crise do setor rural tradicional dos países em desenvolvimento no que diz respeito as necessidades de serviços energéticos?

Na verdade a diversidade de situações regionais é tal que a pergunta tem que ser reformulada para cada região, e cada região tem a sua resposta própria.

O que queremos apresentar aqui é uma primeira síntese ordenada dos elementos de situações de crise existentes.

Ao nosso ver existe duas principais lógicas de crise energética no setor rural tradicional, não excludentes:

- Uma decorre do surgimento de uma demanda nova do ponto de vista qualitativo de serviços energéticos, até, muitas vezes, diretamente de energéticos modernos. Trata-se ou de necessidades completamente novas, ou de necessidades já existentes mas que são reformuladas e que, em ambos os casos não são atendidas de maneira satisfatória pelo sistema energético tradicional.

- A outra decorre da incapacidade das soluções tradicionais em atender necessidades qualitativamente inalteradas, mas que se tornaram pesadas demais, ou por crescimento real, ou por esgotamento das fontes energéticas tradicionais.

Quando as necessidades energéticas se tornam pesadas de mais

* o dinamismo demográfico como causa de crescimento das necessidades:

O forte crescimento demográfico observado nas últimas décadas constitui, quando não absorvido pelo êxodo rural, uma das causas do crescimento da pressão sobre os recursos energéticos tradicionais. Para as regiões cuja dotação em recursos naturais em geral, e energéticos em particular, está fraca, esse crescimento demográfico pode gerar uma pressão excessiva sobre o ecossistema local, além do grau de renovabilidade dos recursos explorados, e assim participar da degradação do suporte ecológico dessas comunidades. É o caso do Rwanda no qual, apesar de um clima equatorial, foi observado que, devido ao crescimento demográfico muito dinâmico (183 hab./km² em 1978, e 194 hab./km² em 1980, dos quais 95,5% rurais) o desmatamento para colonização de novas terras e para as necessidades energéticas eliminaram a floresta nativa.

* Outros mecanismos de esgotamento dos recursos tradicionais:

Existem outros mecanismos de esgotamento. Um deles é a colonização de novas terras pelos camponeses que trazem consigo técnicas agro-pecuárias inadaptadas ao novo ecossistema. A relação desequilibrada que se estabelece acaba esgotando mais ou menos rapidamente os recursos locais. Esta situação é característica de regiões de colonização recente. Existe mais uma causa de esgotamento da lenha, aliás cada vez mais frequente: é o consumo, energético ou não energético, das cidades próximas.

O raio de abastecimento da cidade vai crescendo esgotando os recursos das comunidades ao redor e difundindo no campo o processo de comercialização dos energéticos tradicionais. A situação de escassez crescente, associada a uma elevação do valor comercial pode levar ou mesmo obrigar essas comunidades a renunciar à lenha como combustível, substituindo-a por resíduos vegetais. O exemplo do Cariri Paraibano é bem ilustrativo desse processo. As cidades têm também um impacto sobre uma outra fonte energética essencial para o setor rural tradicional: o próprio trabalho humano. Esse impacto, que se dá através do êxodo rural, tornou-se significativo há algumas décadas em numerosos países em desenvolvimento.

É importante destacar que quando esses fenômenos atingem principalmente a mão de obra mais jovem, as necessidades energéticas das atividades produtivas, ou seja, as necessidades de trabalho físico, permanecem as mesmas antes e depois da saída dos jovens. Contudo a capacidade de atendê-las diminuem, o que já não é mais o caso quando uma família inteira se muda para a cidade.

Aparição de novas necessidades que o setor tradicional não atende

* Novas necessidades decorrentes da monetarização da economia camponesa:

Certas mudanças econômicas são impostas de fora às comunidades rurais sob a pressão da economia de mercado ou de outros fatores externos, sem que isso resulte obrigatoriamente de necessidades internas. Esses fatores internos são por exemplo a escolarização (que gera despesas novas do tipo aquisição de material escolar), a penetração da medicina moderna e comercial (despesas pelo menos a nível dos medicamentos), a necessidade de pagar impostos, a aparição de substitutos comerciais mais atraentes de certos produtos tradicionais produzidos pelos próprios consumidores,... Em outros termos, acontece uma monetarização da vida camponesa que significa a obrigação de ter uma fonte de renda, ou seja de passar a comercializar uma parte significativa da produção, antes de mera subsistência. Essas transformações geram novas necessidades energéticas, diretamente (por exemplo necessidade de iluminação para estudar e ler à noite) ou indiretamente (transporte mais eficiente para comercializar a produção), para as quais as SET são inoperantes.

* Atração pela modernidade, versus rejeição dos lados penosos da tradição:

Surgem novas necessidades energéticas que decorrem do desejo, às vezes radical, de mudança nos modos de vida e de produção. Esse desejo de mudança, geralmente expresso com mais vigor pelos jovens, pode ser percebido através da rejeição crescente das tarefas tradicionais mais penosas (exemplo: moagem manual).

As técnicas modernas, quando passam a ser conhecidas nas comunidades tradicionais, desmotivam o esforço físico intenso de certas tarefas, ainda mais quando a produção obtida com a máquina é mais rápida e de melhor qualidade. Assim o uso intenso e penoso da energia humana aparece como um dos principais pontos fracos das SET frente as alternativas modernas.

Além disso a difusão da modernidade no campo gera novos valores de referências que giram em torno da fascinação que exercem o modo de vida urbano moderno.

Essa difusão da modernidade se dá através da alfabetização, do serviço militar, e principalmente através dos meios de comunicação modernos: estrada asfaltada, rádio, televisão,... A atração pela modernidade tem obviamente consequências sobre as opções energéticas no campo: desejo de um rádio, de uma televisão, de iluminação pública e doméstica, de bebidas geladas, de um veículo motorizado,...

* Conclusão:

O quadro energético das comunidades rurais tradicionais sofre alterações, notadamente mudanças nos padrões de demanda energética, que não encontram resposta satisfatória no seio do setor rural tradicional. Uma das causas dessa incapacitação do setor energético tradicional é que devido ao seu embasamento empírico, o ritmo de evolução espontâneo das práticas e técnicas tradicionais é muito lento perante as mudanças sociais, culturais e econômicas que afetam hoje as comunidades rurais tradicionais. Dessa incapacidade do setor rural tradicional em se adaptar no que diz respeito à questão energética, decorrem situações de crise e fortes estímulos para penetração de certas soluções energéticas modernas e comerciais já existentes nas cidades, mesmo que inadaptadas ao contexto social, cultural e econômico. Sem tomar posição por enquanto sobre o seu caráter apropriado ou não, observa-se assim a penetração espontânea, via a rede dos pequenos comércio (vendas, bodegas,...) de quantias mínimas de energéticos comerciais acessíveis ao orçamento dos camponeses, mas que apresentam um custo relativo muito alto: é o caso típico das pilhas para acionar um rádio ou uma lanterna. Trata-se de um consumo de energia quantitativamente muito pequeno a nível do usuário mas por um lado muito importante do ponto de vista qualitativo para satisfazer algumas das novas exigências que o setor tradicional não pode atender, e por outro lado corresponde a um mercado não desprezível quando aglomerado a nível nacional (GROMARD, 1990).

Por outro lado, num processo semelhante a penetração das culturas comerciais, a penetração dos energéticos comerciais expõe a economia camponesa às variações dos preços da energia. E esta monetarização do suprimento energético é uma das formas através das quais se realiza o atrelamento da economia camponesa, a princípio de âmbito local e por isso muito autônoma, à lógicas supra-regionais, regionais ou internacionais, nas quais as condições de reprodução dessas economias camponesas estão muito pouco levadas em conta: é o caso das variações dos preços dos derivados de petróleo e da eletricidade de origem nacional ou internacional.

OBSTACULOS À PENETRAÇÃO DOS ENERGÉTICOS COMERCIAIS CONVENCIONAIS NO SETOR RURAL TRADICIONAL :

Perante essas múltiplas situações de crise, muitas vezes desconhecidas pelos planejadores energéticos, surge a seguinte pergunta: pode a difusão dos energéticos comerciais convencionais constituir uma resposta efetiva e viável para as zonas rurais ?

Vamos ver que fora as dificuldades econômicas e financeiras próprias dos sub-setores das energias comerciais (elétrico, petróleo, ...) que limitam as suas extensões rurais, a difusão destas no campo defronta-se a diversos obstáculos revelando uma certa inadequação ao setor rural tradicional.

Obstáculos econômicos

Exceto nas regiões rurais já bastantes modernizadas e já bem integradas na economia de mercado, os níveis de acumulação e de circulação monetária são muito reduzidos, e consequentemente as despesas individuais em energias comerciais só podem ser muito pequenas. Ou seja, a montante da questão da penetração dos energéticos comerciais tem questão mais ampla da monetarização da economia camponesa. O principal gargalo encontra-se a nível da eventual contribuição ao financiamento da rede de distribuição rural (RDR), e a nível da compra dos equipamentos de consumo, os quais não podem ser auto-produzidos devido à sofisticação tecnológica.

Obstáculos sócio-culturais:

Vimos acima que o uso intensivo e penoso da força humana constitui uma das principais fraquezas dos sistemas energéticos tradicionais perante a penetração das inovações técnicas. Mas por outro lado, a substituição tecnológica pode fracassar se a redução do esforço físico for acompanhada por um ênus sócio-cultural, o qual pode levar a rejeição parcial ou total da inovação. Por exemplo, o hábito culinário constitui às vezes uma resistência à substituição, mesmo que esta signifique um ganho importante de eficiência energética; assim entre os camponeses do interior do Estado do Rio o gás por um lado "queima a comida" e não a mantém quente (BOTELHO, 1986). E por outro lado a substituição pelo gás invalida as práticas culinárias das donas de casa, pois necessita uma nova aprendizagem, cuja difusão não é a princípio nada óbvia. Além disso, se na cidade o fogão a lenha é muitas vezes percebido como um índice de pobreza, no campo grande parte dos camponeses se orgulham do seu fogão a lenha. Enfim, no caso das comunidades melanesianas na Nova Guiné, enfrentando problemas de abastecimento de lenha, o único padrão de fogão a gás disponível no mercado resulta na colocação das panelas a 80 cms de altura, quando toda a vida doméstica tradicional, especialmente culinária, se dá no chão.

No entanto, seria rápido demais concluir que esses exemplos demonstram o antagonismo completo entre a modernidade e os contextos sócio-culturais das comunidades rurais. Eles mostram na verdade a incompatibilidade de um padrão único de modernidade com a diversidade desses contextos. Existem resistências, até rejeição, a uma modernidade que foi formulada longe das realidades sócio-culturais do mundo rural tradicional. Nos exemplos que citamos apareceram problemas que provavelmente não eram impossíveis de serem superados, mas que são indícios da necessidade de integrar certas características sócio-culturais locais na elaboração e introdução de qualquer inovação técnica.

Obstáculos estruturais à difusão no território:

* Infraestruturas materiais:

Os energéticos comerciais convencionais (eletricidade, gás, derivados, álcool,...) são acessíveis somente através de redes de distribuição e de comercialização. Essas redes necessitam infraestruturas materiais coletivas: linhas de transmissão, rodovias, postos,... A penetração destes energéticos encontra-se então bastante dependente da existência dessas infraestruturas organizada em redes. Daí, a expansão dessas redes, com todos os seus limitantes, constitui um determinante da penetração dos energéticos comerciais convencionais e do seu consumo no campo. Ora essa expansão inscreve-se na dinâmica de estruturação global do território nacional, dinâmica quase sempre muito desfavorável, especialmente nos países em desenvolvimento, para as zonas rurais e que fica ainda mais contrastada numa situação de escassez de capacidade de investimento.

Essa dinâmica resulta numa conjunção de fatores, sobretudo de obstáculos (versus agilização no caso da existência de infraestruturas adequadas) à mobilidade dos bens, dos serviços, das pessoas e do dinheiro, e também, obviamente de decisões que constituem, de fato, a expressão espacial das estratégias dos atores que detêm o poder de decisão econômico e político, particularmente dos que determinam os investimentos coletivos. Ora, a observação do caso brasileiro mostra que esta dinâmica de estruturação do território tende a uma marginalização crescente da maioria das zonas rurais e das suas populações.

* Serviços e comércio:

A densidade dos serviços e dos comércios pode ser visto como um princípio estruturante do espaço, princípio formalizado por W. CHRISTALLER na teoria das localidades centrais segundo a qual pode ser estabelecida uma hierarquização do tipo centro-periferia entre as aglomerações populacionais a partir do seu papel de distribuição varejista e de prestação de serviço para as populações residentes nas suas áreas de influência: menos frequente o consumo de um bem ou de um serviço, maiores os mercados mínimos e os alcances espaciais, e menos numerosos e mais espaçados os centros nos quais estão oferecidos.

Obviamente as populações rurais dispersas são penalizadas no seu acesso a grande maioria dos serviços e comércios. Essa situação freia a penetração dos energéticos comerciais convencionais devido à dificuldade de compra e de concerto dos equipamentos de uso final, ou seja da dificuldade de acesso aos bens e serviços necessários a montante e a jusante do uso destes energéticos. Isso permite verificar através da questão energética que a difusão da modernidade não pode se dar de uma maneira segmentada, ou pelo menos não segmentada demais.

* Conclusão:

Em conclusão deste tópico sobre os obstáculos estruturais queremos chamar a atenção sobre o fato que o cálculo econômico tende a substituir a certas escolhas políticas, principalmente quando uma opção tecnológica, por exemplo a rede elétrica centralizada, se impõe como único modelo, desfrutando assim de uma sorte de "monopólio tecnológico" (expressão inspirada do conceito de monopólio econômico). Nesse caso, a lógica de otimização técnico-econômica própria da rede tende a ordenar a sequência cronológica das zonas a serem atingidas e atendidas por esta. As zonas mais pobres, menos densamente povoadas e mais distantes dos grandes centros de consumo sendo as menos atraentes do ponto de vista da lógica de otimização técnico-econômica da rede, estas se encontram automaticamente colocadas no final desta sequência, acumulando assim mais um atraso, o que reforça ainda mais a marginalização destas. É importante observar que isso não seria necessariamente o caso com alternativas tecnológicas, como por exemplo as alternativas de geração autônomas.

EXEMPLO DE UM SUBSETOR ENERGÉTICO COMERCIAL EM CRISE : O CASO DA ELETRIFICAÇÃO RURAL (ER) :

O peso econômico crescente dos programas de ER:

Na maioria dos Países Em Desenvolvimento (PED) a eletrificação rural defronta-se com dificuldades que não decorrem simplesmente de uma crise conjuntural, mas sim de problemas estruturais, os quais, segundo J.Ch.HOURCADE (1989), estão longe de desaparecer. Esses problemas podem ser classificados em três grandes grupos:

- problemas técnico-econômicos, os quais aumentam os custos de construção da rede, da sua operação e da sua manutenção.
- características da demanda rural que se opõem a exploração da rede nos níveis e nos prazos usualmente esperados.
- um contexto demográfico muito menos favorável que nos países industrializados na época que estes implantavam as suas redes rurais.

* Problemas técnico-econômicos:

No caso da eletrificação rural observa-se uma "deseconomia de escala", devido à dispersão dos consumidores, que se adiciona ao sobrecusto do transporte desde os centros já atendidos. Além disso o relevo e a vegetação podem aumentar bastante o custo de construção das linhas.

* Características desfavoráveis da demanda rural:

A primeira característica da demanda rural que dificulta a viabilidade dos programas de eletrificação rural é o nível muito baixo do consumo da grande maioria dos usuários rurais notadamente quando o uso é somente doméstico: entre 250 e 500 kWh por consumidor. Enfim, as curvas de carga das redes rurais costumam apresentar picos de carga horosazonais muito acentuados, o que significa um fator de carga bem mais baixo que nas cidades (entre 10 e 40%).

* Um contexto demográfico desfavorável:

No Brasil como na maioria dos países, foi adotado o princípio da equalização tarifária. Ora em decorrência do que foi dito acima, é muito raro as receitas obtidas pelas contribuições ao investimento e as contas pagas pelos usuários rurais equilibrarem as despesas de operação e de amortização das redes rurais. Na verdade é sempre preciso que seja praticada uma transferência de uma parte das receitas da rede urbana em direção à rede rural.

Acontece que a situação demográfica atual nos PED é muito diferente daquela em vigor nos países industrializados quando estes eletrificaram as suas zonas rurais: nestes, a população rural já era menos numerosa que a população urbana, na proporção média de 0,7 por 1,0 que viabilizava uma tal transferência. Ao contrário, a proporção observada na maioria dos países em desenvolvimento girava ainda em torno de 3 por 1 em 1970, inviabilizando o sistema da equalização tarifária. Examinado nesse aspecto, o caso brasileiro é interessante devido ao leque muito ampla que ele apresenta; a área da CPFL se assemelha a situação dos países industrializados (0,2 por 1), quando o caso das micro-regiões MR131 e MR134 do oeste da Bahia é mais representativo da condição de PED (entre 2 e 3 por 1).

Em síntese, observa-se por um lado que as zonas rurais acumulam as desvantagens, e que por outro lado estabelece-se uma hierarquização dessas zonas do ponto de vista da lógica de otimização do planejamento da rede: as populações e as regiões rurais mais pobres e mais distantes dos grandes centros de atividade, ou seja as menos beneficiárias do modelo de desenvolvimento centralizador vigente na maioria dos PED, são também aquelas cuja acesso à eletricidade é adiado o mais longe possível pelos planejadores do sistema elétrico.

Degradação da situação econômica das empresas do setor:

Desde o final da década 70 a capacidade de investimento dos estados nos PED encontra-se muito reduzida em decorrência do peso crescente do endividamento interno e externo e do nível muito elevado dos déficits públicos. Esta crise financeira pesa muito nos setores energéticos dos PED pois as necessidades de investimentos para extensão da capacidade de atendimento são ainda muito elevadas (7,5% da FBCF em média para os PED em 1985, contra 2,5% em média para os países da OCDE no período 1970-1982). No caso do setor elétrico a situação encontra-se pior ainda em razão das dificuldades financeiras crescentes da maioria das empresas do setor. As causas são variadas: crescimento do custo médio de produção e de distribuição, defasagem crescente entre os custos e as tarifas, programas de ER cada vez mais deficitários, crescimento das perdas na rede, peso crescente dos juros sobre saldos negativos,...

Em conclusão os custos bastante altos da ER decorrem ao mesmo tempo de causas técnicas intrínsecas às redes e de características desfavoráveis da demanda rural. As dificuldades conjunturais no que diz respeito à disponibilidade de capital constituem bloqueios suplementários limitando ainda mais a extensão da rede nas zonas rurais.

Conclusão:

Se por um lado é verdade que importantes adaptações tecnológicas dos padrões da rede rural são possíveis, por outro lado fica claro que não pode se esperar mais do que uma redução (difícil de medir) do limite de exclusão. Assim fica claro, infelizmente, que as verdadeiras situações de crise continuam fora de alcance, até completamente ignoradas pelos planejadores do setor energético.

REFERENCIAS

BOTELHO, Teresa Maria Baker, "Tecnologia popular e energia no setor residencial rural - um estudo de caso sobre fogão a lenha", tese de mestrado, Rio de Janeiro, 1986.

GROMARD, Christian de, "L'électrification décentralisée en milieu rural camerounais", in Séminaire National sur l'Energie, Yaoundé, Cameroun, 1990.

HOURCADE, Jean-Charles, & COLOMBIER, Michel, "Economie spatiale, économie des réseaux et valorisation des potentiels de ressources endogènes: quelques questions à partir du domaine de l'énergie...", in Revue d'Economie Régionale et Urbaine, 1988 n°1, Paris.

MARTINS, Gilberto, "Geladeira de absorção acionada por um fogão a lenha - um estudo teórico experimental", tese de mestrado, Unicamp, Campinas, 1989.

RAYNAUT, Claude, "Collecte du combustible et équilibre des relations avec le milieu naturel dans les communautés villageoises de Maradi (Niger)", in Annales du Congrès sur l'Energie Rurale dans le Tiers-Monde, Bordeaux, 1980.

III ENCIT - Itapema, SC (Dezembro 1990)

O SETOR AGRÍCOLA PAULISTA E O USO DIRETO DE ENERGIA
1980 - 1987



SINCLAIR M. G. GUERRA
AIPSE/DE/FEM

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
13081 - Campinas-SP

LUÍS A. B. CORTEZ
DCR/FEAGRI



SUMMARY

O presente estudo avalia o comportamento do perfil energético da agricultura paulista. Primeiramente avalia-se quantitativamente a participação do setor agrícola no conjunto da economia do estado e a relação de produção agrícola com o respectivo uso de energia. E em seguida, é analisada a evolução tecnológica agrícola de 1980 a 1987 em relação às medidas e possibilidades de melhoria na eficiência do uso de energia no setor.

INTRODUÇÃO

Em função de sua baixa participação relativa, o setor agrícola não tem o consumo de energéticos devidamente avaliado. Em 1980, o setor agrícola era responsável por 2,1% do total de energia utilizada no estado. Já em 1987, essa participação foi de 2,7%. Daí, a afirmação acima de que, essa participação pode ter sido um óbice à reduzida preocupação para com o binômio agricultura e energia. Deve-se ressaltar que o mencionado binômio refere-se ao lado do consumo. As questões relacionadas a oferta em função da participação da cana-de-açúcar, por exemplo, não serão consideradas no presente trabalho.

A dicotomia técnica entre formas de energia diretas e indiretas é outra ressalva importante a se efetuar. Este trabalho como será objetivado a seguir, considerará o uso de energia direta.

O objetivo deste estudo é analisar o perfil do uso de energia direta do setor agrícola paulista. Para, tanto, numa primeira etapa, serão consideradas as quantidades, os vários energéticos utilizados e suas relações com outros setores produtivos dos Estados e da União.

Na segunda etapa, a análise do perfil do consumo será considerada por meio da evolução da intensidade da mecanização ocorrida na agricultura estadual no período que está sendo considerado.

A interação de ambas as partes pretende levar à análise de como o possível processo de mecanização da agricultura paulista tem se relacionado com o uso de energia no setor.

A AGRICULTURA PAULISTA E SEU PRODUTO

O Setor agrícola paulista tem representado uma participação de em torno de 4,5% do total do PIB estadual ao longo do período compreendido entre 1975 a 1987, de acordo com a tabela 1. Numa análise não aprofundada, e não detalhada poder-se-ia afirmar que a agricultura paulista encontrou seu patamar dentro do elenco da atividade produtiva do Estado. Isto poderia, também, significar que futuras elevações de participação percentual se dariam a partir de ganhos de produtividade do tipo modernização do setor.

Por modernização do setor, entende-se aqui, a mecanização das atividades de preparo do solo na fase pré-plantio; no plantio, propriamente dito; durante o período de germinação e crescimento vegetal e, finalmente, na colheita. Além da mecanização há que se mencionar as questões como o preparo do solo e o uso adequado de fertilizantes e fungicidas, inseticidas, em geral.

Em que pese essa participação de 4,5% do setor agrícola no PIB estadual, há que se atentar para a comparação possível com o produto nacional. De acordo com os dados da FGV a agricultura paulista responde por cerca de 20% do total do produto nacional do setor. Não se trata aqui de efetuar correlações econométricas entre o uso de energia no setor agrícola e sua participação no produto brasileiro; mas sim de estabelecer ordens de grandeza tais que a tornem significativas.

TABELA 1: Participação do setor agrícola no PIB estadual (Cr\$ 10⁹ de 1975)

Anos	PIB total (A)	PIB agrícola (B)	(B/A)
1975	446,4	22,0	4,9
1980	645,8	26,7	4,7
1981	596,1	28,5	4,8
1982	610,1	27,8	4,6
1983	591,7	27,4	4,6
1984	619,4	27,8	4,5
1985	675,6	31,4	4,6
1986	725,6	29,7	4,0
1987	753,2	35,2	4,7

Fonte: Anuário Estatístico do SEADE

No que diz respeito ao uso médio de energia por unidade de produto gerado no setor agrícola, a tabela 2 é altamente significativa. A referida tabela sugere a que tenha havido uma importante melhoria na eficiência do uso de energia no setor. No entanto, se se tomar cada um dos dados (consumo e produto) em separado, pode-se verificar que houve condições para tal. Isto pode ser entendido como uma queda, ainda que relativamente pequena, no consumo e um leve crescimento do produto do setor.

Em que pese a constatação acima, não seria conveniente qualquer afirmação no sentido de se dizer que tem havido melhoria na eficiência do uso. Para isso seria necessária a análise de vários outros elementos além da constatação da aludida relação.

Nesse sentido, ao invés de eficiência seria muito mais correto afirmar que as tendências a um menor consumo de derivados de petróleo e ao maior de eletricidade, entre os anos de 1980 e 1987 podem ser creditados a fatores tais como o acesso crescente a eletrificação rural (PAGLIARDI, 1990) e ao papel relativo dos preços dos energéticos em questão (ZYLBERSZTAJN, 1990).

Outro fator que pode ser apontado para aquela variação diz respeito a alterações, ainda que não tão significativas, na produção de bens.

Tabela 2: Uso médio de energia por unidade de produto agropecuário no Estado de São Paulo (kcal/Cr\$ de 1975)

anos	derivados petróleo	eletricidade	biomassa	total
1980	225	26	4	255
1981	217	28	4	249
1982	242	30	4	279
1983	229	34	4	267
1984	200	39	4	243
1985	185	39	3	227
1986	222	43	3	268
1987	199	40	3	242

Fonte: Balanço Energético do Est. de São Paulo, 1987 CESP, SP 1989

O CONSUMO DE ENERGÉTICOS NO SETOR

A tabela 3 objetiva apresentar o uso de energia no setor agropecuário. Referido consumo apresenta várias tendências de alterações de comportamento como se analisará a seguir:

Tabela 3: Consumo de Energéticos no setor agropecuário paulista (10⁹ kcal e %)

energético	anos							
	80	81	82	83	84	85	86	87
óleo Diesel	5.330	5.586	6.278	5.970	5.552	5.791	6.585	6.995
	78,2	78,8	81,8	81,6	82,3	81,5	82,7	82,1
eletrici- cidade	699	800	839	929	1.090	1.210	1.269	1.410
	10,3	11,3	10,9	12,7	16,2	17,0	15,9	16,5
óleo combust.	674	598	437	304	9	9	9	19
	9,9	8,4	5,7	4,2	0,1	0,1	0,1	0,2
lenha	94	101	98	96	98	99	101	96
	1,4	1,5	1,3	1,3	1,4	1,4	1,3	1,2
outros	16	---	22	14	---	---	---	---
	0,2	---	0,3	0,2	---	---	---	---
total	6.813	7.085	7.674	7.313	6.749	7.109	7.964	8.520
	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0

Fonte: Balanço Energético do Estado de São Paulo 1987-CESP, SP 1989

Tabela 4: Uso final de energia no Estado de São Paulo (10⁹ kcal)

anos	Uso total (A)	Uso agropecuário (B)	(B) / (A)
1980	250.626	6.813	2,6
1981	246.226	7.085	2,9
1982	250.959	7.674	3,1
1983	264.820	7.313	2,8
1984	269.045	6.749	2,5
1985	282.499	7.109	2,5
1986	293.851	7.964	2,7
1987	307.964	8.520	2,8

Fonte: Balanço Energético do Est. de São Paulo - 1987 CESP, SP 1989

O óleo Diesel apresentou, no período, um consumo alternando elevações e quedas, mas demonstrando tendência crescente. Em 1980 representa 78,2% do total do uso de energia no setor para em 1987 atingir 82,1%. Tal elevação representou um crescimento médio muito próximo a 4% ao ano.

A eletricidade apresentou um comportamento do consumo muito mais homogêneo. Em 1980 participava 10,3% do total do consumo energético da agricultura do Estado que em 1987 era de 16,5%. Sua taxa de crescimento, entre 1980 e 1987, foi de 10,5% ao ano.

O óleo combustível cuja participação em 1980 foi ligeiramente inferior a 10% do total consumido pelo setor apresentou uma acentuada queda no seu consumo, demonstrando forte substituição por outros energéticos.

Finalmente, a lenha - mesmo considerando-se todas as dificuldades para a sua real contabilização - apresentou um comportamento de consumo relativamente estável na sua oscilação.

Sem dúvida alguma é muito pertinente o comentário de que em termos percentuais a participação do consumo de energéticos do setor agrícola sobre o consumo total do estado é baixa (Tabela 4). No entanto, dois pontos devem ser considerados para se dar certo relevo ao setor. O primeiro deles diz respeito a sua significância econômica-financeira tanto a nível estadual quanto nacional mesmo se considerar que o período compreendido entre 1980 e 1987 foi extremamente difícil para o conjunto da economia brasileira.

O segundo ponto a destacar refere-se ao papel social exercido pelo setor enquanto absorvedor de mão-de-obra.

USO DE ENERGIA E MÃO-DE-OBRA

O interesse pelo perfil do consumo de energéticos do setor agrícola deve necessariamente passar pelo seu nível de emprego. A tabela 5 tem a pretensão de demonstrar a evolução da absorção de pessoal na atividade agrária.

Os dados revelados pela tabela 5 ainda que não ligados total e diretamente à questão energética, mostram que o setor agrícola não tem absorvido um contingente maior de mão-de-obra, como tem sido insistentemente apregoadado.

O setor agrícola paulista absorveu em 1980 11,5% do total de sua população, enquanto que em 1987 atingiu somente 8,9%, como pode ser constatado na tabela referida.

Tabela 5: População e ocupação

anos	população (10 ³ hab) (A)	população ocupada (10 ³ hab)		ocupação setor (10 ³ hab)	
		(B)	(B= %A)	(C)	(C= %B)
1980	25.040,7	10.239,0	40,9	1.175,0	11,5
1981	26.040,8	10.640,8	40,9	1.166,2	11,0
1982	26.857,2	11.139,2	41,5	1.208,5	10,8
1983	27.665,6	11.230,4	40,6	1.279,2	11,4
1984	28.560,4	11.812,3	41,4	1.249,3	10,6
1985	29.476,0	12.483,0	42,3	1.167,8	9,4
1986	30.419,0	13.409,6	44,1	1.155,2	8,6
1987	31.124,4	13.609,4	43,7	1.211,8	8,9

Fonte: apud PNAD/IBGE

ONDE SE DÁ O CONSUMO NO SETOR

A preocupação com o uso de energia no setor agrícola do Estado de São Paulo dirige-se fundamentalmente à identificação, menos para os totais efetivamente consumidos e muito às respostas às indagações de onde e como isso ocorre.

As primeiras respostas começaram a surgir a partir de levantamentos específicos efetuados pela IEA-Instituto de Economia Agrícola da Secretaria de Agricultura e Abastecimento do Estado de São Paulo em 1983 e 1984.

Lamentavelmente a continuidade e análise desses levantamentos foram cortadas abruptamente, não permitindo aos pesquisadores interessados uma interpretação consistente possibilitada pela sequência necessária.

Por essa razão, os dados do referido levantamento serão apresentados (tabela 6) como exemplo da possível análise sobre a questão proposta (onde e como é utilizada a energia no setor agrícola). Mais uma vez reforça-se aqui o fato dos dados não poderem ser encarados como uma nifestação tendencial uma vez que cobrem somente dois anos.

Tabela 6: Consumo de combustíveis no setor agrícola segundo diferentes tipos de equipamentos-Estado de São Paulo, 10⁹ kcal

Tipos de Equip.	O.Diesel		Gasolina		Alcool		Outros		Total	
	1983	1984	1983	1984	1983	1984	1983	1983	1983	1984
Transp. Interm. (a)	1283	738	938	574	93	133	----	----	2263	1984
Tratores de esteira (b)	65	113	----	----	----	----	----	----	65	113
Micro-tratores e mulas mecânicas	39	58	----	----	----	----	----	----	39	58
Tratores de rodas (b)	5060	4445	----	----	41	25	----	----	5101	4470
Equip. diversos (c)	91	303	9	2	----	----	24	394	124	699
Totais:	6487	5657	947	576	134	158	24	394	6592	6785

Fonte: IEA/SAA, SP, 1984 e 1985

obs: (a) caminhões, camionetes, jipes e automóveis
 (b) diversas faixas de potência
 (c) secadores, debulhadores de milho, batedores de feijão, descascadores de arroz, misturadores de ração, incubadores e moto-serras
 (d) lenha, carvão vegetal, energia elétrica e gás.
 Outro ponto a ressaltar diz respeito ao fato dos dados mencionarem aqueles que foram, na ocasião, considerados ao IEA como os mais representativos do consumo do setor.

Pretendia-se ampliar o espectro de equipamentos consumidores, com vistas a torná-lo o mais abrangente possível.

A EVOLUÇÃO TECNOLÓGICA NO PERÍODO DE 1980-1987

O setor agrícola paulista não experimentou grandes alterações a nível de produção e produtividade no período, a não ser no caso da cana-de-açúcar. O período pós-1980 coincide com a 2ª fase do PRÓALCOOL quando a produção de cana duplica para atender a meta de 10,7 bilhões de litros em 1985.

Do ponto de vista tecnológico, a cana-de-açúcar é o produto agrícola que mais se beneficiaria neste período notadamente pelo resultado dos trabalhos realizados pelo Centro de Tecnologia da COPERSUCAR, em Piracicaba, SP. Neste centro foram desenvolvidas variedades, máquinas e implementos mais apropriadas as nossas condições e necessidades. A própria existência deste centro de monstra outra característica que marcaria o período: a deterioração das atividades dos órgãos governamentais ligados a pesquisa agrícola como é o caso do Instituto Agrônomo de Campinas-IAC, que anteriormente era considerado o carro-chefe na área da pesquisa agrícola.

Não foi só napesquisa, entretanto, que a Secretaria da Agricultura se defasou tecnologicamente. A Coordenadoria de Assistência Técnica Integral - CATI não logrou atender as exigências que o momento impôs: a modernização no setor de extensão. Hoje, as conhecidas Casas da Agricultura-CA's, Divisões Regionais Agrícolas-DIRA's que compõem o sistema CATI usam os conceitos e técnicas que prevaleceram no passado.

Afim de compensar a deficiência da assistência técnica estadual, esse trabalho de extensão especializado, toda via, passou a ser realizado pelo setor privado. As empresas da área de irrigação, por exemplo, tentam na medida do possível (essas empresas não dispõem de uma infra-estrutura tão abrangente como o sistema CATI dispõe) atender à demanda que por obra da crise econômica que o país atravessa se encontra reprimida. Quanto a este setor, resta dizer, não fosse pelo aparecimento da irrigação em micro-regiões como a de Guafrá-SP, pouco foi realizado de novo neste período. E, no entanto, possível de se prever um avanço significativo nesta área, na medida que se retome o crédito e a expansão da atividade econômica.

Do ponto de vista da eletrificação rural, houve um progresso importante notadamente durante o fim das administrações Maluf e Montoro. Hoje, cerca de 60% das propriedades rurais já se encontram eletrificadas e essa é uma condição essencial para um uso mais intenso de tecnologia no campo.

No setor de armazenagem pouco foi realizado de significativo. Tanto no que se refere a armazenagem a seco (grãos) e a frio (frutas, verduras e carnes). Os fornecedores de equipamentos conseguiram se manter no mercado graças a um incremento da participação das exportações na sua respectiva receita.

O quadro geral da evolução tecnológica do setor agrícola paulista no período analisado reflete a crise econômica que o país atravessa. A própria exceção caracterizada pela cana-de-açúcar e as culturas de exportação como a laranja corroboram este fato. A agricultura paulista, neste particular, assumiu mais decididamente, em função da crise econômica seu papel de geradora de recursos pela exportação (menos com o café, mais com a laranja), geradora de uma alternativa à gasolina (com a cana-de-açúcar) em detrimento do suprimento de alimentos voltados ao mercado interno.

CONCLUSÕES

Do trabalho aqui apresentado pode-se concluir a baixa participação do setor agrícola, tanto na formação do PIB estadual como uso agregado de energia, aliado às dificuldades do levantamento de dados no meio rural fazem com que as diferenças entre os dados coletados carreguem consigo um baixo grau de confiabilidade.

Ainda, no período analisado, verificou-se uma tendência em se utilizar mais a energia elétrica em detrimento do óleo Diesel e isto é particularmente verdade para o caso da irrigação. Acreditou-se, no decorrer desse período, que se poderia depender mais da energia elétrica pois esta é gerada a partir de um recurso endógeno. Hoje, no entanto, pelo esgotamento do potencial economicamente utilizável na região centro-sul do país, e pelo menor preço do petróleo no mercado internacional, vive-se o início do processo inverso, de petrolização da economia como um todo e o setor agrícola não foge à regra.

Quanto à modernização tecnológica da agricultura paulista no período temos, do ponto de vista energético, uma estagnação no uso dos insumos frequentemente empre-

gados para este fim. Além disso, a crise econômica, que se instalou no país a partir de 1980, não poupou a agricultura de suas influências. Aliás, desde meados da década de 70, com a adoção do PRÓALCOOL a agricultura paulista viu-se obrigada a desempenhar uma nova tarefa, a de produtora de um novo insumo energético: o álcool.

Finalmente, conclue-se que sem uma reorganização das instituições competentes do setor público agrícola e da elaboração de uma política energética e tecnológica para o setor agrícola paulista pouco pode se modificar a nível qualitativo no atual quadro energético da agricultura paulista nos próximos anos.

BIBLIOGRAFIA

1. Balanço Energético do Estado de São Paulo. CEE/SP., 1988.
2. Anuários Estatísticos do Estado de São Paulo. FSEADE/SP. 1989.
3. Revista Conjuntura Econômica. FGV/RJ., vários números
4. Relatório Especial de Pesquisa sobre Energia na Agricultura. IEA/SAA, SP., 1985.
5. Zylberstajr, D. et al. Crise das tarifas, crise do planejamento e garantia do suprimento de energia elétrica. V Congresso Brasileiro de Energia, RJ., nov./90.
6. Pagliardi, O. Uma discussão sobre o futuro das Cooperativas de Eletrificação Rural no Estado de São Paulo. Tese de M. SC., DE/FEM/UNICAMP, abril/90.

III ENCIT - Itapema, SC (Dezembro 1990)

POTENCIAL DE PRODUÇÃO DE ENERGIA ELÉTRICA NO SETOR DE FERRO GUSA NÃO-INTEGRADO EM MINAS GERAIS



Paulo Marcos Martins
Laura Maria Jacques Leroy
Companhia Energética de Minas Gerais-CEMIG
Av. Barbacena, 1200 - 30.161 - Belo Horizonte -MG



SUMÁRIO

O setor produtor de ferro gusa no Estado de Minas Gerais possui um potencial de produção de energia elétrica possível de ser obtido a partir do aproveitamento das quantidades disponíveis de gás de alto-forno, que não são utilizadas nas usinas.

Nesse estudo foi realizado o levantamento desse potencial para diversas condições de aproveitamento, sendo que atualmente, para a condição mais favorável, o potencial atinge 249 MW. Em 2010, com base na produção de ferro gusa prevista para aquele ano, o potencial poderá atingir 383 MW.

INTRODUÇÃO

A CEMIG, cumprindo a sua missão de elaborar o planejamento energético do Estado de Minas Gerais, vem desenvolvendo estudos para analisar as potencialidades de produção de energia elétrica em setores industriais, através da cogeração.

Os estudos buscam avaliar as possibilidades de participação da iniciativa privada na geração de energia elétrica. Essa participação, além de proporcionar uma diversificação das fontes primárias para a produção de eletricidade, através do aproveitamento de combustíveis residuais, contribuiria para otimizar a utilização das disponibilidades energéticas do Estado.

Dentre os setores industriais analisados, destaca-se o setor de ferro gusa não-integrado, assim denominado porque é constituído por produtores independentes que fabricam exclusivamente o ferro gusa, em fornos de redução a carvão vegetal.

O trabalho identifica o potencial de geração de eletricidade, a partir da utilização das quantidades de gás de alto-forno atualmente não aproveitadas nas usinas produtoras. Os cálculos foram efetuados com base na atual produção de ferro gusa no Estado de Minas Gerais, bem como nas projeções da produção para os anos de 1995, 2000 e 2010. As projeções, obtidas dos estudos sobre os cenários de crescimento da economia mineira (1), realizados pela CEMIG, são dadas na Tabela 1.

METODOLOGIA UTILIZADA

O gás de alto-forno, gerado em consequência da redução do minério de ferro, tem os seguintes índices médios, de acordo com os dados obtidos para elaboração do Balanço Energético Estadual (2):

- . poder calorífico inferior: 900 kcal/Nm³
- . produção: 2800 Nm³/ton gusa

Da quantidade total de gás gerado nas usinas, cerca de 60% já são utilizadas como combustível nos regeneradores, para aquecer o ar que será insuflado no alto-forno até temperaturas entre 800 e 1000°C. Os 40% restantes são perdidos para a atmosfera.

Tabela 1. Projeção da Capacidade Instalada e da Produção no Setor Ferro Gusa Não-Integrado em Minas Gerais

	(mil ton)			
Ano	1990	1995	2000	2010
Capacidade Instalada	6427	7109	7864	7864
Produção	4589	5438	6213	7078

Os regeneradores empregados são do tipo denominados glendons, de baixa eficiência térmica de operação, haja vista que a temperatura de exaustão dos gases resultantes da combustão, na saída do regenerador, é de aproximadamente 600°C.

Caso se utilize regeneradores mais eficientes, nos quais a temperatura de exaustão dos gases se situe em torno de 250°C, a quantidade de gás de alto-forno necessária à combustão seria reduzida dos atuais 60% para 40%, o que aumentaria, assim, para 60% o grau de disponibilidade do gás que poderia ser utilizado na geração de eletricidade.

Com base nas produções de ferro gusa, mostradas na Tabela 1, é possível determinar os volumes de gás disponíveis para a produção de eletricidade, levando-se em conta essas duas condições de disponibilidade.

As projeções dos volumes de gás de alto-forno disponíveis, até o horizonte de 2010, são dadas na Tabela 2.

Tabela 2. Setor Ferro Gusa Não-Integrado - Volumes de Gás de Alto-Forno Disponíveis

	(10 ⁶ Nm ³)			
Grau de Disponibilidade	1990	1995	2000	2010
40%	5140	6091	6959	7927
60%	7710	9136	10438	11891

Os cálculos dos potenciais de geração foram efetuados considerando-se os volumes para o atual grau de disponibilidade do gás de alto-forno, de 40%, e também para o grau de disponibilidade de 60%, supondo-se que nesse caso haveria a utilização de regeneradores mais eficientes.

Considerando-se que são comumente empregadas na geração de eletricidade, optou-se neste trabalho por calcular o potencial de geração supondo a utilização de turbinas a vapor, que operariam segundo o ciclo de uma termelétrica convencional. Assim, os gases seriam queimados em caldeiras para gerar o vapor que seria expandido nas turbinas, com consequente produção de energia elétrica.

Entretanto, a utilização do gás de alto-forno em turbinas a gás ou em motores de combustão interna pode ser implementada desde que seja comprovada a sua viabilidade, bem como haja ganhos no rendimento termodinâmico do ciclo de conversão.

Os principais parâmetros que influem na produção de energia, através do ciclo que utiliza turbinas a vapor, são a eficiência térmica da caldeira, a eficiência da turbina e a pressão e temperatura de geração do vapor. Os valores adotados para cada um desses parâmetros foram os seguintes:

- a eficiência térmica da caldeira, tomada em relação ao poder calorífico inferior do gás, foi considerada como sendo de 0,85;
- a eficiência da turbina, considerada em relação a uma expansão isentrópica do vapor, foi estabelecida como sendo de 0,7; este valor pressupõe o emprego de turbinas mais eficientes do que as que geralmente são empregadas nos setores autoprodutores;
- com o objetivo de ressaltar a diferença quantitativa da energia possível de ser produzida para diferentes níveis de pressão e temperatura, estabeleceu-se que o vapor seria gerado nos seguintes níveis:

nível 1 : $P = 60 \text{ kgf/cm}^2$; $T = 480^\circ\text{C}$

nível 2 : $P = 21 \text{ kgf/cm}^2$; $T = 280^\circ\text{C}$

RESULTADOS/CONCLUSÕES

A partir dos parâmetros especificados, pode-se calcular a energia elétrica possível de ser produzida através da utilização de turbinas a vapor. A potência, associada à energia calculada em MWh, foi determinada considerando-se o número de horas anuais de 8760 e um fator de capacidade de 0,8.

Os resultados obtidos são dados na Tabela 3 e mostram o potencial do setor para diversas condições. Na condição mais favorável, o vapor seria gerado a pressão e temperatura de 60 kgf/cm^2 e 480°C , respectivamente, e 60% do gás gerado seria utilizado na produção de eletricidade. Para a condição menos favorável, esses parâmetros são, respectivamente, 21 kgf/cm^2 , 280°C e 40%. O potencial, para a condição mais favorável, seria de 249 MW, em 1990, e 383 MW no ano de 2010, enquanto que, para a condição menos favorável, o potencial seria de 135 MW, em 1990, e 209 MW em 2010, indicando uma diferença média entre as duas condições, no período considerado, de 83,8%. A Figura 1 ilustra os resultados mencionados para as duas condições.

Os resultados obtidos confirmam a importância de se gerar o vapor nos níveis mais elevados de pressão e temperatura, caso se queira um aproveitamento mais eficiente do potencial de produção de eletricidade com a utilização de turbinas a vapor. Considerados isoladamen-

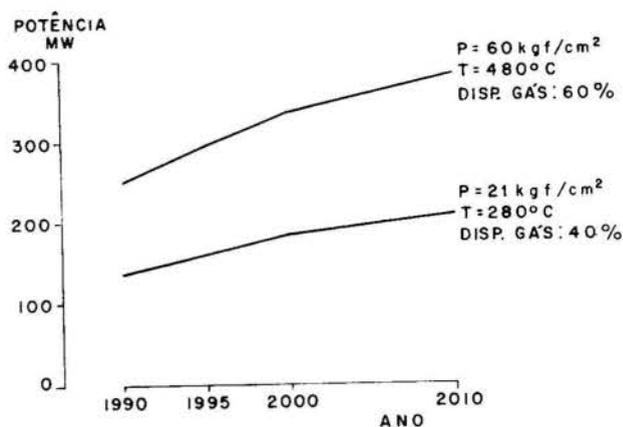


Figura 1. Potencial de Produção de Energia Elétrica no Setor Ferro Gusa Não-Integrado

te, o potencial para o nível de pressão e temperatura de 60 kgf/cm^2 e 480°C apresenta um índice aproximado de 22% superior ao potencial correspondente ao nível de 21 kgf/cm^2 e 280°C .

Os resultados também evidenciam que o potencial pode ser melhor aproveitado com a utilização de regeneradores mais eficientes. De acordo com os números da Tabela 3, o aumento do grau de disponibilidade do gás, de 40% para 60%, permitiria um incremento de 50% nos potenciais relativos aos níveis estabelecidos de pressão e temperatura.

A partir do consumo específico médio de energia elétrica nas usinas, que é atualmente de $69,5 \text{ kWh/ton gusa}$, e supondo-se que esse índice se manterá ao longo do período considerado, pode-se determinar o potencial excedente para as várias condições da Tabela 3. Os resultados obtidos, mostrados na Figura 2, permitem concluir que o setor teria excedentes de energia que poderiam ser vendidos às concessionárias.



Figura 2. Potencial Excedente

Para a condição mais favorável, na qual o vapor seria gerado a 60 kgf/cm^2 e 480°C e haveria 60% de gás disponível, o potencial excedente seria de 203 MW em 1990 e 313 MW no ano de 2005.

Para a condição menos favorável, correspondente aos parâmetros mencionados anteriormente com os valores de 21 kgf/cm^2 , 280°C e 40%, o potencial excedente seria de 89 MW, em 1990, e 139 MW, em 2005.

Com relação a produção de ferro gusa no

Tabela 3. Setor Ferro Gusa Não-Integrado - Potencial de Produção de Energia Elétrica no Estado de Minas Gerais

Unidade : MW

Ano	Grau de disponibilidade do gás para produção de eletricidade			
	40%		60%	
	P = 60 kgf/cm ² T = 480 °C	P = 21 kgf/cm ² T = 280 °C	P = 60 kgf/cm ² T = 480 °C	P = 21 kgf/cm ² T = 280 °C
1990	166	135	249	203
1995	196	160	294	241
2000	224	183	336	275
2010	255	209	383	313

Estado, pode-se ressaltar que 93% da produção total se dá em usinas com produção acima de 30.000 toneladas/ano. De acordo com os resultados obtidos para esse subsetor, uma usina com capacidade de produção de 30.000 toneladas/ano teria condições de ter uma capacidade instalada de 1,6 MW, considerando-se a condição de geração mais favorável.

Os resultados obtidos neste trabalho mostram que o potencial do setor ferro gusa não-integrado no Estado de Minas Gerais é significativo, constituindo-se em uma alternativa de suprimento de energia elétrica.

Tendo sempre em vista que o aproveitamento desse potencial acarretaria um aumento da eficiência energética dos processos, é necessário, como prosseguimento dos estudos, que se faça uma análise detalhada da sua viabilidade econômica.

REFERÊNCIAS

- (1) CEMIG-Companhia Energética de Minas Gerais. "Consumo Final de Energia-Cenário Básico 1985/2010", CEMIG, Belo Horizonte, MG, 1990.
- (2) CEMIG-Companhia Energética de Minas Gerais. "5º Balanço Energético Estadual 1978/1986", CEMIG, Belo Horizonte, MG, 1987.
- (3) CEMIG-Companhia Energética de Minas Gerais. "Potencial de Autoprodução no Setor Siderúrgico", CEMIG, Belo Horizonte, MG, 1989.

SUMMARY

The pig iron industry in the state of Minas Gerais has a measurable potential of electricity generation, that could be obtained from the utilization of waste blast-furnace gas.

The paper shows an analysis of this potential for different conditions; the most favourable one shows a production of 294 MW in 1990. In 2010, based on projection studies for the pig-iron sector, the electricity generation could reach the amount of 383 MW.



AVALIAÇÃO DE CUSTOS DE TRANSPORTES DE CARBURANTES

CELSO OTAVIO CÔRTEZ DA TRINDADE
 Financiadora de Estudos e Projetos
 Av. Rio Branco nº 124 - Centro
 20042 - Rio de Janeiro - RJ - Brasil



RESUMO

A centralização da produção de energéticos tem acarretado para o país um gasto considerável com transporte, que é coberto pelas parcelas "Frete de Uniformização de Preços" (FUP) e "Distribuição" da estrutura de preços dos energéticos. O objetivo do trabalho é apresentar parte dos resultados obtidos pelo autor em sua tese, quais sejam: o montante gasto no país para transporte de carburantes no período 82 a 86 e quanto isto representa das parcelas FUP e Distribuição.

INTRODUÇÃO

A política nacional de produção de carburantes (álcool, gasolina e diesel) tem sido pautada quase sempre pela centralização. Em termos de localização, 7 das 13 refinarias existentes estão na região Sudeste e 3 na região Sul. Para o álcool a situação não é diferente. Segundo o relatório CENAL de 1986(1), das 601 refinarias existentes, 346 estavam na região Sudeste e 133 na região Nordeste.

Quanto à capacidade de produção, para os derivados a região Sudeste responde 75% do total nacional, ficando para a região Sul cerca de 15%. Para o álcool, a região Sudeste responde por 60% e a Nordeste por 19,5%.

Em termos institucionais a centralização se repete para os derivados, com a Petrobrás responsável por toda a prospecção, exploração e refino(a) de petróleo no país, sendo permitido a outras empresas atuar apenas na distribuição. Para o álcool ocorre uma exceção ao esquema centralizador, já que a produção é realizada por centenas de usinas e destilarias particulares.

Tal concentração gera grande necessidade de transporte, e, conseqüentemente, um grande dispêndio com este transporte, que, na estrutura de preços dos carburantes, é coberto pelas parcelas "Frete de Uniformização de Preços" (FUP) e "Distribuição". Mas a quanto monta este gasto? Seria o valor arrecadado por aquelas parcelas suficiente para cobertura efetiva das despesas?

O objetivo deste trabalho é apresentar parte dos resultados obtidos pelo autor em sua tese de mestrado e que, entre outras coisas, procurou responder às indagações acima.

CUSTOS DE TRANSPORTES

Os custos de transporte foram calculados à partir dos fretes para junho de 1987 obtidos no CNP, Rede Ferroviária Federal e Sunamam, instituições que controlam, respectivamente, os transportes rodoviários, marítimo, ferroviário e fluvial. O consumo de cada município brasileiro no período 82-86, foi obtido no CNP.

Por simplicidade operacional, utilizou-se para os três energéticos os valores referentes aos fretes para a gasolina, tendo sido verificado, entretanto, que isto não causou grandes distorções ao trabalho.

A tabela 1 apresenta, em dólares de 1987, os dispêndios anuais(b) efetuados no período de análise para cada carburante.

Tabela 1. Dispêndios Anuais por Carburante (US\$ 10E6)

Carburante	82	83	84	85	86
Gasolina	119,6	117,5	109,6	108,1	128,3
Diesel	300,1	291,0	311,2	337,4	393,4
Alcool	17,8	32,5	50,6	66,8	94,7
Total	437,5	441,0	471,4	512,3	616,0

Fonte: Trindade, Celso O.C.(2)

Notas: (1) Valores de junho de 1987

(2) US\$ = Cz\$ 39,90

Os dispêndios anuais variaram no período de 437,5 milhões para 616,0 milhões de dólares, o equivalente a um crescimento de cerca de 41%. Destes 41%, 31% foram ocasionados pelo crescimento da demanda e 10% por mudanças na estrutura de consumo, com um maior crescimento nas regiões mais distantes dos locais de produção. É importante ressaltar que foram detectadas falhas nos dados de consumo para o ano de 1982 com, por exemplo, muitos estados da região Norte apresentando, para a gasolina, consumo zero.

Dentre os carburantes, o diesel responde por cerca de 66% dos dispêndios, percentual aproximadamente constante no período, enquanto a gasolina e o álcool apresentam situações inversas. Enquanto a gasolina cai, passando de 27% para 20%, o álcool sobre, passando de 4% para 15%.

A tabela 2 apresenta os dispêndios anuais e custos unitários de transportes por região. Todas as regiões apresentam custos crescentes, sendo que as regiões Norte e Centro-Oeste destacam-se com 88,0% e 55,7% de variação no período. A região Sul acompanha de perto estas regiões, com 43,2%, enquanto as regiões Sudeste e Nordeste vêm bem atrás com 26,0% e 19,2%, respectivamente.

O custo unitário médio nacional cresceu no período, passando de Cz\$ 0,61/l. A região

Tabela 2. Dispendio Anuais e Custos Unitários Regionais

REGIAO	DISPENDIOS ANUAIS (10E9 Cz\$)					CUSTO UNITARIO DE TRANSPORTE (Cz\$/l)				
	82	83	84	85	86	82	83	84	85	86
Norte	1,3	1,6	1,8	2,0	2,4	1,06	1,13	1,24	1,27	1,28
Nordeste	2,6	2,4	2,4	2,6	3,1	0,58	0,54	0,55	0,55	0,56
Sudeste	5,7	5,6	5,7	6,1	7,2	0,33	0,33	0,34	0,34	0,34
Sul	2,8	2,9	3,2	3,5	4,0	0,51	0,50	0,50	0,51	0,51
C. Oeste	5,0	5,1	5,7	6,3	7,9	1,88	1,78	1,82	1,84	1,88
Brasil	17,5	17,6	18,8	20,4	24,6	0,56	0,56	0,58	0,59	0,61

Fonte: Trindade, Celso O.C. (2)

Nota: Valores de Junho de 1987

Centro-Oeste é disparada a de maior custo unitário, com um valor em torno de Cz\$ 1,80/l, 3 vezes superior à média nacional, e também crescente no período. A região Norte vem a seguir com Cz\$ 1,20/l, enquanto as demais regiões apresentam custos unitários significativamente mais baixos e relativamente estáveis.

A comparação do custo de transporte com o preço ao consumidor, conforme pode ser visto na tabela 3, mostra que para o diesel o custo unitário de transporte representa parcela importante. Os preços considerados para elaboração da tabela eram os praticados na data-base do trabalho, qual sejam, Cz\$ 25,80 para a gasolina, Cz\$ 10,40 para o diesel e Cz\$ 16,80 para o álcool.

Tabela 3. Participação do Transporte no Preço ao Consumidor

REGIAO	GASOLINA			DIESEL			ALCOOL		
	82	84	86	82	84	86	82	84	86
Norte	2,6	3,8	4,1	10,9	12,4	12,4	1,2	11,5	12,2
Nordeste	1,8	1,8	1,9	6,3	6,0	6,2	2,3	2,5	2,6
Sudeste	1,0	1,1	1,2	3,8	3,8	3,8	1,7	1,7	1,7
Sul	1,8	1,8	1,8	5,1	5,1	5,1	2,8	2,7	2,7
C. Oeste	5,9	6,0	6,2	19,7	18,8	19,6	9,7	9,0	9,3
Brasil	1,6	1,7	1,8	6,3	6,6	7,0	2,6	2,7	2,8

Fonte: Trindade, Celso O. C. (2)

Nota: Valores de junho de 1987

Em média cerca de 6,5% do preço pago pelo consumidor é gasto com transporte de diesel, 2,6% com transporte de álcool e 1,7% com gasolina. Estas diferenças tão grandes nos percentuais deve ser explicada antes pela diferença de preços dos energéticos que por diferenças nas estruturas de consumo.

A região Centro-Oeste destaca-se na gasolina e no diesel, sendo que neste com o eleva do percentual de 20%, além de uma participação expressiva, cerca de 9%, para o álcool, muito embora neste caso não seja a de maior valor. A região Norte destaca-se para o álcool, com um percentual de cerca de 12% do preço ao consumidor, e também para o diesel, com o mesmo percentual. As demais regiões apresentam percentuais pequenos, somente sendo digno de ressaltar o fato de que para o diesel o menor

percentual é de 3,8% para a região Sudeste.

A tabela 4 apresenta o percentual de participação de cada região no custo de transporte e no consumo nacional. As regiões Nordeste e Sul são as únicas que têm níveis compatíveis para consumo e custo. A região Sudeste, grande "exportadora", consome cerca de 50% do total produzido no país, gastando em transporte apenas cerca de 30%. As regiões Norte e Centro Oeste, inversamente, são as grandes "importadoras", com a primeira consumindo cerca de 4,5% e gastando cerca de 9% e a segunda consumindo 9,5% e gastando cerca de 32%.

Se em relação ao preço ao consumidor o custo de transporte não chega a ter, em média, um percentual extremamente alto, o mesmo não aconte-

tece se comparado com a parcela, dentro da estrutura de preços, destinada a cobrir gastos em transporte. Esta parcela é representada pela soma de dois itens, quais sejam, "Frete de Uniformização de Preços" (FUP) e a "Distribuição". Se compararmos os dispêndios anuais com as receitas anuais obtidas nestas duas parcelas, poderemos saber se o valor arrecadado é efetivamente suficiente para cobrir as despesas, ou se existe subsídio ao transporte de carburantes. A tabela 5, nos apresenta, em termos percentuais, a relação entre os gastos e o somatório daqueles itens.

A tabela nos mostra que o subsídio implícito no transporte de carburantes é da ordem de 50%, em média. A única região superavitária neste item é a Sudeste, assim mesmo com um saldo bem pequeno, da ordem de 15%. E interessan-

Tabela 4. Participação Regional(1)

REGIAO	CONSUMO (%)					CUSTOS (%)				
	82	83	84	85	86	82	83	84	85	86
Norte	4,0	4,6	4,6	4,8	5,0	7,5	9,3	9,7	19,9	10,0
Nordeste	14,6	13,9	13,5	13,5	13,7	13,7	13,4	12,8	12,5	12,8
Sudeste	55,0	53,8	52,7	52,1	51,7	32,5	31,9	30,5	29,8	29,1
Sul	17,7	18,6	19,6	19,8	19,3	16,0	16,5	16,9	17,0	16,2
C. Oeste	8,7	9,1	9,6	9,8	10,3	28,9	28,9	30,1	30,8	31,9

Fonte: Trindade, Celso O. C. (2)

Nota: (1) Participação = (Total Regional/Total Nacional) x 100

Tabela 5. Participação do Custo na Receita
-Por Região-

REGIAO	PARTICIPAÇÃO (%) (1)				
	82	83	84	85	86
Norte	324	328	346	342	335
Nordeste	164	146	141	135	133
Sudeste	97	90	87	85	83
Sul	148	140	136	134	131
C. Oeste	545	500	494	491	489
Brasil	160	153	153	151	150

Fonte: Trindade, Celso O. C. (2)

Nota: (1) Participação = 100 x Disp. Globais/(FUP + Distribuição)

te ressaltar, entretanto, que na média nacional o déficit percentual vem apresentando queda.

A análise dos carburantes em separado, mostra situação análoga à análise global. As regiões Norte e Centro-Oeste necessitam forte abastecimento externo e a região Sudeste é fortemente "exportadora", qualquer que seja o carburante considerado. A região Nordeste é superavitária em álcool e gasolina e deficitária em diesel e a região sul é superavitária em derivados e deficitária em álcool.

Em termos de custo unitário de transporte, conforme a tabela 6, para a gasolina o valor médio encontrado foi de Cz\$ 0,45/l, bastante próximo ao álcool que foi de Cz\$ 0,44/l. O diesel apresentou custo médio unitário bem mais elevado, em torno de Cz\$ 0,70/l, tendo ocorrido, para os três, crescimento no período.

A região Centro-Oeste é a de maior custo unitário de transporte para os derivados, seguido da região Norte, enquanto para o álcool a situação é exatamente a inversa.

A tabela 7 mostra o percentual de participação dos custos de transporte no somatório dos itens FUP e Distribuição, discriminado por carburantes.

Embora seja ainda capaz de sustentar seus custos de transporte, o álcool tem visto estes custos aproximarem-se da parcela da receita destinada a este fim.

Para os derivados aqui considerados a receita é insuficiente para cobrir custos de transporte, sendo que, no caso do diesel o déficit chega a ser maior que o valor da receita, tendo, inclusive, crescido no período.

Tabela 6. Custos Unitários por Carburante

REGIAO	CUSTOS UNITARIOS MEDIOS (Cz\$/l)		
	Gasolina	Diesel	Alcool
Norte	0,92	1,23	1,61
Nordeste	0,46	0,63	0,42
Sudeste	0,28	0,39	0,29
Sul	0,46	0,53	0,46
Centro-Oeste	1,55	1,99	1,53
Brasil	0,44	0,69	0,45

Fonte: Trindade, Celso O. C. (2)

Tabela 7. Participação do Custo na Receita
- Por Carburante -

CARBURANTE	PARTICIPAÇÃO (%) (1)				
	82	83	84	85	86
Gasolina	119	122	125	127	132
Diesel	209	208	216	222	230
Alcool	62	64	66	66	68

Fonte: Trindade, Celso O.C. (2)

Nota: (1) Participação = $100 \times \text{Disp. Globais (FUP + Distribuição)}$

CONCLUSOES

Concluindo, podemos afirmar que no período considerado, existiu um forte subsídio ao transporte de carburantes, não só através do Frete de Uniformização de Preços, que transfere custos de uma região para outra, mas também em termos globais, uma vez que o total gasto nesta atividade foi superior à receita das parcelas a ele destinadas.

Em termos regionais constatamos que um forte subsídio foi direcionado às regiões Norte e Centro-Oeste. Além disso, notamos uma alteração na estrutura de consumo, com aquelas regiões (Norte e Centro-Oeste), mais distantes dos centros produtores, ganhando participação nos custos mais que proporcional ao ganho de participação no consumo, o que denota também que dentro destas regiões as cidades mais afastadas também consomem mais.

Na comparação entre os energéticos vemos que o diesel, em ampla margem é o que mais gasta, seguido pela gasolina. Nota-se entretanto, uma inversão entre a gasolina e o álcool, decrescendo o primeiro, à medida que o segundo ganha espaço.

BIBLIOGRAFIA

- (1) CENAL (1986), "Relatório Anual - 1986", Brasília
- (2) Trindade, C.O.C. (1990), "Avaliação Preliminar da Descentralização da Oferta de Carburantes", Tese de Mestrado, COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro.

NOTAS

- (a) Existem duas refinarias que, no momento da decretação do monopólio estatal do petróleo, já operavam e por isso foram mantidas.
- (b) Neste trabalho sempre que usarmos o termo "dispênio anual", referimo-nos ao total gasto no ano para efetuar o transporte de todo o carburante consumido.

ABSTRACI

Too much money has been spent by Brasil in liquid fuel transportation. The money came from two items of price structure:

"Price Uniformization Freight" and "Distribution".

The objective of this paper is to present part of the results of author thesis:

- 1) The expenditures in transportation of liquid fuel since 82 to 86 and 2) The comparison of this expenditures with the revenue received from "Price Uniformization Freight" and "Distribution".



EVANDRO FERREIRA PASSOS*, JOÃO FRANCISCO ESCOBEDO+, CARLOS FERNANDO PASCHOAL DE OLIVEIRA* e GILSON TAVARES CALDAS*
* Depto. de Física - UFV - 36570 Viçosa - Minas Gerais
+ Depto. de Biofísica - UNESP - 18610 Botucatu - São Paulo



RESUMO

O aquecedor solar estudado, do tipo coletor armazenador, é fabricado comercialmente e apresenta um baixo custo. Consiste de um reservatório cilíndrico, de 600 litros, pintado de preto e colocado no interior de uma caixa de vidro em forma de paralelepípedo. Foram feitos testes durante cerca de 30 dias, no inverno e no verão, incluindo retiradas diárias de água quente. Os resultados obtidos são comparados com coletores similares citados na literatura, de geometria retangular e triangular. A relação rendimento/custo favorável sugere aperfeiçoamentos e outros estudos.

INTRODUÇÃO

Aquecedores solares do tipo coletor/armazenador incorporam numa única unidade o coletor solar e o tanque para armazenar a água aquecida. A eliminação do tanque termicamente isolado presente nos sistemas convencionais, pode reduzir fortemente o custo do aquecedor solar (1). Um coletor/armazenador de geometria retangular apresentou um tamanho menor e uma eficiência melhor que a dos coletores planos convencionais (2). Vários modelos de aquecedores solares deste tipo têm sido estudados, destacando-se os de geometria retangular e triangular. Tais coletores consistem basicamente de caixas metálicas de perfil retangular ou triangular, com volumes que vão de 50 a 220 litros por metro quadrado de captação, correspondendo a profundidades médias entre 5 e 20 cm (1,2,3,4).

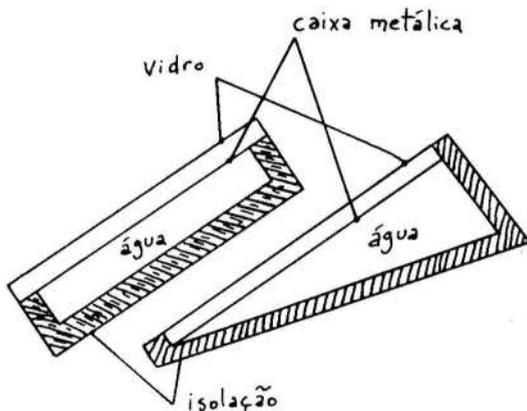


Fig. 1 - Coletores/armazenadores de geometria retangular (1) e triangular (2).

Garg (1) mostrou a variação horária da temperatura média da água para coletores retangulares de profundidades variando de 5 a 20 cm - Fig. 2. Quando a figura é examinada observa-se que a taxa de aquecimento durante as horas de insolação é mais rápida para um tanque fino que para um profundo. Durante a noite o tanque mais fino também resfria mais rápido. O desempenho do coletor/armazenador é fortemente afetado pelo resfriamento noturno.

As perdas de energia nos períodos sem insolação podem ser minimizadas, segundo a literatura, mediante a utilização de uma dupla cobertura de vidro, de uma cobertura isolante noturna ou de uma placa isolante no interior do coletor, situada alguns milímetros abaixo do absorvedor. Neste caso, o canal que se forma

abaixo do absorvedor seria fechado por meio de válvulas durante a noite (5). A proposta de uma geometria triangular também visa minimizar as perdas noturnas: a taxa de resfriamento da parte mais baixa do coletor, sendo mais rápida (devido à menor inércia térmica) reduziria as perdas mediante a diminuição do fluxo reverso (2).

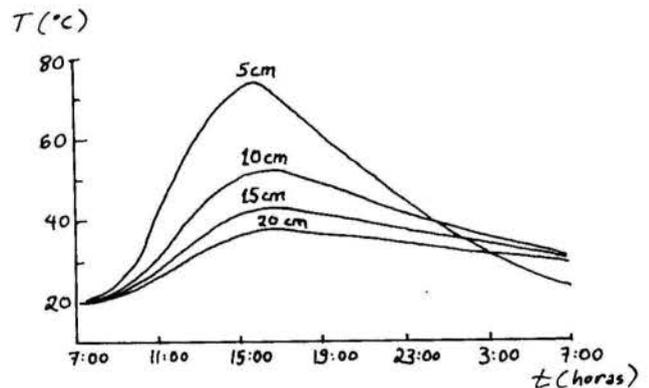


Fig. 2 - Efeito da profundidade do coletor sobre a temperatura média da água.

O aquecedor solar estudado neste trabalho, com 600 litros de capacidade, é comercializado por um preço cerca de 4 vezes inferior ao do sistema convencional de 2 m² de coletor e tanque isolado de 400 litros.

Nenhuma referência bibliográfica foi encontrada para coletores/armazenadores de geometria cilíndrica. No entanto, temos conhecimento de coletores/armazenadores de geometria esférica sendo atualmente comercializados na Europa (6).

EXPERIMENTAL

O coletor estudado consiste de um cilindro de chapa preta número 14, pintado com tinta preta fosca comum, de 80 cm de diâmetro por 120 cm de comprimento, com capacidade para 600 litros d'água. Este cilindro fica no interior de um paralelepípedo de vidro (espessura 3 mm) de dimensões 100 cm por 100 cm por 150 cm, sendo as arestas feitas em metalon. A base sobre a qual se apóiam o cilindro metálico e a armação de metalon, foi feita de madeira, pintada de branco. O conjunto foi colocado na direção Sul-Norte e inclinado de 30 graus para o Norte, de forma a coletar o máximo de energia solar.

Com a posição inclinada do cilindro, a água mais quente tende a acumular-se na parte mais elevada, onde

é captada para o uso. Na medida em que ocorrem retiradas de água quente, água da rede entra pela parte mais baixa do cilindro. Alternativamente, a entrada d'água pode ser conectada a um reservatório situado num nível mais elevado.

Para monitorar a temperatura da água no interior do cilindro foi construída uma sonda a partir de um cano, com sete termopares de cobre-constantan igualmente espaçados. A sonda foi colocada no interior do coletor conforme indicado na Fig. 3, que mostra também o volume de água correspondente a cada termopar. Durante os testes de inverno o termopar inferior (número 7) danificou-se e o volume correspondente ao termopar 6 foi calculado como a soma dos volumes 6 e 7. A sonda depois foi refeita e nos testes de verão o sétimo termopar estava presente.

As temperaturas do vidro superior e ambiente foram também monitoradas com auxílio de termopares. A leitura das temperaturas foi feita com um termômetro digital e com auxílio de uma chave seletora.

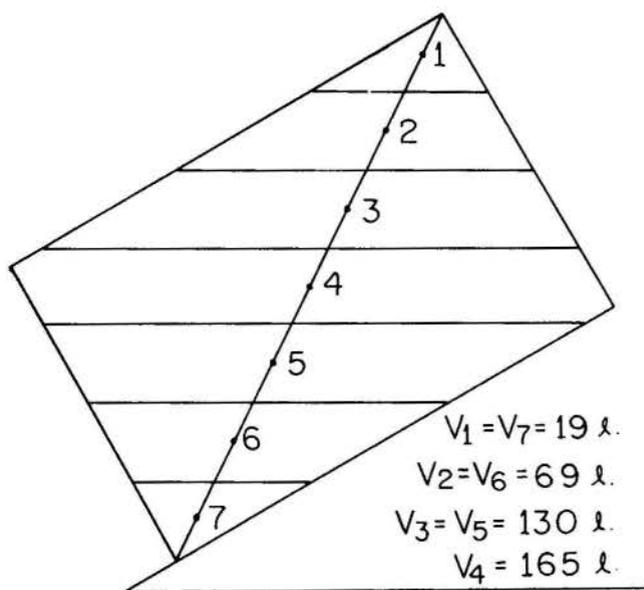


Fig. 3 - Posição dos termopares dentro do coletor e volumes de água correspondentes.

Durante todos os testes, as temperaturas foram medidas em intervalos de uma hora. Quando havia retiradas de água quente, as temperaturas eram monitoradas também imediatamente após a retirada.

A insolação foi medida no plano do coletor com um piranômetro preto-e-branco da Eppley, acoplado a um registrador gráfico.

Para simular o consumo de água quente, foram feitas três retiradas diárias, totalizando 200 litros de água quente. As retiradas eram feitas com ajuda de um balde de 20 litros, cuja temperatura, após a mistura, era determinada com um termômetro de mercúrio. O regime de retiradas foi o seguinte:

- | | |
|----------------------|---------------------------|
| Junho/julho-88 | 1) 11 horas: 60 litros |
| | 2) 14 horas: 60 litros |
| | 3) 16:30 horas: 80 litros |
| Janeiro/fevereiro-89 | 1) 12:05 - 60 litros |
| | 2) 18:05 - 80 litros |
| | 3) 18:30 - 60 litros |

RESULTADOS

A Fig. 4 mostra a evolução das temperaturas no interior do coletor para o dia 10 de junho/88. Após a tomada de temperatura das 11 horas, procedeu-se à retirada de 60 litros d'água (temperatura média desta retirada: 38,7°C). A seguir, às 11:20 horas, fez-se uma nova leitura das temperaturas. É interessante notar o efeito - indesejável - da entrada de água fria

sobre a estratificação de temperatura dentro do cilindro, com as três camadas mais quentes resfriando-se e as três mais frias sendo aquecidas.

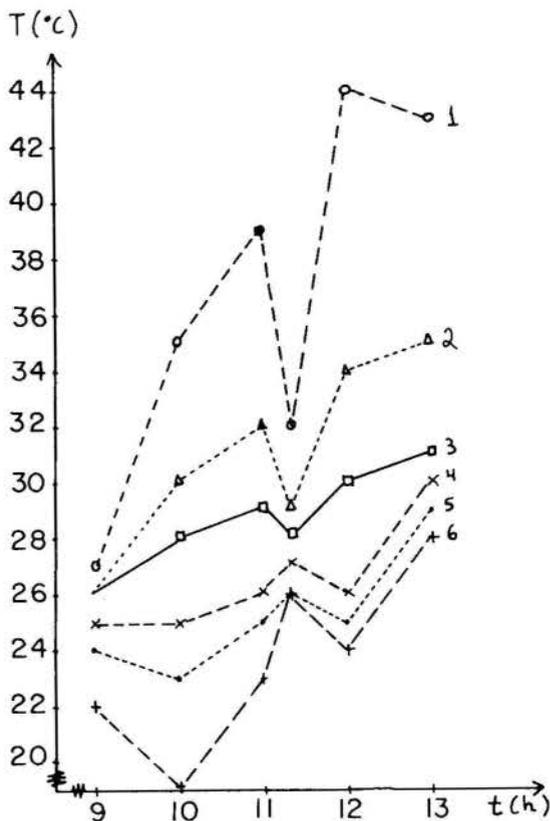


Fig. 4 - Efeito da retirada de água quente sobre a estratificação de temperatura do coletor.

A Tabela 1 mostra, para 33 dias de testes, a temperatura média das retiradas (correspondendo aos 200 litros retirados), a temperatura média ambiente (diurna) e o número de horas de brilho solar (dado este fornecido pela estação meteorológica da UFRV). A temperatura média das retiradas é uma média ponderada das 3 retiradas, tendo em vista que uma delas é de 80 litros e as outras duas de 60 litros.

A Tabela 2 mostra, para 22 dias de testes, incluídos entre os 33 dias mostrados na tabela anterior, a energia solar incidente no plano do coletor (KJ/m^2), a temperatura média das retiradas, bem como as temperaturas média inicial (tomada às 7:00 horas) e final (tomada às 18:00 horas ou após a última retirada) da água no interior do coletor. A temperatura média da água no coletor foi calculada de forma ponderada, levando-se em conta os volumes correspondentes a cada termopar.

A Tabela 2 mostra ainda, em suas últimas linhas, os valores médios das grandezas citadas, para o período de junho-julho (inverno) e janeiro-fevereiro (verão).

Nos meses de janeiro e fevereiro, quando o dia amanhecia chuvoso, não foram feitas medições. Em junho e julho o registrador gráfico apresentou muitos problemas, razão pela qual vários dias mostrados na Tabela 1 não aparecem na Tabela 2.

Alguns testes foram feitos para avaliar o resfriamento noturno da água no interior do coletor. A Fig. 5 mostra a evolução das temperaturas das partes mais quentes do coletor (termopares 1 e 2 correspondentes a 19 e 69 litros d'água), da temperatura média do coletor (correspondente aos 600 litros d'água), bem como das temperaturas do vidro e ambiente, observadas no dia 9-5-89, entre 15 e 22 horas. Neste dia não houve retiradas de água quente. Entre as 16 horas, quando a temperatura média do coletor atingiu seu valor mais elevado, e as 22 horas, observou-se um decréscimo de 3 graus na temperatura média do coletor (caindo de 36,5 para 33,5°C). No que se refere aos 88 litros de água

Tabela 1. Resultados

Dia/mês	Temp. 1ª	Temp. 2ª	Temp. 3ª	T Média	T média ambiente	Horas bri- lho solar
9/6	37,5	38,7	37,9	38,0	23,3	8,5
10/6	38,7	40,0	35,5	37,8	21,3	-
13/6	35,3	39,0	33,3	35,6	20,0	6,8
14/6	30,5	38,3	33,0	33,9	19,0	6,3
15/6	29,3	34,7	30,5	31,4	16,6	4,1
16/6	26,0	27,7	27,0	26,9	16,5	0,4
17/6	37,7	35,3	29,3	33,6	15,0	7,6
20/6	29,0	37,3	31,5	32,5	18,3	6,3
21/6	32,8	38,7	32,8	34,6	22,3	9,3
22/6	37,8	39,3	33,6	36,6	23,8	9,7
23/6	36,7	42,3	35,0	37,7	23,3	9,7
24/6	35,7	47,7	38,5	39,4	22,8	9,6
27/6	31,7	27,7	24,1	27,5	18,0	2,4
28/6	25,0	32,0	26,0	27,5	19,4	5,6
29/6	33,3	38,7	32,0	34,4	21,7	10,1
30/6	33,3	34,3	31,0	32,7	20,3	9,0
1/7	35,3	38,3	29,5	33,9	18,6	8,6
4/7	36,7	40,0	-	38,3	20,0	5,7
5/7	35,3	37,7	30,8	34,2	20,6	7,6
6/7	36,0	38,7	34,0	36,0	19,6	10,3
7/7	37,3	39,7	33,8	36,6	19,3	9,6
2/1	52,3	49,0	44,7	48,7	29,6	4,4
27/1	45,0	49,5	42,3	46,0	28,7	9,8
28/1	47,0	51,8	43,7	47,9	30,3	12,0
30/1	54,7	55,0	48,0	52,8	29,7	10,4
31/1	48,7	52,5	46,3	50,0	30,3	9,5
3/2	45,3	46,3	39,7	44,0	27,2	4,2
8/2	43,7	48,8	40,0	44,6	27,3	6,4
9/2	40,3	44,8	38,0	41,4	27,1	5,0
10/2	37,0	40,0	33,0	37,0	25,2	0,1
13/2	46,3	50,0	43,0	46,8	27,0	7,1
17/2	49,7	52,3	44,0	49,0	28,6	10,6
22/2	53,7	54,5	47,7	52,2	29,1	8,4

Tabela 2. Resultados

Dia/mês	Insolação (KJ/m ²)	T retiradas	T H ₂ O inicial	T H ₂ O final
10/6	19.624	37,8	24,5	28,1
16/6	6.785	26,9	24,5	28,1
22/6	20.726	36,6	22,6	28,8
23/6	20.133	27,7	22,9	22,7
27/6	8.335	27,5	21,6	23,0
28/6	10.518	27,5	20,1	17,8
29/6	21.385	34,4	20,3	27,7
30/6	16.896	32,7	21,8	26,8
1/7	18.163	33,9	23,6	29,2
5/7	16.171	34,2	24,2	21,8
6/7	18.727	36,0	21,2	29,1
7/7	20.536	36,6	22,3	30,0
27/1	21.000	46,0	32,6	36,7
28/1	22.890	27,9	30,8	38,1
30/1	24.447	52,8	38,9	41,2
3/2	16.857	44,0	33,9	37,0
8/2	23.641	44,6	30,5	36,0
9/2	17.709	41,4	31,8	34,6
10/2	12.315	37,0	30,6	33,0
13/2	19.108	46,8	35,4	37,9
17/2	23.236	49,0	33,7	38,2
22/2	19.753	52,2	38,9	42,1
Média de Inverno	16.500	33,5	22,5	26,1
Média de Verão	20.096	46,2	33,7	37,5

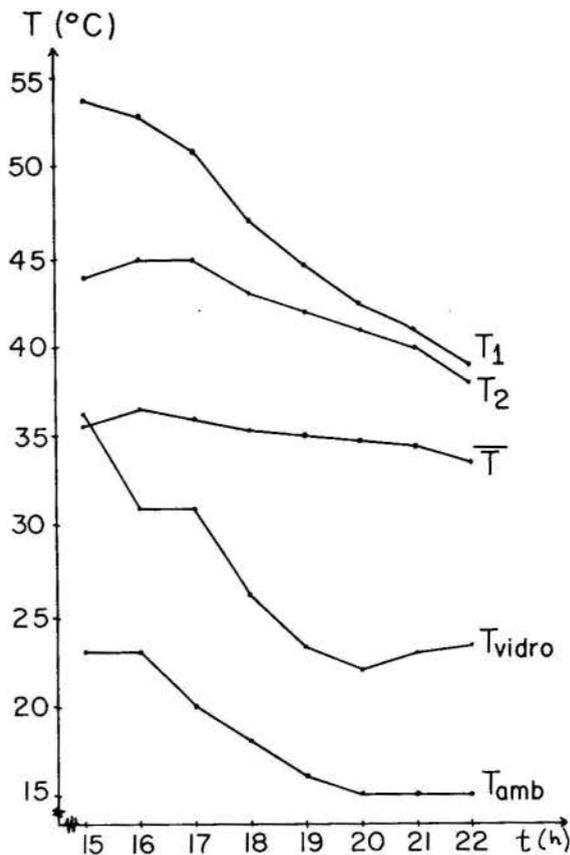


Fig. 5 - Evolução de temperaturas até as 22 horas.

mais quente, correspondente aos termopares 1 e 2, entre 15 e 22 horas houve um decréscimo de 8 °C, caindo de 46 para 38 °C.

Finalmente, um teste foi feito para determinar o desempenho do coletor num dia sem retiradas de água. A energia solar incidente no plano do coletor, no dia 8/6/88, foi de 20.107 KJ/m² e a temperatura média da água passou de 17,3 °C (às 7:00 horas) a 31,8 °C (às 18 horas), ou seja, houve um incremento de 14,5 °C. A temperatura média atingiu seu valor máximo de 32,4 °C às 17 horas, sendo que neste instante os 220 litros de água mais quente estavam a 38 °C.

DISCUSSÃO

Deve-se notar que os parâmetros utilizados para definir o desempenho de coletores solares planos (7,8) não se aplicam aos coletores/armazenadores, pois o comportamento do coletor não pode ser separado do resto do sistema. Naturalmente, isto dificulta comparações com os coletores convencionais.

Como na literatura consultada os testes são feitos sem retiradas de água quente (!), o último parágrafo da seção anterior será o objeto inicial desta discussão.

Uma comparação pode ser feita com os resultados obtidos em Nova Deli com o coletor retangular mostrado nas Figuras 1 e 2. Um rendimento térmico diário de 0,65 foi obtido para uma profundidade de 20 cm (1). Neste caso, 3 m² de área absorvedora seriam necessários para incrementar de 18 °C a temperatura média de 600 litros de água. No caso do coletor triangular, Fig. 1, um rendimento térmico diário de 0,68 foi obtido para uma profundidade de 20 cm (média). Neste caso, 2,7 m² de área absorvedora seriam necessários para incrementar de 15 °C a temperatura média de 600 litros de água.

No nosso caso, pode-se definir o rendimento térmico diário, na ausência de retiradas de água quente,

como sendo:

$$\eta = \text{m.c. } \Delta T / I_{\text{global}} \cdot A_{\text{ef}} \quad (1)$$

onde A_{ef} é a área efetiva de captação.

Esta área poderia ser definida como a área do cilindro vista pelo sol, ou seja, a área projetada no plano perpendicular à radiação incidente ($A_{\text{ef}} = A_{\text{dir}} = 1,0 \text{ m}^2$) ou senão como a área do cilindro vista pelo céu, ou seja, cerca de 80% da área lateral mais a área da tampa de cima ($A_{\text{ef}} = A_{\text{dif}} = 3,0 \text{ m}^2$). A primeira definição, $A_{\text{ef}} = A_{\text{dir}}$, levaria a $\eta = 190\%$ enquanto a segunda, $A_{\text{ef}} = A_{\text{dif}}$, levaria a $\eta = 60\%$. O primeiro cálculo sugere a importância da componente difusa da radiação no desempenho do coletor estudado.

O cálculo da área efetiva de captação deve levar em conta a área que o coletor oferece às componentes direta e difusa da radiação, de tal forma que:

$$I_{\text{global}} \cdot A_{\text{ef}} = I_{\text{dir}} \cdot A_{\text{dir}} + I_{\text{dif}} \cdot A_{\text{dif}} \quad (2)$$

$$\text{sendo } I_{\text{global}} = I_{\text{dir}} + I_{\text{dif}}$$

onde:

I_{global} é a radiação global,

I_{dir} e I_{dif} são as componentes direta e difusa da radiação global,

A_{dir} e A_{dif} são as áreas do coletor "vistas" pelas componentes direta e difusa da radiação, definidas numericamente no parágrafo precedente.

A área efetiva A_{ef} deve ser calculada para cada dia de teste, levando em conta as componentes direta e difusa da radiação. No entanto, apenas a radiação global foi monitorada. Com base nas relações existentes na literatura para estimar as componentes direta e difusa, partindo da radiação global, e levando em conta os dados meteorológicos locais (9), foi estimada em 60% a porcentagem da radiação difusa em relação à radiação global, para o período de testes. A eq.(2) pode então ser resolvida:

$$1 \cdot A_{\text{ef}} = 0,4 \cdot 1 \text{ m}^2 + 0,6 \cdot 3 \text{ m}^2 \quad (3)$$

levando a $A_{\text{ef}} = 2,2 \text{ m}^2$.

O rendimento térmico, eq.(1), é assim de 0,83, bem superior ao dos coletores similares citados.

Para os testes com retiradas de água quente o rendimento térmico do coletor foi calculado com base nos valores médios mostrados nas duas últimas linhas da tabela 2. Considerou-se energia útil o calor sensível necessário para aquecer os 200 litros de água retirados, desde a temperatura média inicial da água até a temperatura média das retiradas, mais o calor sensível necessário para aquecer os 600 litros de água desde a temperatura média inicial do coletor até sua temperatura média ao final da tarde. O rendimento térmico é calculado como:

$$\eta = E_{\text{util}} / I_{\text{global}} \cdot A_{\text{ef}} \quad (4)$$

onde E_{util} é a energia útil.

Como média de inverno (12 dias) tivemos $\eta=50\%$ e como média de verão (10 dias) tivemos $\eta=45\%$. O rendimento térmico para os 22 dias listados na tabela 2 foi, em média, 48%.

CONSIDERAÇÕES FINAIS

Recomendamos ao fabricante modificação no cano de entrada da água da rede, no sentido de diminuir a turbulência que, conforme a Fig. 4, prejudica a estratificação de temperatura no interior do coletor. Isto pode ser feito adaptando-se ao cano de entrada uma espécie de chuveiro, ou cano com pequenas perfurações.

Apesar do cálculo realizado superestimar a área efetiva de captação, os rendimentos térmicos apresentados podem ser considerados bons, com uma relação eficiência/custo bastante favorável.

Mantida a mesma geometria, uma redução no volume para 300 litros representaria um aumento de cerca de 26% na relação área/volume, com um rendimento térmico diário e níveis de temperatura mais elevados sendo obtidos. O resfriamento noturno, neste caso, seria mais rápido. Sugerimos para futuros trabalhos um coletor similar com volume total de 300 litros.

O rendimento obtido durante os dias de inverno (50%) foi superior ao dos dias de verão (45%) porque o regime de retiradas no inverno coincidiu mais com o período de incidência da radiação. Uma conclusão prática é que este tipo de coletor deve ser usado quando a demanda de água quente coincide com o período de insolação.

AGRADECIMENTOS

Agradecemos às Organizações SR S.A. que gentilmente colocou à nossa disposição o modelo estudado.

Agradecemos também ao Prof. José Carlos Bohnemberger, do Depto. de Engenharia Civil da UFV, pela colaboração prestada durante os testes de inverno.

REFERÊNCIAS

- (1) Garg, H.P. and Usha Rani, "Theoretical and experimental studies on collector/storage type solar water heater", *Solar Energy* Vol. 29, nº 6, pp 467-478, 1982.
- (2) Ecevit, A., Al-Shariah, A.M. and Apaydin, E.D., "Triangular built-in-storage solar water heater", *Solar Energy* Vol. 42, nº 3, pp 253-265, 1989.
- (3) Vaxman, M. and Sokolov, M., "Experiments with an integral compact solar water heater", *Solar Energy* Vol. 34, nº 6, pp 447-454, 1985.
- (4) Sodha, M.S., Shukla, S.N. and Tiwari, G.N., "Thermal performance of n built in storage water heater (or shallow solar ponds) in series", *Solar Energy* Vol. 32, nº 2, pp 291-297, 1984.
- (5) Sokolov, M. and Vaxman, M., "Analysis of an integral compact solar water heater", *Solar Energy* Vol.30, nº 3, pp 237-246, 1983.
- (6) Catálogos do fabricante, Sorelec SA, França.
- (7) Duffie, A.J. and Bechmann, W.A., "Solar engineering of thermal processes", Wiley, 1980.
- (8) ASHRAE Standard 93-77, Methods of testing to determine the thermal performance of solar collectors, ASHRAE, 1978.
- (9) Damasceno, G.S., "Programa UFVSOL: simulação de sistemas de aquecimento por energia solar", tese de mestrado, Viçosa, 1982.

ABSTRACT

The collector/storage type solar water heater tested is a cylindrical metallic reservoir of 600 liters, placed in a glass box. The experimental results show that this collector is very interesting because its low cost.

ANÁLISE TÉRMICA DE COLETORES CPC NÃO-
EVACUADOS COM ABSORVEDOR CILÍNDRICO



N. FRAIDENRAICH*, R. DE C.F. DE LIMA**, C. TIBA*, E.M. DE S. BARBOSA*
* DEN/CT/UFPE - ** DEMEC/CT/ME
Av. Prof. Luís Freire, nº 1000 - Cidade Universitária
CEP: 50739 - Recife - PE



SUMÁRIO

Foi elaborado um modelo de simulação do desempenho opto-térmico de coletores CPC não-evacuados com absorvedor cilíndrico. Foram obtidos os coeficientes de troca de calor F' e de remoção de calor F_R para situações em que o coeficiente de perdas térmicas depende significativamente da diferença de temperaturas entre absorvedor e ambiente. As expressões são análogas às convencionais, com a diferença que o coeficiente U é substituído por um coeficiente diferencial de perdas térmicas U' . A comparação dos resultados do modelo com testes realizados com um protótipo experimental mostrou um acerto satisfatório.

INTRODUÇÃO

Trabalhos experimentais mostram que coletores solares constituídos por concentradores ideais (CPC) com absorvedor cilíndrico não-evacuado trabalham adequadamente até temperaturas de 140°C . Modelos de simulação destes equipamentos podem ser utilizados com fins de projeto, predição de desempenho e interpretação de resultados experimentais.

Diversos modelos foram desenvolvidos no passado. Porém em alguns casos a formulação matemática está excessivamente simplificada [1] e em outros as correlações utilizadas para expressar os mecanismos de convecção natural foram obtidos em geometrias diferentes às utilizadas [2]. Uma formulação mais rigorosa consta na Ref. [3].

O modelo desenvolvido neste trabalho amplia os aspectos físicos considerados na Ref. [3] no que diz respeito a: 1) o processo de troca de calor entre absorvedor e fluido está incluído no modelo. A consideração deste fenômeno é de fundamental importância no modelo já que os testes experimentais são realizados em função da temperatura do fluido térmico e não da temperatura do absorvedor. Habitualmente o processo de troca de calor absorvedor-fluido está expresso através de dois fatores que afetam a eficiência de conversão: F' , fator de transferência de calor e F_R , fator de remoção de calor (método H-W-W-B) [4,6]. Os resultados obtidos mediante o método H-W-W-B são válidos para coletores planos, situação em que o coeficiente de perdas térmicas U é aproximadamente constante no intervalo de temperaturas de operação do coletor. No presente trabalho o coeficiente U varia significativamente, da ordem de 40%, no intervalo de temperaturas estudado (60 a 140°C). Para esta situação foi deduzida uma nova expressão da eficiência de conversão heliotérmica, análoga à obtida pelo método H-W-W-B, porém válida para coeficientes U dependentes da temperatura; 2) as reflexões múltiplas no interior da cavidade, tanto para radiação na região visível quanto na infravermelha do espectro, são consideradas de maneira exata até acoplamentos interativos de primeira ordem, nos diversos meios óticos que constituem a cavidade.

Em seguida é mostrado o procedimento para obtenção da eficiência de conversão heliotérmica em função da temperatura de entrada do fluido, T_e , assim como as expressões para o cálculo dos termos luminosos e radiativos. Posteriormente são apresentadas as equações de balanço de energia. Finalmente são mostrados os resultados numéricos e comparados com resultados experimentais. O trabalho completa-se com a discussão e conclusões.

FATOR DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR F' E FATOR DE REMOÇÃO DE CALOR F_R PARA CONCENTRADOR CPC COM ABSORVEDOR CILÍNDRICO

A seção transversal do concentrador CPC com absorvedor cilíndrico é mostrada na Figura 1.

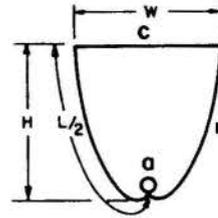


Fig. 1 Seção reta do absorvedor CPC com absorvedor cilíndrico

Conforme citado anteriormente foi incluído no modelo o processo de troca de calor entre absorvedor e fluido. No intervalo de temperaturas de operação dos coletores em estudo o coeficiente de perdas térmicas entre absorvedor e meio ambiente depende significativamente da temperatura do absorvedor. Resultados experimentais mostram que as perdas térmicas da cavidade concentradora podem ser ajustadas com boa precisão mediante um polinômio de segundo grau em função da diferença de temperatura entre o absorvedor e o meio ambiente. Isto implica consequentemente em uma variação linear do coeficiente de perdas com a diferença de temperatura.

O procedimento mostrado a seguir relaciona a energia útil, habitualmente expressa em função da temperatura da superfície externa do absorvedor, com a temperatura do fluido na mesma seção transversal e posteriormente com as condições do fluido na região de entrada. A temperatura do fluido na região de entrada é um dos parâmetros monitorados nos testes de campo de coletores solares e que define seu desempenho térmico.

O fluxo de calor radial q em uma seção x do absorvedor, igual à potência útil incorporada ao fluido térmico, pode ser escrito como:

$$q = h (T_a - T_f) \quad (1)$$

onde h é o coeficiente de transferência de calor e T_a e T_f são as temperaturas do absorvedor e do fluido, respectivamente, conforme a Fig. (2).

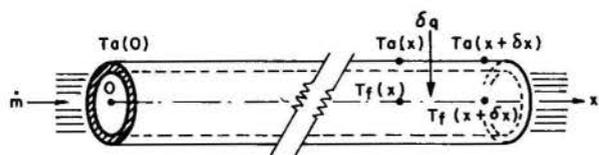


Fig. 2 Temperaturas e fluxo de calor no absorvedor da cavidade concentradora.

A temperatura do fluido que circula ao longo do absorvedor deve aumentar de acordo com:

$$q \delta x = \frac{\dot{m} c_p}{\pi De} \delta T_f \quad (2)$$

portanto

$$\frac{\partial T_f}{\partial x} = \frac{\pi De}{\dot{m} c_p} q, \quad (3)$$

onde \dot{m} é a taxa de escoamento de massa, c_p , o calor específico do fluido e De , o diâmetro externo do absorvedor.

Diferenciando-se a Eq.(1), tem-se:

$$\frac{1}{h} \frac{\partial q}{\partial x} = \frac{\partial T_a}{\partial x} - \frac{\partial T_f}{\partial x} \quad (4)$$

Como o fluxo de calor q é função da diferença de temperatura entre o absorvedor e o meio ambiente é possível escrever $\partial T_a / \partial x$ como:

$$\frac{\partial T_a}{\partial x} = \frac{1}{\frac{\partial q}{\partial T_a}} \frac{\partial q}{\partial x} \quad (5)$$

Das Eqs.(3),(4) e (5) obtêm-se:

$$\frac{\partial q}{\partial x} = - \frac{1}{\frac{1}{h} - \frac{1}{\frac{\partial q}{\partial T_a}}} \frac{\pi De q}{\dot{m} c_p}, \quad (6)$$

que uma vez integrada resulta em:

$$q(x) = q(0) e^{-\Gamma(x)}, \quad (7)$$

onde

$$\Gamma = F' \frac{U' \pi De}{\dot{m} c_p}, \quad (8)$$

sendo F' (fator de transferência de calor) e U' (coeficiente diferencial de perdas térmicas), definidos por:

$$F' = \left[\frac{1}{h} + \frac{1}{U'} \right] U' \quad (9)$$

$$U' = - \frac{\partial q}{\partial T_a} \quad (10)$$

No processo de obtenção da Eq.(7), h e $\frac{\partial q}{\partial T_a}$ foram considerados constantes ao longo do absorvedor, devido à pequena diferença de temperatura entre a entrada e saída do mesmo. A quantidade de calor total, trocada entre absorvedor e fluido, pode ser calculada por:

$$Q = \int_0^L q(x) \pi De dx, \quad (11)$$

o que resulta igual a:

$$Q = Q_e \frac{G c_p}{F' U' / C} \left[1 - e^{-\frac{F' U' / C}{G c_p}} \right], \quad (12)$$

onde $G = \frac{\dot{m}}{A}$; $Q_e = q(0) \pi De L$; L e A_c são o comprimento e a área da cobertura e C , a concentração do coletor.

Denominando F_R , o fator de remoção de calor, como sendo:

$$F_R = \frac{G c_p}{U' / C} \left[1 - e^{-\frac{F' U' / C}{G c_p}} \right], \quad (13)$$

obtêm-se a potência térmica útil, Q :

$$Q = Q_e \frac{F_R}{F'} \quad (14)$$

As expressões (9),(12) e (13) são formalmente análogas às utilizadas em coletores planos [4-6], ou coletores concentradores [2], porém têm caráter mais geral no sentido que sua validade se estende ao caso em que o coeficiente de perdas térmicas depende significativamente da temperatura. Analisemos este ponto com maior detalhe.

A energia útil pode ser expressa aproximadamente como a diferença entre um termo, que depende da iluminação do coletor I_c , e um de perdas térmicas P :

$$q(\Delta T) = R(I_c) - P(\Delta T), \quad (15)$$

onde $\Delta T = T_a - T_{ref}$. T_{ref} é uma temperatura de referência.

O coeficiente de perdas térmicas é definido habitualmente como igual a:

$$U = \frac{q(\Delta T) - q(0)}{\Delta T}, \quad (16)$$

que para uma variação quadrática de $P(\Delta T)$ e $P(0)=0$, resulta em

$$U = U_0 + U_1 \Delta T.$$

As expressões derivadas neste trabalho dependem de U' , que de acordo com as Eqs.(10) e (15), é igual a:

$$U' = U_0 + 2U_1 \Delta T.$$

O coeficiente U' pode ser apreciavelmente diferente de U quando este varia significativamente com a temperatura. No presente trabalho, para $\Delta T = 60^\circ C$, $U = 2,93 \text{ W/m}^2 K$ e $U' = 3,59 \text{ W/m}^2 K$, sendo constatada uma variação da ordem de 23%. Cabe acrescentar que as expressões obtidas se reduzem às convencionais quando o coeficiente U não depende da temperatura.

Finalmente a eficiência de conversão de energia do coletor, η , pode ser expressa em função das condições na região de entrada como:

$$\eta = \eta_e \frac{F_R}{F'}, \quad (17)$$

onde

$$\eta_e = \frac{Q_e}{I_c} \quad \text{e} \quad \eta = \frac{Q}{I_c}.$$

RADIAÇÃO SOLAR ABSORVIDA PELO CPC

Nesta seção é calculada a potência solar absorvida por cada uma das superfícies que compõem o coletor, Fig.(1). As superfícies r e c são consideradas puramente especulares e a superfície a puramente difusora. A cobertura normalmente é constituída por uma lâmina de vidro com alguns milímetros de espessura e portanto o balanço da radiação solar neste elemento, requer o uso de parâmetros óticos efetivos [7] que levam em conta o efeito das múltiplas reflexões. Desta forma, a radiação solar incidente sobre a cobertura é refletida, absorvida e transmitida segundo a equação:

$$\rho_{ec} + \alpha_{ec} + \tau_{ec} = 1,$$

onde ρ_{ec} , α_{ec} e τ_{ec} são respectivamente a refletividade, a absorptância e a transmitância efetivas da cobertura.

O balanço da potência solar q_s absorvida em cada uma das superfícies supracitadas será feito considerando a radiação solar incidente composta de duas parcelas:

a radiação solar aceita pelo coletor, ou seja,

a radiação solar que incide dentro do ângulo de aceitação do CPC;

a radiação solar que incide fora do ângulo de aceitação do CPC.

A eficiência ótica da cavidade para a radiação incidente dentro do ângulo de aceitação ρ_{ri} do CPC é dada por:

$$\rho_{ri} = \rho_r^{<n_i>},$$

sendo $<n_i>$ o número médio de reflexões para radiação solar incidente dentro do ângulo de aceitação. Portanto, se I_c é a radiação solar aceita pelo coletor, a potência absorvida pelo absorvedor com zero reflexões no mesmo é $I_c A_c \tau_{ec} \rho_{ri} \alpha_a$. Porém, uma quantidade igual a $I_c A_c \tau_{ec} \rho_{ri} \rho_a$ é refletida difusamente pelo absorvedor e após efetuar duas passagens através da cavidade e uma reflexão na cobertura, retorna ao mesmo. Uma quantidade residual igual a $I_c A_c \tau_{ec} \rho_{ri}^2 \rho_a \rho_{ec}$ é absorvida no absorvedor. Este processo continua se repetindo infinitamente, configurando-se uma série geométrica de razão $\rho_{ri}^2 \rho_a \rho_{ec}$ menor que 1. A potência total absorvida pelo absorvedor q_{s_a} resulta:

$$q_{s_a} = \frac{I_c A_c \tau_{ec} \rho_{ri} \alpha_a}{1 - \rho_{ri}^2 \rho_a \rho_{ec}}, \quad (18)$$

onde A_c é a área da cobertura e ρ_a e α_a , a refletividade e absorptância do absorvedor, respectivamente.

Analogamente obtém-se as potências solares absorvidas pelo refletor e pela cobertura:

$$q_{s_r} = I_c A_c \tau_{ec} \frac{(1 - \rho_{ri}) (1 + \rho_{ri} \rho_a)}{1 - \rho_{ri}^2 \rho_a \rho_{ec}} \quad (19)$$

e

$$q_{s_c} = I_c A_c \alpha_{ec} \left(1 + \frac{\tau_{ec} \rho_{ri} \rho_a}{1 - \rho_{ri}^2 \rho_a \rho_{ec}} \right). \quad (20)$$

A eficiência ótica da cavidade para a radiação incidente fora do ângulo de aceitação do CPC é dada por:

$$\rho_{ro} = \rho_r^{<n_o>},$$

onde $<n_o>$ é o número médio de reflexões para radiação solar incidente fora do ângulo de aceitação. Usando o procedimento anterior, são calculadas as potências absorvidas no absorvedor ($q_{s_a,do}$), refletor ($q_{s_r,do}$) e na cobertura ($q_{s_c,do}$) no caso da radiação solar incidente fora do ângulo de aceitação do CPC:

$$q_{s_a,do} = 0, \quad (21)$$

$$q_{s_r,do} = I_d A_c \tau_{ec} \left(1 - \frac{1}{C} \frac{(1 - \rho_{ro})}{(1 - \rho_{ro} \rho_{ec})} \right), \quad (22)$$

$$q_{s_{c,do}} = I_d A_c \alpha_{ec} \left(1 - \frac{1}{C}\right) \left[1 + \frac{\tau_{ec} \rho_{ro}}{1 - \rho_{ro} \rho_{ec}}\right], \quad (23)$$

sendo I_d a componente difusa da radiação solar no plano do coletor.

TRANSFERÊNCIA DE CALOR RADIATIVO NO CPC

Na região do infravermelho, a relação entre o comprimento de onda e a rugosidade local do material é maior do que no espectro visível. Portanto as superfícies r e c também são especulares nesta região do espectro. A superfície a é difusora e seletiva, ou seja, tem elevada absorptância no visível e baixa emitância no infravermelho.

Valendo-se do método de seguir a radiação dentro e fora do ângulo de aceitação do CPC [1], as transferências radiativas líquidas de calor do absorvedor para refletor, do absorvedor para cobertura e do refletor para cobertura podem ser calculadas.

Todas as propriedades óticas utilizadas nas fórmulas que seguem, referem-se aos valores médios no espectro infravermelho.

$$q_{rad,ac} = A_a \sigma (T_a^4 - T_c^4) \frac{\rho_{ri} \epsilon_c \epsilon_a}{1 - \rho_{ri}^2 \rho_{ec} \rho_a} \quad (24)$$

$$q_{rad,ar} = A_a \sigma (T_a^4 - T_r^4) \epsilon_a (1 - \rho_{ri}) \frac{(1 + \rho_{ri} \rho_{ec})}{1 - \rho_{ri}^2 \rho_{ec} \rho_a} \quad (25)$$

$$q_{rad,rc} = A_a \sigma (T_r^4 - T_c^4) \epsilon_c \left[\frac{(1 - \rho_{ri})(1 + \rho_{ri} \rho_{ec})}{1 - \rho_{ri}^2 \rho_{ec} \rho_a} + \frac{(1 - \rho_{ro})(C - 1)}{1 - \rho_{ro} \rho_{ec}} \right] \quad (26)$$

$$q_{rad,cs} = A_c \sigma \epsilon_c (T_c^4 - T_s^4) \quad (27)$$

onde T_s é a temperatura do céu, A_a a área do absorvedor e T_c e T_r as temperaturas da cobertura e do refletor, respectivamente.

TRANSFERÊNCIA DE CALOR CONVECTIVO NO CPC

Através de dados experimentais obtidos para esta cavidade CPC [8] foi deduzida a seguinte correlação experimental para as perdas convectivas:

$$Nu = 0,061479 (GrPr)^{0,4098}$$

onde Nu , Gr e Pr são os números de Nusselt, Grashoff e Prandtl, respectivamente.

Para perdas por convecção forçada da cobertura para o meio ambiente foram utilizadas as seguintes correlações [9]:

$$Nu = 0,036 (Pr)^{1/3} [(Re)^{0,8} - 23200], \quad Re > 5 \times 10^5,$$

$$Nu = 0,86 (Pr)^{1/3} (Re)^{1/2}, \quad 20000 < Re < 100\,000.$$

As taxas de calor transferidas por convecção do absorvedor para a cobertura ($q_{cv,ac}$) e da cobertura para o meio ambiente ($q_{cv,cm}$) são dadas por:

$$q_{cv,ac} = h_{cv,ac} A_a (T_a - T_c) \quad (28)$$

$$q_{cv,cm} = h_{cv,cm} A_c (T_c - T_m) \quad (29)$$

BALANÇO DE ENERGIA NOS COMPONENTES DO CPC

As equações de balanço de energia, nos diversos componentes do CPC, são dadas por:

a) absorvedor

$$q_{s_a} - q_{rad,ac} - q_{rad,ar} - q_{cv,ac} = q_u \quad (30)$$

b) refletor

$$q_{s_r} + q_{s_{r,do}} + q_{rad,ar} - q_{rad,rc} = 0 \quad (31)$$

c) cobertura

$$q_{s_c} + q_{s_{c,do}} + q_{rad,ac} + q_{rad,rc} + q_{cv,ac} - q_{rad,cs} - q_{cv,cm} = 0 \quad (32)$$

Dada a temperatura do absorvedor, as Eqs.(31-32) formam um sistema de duas equações algébricas não-lineares cujas incógnitas são T_r e T_c . Obtidas estas temperaturas a Eq.(30) permite calcular a energia útil.

PROCEDIMENTO DE CALCULO E CARACTERÍSTICAS GEOMÉTRICAS E FÍSICAS DO COLETOR CONCENTRADOR

O procedimento de cálculo é apresentado a seguir:

- escolha da temperatura do absorvedor na região de entrada;
- determinação da energia útil mediante equações de balanço de energia [(30) - (32)];
- determinação da temperatura do fluido na região de entrada a partir da expressão (1);
- cálculo da eficiência de conversão de acordo com a Eq.(17).

A seguir estão detalhados os parâmetros geométricos e físicos da cavidade concentradora estudada.

Características geométricas do coletor CPC

Relação de Concentração	θ	H/W	L/W	$\langle n_i \rangle$	$\langle n_o \rangle$
C	9,59	,903	2,13	1,17	2,04

Propriedades óticas e radiativas dos componentes

Componentes	S O L A R			INFRA-VERMELHO		
	Absor-tância	Refle-tância	Transmj tância	Absortância Emitância	Refle-tância	Transmj tância
Cobertura de vidro	0,025*	0,075*	0,90*	0,05*	0,05*	0,05*
Refletor	0,20	0,80	0,00	0,00	0,92	0,00
Absorvedor**	0,90	0,10	0,00	0,10	0,90	0,00

* VALORES EFETIVOS PARA UMA CAMADA DE 3mm DE ESPESSURA
 ** ABSORVEDOR COM SUPERFÍCIE SELETIVA

θ é o ângulo de aceitação da cavidade concentradora, em graus.

Os cálculos foram realizados com os seguintes parâmetros:

- velocidade do vento $v = 2\text{m/s}$
- temperatura ambiente $T_m = 29^\circ\text{C}$
- insolação $I_c = 400 - 900\text{ W/m}^2$
- fluido térmico: óleo Turbine 46 (ESSO)
 $G = 0,022\text{ kg/m}^2\text{s}$
 $c_p = 1,80\text{ kJ/kg}^\circ\text{C}$ ($T_{ref} = 25^\circ\text{C}$)
 $\rho = 830\text{ kg/m}^3$ ($T_{ref} = 25^\circ\text{C}$)

Para efeito de cálculo adota-se I_d igual a 15% da radiação total incidente no plano do coletor.

RESULTADOS E DISCUSSÃO

Na Fig.(3) estão apresentados os resultados da eficiência de conversão versus $(T_e - T_m)/I_c$. A dispersão dos pontos representativos da simulação deve-se principalmente à variação do coeficiente de perdas com a temperatura e em menor escala, à variação da eficiência ótica com o nível de insolação.

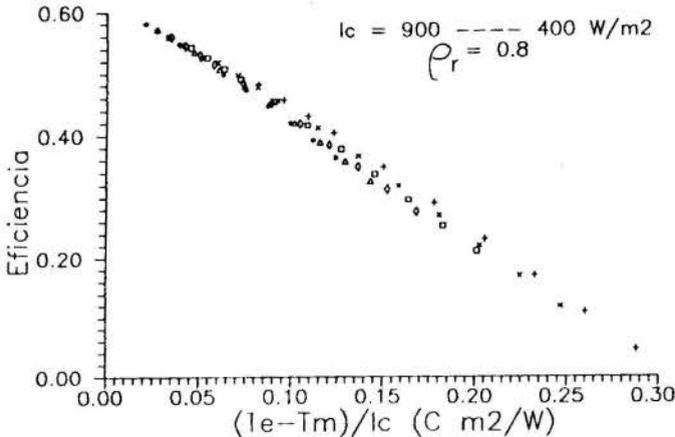


Fig. 3 Eficiência de conversão versus $(T_e - T_m)/I_c$

Eficiências de conversão acima de 40% podem ser obtidas com valores de $(T_e - T_m)/I_c$ menores que $0,12^\circ\text{C m}^2/\text{W}$. Admitindo níveis diários médios mensais da ordem de 650 W/m^2 , valores de $T_e - T_m \cong 78^\circ\text{C}$ podem ser atingidos, o que resulta em temperaturas do fluido da ordem de 110°C , para $T_m = 32^\circ\text{C}$. Já temperaturas da ordem de 130°C podem ser obtidas com eficiências médias de 32%.

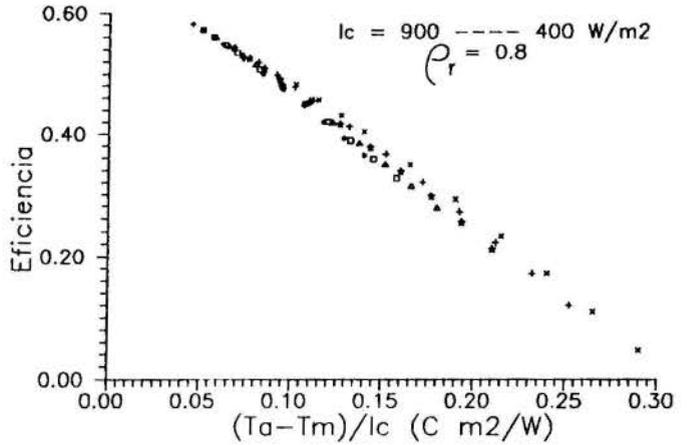


Fig. 4 Eficiência de conversão versus $(T_{ae} - T_m)/I_c$

É importante frisar que diferenças substanciais nos resultados são verificadas quando a eficiência de conversão é representada em função da temperatura na entrada do absorvedor (T_{ae}), em lugar da temperatura do fluido. Neste caso (Fig.(4)), o valor da abscissa correspondente a $\eta = 40\%$ é igual a $0,14^\circ\text{C m}^2/\text{W}$, o que se traduz em temperaturas do absorvedor da ordem de 120°C . Trabalhos publicados na literatura, que não levam em consideração a troca de calor na região absorvedora [3], indicam que o coletor trabalha com níveis de temperatura superiores aos que podem ser obtidos na prática.

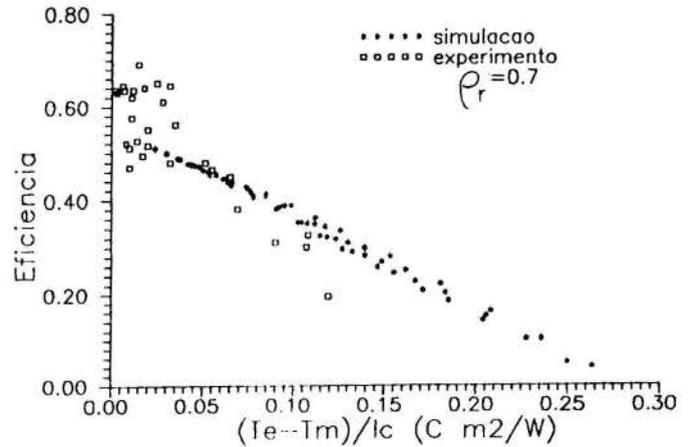


Fig. 5 Comparação entre resultados experimentais e teóricos

Na Fig.(5) estão representados os resultados experimentais obtidos com um coletor desenvolvido no Grupo de Pesquisas em Fontes Alternativas de Energia (FAE), juntamente com os resultados de simulação numérica. A refletividade $\rho_r = 0,7$ corresponde às características da folha de alumínio utilizada no coletor. Na região de maior interesse do ponto de vista operacional, ou seja $\eta \geq 33\%$ e $(T_e - T_m)/I_c < 0,12^\circ\text{C m}^2/\text{W}$, pode-se observar um bom acordo entre ambos os conjuntos de resultados.

Comparando os resultados das Figs.(3) e (5) fica também evidenciado o benefício decorrente da utilização de folhas refletivas de boa qualidade. Para $(T_e - T_m)/I_c = 0,12^\circ\text{C m}^2/\text{W}$ a eficiência é 40% com $\rho_r = 0,8$ e 33% com $\rho_r = 0,7$, havendo uma redução de 17% no seu valor.

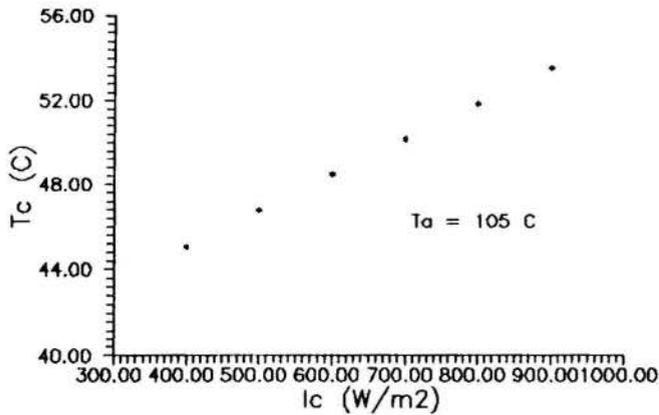


Fig. 6 Temperatura da cobertura versus nível de insolação

Na Fig. (6) está representada a temperatura da cobertura em função do nível de insolação, para uma temperatura do absorvedor de $105^{\circ}C$. O aumento de T_c com o referido nível é simplesmente o resultado do aumento da energia luminosa absorvida, tanto na cobertura como no refletor. Este último absorve uma parcela importante da radiação luminosa e a transfere, radiativa e convectivamente, para a cobertura. Por sua vez este aumento de temperatura da cobertura reduz, para um dado valor de T_a , as perdas entre o absorvedor e a cobertura. Desta forma recupera-se uma parte da energia luminosa absorvida no meio ótico inserido no caminho dos raios luminosos. Por exemplo, o coeficiente de perdas U para $T_{ae} = 105^{\circ}C$ é igual a $1,35 W/m^2K$ para $I_c = 900 W/m^2$ e $1,65 W/m^2K$ para $I_c = 500 W/m^2$.

CONCLUSÕES

1. Foram deduzidas novas expressões teóricas para os coeficientes F' e F_R que representam a troca de calor entre absorvedor e fluido térmico para situações em que o coeficiente U depende significativamente da temperatura. As expressões são análogas às convencionais, com a diferença que o coeficiente U é substituído por um coeficiente diferencial de perdas térmicas U' .
2. A inclusão do fenômeno de troca de calor entre o absorvedor e o fluido se traduz em diferenças importantes no desempenho do coletor.
3. O modelo apresentado reproduz satisfatoriamente o desempenho experimental de coletores solares com concentradores tipo CPC com absorvedor cilíndrico.
4. Melhorias substanciais no desempenho do coletor são obtidas com o aumento da refletividade das paredes da cavidade.
5. Temperaturas de operação de $110^{\circ}C$ com eficiência diária média anual de 40% podem ser obtidas com este tipo de coletor em locais com níveis de insolação comparáveis aos do Recife.

REFERÊNCIAS

1. Rabl, A., "Optical and thermal properties of compound parabolic concentrators". Solar Energy, vol. 18, pag. 497-511, 1976.
2. Hsieh, C.K., "Thermal analysis of CPC collectors". Solar Energy, vol. 27, pag. 19-29, 1981.
3. Prapas, D.E., Norton, B. e Probert, S.D., "Thermal design of compound parabolic concentrating solar energy collectors". Journal of Solar Energy

Engineering, vol. 109, pag. 161-168, 1987.

4. Hottel, H.C. e Woertz, B.B., "Performance of flat-plate solar-heat collectors". Trans. ASME, vol. 64, pag. 91, 1942.
5. Hottel, H.C. e Whillier, A., "Evaluation of flat-plate collector performance". Transactions of the Conference on the use of Solar Energy, vol. 2, parte I, pag. 74, University of Arizona Press, 1958.
6. Bliss, R.W., "The derivation of several plate efficiency factors useful in the design of flat-plate solar-heat collectors". Solar Energy, vol. 3, pag. 55, 1959.
7. Duffie, J.A. e Beckman, W.A., "Solar energy thermal processes", John Wiley & Sons, New York, 1974.
8. Barbosa, E.M. de S., "Determinação das perdas de energia térmica em cavidades CPC com absorvedor cilíndrico". Relatório Técnico, Convênio FAE/FIPEC, agosto 1988.
9. Rabl, A., "Active solar collectors and their applications". Oxford University Press, New York, Oxford, 1985.

ABSTRACT

It is presented a mathematical model which simulates the optical and thermal behaviour of a non-evacuated solar energy collector of the CPC type. Expressions for the heat transfer factor, F' , and the heat removal factor, F_R , were obtained for situations where the thermal losses coefficient varies considerably with temperature. Those expressions agree with the conventional ones with the difference that the heat losses coefficient U is substituted by a differential heat losses coefficient U' . Agreement between experiment and numerical results is satisfactory.

AVALIAÇÃO DA QUALIDADE ÓTICA DE
COLETORES SOLARES CONCENTRADORES PARABÓLICOS COMPOSTOS



PAULO OTTO BEYER E ARNO KRENZINGER
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica
Universidade Federal do Rio Grande do Sul
Rua Sarmento Leite, 425 - Tel. (0512) 248208 - CEP 90050
Porto Alegre - RS - Brasil



RESUMO

Este trabalho apresenta uma simulação por traçado de raios de coletores solares concentradores parabólicos compostos (CPC). O programa pode ser utilizado como auxílio no projeto de coletores (aplicação CAD - Computer Aided Design) e como controle de qualidade (aplicação CQ) de espelhos parabólicos.

INTRODUÇÃO

Em algumas aplicações de energia solar é necessário a utilização de temperaturas em torno de 120°C, o que pode ser conseguido com o uso de coletores concentradores parabólicos compostos (CPC), que não exigem rastreamento contínuo do sol. Estes coletores são resultado da montagem de duas parábolas, com seus eixos desalinhados de um certo ângulo, o que define o ângulo de aceitação do coletor. A montagem pode ser vista na Figura 1.

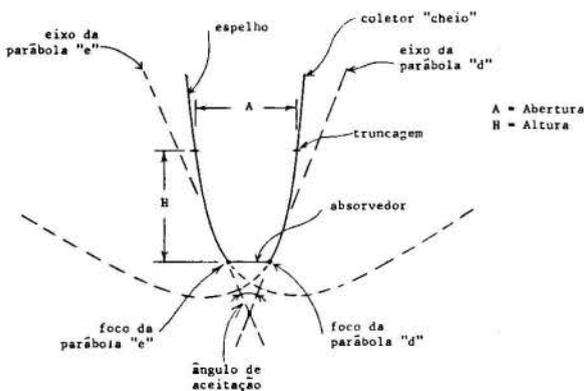


Figura 1 Montagem de coletor CPC

Esta montagem apresenta diversas variáveis a serem definidas na fase de projeto, que são: a) Concentração (área de abertura/área absorvedora); b) Ângulo de aceitação (desalinhamento entre eixos); c) Truncagem (relação altura/abertura); d) Forma do absorvedor (plano ou cilíndrico); e) Proteção contra perdas (isolamentos ou blindagens).

A definição destes parâmetros é de vital importância no desempenho futuro do coletor, e deve ser feita na fase de projeto. Uma forma de definir estes parâmetros é pela utilização de gráficos e equações, que dão soluções individualizadas, sem apresentarem a resposta unificada de todos os parâmetros quando um deles é modificado.

A simulação computadorizada [1] é outra forma de definir estes parâmetros, procurando de imediato a sua otimização, na medida que possibilita o conhecimento da resposta do coletor em funcionamento. Esta aplicação é um

uso tipo CAD (Computer Aided Design) da simulação, que aparece como poderoso auxílio na fase de projeto de coletores concentradores.

PARÂMETROS DE PROJETO

Conforme visto acima, o projeto deve definir diversos parâmetros. A concentração depende da temperatura a ser atingida, o ângulo de aceitação depende do intervalo pretendido entre posicionamentos do coletor, a truncagem depende da relação custo/benefício obtida, a forma do absorvedor depende da pressão de bombeamento e as perdas devem ser minimizadas sem aumento significativo dos custos.

Quando a energia vai ser retirada do coletor por óleo térmico bombeado, o absorvedor deve ter a forma cilíndrica, para resistir às pressões estáticas existentes. A bibliografia [2] fornece uma forma especial para este tipo de coletor, conforme apresenta a Figura 2.

A grande dificuldade destes coletores é a fabricação dos espelhos parabólicos, principalmente próximo ao absorvedor, devido à grande curvatura dos mesmos. A alternativa proposta foi a de colocar um tubo cilíndrico metálico, coberto por outro tubo de vidro no foco do coletor, resultando a montagem da Fig. 3.

Por problemas de montagem, passou a existir um espaço vazio entre os ramos de parábola.

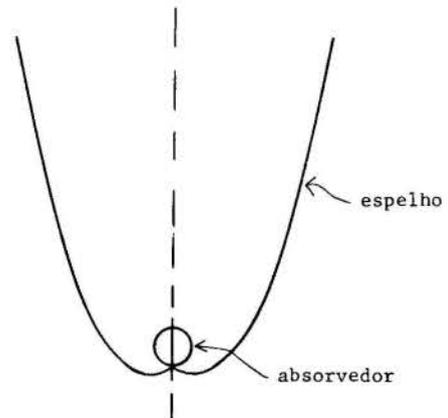


Fig.2 Coletor CPC com absorvedor cilíndrico

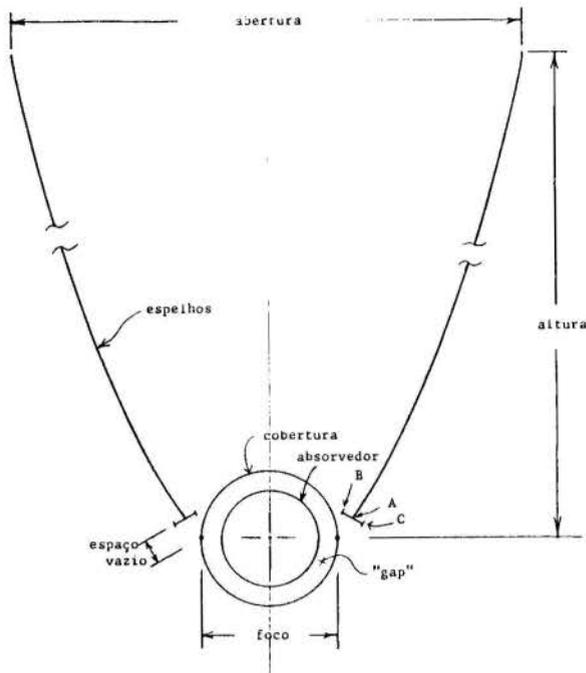


Fig. 3 Montagem proposta com absorvedor cilíndrico

bola e a cobertura do absorvedor. Também por características de montagem, é possível variar a posição "A" dos espelhos (ver Fig. 3) ao longo da reta "B-C", bem como a abertura dos espelhos. A concentração, o ângulo de aceitação e a truncagem, pela inexistência da simulação na época de projeto, foram feitas por gráficos e equações disponíveis na bibliografia. Restava pois otimizar a abertura do coletor, a posição "A" dos espelhos e avaliar o desempenho do absorvedor cilíndrico proposto. Para avaliar estes parâmetros foi aplicada a simulação de coletores.

DESEMPENHO DE COLETORES CONCENTRADORES

O desempenho de um coletor concentrador pode ser equacionado com seu calor útil Q_u [2] em:

$$Q_u = A_a F_r \left[S - \frac{A_r U_L}{A_a} (t_i - t_a) \right] \quad (1)$$

onde:

- Q_u = calor útil do coletor
- A_a = área de abertura do coletor
- F_r = fator de remoção de calor do coletor
- S = radiação absorvida por área de abertura
- A_r = área receptora de radiação
- U_L = coeficiente de perdas de calor
- t_i = temperatura de entrada do fluido
- t_a = temperatura ambiente

Por sua vez:

$$S = G_{b,a} \eta_o \quad (2)$$

onde:

- $G_{b,a}$ = radiação direta no plano de abertura
- η_o = eficiência ótica do coletor

Por sua vez:

$$\eta_o = \rho \tau \alpha \gamma \quad (3)$$

onde:

- ρ = refletância especular dos espelhos
- τ = transmitância do sistema de cobertura

- α = absorptância do absorvedor
- γ = fator de interceptação

Esta última equação sugere uma simples solução para a eficiência ótica. Entretanto a refletância dos espelhos depende do ângulo de incidência da radiação nos mesmos, que por sua vez depende do ângulo de incidência na abertura do coletor, e varia ao longo dos espelhos. A transmitância da cobertura também é variável com o ângulo de incidência da radiação sobre a mesma, o qual assume diferentes valores no mesmo instante de funcionamento do coletor, para diferentes raios. Da mesma forma a absorptância varia com o ângulo de incidência da radiação no absorvedor. Para considerar a eficiência ótica do coletor de forma completa, deve-se analisar a fração da energia que é absorvida em cada raio incidente, fazendo cada um deles entrar no coletor de forma que seja percorrida toda a abertura do mesmo.

Como resultado tem-se:

$$\eta_o = \frac{\sum_1^N \eta_r}{N} \quad (4)$$

$$\eta_r = \tau_{\theta z} \alpha_{\theta s} \gamma_r \prod_{i=1}^m \rho_{\theta s,i} \quad (5)$$

onde:

- η_o = eficiência ótica
- η_r = eficiência de um raio
- N = número de raios gerados
- $\rho_{\theta s,i}$ = reflexão angular nos espelhos, onde o índice i indica cada uma das reflexões antes do raio atingir a cobertura
- m = número de reflexões que um raio sofre
- τ_{θ} = transmissividade angular da cobertura
- α_{θ} = absorptividade do absorvedor
- γ_r = fator de interceptação para cada raio

Os fatores ρ_{θ} , τ_{θ} e α_{θ} variam entre 0 e 1, com valores fracionários, e o fator γ_r tem somente dois valores, 0 ou 1; "m" assume valores inteiros normalmente entre 1 e 2, e N varia entre 100 e 1500, conforme opção de simulação.

O cálculo dos itens acima foi obtido pelas equações (6), (7) e (8):

$$\rho_{\theta} = \frac{(1-r)^2 \rho_p \tau_a^2}{1 - \rho_p r \tau_a^2} + r \quad (6)$$

onde:

- r = refletividade do vidro no ângulo θ , calculada pelas equações de Fresnel [3]
- ρ_p = refletividade na interface prata-vidro, considerada 0,91 [4]
- $\tau_a = \exp(-\kappa L)$ é a transmitância considerando apenas a absorção para o vidro, sendo κ o coeficiente de absorção e L o caminho ótico da luz no vidro (função do ângulo de refração).

$$\tau_{\theta} = \tau_a \left[\left(\frac{1-r}{1+r} \right) \left(\frac{1-r}{1-r\tau_a} \right)^2 \right] \quad (7)$$

e α_{θ} obtido pelo ajuste de uma curva da variação da absorptância com o ângulo de incidência [2]:

$$\alpha_{\theta} = \alpha_N [1 - (1,885E-4 \exp(9,927E-2 \theta))] \quad (8)$$

para $0 \leq \theta \leq 65^{\circ}$

$$\alpha_{\theta} = \alpha_N [1 - (2,185E-4 \exp(9,321E-2 \theta))] \quad (9)$$

para $65 < \theta \leq 90^{\circ}$

onde:

α_{θ} = absortância angular

α_N = absortância normal

QUALIDADE DE ESPELHOS PARABÓLICOS

Os espelhos dos coletores são ramos de parábolas. Existe atualmente uma certa dificuldade de fabricá-los com um perfil perfeitamente parabólico, persistindo desvios entre o perfil real e o teórico dos espelhos.

Aqui aparece outro problema: como avaliar a qualidade ótica dos espelhos reais? Como avaliar o efeito dos erros dos espelhos quando em funcionamento nos coletores? Como decidir se um espelho pode ou não ser aproveitado? Tem-se aqui a necessidade de utilizar um procedimento para controle de qualidade dos espelhos.

Uma forma é montar os espelhos num coletor e medir seu funcionamento, com todos os seus problemas e dificuldades. Outra forma é efetuar um levantamento topográfico dos espelhos, digitar os dados e deixar a simulação demonstrar como o espelho irá se comportar no coletor, permitindo a quantificação de sua qualidade e a decisão pelo seu aproveitamento ou não.

SIMULAÇÃO DE COLETORES POR TRAÇADO DE RAIOS

A simulação baseia-se nas dimensões do coletor. Em primeiro lugar são fornecidos os diâmetros do absorvedor e cobertura, e a cota de seus centros. Após são fornecidos os dados dos espelhos, conforme levantamento topográfico, considerados como pequenos segmentos de retas.

A simulação inicia solicitando os seguintes dados:

- Posição inicial dos espelhos, conforme reta B-C da Figura 3;
- Abertura do coletor, conforme Fig. 3
- Ângulo de incidência, que deve ficar dentro do ângulo de aceitação.

O programa passa então a gerar uma família de raios, de forma a varrer toda a abertura do coletor, com o ângulo de incidência fornecido. Cada raio, quando parte, passa a procurar seu ponto de interseção, se num espelho, na cobertura ou na fresta entre cobertura e espelhos. Quando encontra o ponto de interseção é feito o deslocamento do raio até o mesmo.

Se a interseção é com um espelho, são feitos os cálculos de reflexão, onde é calculada a nova direção do raio e a energia não absorvida pelo espelho. A energia "contida" em cada raio, que inicialmente é a unidade, passa a decrescer, calculada pela equação (6), em função de parâmetros constantes, como espessura do espelho e refletividade da película de prata, e de parâmetro variável, como o ângulo de incidência, que o programa conhece em cada interseção existente. Após, com a nova direção do raio, é reiniciada a procura do novo ponto de interseção do raio, e assim por diante.

Se a interseção é com a cobertura de vidro, é calculada a fração da energia transmi-

tida pelo vidro e os raios que não atingem o absorvedor. Se o raio não atinge o absorvedor, se o raio acerta a cobertura, se o raio acerta o absorvedor e se o raio acerta o espaço existente entre o absorvedor e cobertura ("gap").

Se o raio acerta o absorvedor são feitos os cálculos de quantidade de energia absorvida (equações 8 e 9) e neste caso " γ " tem valor 1. A eficiência do raio absorvido será dada por:

$$\eta_{r,a} = \tau_{\theta} \alpha_{\theta} \prod_{i=1}^m \rho_{\theta i} \quad (10)$$

Nas primeiras simulações efetuadas, verificou-se que alguns raios não acertavam o absorvedor e transitavam pelo "gap" em decorrência da montagem proposta na Figura 3, o que diminui bastante a eficiência ótica do coletor. Passou-se então a analisar a alternativa de pintar o semi-cilindro inferior da cobertura com uma tinta branca difusa, já que a solução especular não fornece resultados positivos (neste caso a radiação retorna para fora do "gap").

Se o raio em análise acerta o semi-cilindro superior da cobertura, horizontalmente ou inclinado para cima, " γ " e " η_r " valem zero. Se o raio acerta o semi-cilindro inferior pintado, " γ " vale 1 e a eficiência passa a ser calculada por:

$$\eta_{r,g} = \tau_{\theta} \rho_d F_d \alpha_d \prod_{i=1}^m \rho_{\theta i} \quad (11)$$

onde:

ρ_d = refletividade média para pintura branca difusa

F_d = fator de forma entre a pintura branca e o absorvedor

α_d = absortividade média do absorvedor para radiação difusa.

Também nas primeiras simulações efetuadas verificou-se que alguns raios acertavam o espaço vazio entre cobertura e espelho. Procurou-se então utilizar parte desta radiação colocando-se uma fita metálica preenchendo este espaço. Para estes raios " γ " vale 1 e a eficiência foi calculada segundo:

$$\eta_{r,f} = \rho_f \tau_f \alpha_f \prod_{i=1}^m \rho_{\theta i} \quad (12)$$

onde:

ρ_f = refletividade da fita metálica

τ_f = transmissividade média da cobertura

α_f = absortividade média do absorvedor para as direções da radiação refletida pela fita.

Como a qualidade dos espelhos testados mostrou-se muito baixa, alguns raios não tiveram nenhum dos destinos acima, retornando para fora do coletor, com " γ " igual a zero.

Após todos estes testes e cálculos para um raio, inicia-se um novo raio que percorre as mesmas etapas de cálculo, até varrer toda a abertura do coletor, quando termina a simulação.

RESULTADOS DAS SIMULAÇÕES

Um primeiro resultado do uso do programa descrito é obtido diretamente da observação da saída em vídeo durante a execução do mesmo. Duas telas gráficas se alternam apresentando um corte do concentrador em vista geral e um corte em detalhe na região

do absorvedor respectivamente. Para facilitar a identificação da "qualidade" de cada raio utilizam-se recursos sonoros do microcomputador e diferentes tonalidades de cor na representação gráfica dos mesmos. As Figuras 4 e 5 apresentam os aspectos das telas gráficas durante a execução do programa. Sempre que um raio atinge com sucesso o absorvedor, o microcomputador emite um som característico e a cor do raio traçado é função da eficiência ótica do raio. Quando o raio é perdido, o som emitido é mais grave e o raio não é traçado. A observação do vídeo permite detectar os possíveis locais problemáticos do projeto e encontrar as soluções adequadas.

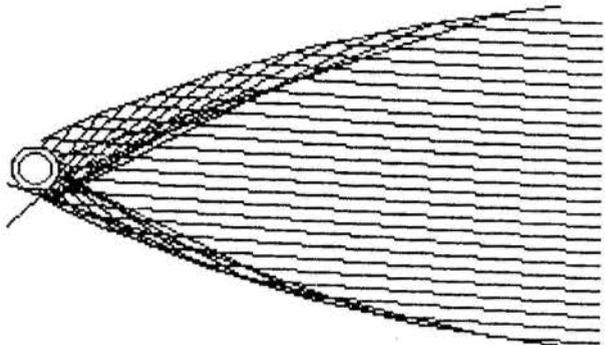


Fig. 4 Vista geral do coletor durante a execução do programa.

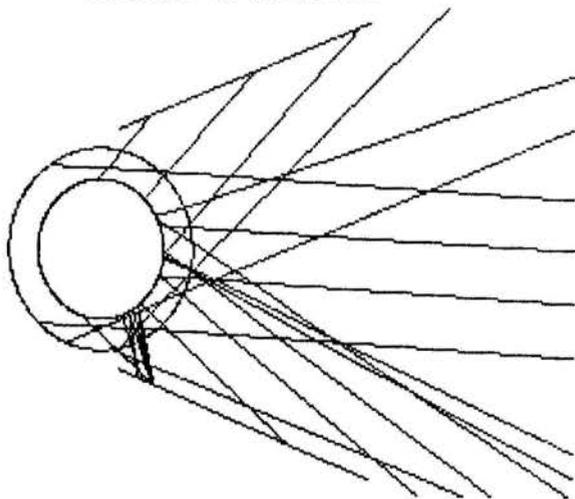


Fig. 5 Vista detalhada da região do absorvedor durante a execução do programa.

Para uma completa análise ou comparação entre diferentes modelos é necessário gerar um grande número de raios incidentes de vários ângulos e armazenar os resultados para obter um panorama quantitativo dos benefícios da alteração dos parâmetros do projeto. Os resultados consolidados em forma de gráficos permitem a otimização de tais parâmetros. Como exemplo desta etapa apresentam-se as Figuras 6, 7 e 8.

A Figura 6 apresenta o perfil da fração da energia "contida" em cada raio que foi absorvida em uma varredura completa da abertura do coletor para duas situações de diferentes ângulos de incidência. Nas simulações para obter esta figura não foram considerados os implementos da pintura branca e da fita metálica anteriormente referidos. O gomo central do perfil para ângulo de incidência normal representa a radiação recebida

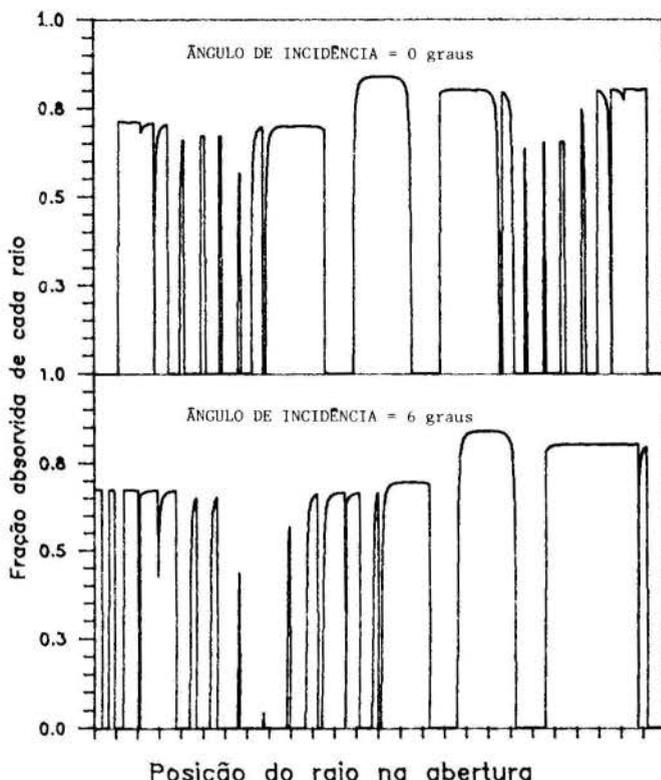


Fig. 6 Perfil da fração da energia incidente que foi absorvida de cada raio durante uma varredura da abertura.

diretamente no absorvedor através da cobertura. Observa-se duas regiões de fração zero adjacentes a esta, onde se evidencia a perda pelo fundo da cobertura. Outras regiões de baixo aproveitamento são devidas à imperfeições nos espelhos e à forma do absorvedor. No perfil de ângulo de incidência 6 graus o gomo da radiação não refletida pelos espelhos se desloca para a direita e a importância do espelho da esquerda é ressaltada.

A Figura 7 é um gráfico da eficiência ótica do coletor proposto na Figura 3 em função do ângulo de incidência com os parâmetros do projeto original. A evolução da curva fora dos limites do ângulo de aceitação (6 graus) é influenciada pela má qualidade da forma dos espelhos, pela truncagem dos mesmos e pela forma e dimensões do absorvedor. Embora este efeito amplie a captação da radiação difusa, as perdas da radiação direta são significativas e devem ser evitadas com a melhor qualidade dos elementos do coletor. Para efeito de comparação, a Figura 7 apresenta também a eficiência ótica de um CPC de igual abertura, não truncado e com absorvedor plano coberto por um vidro. Neste caso o espelho foi considerado perfeito (na sua forma e sem perdas por reflexão). Ainda na mesma Figura apresenta-se a fração da energia incidente de cada ângulo que atinge o fundo da cobertura de vidro pelos lados do absorvedor e o aumento que se poderia obter com a providência de pintar de branco esta região.

Para determinar a melhor abertura (L) e posição (AC na Figura 3) foi calculado o produto médio $\eta_0 L$ entre 0 e 6 graus, que indica a energia absorvida, para diversos pares de valores (AC, L), incluindo o efeito do difusor branco no fundo da cobertura. Os resultados foram dispostos no mapa de contornos apresentado na Figura 8. Percebe-se claramente uma região diagonal ótima

indicando vantagem na aproximação dos espelhos ao absorvedor (de 7 mm para 2 mm) desde que a abertura seja aumentada (de 422 mm para 485 mm). Observa-se também a pouca sensibilidade da energia aproveitada com pequenas variações destes parâmetros, já que em toda a amplitude da Figura 8 a variação não é maior que 10%. Isto indica que a precisão na montagem dos coletores não necessita demasiado rigor.

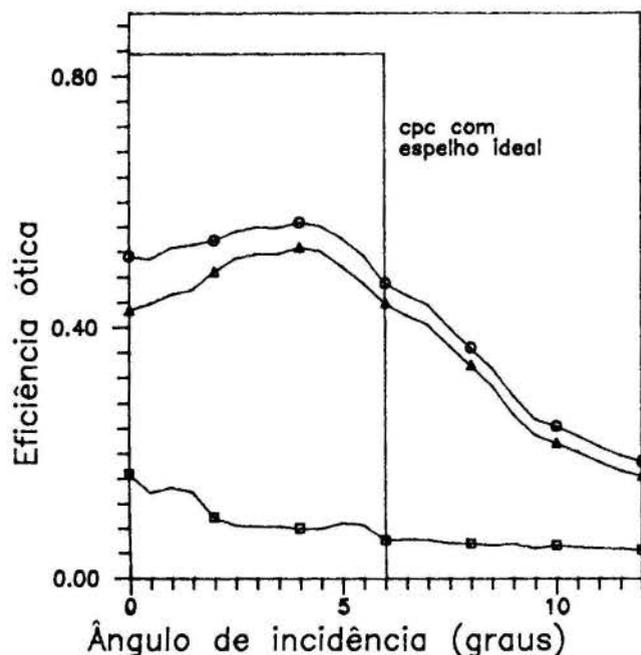


Fig. 7. Eficiência ótica do coletor e recuperação de energia pela tinta branca em função do ângulo de incidência. (A eficiência ótica sem implementar a pintura difusa, \square fração da energia que chega no fundo da cobertura e \circ eficiência ótica considerando a pintura difusa).

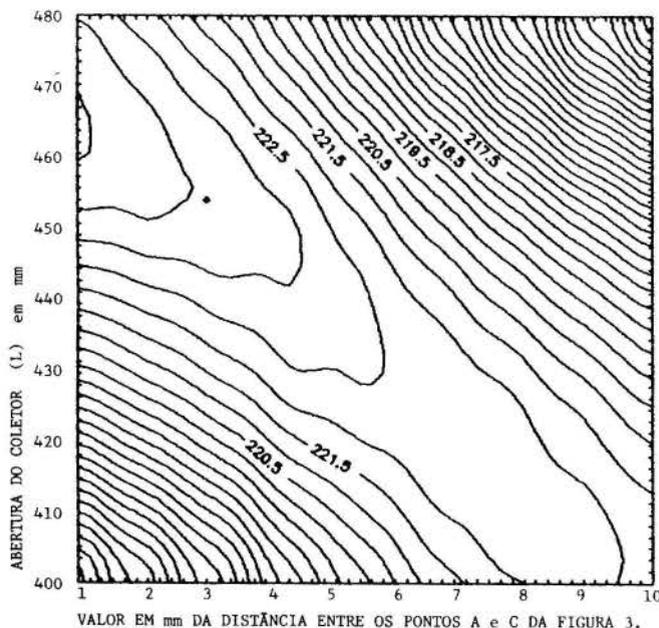


Fig. 8. Produto ηL em função da abertura (L) e da posição (AC - ver Figura 3).

CONCLUSÕES

O método apresentado demonstrou ser uma eficiente ferramenta de projeto e controle de qualidade de concentradores solares, com vantagens de tempo e segurança quando comparado com métodos experimentais. O atual estágio do trabalho (análise bidimensional) pode ser melhorado se for introduzida a dimensão axial, quando poderão ser incluídas as imperfeições dos espelhos na direção do eixo do coletor. O uso do programa permitiu estimar os benefícios que seriam obtidos pela alteração dos parâmetros originais do projeto.

REFERÊNCIAS

- [1] Beyer, P.O., "Produção de gelo com coletores solares concentradores parabólicos compostos e refrigeração por absorção", Tese de Mestrado, PROMEC/UFRGS, Porto Alegre, 1988.
- [2] Duffie, J.A., Beckman, W.A., "Solar Engineering of Thermal Processes", John Wiley & Sons, New York, 1980.
- [3] Lorrain, P., Corson, D.R., "Electromagnetic Fields and Waves", W.H. Freeman and Company, San Francisco, 1970.
- [4] Murr, L.E., "Solar Materials Science", Academic Press, New York, 1980.

AGRADECIMENTOS

Arno Krenzinger recebe apoio do CNPq através de Bolsa Individual de Pesquisa.

ABSTRACT

This work presents a simulation of solar compound parabolic concentrators (CPC) using the ray tracing technique. The program can be used as Computer Aided Design (CAD) and Quality Control applications for parabolic mirrors.

A FLUIDIZED SOLAR COLLECTOR



Antonio Francisco Fortes, Member ABCM
 Carlos Frederico Coimbra
 Leonardo Pascoal da Costa
 Department of Mechanical Engineering
 University of Brasilia



SUMMARY

A prototype fluidized solar collector has been tested in a standard experimental set up to investigate the influence of the fluidization of solid particles on its overall thermal performance. Spheres of polystyrene have been fluidized in water and a correlation of the form $Nu = f(Re, Pr, \phi)$ was proposed. Tests on the thermal performance of a conventional solar collector of similar geometrical configuration were also carried out to be used as a standard for a comparative analysis.

INTRODUCTION

It is now a well established fact that the bed-wall heat transfer coefficient is substantially increase in solid-liquid fluidized beds, if comparison is made with single phase flow at the same liquid velocity(1). Despite the peculiar behavior of this heat transfer coefficient as a function of the void fraction and the flow regime, the industrial practice has shown that in a wide variety of applications the fluidization of solid particles can be used successfully whenever relatively small surface areas in heat transfer processes are required. As an obvious example of such applications, the solar heaters of conventional design can have their overall thermal performance substantially improved if the absorber plate has an added fluidized contacting.

The purpose of the present work is to test a prototype fluidized solar collector in order to analyse the influence of the fluidization on its thermal behavior. The basic configuration consisted of flat-black spheres of polystyrene, with a specific gravity slightly higher than that of the water, fluidized in the space between the absorber plate and the cover plate. The cross section of the collector had a high aspect ratio to achieve a state of fluidization as close as possible to a particulate fluidization. The same collector was tested without the fluidized spheres, and the relevant outcomes showed that the global thermal performance of the fluidized collector could for the conventional collector under the same working conditions.

A correlation between the particle Nusselt number Nu , the modified Reynolds number Re_ϕ , the modified Prandtl number Pr_ϕ and the void fraction was proposed in the form

$$Nu = f(Re_\phi, Pr_\phi, \phi), \quad (1)$$

based on the well-known Reynolds analogy between heat transfer and momentum transfer mechanisms in fluid flow.

EXPERIMENTAL SET UP

The experimental configuration is show in Fig. 1. The solar collector and the distributor plate are depicted in Fig. 2.

The absorber plate was constructed of 2.5 mm thick aluminum plate uniformly sprayed with two layers of high emissivity flat-black paint. The dimensions of

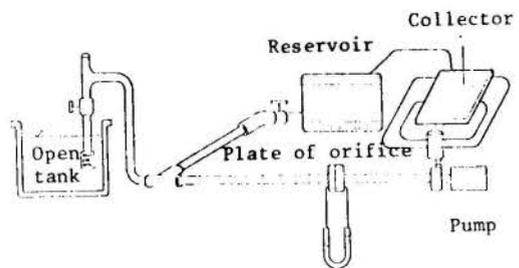


Fig. 1. Experimental set up.

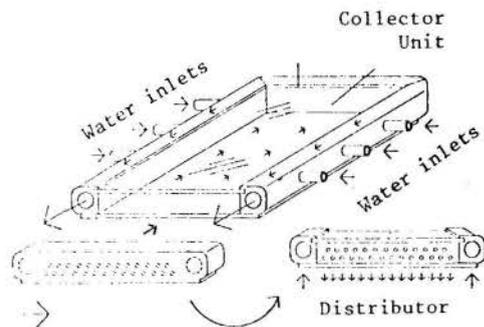


Fig. 2. Solar collector and distributor.

the effective absorber plate were 0.50 m width and 0.60m length. The cover plate was made of 4.0 mm thick window glass plate, and it was placed 22 mm above the absorber plate. The bottom insulation of the collector was made of glass wool 50 mm thick. The cover and the absorber plates were assembled on a frame constructed of extruded aluminum beams of hollow rectangular cross section. As depicted in Fig. 2, the water inlet was made through the hollow lateral walls, thus reducing significantly the heat loss from the side walls to the environment.

The distributor plate was made of the same aluminum beam with its inner side drilled with two staggered rows of 5.5 mm diameter holes, with centers 16.5 mm apart.

The water was recirculated with the help of a 3 HP centrifugal pump. The water flow rates were measured with a calibrated plate of orifice-differential manometer. The inlet and outlet temperatures of the water, T_1 and T_0 , respectively, were measured with chromel-alumel thermocouples, and the insolation was measured with a Kipp & Zonen pyranometer coupled to an integrator. The entire procedure of obtaining the thermal performance curves of both collectors followed closely the method of testing for rating solar collectors based on thermal performance NBSIR - 74-635 (2).

EXPERIMENTAL RESULTS

Due to the relatively high time constant of the collector unit, which is related to the small surface area and high flow rates, an acceptable precision in the measurement of the inlet and outlet temperatures was achieved only for values of the incident radiation intensity above 900 W/m^2 . These values of the solar energy did not constitute a problem during the time of the year and the latitude where the tests took place.

The results were obtained for the void fractions given by $\phi = 0.98, 0.95, 0.92$ and 0.89 . The spheres had an average diameter of 6 mm, a specific gravity equal to 1.12 and a specific heat equal to $1.185 \text{ kJ/kg}^\circ\text{K}$. These void fractions were calculated from the volume of the particles determined by a careful measurement of the water added up to the minimum possible static bed height and from the known total volumes. An alternative measurement of the particles volume done sometimes to check the accuracy of the previous one was to determine it by weighing the particles and using the known average particle density.

Several elevation angles were tested before the higher uniformity of the fluidization process was achieved. This elevation angle is usually taken numerically equal to the local latitude in the standard measurements of the thermal efficiency of flat plate solar collectors. In the present experiments, however, the empirical determination of the elevation angle resulted in a value of 26° from the horizontal, facing north. The criterion was a visual observation of the state of fluidization. This inclination introduced a component of the gravity force acting on the spheres normal to the absorber plate, thus increasing the stabilizing effects of the wall friction. Some of the relevant measurements and performance results are listed in Table 1. The overall efficiency of the solar collector η was obtained from the definition

$$\eta = \int_{T_1}^{T_2} (mc \Delta T d\tau) / R \quad (2)$$

where m is the mass flow rate, c is the specific heat, ΔT is the temperature difference between the outlet and inlet of the collector, R is the integrated solar energy intercepted by the unit in the time interval $T_2 - T_1$.

THERMAL EFFICIENCIES AND HEAT TRANSFER RESULTS

Figs. 3 and 4 show the plots of the thermal efficiencies versus $(T_b - T_a)/R$, where $T_b = (T_0 + T_1)/2$ and T_a is the ambient temperature, for the flow rates of 12.35 l/min and 20.35 l/min, respectively. The choice of the abscissae reveals an expected straight line representation of the thermal behavior of flat plate solar collector with a minimum of scatter.

Corresponding to the two flow rates, the void fractions of 0.98 and 0.89 were obtained at a full expanded bed. The measured terminal falling velocity of a single particle was 0.08 m/s, which gives a

Table 1. Experimental results

	$(T_b - T_a)/R, \text{ W/m}^2\text{C}$	$\eta, \%$	$(T_b - T_a)/R, \text{ W/m}^2\text{C}$	$\eta, \%$
Fluidized	$\phi = 0.98, Q = 12.351/\text{m}$		$\phi = 0.89, Q = 20.351/\text{min}$	
	0.006	61.6	0.010	67.0
	0.016	50.3	0.020	60.0
	0.025	40.2	0.031	57.5
	0.036	27.9	0.034	48.0
Non-Fluidized	$Q = 12.351/\text{m}$		$Q = 20.351/\text{min}$	
	0.007	41.6	0.005	56.1
	0.017	31.9	0.016	46.3
	0.023	26.2	0.020	42.8
	0.028	21.3	0.029	34.8

terminal particle Reynolds number equal to 699. This value is way beyond the lower limit for turbulent regime in fluidization, which leads to a velocity-voidage relationship independent of both the Reynolds number and the characteristic length-particle diameter ratio (3).

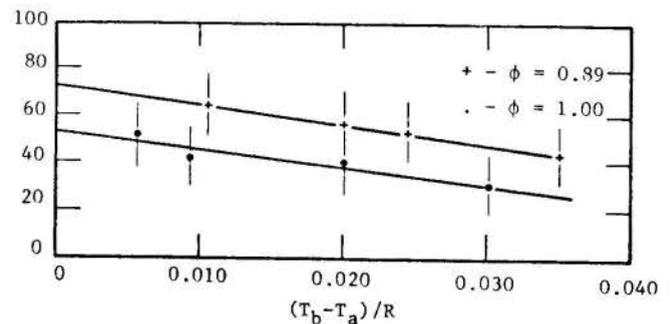


Fig. 3. Thermal efficiency plots.

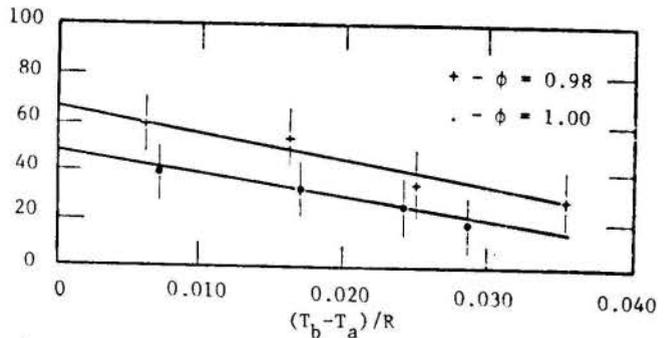


Fig. 4. Thermal efficiency plots.

The most salient feature of both Figs. 3 and 4 is the remarkable increase of the thermal efficiency of the fluidized collector relative to the conventional one for the whole range of the abscissae. Interestingly

enough, the adjusted curves of both plots show an approximately constant difference between the fluidized and the non-fluidized situations. This behavior was also observed for the other void fractions, which led to the conclusion that within the analysed range of void fractions this difference must be independent of both the void fraction and the ratio of the average collector temperature level and the incident solar energy. This could be predicted from the known behavior of the bed-wall heat transfer coefficient h_w as a function of the superficial velocity of the fluid as described in Kunii & Levenspiel (4). After a steep rise in this coefficient due the solids circulation in the beginning of the fluidization process, a relatively wide band of void fractions corresponds to an approximately constant h_w . A better understanding could be obtained from a higher order fit to represent the experimental data in the present case. As already observed by Kunii & Levenspiel (op. cit.), the explored ranges of flow rates, and accordingly of the superficial velocities, has limited the above considerations for not considering the influence of the ratio of the superficial velocity and the minimum fluidization velocity. The experimental results just shown encompasses nevertheless ranges of velocities within applications of practical importance, which was the stated main purpose of the present work. Besides, these findings indicate that solids circulation is anyway the single most dominant mechanism to which the increase in the thermal efficiency can be attributed also in liquid-solid systems.

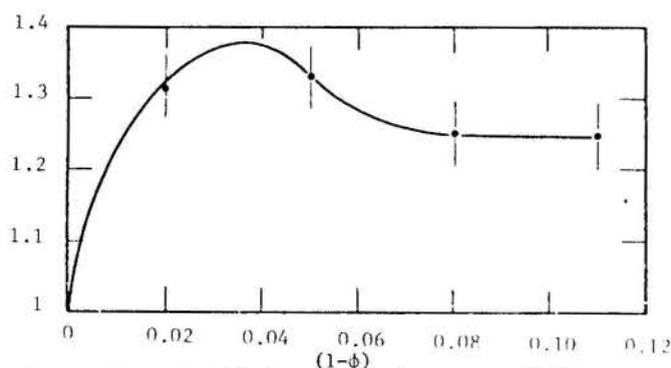


Fig. 5. Thermal efficiencies ratio versus $(1-\phi)$

A further look at the thermal efficiency plots shows how the effective transmission-absorptance factor for the collector unit is affected by the fluidization. As can be seen in Fig. 5, there is a maximum value of 1.33, at a void fraction of 0.95, for the ratio of the extrapolated γ -intercepts of the thermal efficiency curves for the fluidized and the non-fluidized collectors. This optimal behavior is resultant of the competing effects of the solids circulation and the global radiative properties of the solar collector. For a high void fraction means a bed-wall heat transfer coefficient close to that of the non-fluidized unit, but at an increasing solids concentration the fluidized particles induce a lower effective absorptance of the collector, thus reducing its overall thermal performance. It is also possible that the increased effective viscosity of the fluidized bed for lowered void fractions may induce resistances of the laminar and buffer layers (1).

The heat transfer results can be better explored if expressed as a correlation like that proposed in Eq. 1. This substantial simplification of a very complex mechanism expressed by the Reynolds analogy is called upon to establish a more compact correlation for the particle Nusselt number of the collector unit.

Starting with a modified Reynolds number and a modified drag coefficient as proposed by Barnea & Mizrahi (5), related by an equation which reflects dynamical analogy with the drag versus Reynolds number plot for an isolated sphere, i. e.,

$$C = (0.63 + 4.8/Re^{1/2})^2, \quad (3)$$

it is proposed here that the generally accepted correlation for turbulent flow inside tubes given by

$$NuPr^{-0.4} = f(Re) \quad (4)$$

be rephrased as

$$NuPr_{\phi}^{-0.4} = K (0.63 + 4.8/Re_{\phi}^{1/2})^2, \quad (5)$$

The extended definitions of the Reynolds and Prandtl numbers are

$$Re_{\phi} = [(u \rho d) / \mu] / \exp \{5(1-\phi)/3\},$$

and

$$Pr_{\phi} = (C \mu / k) \exp \{2.66(1-\phi)/\delta\}.$$

The Nusselt number is

$$Nu = h_w d / k,$$

where h_w is the bed-wall heat transfer coefficient and k is the heat conductivity of the fluid. The parameter K can be determined once the average temperature of the absorber plate is known. It can be obtained by elementary energy balances as done by Niles, Carnegie, Pohl & Cherne (6). However, in the present situation, the combined convection and radiation heat loss coefficient between the absorber plate and the environment is strongly influenced by the intervening fluidized particles. Therefore, it would be easier to obtain the temperature distribution of the absorber plate by direct measurement. In any rate, an estimate of the heat transfer coefficient h_w can be obtained from the Richardson & Mitson correlation for liquid-solid systems (1),

$$Pr^{2/3} (h_w / C \rho) = 0.18 (f/2 + [1.5(1-\phi)]^2)^{1/2} u / \phi, \quad (6)$$

where Pr , C and ρ are, respectively, the Prandtl number, the specific heat and the density of the fluid, f is the Fanning friction factor and u is the superficial velocity of the liquid. For a void fraction of $\phi = 0.98$, and at the free stream average temperature, the calculated value of K is 97.2. Hence, the proposed correlation could be approximated by

$$NuPr_{\phi}^{-0.4} = 97.2 (0.63 + 4.8/Re_{\phi}^{1/2})^2, \quad (7)$$

The above correlation, being an expression of a fundamental analogy which has served so fruitfully the experimental investigations in heat transfer, is thought to be valid also for fluidization phenomena, and forms the basis for further work.

CONCLUSIONS

The overall thermal performances of a prototype fluidized solar collector were obtained in a standard experimental set up reaching values roughly 30% higher than those for the non-fluidized collector under the same working conditions. The experiments also showed that the difference between the thermal efficiencies of the fluidized and the non-fluidized collectors were independent of both the void fraction and the average temperature level of the collector. There was also shown that there exists an optimum operation condition of the fluidized collector at a void fraction of 0.95. Finally, a correlation for the particle Nusselt number of the fluidized collector was proposed on the basis of the classical Reynolds analogy for turbulent flows inside tubes.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors wish to appreciate the partial financial support from CNPq (Brasil), and to express their great indebtedness to Ms. Helena for having kindly typed the manuscript.

REFERENCES

- [1] Joshi, J.B., Solid-liquid fluidized beds: some design aspects, Chem. Eng. Res. Des., vol. 61, pp. 145-161.
- [2] Hill, J.E. & Kusuda, T., 1974 Method of testing for rating solar collector based on thermal performance, U.S. Department of Commerce, National Bureau of Standards.
- [3] Richardson, J.F. & Zaki, W.N., 1954 Sedimentation and fluidization: Part I, Trans. Instn, Chem. Engrs., vol. 32, pp. 35-53.
- [4] Kunii, D. & Levenspiel, O., 1969 Fluidization Engineering, Robert E. Krieger Publishing Company, Florida.
- [5] Barnea, E. & Mizrahi, J., 1973 A generalized approach to the fluid dynamics of particulate systems, The Chem. Eng. Journal, vol. 5, pp. 171-189.
- [6] Niles, P.W., Carnegie, E.J., Phol, J.G & Cherne, J. M., 1978 Design and performance of an air collector for industrial crop dehydration, Solar Energy, vol. 20. pp. 19-23.

PERFORMANCE ANALYSIS OF A SOLAR-ASSISTED
SWIMMING POOL HEATING SYSTEM



A.I. Alkhamis, Mechanical Engineer
S.A. Sherif, Assistant Professor
Department of Mechanical Engineering
University of Miami
Coral Gables, Florida 33124, U.S.A.



SUMMARY

This paper is one in a series reporting on feasibility studies for a solar-assisted heating system for the University of Miami's Aquatic Center using the simulation program TRNSYS. The Aquatic Center is composed of an outdoor olympic size swimming pool and a locker room building. The solar heating is accomplished by employing hot water generated by heat exchange with the solar collector working fluid. Two thermal storage tanks are employed for the collector and domestic use. The performance of the system is analyzed from both thermodynamic and economic standpoints and general conclusions are reached.

INTRODUCTION

Outdoor swimming pools generally act as solar collectors. Solar insolation falling on the surface of the pool is usually transmitted into the water with a 5-10% reflection loss to the atmosphere. Some of the energy is absorbed in the top few inches and the rest is absorbed by the deeper portion of the pool. This process usually results in a solar energy conversion efficiency in the range of 70-85% with respect to the overall incident radiation [1,2].

Different methods of solar heating of swimming pools were reported in the literature. Examples of work reporting on pool analysis include those of Root [3], Czarnecki [4], Lof and Lof [2], Francey and Golding [5], DeWinter [1], Talwar [6], Govaer and Zarmi [7], Szeicz and McMonagle [8], Tiwari et al. [9], Dang [10], and Sodha et al. [11]. Economic analysis of solar-assisted systems can be found in Brandemuehl and Beckman [12].

Alkhamis and Sherif [13,14] reported on the heating and cooling of the University of Miami's Aquatic Center using solar energy. They found that the average yearly performance of the designed system was more sensitive to the collector area than the storage tank volume. Also, with the present economic parameters they determined that the solar-assisted heating/cooling system using double-glazed flat plate collectors in a tropical environment is not economical over a life period of ten years.

In this paper a solar heating system using single-glazed flat plate collectors is compared to that of a solar heating/cooling system for the University of Miami's Aquatic Center (see Fig. 1 for a schematic of the latter system). The Aquatic Center is composed of an outdoor olympic size swimming pool and a locker room building. The Center uses natural gas to fire-up the boiler that supplies secondary heat to the pool and domestic hot water to the lockers. The solar heating is accomplished by employing hot water generated by heat exchange with the solar collector working fluid. Two thermal storage tanks are employed for the collector and domestic use. The two systems are compared from both thermodynamic and economic standpoints and general conclusions are reached.

ANALYSIS

Heat loss from an outdoor swimming pool occurs mainly by evaporation, convection and radiation. There is some loss by conduction to the ground, but it is small enough to be neglected if the pool is fully submerged in the ground. Otherwise, it should be considered (see for example Tiwari et al. [9] and Szeicz and McMonagle [8]).

The proposed system is primarily composed of a solar heater, two thermal storage tanks, three heat exchangers, a boiler, and several circulating pumps. A schematic of the system is shown in Fig. 2.

The pool heating load can be estimated by employing Eqs. (A-1) through (A-4) in Appendix A.

The pool is simulated using Eq. (A-5) and the hourly weather data from TRNSYS in order to determine the transient pool losses. The assumptions are that the pool is to be maintained at 26.67°C and that the pool temperature is uniform along its depth (no stratification) since the pool water is to be turned over every six hours. The pool surface area was selected to be 1172 m² with a capacity of 2364 m³ of water.

The domestic hot water load was estimated using the standard ASHRAE procedures [15]. The locker rooms were selected to have 22 showers and 16 service sinks, while 250 patrons were assumed to use the facilities at any given day. ASHRAE recommends a hot water consumption of 0.014 m³/male user and 0.019 m³/female user. ASHRAE also recommends a demand factor and storage capacity factor of 0.4 and 1, respectively. The maximum probable demand of hot water was found to be 1.67 m³/h at a demand temperature of 38°C. The preheat tank was selected to have a volume of 1.893 m³ and a U_L value of 1.5 kJ/h m² K with a maximum temperature of 60°C. These values were chosen or calculated to correspond to the respective parameters of the University of Miami's Aquatic Center.

The commercially available flat plate collector simulated was the MSC Series Liquid Flat Plate Collector. The collector is a high performance type with a copper black chrome absorber plate having one cover glazing of low-iron tempered glass. The performance data according to the ASHRAE standard test for solar collectors were F_R(τ α) = 0.757 and F_R(U_L) = 16.15 kJ/h m² K. The simulation method was based on the Hottel-Whiller equation (Eq. (A-6)).

The working fluid was chosen to be water with a heat exchanger between the collector and the storage tank having an effectiveness of 0.7. The optimum collector tilt was chosen to be equal to the latitude of Miami plus 15° all year round [16]. The storage tank was unpressurized with no stratification. The tank was well insulated with a U_L value of 0.5 kJ/h m² K and a ratio of tank height to diameter of 3.

The approach to solar process economics is to use the Life-Cycle-Cost method taking into account all future expenses. The method provides a means of comparison of future costs with today's costs. This is done by discounting all anticipated costs to the common

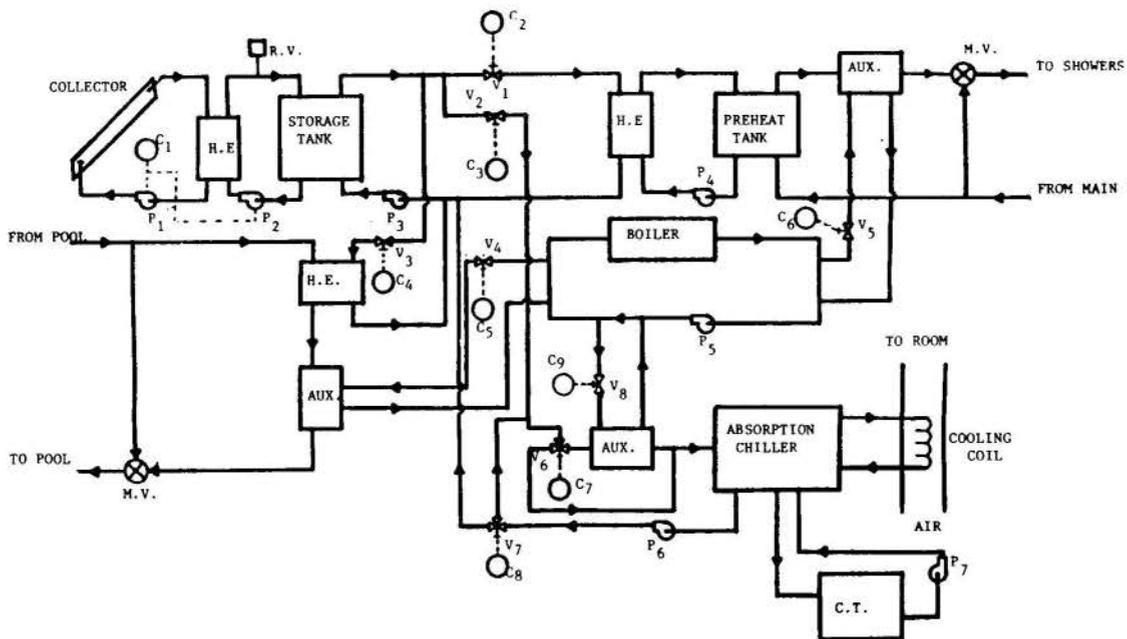


Fig. 1. Schematic of the combined solar swimming pool heating, air conditioning, and hot water system. C is control, C.T. is cooling tower, H.E. is heat exchanger, M.V. is mixing valve, P is pump, R.V. is relief valve, V is valve, and AUX is auxiliary.

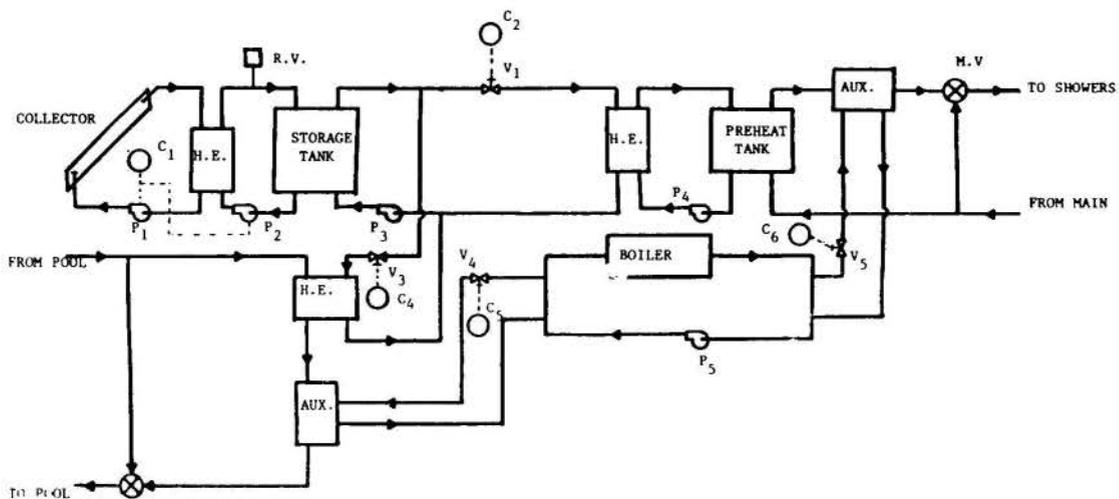


Fig. 2. Schematic of the combined solar heating of the swimming pool and hot water system. C is control, H.E. is heat exchanger, M.V. is mixing valve, P is pump, R.V. is relief valve, V is valve, and AUX is auxiliary.

basis of present worth, that is, what would have to be invested today, at best alternative investment rates, to have the funds available in the future to meet all of the anticipated expenses. The method assumes that the cost of components which are common to both conventional and solar systems (i.e. boiler, ductwork, chiller etc.), and maintenance costs of these equipment, are identical. Thus, all references to solar-assisted system costs, or conventional system costs, refer to the cost increment above the common costs.

In their economic study of solar assisted systems, Brandemuehl and Beckman [12] showed how the life cycle solar savings can be determined using the present worth factors. The life cycle savings of a solar-assisted system over a conventional system are defined as the difference between a reduction of fuel costs and an increase in expenses incurred as a result of the additional investment in the solar-assisted system. Equations and tables describing the applications of the method can be found in Appendix B.

RESULTS AND DISCUSSION

Intensive calculations and several runs of the computer program TRNSYS were executed to determine the effect of the collector area on the individual sub-systems and the system as a whole. Since one of the advantages of solar-assisted systems is fuel saving, the solar displacement (SD) is an excellent measure of the system's performance. The solar displacement is defined as the ratio of solar energy used to that required by the load.

The effect of the collector area on the performance of the individual sub-systems for a storage volume of 18.93 m³ is displayed in Figs. 3 and 4. This storage volume was selected from the Specification Guide of Solar Vision, Inc. [17] as a representative volume.

The average solar displacement for the domestic hot water sub-system is shown in Fig. 3 as a function of the time of the year for different collector areas. The response of the hot water sub-system to collector area

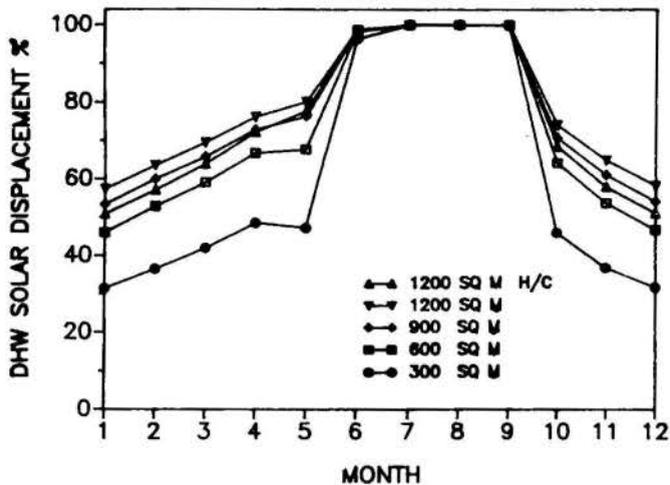


Fig. 3. Effect of collector area on the solar energy consumption of the domestic hot-water subsystem with a storage volume of 18.93 m^3 . H/C is the heating and cooling system.

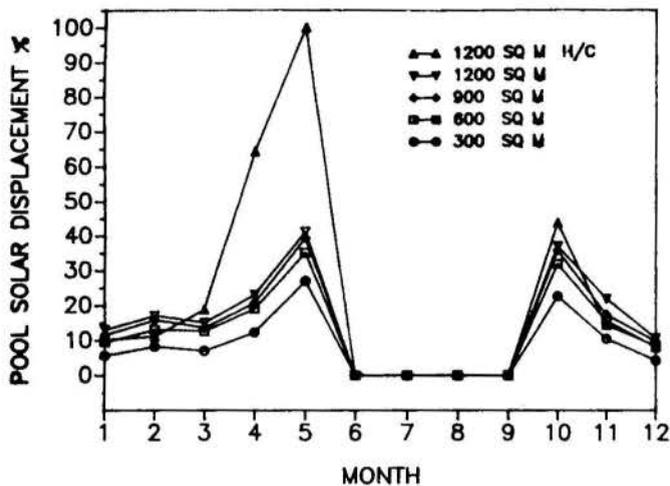


Fig. 4. Effect of collector area on the solar energy consumption of the swimming pool sub-system with a storage volume of 18.93 m^3 . H/C is the heating and cooling system.

tends to follow the same trend in both systems. A close examination of the figure indicates that doubling the collector area from 300 m^2 to 600 m^2 would increase the solar displacement by 15% with the exception of the summer season (June through September) where the load is mostly met by solar energy with a collector area not exceeding 300 m^2 since the demand on hot water is low. This is primarily due to the fact that a larger area is capable of collecting more energy for a given time period and, consequently, raise the average tank temperature. As the area doubles further, however, the increase in solar displacement is less significant. This is primarily because any further increase in energy collection is more likely to cause the liquid water to boil, thus discarding the excess energy through the relief valve. This trend is consistent with that observed by Alkhamis and Sherif [13] for the combined heating/cooling system.

Contrary to the domestic hot water sub-system, the pool solar energy consumption is not as dependent on the collector area for the storage volume specified earlier, a trend that can be seen in Fig. 4. This is primarily due to the fact that the storage volume selected is not large enough to make a significant difference in solar displacement. In the combined heating/cooling system, during the months of May, a storage volume of 11.36 m^3 was apparently able to provide all the energy needed to

heat the pool. On the other hand, the heating-only system was not able to meet the load during the same period. The reason is that the pool heating load is small during this month, in addition to the fact that smaller storage volumes are associated with higher temperatures, thus becoming capable of providing larger amount of energy for the same time period.

Figure 5 presents the life cycle savings as a function of market discount rate for different collector areas for the proposed system. The return on investment (ROI) for each collector area can be determined for certain specified economic parameters. ROI is defined as the market discount rate which results in zero life cycle savings, that is, the discount rate that makes the present worth of solar and conventional alternatives equal. A close examination of Fig. 5, reveals that collector areas of 600 m^2 for both systems will yield 10.5% and 2.5% ROI over a 15-year period. It also shows that an area of 900 m^2 over 20-years for the heating-only system has a ROI of 6.5%, and under the same economic conditions larger collector area yield larger ROI.

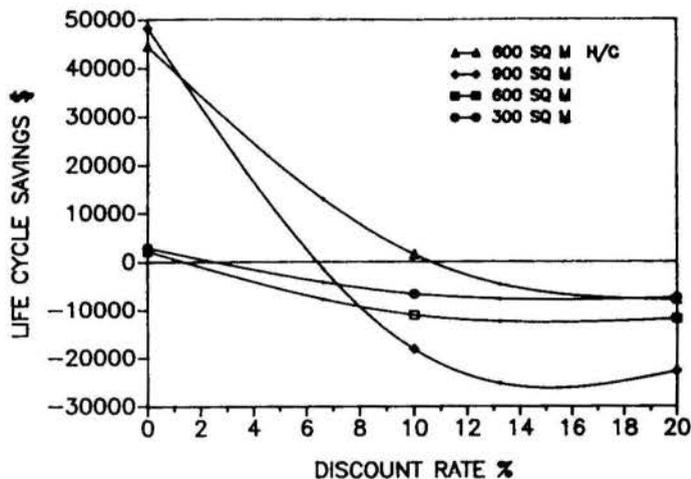


Fig. 5. Life cycle savings as a function of market discount rate with a storage volume of 18.93 m^3 , $N_e=15$ and 20 for areas $300, 600$ and 900 m^2 , respectively. $I_F=12\%$, $I_C=5\%$ and $C_F=\$4.26/\text{GJ}$. H/C is the heating and cooling system.

The effect of fuel inflation rate, I_F , on the life cycle savings is shown in Fig. 6 while the effect of fuel prices is presented in Fig. 7. Several trends are clear from these figures. In Fig. 6, positive savings were not reached since the fuel cost is low enough, thus requiring a fuel inflation rate larger than 12% to make the solar-assisted system economical for both systems. In Fig. 7, as fuel costs rise, the optimum collector area increases. As that happens, the range of areas over which positive savings are achieved can be expected to increase. A close examination of this figure shows that the optima are broad and that the selection of area is not critical. From Fig. 7, it is possible to predict the "break-even" combination of fuel cost and inflation rate that will make the solar-assisted system barely competitive with a conventional one. As can be seen from Fig. 7, the break-even point corresponds to zero savings.

CONCLUSIONS

This paper reported on a feasibility study of a solar-assisted system for the University of Miami's swimming pool and domestic hot water systems. From a thermodynamic standpoint, the average yearly performance of the simulated domestic hot water sub-system was shown to be more sensitive to the collector area than the pool sub-system. From an economic standpoint, it was shown that the optimization of the life cycle savings of the proposed solar-assisted system over its useful life

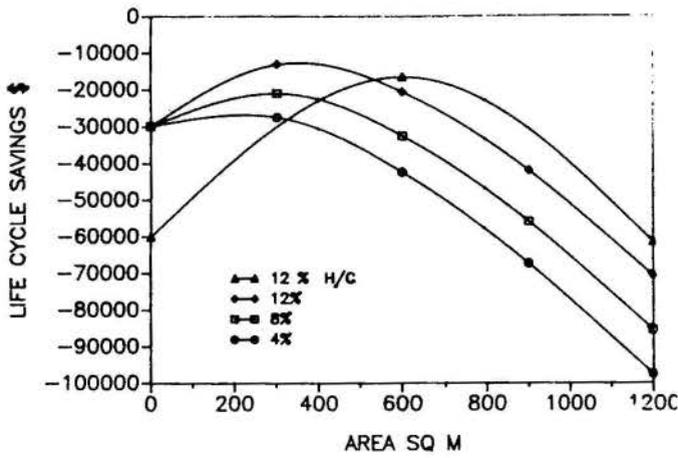


Fig. 6. Effect of fuel inflation rate on life cycle savings with storage volume 18.93 m^3 , $N_e=10$, $I_G=5\%$, $C_F=\$4.26/\text{GJ}$ and $d=7\%$. H/C is the heating and cooling system.

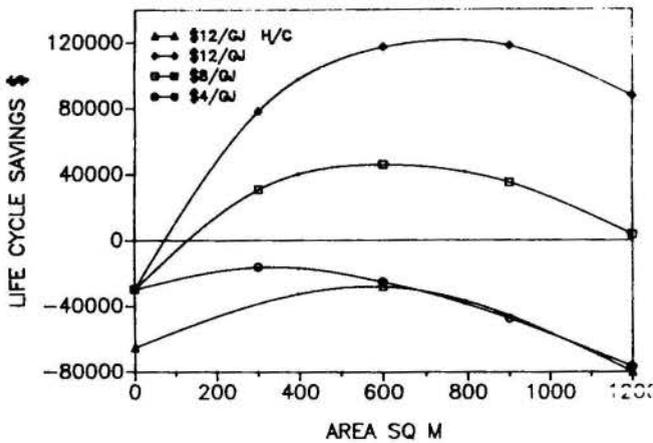


Fig. 7. Effect of fuel cost on life cycle savings with storage volume 18.93 m^3 , $N_e=10$, $I_G=5\%$, $I_F=1\%$ and $d=7\%$. H/C is the heating and cooling system.

was more sensitive to the fuel prices than the fuel inflation rate for a given set of economic parameters. It was also shown that the selection of optimum collector area is not critical. With the present economic factors, it seems that the solar-assisted heating system using flat plate collectors for the swimming pool/domestic hot water system at the University of Miami's aquatic center is not economical over a life period of ten years.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to acknowledge the assistance provided by the Physical Plant Personnel of the University of Miami especially Mr. Leon Lipson, Mechanical Maintenance Manager. The primary author would like to acknowledge the financial support provided by the Ministry of Higher Education of the Government of Saudi Arabia. Also, support from the Mechanical Engineering Department at the University of Miami is gratefully acknowledged.

NOMENCLATURE

Latin Symbols

- A_c collector area, m^2
- C flag indicating income producing or non-income producing solar-assisted system (1 or 0, respectively)
- C_A solar energy system investment costs proportional to collector area.

- C_E solar energy system investment costs independent of collector area
- C_p specific heat of water, $\text{J}/\text{kg K}$
- C_F unit cost of delivered conventional energy (including furnace efficiency) for the first year of analysis
- D ratio of down-payment to initial investment
- d discount rate
- f annual fraction of load supplied by solar energy
- F_R overall collector heat removal efficiency factor
- h_c convective heat transfer coefficient, $\text{W}/\text{m}^2 \text{K}$
 $5.68 + 3.78 \times V$
- h_r radiation heat transfer coefficient $5.68 \text{ W}/\text{m}^2 \text{K}$
- I_a absorbed energy, W/m^2
- I_F fuel inflation rate
- I_G general inflation rate
- I_t total incident radiation on a horizontal surface, W/m^2
- LCS cycle savings of a solar-assisted system over a conventional system
- M_s ratio of first year miscellaneous cost to initial investment
- m annual mortgage rate
- N_D depreciation life time in years
- N_e period of economic analysis
- N_L term of loan
- N_{\min} years over which mortgage payment contribute to the analysis (usually the minimum of N_e or N_L)
- N'_{\min} years over which mortgage payment contribute to the analysis (usually the minimum of N_e or N_D)
- P_a water vapor pressure in the air evaluated at T_a , N/m^2
- P_w water vapor pressure in equilibrium with pool water evaluated at the water temperature, N/m^2
- P_1 ratio of the life cycle fuel cost savings to the first year fuel cost savings
- P_2 ratio of the life cycle expenditures incurred because of the additional capital investment to the initial investment.
- Q_c energy lost by convection, W/m^2
- Q_r radiation energy lost from the pool, W/m^2
- Q_e evaporative loss, W/m^2
- Q_L average annual load
- Q_U rate of useful energy collected, kJ/h
- R_v ratio of resale value at end of period of analysis to initial investment
- T_p pool surface temperature, $^{\circ}\text{C}$
- T_a ambient temperature, $^{\circ}\text{C}$
- T_i inlet temperature of fluid entering collector, $^{\circ}\text{C}$
- T_1 pool mean temperature at the beginning of the hour, $^{\circ}\text{C}$
- T_2 pool mean temperature at the end of the hour, $^{\circ}\text{C}$
- t_1 effective income tax rate
- t_2 property tax rate based on the assessed value
- U_L overall collector loss coefficient per unit area, $\text{kJ}/\text{h m}^2 \text{K}$
- V wind speed, m/s
- V' ratio of assessed valuation of the solar energy system in the first year to the initial investment in the system
- W weight of water per unit pool surface area, kg/m^2

Greek Symbols

- α absorptance of absorber plate
- τ transmissivity of plate

REFERENCES

- [1] DeWinter, F., "How to Design and Build a Solar Swimming Pool Heater," Copper Development Association, Inc, New York, 1975.
- [2] Lof, G. and Lof, L., "Performance of Solar Swimming Pool Heater - Transparent Cover Type," Proceedings 1977 Annual Meeting of the American Section of the International Solar Energy Society, June 6-10, 1977, Orlando, Florida VI, pp. 31-1 to 31-5, 1977.

- [3] Root, D., "A Simplified Engineering Approach to Swimming Pool Heating," Solar Energy, Vol. 3, No. 1, January, pp. 60-63, 1959.
- [4] Czarnecki, J.T., "A Method of Heating Swimming Pools by Solar Energy," Solar Energy, Vol. 7, No. 1, pp. 3-7, 1963.
- [5] Francy, J.L.A. and Golding, P., "The Optical Characteristics of Swimming Pool Covers Used for Direct Solar Heating," Solar Energy, Vol. 259, pp. 259-263, 1981.
- [6] Talwar, R., "Swimming Pool Heating," In Solar Energy Technology Handbook, Part B, Dickinson, W. and Cheremisinoff, P. (Editors), Marcel Decker, Inc., New York, pp. 15-30, 1980.
- [7] Govaer, D. and Zarmi, Y., "Analytical Evaluation of Direct Solar Heating of Swimming Pools," Solar Energy, Vol. 27, No. 6, pp. 529-533, 1981.
- [8] Szeicz, G. and McMonagle, R.C., "The Heat Balance of Urban Swimming Pools," Solar Energy, Vol. 30, No. 3, pp. 247-259, 1983.
- [9] Tiwari, G.N., Gupta, S.P., and Lawrence, S.A., and Yadav, Y.P., "Transient Performance of Indoor Swimming Pool Heating by Solar Energy," RERIC International Energy Journal, Vol. 10, No. 1, June, pp. 7-17, 1988.
- [10] Dang, A., "A Parametric Study of Swimming Pool Heating -I," Energy Conversion and Management Vol. 26, No. 1, pp. 27-31, 1986.
- [11] Sodha, M.S., Kumar, A. and Govind, "Solar Heating of Open Swimming Pools," International Journal of Energy Research, Vol. 12, No. 3, pp. 511-519, 1988.
- [12] Brandemuehl, M.J. and Beckman W.A., "Economic Evaluation and Optimization of Solar Heating Systems," Solar Energy, Vol.23, No.1, pp.1-10, 1979.
- [13] Alkhamis, A.I., Sherif, S.A., "Transient Simulation of a Solar-Assisted Heating/Cooling System for an Aquatic Center in a Tropical Environment," Proceedings of the Twelfth Annual ASME International Solar Energy Conference, Miami, Florida, April 1-4, pp. 371-377, 1990.
- [14] Alkhamis, A.I., Sherif, S.A., "On the Economics of a Solar-Assisted Heating/Cooling System for an Aquatic Center in a Tropical Environment," Proceedings of the World Renewable Energy Congress, Reading, United Kingdom, September 23-28, 1990.
- [15] ASHRAE Handbook-1987 HVAC Systems and Applications, The American Society of Heating, Refrigerating, and Air-Conditioning Engineers, Inc., Atlanta, Georgia, 1987.
- [16] Duffie, J and Beckman, W., Solar Engineering of Thermal Processes, John Wiley and Sons, New York, 1980.
- [17] Solar Vision, Inc, The Spec Guide, Eighth Edition, Published by the Editors of Solar Age, 1986.

APPENDIX A

$$Q_c = h_c (T_p - T_a) \quad (A-1)$$

$$Q_r = h_r (T_p - T_a) \quad (A-2)$$

$$Q_e = 0.229 h_c (P_w - P_a) \quad (\text{Talwar [6]}) \quad (A-3)$$

$$I_a = 0.8 I_t \quad (A-4)$$

$$I_a = Q_c + Q_r + Q_e + W C_p (T_2 - T_1) \quad (A-5)$$

$$Q_u = A_c F_R [I_t \tau \alpha - U_L (T_1 - T_a)] \quad (A-6)$$

APPENDIX B

$$LCS = P_1 C_F Q_L F - P_2 (C_A A_c + C_E) \quad (B-1)$$

$$P_1 = (1 - C t_1) PWF(N_e, I_F, d) \quad (B-2)$$

$$P_2 = (D + (1 - D)(PWF(N_{min}, 0, d)/PWF(N_L, 0, m))) - (1 - D)[PWF(N_{min}, m, d) ((m - 1)/PWF(N_L, 0, m)) + PWF(N_{min}, 0, d)/PWF(N_L, 0, m)] + (1 - C t_1) M_s PWF(N_e, I_G, d) + t_2 (1 - t_1) V' PWF(N_e, I_G, d) - (C t_1/N_D) PWF(N'_{min}, 0, d) - R_v/(1 + d)^{Ne} \quad (B-3)$$

$$P_1 = PWF(N_e, I_F, d) \quad (B-4)$$

$$P_2 = M_s PWF(N_e, I_G, d) \quad (B-5)$$

TABLE B-1
Economic Parameters Used in Simulation

Estimated Prices

C_A	\$ 260/m ²
Storage tank	\$ 14830
Preheat tank	\$ 1400
Miscellaneous	\$ 50000
Parasitic power, Maintenance and insurance	\$ 3312
M_s	5%
C_E	\$ 69542
Fuel	Natural Gas
I_G	5%
I_F	12%
C_F	4.26/GJ
d	7%

EFICIÊNCIA EXERGÉTICA : CONCEITOS E APLICAÇÕES



WALDYR LUIZ RIBEIRO GALLO
LUIZ FERNANDO MILANEZ
Departamento de Energia - FEM UNICAMP



RESUMO

Neste trabalho são apresentados os conceitos de exergia e eficiência exergética para sistemas e volumes de controle. As diversas definições de eficiência exergética são discutidas. É proposta uma expressão geral para o cálculo desta eficiência. São ainda apresentados exemplos da aplicação do conceito de eficiência exergética quando comparados à eficiência de primeira Lei da Termodinâmica - que é amplamente empregada.

INTRODUÇÃO

A otimização de um processo de conversão de energia deve levar em consideração dois critérios: a eficiência da utilização da energia e o custo. Para melhorar um processo já existente ou comparar alternativas de projeto, o engenheiro deve identificar o uso ineficiente da energia através de balanços em diversas etapas do processo bem como no processo completo analisado como um todo. Entretanto, uma análise baseada apenas na Primeira Lei da Termodinâmica pode não ser suficiente pois as perdas de energia são avaliadas somente em função de valores absolutos. A Segunda Lei da Termodinâmica permite avaliar as perdas de energia não só do ponto de vista quantitativo, mas também qualitativo.

A exergia, também chamada de energia disponível ou disponibilidade, é uma propriedade que mede a capacidade máxima de produção de trabalho, uma capacidade que existe quando a substância não se encontra em equilíbrio com o ambiente. A exergia é destruída irreversivelmente em qualquer processo onde um potencial (diferenças de pressão, temperatura, voltagem, afinidade química, etc.) é diminuído sem causar um aumento equivalente em algum outro potencial. Assim, quando se fala em "conservação de energia" deve-se pensar em "conservação de exergia", pois a energia sempre se conserva mas a exergia pode ser destruída por irreversibilidades. Exergia é, na verdade, o que o leigo chama de energia - um potencial de causar mudanças desejadas.

A análise exergética é a ferramenta indicada para a avaliação de caminhos para uma melhor utilização da energia disponível, pois indica uma clara distinção entre perdas de energia para o ambiente e as irreversibilidades internas ao processo.

Vários têm sido os caminhos sugeridos para se obter uma melhor utilização da exergia: a utilização de combustíveis alternativos renováveis ou residuais (biomassa, resíduos agrícolas, lixo), o uso de fontes não convencionais de energia (solar, eólica, geotérmica) complementadas ou não por fontes tradicionais, o uso combinado de uma mesma fonte de energia para objetivos diferentes (co-geração de energia elétrica e vapor industrial, por exemplo), ciclos de potência em

casca (gases de escape de uma turbina a gás usados para fornecer calor a um ciclo a vapor), ou a mudança de parâmetros de projeto com base na redução de irreversibilidades de processos.

A análise exergética deve complementar, e não substituir, a análise energética. Balanços de energia, utilizados conjuntamente com balanços de massa e outras relações teóricas são utilizados para se projetar um sistema funcional. Balanços exergéticos são utilizados para se avaliar as condições ótimas de operação e funcionamento deste sistema.

O objetivo deste trabalho é rever os conceitos acima e apresentar de forma condensada a metodologia para a análise de segunda lei, com particular atenção às diferentes definições de eficiência exergética. Os exemplos de aplicação buscam demonstrar as vantagens desta poderosa ferramenta que ainda não é muito difundida no Brasil.

GERAÇÃO DE ENTROPIA E IRREVERSIBILIDADE

Pode-se definir a geração de entropia (S_g) ao se transformar a desigualdade de Clausius para um sistema em uma igualdade:

$$S_g = S_2 - S_1 - \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \quad (1)$$

A equação (1) indica que a entropia gerada é sempre positiva para os processos reais e nula para os processos chamados de reversíveis. A geração de entropia pode ser utilizada como uma forma de se avaliar o grau de irreversibilidade de um dado processo. O mesmo tipo de raciocínio pode ser empregado para se definir a taxa de geração de entropia para um volume de controle.

A relação entre a Irreversibilidade e a Geração de Entropia é dada pelo Teorema de Gouy-Stodola:

$$I = T_0 S_g \quad (2)$$

Uma vez que a Geração de Entropia não varia com a escolha do reservatório de referência, para se minimizar a irreversibilidade dos sistemas de engenharia deve se minimizar

O CONCEITO DE EXERGIA

Exergia é a quantidade de trabalho que pode ser obtida quando uma certa porção de matéria é trazida ao estado de equilíbrio termodinâmico com os componentes usuais do meio ambiente, por meio de um processo reversível, envolvendo interações apenas com os componentes da natureza [1]. Esta é a definição de exergia em seu sentido mais amplo, em que o equilíbrio termodinâmico considera não só o equilíbrio de pressão e de temperatura, mas também o equilíbrio químico com as substâncias que compõem o meio ambiente.

A exergia total (Ex) - ou termoquímica - de um sistema é dada por [2]:

$$Ex = (E - U_0) + P_0 (V - V_0) - T_0 (S - S_0) + \sum_k N_k (\mu_{k0} - \mu_k^0) \quad (3)$$

onde E é a energia total (interna, cinética e potencial), V é o volume, S é a entropia, N_k é o número de moles da substância k, μ é o potencial químico, os valores com índice 0 são relativos ao sistema, quando em equilíbrio de pressão e temperatura com o ambiente e o superescrito 0 corresponde ao potencial químico da substância no ambiente de referência.

Para um volume de controle, a exergia total de escoamento (Ex_f) pode ser escrita como:

$$Ex_f = (H - H_0) - T_0(S - S_0) + \sum_k N_k (\mu_{k0} - \mu_k^0) \quad (4)$$

onde H representa a entalpia, e os demais símbolos tem o sentido já definido.

A exergia total pode ser decomposta em duas componentes: a exergia termomecânica e a exergia química. A exergia termomecânica corresponde ao trabalho máximo que pode ser obtido devido ao desequilíbrio de pressão e

temperatura entre o sistema e o meio. Para um sistema e um volume de controle, a exergia termomecânica é dada, respectivamente, por:

$$Ex^{lm} = (E - U_0) + P_0 (V - V_0) - T_0 (S - S_0) \quad (5)$$

$$Ex_f^{lm} = (H - H_0) - T_0 (S - S_0) \quad (6)$$

e, tanto para um sistema como para um volume de controle, a exergia química pode ser expressa como:

$$Ex^q = \sum_k N_k (\mu_{k0} - \mu_k^0) \quad (7)$$

No caso das reações químicas, é conveniente ressaltar que a exergia química difere da variação da energia livre de Gibbs devido ao trabalho adicional que pode ser obtido através das diferenças de concentrações entre os componentes do sistema e do ambiente.

A figura 1 mostra de forma esquemática a obtenção da exergia total, através de três módulos reversíveis de produção de trabalho, cada qual com uma função; o módulo A leva os componentes do sistema ao equilíbrio de pressão e temperatura com o ambiente, o módulo B promove a reação dos constituintes do sistema reduzindo-os aos componentes do ambiente e o módulo C produz trabalho a partir das diferenças de concentrações, através de membranas semi-permeáveis. A exergia total é obtida pela soma dos trabalhos desenvolvidos em cada módulo.

O balanço de exergia para um sistema que evolui de um estado genérico 1 para outro estado 2 é dado por:

$$Ex_2 - Ex_1 = (1 - T_0/T) Q_{12} - W_{12} + P_0 (V_2 - V_1) - I \quad (8)$$

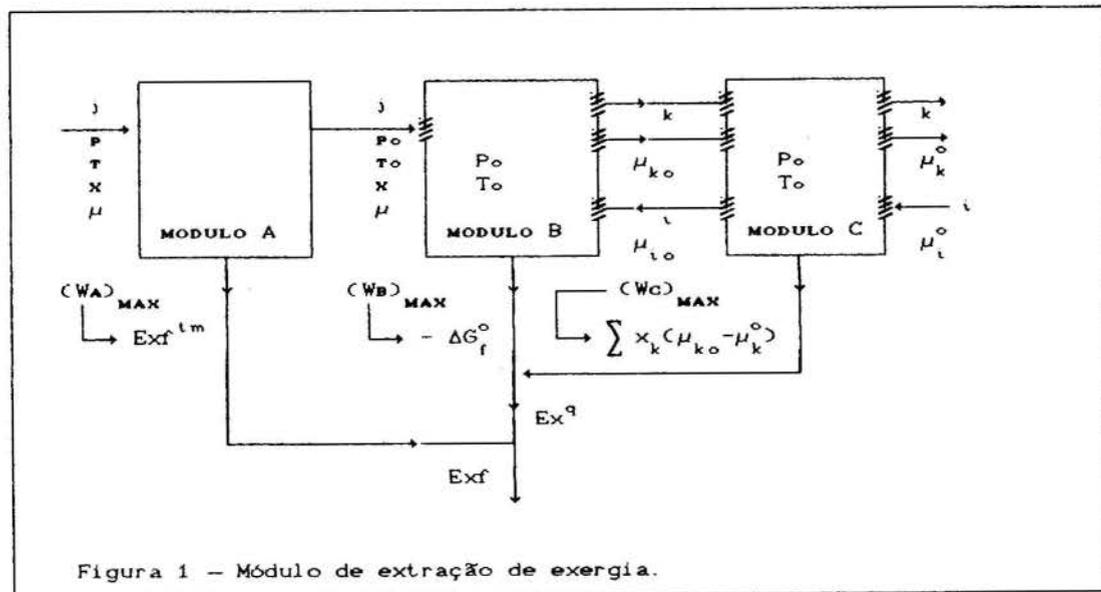


Figura 1 - Módulo de extração de exergia.

onde I é a irreversibilidade associada ao processo, Q e W são, respectivamente, o calor e o trabalho envolvidos e T é a temperatura do reservatório com o qual ocorre a transmissão de calor. Deve ser observado que a exergia associada à transferência de calor é menor que o calor envolvido no processo por um fator que é exatamente a eficiência de um motor de Carnot que opera entre T e T_0 .

Para um volume de controle em regime permanente, o balanço de exergia resulta em:

$$I = \int_{sc} (1 - T_0/T) q \, d\mathcal{A} - W_{vc} + \sum_e \dot{m}_e \text{exf}_e - \sum_s \dot{m}_s \text{exf}_s \quad (9)$$

onde q é o fluxo de calor, $d\mathcal{A}$ é o elemento de área, os índices e e s correspondem a entradas e saídas do volume de controle e exf é a exergia de escoamento específica.

ESTADOS DE REFERÊNCIA

Uma das dificuldades para o emprego em maior escala do conceito de exergia nas avaliações termodinâmicas reside no fato que a exergia não é uma propriedade do sistema e sim de um sistema combinado (sistema mais o ambiente). O ambiente é o limite para onde tendem os sistemas termodinâmicos em processos espontâneos: quando um sistema atinge o estado de equilíbrio com o ambiente, não mais possui capacidade de produzir trabalho - isto é, não mais possui exergia.

Quando se trata de avaliar diferenças de exergia termomecânica, a caracterização do estado inativo pode se dar exclusivamente a partir da pressão e temperatura do ambiente. Todavia, quando se pretende obter a exergia de sistemas reagentes ou quando se calculam eficiências de Segunda Lei, mesmo quando o fluido de trabalho está em circuito fechado, é necessário adotar como estado de referência o Estado Inativo Irrestrito, no qual a composição do ambiente deve ser conhecida.

Como o ambiente não está em equilíbrio químico, a exergia, rigorosamente, varia sempre que muda a composição do meio. Além da questão da composição química também as condições de pressão e temperatura variam no ambiente ao longo de um dia ou de um ano. Alguns autores trabalham com um valor padrão de temperatura e pressão, outros utilizam os valores instantâneos, enquanto outros sugerem que se obtenham valores médios. Em geral, um estado de referência padrão é adequado para a maioria dos problemas. Um caso especial ocorre na análise de sistemas de condicionamento de ar, onde a temperatura ambiente instantânea é fundamental.

Uma análise das estratégias para a definição de estados de referência pode ser encontrada na ref. [3]. A abordagem mais cômoda é a de Szargut [4], que trabalha com um estado de referência padrão. Quando é necessário usar um estado de referência instantâneo, a metodologia de Gaggioli [5] pode ser empregada. Uma vez definido o estado de referência, o cálculo da exergia química de substâncias puras não apresenta problemas. Para os combustíveis comerciais - cuja composição química é geralmente desconhecida ou bastante variável - Szargut e Styrylska [6] obtiveram correlações empíricas entre a exergia química e o poder calorífico para combustíveis soli-

dos, líquidos e gasosos em função da relação molar existente entre seus elementos componentes e o número de átomos de carbono. Essas correlações podem ser empregadas ao menos como uma primeira aproximação e foram sumarizadas por Rodriguez [7].

EFICIÊNCIA EXERGETICA

É conveniente utilizar o conceito de eficiência exergetica para avaliar a conversão de exergia em um processo, da mesma maneira que se usa o conceito de eficiência (de Primeira Lei) para avaliar conversões de energia. Este conceito, ao avaliar qualitativa e quantitativamente a conversão de exergia, diferencia as perdas para o ambiente das irreversibilidades internas e pode se constituir em um poderoso indicador do desempenho de processos ou sistemas. Existem conversões de energia que são profundamente destruidoras de exergia. Assim, uma forma de se conservar exergia consiste em proporcionar uma adequação em termos de qualidade da energia, entre a fonte de energia empregada e a utilização - ou seja, para uma utilização em que a exergia requerida é baixa, deve ser evitado o uso de uma fonte de energia com alta exergia. Na literatura, a Eficiência Exergetica pode ser encontrada com diferentes nomes: Eficiência de Segunda Lei, Eficiência Racional, Eficiência Termodinâmica Relativa ou Efetividade.

Vários tipos de expressões para a eficiência exergetica podem ser encontrados na literatura. A definição mais comumente empregada relaciona o efeito exergetico desejado com o consumo de exergia empregado no processo:

$$\epsilon = \frac{\text{exergia útil produzida}}{\text{consumo de exergia}} \quad (10)$$

De modo geral, após uma definição qualitativa de eficiência exergetica como acima, os autores buscam exemplificar o seu emprego através da análise de processos particulares.

Uma segunda definição de eficiência exergetica também bastante comum relaciona os fluxos de exergia de entrada e de saída de um volume de controle:

$$\epsilon' = \frac{\text{exergia de saída}}{\text{exergia de entrada}} \quad (11)$$

Apesar de serem expressões formalmente simples, é necessário cuidado ao se comparar valores calculados de acordo com as diferentes definições. Obviamente, a utilização de (ϵ') é restrita a processos em regime permanente, enquanto que (ϵ) pode ser aplicada a processos em regime permanente ou a sistemas fechados.

Para se obter uma expressão geral para a eficiência exergetica da eq.(10), pode-se realizar um balanço de exergia para um volume de controle em regime permanente, tal como o indicado na Figura 2:

$$\begin{aligned} & \dot{E}_{x_m} + \dot{E}_{x_c} + \Delta \dot{E}_{x_n} + \dot{Q}_n \left(\frac{T_n - T_0}{T_n} \right) + \dot{W}_n \\ &= \dot{E}_{x_u} + \dot{E}_{x_d} + \Delta \dot{E}_{x_u} + \dot{Q}_u \left(\frac{T_u - T_0}{T_u} \right) + \\ &+ \dot{W}_u + I \end{aligned} \quad (12)$$

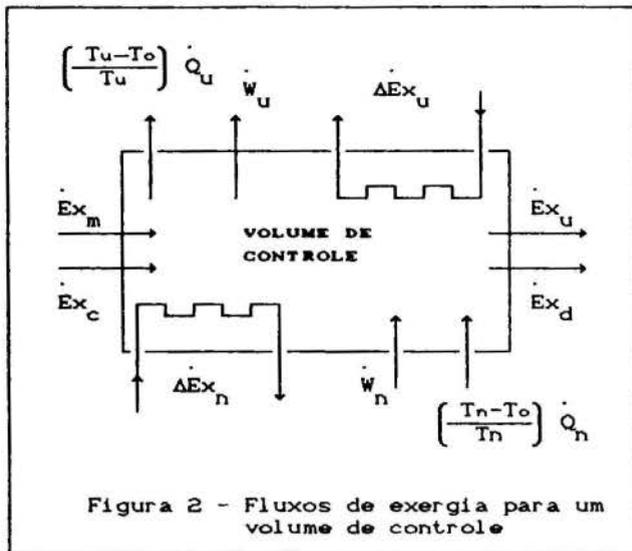


Figura 2 - Fluxos de exergia para um volume de controle

- onde:
- Ex_m fluxo de exergia das matérias primas não energéticas
 - Ex_c fluxo de exergia das substâncias de alimentação com finalidades energéticas (combustíveis e oxidantes)
 - ΔEx_n variação da exergia de uma corrente de fluido necessária ao processo, que atravessa o volume de controle sem reagir quimicamente.
 - $Q_n(T_n - T_o)/T_n$ exergia associada a uma transferência de calor (necessária) com uma fonte térmica externa à temperatura T_n
 - W_n potência líquida consumida pelo processo
 - Ex_u fluxo de exergia de produtos úteis
 - Ex_d fluxo de exergia dos produtos residuais descartados
 - ΔEx_u variação de exergia de uma corrente útil, que atravessa o volume de controle sem reagir quimicamente
 - $Q_u(T_u - T_o)/T_u$ exergia associada a uma transferência de calor (útil) com uma fonte térmica externa à temperatura T_u
 - W_u potência líquida útil produzida
 - I irreversibilidades internas ao volume de controle

A partir do balanço de exergia acima, a eficiência exérgica (ϵ) pode ser expressa por:

$$\epsilon = \frac{(Ex_u - Ex_m) + \Delta Ex_u + \left[Q_u (T_u - T_o) / T_u \right] + W_u}{Ex_c + \Delta Ex_n + \left[Q_n (T_n - T_o) / T_n \right] + W_n} \quad (13)$$

Para aplicar esta expressão a um problema particular, os termos inexistentes devem ser abandonados. Apesar de ter sido apresentada para um volume de controle, a expressão acima pode ser empregada para sistemas fechados desde que a exergia de escoamento seja substituída pela exergia para um sistema (também chamada de exergia de estagnação) e as variações de exergia que cruzam o volume de controle sejam substituídas pelas variações entre os estados inicial e final:

$$\epsilon = \frac{\Delta Ex_u + \left[Q_u (T_u - T_o) / T_u \right] + W_u}{\Delta Ex_n + \left[Q_n (T_n - T_o) / T_n \right] + W_n} \quad (14)$$

sendo que as eventuais reações químicas presentes serão tratadas dentro das variações de exergia de estagnação.

A definição da eficiência exérgica da eq.(11) é precisa e não deixa margem a dúvidas. Embora este tipo de eficiência exérgica seja usado para avaliar problemas em geral Reistad [8] mostrou que: a) ϵ' pode ser numericamente insensível ao processo; b) ϵ' mede apenas o desempenho termodinâmico do processo e não se o objetivo do processo está sendo atingido; c) ϵ é uma medida do desempenho termodinâmico relativo ao objetivo do processo; d) ϵ não dá base a comparações para processos puramente dissipativos pois nesses casos é sempre zero. Assim, o uso da eficiência exérgica (ϵ') é recomendado apenas para processos puramente dissipativos - como estrangulamentos, escoamento de Fanno, tubo de Venturi, etc.

Freqüentemente são propostas outras definições alternativas para a eficiência exérgica, que não chegam a se generalizar como as definições anteriores. Bisio [9] propõe como definição de eficiência exérgica a relação entre a geração de entropia do processo (S_g) e a máxima geração de entropia possível para esse processo (S_{g_f}):

$$\delta = 1 - \frac{S_g}{S_{g_f}} \quad (15)$$

Apesar de atraente por ser independente das condições ambientes, esta definição pode se tornar bastante difícil de utilizar, uma vez que nem sempre se consegue definir com precisão a máxima geração de entropia para um dado processo.

Kotas [10] define como parâmetro de eficiência exérgica o Defeito de Eficiência Racional (δ). Este parâmetro permite que a contribuição de cada sub-sistema para a irreversibilidade total seja explicitado:

$$\delta = \frac{I}{\sum (\Delta Ex_f)_{in}} \quad (16)$$

Os comentários que se aplicam a (ϵ') são válidos também neste caso pois (δ) e (ϵ') estão relacionados por:

$$\delta = 1 - \epsilon' \quad (17)$$

Ao analisar problemas particulares, alguns autores acabam por definir critérios de eficiência exérgica específicos. Como exemplo deste procedimento, pode-se citar o trabalho de Witte [11] acerca de trocadores de calor.

Uma forma bastante conveniente de expressar a eficiência exérgica consiste em se empregar o diagrama de Grassmann adimen-

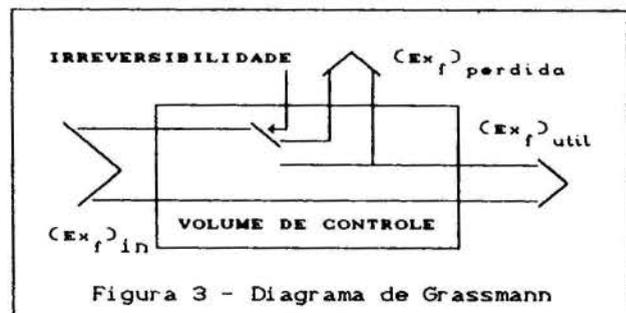


Figura 3 - Diagrama de Grassmann

sional. Este diagrama é semelhante ao diagrama de Sankey, mas considera a destruição de exergia por irreversibilidades internas aos processos. Um exemplo do diagrama de Grassmann é dado na figura 3, para um processo genérico onde ocorre um efeito exergético útil, destruição de exergia no volume de controle e perda de exergia para o ambiente.

APLICAÇÕES DA ANÁLISE EXERGÉTICA

Existem casos em que os resultados da eficiência de primeira lei e da eficiência exergética são muito próximas e casos em que são profundamente diferentes. A Tabela 1 mostra os valores de ambas para alguns processos e sistemas de interesse.

Tabela 1 - Comparação entre as eficiências exergética (ϵ) e de Primeira Lei (η)

SISTEMA	η	ϵ
Termoelétrica a carvão (200 MW)	0,41	0,40
Turbina a gas (25 MW)	0,30	0,30
Motor Diesel (20000 HP)	0,40	0,40
Turbina a vapor (50 MW)	0,90	0,85
Motor elétrico (5 HP)	0,70	0,70
Aquecedor elétrico de agua	0,93	0,08
Fogão doméstico a gas	0,60	0,10
Caldeira de grande porte	0,90	0,50
Planta de co-geração (10 MW)	0,75	0,33
Ar condicionado (COP 2,5)	----	0,17
Refrigerador elétrico (COP 0,9)	----	0,10
Bomba de calor elétrica (COP 3,5)	--	0,60

Para ciclos de potência a eficiência exergética é muito próxima da eficiência de primeira lei, uma vez que a exergia do combustível é numericamente muito próxima do poder calorífico. Ao se analisar os processos que compõem o ciclo, todavia, pode-se ter uma visão distinta de onde estão os reais problemas e onde há margem para melhorias de eficiência. Um bom exemplo disto é dado por uma termoelétrica. De acordo com a análise de Primeira Lei, as perdas de energia pelo condensador através da água de refrigeração são significativas, representando aproximadamente dois terços da energia fornecida à usina. A análise exergética, porém, mostra que praticamente não há perda de exergia no condensador: a perda real ocorre na caldeira, onde se produz grande irreversibilidade associada à reação de combustão e à transmissão de calor com grandes diferenças de temperatura. Logo, não é razoável tentar aproveitar a energia rejeitada no condensador, como a análise baseada exclusivamente no balanço de energia poderia indicar.

Há equipamentos, tais como caldeiras, queimadores e aquecedores elétricos de água, onde as eficiências exergética e de primeira lei são bastante diferentes. Embora uma análise energética indique que um aquecedor elétrico de água é altamente eficiente na conversão de energia, a eficiência exergética

mostra que ele é pouco eficiente na conversão da exergia - isto é, ele transforma energia elétrica em energia térmica de baixa temperatura. No caso de sistemas que envolvem a combustão, a análise energética ignora a grande destruição de exergia devida à reação irreversível.

Uma opção bastante atraente do ponto de vista de "conservação de energia" é a chamada co-geração de potência e calor para uso industrial. A análise energética, porém, superestima a eficiência da planta de co-geração, ao dar o mesmo peso à potência mecânica e à taxa de transmissão de calor. Num caso extremo, uma planta de co-geração com uma turbina de contrapressão ideal e aproveitamento do vapor de escape exclusivamente na temperatura de condensação teria uma eficiência (de primeira lei) unitária, ao passo que a eficiência exergética ainda seria consideravelmente menor do que a unidade. Estudos de viabilidade econômica deste tipo de instalação devem se basear na análise exergética e não na análise energética.

Deve-se ainda observar que mesmo para sistemas de condicionamento de ar, refrigeradores e bombas de calor a eficiência exergética é sempre menor que a unidade; nestes exemplos a eficiência de primeira lei assume valores maiores do que a unidade e é chamada de coeficiente de desempenho (COP).

Com o conceito de exergia e de eficiência exergética é possível superar um dos problemas da análise energética usual: o tratamento de processos químicos e metalúrgicos. As matérias primas pode-se associar valores de exergia, da mesma maneira que aos insumos energéticos; o processo global pode ser avaliado pela eficiência exergética. Um minério concentrado possui menor exergia do que o metal que dele é produzido. O aumento de exergia ocorre às custas da exergia fornecida pelos insumos energéticos agregados ao processo. A figura 4 mostra esquematicamente o processo de obtenção de um metal.

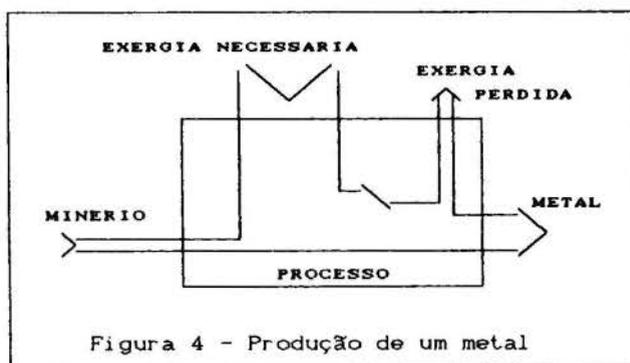


Figura 4 - Produção de um metal

Um exemplo do emprego da análise exergética em uma planta industrial completa é dado pela ref. [12], ao tratar de uma fábrica de celulose e papel pelo processo Kraft. A exergia de todos os fluxos de energia e de materiais é calculada, desde a madeira que entra na indústria até o papel produzido, passando por todas as fases do processo químico. A eficiência exergética de cada setor, obtida para a fábrica que foi objeto de estudo é apresentada na tabela 2. Deve ser observado que os processos de menor eficiência ocorrem nas caldeiras, devido a irreversibilidade da combustão e da transmissão de calor com grandes gradientes de temperatura. A fábrica analisada é de projeto moderno: os valores de eficiência dos vários processos não podem ser tomados como típicos para este tipo de indústria.

Tabela 2 - Eficiência exergetica de uma fábrica de celulose e papel. Ref.[12]

SETOR DA FÁBRICA	Eficiência
Tratamento da madeira	99,0
Digestor contínuo	99,7
Refinamento da polpa	99,1
Misturadores e Trocadores	99,4
Evaporadores	97,1
Caldeira de Recuperação	36,3
Produção de vapor	31,3
Turbinas a vapor	88,3
Caustificação e Forno de cal	87,4
Máquina de papel	86,2

Recursos naturais é a denominação usual de bolsões de exergia que se encontram em desequilíbrio com o ambiente, quer se trate de recursos energéticos, quer de recursos minerais. O tratamento de recursos naturais a partir do conceito de exergia vem sendo cada vez mais empregado. Como os recursos naturais são tanto mais valiosos quanto mais raros, a exergia pode ser usada como um indicador do valor econômico de um dado recurso - seja ele de natureza energética ou não. Também na ref. [12] é apresentada uma extensa discussão deste fato.

Nos estudos termoeconômicos modernos, como os diversos trabalhos da ref. [13], o emprego dos conceitos aqui apresentados têm se disseminado. Na referência [14] é apresentado um balanço exergetico comparado ao balanço energético global para os EUA. Conclusões que surgem do balanço energético tradicional são questionadas a partir do balanço de exergia. Por exemplo, dentre os quatro setores típicos de consumo final de energia - Doméstico/Comercial, Industrial, Transportes e Geração de Eletricidade - o balanço energético aponta como os mais ineficientes os de Transportes e de Geração de Eletricidade (a partir de usinas termoeletricas), e como mais eficiente o setor Residencial/Comercial. Do ponto de vista da análise exergetica, o setor menos eficiente é o Residencial/Comercial. Outro ponto a ressaltar é que o balanço exergetico global mostra que a tecnologia de conversão de energia é bem mais precária do que indicado pelo balanço energético: a grosso modo, uma unidade de exergia útil é acompanhada pela perda ou destruição de três unidades de exergia, enquanto que no balanço energético essa proporção é de um para um.

Como exemplo final da aplicação dos conceitos aqui apresentados, tem sido sugerido [1] que emissões de poluentes ou de efluentes industriais sejam avaliadas também através da exergia - uma vez que esta mede o afastamento em relação ao equilíbrio com o ambiente.

REFERÊNCIAS

- [1] SZARGUT, J. International Progress in Second Law Analysis. *Energy* v.5 n.8-9 p.709-718, 1980.
- [2] MORAN, M. *Availability: A Guide to Efficient Energy Use*. Englewood Cliffs Prentice-Hall, 1982.
- [3] GALLO, W.L.R. & MILANEZ, L.F. Choice of a Reference State for Exergetic Analysis *Energy* v.15, n.2, p.113-121, 1990.
- [4] MORRIS, D.R. & SZARGUT, J. Standard Chemical Exergy of Some Elements and Compounds on the Planet Earth. *Energy* v.11, n.8, p.733-755, 1986.
- [5] GAGGIOLI, R.A. & PETIT, P.J. Use the Second Law, First. *Chemtech*, v.7, n.8 p.496-506, 1977.
- [6] SZARGUT, J. & STYRYLSKA, T. Angenaherte Bestimmung der Exergie von Brennstoffen. *Brennstoffen-Wärme-Kraft* v.16, n.12, p.589-596, 1964.
- [7] RODRIGUEZ, L. Calculations of Available Energy Quantities. In: GAGGIOLI, R.A. *Thermodynamics: Second Law Analysis*. Washington, American Chemical Society, 1980, p.39-50.
- [8] REISTAD, G.K. *Availability: Concepts and Applications*. PhD. Thesis, University of Wisconsin, 1970.
- [9] BISIO, G. On a General Statement for Exergy Efficiency. *Analysis and Design of Advanced Energy Systems: Fundamentals*. ASME AES V.3-1, p.45-50, 1987.
- [10] KOTAS, T.J. *The Exergy Method of Thermal Plant Analysis*. London, Butterworths, 1985.
- [11] WITTE, L.C. Heat Exchangers and the Second Law. *Energy Laboratory Newsletter*, University of Houston, Spring, p.11-14, 1986.
- [12] WALL, G. *Exergy - A Useful Concept*. PhD Thesis. Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden, 1986.
- [13] GAGGIOLI, R.A. (Editor) *Efficiency and Costing: Second Law Analysis of Processes*. Washington, American Chemical Society, 1983.
- [14] REISTAD, G.M. Available-Energy Utilization in the United States. In: Gaggioli R.A. (Ed.). *Thermodynamics: Second-Law Analysis*. Washington, American Chemical Society, 1980.

ABSTRACT

Exergetic analysis is a powerful tool for the optimization of thermal systems and processes because it makes a clear distinction between energy losses to the environment and internal irreversibilities to the process. In this work the concepts of exergy and exergetic efficiency are described, and the influence of the reference state is discussed. A general expression to calculate the exergetic efficiency for processes, including those where chemical reactions occur, is proposed. Applications are presented considering exergetic (second-law) and first-law efficiencies.

AVALIAÇÃO DO PROCESSO DE COMBUSTÃO EM MOTORES DIESEL
USANDO ANÁLISE DE SEGUNDA LEI



JOSÉ VELÁSQUEZ ALEGRE
LUIZ FERNANDO MILANEZ
Departamento de Energia - Faculdade de Engenharia Mecânica
Universidade Estadual de Campinas
13081 - Campinas, SP - Brasil



RESUMO

As equações do balanço exergético são aplicadas num modelo termodinâmico para avaliação do processo de combustão em motores de ciclo diesel. São determinadas a disponibilidade termo-mecânica, disponibilidade química e a irreversibilidade produzida. Finalmente o modelo é aplicado para analisar dados experimentais obtidos num motor diesel monocilíndrico, na condição de ensaio a plena carga.

INTRODUÇÃO

Tradicionalmente o estudo do processo de combustão em motores de combustão interna tem sido feito com base na Primeira Lei da Termodinâmica [1-4], determinando-se a maneira como a energia química contida no combustível é direcionada para a produção de trabalho útil, transferida como calor às paredes do cilindro ou transformada em energia interna dos gases no cilindro. Este tipo de análise pode ser suficiente para muitos casos, quando o objetivo é conhecer quantitativamente a distribuição da energia durante a combustão. No entanto, muitas vezes as pesquisas realizadas em motores de combustão interna destinam-se a aperfeiçoar modelos já existentes, o que exige uma compreensão melhor dos fenômenos envolvidos na combustão e implica na necessidade de dispor de ferramentas adequadas para um estudo mais profundo. A análise pela Segunda Lei da Termodinâmica torna-se um instrumento poderoso para este fim, pois através dela é possível conhecer como a energia é degradada num determinado processo, e permite identificar de uma forma mais criteriosa as fontes de perdas de energia disponível. Por este motivo, nos últimos anos vem-se verificando uma clara tendência à utilização da análise de Segunda Lei no estudo dos motores de combustão interna, o que se reflete no crescente número de publicações a respeito [5-9]. Nos trabalhos de Flynn e co-autores [5-7], por exemplo, é feita uma análise simplificada de Segunda Lei, para avaliar os efeitos da turboalimentação, resfriamento da carga na admissão e isolamento térmico do cilindro (motor adiabático). Já o trabalho de Van Gerpen e Shapiro [8], representa uma análise mais rigorosa do processo da combustão que leva em conta o conceito de disponibilidade química. O trabalho de Alkidas [9], se ocupa do balanço global de disponibilidade, através do ciclo de trabalho do motor da mesma forma como é feito o balanço global de energia.

O presente trabalho estende os conceitos e critérios apresentados em [8] de forma tal a serem utilizados conjuntamente com dados experimentais de ensaios em bancada. A análise é aplicada na avaliação da combustão num motor diesel, monocilíndrico, turboalimentado, nas condições de ensaio a plena carga.

ANÁLISE DE PRIMEIRA LEI

O modelo de uma zona de combustão [1] é utilizado para desenvolver as equações governantes. Admite-se que no cilindro do motor encontra-se em todo instante uma mistura de ar e produtos da combustão (considerados gases ideais) em equilíbrio térmico, mecânico e químico, e que o combustível entra em combustão instantaneamente logo após ser injetado.

O objetivo desta primeira parte do cálculo é determinar relações funcionais que expressem a variação da temperatura e da massa de combustível que entra em combustão, tendo como dados a pressão no cilindro, uma função que modela a transferência de calor às paredes do cilindro e conhecendo-se as propriedades termodinâmicas dos gases num determinado ponto do ciclo (final do processo de admissão). Os cálculos são realizados para os processos de compressão, combustão e expansão.

A equação da Primeira Lei da Termodinâmica pode ser escrita para o sistema da Fig.1.

$$dU = dQ - dW + h_f dm_f \quad (1)$$

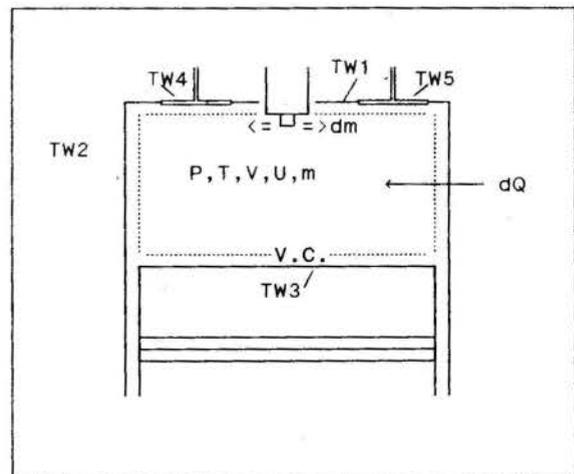


Fig.1 Volume de controle para análise do motor

dividindo-se por $d\theta$, obtêm-se:

$$m \frac{du}{d\theta} + u \frac{dm}{d\theta} = \frac{dQ}{d\theta} - p \frac{dV}{d\theta} + n_r \frac{dm_r}{d\theta} \quad (2)$$

Esta equação diferencial pode ser escrita em forma explícita para a primeira derivada da temperatura. Para isto é preciso considerar a equação de estado dos gases ideais, $PV = mRT$, e as seguintes expressões de derivada total:

$$\frac{du}{d\theta} = \frac{\partial u}{\partial T} \frac{dT}{d\theta} + \frac{\partial u}{\partial P} \frac{dP}{d\theta} + \frac{\partial u}{\partial F} \frac{dF}{d\theta} \quad (3)$$

$$\frac{dR}{d\theta} = \frac{\partial R}{\partial T} \frac{dT}{d\theta} + \frac{\partial R}{\partial P} \frac{dP}{d\theta} + \frac{\partial R}{\partial F} \frac{dF}{d\theta} \quad (4)$$

Derivando-se a equação de estado em relação a θ e explicitando $dT/d\theta$, obtêm-se:

$$\frac{dT}{d\theta} = T \left(\frac{1}{V} \frac{dV}{d\theta} + \frac{1}{P} \frac{dP}{d\theta} - \frac{1}{m} \frac{dm}{d\theta} - \frac{1}{R} \frac{dR}{d\theta} \right) \quad (5)$$

além disso,

$$\frac{dF}{d\theta} = \left(\frac{1-FA}{FA \cdot m_o} \right) \frac{dm}{d\theta} \quad (6)$$

combinando (4) e (5) para eliminar $dR/d\theta$ resulta

$$\frac{dT}{d\theta} = \frac{C}{\frac{\partial u}{\partial T}} \left(B - \frac{1}{m} \frac{dm}{d\theta} \left[\frac{D}{R} \frac{\partial R}{\partial F} + 1 \right] \right) \quad (7)$$

onde

$$B = \frac{1}{P} \frac{dP}{d\theta} + \frac{1}{V} \frac{dV}{d\theta} - \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial P} \frac{dP}{d\theta}$$

$$C = \frac{T \frac{\partial u}{\partial T}}{1 + \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial T}} \quad D = \frac{(1+FA) m}{FA \cdot m_o}$$

Das equações (2), (3), (6) e (7) obtêm-se

$$\frac{dm}{d\theta} = m \frac{-\frac{R}{V} \frac{dV}{d\theta} - \frac{\partial u}{\partial P} \frac{dP}{d\theta} + \frac{1}{m} \frac{dQ}{d\theta} - C B}{(u-n_r) + D \frac{\partial u}{\partial F} - C \left[1 + \frac{D}{R} \frac{\partial R}{\partial F} \right]} \quad (8)$$

Transferência de Calor. A taxa de transferência de calor às paredes do cilindro foi determinada de forma diferenciada para os processos de compressão e de expansão e combustão.

Para o processo de compressão, assume-se que a massa no cilindro do motor é constante, portanto a energia interna e a constante dos gases são funções só da temperatura e da pressão, além disso a Primeira Lei da Termodinâmica para um sistema fechado pode ser aplicada. Seguindo o procedimento mostrado anteriormente, obtêm-se as seguintes expressões para a derivada da temperatura e para a taxa de transferência de calor durante a compressão

$$\frac{dT}{d\theta} = T \frac{\frac{1}{V} \frac{dV}{d\theta} + \frac{1}{P} \frac{dP}{d\theta} - \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial P} \frac{dP}{d\theta}}{1 + \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial T}}$$

$$\frac{dQ}{d\theta} = p \frac{dV}{d\theta} + m \left(\frac{\partial u}{\partial P} \frac{dP}{d\theta} + C B \right)$$

Durante os processos de combustão e expansão, a taxa de transferência de calor foi determinada usando-se a correlação de Annand [10]:

$$\frac{dQ}{d\theta} = \sum A_i q_i \quad (9)$$

$$q_i = 0.49 \frac{k}{D} Re^{0.7} (T - T_w) + b (T^4 - T_w^4) \quad , T [K]$$

onde:

k - Condutividade térmica dos gases no cilindro [$W m^{-1} K^{-1}$]

$k = C_p \mu / Pr$ onde $Pr = 0.7$

μ - Viscosidade dinâmica dos gases [$kg m^{-1} s^{-1}$]

$\mu = 4.567 \cdot 10^{-7} T^{0.645}$, $T, [K]$.

D - Diâmetro do cilindro [m]

Re - Número de Reynolds baseado na velocidade média do pistão.

b - Parâmetro de escala da transferência de calor por radiação $b = 3.267 \cdot 10^{-8} [W m^{-2} K^{-4}]$

A soma na expressão (9) é feita sobre cada uma das superfícies de transferência de calor A_i . Neste trabalho são consideradas cinco superfícies: a parede cilíndrica em contato com os gases, o cabeçote, a superfície superior do pistão e as válvulas de admissão e escape. Para cada uma delas é estimada uma temperatura uniforme T_w . Na Tabela 1 são mostradas as temperaturas estimadas para cada superfície.

Solução das Equações Governantes. As equações (7) e (8) são resolvidas numericamente, neste caso, utilizando-se o método de Runge-Kutta. As propriedades termodinâmicas do gás, assim como as derivadas parciais correspondentes, foram determinadas com ajuda de uma versão modificada da sub-rotina PER de Borman e Olikara [11], que permite o cálculo da entropia dos produtos da combustão e das suas derivadas parciais. O volume no cilindro V e a derivada do volume em relação ao ângulo de giro do virabrequim foram determinados a partir da seguinte expressão [12]

$$V = V_h \left\{ \frac{1}{r-1} + \frac{1}{2} \left[1 - \cos \theta + \frac{1}{\lambda} \left[1 - \sqrt{1 - \lambda^2 \sin^2 \theta} \right] \right] \right\}$$

onde

r - Taxa de compressão do motor

λ - Relação de comprimentos manivela/biela

V_h - Volume deslocado pelo pistão

ANÁLISE DE SEGUNDA LEI

Nesta etapa calcula-se a disponibilidade da mistura de gases no cilindro diferenciando entre a disponibilidade química e termo-mecânica. Além disso, é feito um balanço de disponibilidade que mostra as entradas e saídas de disponibilidade através da superfície de controle, assim como a sua destruição devida a irreversibilidades.

Disponibilidade. A disponibilidade ou exergia é o trabalho máximo que pode ser obtido do conjunto sistema-meio ambiente quando interações são permitidas entre eles, até que seja atingido o equilíbrio termodinâmico (térmico, mecânico e químico). Quando o equilíbrio é alcançado, o sistema se encontra no estado inativo. Ao contrário da energia, a disponibilidade pode ser destruída como consequência de irreversibilidades. Assim, um sistema isolado conserva a energia dentro dele, mas a disponibilidade pode ser destruída (parcial ou totalmente) se os processos que acontecem nesse sistema são irreversíveis. Por esta razão, pode-se dizer que a disponibilidade é uma medida da qualidade da energia.

A disponibilidade é determinada pela seguinte expressão [13]:

$$A = U + p^0V - T^0S - \sum_{i=1}^n N_i \mu_i^0 \quad (10)$$

onde a soma é feita para todas as espécies químicas presentes no sistema. O potencial químico das espécies do sistema que não estão presentes no meio ambiente de referência é calculado a partir das relações estequiométricas das reações em que estas espécies são formadas das substâncias ambientais.

Disponibilidade Química e Termomecânica.

Os conceitos de disponibilidade química e termomecânica são estreitamente ligados ao conceito de estado inativo restrito. Em geral pode-se dizer que a disponibilidade termomecânica é o trabalho máximo que pode ser obtido, trazendo o sistema ao estado inativo restrito. A disponibilidade química é o trabalho máximo que pode ser obtido, deixando que o sistema passe do estado inativo restrito ao estado inativo (ou estado morto como também é chamado).

O estado inativo restrito é definido como o estado de equilíbrio que o sistema atinge quando são permitidas interações de calor e trabalho (mas não de massa) entre o sistema e o meio ambiente. Consequentemente, caracterizam o estado inativo restrito a temperatura e pressão ambientais. A composição química no estado inativo restrito vem sendo definida de forma diversa por diferentes autores. Moran [13] utiliza o conceito de membranas semipermeáveis para definir que a composição química do sistema no estado inativo restrito é a mesma que no estado inicial. Van Gerpen e Shapiro [8] sustentam que a composição de equilíbrio deve ser usada para definir o estado inativo restrito, pois desta forma a hipótese de zero potencial para produzir trabalho, sem permitir troca de massa com o meio ambiente, é mantida, o que parece razoável. De acordo com esta segunda definição, a disponibilidade química e termomecânica podem ser calculadas da seguinte forma:

$$A_{ch} = U^* + p^0V^* - T^0S^* - \sum_{i=1}^n N_i^* \mu_i^0 \quad (11)$$

$$A_{tm} = A - A_{ch} \quad (12)$$

Balanco de Disponibilidade. A equação do balanço de disponibilidade desenvolvida a partir da equação da Segunda Lei da Termodinâmica, escrita para o sistema da Fig. 1, na forma diferencial:

$$dS = \frac{1}{T} dQ + s_r dm_r + d\sigma \quad (13)$$

onde

dS - Taxa da variação da entropia dentro do volume de controle.

$d\sigma$ - Taxa de geração de entropia dentro do volume de controle.

s_r - Entropia específica do combustível (por unidade de massa).

Multiplicando a equação (13) por T^0 , subtraindo-a da equação (1) e somando a cada lado da equação resultante o termo p^0dV , obtém-se

$$dU + p^0dV - T^0dS = dQ \left(1 - \frac{T^0}{T}\right) - (dW - p^0dV) + m_r(h_r - T^0s_r) - T^0d\sigma \quad (14)$$

A disponibilidade de fluxo do combustível é definida da seguinte forma [13]

$$a_{r,ri} = h_r - T^0s_r - \frac{1}{M_r} \mu_r^0 \quad (15)$$

onde M_r é o peso molecular do combustível.

Diferenciando a equação (10) resulta:

$$dA = dU + p^0dV - T^0dS - \sum_{i=1}^n dN_i \mu_i^0 \quad (16)$$

Combinando as equações (14), (15) e (16) obtém-se

$$dA + \left[\sum_{i=1}^n dN_i \mu_i^0 - \frac{dm_r}{M_r} \mu_r^0 \right] = dQ \left(1 - \frac{T^0}{T}\right) - (dW - p^0dV) + dm_r a_{r,ri} - T^0d\sigma$$

Pode-se demonstrar [8] que o termo entre colchetes nesta equação é identicamente zero, obtendo-se desta forma a equação do balanço de disponibilidade:

$$dA_r = dA + dA_w + dA_q + dI \quad (17)$$

onde

$$dA_r = dm_r a_{r,ri} \quad dA_w = dW - p^0dV$$

$$dA_q = -dQ \left(1 - \frac{T^0}{T}\right) \quad dI = T^0d\sigma$$

A_r - Disponibilidade que entra no volume de controle com o combustível;

A - Disponibilidade dos gases no cilindro;

A_w - Disponibilidade gasta na produção de trabalho;

A_q - Disponibilidade perdida com a transferência de calor para fora do volume de controle;

I - Disponibilidade destruída por irreversibilidades.

CÁLCULOS E RESULTADOS

A análise apresentada é aplicada ao estudo de um motor diesel monocilíndrico, turboalimentado, de injeção direta, nas

condições de ensaio a plena carga. Os parâmetros geométricos do motor e os dados iniciais utilizados para o cálculo são mostrados na Tabela 1. As curvas de pressão foram levantadas utilizando-se um transdutor pneumático, e ajustadas posteriormente com ajuda de uma rotina de quadrados mínimos que utiliza funções polinomiais para ajuste de curvas. A Fig. 2 mostra as curvas de pressão para três velocidades de giro do eixo do motor.

Tabela 1.- Dados

Combustível.

-Poder calorífico inferior 42.5 MJ/Kg
 -Fórmula empírica $C_{14.5}H_{25.2}O_{0.05}$
 -Entropia (nas condições de entrada no cilindro, relativo a 298 K e 101.35 KPa) 3.01 KJ/ Kg-K

Dimensões do motor.

-Taxa de compressão 16.0
 -Comprimento da biela 0.225 m
 -Diâmetro do cilindro 0.120 m
 -Deslocamento do pistão 0.120 m

Dados operacionais.

-Ensaio	1	2	3
-Velocidade de rotação do eixo [r.p.m.]	1200	1800	2400
-Pressão no final da admissão [MPa]	.120	.164	.192
-Temperatura no final da admissão [K]	316	330	344
-Taxa de equivalência no final da admissão	.015	.013	.013

Temperatura das paredes [K].

-Cabeçote	485	513	533
-Pistão	563	589	620
-Cilindro	542	566	588
-Válvula de admissão	555	637	687
-Válvula de escape	806	908	981

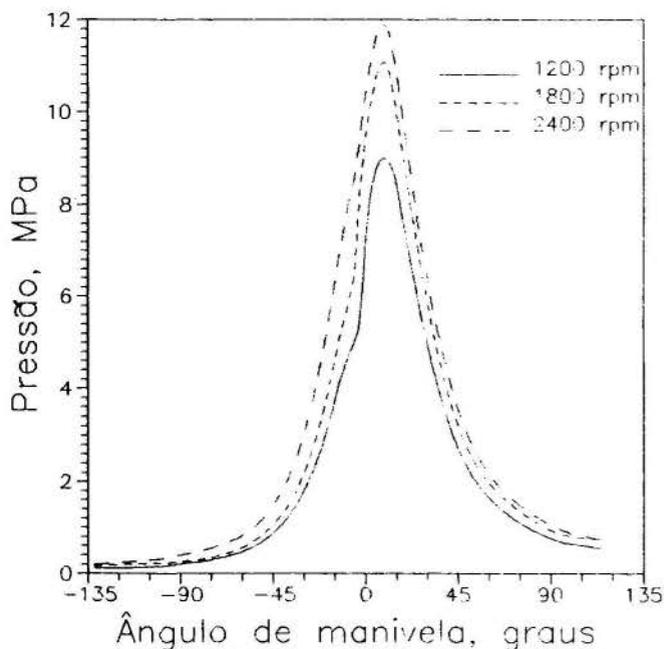


Fig. 2 Curvas de pressão

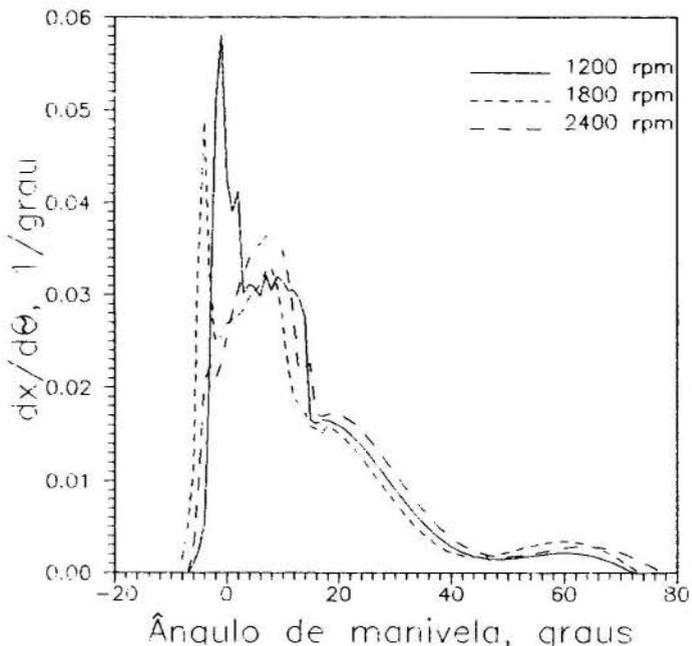


Fig. 3 Derivada da fração de combustível queimado

A Fig. 3 mostra os resultados obtidos no cálculo da derivada da fração de combustível queimado ($dx/d\theta$). Nota-se que ao aumentar as rotações do motor, diminui a fração de combustível queimada na fase pré-misturada da combustão, aumentando consequentemente a fração queimada na fase difusiva [14]. Como resultado disto, o motor passa a funcionar com menos ruído e com menor nível de vibrações.

A taxa de produção de irreversibilidade ($dI/d\theta$) mostrada na Fig. 4, segue essencialmente o formato da derivada da fração de combustível queimado (Fig. 3), no entanto, a parte correspondente à fase difusiva da combustão aparece menos acentuada do que naquela curva.

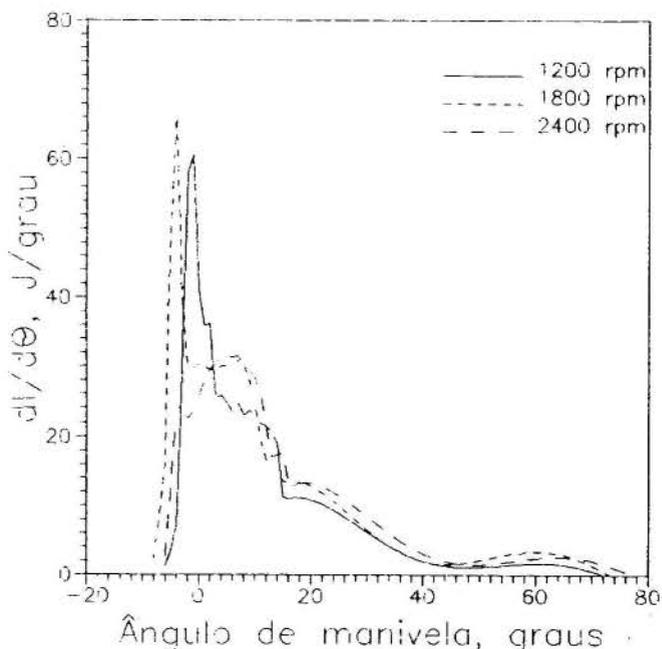


Fig. 4 Taxa de produção de irreversibilidade.

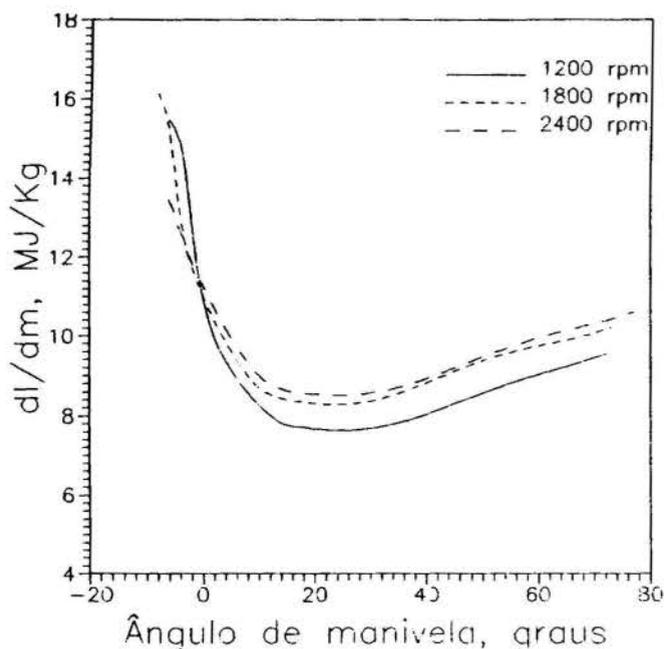


Fig. 5 Taxa de produção de irreversibilidade por unidade de massa.

Na Fig. 5 é mostrada a taxa de produção de irreversibilidade por unidade de massa de combustível queimado (dI/dm). São interessantes as conclusões às quais pode-se chegar a partir desta curva, assim, observa-se que na parte da curva que corresponde à combustão pré-misturada (entre -8 e 0 graus do ângulo de manivela) os valores de dI/dm são maiores que os valores correspondentes à parte da combustão difusiva, o que indica que o grau de irreversibilidade da combustão pré-misturada é maior que na difusiva. Por isso, o processo de combustão deve ser organizado de tal forma que a maior parte possível do combustível injetado seja queimada na fase difusiva. Nota-se também

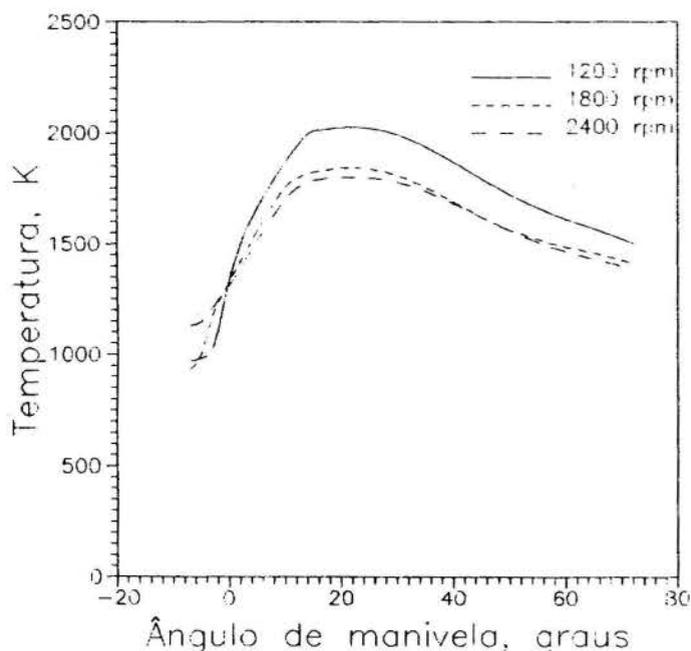


Fig. 6 Curvas de temperatura.

na Fig. 5 que as curvas têm um valor mínimo aproximadamente no ponto do ciclo correspondente à temperatura máxima (Fig. 6), e que esse mínimo é menor quanto maior é a temperatura máxima do ciclo. Comparando as Fig. 5 e 6 verifica-se uma marcada dependência (inversa) entre a taxa de produção de irreversibilidade por unidade de massa de combustível e a temperatura.

Tabela 2.-Resultados

-Ensaio	1	2	3
<u>Balanco de energia</u>			
-Energia entrando com o combustível	100	100	100
-Calor transferido	-17.8	-12.9	-9.5
-Trabalho produzido	-37.6	-38.1	-39.2
-Energia saindo nos gases de escape (ΔU)	-44.6	-49.0	-51.3
<u>Balanco de disponibilidade</u>			
-Disponibilidade entrando com o combustível	100	100	100
-Trabalho produzido	-37.4	-38.2	-38.9
-Disponibilidade perdida pela transf. de calor	-15.7	-10.7	-9.8
-Disponibilidade saindo nos gases de escape (ΔA):			
-Disp. termomecânica	-21.1	-25.0	-25.0
-Disp. química	-2.7	-2.6	-2.3
-Disponibilidade destruída	-23.1	-23.5	-24.0

A Tabela 2 mostra os balanços de energia e de disponibilidade em termos percentuais. Para construir esta tabela, os parâmetros diferenciais calculados foram integrados no intervalo entre o final da admissão e o início do escape de gases. Os valores do balanço de energia foram obtidos considerando-se que o conteúdo energético do combustível é igual ao poder calorífico inferior. Observa-se uma diferença na distribuição da energia e da disponibilidade introduzida no cilindro com o combustível. Por exemplo, para 1200 r.p.m., 44.6% da energia química do combustível é passada para os gases de escape, o que poderia criar a expectativa de que, aproveitando de alguma maneira essa perda, poderia se conseguir quase que duplicar a eficiência do motor. No entanto pelo balanço de disponibilidade sabe-se que apenas 23.8% da disponibilidade do combustível é transferida para os gases de escape e que o ganho que poderia ser conseguido é menor.

AGRADECIMENTOS

Ao Instituto de Automóveis e Rodovias de Moscou, que possibilitou a obtenção dos dados experimentais.

À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo, pelo apoio financeiro concedido através da bolsa de estudo outorgada a José Velásquez Alegre.

NOMENCLATURA

A	Área da superfície de transmissão de calor
A	Disponibilidade
F	Relação de equivalência combustível/ar.
FA	Relação mássica combustível/ar
H	Entalpia
I	Irreversibilidade
M	Peso molecular
m	Massa
N	Número de moles
P	Pressão
Q	Calor
R	Constante dos gases
S	Entropia
T	Temperatura
U	Energia interna
V	Volume
W	Trabalho
ϵ	Taxa de compressão
λ	Relação de comprimentos manivela/biela
μ	Potencial químico
σ	Geração de entropia
θ	Ângulo de manivela

Propriedades termodinâmicas específicas (por unidade de massa) são simbolizadas com letras minúsculas.

Subscritos

o	Relativo ao início da compressão
ch	Químico
tm	Termomecânico
r	Combustível
rl	Fluxo
i	Relativo a uma espécie química do sistema
q	Relativo à transferência de calor
w	Relativo à produção de trabalho

Superscritos

°	Relativo ao meio ambiente
*	Relativo ao estado inativo restrito

BIBLIOGRAFIA

- [1] Krieger, R.B. and Borman, G.L., "The Computation of Apparent Heat Release for Internal Combustion Engines" ASME paper 66-WA/DGP-4, 1966.
- [2] McAulay, K.J., Wu, T., Chen, S.K., Borman, G.L., Myers, P.S. and Ueyhara, O.A., "Development and Evaluation of the Simulation of the Compression Ignition Engine", SAE paper 650451, 1965.
- [3] Kumar, K., Gaur, R.R., Garg, R.D. and Babu, M.K.G., "A Thermodynamic Simulation Model for a Four Stroke Medium Speed Diesel Engine", SAE paper 840516, 1984.

- [4] Carapanayotis, A., Salcudean, M., "Thermodynamic Simulation of a Two Stroke Direct Injection Turbocharged Diesel Engine and Comparison With Experimental Measurements" Proc. of the 1987 ASME-JSME Thermal Eng. Joint Conference, Vol 1, pp 209-216, 1987.
- [5] Flynn, P.F. Hoag, K.L., Kamel, M.M. and Primus, R.J., "A New Perspective on Diesel Engine Evaluation Based on Second Law Analysis", SAE paper 840032, 1984.
- [6] Primus, R.J. "A Second Law Approach to Exhaust System Optimization", SAE paper 840033, 1984.
- [7] Primus, R.J., Flynn, P.F. and Brands, M.C. "An Appraisal of Advanced Engine Concepts Using Second Law Analysis Techniques", SAE paper 841287, 1984.
- [8] Van Gerpen, J.H. and Shapiro, H.N. "Second Law Analysis of Diesel Engine Combustion", ASME AES V3-3, 1987, pp.53-65.
- [9] Alkidas, A.C., "The Application of Availability and Energy Balances to a Diesel Engine", Transactions of the ASME, Vol.110, July 1988, pp. 462-469.
- [10] Annand, W.J.D. "Heat Transfer in Cylinders of Reciprocating Internal Combustion Engines", Proc. Instn. Mech. Eng., Vol. 177, Num.36, 1963, pp. 973-990.
- [11] Olikara, C. and Borman, G.L., "A Computer Program for Calculating Properties of Equilibrium Combustion Products With Some Applications to I.C. Engines", SAE paper 750468, 1975.
- [12] Lukanin, V.N., "Dvigateli Bnutrennevo Sgorania" ("Motores de Combustão Interna" Em russo), Bischaya Shcola, Moscou 1985.
- [13] Moran, M., "Availability Analysis: A Guide to Efficient Energy Use". Prentice - Hall USA, 1982.
- [14] Petrichenco, P.M., "Fisicheski Osnovi Bnutritsilindrovix Protsesov D.V.S" ("Fundamentos Físicos dos Processos no Cilindro do Motor". Em russo), I.L.U., Leningrado 1983.

ABSTRACT

Exergetic balance equations are applied to a thermodynamic model in order to evaluate the combustion process for diesel engines. Thermomechanical and chemical availabilities are determined as well as the irreversibility produced. Finally the model is used to analyze experimental data obtained for a single cylinder diesel engine, at full load condition.



ANÁLISE EXERGÉTICA DO CICLO TÉRMICO DA
CIA SIDERÚRGICA DE TUBARÃO/CST

JOÃO LUIZ MARCON DONATELLI
OSE/Cia. Siderúrgica de Tubarão – 29160 – Serra – ES
LUIZ AUGUSTO HORTA NOGUEIRA
Escola Federal de Engenharia de Itajubá – 37500 – Itajubá – MG



SUMÁRIO

Uma aplicação destacada da análise exergética é no estudo do desempenho e na separação das perdas em ciclos térmicos de potência. Neste trabalho considera-se um ciclo a vapor com quatro extrações para aquecimento de condensado, empregando gases siderúrgicos para geração elétrica e acionamento de soprador para alto forno, com uma potência na turbina de 66 MW. As condições adotadas referem-se a ensaios e testes na unidade 1 da Casa de Força da Cia. Siderúrgica de Tubarão. São apresentados os diagramas de Sankey e Grassmann para a planta, bem como as eficiências exergéticas.

INTRODUÇÃO

Enquanto a gênese da Termodinâmica se confunde com a necessidade de compreender e melhorar os ciclos térmicos, efetivamente, a aplicação dos métodos termodinâmicos tem sido um dos fatores essenciais para a otimização, em nível de concepção e procedimentos operacionais, dos sistemas térmicos de potência. Neste sentido, a evolução do conceito de disponibilidade conduziu à formulação, há cerca de 30 anos, por Rant [1], da propriedade termodinâmica exergia e dos conceitos a ela associados. Desde então, e recentemente com maior vigor, o método exergético vem sendo difundido e generalizado. Contudo, são ainda as aplicações a sistemas térmicos as mais frequentes. Os primeiros trabalhos em centrais térmicas foram desenvolvidos por Keller [2] e Seipel [3], mas só recentemente tem tido algum sucesso os esforços de consolidação metodológica, cabendo aqui uma menção à Bejan [4] e Kotas [5].

Nesta abordagem se apresenta a análise exergética de uma planta térmica industrial de média potência, instalada na Casa de Força da Cia. Siderúrgica de Tubarão, CST, no Espírito Santo. Suas características gerais são mostradas na tabela a seguir e na Figura 1.

Salvo as particularidades descritas a seguir, a metodologia é semelhante à adotada em um trabalho anterior [6].

Tabela 1. Características Gerais do Ciclo Térmico da CST (2 unidades gêmeas).

- Combustível - gases siderúrgicos (GCO e GAF)
- Produção de vapor - 2 x 250 t/h
- Condições do vapor
 - entrada da turbina - 85 bar, 510^oC
 - condensador - 0,055 bar
- Potência do gerador - 2 x 66 MW
- Potência do soprador - 2 x 49 MW, Istand-by
- Fornecedores Básicos - CBC/Mitsubishi

ANÁLISE EXERGÉTICA

Para a separação e análise das perdas nos vários processos partiu-se de um quadro operacional correspondente ao teste de rendimento da unidade. Durante este teste não houve transferência de vapor para ou desde outras unidades. Adotando uma análise em equilíbrio restrito, isto é, sem considerar a exergia química dos

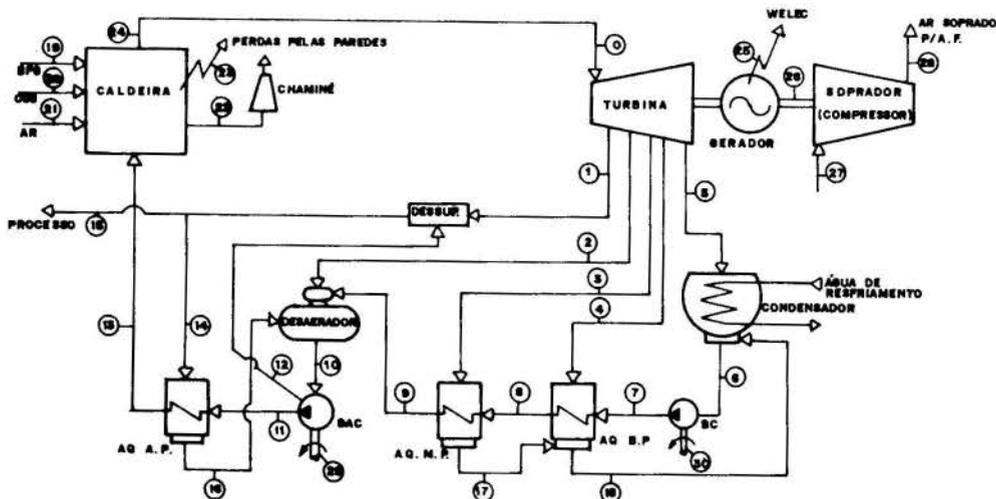


Fig. 1. Unidade 1 da Casa de Força da CST.
(Os números referem-se a Tabela 2)

fluxos, é suficiente conhecer o estado termodinâmico para determinar-se a exergia específica do fluido, e com sua vazão, obter a exergia total. Para um dispositivo genérico qualquer, a eficiência exergetica pode ser dada por:

$$\phi = \frac{\sum Ex_s}{\sum Ex_e} \quad (1)$$

onde Ex_s - exergia na saída
 Ex_e - exergia na entrada

A diferença entre as somatórias de exergia na entrada e na saída corresponde a irreversibilidade do processo.

Neste trabalho, os parâmetros da caldeira são oriundos de um teste, realizado em época diferente do teste de rendimento, porém com vazão de vapor semelhante. Durante este teste a purga contínua estava fechada, não se realizou ramonagem (sopro de fuligem), o vapor para o aquecedor de ar a vapor estava fechado e não se utilizava vapor de atomização, pois o combustí-

vel era gasoso. Adotou-se uma perda de calor pelas paredes de 1%. A análise dos gases exaustos indicou um excesso de ar na combustão da ordem de 10%.

Para os combustíveis adotou-se uma exergia idêntica a seu poder calorífico inferior [5], acrescida do termo térmico. Para os fluxos de calor, a exergia foi calculada pela equação de Stodola. A tabela 2 sintetiza os parâmetros e os resultados do cálculo dos fluxos de exergia nos pontos mostrados na Figura 1.

Os resultados da tabela anterior permitiram obter as eficiências exergeticas apresentadas na Tabela 3, que inclui também as irreversibilidades produzidas. A Figura 2 sintetiza os resultados do trabalho, através do Diagrama de Grassman.

CONCLUSÕES

Como se observa na Figura 3, o diagrama de fluxos de exergia é expressivamente diferente do diagrama de fluxos de energia, evidente consequência do computo das irreversibilidades e valorização da qualidade dos fluxos térmicos.

Tabela 2. Parâmetros e Resultados do Cálculo dos Fluxos de Exergia.

EQUIPAMENTO	Pto.	DESCRIÇÃO	m kg/h	T °C	Pabs kg/cm	Exe kcal/h	Exs kcal/h
CALDEIRA	19	Gás de A. F.	276000	30	1,0	148402440	—
	20	Gás de Coqueria	2862	30	1,0	23605959	—
	21	Ar de Combustão	213968	25	1,0	0	—
	22	Chaminé	422320	185	1,0	—	3394880
	23	P. nas Paredes	—	—	—	—	137237
	13	Água de Aliment	250000	198	100	9620000	—
24	Saída de Vapor	250000	513	88	—	84665000	
TUBULAÇÃO DE VAPOR	24	Saída de Vapor	250000	513	88	84665000	—
0	Entr. da Turbina	250000	510	85	—	84187500	
TURBINA E GERADOR	0	Entr. da Turbina	250000	510	85	84187500	—
	1	1ª Extração	18370	433	41	—	5455890
	2	2ª Extração	10380	329	16	—	2514970
	3	3ª Extração	15820	136	2	—	2242636
	4	4ª Extração	16000	83	0,54	—	1441920
	5	Saída Turbina	189420	34	0,055	—	2979577
25	Bornes Gerador	—	—	—	—	29773300	
26	Eixo Soprador	—	—	—	—	26675500	
SOPRADOR	26	Eixo	—	—	—	26675500	—
	27	Sucção	550620	25	1,0	0	—
	28	Recalque	550620	225	5,5	—	25658892
CONDENSADOR	5	Saída Turbina	189420	34	0,055	2979577	—
	6	Saída de Cond.	221250	34	0,055	—	21240
	18	Entr. Condensado	31830	81,4	0,51	151511	—
BOMBA DE CONDENSADO	6	Sucç. da Bomba	221250	34	0,8	21240	—
	7	Recalq. da Bomba	221250	35	16	—	35621
	30	Eixo da Bomba	—	—	—	137680	—
AQUECEDOR DE BAIXA PRESSÃO	7	Entrada de Água	221250	35	16	35621	—
	8	Saída de Água	221250	80	—	—	1394310
	4	Entr. de Vapor	16000	83	0,54	1441920	—
	17	Entr. Condensado	15830	86	2	86812	—
18	Saída de Cond.	31830	81,4	0,51	—	151511	
AQUECEDOR DE MÉDIA PRESSÃO	8	Entrada de Água	221250	80	—	1394310	—
	9	Saída de Água	221250	120	—	—	2801689
	3	Entr. de Vapor	15830	136	2	2242636	—
	17	Saída Cond.	15830	86	2	—	86812
DESAERADOR	9	Entr. de Água	221250	120	—	2801689	—
	10	Saída de Água	254130	150	6	—	5326819
	2	Entr. de Vapor	10382	329	16	2514970	—
	16	Entr. Condensado	22500	152	16	536873	—
BOMBA DE ALIMENTAÇÃO DE CALDEIRA	10	Sucç. da Bomba	254130	150	6	5326819	—
	11	Recalq. Bomba	250000	154	110	—	6188250
	12	Água de Spray	4130	152	60	—	93904
	29	Eixo da Bomba	—	—	—	1067020	—
AQUECEDOR DE ALTA PRESSÃO	11	Entr. de Água	250000	154	110	6188250	—
	13	Saída de Água	250000	198	100	—	9620000
	14	Entr. de Vapor	22500	202,6	16	4742550	—
	16	Saída de Cond.	22500	159	16	—	536673
DESSUPER-AQUECEDOR	1	Entr. de Vapor	18370	433	41	5455890	—
	14	Saída de Vapor	22500	202,6	16	—	4742550
	15	Vapor p/ Proces	0	202,6	16	—	0
	12	Entr. de Água	4130	152	60	93904	—

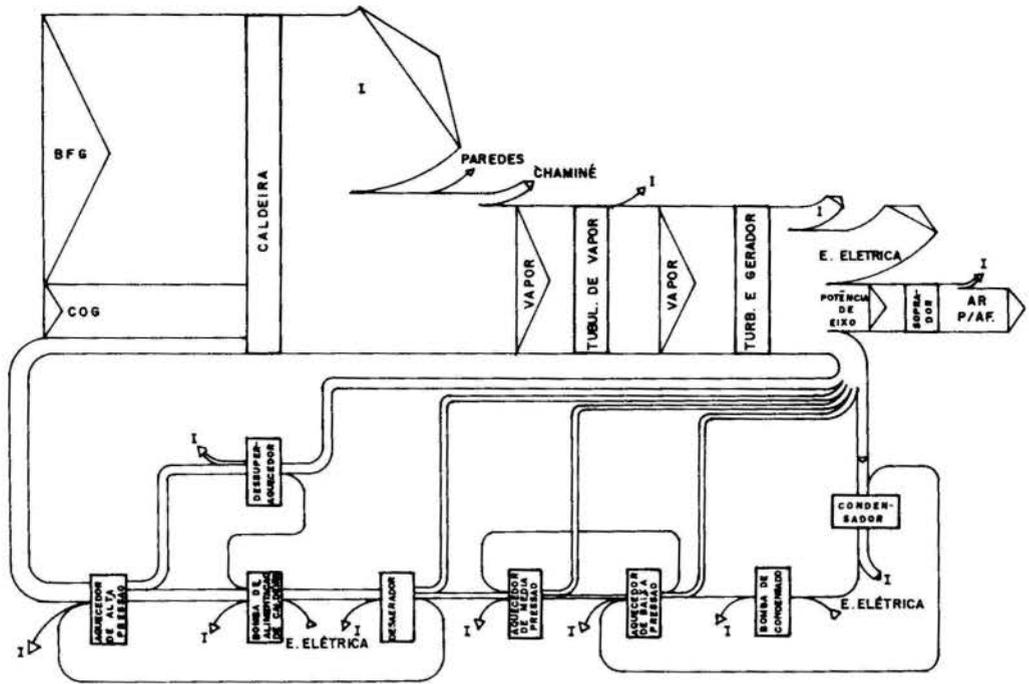


Fig. 2. Diagrama de Grassman (Exergia).

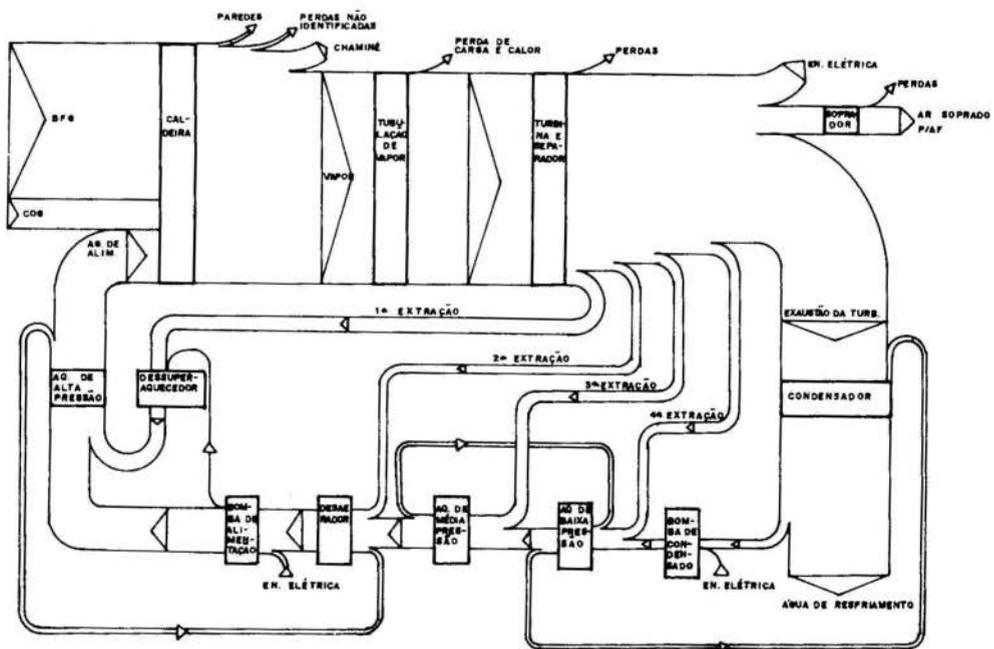


Fig. 3. Diagrama de Sankey (Energia).

Tabela 3. Eficiências Exergéticas e Irreversibilidades.

EQUIPAMENTO	$\Sigma \dot{E}_{xe}$	$\Sigma \dot{E}_{xs}$	ϕ	I	
	kcal/h	kcal/h	%	kcal/h	%
Caldeira	187628300	88707867	47,33	98830530	82,60
Tubulação de Vapor	84665000	84187500	99,44	477500	0,40
Turbina e Gerador	84187500	71083703	84,43	13103707	10,95
Soprador	26676500	25658890	96,16	1016608	0,85
Condensador	3131087	21240	0,68	3103847	2,60
Bomba de Condensado	158920	35621	22,41	123299	0,10
Aquecedor de B.P.	1564353	1545353	98,82	18525	0,02
Aquecedor de M.P.	3636954	2888500	79,42	748454	0,63
Desaerador	5853532	5326819	91,00	526713	0,44
Bomba de A. de Cald.	6393989	6282154	98,25	111685	0,09
Aquecedor de A.P.	10930800	10156872	92,92	773928	0,65
Dessuperaquecedor	5549794	4742550	85,45	807244	0,67

Nesta central, na aceção tradicional, a eficiência está em torno de 31,7%, enquanto em termos exergéticos, que segundo Bosnjakovic [7] seria a eficiência racional, tem-se 35,7%. O método exergético permite também hierarquizar as perdas, indicando a grande importância da caldeira e da turbina na perda de trabalho útil, ao redor de 93% da irreversibilidade total.

Os resultados apresentados neste trabalho fazem parte de um estudo de simulação e análise térmica da Casa de Força da CST, estando em curso outros ensaios e testes de campo complementares.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Rant, Z., Exergie: Ein Neues Wort Für "Technische Arbeitsfähigkeit", Forsch. Ing. West, nº 22, 1956.
- [2] Keller, A., The Evaluation of Steam Power Plant Losses by Means of the Entropy Balance Diagram, Trans. ASME, Vol. 72, nº 7, 1950.
- [3] Seippel, C., Considerations sur les Centrales à Vapeur de Production d'Énergie, Revue BrownBoveri, Vol. 37, 1950.
- [4] Bejan, A., Advanced Engineering Thermodynamics, J. Wiley, New York, 1988.
- [5] Kotas, T.J., The Exergy Method of Thermal Plant Analysis, Butterworths, London, 1985.
- [6] Nogueira, L.A.H.; Balestieri, J.A.B.; Massafelli, N. e Silveira, J.L., Análise Exergética da Unidade 1 da UTE Piratininga, X Seminário Nacional de Produção e Transmissão de Energia Elétrica, Curitiba, 1989.
- [7] Bosnjakovic, F., Technische Thermodynamik, Steinkopff, Dresden, 1960.

AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem à Cia. Siderúrgica de Tubarão o estímulo e o apoio para o desenvolvimento deste trabalho.

ABSTRACT

An important application of exergy analysis is the performance study of power plants, in particular when a complete assessment of loss distribution through the different components is required. This paper presents a study of a steam cycle with four extractions, using by-product gases from a steel mill. The data used in the study came from actual test carried out on the 66 MW Unit 1 of the power plant of Cia. Siderúrgica de Tubarão. The Sankey and Grassman diagrams, as well the rational efficiencies of the equipments are also presented.

ANÁLISE EXERGÉTICA DE UMA CALDEIRA DE GRANDE PORTE
EMPREGANDO GASES SIDERÚRGICOS



JOÃO LUIZ MARCON DONATELLI
OSE/CST – Vitória – ES – CEP 29000
LUIZ AUGUSTO HORTA NOGUEIRA
DME/IME/BFEI – Itajubá – MG CEP 37500



RESUMO

Baseando-se em dados de campo determinou-se o campo de temperaturas e vazões para uma caldeira tipo VU-50, produzindo 250 t/h de vapor. São discriminadas as etapas de transferência de exergia dos gases para a água no economizador, seção de vaporização (parede d'água e convectiva) e superaquecedor, bem como se analisa os pré-aquecedores de ar regenerativo e a vapor. Considera-se o uso de gás de alto-forno (GAF) e gás de coqueria (GCO), e são separadas as irreversibilidades de combustão e troca térmica. A irreversibilidade de combustão é inferida com auxílio da temperatura adiabática de chama.

INTRODUÇÃO

A maioria dos trabalhos que faz uma abordagem pela 2ª Lei da Termodinâmica em ciclos de potência a vapor, trata a caldeira como um único volume de controle, embora indique-na como o ponto de maior irreversibilidade no ciclo [1,2]. Neste trabalho, a caldeira de uma central térmica já analisada [2] foi estudada em detalhe através do método exergético, podendo-se classificar os processos internos da caldeira quanto à degradação de exergia. A figura 1 apresenta um esquema do equipamento em questão, evidenciando seus componentes principais.

DESCRIÇÃO DA CALDEIRA E DO TESTE

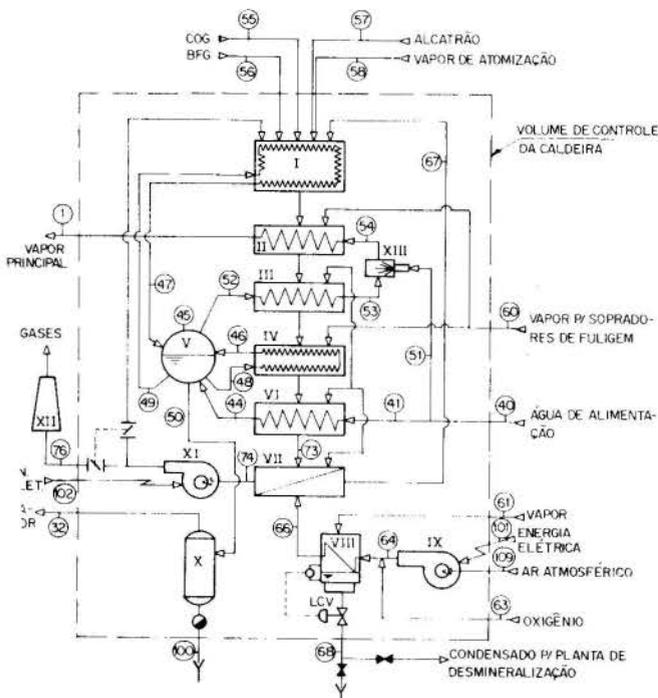
A caldeira, objeto deste trabalho, é parte da unidade 2 da Central Termelétrica da Cia Siderúrgica de Tubarão (CTE/CST), sendo do tipo aquotubular de circulação natural com tiragem balanceada, modelo VU-50, fabricada pela Cia Brasileira da Caldeiras e tem capacidade nominal de 250 t/h a 88 kg/cm² abs. e 513°C.

O controle da temperatura do vapor é obtido através da recirculação de gases de combustão e de um atemperador de contato direto, localizado entre os superaquecedores. Em geral, uma caldeira que queima apenas um tipo de combustível, permite tal controle através do atemperamento para reduções de carga até 60%, sendo necessário usar também a recirculação de gases no caso de reduções maiores [3]. Esta caldeira contudo, pode queimar vários combustíveis (GAF/GCO, GCO, alcatrão e/ou óleo com combustível com 5% de enxofre), tornando necessária a recirculação de gases, em alguns casos, até mesmo em plena carga. Introduzindo os gases recirculados nas partes inferiores da fornalha, como por exemplo nas caixas de ar dos queimadores, pode-se controlar o calor absorvido na mesma [4].

Vindo do ventilador de tiragem forçada, o ar de combustão passa através do pré-aquecedor de ar a vapor (PAAV) e do pré-aquecedor de ar regenerativo (PAAR), alcançando uma temperatura da ordem de 200°C antes de entrar na fornalha. O PAAV deve operar, quando necessário, a fim de manter a temperatura do metal no lado frio do PAAR acima da temperatura do ponto de orvalho, evitando assim a corrosão neste componente [5]. A temperatura do metal, citada acima, é aproximadamente a média das temperaturas de entrada do ar e saída dos gases no PAAR [6].

Os dados apresentados na Tabela 1, na sua maioria oriundos de um teste de performance realizado na unidade 2 da CTE/CST em Janeiro de 1990 durante a manutenção da unidade 1, são os parâmetros a partir dos quais se calculam os balanços de massa, energia e exergia da caldeira.

Todos os dados de teste foram mantidos, exceto a vazão de GCO, que teve seu valor aumentado, pois o valor original indicava uma entrada de calor pelas paredes da caldeira, o que é fisicamente impossível. Alterou-se justamente a vazão de GCO, pois os técnicos localizaram, após o teste, grande imprecisão neste instrumento. A taxa de recirculação de gases e infiltração de



LEGENDA

ITEM	DESCRIÇÃO	VII	PRÉ-AQUEC. DE AR REGENER.
I	FORNALHA C/ P. D'ÁGUA	V III	AQUEC. DE AR A VAPOR
II	SUPERAQ. SECUNDÁRIO	IX	VENT. DE TIRAGEM FORC.
III	SUPERAQ. PRIMÁRIO	X	FLASH TANK
IV	BANCO DE TUBOS	X I	VENT. DE TIRAGEM IND.
V	TUBULAÇÃO DE VAPOR	X II	CHAMINÉ
VI	ECONOMIZADOR	X III	DESSUPERAQUECEDOR

Fig. 1 - Esquema detalhado da caldeira.

ar no PAAR e ventilador de tiragem induzida foram adotados para ajustar o balanço de energia. Durante o teste não se fez ramagem (sopro de fuligem), a purga contínua estava fechada e não se queimou alcatrão.

Tabela 1 - Dados de entrada para análise da caldeira

Gás de Alto Forno (GAF)			
-Comp. molar (bs)	= 20.87 %CO	2.63 %H ₂	
	21.86 %CO ₂	54.64 %N ₂	
-Temperatura	= 43.0 °C		
-Pressão	= 600.0 mm H ₂ O		
-Umidade Relativa	= 100.00%		
-Vazão	= 20600.0 Nm ³ /h		
Gás de Coqueria (GCO)			
-Comp. molar (bs)	= 0.19 %O ₂	5.97 %CO	1.38 %CO ₂
	1.95 %N ₂	51.92 %H ₂	0.06 %H ₂ S
	25.08 %CH ₄	0.09 %C ₂ H ₂	2.09 %C ₂ H ₄
	0.59 %C ₂ H ₆	0.14 %C ₃ H ₈	0.64 %C ₆ H ₆
-Temperatura	= 38.0 °C		
-Pressão	= 480.0 mm H ₂ O		
-Umidade relativa	= 100.00 %		
-Vazão	= 10850.0 Nm ³ /h		
Condição ambiente			
-Temperatura	= 31.0 °C		
-Altitude	= 15.0 m		
-Umidade relativa	= 68.0 %		
-Comp. molar do ar	= 78.03 %N ₂	20.99 %O ₂	0.94 %Ar
	0.03 %CO ₂	0.01 %H ₂	
Ar de combustão			
-Temp. na saída do PAAV	= 34.5 °C		
-Temp. na saída do PAAR	= 204.0 °C		
Gases de combustão			
-Temp. na saída da fornalha	= 872.6 °C		
-Temp. na entrada do ECO	= 395.0 °C		
-Temp. na saída do ECO	= 252.0 °C		
-Temp. na saída do PAAR	= 181.0 °C		
-Teor de O ₂ na saída do ECO	= 1.29 %		
-Taxa de recirculação	= 4.20 %		
-Infiltração no PAAR	= 1.30 %		
-Infiltração no Vent. T. Induzida	= 0.00 %		
Vapor			
-Temp. na saída da caldeira	= 513.0 °C		
-Temp. na ent. do superaq. Sec.	= 430.0 °C		
-Temp. na saída do superaq. Prim.	= 460.0 °C		
-Pressão na saída da caldeira	= 88.0 kgf/cm ² abs.		
-Pressão no tubulão de vapor	= 93.0 kgf/cm ² abs.		
-Vazão na saída da caldeira	= 255.56 t/h		
Água			
-Temp. na entrada da caldeira	= 192.0 °C		
-Temp. na saída do ECO	= 26.0 °C		
Observações			
-Temp. média do costado da caldeira	= 60.0 °C		
-As pressões do ar e gases de combustão serão consideradas iguais à pressão atmosférica.			
-As taxas de inflt. de ar e recirculação de gases são referentes as vazões onde ocorrem.			

BALANÇO DE MASSA E ENERGIA

Na determinação dos fluxos de energia, num sistema que envolve diferentes substâncias, surge desde o início a questão da temperatura de referência a ser adotada. Enquanto para os gases é comum adotar-se 25°C, todas as tabelas e parametrizações para a água adotam 0°C. Como neste caso deseja-se comparar os diagramas energéticos e exergéticos, toma-se a temperatura de referência igual a ambiente. Desta forma, os fluxos de energia são iguais às respectivas vazões vezes a "entalpia sensível", que se refere apropriadamente ao desvio entálpico em relação ao ambiente [7].

A perda de calor através das paredes da caldeira foi estimada, para uma temperatura média do costado de 60°C e uma velocidade do vento de 5 km/h, através de um ábaco próprio para avaliação dessas perdas [8], resultando ao redor de 0,5% do calor fornecido pelo combustível. Sob tais condições a vazão de GCO foi inferida, como já mencionado, para propiciar uma perda de calor pelas paredes na magnitude indicada acima. Essa perda de calor, pode ser distribuída entre os componentes da caldeira em função da taxa de recirculação de gases e da infiltração de ar para o caso específico do PAAR. Tal infiltração, depende muito do projeto e aplicação do PAAR, e não tem magnitude bem definida pela literatura consultada [4,5,6]. A perda de calor pelas paredes dos superaquecedores e PAAV foi desprezada.

A vazão de ar de combustão foi calculada a partir da fração molar de O₂ nos gases de combustão, tomada após o economizador, e das vazões e composições do GAF e GCO, levando também em conta o O₂, oriundo da infiltração de ar no PAAR, carregado para fornalha pela recirculação de gases. Caso a infiltração de ar seja desprezada a recirculação de gases não afeta a vazão de ar de combustão.

A evaporação da água ocorre nos tubos das paredes de água da fornalha e do banco de tubos, sendo a vazão e o título da mistura água/vapor nestes tubos, uma função da taxa de absorção de calor, pressão da caldeira e da resistência ao fluxo em cada tubo. Como esses parâmetros são de difícil cálculo e, relativamente, pouco importantes para os objetivos deste trabalho, adotou-se um título fixo de 20% para a mistura água/vapor proveniente tanto da fornalha quanto do banco de tubos [4].

A temperatura da água na entrada dos tubos de descida ("downcomers") é obtida através da mistura, dentro do tubulão de vapor, da água (líquido saturado) proveniente dos tubos evaporadores com a água de alimentação vinda do economizador.

Associando as considerações anteriores às equações de conservação da massa e energia, tem-se os balanços de massa e energia da caldeira. Os cálculos necessários foram efetuados através de um programa computacional empregando subrotinas para as propriedades da água e dos gases.

A Tabela 2 apresenta os balanços de massa e energia da caldeira, a partir dos quais se elaborou o diagrama de Sankey, o aporte de energia no interior da caldeira e a variação da temperatura dos gases de combustão ao longo da caldeira, mostradas nas figuras 2 a 4. Na figura abaixo pode-se visualizar o ponto de menor diferença de temperatura entre os gases e a água, chamado "pinch point".

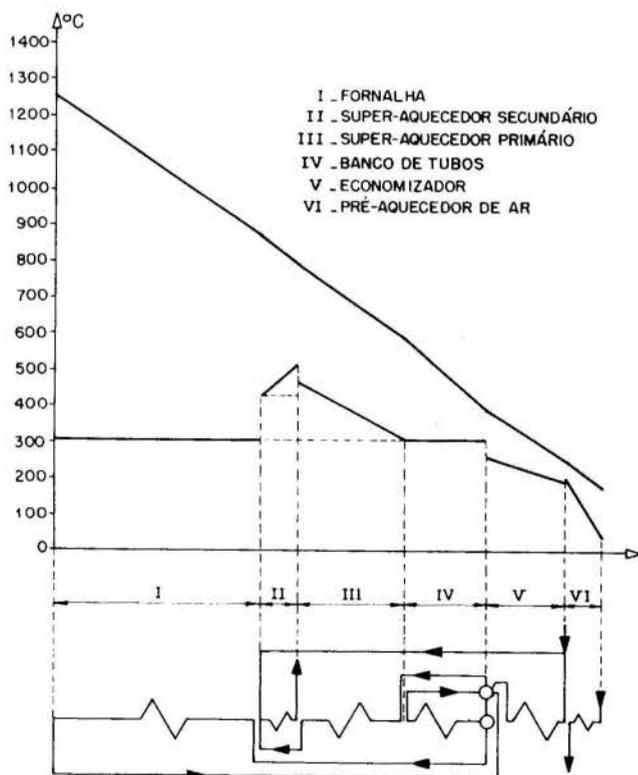


Fig. 2 - Variação da temperatura dos gases e da água na caldeira.

Tabela 2 - Fluxo de energia e exergia e irreversibilidades.

Componentes da Caldeira	Pto.	Vazão kg/h	P ata	T C	Energia Mcal/h	Exergia Mcal/h	Irrever. Mcal/h	Rend. Exerg %	Efeti-vidade %
Fornalha	55	4864,4	1,08	38,0	46471,59	45426,92			
	56	274451,6	1,09	43,0	132932,89	121065,70			
	67	229126,1	-	204,0	9748,79	2035,50			
	Rec.	22597,4	-	181,0	853,67	160,81			
	69	531039,4	-	872,6	125197,12	66723,94			
	49	847129,8	93,0	296,8	241228,79	67328,27			
Par.	47	847129,8	93,0	304,5	305774,41	98467,29			
	-	-	-	60,0	686,12	59,72	70786,24	30,53	-
Superaq. Secundário	69	531039,4	-	872,6	125197,12	66723,94			
	70	531039,4	-	793,3	112266,75	57350,33			
	54	255560,0	88,0	430,0	189064,37	77133,15			
1	54	255560,0	88,0	513,0	200991,69	84774,49	1732,27	81,52	19,73
	54	255560,0	88,0	513,0	200991,69	84774,49			
Dessuperaquecedor	51	7445,4	-	192,0	1219,48	240,03			
	53	248114,6	93,0	460,0	186844,89	77756,97			
	54	255560,0	88,0	430,0	189064,37	77133,15	863,84	98,89	-
Superaq. Primário	70	531039,4	-	793,3	112266,75	57350,33			
	71	531039,4	-	592,8	80437,71	35569,48			
	52	248114,6	93,0	304,5	155017,94	60988,73			
	53	248114,6	93,0	460,0	186844,89	77756,97	5012,61	76,99	44,84
Banco de Tubos	71	531039,4	-	592,8	80437,71	35569,48			
	72	531039,4	-	395,0	50484,41	17545,56			
	46	393443,1	93,0	304,5	142014,63	45732,39			
	48	393443,1	93,0	296,8	112036,90	31270,11			
Par.	-	-	-	60,0	171,53	14,93	3546,70	80,24	-
	44	248114,6	-	266,0	61112,47	15735,22			
Tubulão de Vapor	46	393443,1	93,0	304,5	142014,63	45732,39			
	47	847129,8	93,0	304,5	305774,41	98467,29			
	48	393443,1	93,0	296,8	112036,90	31270,11			
	49	847129,8	93,0	296,8	241228,79	67328,27			
	52	248114,6	93,0	304,5	155017,94	60988,73	347,80	99,78	-
	52	248114,6	93,0	304,5	155017,94	60988,73			
Economizador	72	531039,4	-	395,0	50484,41	17545,56			
	73	531039,4	-	252,0	29915,17	7502,42			
	41	248114,6	-	192,0	40638,51	7998,78			
	44	248114,6	-	266,0	61112,47	15735,22			
	Par.	-	-	60,0	95,28	8,29	2298,40	77,03	73,60
Pré-aquecedor de ar regenerativo	73	531039,4	-	252,0	29915,17	7502,42			
	74	538033,8	-	181,0	20325,44	3828,74			
	66	236120,5	-	34,5	202,15	1,15			
	67	229126,1	-	204,0	9748,79	2035,50			
Par.	-	-	-	60,0	43,09	3,75	1635,59	27,71	77,49
	61	364,1	16,0	230,0	238,35	76,34			
Pré-aquecedor de ar a Vapor	65	236120,5	-	31,0	0,00	0,00			
	66	236120,5	-	34,5	202,15	1,15			
	68	364,1	-	130,0	36,20	4,86	70,33	1,51	-
	68	364,1	-	130,0	36,20	4,86			
Chaminé	76	515436,4	-	181,0	19471,77	3667,93	-	-	-

Obs.: - Purga contínua fechada. - Temp. ref. = 31,0 °C

BALANÇO DE EXERGIA

Conhecidas as vazões, temperaturas, pressões, títulos (vapor úmido) e composições (gases) em todos os pontos, torna-se fácil fazer o balanço de exergia aplicando as equações abaixo, para calcular os fluxos de exergia da água e gases [9]. Essas equações desprezam a exergia devido à diferença de concentração em relação ao meio ambiente.

$$\text{Água: Fluxo de exergia} = \dot{m} \times [(h-h_0) - T_0(s-s_0)]$$

$$\text{Gases: Fluxo de exergia} = \frac{\dot{m}}{\sum_{k=1}^n X_k \times M_k} \left\{ \sum_{k=1}^n X_k \right.$$

$$\left. \left[\int_{T_0}^T (1 - \frac{T_0}{T}) \bar{C}_{pk} dT - \Delta \bar{G}_{ok} \right] + \bar{R} T_0 \ln \left(\frac{P}{P_0} \right) \right\}$$

onde, \dot{m} = vazão.

T_0, P_0, h_0, s_0 = temperatura, pressão entalpia e entropia nas condições do ambiente.

X_k = fração molar do componente k.

M_k = massa molecular do componente k.

$\Delta \bar{G}_{ok}$ = variação da energia livre de Gibbs para o componente k.

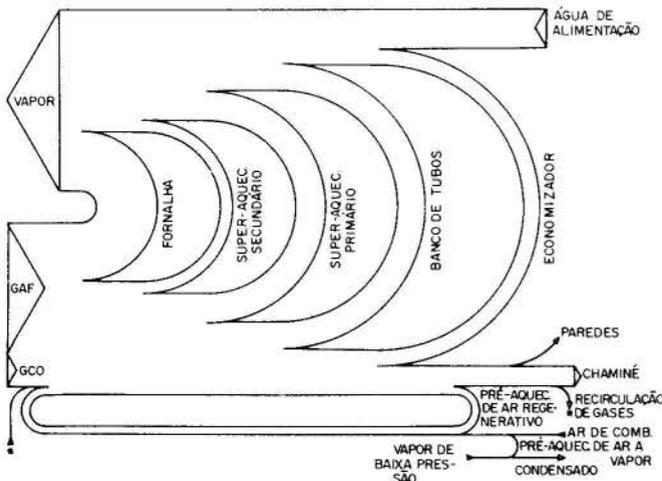


Fig. 3 - Aporte de energia na caldeira.

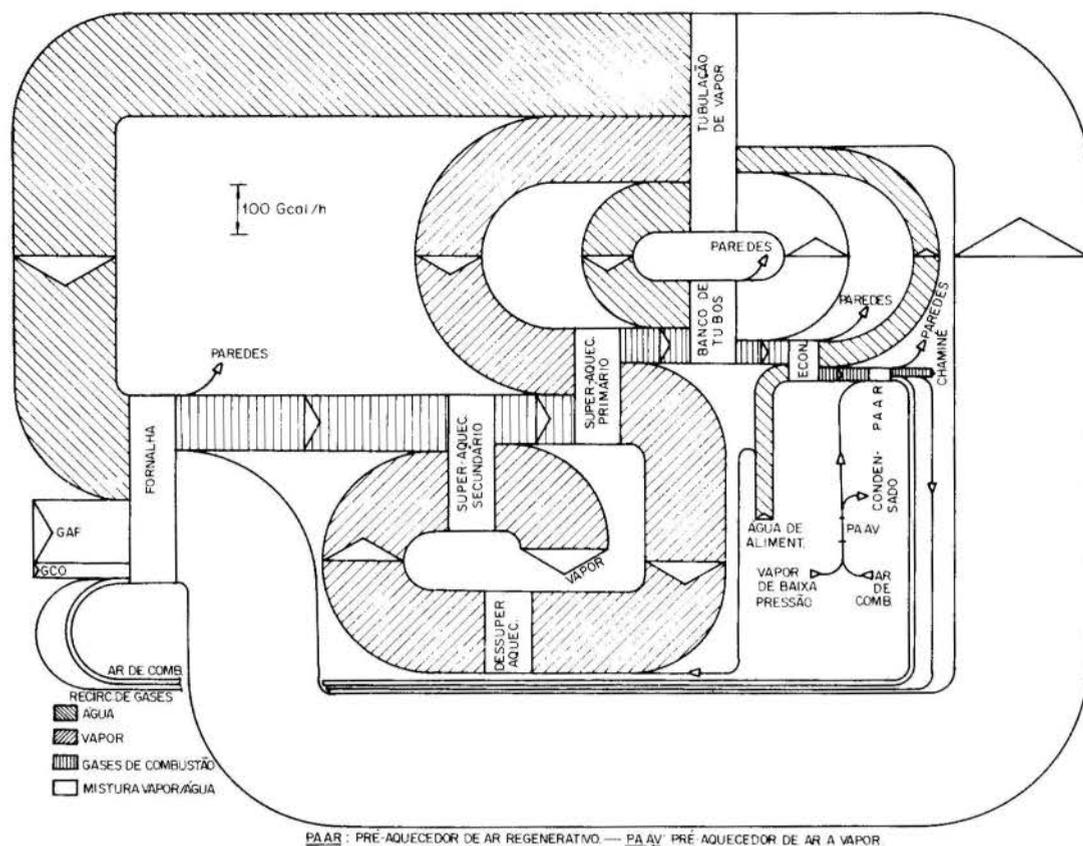


Fig. 4 - Diagrama de Sankey

\bar{C}_{pk} = calor específico a pressão constante do componente k.
 \bar{R} = constante universal dos gases.

Os fluxos de exergia, calculados computacionalmente, estão mostrados na Tabela 2, a partir dos quais elaborou-se o diagrama de Grassmann e o aporte de exergia no interior da caldeira, mostrados nas figuras 5 e 6.

RENDIMENTOS E IRREVERSIBILIDADES

O rendimento energético da caldeira e as efetividades dos trocadores de calor são eficiências ditas de 1ª Lei da Termodinâmica, pois envolvem quantidades de energia, sendo parâmetros bem conhecidos.

Na determinação do rendimento energético da caldeira adotou-se o método da entrada e saída, que é baseado na razão da saída pela soma da entrada de combustível mais créditos de calor. Esse método requer medidas precisas da vazão e poder calorífico superior (PCS) do combustível e o calor absorvido pela caldeira [8]. Embora a ASME sugira o PCS para o cálculo do rendimento, neste trabalho usou-se o poder calorífico inferior (PCI), por ser de prática consagrada.

Como sabido, as eficiências energéticas apresentam o inconveniente de tratar da mesma forma energias de qualidades diferentes, assim o rendimento da máquina de Carnot é o fator de Carnot e não a unidade. Porém, com o uso de eficiências que consideram a 1ª e 2ª Leis da Termodinâmica, elimina-se esse inconveniente. É preciso, no entanto, especificar o que se entende por tal parâmetro. Assim, quando em um processo pode-se identificar um objetivo, a eficiência exérgica foi calculada como a razão entre o ganho útil de exergia e a exergia empregada. Porém, quando o fluxo residual de exergia saindo

do volume de controle considerado (V.C.) foi utilizado em um processo posterior, da exergia empregada descontou-se esse fluxo residual.

Em alguns processos, como os ocorridos em válvulas redutoras de pressão, atemperadores, condensadores, etc; um objetivo não pôde ser identificado. Então, para tais casos define-se a eficiência exérgica como sendo a relação entre a somatória dos fluxos de exergia que saem e entram no V.C.. Tal parâmetro também foi denominado grau de reversibilidade por Bosnjakovic [10] e eficiência racional por Kotas [11]. Existem outras expressões para eficiência exérgica, algumas delas discutidas por Lizarraiga [12].

Num balanço energético as somatórias dos fluxos de energia que saem e entram num V.C. são iguais para processos em regime permanente. Porém, num balanço exérgico esta igualdade não ocorre necessariamente, sendo a diferença igual à irreversibilidade do processo, que associando-se a geração de entropia, é também uma medida do desempenho termodinâmico do equipamento ou processo em análise.

A combustão constitui, no caso das caldeiras, uma das formas predominantes de perda de exergia, juntamente com a transferência de calor em grandes diferenças de temperatura. Quantificar corretamente tais irreversibilidades na fornalha não é tarefa simples e requer uma abordagem aproximada. Bejan [13] sugere que se estime uma "temperatura efetiva de chama", contudo de escasso significado físico para sistemas mais complexos. Assim, como já se observou em trabalho anterior [14] a irreversibilidade da combustão pode ser dada pela diferença da exergia dos reagentes e dos produtos, esta última parcela avaliada na temperatura adiabática de chama. Por subtração, tem-se a irreversibilidade associada à transferência de calor.

As eficiências energéticas e exérgicas e irre-

versibilidades, estão apresentadas nas Tabelas 2 e 3.

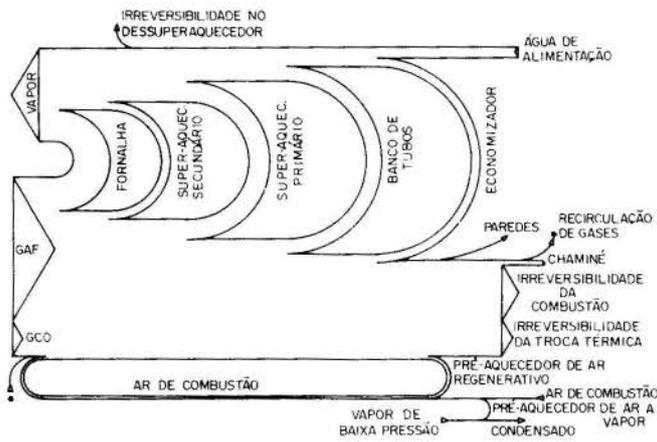


Fig. 5 - Aporte de exergia na caldeira.

COMENTÁRIOS E CONCLUSÕES

A análise energética mostra que 88,58% da energia empregada na caldeira foi utilizada na produção de vapor, sendo a perda de 11,42% distribuída entre perdas pela chaminé (94,94%), perda de calor pelas paredes (4,88%) e condensado no PAAV (0,18%). Enquanto a análise exérgica, diz que a energia empregada era de qualidade bem superior à produzida (vapor), indicando um índice de conversão de exergia (qualidade da energia) de apenas 45,94%. Então perde-se 54,06% da exergia empregada na caldeira, que é distribuída entre irreversibilidade de combustão (57,74%), irreversibilidade na transferência de calor (36,70%), irreversibilidade de mistura (1,38%), perdas pela chaminé (4,07%), perdas pelas paredes (0,10%) e condensado no PAAV (0,005%).

Nota-se que a perda pela chaminé é predominante do ponto de vista energético, mas bem menos significativo do ponto de vista exérgico. Por exemplo, eliminando-se a perda pela chaminé a eficiência energética da caldeira seria incrementada em 10,84%, enquanto a exérgica em apenas 2,2%.

Uma vez que a análise energética não enxerga as irreversibilidades, que representam 95,82% das perdas de exergia numa caldeira, conclui-se que, para melhorar a eficiência exérgica das caldeiras o projeto das mesmas deve ser feito também à luz da 2ª Lei da Termodinâmica, embora algumas fontes de irreversibilidade, tal como a combustão, sejam de difícil trato.

O balanço exérgico de uma caldeira que produz 2090 t/h de vapor superaquecido (167 kgf/cm², 542°C) e 1860 t/h de vapor ressuperaquecido (36,6-34,6 kgf/cm², 318-541°C), queimando, para isso, 151 t/h de combustível (PCS = 10301 kcal/kg, H = 11,5%, C = 82,5%, S = 3,0% O = 1,0%, N = 1,0%, H₂O = 0,8%, cinzas = 2%), foi apresentado por Buchet [15]. O balanço indicou uma eficiência exérgica de 50,3% (4,36% superior à da caldeira apresentada neste trabalho), sendo as perdas de exergia (49,7%) distribuídas em irreversibilidade da combustão (78,93%), da transferência de calor (18,35%) e perdas pela chaminé (2,78%). A diferença entre as irreversibilidades de combustão, em parte, explica-se pelo fato de que Buchet considera como irreversibilidade de combustão toda aquela ocorrida na fornalha, sem separar a parcela realmente devida à reação química. Desta forma, o valor da irreversibilidade na transferência de calor é afetado para baixo, pois parte da geração de entropia na fornalha é devido a transferência de calor. A perda de exergia pela chaminé é menor na caldeira apresentada por Buchet, pois a temperatura dos gases é de apenas 150°C contra 181°C na caldeira apresentada neste trabalho. Não obstante, os resultados são comparáveis.

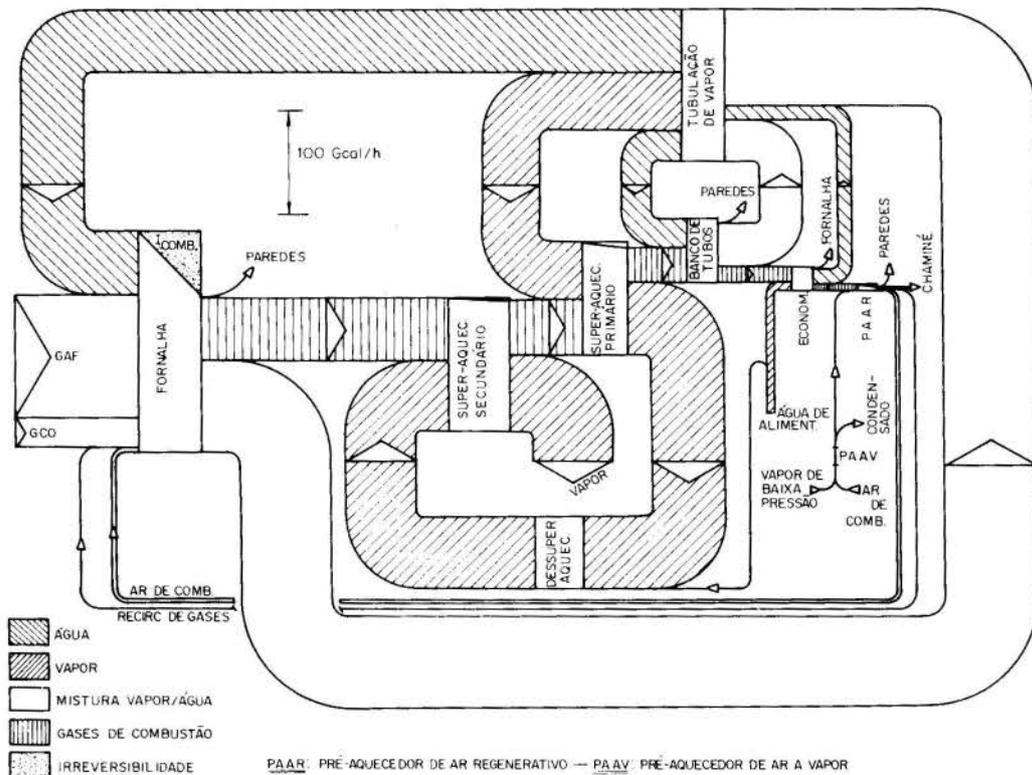


Fig. 6 - Diagrama de Grassmann

Tabela 3 - Síntese dos resultados.

-Consumo de combustível (CC)	= 179404,48 Mcal/h
-Calor perdido para chaminé	= 19471,77 Mcal/h
-Calor perdido para paredes (CPP)	= 1001,17 Mcal/h
-CPP/CC	= 0,56 %
-Rendimento energético	= 88,58 %
-Consumo específico	= 702,94 kcal/kg
-Rendimento exergetico	= 45,94 %
-Irreversibilidade da combustão	= 51996,48 Mcal/h
-Rendimento exergetico da combustão	= 69,18 %
-Excesso de ar efetivo na combustão	= 13,23 %
-Irrev. de troca térmica	= 33050,41 Mcal/h
-Irrev. de mistura (dessuperaq. e tub. de vapor)	= 1211,65 Mcal/h
-Irrev. no PAAR devido a infiltração de ar	= 35,25 Mcal/h
-Irrev. no VTI devido a infiltração de ar	= 0,0 Mcal/h
-Temperatura adiabática de chama	= 1257,0 °C
-Temp. do ponto de orvalho ácido após o PAAR	= 24,3 °C
-Temp. mínima dos gases após o PAAR	= 34,5 °C

Como um comentário final, vale lembrar a utilidade de um programa que simulasse a caldeira, permitindo variar parâmetros, incluir ou retirar componentes; enfim pesquisar várias concepções, com velocidade de cálculo, para obter a melhor eficiência exergetica. A análise dos processos separadamente não seria totalmente correta neste caso, pois numa caldeira que envolve vários processos, muitas vezes a redução da irreversibilidade em um processo corresponde a um aumento em outro.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Nogueira, L.A.H., Balestieri, J.A.P., Massafelli, N. e Silvera, J.L.; "Análise Exergetica da Unidade 1 da Ute Piratininga"; X Seminário Nacional de Produção e Transmissão de Energia Elétrica, Curitiba-PR, 1989.
- [2] Donatelli, J.L.M., Nogueira, L.A.H.; "Análise Exergetica do Ciclo Térmico da Cia. Siderúrgica de Tubarão - CST"; III Encontro Nacional de Ciências Térmicas (ENCIT 90), Itapema-SC, 1990.
- [3] El-Wakil, M.M.; "Powerplant Technology", McGraw-Hill, New York 1985.
- [4] Reznikov, M.I., Lipov, Yu. M.; "Steam Boilers of Thermal Power Stations"; Mir, Moscow, 1985.
- [5] Combustion Engineering; "Combustion Engineering", New York, 1967.
- [6] Central Electricity Generating Board (CEGB), "Modern Power Station Practice - Vol. 2"; Pergamon Press, London, 1971.
- [7] Instituto de Pesquisas Tecnológicas, "Conservação de Energia na Indústria de Fertilizantes", São Paulo, 1985.
- [8] American Society of Mechanical Engineers (ASME), "Performance Test Code (PTC4.1) - Steam Generating Units", USA, 1965.

- [9] Moran, M.J.; "Availability Analysis: A Guide to Efficient Energy Use"; Prentice-Hall INC., New Jersey, 1982.
- [10] Souza, Z.; "Energia, Exergia e Anergia"; EFEI, Itajubá - MG, 1967.
- [11] Kotas, T.J.; "The Exergy Method of Thermal Plant Analysis"; Butterworths, London, 1985.
- [12] Lizarraga, J.M.S.; "Termodinâmica de Fluidos y el Método de Análisis Exergetico"; Servicio Editorial Universidad del Pais Vasco, España, 1987.
- [13] Bejan, A.; "Advanced Engineering Thermodynamics"; Wiley, New York, 1988.
- [14] Nogueira, L.A.H.; Macedo, I.C.; "Determinação da Exergia do Alcool Etílico e do Bagaço da Cana de Açúcar"; VIII COBEM - Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, S.José dos Campos - SP, 1985.
- [15] Buchet, E.; "Analyse Exergetique de La Combustion, des Transferts Thermiques, des Cycles Thermodynamiques, et de Leurs Applications"; These de Docteur Ingenieur, Ecole Centrale des Arts et Manufactures, France, 1983.

AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem à Cia. Siderúrgica de Tubarão o estímulo e o apoio para o desenvolvimento deste trabalho.

ABSTRACT

From actual test results the temperature and the flow distribution in a VU-50 boiler, with 250 t/h output is determined. Following, the exergy transfer process between gases and water in the economizer, evaporation section (radiant and convective), superheater and in both air preheaters (regenerative and steam) are shown. Blast-furnace gas and coke-oven gas are the fuels. The irreversibilities are shared among the combustion, heat transfer and mixing processes. The combustion irreversibility is estimated from the concept of adiabatic flame temperature.

DEPENDÊNCIA DO COEFICIENTE DE REOXIGENAÇÃO PARA COM A
DIFUSIVIDADE MOLECULAR DO OXIGÊNIO NA ÁGUA

HARRY EDMAR SCHULZ

Departamento de Hidráulica e Saneamento da
Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo
Av. Dr. Carlos Botelho nº 1465, CEP. 13560, S. Carlos, S. Paulo, BR



RESUMO

O presente artigo trata das diferentes tendências encontradas na literatura relacionadas com a dependência do coeficiente de reoxigenação para com a difusividade molecular do oxigênio na água. A comparação dos diferentes modelos, construídos a partir de diferentes pontos de vista, indica uma forma de dependência preferencial, a qual parece corroborar da por experimentos de diferentes fontes.

INTRODUÇÃO

A situação de deterioração da qualidade de água dos recursos hídricos de fácil acesso (rios) devido à poluição dos mesmos, levanta a questão de quantificar de forma mais segura a sua capacidade de absorção de oxigênio. Esta quantificação forçosamente conduz à utilização de um modelo matemático obtido a partir de um modelo físico ou conceitual, o qual pode representar a realidade com maior ou menor acerto.

No presente trabalho foi feita uma análise dos diferentes modelos conceituais desenvolvidos por diferentes autores para estudar o fenômeno de absorção de gases por líquidos, a qual expõe os aspectos contraditórios desses modelos.

COLETÂNEA DE MODELOS PARA A REOXIGENAÇÃO

Um corpo de água apresenta-se, do ponto de vista macroscópico, como um material contínuo e perfeitamente delimitado no espaço que ocupa. Este espaço, por sua vez, também se apresenta como um contínuo. As fronteiras deste corpo com o meio que o envolve (regiões de contato com paredes sólidas, com outros líquidos ou com gases) são encaradas como superfícies de contato, isto é, como regiões sem volume, bi-dimensionais. Este tipo de visão simplifica, em princípio, a formulação matemática dos processos de troca entre água e meio circundante. Em se admitindo os ambientes em questão e as grandes permutadas entre eles como contínuos, pode-se aplicar as ferramentas do cálculo diferencial e integral para obter expressões que descrevem a evolução dessas grandezas. No caso da transferência de oxigênio do ar para a água através da superfície, os modelos físicos encontrados admitem o ar como um reservatório infinito cujo fim é estabelecer a condição de saturação do oxigênio na água, a qual é aplicada ao contorno do corpo de água, ou seja, à sua superfície de contato com o meio gasoso. Definida a posição da superfície de contato, a geometria do corpo de água, a condição de saturação e as leis básicas de transferência em meios contínuos, o problema reside em aplicar essas informações no espaço ocupado pela água e obter a evolução da concentração de oxigênio na mesma. Esta aplicação tem sido feita com hipóteses acerca da estrutura superficial da água e do efeito dos movimentos turbulentos no meio líquido (es-

tes são admitidos causadores de uma "difusividade turbulenta" de tal ordem que a concentração do soluto (gás) é imediatamente uniformizada no solvente (água)).

Do ponto de vista sub-microscópico ou molecular, ou de tanto o ambiente líquido como o seu meio circundante não são contínuos, mas compostos de moléculas, as quais se distribuem no espaço ocupando apenas uma parte deste, as considerações anteriores não são rigorosamente válidas. Todavia, como na aproximação contínua, são admitidas superfícies limitantes do corpo líquido e as escalas de movimentos maiores (turbulência, que não cabe na análise molecular) são consideradas pela admissão de uma distribuição uniforme de moléculas (concentração uniforme) para cada tempo estudado. Desta forma são usadas algumas conclusões da mecânica estatística no problema.

Ambas as abordagens são utilizadas para descrever o fenômeno de absorção de gases por líquidos e fornecem diferentes informações. Ambas as abordagens apresentam também limitações, decorrentes de simplificações (necessárias para obter alguma solução) na modelagem do fenômeno. Parâmetros que surgem nessas formulações, seja por considerações físicas, seja por operações matemáticas, são relacionados com grandezas mensuráveis em escoamentos reais, emergindo daí uma série de correlações que "representam a realidade" com maior ou menor acerto.

Aceita-se que a evolução da concentração de oxigênio em um corpo de água, sem sumidouros ou outras fontes que não seja a atmosfera, segue a equação:

$$dC/dt = (K_L/H) (C_s - C) \quad (1)$$

C é a concentração de oxigênio na água, sendo C_s a concentração de saturação, H é a relação entre o volume que absorve gás e a área de contato entre gás e líquido e K_L é o coeficiente de transferência de massa, denominado brevemente de coeficiente de reoxigenação. A quantificação deste coeficiente tem sido assunto de exaustivas pesquisas, nas quais se busca uma forma de correlacioná-lo com parâmetros ligados à agitação turbulenta do meio. Os principais modelos são relacionados em seguida.

Teoria dos Dois Filmes. (Lewis e Whitmann, 1924).

$$K_L = D/L \quad (2)$$

D é a difusividade molecular do oxigênio na água e L é a espessura de um filme líquido superficial no qual os efeitos da agitação turbulenta são desprezíveis e a difusividade molecular é dominante.

Teoria Cinética. (Miyamoto, 1932 e colaboradores)

$$K_L = (M/1000) \sqrt{RT/2\pi M} \exp(-Mu'_0/2RT) \quad (3)$$

M é a massa molecular do gás, R é a constante dos gases, T é a temperatura absoluta e u'_0 é a velocidade mínima perpendicular à superfície que uma molécula de gás deve ter para abandonar o líquido.

Teorias da Penetração e da Renovação Superficial.

(Higbie, em 1935 - citado por Hines e Maddox, 1985 e Dankwerts, 1951).

$$K_L = 2 \sqrt{D/\pi} t_s \quad (4)$$

$$K_L = \sqrt{Ds} \quad (5)$$

t_s é o tempo médio de exposição de um elemento junto à superfície, enquanto s é denominado de taxa de renovação superficial, uma medida da troca dos elementos de líquido juntos à superfície por elementos de líquido do interior do volume.

Modelo de Levich (1962).

$$K_L = \sqrt{D \rho v^3 / \sigma} \quad (6)$$

ρ é a massa específica do líquido, σ é a tensão superficial e v é a componente da flutuação de velocidade normal à superfície (a uma distância desta última tal que os efeitos inibidores da interface sobre a turbulência cessam de existir).

Modelo de Kishinevsky e Serebriansky (1955)

$$K_L = 2 \sqrt{D_T / \pi} t_s \quad (7)$$

D_T é a soma das difusividades molecular e turbulenta, esta última dependente do nível de agitação do líquido. Os autores desta proposta sugerem que para líquidos muito agitados a difusividade molecular é irrelevante no processo de absorção do gás.

Teorias de Penetração de Filme. (Dobbins, 1956 e Toor e Marchello, 1958).

$$K_L = (Ds)^{1/2} \coth \sqrt{sL^2/D} \quad (8)$$

$$\begin{cases} K_L = (Ds)^{1/2} [1 + 2 \exp -(2L (s/D)^{1/2})], & \text{se } z < 1 \\ K_L = (D/L) [1 + sL^2/3D], & \text{se } z > 1 \\ z = (1/L) \sqrt{D/s} \end{cases} \quad (\text{Toor e Marchello}) \quad (9)$$

Para Dobbins, L é a espessura do filme superficial onde os efeitos difusivos são importantes, enquanto que para Toor e Marchello L é definido como a espessura média dos elementos superficiais. z ser maior ou menor que a unidade indica se a "idade" dos elementos superficiais é "grande" (elementos velhos) ou "pequena" (elementos novos), respectivamente.

Os modelos propostos produzem as tendências previstas pelas teorias dos dois filmes e de penetração-renovação de acordo com alterações nos parâmetros definidos nos mesmos.

Modelo de Amortecimento de Turbilhões. (King, 1966)

King integrou a equação

$$\partial C / \partial t = \partial [(D + a \cdot y^n) \partial C / \partial y] / \partial y$$

para diferentes valores de a e n e para diferentes tendências do tempo. Considerando $t \rightarrow \infty$, para quais quer a e n, King obteve:

$$K_L = D^{(1-1/n)} [a^{1+1/n} / \pi] \text{sen}(\pi/n) \quad (10)$$

Para $t \rightarrow 0$ a integração conduz ao resultado da teoria da penetração:

$$K_L = \sqrt{D/\pi t} \quad (11)$$

a e n são constantes relacionadas com a agitação do meio. King sugere, para a, a relação:

$$a = 0,006 \epsilon \rho / \mu' \quad (12)$$

ϵ é a taxa de dissipação de energia por unidade de volume e μ é a viscosidade absoluta do líquido.

Modelo de Aumento da Área Interfacial. (Angelo et alii, 1966).

$$K_L = \frac{(A/A_0) \sqrt{D/\pi \theta_0}}{\int_0^{t/\theta_0} (A/A_0)^2 dt} \quad (13)$$

A é a área de contato entre gás e líquido, dependente do tempo, sendo A_0 uma área de referência a ser determinada experimentalmente. t é o tempo e θ_0 é um tempo característico que também deve ser determinado para cada situação de trabalho.

Modelo dos Grandes Turbilhões. (Fortescue e Pearson, 1967).

Embora o presente modelo seja classificado de conceitual na literatura da área (ver, por exemplo, Bennett e Rathbun, 1972, o autor do presente trabalho prefere classificá-lo como semi-empírico. Discussões acerca do modelo são apresentadas em Schulz (1990a).

$$K_L \propto [D \cdot (u')^{1/2} / A]^{1/2} \quad (14)$$

A é a escala integral da turbulência e u é a flutuação de velocidade decorrente da existência de agitação turbulenta na água.

Modelo Estocástico de Alternância entre "Estado de Filme" e "Estado Turbulento". (Rudis e Machek em 1971 citados por Lau, 1972).

$$K_L = \sqrt{D} [\sqrt{\beta} + \rho \sqrt{\beta/\rho + \lambda}] / (1 + \rho), \quad \rho = \beta/\alpha \quad (15)$$

Lau comenta que este modelo tende à solução da teoria de renovação superficial quando o tempo de estado turbulento aumenta. Porém, ao aumentar o tempo de estado de filme, K_L tende a zero, o que é um erro. Lau sugere, então, a modificação para:

$$K_L = \frac{\alpha}{\alpha + \beta} \sqrt{D} \cotgh[\delta \sqrt{\beta/D}] + \frac{\beta}{\alpha + \beta} \sqrt{(\alpha + \lambda) D} \cdot \cotgh[\delta \sqrt{\frac{\alpha + \lambda}{D}}] \quad (16)$$

Esta expressão tende para o resultado da teoria dos dois filmes quando o tempo de estado de filme aumenta.

Nesses modelos, α , β e λ são parâmetros a serem obtidos experimentalmente. δ é a espessura do filme superficial no qual os efeitos difusivos são importantes.

Modelo utilizando Misturadores Isotrópicos. (Schulz, 1985, 1989 e 1990a)

Para baixas agitações (baixas taxas de dissipação de energia por unidade de volume ou massa):

$$K_L \propto D^{1/2} \int_0^{\infty} K^6 \exp(-\beta \nu K^2) dK, \quad \beta = \text{constante} \quad (17)$$

Para agitações maiores:

$$K_L \propto D^{1/2} / \left\{ 3 \left[\frac{5}{\pi} \right]^{2/3} \left[\frac{Ls^2}{\epsilon} \right]^{1/3} + \left[\frac{v}{\epsilon} \right]^{1/2} \ln Sc \right\} \quad (18)$$

ν é a viscosidade cinemática do líquido, ϵ é a taxa de dissipação de energia por unidade de massa, Sc é o número de Schmidt, Ls é uma dimensão de comprimento denominado de escala de segregação e K é o número de ondas.

Modelo para Interfaces Gás-Líquido Altamente Agitadas. (Schulz (1990a,b,c)).

$$K_L = \frac{8RVG}{3X} [1 - \exp(-SX/V)] \quad (19)$$

R é o raio molecular do gás em questão, V é a velocidade tangencial de um elemento líquido junto à superfície, X é a distância média percorrida por este elemento enquanto na superfície e S é a "taxa de fixação" de moléculas na superfície, uma medida da diferença entre as moléculas que atravessam a interface nos dois sentidos e que engloba todas as possíveis interações entre moléculas de gás e de líquido na interface.

vel. Verifica-se, nos modelos relatados anteriormente, que os valores 0, 1/2 e 1 são encontrados como expoentes da difusividade molecular e que há uma maior quantidade de modelos com o valor 1/2. A Figura 1 permite visualizar a maior influência das teorias de penetração-renovação sobre a evolução das idéias acerca de absorção de gases.

Classificações secundárias também são feitas, mostrando que alguns modelos possuem elementos comuns não necessariamente ligados às duas linhas de pensamento em discussão. Assim os trabalhos de Dobbins e de Toor e Marchello aparecem sob o título de "teorias de penetração de filme", e os trabalhos de King, de Levich e de Kishinevsky e Serebriansky aparecem sob o título de "difusividade turbulenta". As teorias unificadoras reproduzem o comportamento de ambas as tendências (em relação ao expoente da difusividade), enquanto que as teorias independentes partem de considerações distintas daquelas admitidas nos outros modelos. Schulz(1985), por exemplo, não parte do pressuposto de que a equação 1 seja válida. A partir da aplicação da teoria estatística da turbulência, conclui pela sua validade.

O conceito de filmes interfaciais é largamente utilizado na explicação do controle dos processos de trans-

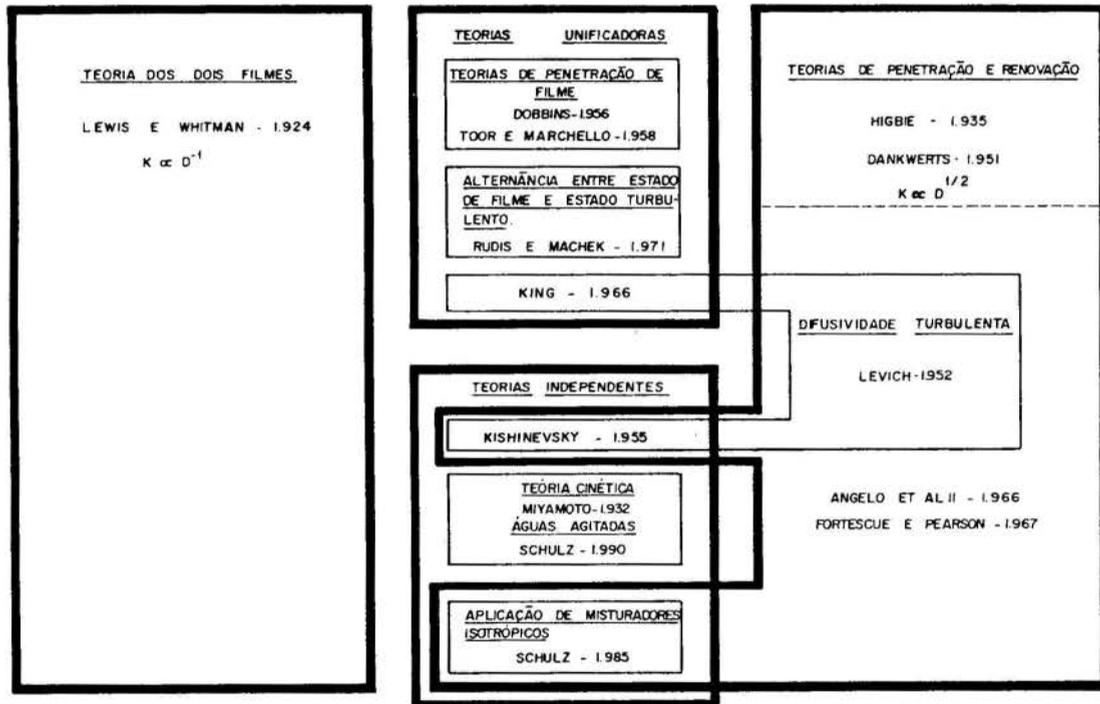


FIGURA 1 - INFLUÊNCIA DAS TEORIAS DOS DOIS FILMES E DE PENETRAÇÃO - RENOVACÃO SOBRE O DESENVOLVIMENTO DAS IDÉIAS EM REOXIGENAÇÃO

DISCUSSÃO ACERCA DO EXPOENTE DA DIFUSIVIDADE MOLECULAR

Os modelos apresentados no ítem anterior foram desenvolvidos em um ambiente de grande discussão acerca da validade da teoria dos dois filmes ou das teorias de penetração e renovação superficial. Embora os diferentes modelos que surgiram neste século tenham sido propostos seguindo caminhos próprios, admitindo hipóteses particulares e introduzindo interessantes pontos de vista no assunto de absorção de gases por líquidos, a influência da teoria dos dois filmes e da penetração-renovação é notá-

ferência de massa e reação química que ocorrem em sistemas de duas ou mais fases. Dankwerts(1951) lança uma crítica à teoria dos dois filmes, no sentido de a existência desses filmes ser duvidosa em águas agitadas e sugere que modelos que se baseiam nesta "versão irreal" do processo físico devem estar errados. Para desenvolver o modelo de renovação superficial, Dankwerts considera uma situação onde uma molécula de oxigênio difunde da interface para o líquido. Pode haver "deformação" lateral do elemento de fluido devido ao movimento da água, porém

não há perda da individualidade enquanto a molécula de oxigênio difunde através dele. Ou seja, a molécula difunde em uma região onde os efeitos viscosos são importantes. Antes da molécula atingir uma profundidade onde o movimento é independente das influências da superfície, o elemento de fluido em questão já foi re-absorvido pelo corpo líquido. Dankwerts simplifica a integração da equação de transferência de massa considerando uma condição de contorno em uma "profundidade infinita". Isto é, admitiu que a molécula difundir em um meio infinito ou em um pequeno trecho de um meio finito leva ao mesmo resultado, sendo pequeno o tempo de difusão. A solução da equação, associada a uma elegante hipótese de renovação superficial, conduziu a um resultado muito simples (equação 5). Vê-se, contudo, que, se Dankwerts não admitiu a existência de um filme interfacial, admitiu (pelo menos implicitamente) que há uma região junto à superfície na qual os efeitos viscosos são dominantes. A pergunta que surge imediatamente é: E se a molécula que difunde atingir o meio de concentração homogênea antes de o elemento de líquido em questão ser re-introduzido no meio?

As teorias unificadoras apresentadas na Figura 1 respondem a esta pergunta afirmando que se alguns parâmetros associados à agitação forem "grandes" ou "pequenos", a absorção de gases seguirá a teoria dos dois filmes ou as teorias de penetração-renovação. Dobbins(1956) foi o primeiro a buscar esta interpretação e apresenta conclusões considerando a taxa de renovação superficial (ver expressão 8). É interessante notar que todas as teorias desenvolvidas para a transferência de massa em interfaces gás-líquido consideram alguma escala de comprimento que define uma espessura para os elementos superficiais, a despeito de aceitarem ou não a hipótese dos filmes superficiais. Apesar de algumas divergências, as teorias unificadoras e aquelas que se baseiam na difusividade turbulenta introduziram a idéia de uma "profundidade de penetração difusiva" para o gás no líquido, que lembra a camada superficial da teoria dos dois filmes, mas que não necessita ser integralmente ultrapassada no processo de troca de massa. A questão agora se concentra no tempo necessário para a transposição integral da profundidade de penetração difusiva e na definição de sua espessura. Levich(1962), a partir de razões dimensionais, define esta profundidade (representada pela letra L) envolvendo a própria difusividade molecular do gás no líquido:

$$L \propto D^{1/2} \quad (20)$$

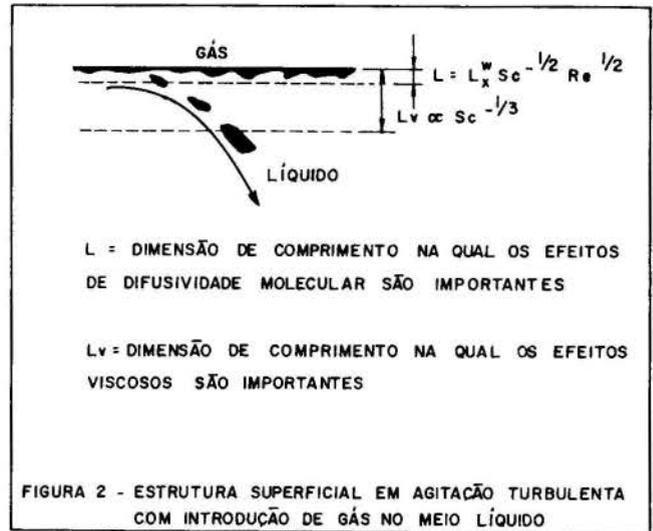
Holley(1973) realizou experimentos para a transferência de calor junto à superfície em um tanque de agitação turbulenta e mediu a espessura da camada limite de temperatura. A partir deste dado Holley calculou a condutividade térmica turbulenta, mostrando que esta se mostrou próxima da condutividade molecular. Nenhuma relação explícita é fornecida por Holley para o cálculo da camada limite, mas analogias são sugeridas com experimentos sobre superfícies rígidas, as quais envolvem potências do número de Prandtl, que, para o caso de transferência de massa, é substituído pelo número de Schmidt. Em estudos mais recentes, Hunt(1984) discute conclusões sobre a estrutura superficial de corpos líquidos turbulentos, apresentando a Figura 2, na qual uma dimensão, que corresponde à profundidade de penetração difusiva, é expressa na forma:

$$L \propto L_x^w Pr^{-1/2} Re^{1/2} \quad \text{ou} \quad L_x^w Sc^{-1/2} Re^{1/2} \quad (21)$$

Re é o número de Reynolds associado ao turbilhão, Sc é o número de Schmidt, Pr é o número de Prandtl e

L_x^w é a escala integral da turbulência na direção X para a velocidade vertical.

Novamente surge a potência 1/2 da difusividade D.



Aplicando o resultado das expressões 20 e 21 em uma das teorias unificadoras vê-se que, em termos de difusividade molecular, não há diferença entre as teorias dos dois filmes e de penetração-renovação. Esta análise foi feita por Schulz(1990a) com o modelo de Dobbins(1956). Considerando o efeito de L e s, tem-se:

$$\text{Quando } sL^2 \rightarrow \infty \quad K_L \propto (Ds)^{1/2} \quad (22)$$

$$\text{Quando } sL^2 \rightarrow 0 \quad K_L \propto D/L$$

$$\text{Porém, com} \quad L \propto D^{1/2}$$

$$\text{Tem-se} \quad K_L \propto D^{1/2} \quad (23)$$

A teoria dos dois filmes e as teorias de penetração-renovação se baseiam em pontos de vista diferentes acerca de um mesmo fenômeno, utilizando modelos físicos distintos. A informação gerada pelos dois modelos pode ser utilizada para encontrar relações entre os parâmetros desconhecidos definidos em ambas. Este procedimento, aplicado às expressões 2 e 5 conduz a:

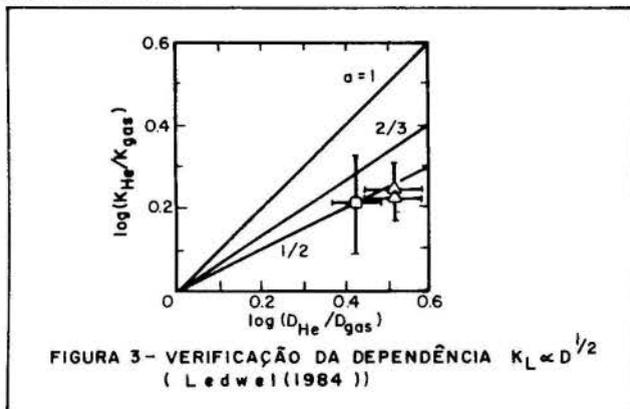
$$D/L \propto (Ds)^{1/2} \quad \text{ou} \quad L \propto (D/s)^{1/2} \quad (24)$$

Verifica-se a coincidência para com as expressões 20 e 21 no que tange ao expoente da difusividade molecular. Surgem, ainda, relações para a taxa de renovação superficial. A conclusão desta discussão pode ser resumida afirmando que se é possível descrever o fenômeno de absorção de gases pela teoria dos dois filmes e pelas teorias de penetração-renovação, então a relação 24 é observada, ou seja, a espessura do filme superficial definida na teoria dos dois filmes pode ser associada à potência 1/2 da difusividade molecular e à taxa de renovação superficial. A variação obtida em relação à difusividade molecular é sugerida por diferentes autores e, como consequência, K_L pode ser expresso como proporcional a $D^{1/2}$.

RESULTADOS DE DIFERENTES FONTES

Alguns experimentos relacionados com traçadores ga

sosos tendem a comprovar a tendência $K_L \propto D^{1/2}$ (ver, por exemplo, Ledwell(1984), que apresenta a Figura 3, reproduzida abaixo).



O advento da técnica dos traçadores gasosos, entre tanto, fez com que a possibilidade de K_L ser proporcional a $D^{1/2}$ fosse considerada com mais seriedade, pois esta dependência produz uma relação entre os coeficientes de troca de massa e diâmetros atômicos de fato verificada nos experimentos. Entretanto Kyosay e colaboradores (citados por Rainwater e Holley (1983)) mostraram que aproximadamente a mesma relação pode ser obtida considerando $K_L \propto D^{1/2}$. A Figura 3 pode ser novamente evocada para mostrar a comprovação a esta tendência pela técnica dos traçadores gasos.

Roberts e Dandliker(1983) realizaram experimentos e encontraram valores para o expoente da difusividade molecular entre 0,62 e 0,66, e citam trabalhos de outros autores que apontam 0,61 como um valor provável. Segundo Skelland(citado por Roberts e Dandliker(1983)), os valores encontrados na literatura geralmente se encontram entre 0,5 e 0,67, Kozinski e King(1966), trabalhando com superfícies não quebradas (superfícies contínuas obtidas em sistemas de agitação que não produzem bolhas ou gotas) obtiveram expoentes entre 0,51 e 0,58. Schulz (1985) realizou experimentos de reoxigenação em um tanque de agitação hidrodinâmica e efetuou duas análises distintas para o coeficiente de reoxigenação. Na primeira análise considerou apenas parâmetros hidráulicos, sem atentar para características do fluido e do gás em questão. Na segunda análise introduziu o número de Schmidt elevado ao expoente 1/2. Schulz considerou apenas os dados que se encontravam dentro da faixa de intervalo de confiança de 99% na análise conjunta, obtendo as seguintes proporcionalidades e coeficientes de correlação:

Para características hidráulicas apenas:
 $K_L/H \propto Q^{0,60}$

Coefficiente de correlação (quadrado): 0,77

Para características hidráulicas e número de Schmidt:

$K_L/H \propto Q^{0,60} Sc^{-1/2}$

Coefficiente de correlação (quadrado): 0,87

Q é a vazão veiculada no sistema, o único parâmetro hidráulico que foi variado. Torna-se a frisar que apenas os dados que se mantiveram dentro do intervalo de confiança de 99% foram utilizados, o que implicou em desconsiderar um ponto na primeira análise e dois pontos na segunda análise, em um total de quatorze resultados experimentais. Embora este fato diminua a significância relativa dos coeficientes de correlação obtidos, verifica-se uma tendência de melhor correlação quando a difusividade molecular (e, neste caso, a viscosidade do líquido) são introduzidos na análise com o expoente 1/2.

Finalmente, resultados de Kishinevsky e Serebriansky(1955), Dobbins(1962), Ljubisavljevic(1984) sugerem que $K_L \propto D$ ou $D^{1/2}$ são tendências válidas para sistemas "normalmente" agitados. Sistemas altamente agitados parecem seguir comportamento distinto, no qual D não é um parâmetro relevante ($K_L \propto D^0$). Esta hipótese foi utilizada por Schulz(1990a, b, c) (expressão 19) na construção de um modelo, o qual reproduz algumas tendências observadas. A tabela 1 resume informações sobre a dependência de K_L para com D .

TABELA 1 - EXPOENTE DA DIFUSIVIDADE MOLECULAR DO GÁS NO LÍQUIDO A SER CONSIDERADO NA EXPRESSÃO DE K_L A PARTIR DE DIFERENTES MODELOS. O NÚMERO ENTRE PARÊNTESES REFERE-SE A EXPRESSÃO DO TEXTO NO QUAL ESTE RESULTADO SE BASEOU.

	RESULTADO SE BASEOU			
	POUCA ABITAÇÃO	ABITAÇÃO MENOR	NORMAL MAIOR	ALTA ABITAÇÃO
TEORIA DOS DOIS FILMES E KISHINEVSKY (1955)	D^1 (2)	D^1 (2)	D^1 (2)	D^0 (7)
TEORIAS DE PENETRAÇÃO E RENOVAÇÃO	$D^{1/2}$ (4,5)	$D^{1/2}$ (4,5)	$D^{1/2}$ (4,5)	$D^{1/2}$ -
TEORIAS UNIFICADORAS	D^1 (8,9)	$D^{1/2}$ (8,9)	$D^{1/2}$ (8,9)	-
PROPOSTA ATUAL	$D^{1/2}$ (22,23)	$D^{1/2}$ (22,23)	$D^{1/2}$ (22,23)	D^0 (19)

CONCLUSÕES

As comparações feitas a partir dos diferentes modelos de reoxigenação propostos sugerem que, para águas normalmente agitadas deve valer uma proporcionalidade do tipo:

$$K_L \propto D^{1/2}$$

Esta proporcionalidade também é obtida através da teoria dos dois filmes se se considerar que a espessura do filme líquido superficial deve ser função da difusividade molecular, na forma:

$$L \propto D^{1/2}$$

Para águas altamente agitadas, por sua vez, parece não haver dependência entre o coeficiente de reoxigenação e a difusividade molecular.

Resultados experimentais de diferentes fontes tendem a comprovar as conclusões aqui apresentadas.

AGRADECIMENTOS

Ao Centro de Recursos Hídricos e Ecologia Aplicada (CRHEA-SHS-EESC-USP) pelo espaço físico cedido e pelo apoio oferecido.

Ao CNPq, pelo financiamento da pesquisa que originou o presente trabalho.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Angelo, J.B.; Lightfoot, E.N. and Howard, D.W., "Generalization of the Penetration Theory for Surface Stretch: Application to Forming and Oscillating Drops". *A.I.Ch.E Journal*, vol. 12, nº 4; pp. 751-760, 1966.
- [2] Dankwerts, P.V., "Significance of Liquid-Films Coefficients in Gas Absorption". *Industrial and Engineering Chemistry*, vol. 43, nº 6, pp. 1460-1467, 1951.
- [3] Dobbins, W.E., "The Nature of the Oxygen Transfer Coefficient in Aeration Systems". In McCabe, B.J. and Eckenfelder Jr., W.W., ed. *Biological Treatment of Sewage and Industrial Wastes*. Reinhold Publishing Corporation, New York, 1956.
- [4] Dobbins, W.E., "Mechanism of Gas Absorption by Tur-

- bulent Liquids", International Conference of Water Pollution Research, Proceedings, pp. 61-96, Pergamon Press, London, 1962.
- [5] Fortescue, G.E. and Pearson, J.R.A., "On Gas Absorption into a Turbulent Liquid". Chemical Engineering Science, nº 22, pp. 1163-1176, 1967.
- [6] Hines, A.L. and Maddox, R.M., "Mass Transfer - Fundamentals and Applications". Prentice Hall Inc., New Jersey, 1985.
- [7] Holley, E.R., "Diffusion and Boundary Layer Concepts in Aeration Through Liquid Surfaces". Water Research, nº 7, pp. 559-573, 1973.
- [8] Hunt, J.C.R., "Turbulence Structure and Turbulence Diffusion near Gas-Liquid Interfaces". In Brutsaert W. and Jirka, G.M. ed. Gas Transfer at Water Surfaces. D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, 1984.
- [9] King, C.J., "Turbulent Liquid Phase Mass Transfer at a Free Gas Liquid Interface". I.&E.C. Fundamentals, vol. 5, nº 1, pp. 1-8, 1966.
- [10] Kishinevsky, M.Kh., "Two Approaches to the Theoretical Analysis of Absorption Processes". Jour. Appl. Chemistry, U.S.S.R., nº 28, pp. 881-886, 1955.
- [11] Kishinevsky, M.Kh. and Serebriansky, V.T., "The Mechanism of Mass Transfer at the Gas-Liquid Interface with Vigorous Stirring". Jour. Appl. Chemistry. U.S.S.R., nº 29, pp. 29-33, 1955.
- [12] Kozinsky, A.A. and King, C.J., "The Influence of Diffusivity on Liquid Phase Mass Transfer to the Free Interface in a Stirred Vessel". A.I.Ch.E. Journal, U.S.A., vol. 12, nº 1, pp. 109-116, 1966.
- [13] Lau, Y.L., "A Review of Conceptual Models and Prediction Equations for Reaeration in Open-Channel Flow". Technical Bulletin of Inland Waters Branch, Department of the Environment, nº 61, 1972.
- [14] Levich, V.G., "Physicochemical Hydrodynamics", Prentice Hall Inc, Englewood Cliffs, 1962.
- [15] Lewis, W.K. and Whitmann, W.G., "Principles of Absorption", Industrial and Engineering Chemistry, vol. 16, nº 12, pp. 1215-1220, 1924.
- [16] Ljubisavljevic, D., "Carbon Dioxide Desorption from the Activated Sludge at the Waste Water Treatment Plant". In Brutsaert, W. and Jirka, G.M., ed. Gas Transfer at Water Surfaces, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, 1984.
- [17] Miyamoto, S., "A Theory of the Rate of Solution of Gas into Liquid". Chem. Soc. Japan Bull. nº 7, pp. 8-17, 1982.
- [18] Rainwater, K.A. and Holley, E.R., "Laboratory Studies on the Hydrocarbon Gas Tracer Technique for Reaeration Measurement". Center for Research in Water Resources, Bureau of Engineering Research, Technical Report, nº 189, 1983.
- [19] Roberts, P.V. and Dandliker, P.V., "Mass Transfer of Volatile Organic Contaminants from Aqueous Solutions to the Atmosphere During Surface Aeration", Env. Sci. and Tech., vol. 17, nº 8, pp. 484-489, 1983.
- [20] Schulz, H.E., "Investigação do Mecanismo de Reoxigenação da Água em Escoamento e sua Correlação com o Nível de Turbulência junto à Superfície". Dissertação de Mestrado. Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, SP, Brasil, 1985.
- [21] Schulz, H.E., "Modelos Matemáticos para Reoxigenação em Canais de Pequeno Porte com Base na Teoria Estatística da Turbulência". Anais do 4º Simpósio Luso-Brasileiro de Hidráulica e Recursos Hídricos, Lisboa, Portugal, vol. 2, pp. 682-696, 1989.
- [22] Schulz, H.E., "Investigação do Mecanismo de Reoxigenação da Água em Escoamento e sua Correlação com o Nível de Turbulência junto à Superfície". Tese de Doutorado. Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, SP, Brasil, 1990a.
- [23] Schulz, H.E., "Gas Transfer at Highly Agitated Liquid Surfaces", Artigo aceito para o "2nd International Symposium on Gas Transfer at Water Surfaces" Minneapolis, Minnesota, E.U.A., 1990b.
- [24] Schulz, H.E., "Transferência de Gases em Superfícies Líquidas Altamente Agitadas". Artigo enviado ao III Encontro Nacional de Ciências Térmicas, Itapema, SC, Brasil, 1990c.
- [25] Toor, J.L. and Marchello, J.M., "Film-Penetration Model for Mass and Heat Transfer". A.I.Ch.E. Journal vol. 4, nº 1, pp. 97-101, 1958.
- [26] Bennett, J.P. and Rathbun, R.E., "Reaeration in Open Channel Flow". Geological Survey Professional Paper, Washington, United States Government Printing Office, nº 737, 1972.
- [27] Ledwell, J.J., "The Variation of the Gas Transfer Coefficient with Molecular Diffusivity". In BRUTSAERT, W. & JIRKA, G.H., ed. Gas Transfer at Water Surfaces, Dordrecht, D. Reidel Publishing Company, 639 p., 1984.

ABSTRACT

Different tendencies presented in literature for the dependence between the reoxygenation coefficient and the molecular diffusivity of oxygen into water, are analysed. The models when considered in an abridged manner suggest a form of dependence which is substantiated by experimental data from several sources.

A DISSIPAÇÃO DE ENERGIA COMO PARÂMETRO HIDRÁULICO DE INTERESSE NA
QUANTIFICAÇÃO DO COEFICIENTE DE REOXIGENAÇÃO



HARRY EDMAR SCHULZ e MARCIUS F. GIORGETTI
Departamento de Hidráulica e Saneamento
Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo
Av. Dr. Carlos Botelho, 1465, CEP. 13560 – S. Carlos – SP, BR



RESUMO

São apresentados modelos desenvolvidos para a reoxigenação de corpos de água baseados nas teorias de misturadores isotrópicos, que relacionam o campo turbulento de concentrações com o campo turbulento de velocidades. A taxa de dissipação de energia emerge desses equacionamentos como o parâmetro hidrodinâmico fundamental na quantificação do coeficiente de reoxigenação.

INTRODUÇÃO

Os processos de troca de gases que ocorrem em interfaces gás-líquido são de grande interesse para os ramos da ciência que estudam o ambiente aquático e as interações entre o meio físico e os seres que o habitam. O estudo da absorção de oxigênio por corpos naturais de água assume, neste sentido, uma importância bastante evidente, uma vez que o grau de oxigênio dissolvido na água é um dos principais indicadores da qualidade da mesma e aponta o grau de comprometimento da vida de seres aquáticos superiores. Uma avaliação correta (ou confiável) da capacidade de absorção de oxigênio por um rio pode conduzir a procedimentos de tratamento de efluentes otimizados, os quais podem utilizar a capacidade de auto-depuração como um parâmetro para a minimização dos custos. Esta é uma questão típica de engenharia ambiental e percebe-se que é de interesse possuir ferramentas que permitam obter previsões confiáveis de oxigenação (ou reoxigenação), as quais, por sua vez, estejam relacionadas com parâmetros hidráulicos de fácil obtenção. O presente trabalho apresenta conclusões que apontam para a utilização da potência dissipada por unidade de massa ou volume como o parâmetro hidráulico de relevância no processo de reoxigenação de corpos de água de pequeno porte.

DESENVOLVIMENTOS ANALÍTICOS

A equação do balanço global de oxigênio em um rio leva em conta, no conjunto das fontes e sumidouros, parcelas devidas a agentes físicos, químicos e biológicos e a parcela devida à advecção. A fonte física principal é a atmosfera rica em oxigênio, o que torna importante o conhecimento de como a água incorpora o ar em seu meio. É geralmente aceito que a absorção de oxigênio do ar por um corpo de água com baixa concentração deste gás, quando estiverem ausentes agentes químicos e biológicos, segue a expressão:

$$dC/dt = (K_L/H) (C_S - C) \quad (1)$$

C é a concentração instantânea, sendo C_S o seu valor de saturação. H é a relação entre o volume que absorve gás e a área de contato entre gás e líquido, t é a variável tempo e K_L é o coeficiente de troca de massa, denominado brevemente de coeficiente de reoxigenação.

A quantificação de K_L tem sido objeto de insisten-

tes pesquisas, gerando uma grande quantidade de modelos que procuram relacionar este parâmetro com variáveis associadas ao escoamento do líquido. Uma coletânea dos modelos mais tradicionais para K_L pode ser encontrada em Schulz(1990b). Uma boa revisão é encontrada em Bennett e Rathbun(1971). Alguns livros trazem abordagens mais gerais, como, por exemplo, Treybal(1980).

A grande gama de resultados sugere a continuidade de estudos nesta área. Em vista disto procurou-se abordar o fenômeno objetivando, principalmente, obter uma indicação dos parâmetros relevantes a serem considerados. Procurou-se, dentro do possível, trabalhar com a teoria estatística da turbulência e as grandezas ali definidas. Posteriormente buscou-se relacionar estas grandezas com características hidráulicas mais facilmente mensuráveis, objetivando a aplicação do modelo em cursos naturais de água. O presente trabalho resume as principais conclusões às quais se chegou com a análise do problema desde a proposição do modelo (Schulz(1985) e Schulz e Giorgetti(1986)) até os trabalhos mais recentes acerca dos detalhes relacionados ao mesmo (Schulz(1989, 1990a) e Schulz et alii(1990)).

Modelo Físico. Schulz(1985) relacionou os modelos para misturadores isotrópicos propostos por Corrsin(1964) com o problema de reoxigenação e sugeriu um modelo físico com as seguintes características:

- A concentração de oxigênio junto à superfície da água iguala a concentração de saturação, uma hipótese largamente encontrada na literatura da área.
- A concentração de oxigênio abaixo de uma camada limite de concentração é homogênea. Também esta hipótese é encontrada e justificada na literatura. Ver, por exemplo, O'Connor e Dobbins(1958).
- A turbulência em uma região junto à superfície é considerada isotrópica. Esta é uma hipótese ousada e, a rigor, não se verifica. O'Connor e Dobbins(1958), contudo, também a utilizaram.
- A entrada de oxigênio na água se faz através de elementos de líquido que se saturam e são incorporados no meio. A entrada assume, portanto, um caráter "discreto". Hunt(1984) apresenta um esquema que permite entender esta hipótese, o qual é reproduzido na Figura 1.

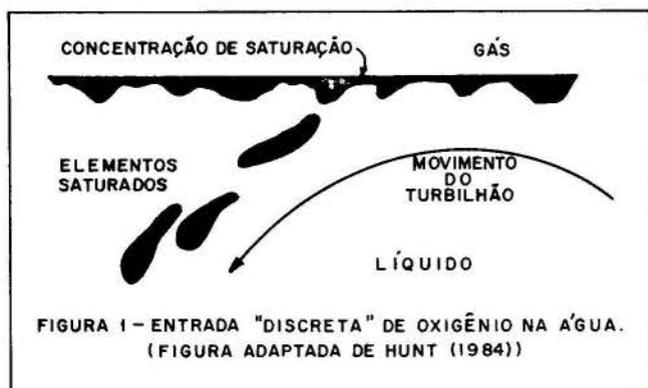


FIGURA 1 - ENTRADA "DISCRETA" DE OXIGÊNIO NA ÁGUA. (FIGURA ADAPTADA DE HUNT (1984))

e) Das considerações a, b e d vê-se que há uma região junto à superfície que não possui nem a concentração de saturação nem a concentração média do meio. De fato trata-se de uma região de alta flutuação de concentração (ver Lee e Luck (1982, por exemplo). Admitiu-se que o campo de flutuações de concentração é homogêneo nesta região e que as mesmas podem ser representadas através de uma alternância entre a concentração de saturação e a concentração média do meio. Denominou-se esta região de região de intermitência para a concentração. A Figura 2 elucida o comentado.

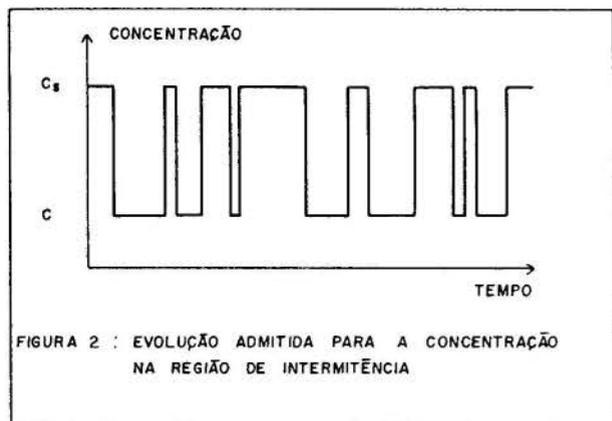


FIGURA 2 : EVOLUÇÃO ADMITIDA PARA A CONCENTRAÇÃO NA REGIÃO DE INTERMITÊNCIA

f) A turbulência é estacionária ao longo do processo, isto é, mantém-se o nível de agitação. A Figura 3 resume as hipóteses admitidas no modelo físico.

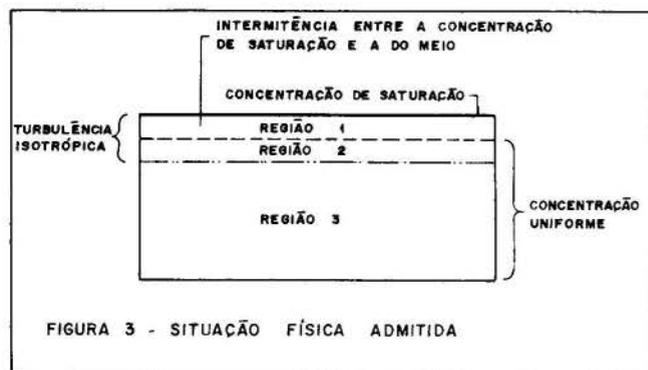


FIGURA 3 - SITUAÇÃO FÍSICA ADMITIDA

Modelos Matemáticos para Misturadores. As seguintes relações e conceitos básicos da teoria estatística da turbulência são utilizadas no desenvolvimento dos modelos propostos:

$$u' = \sqrt{u(t)^2} \quad (2)$$

$$\epsilon = 2 \nu \int_0^{\infty} K^2 \cdot E(K) \cdot dK \quad (3)$$

$$c' = \sqrt{c(x,t)^2}, \quad c(x,t) = C(x,t) - C \quad (4)$$

$$g(r) = \overline{c(x,t) \cdot c(x+r,t)} / c'^2 \quad (5)$$

$$Ls(r) = \int_0^{\infty} g(r) \cdot dr \quad (6)$$

$$Is = c'^2 / c_0'^2 \quad (7)$$

$$Is = \exp(-Ks \cdot t) \quad (8)$$

Nas expressões 2 a 8 u' é denominado de intensidade de turbulenta, sendo $u(t)$ a flutuação de velocidade. ϵ é a potência dissipada no líquido por unidade de massa, ν é a viscosidade cinemática, $E(K)$ é o espectro de turbulência e K é o número de ondas. c' é denominado de intensidade de flutuação de concentração, sendo $c(x,t)$ a própria flutuação em um ponto x no interior do fluido. $C(x,t)$ por sua vez, é a concentração instantânea e C é a concentração média do meio. $g(r)$ é a função coeficiente de correlação da concentração para dois pontos distantes entre si uma distância r , enquanto que a sua integral, $Ls(r)$, é denominada de escala de segregação. Is é denominado grau de segregação e é uma medida da variação de c' em relação à condição inicial c_0' . Ks é uma constante que depende das condições de agitação do meio.

u' , c' e C são uniformes no interior de escoamentos cuja turbulência seja isotrópica e homogênea. Ls , por sua vez, pode variar com o tempo mesmo quando a turbulência é estacionária.

A formulação para turbulência isotrópica fornece, para termos de inércia desprezíveis (correspondendo às menores potências dissipadas), a relação:

$$Is = \exp\left(-\frac{2}{5} \cdot \frac{\epsilon}{u'^2} t\right), \quad Ks = 2\epsilon/5u'^2 \quad (9)$$

Corrsin(1964), utilizando conclusões acerca dos espectros para flutuações de concentração propostas por Batchelor(1958) obteve, para grandes números de Schmidt ($Sc \gg 1$, que é o caso do oxigênio na água), Peclet e Reynolds (correspondendo às maiores dissipações de energia), a relação:

$$(1/Ks) = \left\{ 3 \left[\frac{5}{\pi} \right]^{2/3} \left[\frac{Ls^2}{\epsilon} \right]^{1/3} + \left[\frac{\nu}{\epsilon} \right]^{1/2} \ln Sc \right\} / 2 \quad (10)$$

As expressões 9 e 10 relacionam variáveis associadas ao campo turbulento de concentração com variáveis associadas ao campo turbulento de velocidades. Estas expressões valem para misturadores genéricos. A presente proposta utiliza-as no caso específico de absorção de gases em interfaces gás-líquido, voltada para a reoxigenação de corpos de água.

Modelos Matemáticos para Reoxigenação. Is é uma grandeza estatística que envolve flutuações de concentração, o que impede o seu uso para o cálculo da concentração de oxigênio na água propriamente dita. Partindo do modelo físico da Figura 3, "recuperou-se" a informação acerca da concentração média do meio concentrando a atenção no comportamento de Is em um ponto no interior da região 1. A fração de tempo em que houve concentração Cs nesse ponto, durante o tempo de medição, é denotada pela letra n . Assim:

$$n = \frac{\text{Tempo com } C_s}{\text{Tempo de Medição}} \text{ e } (1-n) = \frac{\text{Tempo com } C}{\text{Tempo de Medição}} \quad (11)$$

A concentração média, nesta região, passa a ser:

$$C(\text{região } 1) = nC_s + (1-n)C \quad (12)$$

As flutuações de concentração (representadas por c_1 e c_2) e o valor de c'^2 são:

$$c_1 = (1-n)(C_s - C), \quad c_2 = n(C - C_s), \\ c'^2 = n(1-n)(C_s - C)^2 \quad (13)$$

Estas expressões permitem obter facilmente Is , que passa a ser expresso por:

$$Is = (C_s - C)^2 / (C_s - C_0)^2 \quad (14)$$

Os fatores multiplicativos que envolvem n e que a parecem, no desenvolvimento da expressão 14, tanto no numerador como no denominador da relação obtida, são simplificados porque a turbulência é estacionária e, por tanto, estatisticamente, n mantém-se constante.

Das expressões 8 e 14 resulta:

$$C = C_s - (C_s - C_0) \cdot \exp(-Kst/2) \quad (15)$$

Conclui-se que o desenvolvimento da concentração de oxigênio no corpo líquido deve seguir a função exponencial 15. Como a atenção se fixou sobre a região 1, junto à superfície, também K_s deve ser influenciado pelo movimento turbulento junto à superfície. Schulz (1985) mostra que, para dois volumes com igual agitação superficial, igual área exposta e diferentes profundidades, a equação 15 produz o mesmo resultado, o que é um erro. Schulz sugere que o efeito da altura pode ser introduzido a partir de um fator multiplicativo para K_s e demonstra que este fator multiplicativo deve ser inversamente proporcional à profundidade H da lâmina líquida. Assim:

$$C = C_s - (C_s - C) \cdot \exp(-x \cdot K_s \cdot t / 2H), \quad x \text{ é uma constante} \quad (16)$$

Se K_s é constante, pode-se exprimir a equação 16 na forma:

$$dC/dt = (xK_s/2H)(C_s - C) \quad (17)$$

Esta expressão é idêntica à expressão 1, porém não surge como uma proposta "a priori" da forma de evolução da concentração do gás no líquido, mas como uma conclusão decorrente da metodologia de análise adotada. Vê-se que:

$$K_L = xK_s/2 \quad (18)$$

Das equações 9, 10 e 18, resulta:

i) Para pequenas dissipações de energia

$$K_L \propto \epsilon / 5u'^2 \quad (19)$$

ii) Para grandes dissipações de energia

$$K_L \propto \left\{ 3 \left[\frac{5}{\pi} \right]^{2/3} \left[\frac{Ls^2}{\epsilon} \right]^{1/3} + \left[\frac{v}{c} \right]^{1/2} \right\}^{-1} \ln Sc \quad (20)$$

Pequenas Dissipações de Energia. A turbulência isotrópica não é estacionária, o que fica evidente na expressão 21 (ver Brodkey (1967)), na qual aparece a grandeza tempo na expressão do espectro de energia $E(K, t)$. Schulz (1985, 1989) admitiu, contudo, em sua análise que a distribuição de energia ao longo do número de ondas (K) para o caso estacionário pode ser obtida a partir da equação 20 considerando um tempo fixo t . Assim, onde aparece a grandeza tempo introduziu-se uma constan

te com dimensão de tempo, θ , que permitiu obter o seguinte resultado para a potência dissipada por unidade de massa (expressão 3):

$$\epsilon \alpha u'^2 v^{7/2} \int_0^\infty K^6 \exp(-\beta v K^2) dK \quad (21)$$

Unindo 19 e 21 obtém-se:

$$K_L \alpha v^{7/2} \int_0^\infty K^6 \exp(-\beta v K^2) dK \quad (22)$$

Grandes Dissipações de Energia. Para altas dissipações de energia sugere-se a expressão 20. Porém L_s pode variar com o tempo e esta expressão pode, portanto, não corresponder a uma solução do problema de reoxigenação proposto, uma vez que para obter a equação 17 a partir da equação 16 admitiu-se K_s constante. Para verificar a constância de L_s no modelo proposto, utilizam-se, agora, dois pontos no interior da região 1 da Figura 3 e definem-se as seguintes frações de tempo:

$$m_1(r) = \frac{\text{Tempo em que } C(x)=C_s \text{ e } C(x+r)=C_s}{\text{Tempo de Medição}}$$

$$m_2(r) = \frac{\text{Tempo em que } C(x)=C \text{ e } C(x+r)=C}{\text{Tempo de Medição}}$$

$$m_3(r) = \frac{\text{Tempo em que } C(x)=C_s \text{ e } C(x+r)=C}{\text{Tempo de Medição}}$$

$$m_4(r) = \frac{\text{Tempo em que } C(x)=C \text{ e } C(x+r)=C_s}{\text{Tempo de Medição}}$$

Segundo a expressão 6, o cálculo de L_s exige o conhecimento da função coeficiente de correlação 5. Utilizando as flutuações de concentração definidas nas equações 13, tem-se, para o produto médio dessas flutuações:

$$\overline{c(x)c(x+r)} = \{(1-n)^2 \cdot m_1(r) + n^2 \cdot m_2(r) - (1-n)n \cdot [m_3(r) + m_4(r)]\} \cdot (C_s - C)^2 \quad (23)$$

Vê-se que este produto depende do tempo, pois envolve um fator multiplicativo que contém C . A função coeficiente de correlação, contudo, obtida a partir da divisão da expressão 23 pela última das expressões 13 produz

$$g(r) = \left(\frac{1-n}{n} \right) \cdot m_1(r) + \left(\frac{n}{1-n} \right) \cdot m_2(r) - [m_3(r) + m_4(r)] \quad (24)$$

e não envolve qualquer grandeza dependente do tempo, uma vez que as frações m_i e n correspondem a uma situação de turbulência estacionária. Evidentemente, quando $r \rightarrow 0$, tem-se que $m_1 + n$, $m_2 + (1-n)$, $m_3 \rightarrow 0$ e $m_4 \rightarrow 0$ e, como consequência, $g(r) \rightarrow 1$. Ou seja, o modelo produz o resultado esperado. A partir do resultado da expressão 24 pode-se afirmar que L_s não depende do tempo para o caso estudado e que as expressões 17, 18 e 20 podem ser utilizadas.

Embora L_s não seja uma função do tempo, é possível que seja função da agitação imposta ao sistema gás-líquido. Três situações distintas para K_L como função de L_s podem ser analisadas, que se baseiam nas aproximações feitas por Schulz (1990a):

i) L_s é constante.

ii) L_s é constante para dissipações de energia menores e varia de acordo com a macro-escala de turbulência para dissipações de energia maiores. A partir de uma análise de ordem de grandeza, Schulz sugere ouso apenas da primeira parcela do segundo membro da equação 20.

iii) L_s varia de acordo com a macro-escala de turbulência.

As evidências têm mostrado que para uma grande faixa do espectro de energia e do espectro de flutuações de grandezas escalares em escoamentos turbulentos, ambos apresentam a mesma forma para com o número de ondas. Este fato é particularmente notado quando se atinge uma agitação tal que há a formação da região de equilíbrio universal e ambos os espectros se comportam segundo a lei exponencial (ver Monin e Yaglom(1981) para detalhes):

$$\text{Espectro } \alpha K^{-5/3}$$

Batchelor(1958) comenta que para os maiores números de onda os espectros não seguem mais a mesma lei exponencial, informação que foi utilizada por Corrsin(1964) na construção de seu modelo para misturadores isotrópicos. Esses números de onda não são, contudo, necessariamente atingidos em um experimento. Como as flutuações de concentração dependem do movimento do fluido e, portanto, dependem das flutuações de velocidade, a semelhança dos espectros é estendida para a faixa de "menores" números de ondas. Também se espera que o comportamento de grandezas médias que apresentam definições similares, como a macro-escala de turbulência e a escala de segregação, apresentem respostas similares para com variações no nível de agitação do fluido (que implicam em variações nos dois espectros em discussão).

Hinze(1959) apresenta resultados baseados em análises dimensionais nos quais a maior parte do espectro de energia (para turbulência isotrópica) apresenta as seguintes proporcionalidades para velocidade e escala dos turbilhões (ver Figura 4):

$$\begin{aligned} \text{Velocidade } &\propto \epsilon^{1/4} \\ \text{Escala } &\propto \epsilon^{-1/4} \end{aligned} \quad (25)$$

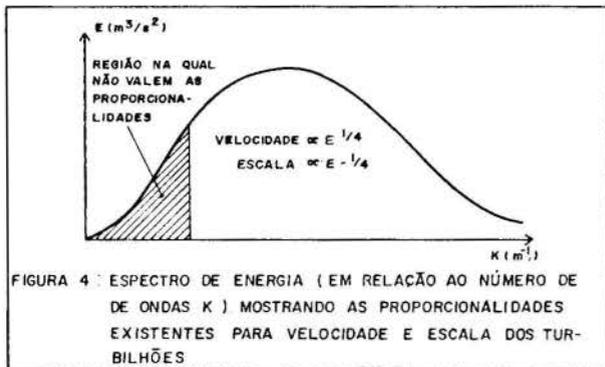


FIGURA 4 : ESPECTRO DE ENERGIA (EM RELAÇÃO AO NÚMERO DE ONDAS K) MOSTRANDO AS PROPORCIONALIDADES EXISTENTES PARA VELOCIDADE E ESCALA DOS TURBILHÕES

A segunda proporcionalidade foi utilizada na presente análise para a escala de segregação:

$$L_s \propto \epsilon^{-1/4} \quad (26)$$

Considerando o caso i, no qual não se admitiu variação da escala de segregação, a equação 20 conduz imediatamente ao gráfico da Figura 5.

Para a situação ii, na qual uma parcela da expressão 20 não foi considerada devido a questões de ordem de grandeza, e onde se admitiu $L_s = \text{constante}$ para agitações menores e a expressão 26 para as agitações maiores, obteve-se o comportamento indicado na Figura 6.

Finalmente, considerando o caso iii, utilizando conjuntamente as expressões 20 e 26, tem-se a evolução de K_L apresentada na Figura 7.

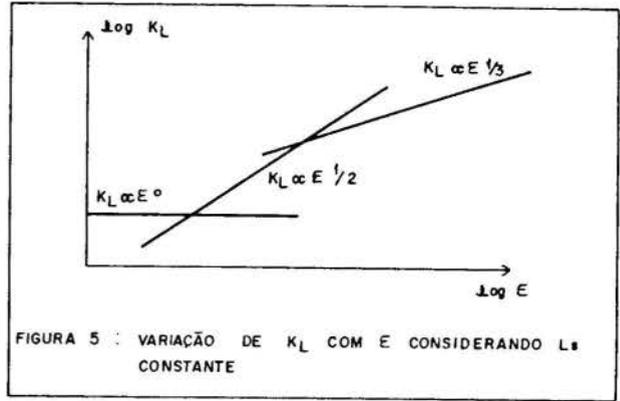


FIGURA 5 : VARIÇÃO DE K_L COM E CONSIDERANDO L_s CONSTANTE

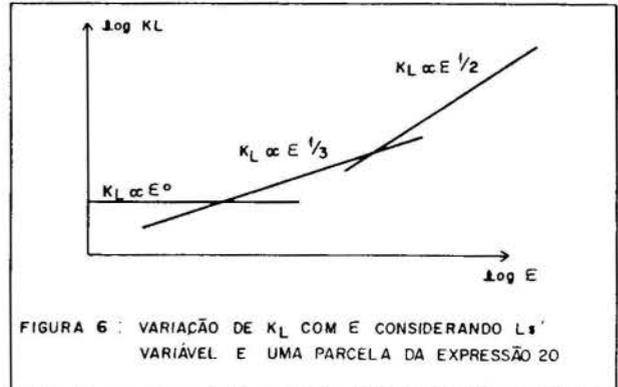


FIGURA 6 : VARIÇÃO DE K_L COM E CONSIDERANDO L_s VARIÁVEL E UMA PARCELA DA EXPRESSÃO 20

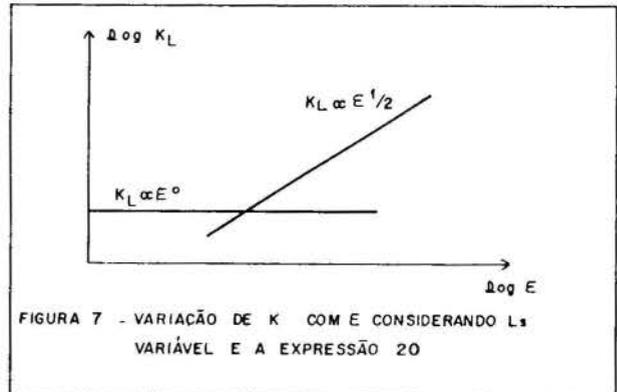


FIGURA 7 - VARIÇÃO DE K_L COM E CONSIDERANDO L_s VARIÁVEL E A EXPRESSÃO 20

CONSIDERAÇÕES FINAIS ACERCA DAS EQUAÇÕES PROPOSTAS

As equações 20 e 22 para grandes e pequenas dissipações de energia foram modificadas por Schulz(1985) e Schulz e Giorgetti(1986) para incorporar também a informação gerada pelas teorias de penetração e de renovação superficial para transferência de massa em superfícies líquidas. Segundo essas teorias:

$$K_L \propto D^{1/2} \quad (27)$$

A união das proporcionalidades 20, 22 e 27 conduz às seguintes expressões:

i) Para pequenas dissipações de energia

$$K_L \propto D^{1/2} \nu^{1/2} \int_0^{\infty} K^6 \exp(-3\nu K^2) dK \quad (28)$$

ii) Para grandes dissipações de energia

$$K_L \propto D^{1/2} \left\{ 3 \left[\frac{5}{\pi} \right]^{2/3} \left[\frac{L_s^2}{\epsilon} \right]^{1/3} + \left[\frac{\nu}{\epsilon} \right]^{1/2} \ln Sc \right\}^{-1} \quad (29)$$

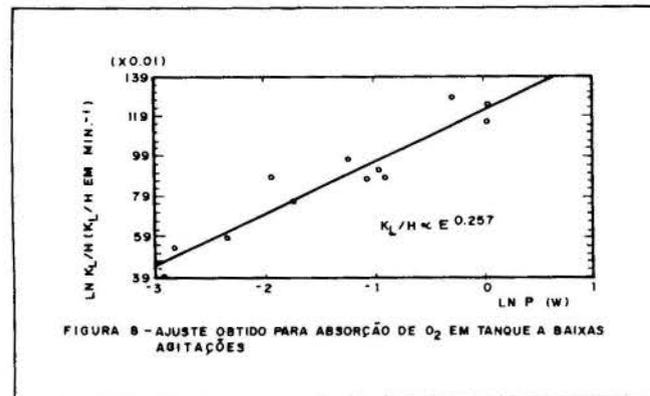
RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Barbosa(1989) realizou experimentos de absorção de oxigênio por água em um tanque de agitação hidrodinâmica no qual a agitação era produzida pela rotação regulável de uma hélice. Diferentes rotações foram testadas, variando de 56 a 370 RPM. A temperatura dos experimentos não foi controlada, embora tenha sido monitorada, e variou de 18,03 a 23,85°C. Seus dados foram analisados em relação à dissipação de energia por Schulz(1990a), que ajustou expressões na forma:

$$K_L / H \propto P^n \tag{30}$$

para as menores e para as maiores rotações impostas à hélice. Nesta expressão P é a potência total imposta ao sistema. O volume de água utilizada manteve-se constante em torno de 100 litros, o que permite obter facilmente a potência dissipada por unidade de massa (ε), se necessário.

O ajuste da equação 30 para as menores e maiores dissipações de energia é apresentado nas Figuras 8 e 9.



Obeve-se, para baixas agitações

$$K_L / H \propto P^{0,257} \tag{31}$$

e para altas agitações

$$K_L / H \propto P^{0,58} \tag{32}$$

O intervalo de confiança de 95% para o expoente da expressão 31 foi 0,0257 ± 0,058, sendo o seu coeficiente de correlação 0,951. O intervalo de confiança de 95% para o expoente da expressão 32 foi 0,58 ± 0,23, com coeficiente de correlação de 0,948.

Schulz(1990a) também realizou experimentos em um canal de recirculação de água de 20,0 m de comprimento e com seção transversal com 17,5 cm de altura e 35,0 cm de largura de base. A agitação era produzida pelo movimento da água, induzido por duas bombas centrífugas de 7,5HP e pela introdução de rugosidade artificial no fundo do canal. Esta rugosidade foi composta de areia e granulometria uniforme, cujos diâmetros foram variados ao longo dos experimentos entre 0,97.10⁻³ e 9,5.10⁻³ m. O volume de água utilizado manteve-se constante ao longo de todos os experimentos. Ajustou-se uma expressão na forma

$$K_L = \phi^a P^b \tag{33}$$

onde φ é o diâmetro da areia utilizada para a rugosidade do fundo do canal. A Figura 10 apresenta o ajuste feito.

A expressão obtida foi:

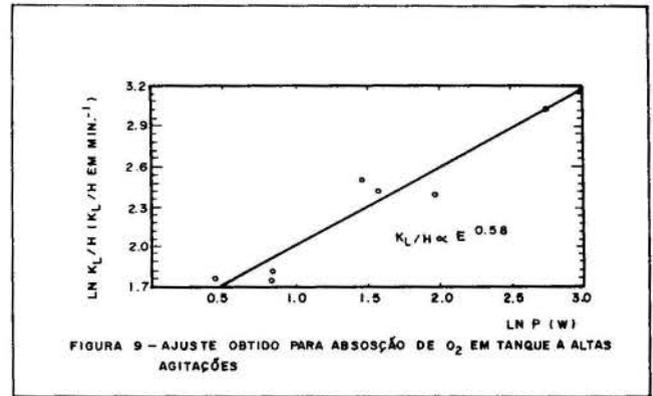
$$K_L \propto P^{0,49} \phi^{-0,154} \tag{34}$$

com os seguintes intervalos de confiança de 95% para os dois expoentes

$$a = 0,49 \pm 0,10$$

$$b = -0,154 \pm 0,079$$

O coeficiente de correlação obtido foi 0,937.



CONCLUSÕES

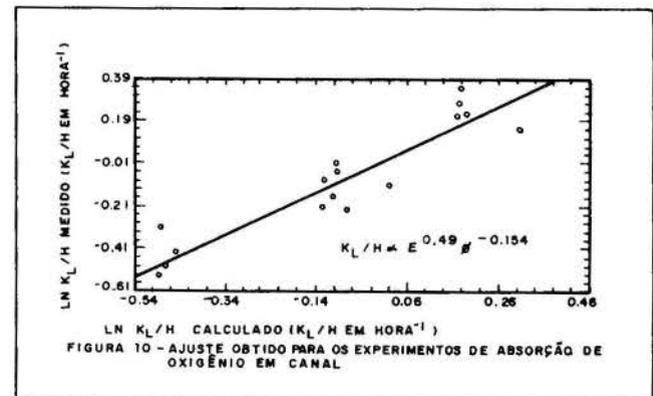
Verificou-se, pelos resultados experimentais, que os expoentes previstos para a potência dissipada na expressão do coeficiente de reoxigenação são razoavelmente bem verificados. O expoente 1/3 sugerido para as menores taxas de dissipação de energia é bastante próximo do valor 0,258 obtido no tanque de agitação hidrodinâmica, enquanto que o expoente 1/2 sugerido para as maiores taxas de dissipação de energia é próximo dos valores 0,58 e 0,49 obtidos nos diferentes experimentos realizados. A evolução sugerida pela Figura 7 parece a mais provável para os experimentos conduzidos.

As equações propostas, portanto, produzem tendências compatíveis com os resultados experimentais.

AGRADECIMENTOS

Ao Centro de Recursos Hídricos e Ecologia Aplicada (CRHEA-SHS-EESC-USP) pelo espaço físico e apoio cedidos para esta pesquisa.

Ao CNPq, pelo apoio financeiro.



REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Barbosa, A.R. Jr., "Desenvolvimento de Metodologia para a Determinação do Coeficiente de Reaeração dos Escóamentos Naturais de Água com o Emprego de Traçador Gasoso". Dissertação de Mestrado. Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, SP, Brasil, 1989.
- [2] Batchelor, G.K., "Small-Scale Variation of Convected Quantities Like Temperature in Turbulent Fluid". *Journal of Fluid Mechanics*, 5, pp. 113-133, 1958.
- [3] Bennett and Rathbun, "Reaeration in Open Channel Flow". *Geological Survey Professional Paper*, U.S.

- [4] Brodkey, R.S., "The Phenomena of Fluid Motions". Adison Wesley Publishing Company, California, 1967.
- [5] Corrsin, S., "The Isotropic Turbulent Mixer. Part II Arbitrary Schmidt Number". A.I.Ch.E. Journal, vol.10, nº 6, pp. 870-877, 1964.
- [6] Hinze, J.O., "Turbulence". McGraw Hill. New York. 1969.
- [7] Hunt, J.C.R., "Turbulence Structure and Turbulence Diffusion near Gas-Liquid Interfaces". In Brutsaert W. and Jirka, G.M. ed. Gas Transfer at Water Surfaces. D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, 1984
- [8] Lee, Y.H. and Luck, S., "Characterization of Concentration Boundary Layer in Oxygen Absorption". Ind. Eng. Chem. Fundam. vol. 21, nº 4, pp. 128-134, 1982
- [9] Monin, A.S. and Yaglom, A.M., Statistical Fluid Mechanics, Mechanics of Turbulence, 2 ed. vol. 2, The MIT Press, Massachusetts, 1981.
- [10] O'Connor, D.J. and Dobbins, N.E., "Mechanism of Reaeration in Natural Streams". ASCE Transactions, nº 123, pp. 641-684, 1958.
- [11] Schulz, H.E., "Investigação do Mecanismo de Reoxigenação da Água em Escoamento e sua Correlação com o Nível de Turbulência junto à Superfície". Dissertação de Mestrado. Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, SP, Brasil, 1985.
- [12] Schulz, H.E., "Modelos Matemáticos para Reoxigenação em Canais de Pequeno Porte com Base na Teoria Estatística da Turbulência". Anais do 4º Simposio Luso-Brasileiro de Hidráulica e Recursos Hídricos, Lisboa, Portugal, vol. 2, pp. 682-696, 1989.
- [13] Schulz, H.E., "Investigação do Mecanismo de Reoxigenação da Água em Escoamento e sua Correlação com o Nível de Turbulência junto à Superfície". Tese de Doutorado. Escola de Engenharia de São Carlos, 1990a.
- [14] Schulz, H.E., "Dependência do Coeficiente de Reoxigenação para com a Difusividade Molecular do Oxigênio na Água". Artigo enviado ao III Encontro Nacional de Ciências Térmicas, Itapema, SC, Brasil, 1990b.
- [15] Schulz, H.E.; Bicudo, J.R.; Barbosa Jr., A.R.; Giorgetti, M.F., "Some Important Parameters on The Turbulent Reaeration of Water: An Analytical Approach and Experimental Results". Artigo aceito para o "2nd International Symposium on Gas Transfer at Water Surfaces", Minneapolis, Minnesota, E.U.A., 1990.
- [16] Schulz, H.E. and Giorgetti, M.F., "Um Modelo de Transferência de Oxigênio na Interface Ar-Água a partir da Teoria Estatística da Turbulência. Anais do II Congresso Lationamericano de Transferência de Calor e Matéria, pp. 436-451, S.Paulo, SP, Brasil, 1986
- [17] Treyball, R.E., "Mass-Transfer Operations", McGraw Hill Book Company, New York, 1980.

ABSTRACT

Theoretical models for reoxygenation of water are presented, which are based on the statistical theory of turbulence for isotropic mixers. It is shown that the energy dissipation rate per unit mass or volume emerges as a fundamental parameter in quantifying reoxygenation.

III ENCIT - Itapema, SC (Dezembro 1990)

SOBRE O MÉTODO DA SONDA SOLÚVEL FLUTUANTE PARA A DETERMINAÇÃO INDIRETA DO COEFICIENTE DE REOXIGENAÇÃO SUPERFICIAL EM CORPOS DE ÁGUA



MARCIUS F. GIORGETTI
HARRY EDMAR SCHULZ

Universidade de São Paulo, Escola de Engenharia de São Carlos, SHS
Av. Dr. Carlos Botelho, 1465 - 13560 - São Carlos, SP



SUMÁRIO

Resultados experimentais e analíticos são apresentados sobre a relação entre a transferência de um gás através da interface gás-líquido (superfície livre de um volume de líquido) e a transferência de massa por dissolução entre uma sonda sólida solúvel, flutuando submersa junto à superfície livre, e o mesmo líquido. As conclusões são mais gerais, porém, o objetivo imediato é o aprimoramento da técnica para a medição do coeficiente de reoxigenação de rios. Os resultados experimentais aqui apresentados referem-se à absorção de oxigênio e à dissolução de sondas de ácido oxálico em água.

INTRODUÇÃO

A variação temporal da concentração do oxigênio dissolvido (OD) em um volume de água que não contenha outras fontes ou sumidouros de oxigênio a não ser a atmosfera, é descrita pela equação

$$C = C_s - (C_s - C_0) \exp(-K t/H) \quad (1)$$

na qual C = concentração do OD (mg/l); C_s = concentração de saturação do OD (mg/l); C_0 = concentração inicial do OD (mg/l); K = coeficiente de transferência de massa através da interface gás-líquido (m/s); H = relação entre o volume de água e a área da interface (m); t = tempo (s).

O parâmetro K depende do grau de turbulência junto à superfície, do corpo de água; diferentes modelos que tentam explicitar esta forma de dependência foram propostos por muitos autores. Usualmente, novos parâmetros que "descrevem" a movimentação turbulenta do líquido são definidos; no entanto, surgem dificuldades quando a medida desses parâmetros se torna necessária, em alguns dos casos os parâmetros podem nem mesmo ser mensuráveis. Modelos como os de Lewis e Whitman [1], Higbie [2], Dankwerts [3], Dobbins [4], Toor e Marchello [5], Angelo et alii [6], entre outros, apresentam esse tipo de dificuldade quanto à sua utilização.

Schulz [7], [8], [9] e Schulz e Giorgetti [10] apresentaram um modelo baseado na teoria estatística da turbulência, que, combinado com os de Higbie e de Dankwerts produziu o resultado seguinte:

$$K \sim D^{1/2} \left\{ 3 \left(\frac{L_s}{\pi} \right)^{2/3} \left(\frac{L_s^2}{\epsilon} \right)^{1/3} + \left(\frac{\nu}{\epsilon} \right)^{1/2} \ln \left(\frac{\nu}{D} \right) \right\} \quad (2)$$

na qual D = difusividade molecular do gás no líquido (m^2/s); L_s = escala de segregação (m); ϵ = taxa de dissipação turbulenta da energia específica ($J/kg \ s$); ν = viscosidade cinemática (m^2/s).

Da mesma forma que nos casos anteriormente citados, a expressão (2) inclui os parâmetros L_s e ϵ , que podem não ser facilmente mensuráveis. Um estudo reve-

lando as tendências de comportamento preditos pela expressão (2) é apresentado por Schulz et alii [11].

OBTENÇÃO INDIRETA DO COEFICIENTE DE REOXIGENAÇÃO

A dificuldade na obtenção dos parâmetros que descrevem o movimento turbulento determinou a procura de outros métodos para a obtenção do coeficiente K ou de K_2 , o coeficiente de reoxigenação ou de reabsorção, também largamente usado na literatura e definido como a relação K/H . Tsivoglou et alii [12, 13] mostraram que a razão entre os coeficientes de absorção e dessorção de dois gases por um mesmo líquido é constante e independente do seu nível de agitação, ou seja:

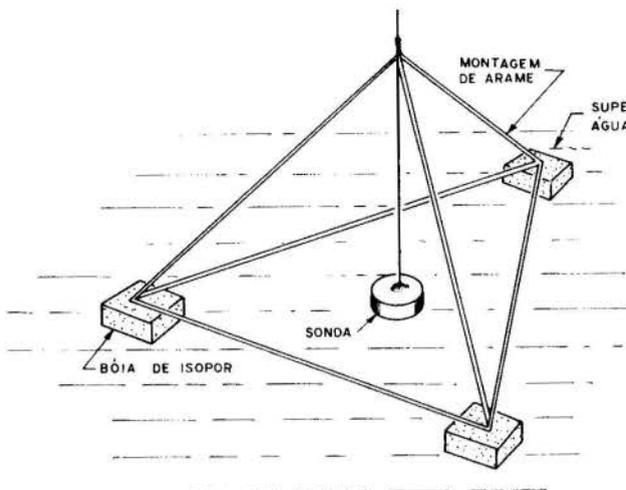
$$\frac{K_{a1}}{K_{d2}} = \text{constante} \quad (3)$$

onde os K 's representam coeficientes de absorção ou dessorção (m/s) e os índices a , d , 1 , 2 , respectivamente, absorção, dessorção, gás 1 e gás 2. Tsivoglou et alii sugeriram ainda, baseados na expressão para a difusividade molecular de Einstein [14, 15] que a constante da equação (3) é dada pela razão entre os diâmetros moleculares dos gases 2 e 1. Experimentos realizados por Rainwater e Holley [16] e por Barbosa e Giorgetti [17] confirmaram essas conclusões.

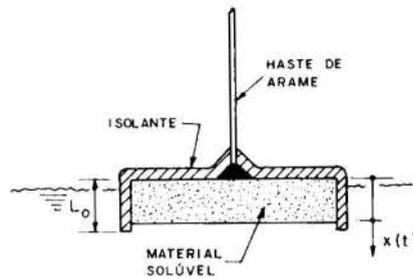
A partir dessas constatações vê-se que, para determinar o coeficiente de reoxigenação de um corpo de água, basta acompanhar temporalmente a evolução da concentração de um gás que é perdido pelo corpo de água para a atmosfera, e determinar o coeficiente de dessorção.

A utilização de traçadores gasosos em experimentos de campo é, entretanto, uma operação cara e difícil. A busca de um método mais simples e econômico para a obtenção indireta do coeficiente de reoxigenação levou Giorgetti e Giansanti [18], Schulz [9] e Giorgetti e Schulz [19] a trabalharem com sólidos solúveis, cuja taxa de dissolução, devidamente equacionada, pode ser correlacionada com o coeficiente de reoxigenação.

A idéia é muito simples. Uma partícula de material sólido, solúvel em água, é acoplada a uma bóia e posta a flutuar, descendo livremente com a corrente de um corpo d'água. A velocidade de dissolução do sólido é tanto maior quanto mais intensa for a turbulência do escoamento nas vizinhanças da superfície livre, responsável também pela renovação superficial e, portanto, pela reoxigenação. A figura 1 ilustra os arranjos e geometrias usados neste trabalho.



a) Montagem geral da sonda flutuante.



b) Detalhe em corte do postilho cilíndrico de sólido solúvel.

Fig. 1

MODELO MATEMÁTICO PARA A DISSOLUÇÃO UNI-DIMENSIONAL

Um modelo para o processo da dissolução, associada ao nível de turbulência do líquido no qual a sonda flutua, pode ser produzido a partir das seguintes hipóteses:

a) O líquido não contém nenhuma substância que reaja com o sólido; portanto a dissolução é controlada pela difusão turbulenta do soluto no solvente.

b) O efeito da agitação do líquido sobre todos os pontos da superfície exposta do sólido é estatisticamente o mesmo (turbulência homogênea); portanto, a velocidade média de dissolução V_s é a mesma para todos os pontos da superfície (dissolução homogênea).

c) A concentração do soluto no líquido é negligível; portanto, a velocidade de dissolução não é uma função do tempo, mantidas as características da agitação.

A figura 1-b ilustra um detalhe de uma sonda sólida sofrendo dissolução nas condições estabelecidas pelas hipóteses. Uma dimensão linear normal à superfície exposta do sólido é suficiente para a descrição do processo e para estabelecer a posição instantânea $x(t)$ dessa superfície. Portanto,

$$\frac{d x(t)}{d t} = - v_s \quad (4)$$

$$\text{ou } \rho_s A_s \frac{d x(t)}{d t} = - \rho_s A_s V_s$$

ou, finalmente,

$$\frac{dM}{d t} = - \rho_s A_s V_s \quad (5)$$

onde M é a massa instantânea do sólido solúvel, ρ_s é a sua massa específica e A_s é a área da sua superfície exposta, ambos constantes.

A integração da equação 5 com as seguintes condições iniciais

$$t = 0 \quad x = L_0 \quad M = M_0$$

produz

$$\frac{M}{M_0} = 1 - \frac{V_s t}{L_0} \quad (6)$$

As equações (1) e (6) são a base formal para a metodologia experimental proposta neste trabalho, uma vez que as duas definem os dois parâmetros cuja correlação está sendo pesquisada, K e V_s , ambos dependentes da agitação (turbulência) do líquido. Para que o método proposto seja útil, variações nos níveis de turbulência que produzam modificações detectáveis no valor de K devem, também, produzir modificações detectáveis no valor de V_s . Em outras palavras, V_s deve ser sensível às variações de K .

A sensibilidade de V_s pode ser ajustada através da escolha adequada do material solúvel usado para a elaboração da sonda. O valor numérico de V_s para um determinado estado de turbulência é uma função de muitos fatores, como por exemplo, o material empregado, seu estado (cristalino ou amorfo), a temperatura do líquido, o tamanho da sonda, pois V_s pode ser influenciado pela escala da turbulência, etc.

Depois que o modelo representado pela equação 6 for validado, ela pode ser usada para a avaliação simples de V_s no laboratório ou no campo. Basta que sejam conhecidos os valores iniciais L_0 e M_0 , e determinada a massa M depois de um tempo de exposição t .

A RELAÇÃO ENTRE A VELOCIDADE DE DISSOLUÇÃO E O COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE OXIGÊNIO

Não existe uma relação de causa-efeito entre a reoxigenação de um corpo de água e a dissolução de um sólido flutuando junto à sua superfície. Os dois processos de transferência de massa estão relacionados porque dependem do nível de agitação do meio líquido. Portanto, uma relação deve existir entre os dois processos, manifestando-se quantitativamente através dos parâmetros K e V_s ; isso torna possível o uso do segundo parâmetro para a determinação indireta do coeficiente de transferência de oxigênio.

Para a análise dos dois processos uma hipótese clássica é adotada neste trabalho, qual seja, na interface soluto-solvente a concentração do soluto no solvente é igual à sua concentração de saturação. No processo de transferência de oxigênio a concentração do OD na camada superficial de água é suposta como igual à concentração de saturação do OD na água. Na interface sólido-água a concentração do sólido na água é suposta como igual à sua concentração de saturação na mesma.

Análise do Processo de Dissolução do Sólido. A taxa temporal de transferência de massa do sólido para a solução, M_s , pode ser expressa por

$$\dot{M}_s = h A_s (S_s - S) = h A_s \Delta S \quad (7)$$

definindo-se assim um "coeficiente de película" h , a concentração instantânea S e a concentração de saturação S_s do sólido na água e o déficit de concentração ΔS . A concentração S_s é também conhecida como a solubilidade do sólido no líquido.

Como M_s é numericamente igual a dM/dt que aparece na equação (5), porém de sinal contrário, os dois resultados podem ser combinados, obtendo-se

$$\frac{V_s}{h} = \frac{\Delta S}{\rho_s} \quad (8)$$

que estabelece a identidade entre dois grupos adimensionais. O primeiro deles contém parâmetros associados com o processo de dissolução, enquanto que o segundo contém apenas informações relativas ao soluto nas fases sólida e em solução.

É importante ressaltar-se que, embora o primeiro adimensional seja composto por uma combinação de dois parâmetros associados diretamente com a intensidade de diluição do sólido, ele não depende do nível de agitação (turbulência) do líquido. Esta conclusão é garantida pela identidade (8) na qual o segundo membro é função apenas do déficit de concentração instantâneo ΔS e da massa específica do sólido ρ_s , nenhum dos dois dependente da turbulência do líquido. Como consequência, V_s/h só pode ser função da temperatura com que o experimento é realizado, ou seja,

$$\frac{V_s}{h} = \frac{V_s}{h} (T) \quad (9)$$

Mas como $V_s = V_s (T, \text{agitação})$ e $h = h (T, \text{agitação})$ conclui-se de (9) que, necessariamente,

$$V_s = V_s' (T) \cdot V_s'' (\text{agitação}) \quad (10)\text{-a}$$

$$h = h' (T) \cdot h'' (\text{agitação}) \quad (10)\text{-b}$$

ou seja, ambos podem ser expressos como produtos de funções separáveis; e, ainda, que

$$V_s'' (\text{agitação}) \equiv h'' (\text{agitação}) \quad (11)$$

Em síntese, pode-se concluir que é possível representar V_s e h como produtos de duas funções, a primeira envolvendo apenas a temperatura e a segunda envolvendo parâmetros quantificadores da turbulência. O termo "agitação" foi usado nas expressões anteriores como um substituto para turbulência ou intensidade de turbulência; no 1º experimento de laboratório descrito no próximo item o parâmetro usado para quantificar a agitação foi a frequência de rotação N de um agitador, usado para produzir o movimento de mistura na água contida em um recipiente cilíndrico.

Análise do Processo de Transferência de Oxigênio.

A taxa temporal de transferência de massa de oxigênio através da interface ar-água pode ser expressa por

$$\dot{M}_o = K A (C_s - C) = K A \Delta C \quad (12)$$

em que ΔC é o déficit de concentração de OD entre o valor instantâneo reinante no seio do líquido ("bulk concentration") e a concentração de saturação, e A é a área

da interface.

A taxa de transferência de oxigênio do ar para a água pode ser representada como o produto da área A pelo fluxo de massa médio de oxigênio ($\rho_o V_o$):

$$M_o = \rho_o V_o A \quad (13)$$

em que ρ_o é a massa específica (parcial) do oxigênio no ar e V_o é uma velocidade média de transporte característica.

Combinando-se as expressões (12) e (13) obtém-se

$$\frac{V_o}{K} = \frac{\Delta C}{\rho_o} \quad (14)$$

que é semelhante à equação (8). Semelhantes são também as conclusões. Aqui a relação V_o/K é uma função da temperatura e da pressão.

$$\frac{V_o}{K} = \frac{V_o}{K} (T, p) \quad (15)$$

Mas como $V_o = V_o (T, p, \text{agitação})$ e $K = K (T, p, \text{agitação})$ segue-se que, necessariamente,

$$V_o = V_o' (T, p) \cdot V_o'' (\text{agitação}) \quad (16)\text{-a}$$

$$K = K' (T, p) \cdot K'' (\text{agitação}) \quad (16)\text{-b}$$

ou seja, são produtos de funções separáveis; e, ainda,

$$V_o'' (\text{agitação}) \equiv K'' (\text{agitação}) \quad (17)$$

com conclusões semelhantes àsquelas obtidas na análise da dissolução da sonda solúvel.

Finalmente, as equações (10)-a e (16)-b podem ser usadas para produzir o seguinte resultado:

$$\frac{V_s}{K} = \frac{V_s' (T)}{K (T, p)} \cdot \frac{V_s'' (\text{agitação})}{K'' (\text{agitação})} \quad (18)$$

ou, com uma notação mais simples,

$$\frac{V_s}{K} = f (T, p) \cdot g (\text{agitação}) \quad (19)$$

A equação (19) mostra que se uma série experimental for realizada em condições de temperatura e pressão constantes T_1 e p_1 , por exemplo, espera-se encontrar uma relação funcional entre V_s e K quantificada em cada ponto (estado de agitação ou turbulência) pela função g :

$$V_s = gK \cdot f (T_1, p_1) \quad (20)$$

Com o uso da operação logaritmo decimal obtém-se de (20) a expressão

$$\log V_s = \log (gK) + \log f (T_1, p_1) \quad (21)$$

o que mostra que mudanças em p ou em T para outros valores constantes apenas provocam translações na curva $V = V(gK)$, traçada em papel bi-logarítmico, um atributo das funções universais.

É importante esclarecer, no entanto, que não se reivindica neste trabalho o caráter de universal para a função $V = V(gK)$, uma vez que fatores geométricos possivelmente importantes ainda não foram considerados. Como exemplo, cita-se a possível influência da dimensão característica da sonda (o diâmetro), face à escala geométrica da turbulência, assim como à da sua inércia, uma vez que turbilhões que pertencem ao espectro turbulento para uma dimensão ou uma inércia podem fazer parte da contribuição advectiva, para outras.

As considerações analíticas apresentadas neste item foram desenvolvidas durante a realização de programa de doutoramento e constam, com maiores detalhes, da tese correspondente (Schulz [9]). Como parte da mesma atividade, um conjunto de experimentos foi planejado, nos quais a pressão e a temperatura podiam ser mantidas constantes em cada experimento e formas diferentes para produzir a agitação, assim como níveis diferentes da mesma, foram testados em sistemas diferentes, tanto em geometria como em concepção física.

ATIVIDADES EXPERIMENTAIS

Os experimentos foram realizados em um tanque cilíndrico com aproximadamente 100 litros de capacidade e em um canal de seção retangular com 20,0 metros de comprimento útil, 17,5 cm de profundidade e 35,0 cm de largura. O tanque e seus acessórios foram construídos como uma duplicata do aparato descrito por Rainwater e Holley [16]; a movimentação da água era produzida por um agitador rotativo com a forma de hélice, possível de ser operado com oito diferentes frequências de rotação. O canal foi projetado para operar em um circuito fechado, sem interrupção da superfície da água, mediante a retirada de parcela da vazão, em cada cabeceira, e sua reinjeção sob a forma de um jato sub-superficial no sentido do escoamento principal. O escoamento é mantido pelo consequente intercâmbio de quantidade de movimento. Cinco diferentes rugosidades de fundo foram usadas nos experimentos em combinação com três ou quatro vazões, dependendo do caso, produzindo-se um espectro de 17 situações experimentais distintas. As figuras 2 e 3 ilustram as montagens experimentais.

A frequência de rotação do agitador no primeiro grupo de experimentos foi variada entre 60 rpm e 250 rpm. As vazões no canal ficaram entre os limites de 15 e 30 litros por segundo; a rugosidade artificial foi produzida através da colagem de materiais quase-homogêneos sobre fundos falsos, variando desde areia fina (granulometria média 0,97 mm) até brita grossa (granulometria média 9,5 mm).

O material usado para a confecção das sondas solúveis foi o ácido oxálico desidratado, com formulação química $\text{HOOC-COOH-2H}_2\text{O}$, em função de sua adequada sensibilidade quanto às velocidades de dissolução nas condições experimentais descritas acima. As sondas eram moldadas na forma de pastilhas cilíndricas com 5,0 mm de espessura e 28,5 mm de diâmetro, e apresentavam uma massa inicial de ordem de 5,0 g.

As pastilhas eram produzidas por compactação seca do ácido oxálico adquirido em pó; a moldagem era feita

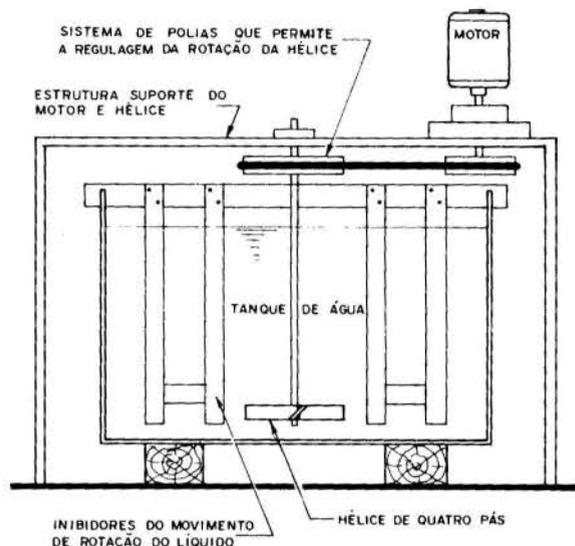


Fig 2 - Tanque cilíndrico com sistema mecânico de agitação.

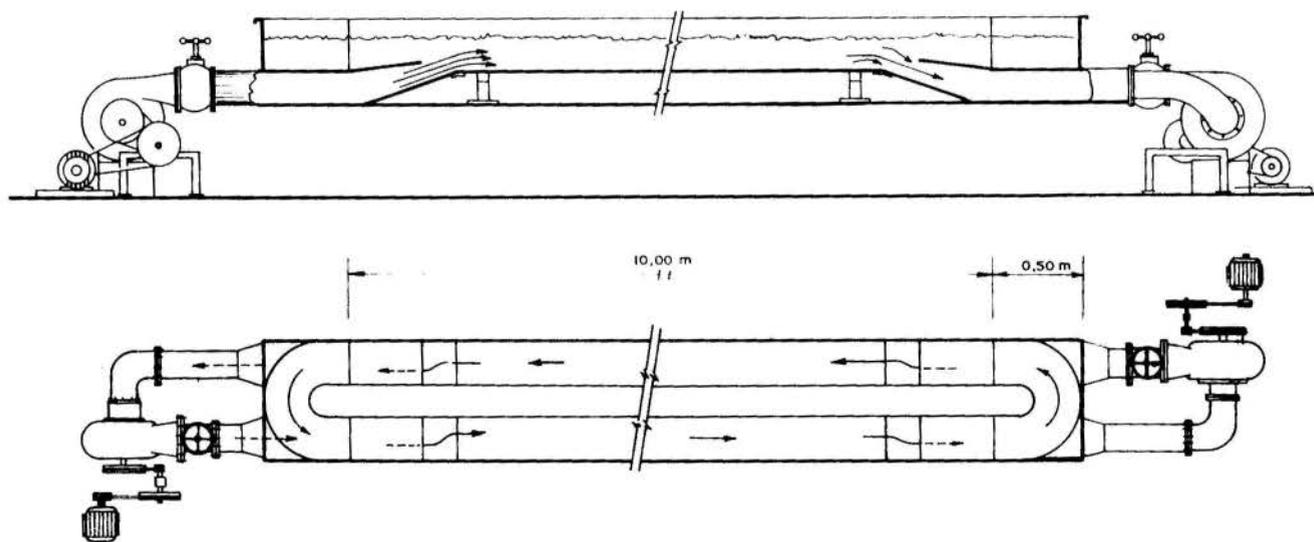


Fig 3 - Canal hidráulico com recirculação induzida pelo intercâmbio de quantidade de movimento.

em uma matriz metálica, provida de sede cilíndrica e pistão, através de compressão com uma carga de 50.000 N. Todas as sondas eram saturadas em água antes do início da operação de dissolução.

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

A figura 4 ilustra os resultados obtidos para V_s no tanque, a partir do ensaio com 40 sondas de ácido oxálico em água, à pressão atmosférica, com diferentes temperaturas e rotações do agitador. Note-se que a curva obtida para agitação zero estabelece uma fronteira inferior para todo o conjunto. As curvas são claramente distintas, o que mostra que o ácido oxálico é um material adequadamente sensível para as variações nos níveis de agitação que foram analisadas.

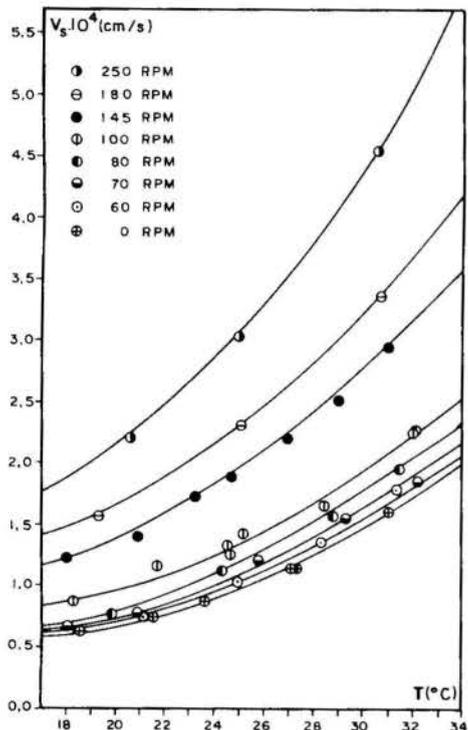


Fig. 4 - Variação da velocidade de dissolução com a temperatura e a agitação.

A figura 5 mostra a relação entre massa final e inicial para as diferentes sondas submetidas a diversos tempos de exposição, em função do adimensional $V_s t / L_0$, válida a equação (6), uma das propostas iniciais.

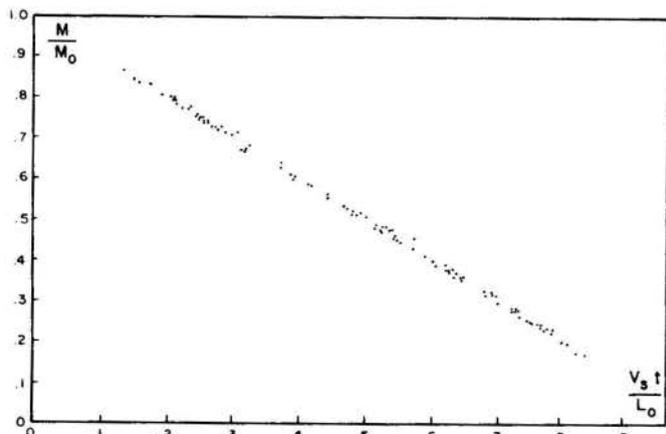


Fig. 5 - Variação linear da massa instantânea do sólido com o parâmetro tempo adimensional.

A figura 6 ilustra uma série experimental típica obtida com $N = 145$ rpm; a linearidade é evidente para cada temperatura. O valor de V_s para cada temperatura é obtido a partir da inclinação da reta de melhor correlação, e é usado para a construção da figura 4 e da figura 5.

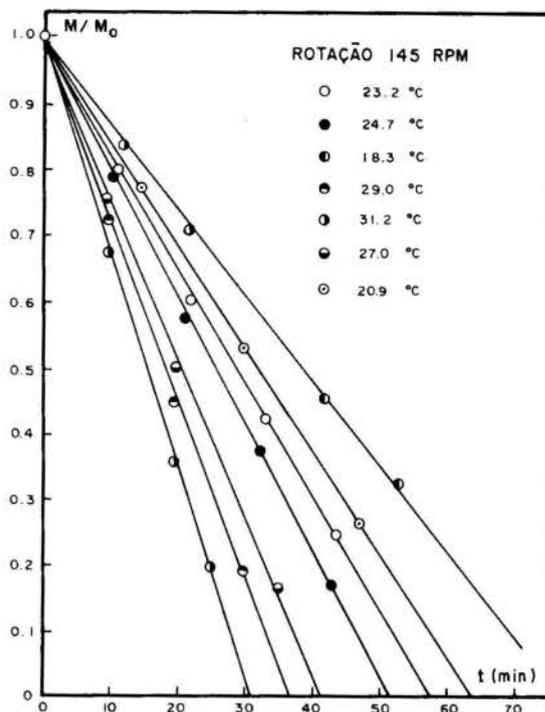


Fig. 6 - Resultados de uma série experimental típica obtida no tanque com agitação.

A figura 7 é construída a partir desses mesmos valores de V_s e com os h determinados utilizando-se apenas os tempos totais de dissolução para cada sonda. Para a determinação de ΔS , em cada um dos experimentos, S foi suposto igual a zero, pois a massa de água era muito maior do que a do sólido dissolvido em cada instante, e S foi obtido em tabelas que fornecem o valor da solubilidade em função da temperatura. Estes mesmos valores foram também usados para a obtenção de h . A linearidade exibida na figura valida o resultado obtido na equação (8).

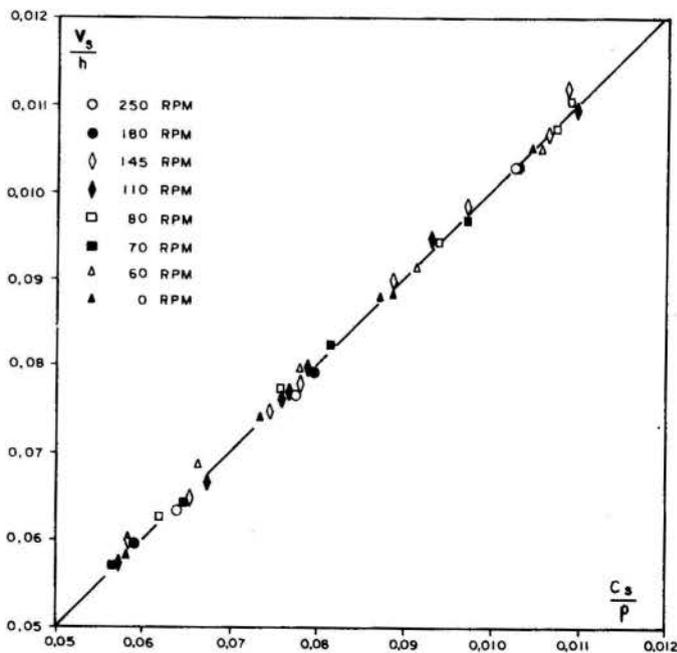


Fig. 7 - Correlação linear entre os adimensionais definidos pela equação 8.

O resultado final, mostrado na figura 8, permite, quando utilizado, a estimação de K (e K_2) a partir de ensaios para a determinação de V ; ele ilustra a forte correlação obtida para essas duas variáveis. Os pontos vazios foram obtidos no tanque, e os cheios no canal, verificando-se o caráter universal da curva de correlação, pois a mesma não parece depender nem das características geométricas dos corpos de água, nem da maneira com que a turbulência é produzida.

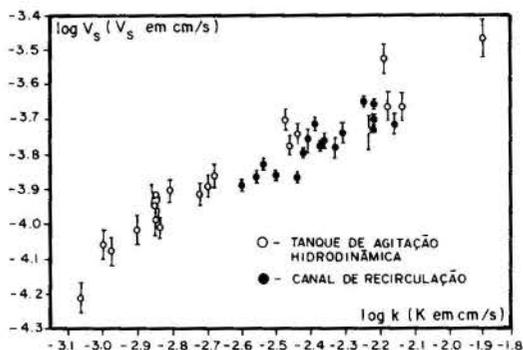


Fig. 8 - Correlação entre V e K nos dois programas experimentais. As barras indicam intervalos com 95% de confiança.

CONCLUSÕES

Resultados obtidos em experimentos de laboratório mostraram que as previsões teóricas para o processo de dissolução foram confirmadas. Observa-se uma boa correlação entre as velocidades de dissolução das sondas de ácido oxálico e os coeficientes de transferência de oxigênio através da superfície livre. Essa correlação poderá vir a ser usada como uma ferramenta útil, embora simples, para quantificar os coeficientes K ou K_2 em cursos de água. Uma constatação final é sobre o caráter "universal" da curva de correlação entre K e V , no sentido de que seu formato deve permanecer o mesmo para uma determinada combinação de sólido solúvel-gás-líquido, independentemente da geometria e da escala dos sistemas fluido-dinâmicos.

AGRADECIMENTO

Esta pesquisa foi realizada com o apoio financeiro da Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo, FAPESP, a quem os autores expressam seus agradecimentos.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Lewis, W.K. & Whitman, W.G., "Principles of Gas Absorption". *Industrial and Engineering Chemistry*. Dec., 16(12): 1215-1220, 1924.
- [2] Higbie, R., "The Rate of Absorption of a Pure Gas into a Still Liquid During Short Periods of Exposure". *American Institution of Chemical Engineers Transactions*, vol. 31, pp. 365-390, 1935.
- [3] Dankwerts, P.V., "Significance of Liquid-Film Coefficients in Gas Absorption". *Industrial and Engineering Chemistry*. Jun., 43(6):1460-1467, 1951.
- [4] Dobbins, W.E., "Mechanism of Gas Absorption by Turbulent Liquids". *International Conference of Water Pollution Research Proceedings*, London, Sept., Pergamon Press, p. 61-96, 1962.
- [5] Toor, H.L. & Marchello, J.M., "Film - Penetration Model for Mass and Heat Transfer", *A.I.Ch.E. Journal*, March, 4(1): 97-101, 1958.
- [6] Angelo, J.B. et alii, "Generalization of the Penetration Theory for Surface Stretch Application to Forming and Oscillating Drops". *A.I.Ch.E. Journal*, July, 12(4): 751-760, 1966.

- [7] Schulz, H.E., "Investigação do Mecanismo de Reoxigenação da Água em Escoamento e sua Correlação com o Nível de Turbulência junto à Superfície". Diss. de Mestrado. Escola de Engenharia de São Carlos, USP, 299 p., 1985.
- [8] Schulz, H.E., "Modelos Matemáticos para a Reoxigenação em Canais de Pequeno Porte com Base na Teoria Estatística da Turbulência". *Anais do 4º Simpósio Luso-Brasileiro de Hidráulica e Recursos Hídricos*. Lisboa, Portugal, 14 a 16 de junho, 1989.
- [9] Schulz, H.E., "Investigação do Mecanismo de Reoxigenação da Água em Escoamento e sua Correlação com o Nível de Turbulência junto à Superfície". Tese de Doutorado, Escola de Eng. de S. Carlos, USP, 1990.
- [10] Schulz, H.E. & Giorgetti, M.F., "Medida Indireta do Coeficiente de Reoxigenação de Águas Naturais - Modelo Matemático para a Velocidade de Desgaste de Sondas Solúveis". *Anais do I Simpósio Brasileiro de Transferência de Calor e Matéria*. Campinas, S. Paulo, p. 179-187, 1987.
- [11] Schulz, H.E. et alii, "Some Important Parameters on the Turbulent Reaeration of Water: An analytical Approach and Experimental Results. Trabalho a ser apresentado no "2nd International Symposium on Gas Transfer at Water Surfaces, Minneapolis, Minnesota, USA, Sept., 1990.
- [12] Tsvoglou, E.C. et alii, "Tracer Measurements of Atmospheric Reaeration - I. Laboratory Studies". *Journal of Water Pollution Control Federation*. Oct., 37(10): 1343-1362, 1965.
- [13] Tsvoglou, E.C. et alii, "Tracer Measurements of Stream Reaeration - II. Field Studies". *Journal of Water Pollution Control Federation*. Feb., 40(2): 285-305, 1968.
- [14] Einstein, A., "Über die von der Molekular-kinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in Ruhenden Flüssigkeiten Suspendierte Teilchen". *Annalen der Physik*, 17:594-560, 1905.
- [15] Einstein, A., "Zur Theorie der Brownschen Bewegung". *Annalen der Physik*, 19:371-381, 1905.
- [16] Rainwater, K.A. & Holley, E.R., "Laboratory Studies on the Hydrocarbon Gas Tracer Technique for Reaeration Measurement". *Center for Research in Water Resources, Bureau of Engineering Research, Austin, Dec., Technical Report, 189, 114 p., 1983.*
- [17] Barbosa Jr., A.R. & Giorgetti, M.F., "Determinação do Coeficiente de Reaeração de Corpos de Água com o Emprego de Etileno como Traçador Gasoso". Trabalho a ser apresentado no ENCIT-90, Itapema, SC, 1990.
- [18] Giorgetti, M.F. & Giansanti, A.E., "Avaliação do Nível de Turbulência em Águas Correntes e sua Correlação com o Coeficiente de Reaeração Superficial". Separata do Trabalho apresentado no XII Congresso da ABES, Camboriú, SC, Nov., 1983.
- [19] Giorgetti, M.F. & Schulz, H.E., "Contribuição para a Determinação do Coeficiente de Reoxigenação Superficial em Corpos D'Água - I". *Anais do II Congresso Latinoamericano de Transferência de Calor e Matéria*, São Paulo, SP, p. 1687-1697, 1986.

ABSTRACT

Experimental and analytical results are presented on the relationship between the transfer of a gas at a gas-liquid interface (free surface of a liquid) and the transfer of mass through dissolution from a soluble solid probe, floating near the free surface and the same liquid. The conditions are more general, but the primary objective is development of a technique for the measurement of the coefficient of reoxygenation of rivers. The results presented are for the absorption of oxygen by water and the dissolution of solid oxalic acid in water.



ANTENOR RODRIGUES BARBOSA JUNIOR
Universidade Federal de Ouro Preto, Escola de Minas, Dep. Téc. Fund.

MARCIUS F. GIORGETTI
Universidade de São Paulo, Escola de Eng. de S. Carlos, SHS



SUMÁRIO

O processo de absorção física do oxigênio pela água em escoamento é caracterizada pelo seu coeficiente de reaeração superficial, K_2 . O método mais aceito universalmente para a medida de K_2 utiliza a técnica que emprega traçadores gasosos dissolvidos na água. A partir de experimentos realizados em um reator aberto para a atmosfera, foi mostrado que o fator de conversão R_T , dado pela razão entre os coeficientes de reaeração e de dessorção do etileno, determinados simultaneamente, tem um valor que é independente da intensidade de turbulência da água.

INTRODUÇÃO

A Importância da Reaeração. O oxigênio dissolvido (OD) constitui-se numa importante medida da qualidade da água nos cursos naturais. A concentração do gás dissolvido é afetada por diversos fatores, destacando-se como sumidouro do OD a Demanda Bioquímica do Oxigênio (DBO) realizada por microorganismos na oxidação de resíduos orgânicos, além do consumo resultante da respiração de seres aquáticos e da difusão através de camadas bentônicas. A reposição do OD se faz por meio da fotossíntese realizada pelas plantas aquáticas e, principalmente, pelo processo físico da reaeração (reoxigenação) atmosférica.

Os cursos d'água naturais, que têm sido intensamente usados como depósitos dos refugos resultantes da atividade humana, apresentam uma capacidade natural de oxidar resíduos biodegradáveis e, deste modo, purificar a água. Esta capacidade de auto-purificação depende de vários fatores, incluindo as características hidrodinâmicas do escoamento e as várias fontes e sumidouros do OD.

Quando se procura determinar a capacidade de um rio assimilar poluentes orgânicos defronta-se com o problema da determinação quantitativa da reoxigenação, cujo perfeito entendimento depende do conhecimento do mecanismo de absorção de gases de baixa solubilidade pelo escoamento natural turbulento. O parâmetro chave no processo de absorção do oxigênio pela água em escoamento é o coeficiente de reaeração, cujo símbolo representativo é K_2 ; ele depende das características hidráulicas do corpo d'água, das temperaturas do ar e da água, da velocidade do vento sobre a superfície líquida e das perturbações produzidas ao nível dessa superfície, bem como de quaisquer outros processos, físicos ou químicos, que possam acelerar ou retardar o transporte do oxigênio através da interface definida pela água e a atmosfera.

O conhecimento do valor de K_2 , referido a um dado trecho de um curso d'água, dá uma indicação quantitativa de um componente da capacidade de auto-purificação do escoamento. Assim, K_2 pode ser usado, por exemplo, na definição da quantidade de resíduo consumidor de oxigênio que um curso d'água pode assimilar ou na definição dos níveis de tratamento requeridos, para que se garanta um nível de qualidade da água compatível com as necessidades de preservação da vida e com as exigências de saúde e bem estar do ser humano.

Quantificação do Coeficiente de Reaeração - A técnica dos Traçadores. Para a quantificação de K_2 dispõe-se de um grande número de equações de previsão e de três técnicas principais de determinação. As equações

de previsão, empírica e semi-empíricamente desenvolvidas, foram propostas como tentativas de relacionar K_2 com parâmetros médios mensuráveis do escoamento. Avaliações críticas das equações conhecidas, apresentadas por Bennett e Rathbun [4], por Y.L. Lau [9] e por R.E. Rathbun [13], mostraram que para um conjunto específico de condições hidráulicas as equações são capazes de prever valores bastante diferentes para o coeficiente de reaeração.

Em consequência, reconhece-se que o entendimento do processo de transferência gasosa ainda não é completo, devendo a quantificação de K_2 ser feita por métodos diretos. Dentre as técnicas de determinação do coeficiente de reaeração, aquela que emprega traçadores gasosos para o oxigênio é vista como a mais exata. As outras técnicas, como a do Balanço do Oxigênio Dissolvido, citada por Churchill et alii [6] e por Bennett e Rathbun [4], e a da Perturbação do Equilíbrio, citada por Gameson e Truesdale [8], dependem, fundamentalmente, das medidas da concentração do OD e da difícil quantificação das muitas fontes e sumidouros desse OD num trecho específico e de interesse do curso d'água.

O emprego de traçadores gasosos na determinação do coeficiente de reaeração foi introduzido por E.C. Tsivoglou et alii [16] em 1965. Tsivoglou et alii vislumbraram a possibilidade de medir K_2 independentemente das interferências de natureza química e biológica do meio sobre o oxigênio, mediante o uso de traçador gasoso artificialmente dissolvido na água em escoamento. Para a escolha do gás traçador consideraram que o mesmo não deveria estar naturalmente presente na água e que nenhuma fonte ou sumidouro deveria existir, de modo que esse gás pudesse deixar o líquido apenas pelo processo de transferência através da superfície livre ao longo do escoamento.

Embora a técnica dos traçadores gasosos seja aceita como um método direto de medida do coeficiente de reaeração, a sua aplicação, no campo, não envolve medidas diretas da concentração do oxigênio dissolvido. Para a quantificação de K_2 correspondente a um determinado trecho, o procedimento adotado consiste na determinação do coeficiente de dessorção, K_T , de um traçador previamente dissolvido na água em escoamento. A multiplicação do coeficiente de dessorção por um fator de conversão R_T , pré-determinado em laboratório, produz o valor do coeficiente de reaeração correspondente ao trecho sob teste. A base para o emprego da técnica repousa na observação de que o fator de conversão, que é dado pela medida da razão entre os coeficientes de absorção do oxigênio e de dessorção do traçador,

$$R_T = \frac{K_2}{K_T} \quad (1)$$

para um mesmo corpo d'água, é independente da temperatura e das condições hidrodinâmicas reinantes no meio líquido.

A Técnica dos Traçadores nas Aplicações de Campo. Nas aplicações de campo a concentração de um traçador gasoso pode variar devido à sua desorção através da superfície livre, bem como pelo efeito da mistura no escoamento. Sendo necessário levar em conta o efeito da mistura, isto é, a diluição e a dispersão do traçador ao longo do escoamento, uma substância conservativa (traçador conservativo) é injetada juntamente com o traçador gasoso.

A base teórica para a técnica dos traçadores é construída a partir da solução da equação da conservação da massa, escrita para cada um dos traçadores. Por exemplo, a equação da advecção-difusão unidimensional aplicável ao transporte de um traçador conservativo, em regime de escoamento permanente e unidimensional, é da forma

$$\frac{\partial C}{\partial t} + U \frac{\partial C}{\partial x} = D_x \frac{\partial^2 C}{\partial x^2}, \quad (2)$$

onde C é a concentração do traçador conservativo, U é a velocidade média do escoamento segundo a direção longitudinal x e D_x é o coeficiente de dispersão longitudinal. Para o traçador gasoso a equação correspondente é da forma

$$\frac{\partial C_T}{\partial t} + U \frac{\partial C_T}{\partial x} = D_x \frac{\partial^2 C_T}{\partial x^2} - K_T C_T, \quad (3)$$

onde C_T representa a concentração do traçador gasoso e K_T o seu coeficiente de desorção.

Nas aplicações de campo K_T é calculado a partir das medidas de C e C_T em duas seções transversais ao escoamento, o que mostra que o seu valor corresponde a uma quantidade média relativa ao trecho entre essas seções de amostragem.

O uso da equação da difusão unidimensional impõe a necessidade de serem as concentrações dos traçadores uniformemente distribuídas na seção transversal ao escoamento. Portanto, o ponto de amostragem de montante deve estar a uma distância suficientemente grande a jusante do ponto de lançamento dos traçadores no escoamento, de modo a garantir que se consiga uma mistura completa vertical e lateralmente.

As soluções das equações (2) e (3) correspondentes a injeções instantâneas de massas M_c e M_T dos traçadores conservativo e gasoso, respectivamente, em $x = 0$ e $t = 0$, apresentadas por Fischer et alii (07), são da forma

$$C_c = \frac{M_c}{2 \cdot A_x \sqrt{\pi D_x t}} \exp \left[- \frac{(x - Ut)^2}{4 D_x t} \right] \quad (4)$$

e

$$C_T = \frac{M_T}{2 \cdot A_x \sqrt{\pi D_x t}} \exp \left[- \frac{(x - Ut)^2}{4 D_x t} - K_T t \right], \quad (5)$$

onde A_x é a área média da seção transversal ao escoamento. Para qualquer posição longitudinal x , em um dado instante t , a razão entre as concentrações dos traçadores se escreve como

$$\frac{C_T}{C_c} = \frac{M_T}{M_c} \exp (-K_T \cdot t), \quad (6)$$

sugerindo que K_T pode ser determinado e, conseqüentemente, K_2 pode ser obtido com o emprego do fator de conversão dado pela eq. (1). Para tal, procede-se de forma a realizar as determinações simultâneas de C_T e C_c em duas seções do escoamento que distam, entre si, de uma quantidade Δx . Mediante o emprego da eq. (6),

$$\frac{\left(\frac{C_T}{C_c} \right)_2}{\left(\frac{C_T}{C_c} \right)_1} = \exp \left[-K_T (t_2 - t_1) \right], \quad (7)$$

onde os índices 1 e 2 referem-se às seções de montante e jusante respectivamente, e $t_2 - t_1 = \Delta x/U$ é a medida do tempo de deslocamento entre essas seções. Desta forma, finalmente,

$$K_T = \frac{1}{\Delta x/U} \ln \frac{\left(\frac{C_T}{C_c} \right)_1}{\left(\frac{C_T}{C_c} \right)_2} \quad (8)$$

e

$$K_2 = R_T \cdot K_T \quad (1)-b$$

RELATO DA PARTE EXPERIMENTAL

Neste trabalho são apresentados os resultados relativos à determinação em laboratório do fator de conversão, R_T , para o coeficiente de reaeração, empregando o etileno (C_2H_4) como traçador gasoso. As razões para a escolha do etileno como gás traçador estão associadas ao fato de que esse gás tem características de solubilidade e difusividade em água próximas às do oxigênio, além de apresentar um custo relativamente baixo, ser de fácil obtenção e não tóxico em baixa concentração.

Uma vez que a base da técnica dos traçadores gasosos pressupõe a invariância de R_T com as condições de mistura do escoamento, diferentes condições hidrodinâmicas foram produzidas em um reator de mistura mecanicamente agitado, como é apresentado a seguir.

Aparelhagem. O reator de mistura empregado nos testes que serviram para o estudo do processo de transferência simultânea dos gases etileno e oxigênio consistiu em um tanque contendo 102 litros de água apresentando superfície livre e agitada por meio de um impulsor rotativo do tipo turbina. O tanque foi construído no formato cilíndrico, em aço inoxidável, tendo 61 cm de diâmetro e 41 cm de altura. O impulsor tipo turbina, com 14,6 cm de diâmetro, foi construído em aço inoxidável, com 4 lâminas de 2,7 cm de largura, igualmente espaçadas e inclinadas de 45°.

Para a transferência de potência ao agitador, um motor elétrico (Obermoser, trifásico, 0,25kW de potência nominal e redução mecânica 10:1) foi empregado em conjunto com um sistema de transmissão por correia e polias. Combinando-se diferentes polias, pode-se operar com um espectro de velocidades correspondentes às frequências entre 56 rpm e 370 rpm, faixa em que se produziram níveis de turbulência superficial comparáveis com os do escoamento natural turbulento da água em rios.

Para a medida da frequência de rotação do impulsor empregou-se um dispositivo contador eletrônico, mediante transmissão do sinal produzido a cada volta por uma chave magnética tipo "reed switch".

Uma vez que impulsores rotativos produzem zonas de baixa pressão com formação de vórtices em torno do eixo do impulsor e conseqüente deformação da superfície do líquido, foi empregado um conjunto de 6 placas defletoras ("baffles") construídas em aço inoxidável. Essas placas foram dispostas perpendicularmente às componen-

tes tangenciais da velocidade e, eliminando os vórtices preferenciais, produziram a conformação desejável para a superfície livre.

Procedimento Experimental. De maneira geral, o procedimento adotado em cada teste consistiu em reduzir a concentração do oxigênio dissolvido da água do reator de mistura a um determinado nível inicial e, ao mesmo tempo, estabelecer uma concentração inicial para o etileno dissolvido visando a determinação, por meio de amostragens ao longo do tempo, dos coeficientes de absorção do oxigênio e de dessorção do etileno.

Para reduzir a concentração do oxigênio dissolvido fez-se uso da característica de baixa solubilidade desse gás sob pressão reduzida, conforme o método proposto por Maxwell e Holley [10]. Em um circuito fechado de bombeamento da água do tanque criou-se uma região localizada de alta velocidade e baixa pressão mediante a introdução de uma placa contendo um orifício criteriosamente dimensionado e centrado na linha de sucção de uma bomba, conforme é mostrado na figura 1.

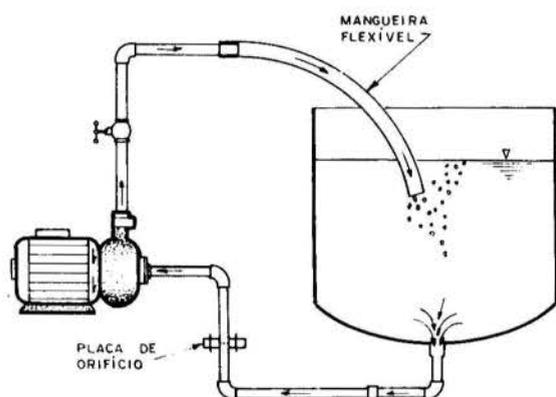


FIG. 1 - DIAGRAMA ESQUEMÁTICO REPRESENTATIVO DO SISTEMA DEAERADOR.

A dissolução do hidrocarboneto gasoso foi realizada em duas etapas. Inicialmente, uma solução concentrada foi obtida, da qual uma alíquota foi retirada para, finalmente, ser diluída nos 102 litros de água do tanque de mistura já previamente deaerada. Para a obtenção da solução concentrada de etileno, o método utilizado foi semelhante ao descrito por C. McAuliffe [11]: um frasco de DBO, de 300 ml, completamente cheio com água, foi emborcado na água contida em uma cuba e, por meio de uma conexão com o cilindro do gás etileno, permitiu-se que o gás sob pressão expulsasse um volume de água equivalente a 1/4 do volume do frasco. Em seguida, o frasco foi fechado com a sua tampa de vidro esmerilhado e agitado com vigor por um período de aproximadamente 10 minutos. Após repousar a solução assim obtida por uns 20 minutos, esta foi rediluída na água do tanque de mistura. Antes de dar início ao processo de amostragem, um período de agitação mecânica foi necessário para garantir a completa homogeneização da mistura. Completado este último período, foi inicializada a contagem do tempo acionando-se um cronômetro.

A duração de cada teste e a frequência de amostragem foram ajustadas de acordo com as condições de mistura impostas pela velocidade do agitador. Por exemplo, para níveis de agitação mais baixos (em torno de 60 rpm) as amostras foram colhidas em intervalos de 55 minutos, ao passo que, para níveis de agitação mais elevados (em torno de 300 rpm) as amostras foram colhidas a cada 10 minutos.

Para a análise do etileno, um total que variou entre 30 e 39 frascos de 90 ml foram usados para a coleta de 68 ml de amostra por frasco. Três amostras réplicas foram obtidas a cada intervalo, permitindo-se levantar um total entre 10 e 13 pontos experimentais para a curva de concentração do etileno em função do tempo, utilizando-se a média dos resultados das análises de três amostras réplicas para cada ponto. As amostras para a análise do etileno foram inicialmente colhidas em uma bureta calibrada, com capacidade para 68 ml, empregando-se um sifão com uma mangueira de silicone. Uma das extremidades da mangueira de silicone foi mergulhada na água do tanque e fixa a 10 cm da superfície livre, enquanto a outra, após estabelecido o lento escoamento pelo sifão coletor, foi posicionada de modo a permitir o enchimento da bureta com o líquido para a análise. Em seguida, a amostra foi cuidadosamente drenada para o frasco de amostragem que foi selado com septo de silicone e armazenado por aproximadamente 40 h, em estufa a 37°C, até a análise.

As amostras de etileno dissolvido em água foram analisadas pela técnica de cromatografia a gás. O cromatógrafo empregado, marca CG, modelo 500, foi equipado com detector de ionização de chama. A coluna cromatográfica utilizada foi do tipo empacotada, com 3mm de diâmetro e 2,5 m de comprimento, utilizando como material de enchimento um polímero especial, sólido e poroso, comercialmente conhecido como Parapak Q. A metodologia empregada para a introdução das amostras no dispositivo injetor do cromatógrafo, descrita por A.R. Barbosa Jr., [3], constitui-se numa variação de uma técnica mais geral, conhecida como "head space".

Simultaneamente às coletas de amostras para a análise do hidrocarboneto a concentração do oxigênio dissolvido no reator de mistura foi determinada. Para a quantificação do OD foi utilizado um medidor eletroquímico, analógico, Sauerstoffmeßgerät modelo AM221. Eventualmente, em testes que serviram para averiguar a linearidade da resposta do medidor eletroquímico de OD, foram colhidas amostras em frascos de DBO, de 300 ml, para posterior análise pelo método químico-analítico segundo Winkler [15].

Procedimento para a Análise dos Dados. O modelo matemático comumente empregado para descrever a taxa com que gases pouco solúveis dissolvem-se em água, proposta por W.E. Adeney e H.G. Becker [01], é do tipo

$$\frac{dC}{dt} = K_L \frac{A}{V} (C_\infty - C), \quad (9)$$

onde C é a concentração do gás dissolvido no líquido no instante t , C_∞ é a concentração do gás dissolvido em equilíbrio com a atmosfera, K_L é o coeficiente de transferência de massa, A é a área da interface gás-líquido e V é o volume de líquido no qual o gás se dissolve. A integração da equação (9) dá

$$C_\infty - C = (C_\infty - C_0) \cdot \exp(-K_L t), \quad (10)$$

onde C_0 é a concentração no instante inicial $t = 0$ e $K = K_L \frac{A}{V}$.

Para o oxigênio dissolvido C_∞ corresponde à concentração de saturação do líquido com o gás, C_s . Deste modo, a equação (9) se reescreve na forma

$$C_s - C = (C_s - C_0) \exp(-K_2 t), \quad (11)$$

onde K_2 é o coeficiente de absorção do oxigênio que, para o escoamento natural da água, recebe o nome de coeficiente de reaeração.

Para o gás etileno admite-se que a concentração na atmosfera acima do banho seja nula, de modo que a concentração de equilíbrio da equação (9) é $C_\infty = 0$. Portanto, para o hidrocarboneto dissolvido em água,

$$C = C_o \exp(-K_T \cdot t), \quad (12)$$

em que K_T é o coeficiente de dessorção do etileno.

O procedimento utilizado para determinar os coeficientes K_2 e K_T das equações (11) e (12) a partir das concentrações experimentalmente obtidas ao longo do tempo, baseia-se na transformação logarítmica dessas equações. Para a equação (11), a transformação conduz à forma

$$\ln(C_s - C) = \ln(C_s - C_o) - K_2 t \quad (13)$$

e, para a equação (12),

$$\ln C = \ln C_o - K_T t. \quad (14)$$

Resultados das Análises. Os coeficientes de reeração foram obtidos a partir da análise de regressão linear pelo método dos mínimos quadrados dos dados de $\ln(C_s - C)$, em função do tempo, conforme o "Método do Melhor Ajuste do Logaritmo dos Déficits". Esse método, descrito por L.C. Brown e C.R. Baillod [05] e por Baillod et alii [02], consiste numa sucessão de análises de regressão buscando, por tentativa e erro, obter o valor de C_s que minimiza a soma dos quadrados dos resíduos.

O coeficiente de reeração referido a cada teste foi obtido como a medida da inclinação da reta ajustada, tendo o tempo como variável independente e o logaritmo natural dos déficits de concentração como variável dependente. A figura 2 corresponde à representação gráfica dos resultados de um dos testes, apresentando os déficits adimensionalizados da concentração do OD como ordenadas. A medida do espalhamento dos dados é fornecida pelo coeficiente de variação, CV, que é igual à razão entre o desvio padrão e o coeficiente de reeração obtido pelo "melhor ajuste".

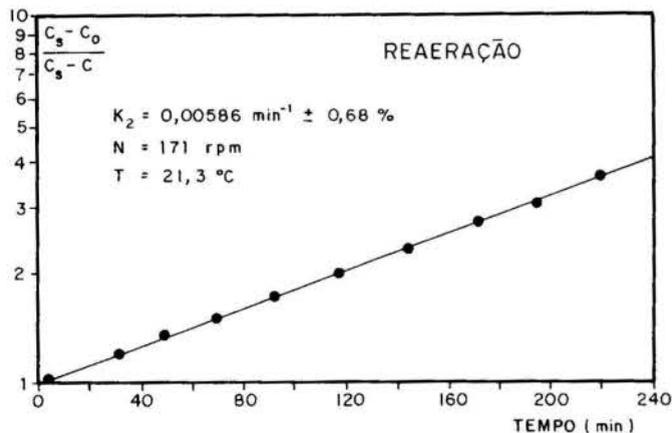


FIG. 2 - REAERAÇÃO (teste nº 13)

Os coeficientes de dessorção do etileno foram calculados a partir dos resultados das análises cromatográficas das amostras pela técnica "head space".

O método utilizado no cálculo dos coeficientes de dessorção foi similar àquele descrito para a determinação de K_2 . A análise de regressão pelo método dos mínimos quadrados foi aplicada à função definida pela equação (14), utilizando-se as áreas dos cromatogramas

como as medidas das concentrações, com base na observação experimental de que as concentrações são proporcionais a essas áreas (Figura 3), de acordo com a técnica "head space".

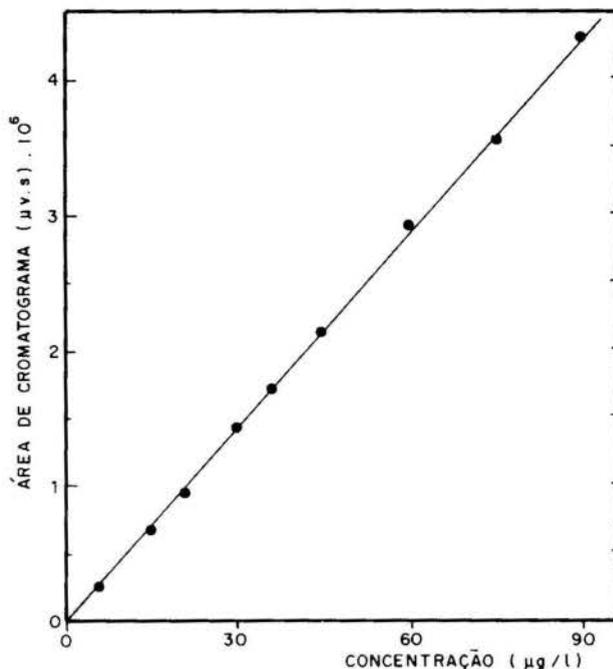


FIG. 3 - LINEARIDADE DA RESPOSTA CROMATOGRÁFICA

Em cada teste de mistura, o valor da concentração do hidrocarboneto, num dado instante, foi considerado como sendo a média das concentrações referidas a três amostras coletadas naquele instante.

A figura 4 corresponde a uma representação gráfica típica dos resultados dos testes de mistura para a dessorção do etileno, apresentando as concentrações, ou áreas dos picos, adimensionalizadas, como ordenadas em escala logarítmica.

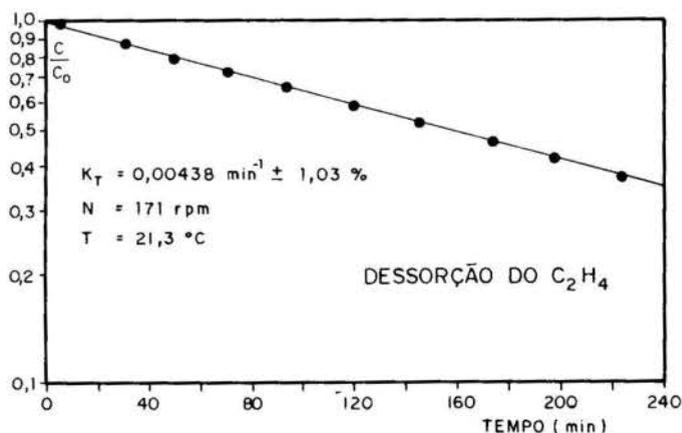


FIG. 4 - DESSORÇÃO DO C_2H_4 (teste nº 13)

Um resumo dos resultados dos testes de mistura é apresentado na tabela 1, trazendo os coeficientes de absorção do oxigênio e de dessorção do etileno, a incerteza nesses valores medida pelos desvios padrões, bem como os resultados do cálculo dos fatores de conversão.

Tabela 1 - Os Resultados dos Experimentos com a Transferência Simultânea do O₂ e do C₂H₄ da Água em Agitação Mecânica

Teste Nº	Temperatura (°C)	N* (rpm)	(K ₂ + \hat{s}).10 ⁹ (min ⁻¹)	(K _T + \hat{s}).10 ⁹ (min ⁻¹)	R _T = $\frac{K_2}{K_T}$
19	18,03	56	1,479±0,0059	1,312±0,049	1,13
08	22,55	58	1,708±0,0094	1,648±0,030	1,04
18	21,18	68	1,797±0,0052	1,603±0,032	1,12
17	23,23	78	2,408±0,0084	1,920±0,012	1,25
07	22,00	83	2,138±0,0230	1,552±0,087	1,38
16	23,85	98	2,654±0,0114	2,088±0,039	1,27
06	22,70	104	2,408±0,0090	2,277±0,083	1,06
05	19,40	108	2,488±0,0093	2,369±0,049	1,05
15	21,10	110	2,407±0,0077	2,424±0,052	0,993
12	21,35	135	3,578±0,0140	2,903±0,061	1,23
04	19,20	150	3,417±0,0166	2,997±0,137	1,16
03	18,50	150	3,226±0,0193	3,468±0,088	0,930
13	21,30	171	5,857±0,0400	4,384±0,045	1,34
02	20,80	195	6,170±0,0384	4,687±0,209	1,32
01	22,00	195	5,708±0,0362	5,307±0,153	1,08
14	20,80	240	12,394±0,0547	10,050±0,125	1,23
11	20,35	249	11,338±0,0460	11,750±0,363	0,965
10	23,15	285	10,965±0,0287	11,629±0,185	0,943
09**	22,05	370	20,969±0,1200	22,690±0,265	0,924

$$\bar{R}_T = \frac{1}{19} \sum R_T \dots\dots\dots \bar{R}_T = 1,13$$

$$\hat{s}_{R_T} = \left[\frac{\sum (R_T - \bar{R}_T)^2}{18} \right]^{1/2} \dots\dots\dots \hat{s}_{R_T} = 0,146$$

N*: freqüência do impulsor rotativo

** dado não tratado - condições físicas observadas no escoamento diferem daquelas dos outros testes.

Na figura 5 são lançados os valores de K₂ em função de K_T, traçando-se uma reta que tem como inclinação a medida do fator de conversão médio.

O valor médio calculado para o fator de conversão referente a 18 dos 19 testes realizados foi

$$\bar{R}_T = 1,138 \pm 0,141$$

com a incerteza medida na forma de um desvio padrão. Ainda, o intervalo de 95% de confiança para essa média foi estimado pela distribuição t de Student, que produziu 1,138 ± 0,298.

O resultado produzido pelo ensaio número 09, relativo ao teste de mistura realizado sob agitação a taxa de 370 rpm, não foi considerado para fins de tratamento dos dados porque, neste teste, a superfície da água mostrou-se totalmente quebrada e diferiu substancialmente da forma verificada na totalidade dos outros ensaios. Este ponto não consta da figura 5.

Os resultados presentes na literatura para ensaios simultâneos de absorção do oxigênio e dessorção do etileno dão valores próximos ao encontrado neste trabalho. Rathbun et alii [14] encontraram $\bar{R}_T = 1,15$, enquanto Rainwater e Holley [12] obtiveram $\bar{R}_T = 1,14$. Quando testes de significância foram aplicados, verificou-se que não existe diferença entre as médias apresentadas e aquela obtida neste trabalho, comparando-as ao nível de significância de 5%.

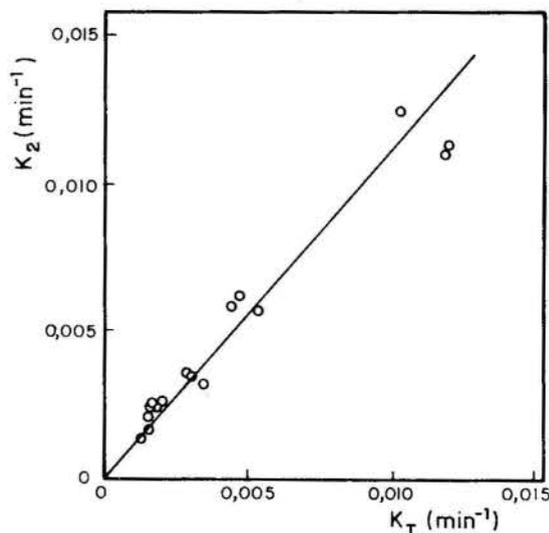


FIG. 5 - VALORES DE K₂ EM FUNÇÃO DE K_T.

CONCLUSÃO

Os resultados do estudo desenvolvido a nível de laboratório permitiram verificar uma das hipóteses básicas da técnica dos traçadores gasosos. Através dos testes de mistura conduzidos em um reator aberto, foi mostrado que o fator de conversão R_T , dado pela razão entre os coeficientes de reaeração e de desorção do etileno, simultaneamente determinados, tem um valor que é independente da intensidade da agitação.

Os resultados de 18 testes de mistura, executados sob diferentes níveis de agitação em temperaturas próximas de 20°C, produziram os valores de R_T que comparem bem com os valores conhecidos e presentes na literatura, obtidos por Rathbun et alii [14] e Rainwater e Holley [12].

A metodologia desenvolvida para a quantificação do etileno teve em vista a sua extensão para as aplicações nos testes de campo. Por isso, empregou-se a técnica de análise por cromatografia gasosa, determinando-se concentrações em níveis tão baixos quanto alguns microgramas de etileno por litro de água, com um procedimento analítico alternativo de análise pela técnica "head space".

O resultado final obtido dos estudos conduzidos em laboratório constituem a base para o uso do etileno como gás traçador na técnica dos traçadores gasosos para a medida do coeficiente de reaeração.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Adeney, W.E. e Becker, H.G., "The Determination of the Rate of Solution of Atmospheric Nitrogen and Oxygen by Water", Part I, Philosophical Magazine S.G., 38 (225): 317-337, Sept., 1919.
- [2] Baillod, R.C et alii, "Accuracy and Precision of Plant Scale and Shop Clean Water Oxygen Transfer Tests". Journal of Water Pollution Control Federation, 58 (4): 290-299, April, 1986.
- [3] Barbosa Jr., A.R., "Desenvolvimento de Metodologia para a Determinação do Coeficiente de Reaeração dos Escoamentos Naturais da Água com o Emprego de Traçador Gasoso". São Carlos, 1989, 187 p. Dissertação (Mestr.Hidr.San.) - Escola de Engenharia de São Carlos - Universidade de São Paulo.
- [4] Bennett, J.P. e Rathbun, R.E., "Reaeration in Open-Channel Flow". Geological Survey Professional Paper, 737, 1972.
- [5] Brown, L.C. e Baillod, C.R., "Modeling and Interpreting Oxygen Transfer Data", Journal of the Environmental Engineering Division. ASCE, 108 (EE4): 607-628, Aug., 1982.
- [6] Churchill, M.A. et alii, "The Prediction of Stream Reaeration Rates". Journal of the Sanitary Engineering Division, 88 (SA4): 1-46, July, 1962.
- [7] Fischer, H.T. et alii, "Mixing in Inland and Coastal Waters". New York, Academic Press, 1979, 483 p.
- [8] Gameson, A.L.H. e Truesdale, G.A., "Some Oxygen Studies in Streams". Institution of Water Engineers Journal, 13 (2): 175-187, 1959.
- [9] Lau, Y.L., "A Review of Conceptual Models and Prediction Equations for Reaeration in Open-Channel Flow". Inland Waters Branch, Department of the Environment. Technical Bulletin n. 61. Ottawa, Canada, 1972, 28p.
- [10] Maxwell, W.H.C. e Holley, E.R., "A Method for Deaerating Water". Journal of the Hydraulics Division, 95 (HY1): 577-580, Jan., 1969.
- [11] McAuliffe, C., "Solubility in Water of Paraffin, Cycloparaffin, Olefin, Acetylene, Cycloolefin, and Aromatic Hydrocarbons". The Journal of Physical Chemistry, 70 (4): 1267-1275, April, 1966.
- [12] Rainwater, K.A. e Holley, E.R., "Laboratory Studies on the Hydrocarbon Gas Tracer Technique for Reaeration Measurement". Center for Research in Water Resources, Bureau of Engineering Research - University of Texas at Austin, Dec., 1983, 114 p.
- [13] Rathbun, R.E., "Reaeration Coefficients of Streams - State-of-the-Art". Journal of the Hydraulics Division, 103 (HY4): 409-424, April, 1977.
- [14] Rathbun, R.E. et alii, "Laboratory Studies of Gas Tracers for Reaeration". Journal of the Environmental Engineering Division, 104 (EE2): 215-229, April, 1978.
- [15] Standard Methods for the Examination of Water and Wastewaters, 16a. ed. Washington, American Public Health Association, 1985.
- [16] Tsivoglou, E.C. et alii, "Tracer Measurement of Atmospheric Reaeration - I. Laboratory Studies". Journal Water Pollution Control Fed., 37 (10): 1343-1362, Oct., 1965.

ABSTRACT

The physical absorption of oxygen from the atmosphere in a stream is characterized by its surface reaeration coefficient, K_2 . Because the oxygen is consumed in the biodegradation of organic wastes, the knowledge of the reaeration coefficient permits determination of the quantity of waste that can be discharged into a stream without causing serious depletion of dissolved oxygen.

There are several theoretical models to describe the process of gas transfer in a liquid under turbulent agitation; however, these models are generally not suited for prediction of the reaeration coefficient in streams because the model parameters depend on the hydrodynamic of the stream and have not been adequately related to bulk-flow hydraulic variables. Consequently, the methods for direct measurement of the reaeration coefficient are employed for the evaluation of K_2 in specific stretches of the stream.

The main procedure for the measurement of K_2 is known as Gas Tracer Technique and consists of using a gas as a substitute for oxygen and correlating the rate of desorption of the tracer gas with the rate of absorption of oxygen.

Ethylene, when used as a tracer in stretches of a stream must be quantified in low levels of concentration. For this reason, it is proposed the use of an adaptation of the headspace technique for chromatographic analysis; the quantification of dissolved ethylene in the water is done by analysis of the gaseous portion that is desorbed from the liquid sample.



ALEX M. ARAÚJO

DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA - UFPE
50741 - RECIFE - PE - BRASIL

SUMÁRIO

A solução numérica da equação do transporte fluido é de grande interesse em aplicações práticas de engenharia ambiental, por exemplo. Na discretização de geometrias irregulares a técnica de elementos finitos se apresenta como de muita utilidade. Durante o desenvolvimento de modelos usa-se comumente um problema teste padrão para avaliar a capacidade em representar situações críticas de interesse na simulação de vários problemas reais. Este trabalho propõe uma forma alternativa para a caracterização empírica da estabilidade de um modelo numérico projetado para resolver a equação em aplicações com escala geofísica.

INTRODUÇÃO

Os atributos do método dos elementos finitos (MEF) de facilidade em modelar complexas geometrias e tratamento consistente das condições de contorno, tem motivado vários estudos visando sua aplicação em problemas relacionados com a área de Mecânica dos Fluidos.

Recentes congressos internacionais [1], não tem apontado ainda uma direção de consenso sobre qual a técnica universal para o tratamento numérico do problema de transporte fluido, mesmo quando aplicado apenas a situações com escalas geofísicas.

Este trabalho apresenta um relato do desenvolvimento teórico de um modelo que usa elementos finitos na discretização espacial e diferenças finitas na temporal e de dificuldades em como testar os resultados obtidos com o que seria um protótipo inicial de um modelo matemático bi-dimensional para a avaliação de transporte de poluentes em escala geofísica. [2].

MODELO MATEMÁTICO CONTÍNUO/DISCRETO

A equação diferencial parcial geral do transporte é um modelo matemático baseado no princípio da conservação que pode descrever a transferência nos modos difusivo e convectivo, de massa, momentum, e energia em um meio fluido. [3].

Em engenharia ambiental é importante o problema do transporte de massa na água. A mistura resultante é transferida numa região, e ao longo do tempo, pelos mecanismos simultâneos de difusão-advectação (convecção).

O modelo matemático básico contínuo bi-dimensional que descreve este fenômeno pode ser escrito;

$$C_t + uC_x + vC_y = \partial(Dx C_x) / \partial x + \partial(Dy C_y) / \partial y \quad (1)$$

onde o índice indica derivada parcial, C é a concentração volumétrica.

Inerentes a esta formulação contínua estão as hipóteses de que a mistura é conservativa e teria um comportamento hidrodinâmico equivalente ao do meio.

A condição inicial é;

$$C = C_0(x, y, t=0) \quad (2)$$

e as condições de contorno essenciais e naturais são respectivamente;

$$C = \bar{C}(S_1, t \neq 0) \quad (3)$$

$$Dx C_x + Dy C_y = f \quad \text{em } S_2 \quad (4)$$

com

$$S = S_1 + S_2 \quad (5)$$

sendo S o contorno da região do plano cartesiano (x-y) onde está definido o problema.

A condição (3) pode simular setores de lançamento de efluentes, na (4) conhece-se o gradiente de C na direção normal à fronteira que poderia simular perda de massa por absorção/adsorção às margens, ou ainda, valores de C como em (2) que ainda não foram perturbados.

O problema de valor inicial descrito pelas equações (1-5) pode ser resolvido por discretização de todo o domínio espaço - tempo. Entretanto, em situações onde a geometria do problema não se altera de modo importante, torna-se eficiente computacionalmente o uso da técnica da discretização parcial que transforma a equação diferencial parcial em um sistema de equações diferenciais ordinárias, que é resolvido pelo uso de discretização em diferenças finitas (MDF) no tempo. [4],[5].

Escrevendo uma equação de resíduos ponderados, usando integração por partes nos termos difusivos para baixar a ordem do espaço das funções aproximadoras e o teorema da divergência, obtém-se a equação escrita em forma global como;

$$\underline{S} \underline{C} + \underline{XM} \dot{\underline{C}} = \underline{B} \quad (6)$$

Na matriz quadrada S tem-se a influência dos termos convectivos e difusivos da equação (1) (ela é não-simétrica devido ao termo convectivo e, quanto maior o seu peso em relação ao difusivo aparecem oscilações ou amortecimento no padrão da solução numérica), em XM a do termo transiente e, no vetor B, estão postas as condições de contorno naturais do problema. C representa o vetor das derivadas de C no tempo.

Assim, a equação diferencial parcial no contínuo se estende no espaço discretizado (x-y) no sistema de equações diferenciais ordinárias (6), que é resolvido pelo (MDF) em geral fazendo-se uso do esquema clássico de diferenças progressivas para C (avanço no tempo).

Desse modo, arbitrando-se Δt e conhecendo-se C(t), restaria apenas como incógnita C(t+Δt).

Desde que a variação de C no Δt seja linear pode-se estender unívocamente o C a usar na equação (6) a qualquer outro ponto do Δt, chegando-se ao chamado esquema generalizado de dois níveis;

$$\underline{C} = (1-\theta) \underline{C}(t) + \theta \underline{C}(t+\Delta t) \quad (7)$$

Apenas para $\theta=1/2$ (nos casos de variação de C diferente da linear no Δt) tem-se simultaneidade nos cálculos de C e de \dot{C} . Estudos [4] das características de estabilidade do esquema generalizado indicam que quando $\theta \geq 1/2$ eles são incondicionalmente estáveis para qualquer Δt . Já para θ no intervalo $[0, 1/2)$ a estabilidade é condicionada ao tamanho do Δt .

A variação de θ no intervalo fechado $[0; 1]$ permite variadas ponderações em (6) da influência da matriz S na avaliação de C relativamente à influência da matriz XM para um mesmo Δt , apenas com perda do requisito de simultaneidade nos cálculos de C e de \dot{C} o qual deixa de ser importante para variações lineares de C no Δt . Levando (7) na equação (6) resulta:

$$\underline{C}(t+\Delta t) [0S + \underline{XM} / \Delta t] = \underline{B} + \underline{C}(t) [\underline{XM} / \Delta t - (1-\theta) S] \quad (8)$$

Como os coeficientes das matrizes S e XM e do vetor B são admitidos constantes no tempo (hipótese compatível com as escalas de tempo e distâncias envolvidas em problemas geofísicos), a equação matricial (8) pode ser reescrita na forma;

$$\underline{A} \underline{C}(t+\Delta t) = \underline{B} + \underline{XB} \underline{C}(t) \quad (9)$$

As condições essenciais são aplicadas em $\underline{C}(t+\Delta t)$ antes da solução do sistema linear (9) que é resolvido para cada Δt .

Do ponto de vista da acuidade dos algoritmos usados para resolver a equação numericamente [6], tem-se que no espaço o (MEF) / Galerkin com elementos triangulares lineares direciona no sentido de malhas bem refinadas que por sua vez remetem a menores números de Peclet ($Pe = u \Delta x / D_x$), diminuindo os problemas causados pela não simetria da matriz S .

De um modo geral, o balizamento para a discretização temporal deve ser no sentido de refinamento da malha temporal para garantir variações lineares, assim o modelo também apresentaria consistência na ordem dos polinômios aproximadores usados para as discretizações espacial e temporal. (1a. ordem).

CARACTERÍSTICAS DO MODELO / PROBLEMA TESTE

Desenvolvido e implementado o modelo discreto [5],[2], passou-se a verificar a sua capacidade em representar situações limites visando identificar uma região de estabilidade numérica.

Para tal, foram realizados vários testes com o que Taigbenu e Liggett [7] chamam de problema clássico padrão para averiguar a adequabilidade de um esquema numérico projetado para resolver a equação da difusão-advecção.

O problema é governado pela forma uni-dimensional (1D) da equação diferencial (1) na direção cartesiana x , sendo a velocidade naquela direção considerada uniforme. As condições inicial e de contorno são dadas por;

$$C(x, 0) = 0 \quad (10)$$

$$C(0, t) = 100, \quad t > 0 \quad (11)$$

$$C(\infty, t) = 0, \quad t > 0 \quad (12)$$

Foram testadas duas possibilidades de simular em domínio finito $[0; L]$ a condição (12). A primeira substituindo-a por;

$$C(L, t) = 0, \quad t > 0 \quad (13)$$

Os resultados encontrados apresentaram muitas oscilações, falta de convergência para a solução permanente, além da necessidade de refinamento na malha próximo ao contorno de jusante para se obter consistentes padrões de saída. [8]. Esses resultados estão coerentes com a formação de camada limite no final do domínio conforme exposto por Gresho e Lee [9], para situações dominadas por advecção.

A outra alternativa consistiu em usar uma condição tipo natural, que apesar de menos exigente em termos de solução matemática é compatível com a física do objetivo final do modelo, ou seja;

$$dC / dx(L, t) = 0, \quad t > 0 \quad (14)$$

Neste caso os resultados se mostraram mais facilmente (sem excessivos refinamentos) convergentes para a solução exata.

Por essas razões, escolheu-se (14) ao invés de (13), para caracterizar o problema teste deste trabalho.

Ainda assim o modelo apresentou problemas de amortecimento e oscilações na solução numérica, função dos valores arbitrados aos parâmetros físicos e de discretização. A figura abaixo caracteriza esses problemas comparados à solução exata obtida em [8].

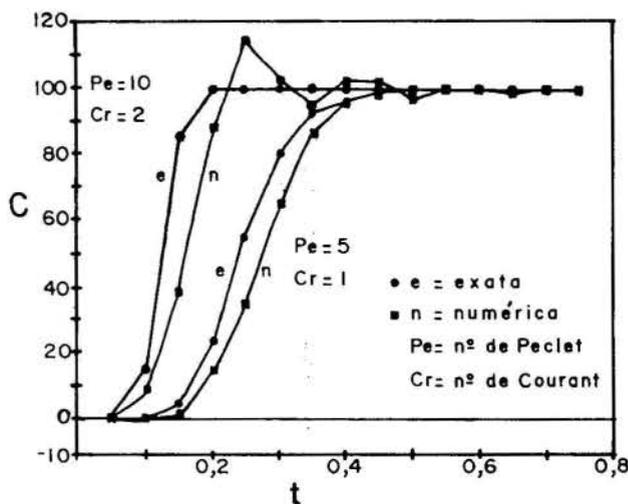


Fig. 1 Processo transiente em um nó central no problema teste.

Definido o problema teste padrão, baseando-se em [2], que é um modelo bi-dimensional (2D), e nas relações de convergência, consistência e estabilidade discutidas em Dailey e Harleman [10] avançou-se no sentido de tentar estabelecer parâmetros de referência do comportamento do modelo. Após uma extensa sequência de testes, foi possível identificar empiricamente as seguintes características que permitem um bom funcionamento (convergente e sem oscilações) do modelo no problema teste padrão (modificado);

$$D \Delta t / \Delta x^2 < 1/2 \quad (\text{parâmetro de difusão}) \quad (15)$$

$$u \Delta t / \Delta x \leq 0.80 \quad (\text{parâmetro de fluxo ou nº de Courant}) \quad (16)$$

$$u \Delta x / D \leq 4.0 \text{ (Nº de Peclet)} \quad (17)$$

Deve ser notado que usou-se a opção $\theta = 1/2$ (Crank-Nicolson) no (MDF), para a integração no tempo, na obtenção desses resultados.

Outra característica indesejável revelada pelo modelo à luz do problema teste foram valores negativos assumidos pela variável dependente, encontrados no início das simulações e que vão desaparecendo com a sequência do processo de cálculo. Os resultados indicavam que suas causas eram distintas das que provocavam as oscilações em vista que resultados dentro do conjunto definido por (15), (16), e (17) também apresentavam esse problema.

Estudo mais detido do problema identificou-se o valor nulo imposto pela condição inicial (10) como sua causa. De fato dando-se uma translação ao problema, ou seja, alterando-se o segundo membro nas condições (10) e (11) para 100 e 200 respectivamente, por exemplo, desaparecem os valores negativos que se apresentavam espúrios à física do problema. Ficando claro pelos resultados então obtidos que a origem do problema se restringia à reprodução pelo modelo numérico do princípio fundamental do modelo contínuo que é o da conservação que estipula que o total de massa que entra deve sair, para manter o armazenamento de massa nulo no elemento. (volume de controle). Assim, até a passagem da onda transiente o elemento efetuaria retiradas de zero, portanto negativas, para garantir a satisfação do balanço.

CONCLUSÕES

O modelo discreto [2] apresentou boa reprodução do modelo contínuo. A região de estabilidade limita sua aplicação, no entanto garante um bom funcionamento do modelo. O problema teste padrão foi modificado para diminuir a ocorrência de oscilações numéricas e valores espúrios na sua solução, sem maiores prejuízos da situação física prevista. Deve ser tentado o uso de aproximação de maior ordem para observar o comportamento do modelo, ou de técnicas mais elaboradas que aumentem sua região de estabilidade.

REFERÊNCIAS

- [1] Proceedings of the VII International Conference on Computational Methods in Water Resources, MIT, USA, 1988.
- [2] Araújo, A.M. - Construção de modelo matemático com MEF/MDF para a solução numérica da equação do transporte fluido-Seminário de Doutorado-PEC-COPPE/UFRJ-1988.
- [3] Patankar, S.V. - Numerical heat transfer and fluid flow - McGraw Hill-1979.
- [4] Zienkiewicz, O.C. e Morgan, K. - Finite elements and approximation - John Wiley Sons - 1983.
- [5] Wrobel, L.C. - Tópicos especiais em recursos hídricos - curso de doutorado-PEC-COPPE/UFRJ-1987.
- [6] Leonard B.P. - A survey of finite differences of opinion on numerical muddling of the incomprehensible defective convection equation-in Finite element methods for convection dominated flows-AMD-ASME-vol.34-1979.
- [7] Taigbenu, A. e Liggett, J.A. - An integral solution for the diffusion - advection equation - Water Res. Research, vol. 22, nº8, 1986.
- [8] Genuchten, M.Th. e Alves, W.J. - Analytical Solution of the one dimensional convective-dispersive solute transport equation - USDA-ARS-Tech.Bull. - n.1661-1982.

[9] Gresho, P.M. e Lee, R.L. - Don't suppress the wiggles-they're telling you something ! - Finite Element methods for convection dominated flows - AMD/ASME-vol.34-1979.

[10] Dailey, J.E. e Harleman, D.R.F. - A numerical model of transient water quality in a one-dimensional estuary based on the finite element method - International Conf. on Numerical Methods in Fluid Dynamics-Southampton-1973.

ABSTRACT

The numerical solution of the diffusion-advection equation has various applications, for example, in environmental engineering. The finite element technique is very useful in discretization of the irregular geometries. During the development of models, generally, is used a standard test for determining the suitability of a numerical scheme for representing critical situations in the simulation of real problems. This work presents an alternative way to characterize empirically the numerical stability of the model for solving the equation on geophysical scale, it consists in adapting the classical standard test for the diffusion-advection equation.

FULLY DEVELOPED LAMINAR FLOW OF TWO IMMISCIBLE
LIQUIDS THROUGH HORIZONTAL PIPES:
A VARIATIONAL APPROACH



ADIB PAULO ABDALLA KURBAN
Petrobrás - Cenpes - I.Fundão - RJ - CEP 21910 - Brasil

ANTONIO CARLOS BANNWART
UNICAMP - FEM - Cx.P. 6122 - Campinas - SP - Brasil



SUMMARY

The fully developed laminar flow of two immiscible liquids with both different viscosities and densities through a horizontal round pipe is studied. The interface between the fluids as well as their flow fields are determined by the use of a variational principle: the so called "viscous dissipation principle". The results foreseen by this paper are in agreement with the physical observation (e.g. SOUTHERN & BALLMAN) that the more viscous fluid is total or partially encapsulated by the less viscous one.

INTRODUCTION

Objectives. In several engineering fields it has been reported that when two not emulsified liquids with different viscosities flow through a pipe, there is a tendency for the less viscous liquid to encapsulate the more viscous one.

In Petroleum Engineering, one may try to take advantage of this viscosity stratification since the more viscous liquid is more likely to occupy the central region of the tube, while the less viscous one wets the tube wall. Thus, through this flow pattern, that is called *core flow*, it is possible to find an economically attractive solution for the transportation of very viscous crudes.

The simultaneous flow of two immiscible liquids through the same conduit is a complex hydrodynamic problem. Besides the usual difficulties associated with the determination of the flow field, there is still that crucial one of determining the interface shape.

To explain the viscosity stratification phenomenon it is employed a variational principle, the so called *viscous dissipation principle*. Throughout this principle, for example, one may easily derive the Navier Stokes equations for the developed laminar flow of a single fluid in a conduit. In the case of the developed laminar flow of two fluids, this principle is apparently consistent with the experimentally observed viscosity stratification [1,2,6].

In this paper a *Hagen-Poiseuille* flow of two immiscible liquids inside a horizontal pipe is solved by the viscous dissipation principle. Besides the difference of viscosities between the fluids it will be also considered a difference of densities. It is assumed that the flow is fully developed. The methodology to determine the interface shape, which is the main purpose of this work to show, gets solutions where the desired minimization of both potential energy in the cross section and the viscous dissipation per volume unit of the pipe are achieved.

Previous Works. Not many papers have been published reporting the simultaneous flow of two liquids in the same conduit, and even among these ones, very few were concerned in

describing and understanding the interface shape between the fluids under a solid physico-mathematical reasoning.

Charles et alii [1] have conducted experiments in which an oil additivated in order to have specific gravity close to one flowed together with water in a circular pipe. Then, they indentified the different flow patterns occurring in the pipe as the oil flow rate was allowed to vary and the water flow rate was kept constant. What is remarkable in the view of the present work is that among the flow patterns they have observed they found one in which an oil core was encapsulated by a water annulus. On the other hand the inverse situation (water core in an oil annulus) was not found to happen.

Southern & Ballman [2] conducted experiments in the co-extrusion of two polymers inside a circular pipe. They measured the distortion that an initially flat interface was subject as the two polymers were forced into the pipe. It was shown that this distorted interface would have its convex side always towards the less viscous fluid. MacLean [3] and Everage [4] explained the results obtained by Southern & Ballman under energetic considerations using the *viscous dissipation principle* to show that among different shapes of interface that one which made the less viscous fluid encapsulate the more viscous one would be the most stable.

It must be pointed out that in these latter works, the interface shape was mainly indicated by comparison of the energy dissipated by different interface shapes rather than predicted by a mathematical analysis as Joseph et alii [5,6] did for equal density liquids or as it is presently made in a more general approach.

In the following we apply the viscous dissipation principle for both one-fluid and two fluid problems. In the latter we neglect surface tension but a difference in densities is also considered for the flow through horizontal pipes.

ANALYSIS

The fully developed laminar flow problem of a Newtonian fluid inside a duct consists in finding a continuous velocity distribution w

with a continuous tension $\mu \nabla w$ satisfying:

$$\mu \nabla^2 w = -G \quad \text{in } [A] \quad (1)$$

$$w = 0 \quad \text{in } [S] \quad (2)$$

This classical problem can be stated in the variational form:

Minimize

$$J = \int_A \left[\mu (\nabla w)^2 - 2Gw \right] dA + 2GQ \quad (3)$$

or in words, w is such as to minimize the viscous dissipation for a given volumetric flowrate Q . A Lagrange multiplier $\lambda = -2G$ was employed in order to introduce the constraint on Q into the functional. Using equations (1), (2) and Gauss' theorem, equation (3) gives:

$$J_{\min} = GQ \quad (4)$$

As an important corollary, for any piecewise continuous velocity distribution w_p with a continuous $\mu \nabla w_p$ such that w_p satisfies equation (1) and condition (2), one has:

$$J_p = \int_A \mu (\nabla w_p)^2 dA = \max. \quad (5)$$

For the proof we follow Joseph et alii [6]. The functional (3) can be expressed as:

$$J = \int_A \mu (\nabla(w-w_p))^2 dA - \int_A \mu (\nabla w_p)^2 dA + 2GQ \quad (6)$$

Since both integrals above have quadratic forms, minimization of J does require condition (5), while the residual, (i. e. the first integral on the right side) is at its minimum. In equations (5) and (6) we have written single integrals for piecewise continuous functions instead of summation of single integrals in order to simplify the notation.

For fully developed laminar flow of two immiscible fluids with equal densities but different viscosities, the variational principle can be stated as:

Minimize

$$J = \int_{A_1} \left[\mu_1 (\nabla w_1)^2 dA - 2Gw_1 \right] dA + \int_{A_2} \left[\mu_2 (\nabla w_2)^2 dA - 2Gw_2 + \beta \right] dA + 2GQ - \beta A_2 \quad (7)$$

that is, the viscous dissipation is a minimum for a given total flow rate Q and a given area A_2 of fluid 2. In fact, one can prove that the velocity field satisfies equation (1) in each specified sub-domain A_k and the condition (2) at the duct walls. Also, it satisfies the continuity of w and $\mu \nabla w$ at the interface. Thus, equation (4) remains valid. Validity of the principle also requires minimization of J in respect to the interface position, which appears on the limits of the integrals of the functional above. This problem has been dealt by some authors [1,2,3,4,5,6]. Here we follow an approach based on Joseph's paper [5], but employing a particular form of the Leibniz rule. Let us consider a circular pipe and take a piecewise continuous velocity field w_p in the form:

$$w_{p,k} = \frac{G}{4\mu_k} (R^2 - r^2) \quad , k=1,2 \quad (8)$$

Now, applying the corollary to the functional (7), we maximize the integral (5) which reads, in polar coordinates:

$$J_p = \int_0^{2\pi} \left\{ \int_0^{s(\theta)} \frac{G^2 r^2}{4\mu_1} r dr + \int_{s(\theta)}^R \left[\frac{G^2 r^2}{4\mu_2} - \beta \right] r dr \right\} d\theta + \beta A_2 = \max \quad (9)$$

Notice that we must hold the constraint on A_2 into J_p in order to aware a two fluid solution. Furthermore, any algebraic constraint does not change the quadratic form of J_p related to w_p . The interface shape $s(\theta)$ can be obtained by extremizing J_p with respect to s . Using Leibniz rule, we get:

$$s(\theta) = \frac{2}{G} \left[\frac{\beta}{\frac{1}{\mu_2} - \frac{1}{\mu_1}} \right]^{\frac{1}{2}} = R_{s,0} \quad (10)$$

Furthermore, when (10) applies, the second derivative of J_p must be negative, thus giving, with the help of equation (10):

$$2\beta = \frac{G^2}{2} \left[\frac{1}{\mu_2} - \frac{1}{\mu_1} \right] s^2 > 0 \quad (11)$$

that is, $\mu_1 > \mu_2$. Thus the interface is a concentric circle of radius $R_{s,0}$ with the higher viscosity fluid at the core, in agreement with experimental observation. Note

$$R_o^2 = e^2 + 2e\bar{x} + \frac{4}{G^2} \left[\frac{\beta}{\frac{1}{\mu_2} - \frac{1}{\mu_1}} \right] \quad (18)$$

$$e = \frac{2}{G^2} \left[\frac{ag(\rho_2 - \rho_1)}{\frac{1}{\mu_2} - \frac{1}{\mu_1}} \right] \quad (19)$$

Now, given the fluid properties, low eccentricity values must correspond to high G values (high flowrates). In this case we approach the limiting case when $R_o = R_{o,o}$ as given by equation (10). The closure equation proposed is, then:

$$R_o^2 = e^2 + 2e\bar{x} + R_{o,o}^2 \quad (20)$$

Now, $R_{o,o}$ is given by the concentric case analysis giving:

$$\frac{R_{o,o}}{R} = \left[\frac{1 + \frac{Q_2}{Q_1} - \left[\left(\frac{Q_2}{Q_1} \right)^2 + \left(\frac{Q_2}{Q_1} \frac{\mu_2}{\mu_1} \right) \right]^{\frac{1}{2}}}{1 + \frac{Q_2}{Q_1} \left(2 - \frac{\mu_2}{\mu_1} \right)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (21)$$

Finally, using the moments of inertia of the areas of occupied by the two fluids, \bar{x} is obtained algebraically in the form [7]:

$$\bar{x} = \bar{x} \left(e, R_o, \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \quad (22)$$

RESULTS AND COMMENTS

A non-dimensionalization of variables was done so that the results obtained would be the more general the possible. According to the last section, through equations (15) and (16) it was demonstrated the interface in a fully developed laminar flow of two immiscible liquids inside a horizontal pipe to be an eccentric circumference (with the concentric interface being an special case of this more general solution when $\rho_1 = \rho_2$). So, even though the practical problem is to find the interface parameters R_o and e given the flowrates of each fluid, Q_1 and Q_2 , the mathematical problem can be more easily solved in the inverse order, i. e. to calculate Q_1 and Q_2 given R_o and e .

The solution of the flow field, and correspondingly the determination of Q_1 and

Q_2 , consists in solving equation (1) given the constraint expressed in equation (2) plus satisfying the continuity of w and $\mu \nabla^2 w$ at the interface. This complex problem was solved numerically by the control-volume method [8]. The domain of calculus, a semi-circle due to symmetry along the vertical, was covered by a uniform cylindrical (polar) grid. Under each side of the interface it was assumed that the properties of each assigned fluid would prevail. Note that according to equation (17) the configuration of the fluids is not indifferent, for it affirms that the fluid with higher viscosity should be in the concave side of the interface. To the control-volumes which were traversed by the the interface line it was assigned a hypothetical viscosity evaluated as the harmonic average of the two fluids viscosities weighed by the length of radius occupied by each one inside these volume cells.

Figures (2), (3) and (4) represent the flow field and interface equation solutions for the assigned viscosity and density ratios. It is seen in Figure (2) that for constant e/R values less than 0.5 the flow rate of the more viscous fluid reaches a maximum at intermediate flow rates of the less viscous fluid. The ratio of this maximum flow rate by the flow rate that would be observed if the more viscous fluid flowed alone in the pipe is of the same order of magnitude that the ratio of viscosities μ_1/μ_2 . On the other hand, for e/R values larger than 0.5 this same ratio of flowrates is roughly 1, indicating no advantage in the addition of a less viscous fluid to help the flow of a more viscous one. In figure (3) it can be noticed that for a slight increase in the less viscous fluid flow section (a slight decrease in R_o , keeping e constant) its flow rate is considerably increased. Finally in Figure (4) which represents the solution sets of equation (20) for the given density ratio, it is observed that there is an almost linear relationship between the equal density concentric configuration radius ($R_{o,o}$) and the actual

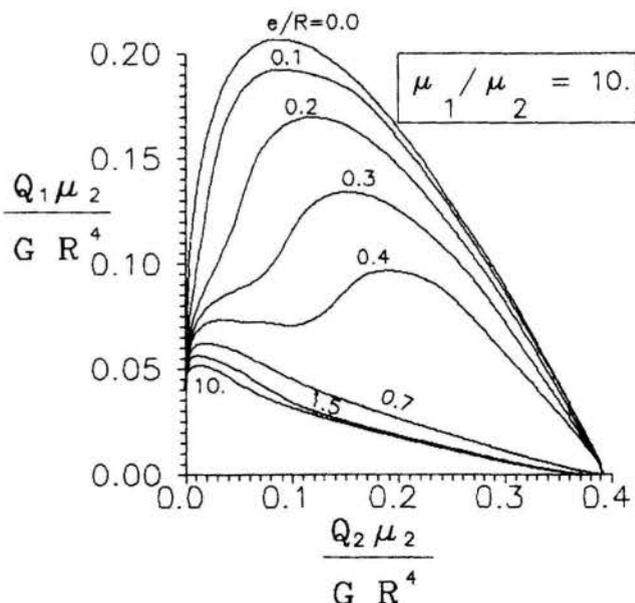


Fig. 2 Relationship of the dimensionless flow rates of two liquids with the assigned viscosity ratio, considering an eccentric circular interface between them.

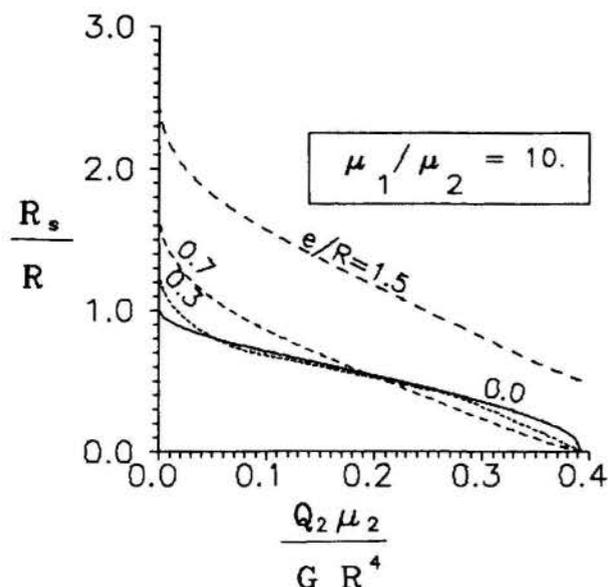


Fig 3 Relationship of the dimensionless flow rate of the less viscous liquid with the radius of curvature of eccentric circular interfaces for the assigned viscosity ratio.

interface radius of curvature (R_s). Also, from this last figure it can be seen that the area of the more viscous fluid must be increased, as the eccentricity increases, if it is to keep the same flow rates of a (concentric) equal density fluid configuration.

The appropriate use of graphs as those shown in Figures (2), (3) and (4), together with the non-dimensional variable defined permits the determination of all flow parameters, such as the interface shape and more importantly the pressure gradient, for any given pairs of flow rates and fluids.

Just to illustrate the use of the above mentioned graphs in a practical example suppose that one wants to determine the pressure gradient and fluid interface parameters in the simultaneous flow of two fluids with viscosities and densities $\mu_1 = 10 \text{ mPa}\cdot\text{s}$, $\mu_2 = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ and $\rho_1 = 800 \text{ Kg/m}^3$, $\rho_2 = 1000 \text{ Kg/m}^3$ and flow rates $Q_1 = 0.17 \text{ m}^3/\text{s}$, $Q_2 = 0.12 \text{ m}^3/\text{s}$, through a horizontal round pipe of radius $R = 0.10 \text{ m}$. This problem is thence solved by the use of Figures (2), (3) and (4), giving approximately: $G = 10 \text{ Pa/m}$, $e = 0.02 \text{ m}$, and $R_s = 0.065 \text{ m}$ as the searched results.

CONCLUDING REMARKS

The fully developed laminar flow problem of two immiscible liquids through a duct requires previous knowledge of the interface shape and the position of the fluids relative to it. For the equal density case, a variational principle, known as the (minimum) viscous dissipation principle, seems to explain the observed configuration in which the more viscous fluid is encapsulated by the less viscous one, with a concentric circular interfacial line between them (for ducts of circular cross-section). This preferred configuration can be shown to give the minimum pressure gradient G for a given total flow rate Q and a given area A_2 of fluid 2, or,

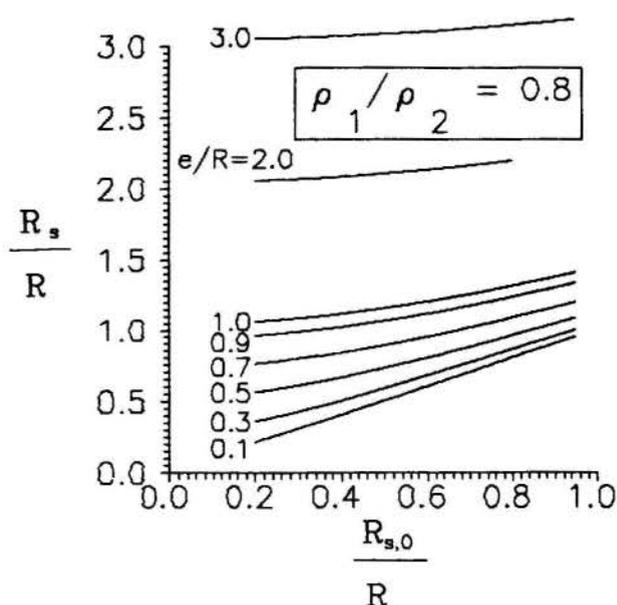


Fig. 4 Relationship between the dimensionless radius of curvature of concentric and eccentric circular interfaces according to equation (20) for the assigned density ratio.

alternatively, the maximum Q given G and A_2 . The principle is also consistent with the momentum balance and the boundary conditions governing the problem.

In this paper we have extended the analysis to the case of both different viscosities and densities for the flow inside a horizontal tube, by adding a new constraint concerning the mass center position \bar{h} . That leads to an eccentric circular interface whose two parameters plus the pressure gradient are determined from the individual flow rates Q_1 and Q_2 and a closure equation relating the eccentricity e to the radius R_s .

It should be stressed that the viscous dissipation principle provides the only theoretical criterium known for the prediction of the interface in a fully developed two-phase flow, whatever its past history may have been. Unfortunately the validity of variational principles in two-phase flow is less investigated than what it should be. For the problem worked out in this paper, other aspects such as surface tension effects, pipe inclination and shape should be also studied, as well as the generalization of this principle to fully developed turbulent flow. All these further studies, combined with appropriate experimental works are necessary for a better understanding of the two-phase flow structure.

NOMENCLATURE

Variables

A	fluid flow (pipe) cross section area
e	circular interface eccentricity
g	acceleration of gravity
G	pressure gradient opposite to flow direction
h	vertical position in relation to an arbitrary horizontal plane

h	h position of the system's gravity center
J	generic functional
Q	volumetric flow rate
r	radial distance in cylindrical and polar coordinates
R	pipe radius
R_s	circular interface curvature radius
s	interface r coordinate position
S	fluid flow (pipe) boundary surface
x	vertical position in relation to a horizontal plane crossing the pipe center
x	x position of the system's gravity center
w	axial velocity
α	Lagrange multiplier
β	Lagrange multiplier
θ	azimuthal angle in cylindrical and polar coordinates
λ	Lagrange multiplier
μ	absolute viscosity
ρ	density

Subscripts

k	relative to fluid k
o	relative to the equal density (concentric) interface
p	relative to particular solution
s	relative to the interface
1	relative to fluid 1
2	relative to fluid 2

ACKNOWLEDGEMENT

The authors wish to acknowledge the support given by Petrobrás for accomplishing this work.

REFERENCES

- [1] Charles, M.E., Govier, G.W. and Hodgson, G.W., "The Horizontal Pipeline Flow of Equal Density Oil-Water Mixtures", Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol. 39, pp. 27-36, 1961.
- [2] Southern J.H. & Ballman R.L., "Stratified Bicomponent Flow of Polymer Melts in a Tube", Applied Polymer Science, Vol. 20, pp. 175-189, 1973.
- [3] MacLean, D.L., "A Theoretical Analysis of Bicomponent Flow and The Problem of Interface Shape", Transactions of The Society of Rheology, Vol. 17, pp. 385-399, 1973.
- [4] Everage, Jr., A.E., "Theory of Stratified Bicomponent Flow of Polymer Melts", Transactions of The Society of Rheology, Vol. 17, pp. 629-646, 1973.
- [5] Joseph, D.D., Renardy, M., Renardy, Y., "Instability of The Flow of Two Immiscible Fluids with Different Viscosities", Journal of Fluid Mechanics, Vol 141, pp. 309-317, 1984.
- [6] Joseph, D.D., Nguyen, K. and Beavers, G.S., "Non-Uniqueness and Stability of The Configuration of Flow of Immiscible Fluids with Different Viscosities", Journal of Fluid Mechanics, Vol 141, pp. 319-345, 1984.

[7] Kurban, A.P.A., "Prevision of The Phase Configuration in A Laminar Developed Flow of Two Immiscible Liquids in A Horizontal Pipe", (in portuguese), M.Sc. Thesis, Campinas State University, Campinas, SP, Brazil, 1989.

[8] Patankar, S.V., "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", Hemisphere Publishing Co., Washington, 1980.

RESUMO

O escoamento laminar completamente desenvolvido de dois líquidos imiscíveis com densidades e viscosidades diferentes através de um tubo horizontal é estudado. A interface entre os fluidos bem como seus campos de velocidades são determinados usando-se um princípio variacional: o chamado *princípio da mínima dissipação viscosa*. Os resultados previstos pelo presente artigo estão em concordância com a observação física (e.g. SOUTHERN & BALLMAN) de que o fluido mais viscoso é total ou parcialmente encapsulado pelo menos viscoso.

TRANSFERÊNCIA DE CALOR DE FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS
EM TUBOS E ANULARES CONCÊNTRICOS



Carlos Fernando Humbert Fonseca
Petrobrás - DEPER - Av. Chile, 65 - RJ - Brasil

Antônio Mac Dowell de Figueiredo
URFRJ/COPPE - PEM - CxP 68503 - Cep 21945 - RJ - Brasil



RESUMO

O presente trabalho investiga a convecção natural e forçada no escoamento laminar ascendente de fluidos não-newtonianos com propriedades variáveis em tubos e anulares concêntricos, com fluxo(s) de calor prescrito(s) na(s) parede(s). A massa específica e o índice de consistência do fluido são as propriedades consideradas dependentes da temperatura. São apresentados perfis típicos de velocidade e os números de Nusselt locais em função da distância axial.

INTRODUÇÃO

A principal motivação do presente trabalho refere-se à circulação de fluidos de perfuração e pastas de cimento, em geral caracterizados como fluidos que seguem o modelo da lei da potência, durante a fase de perfuração de poços petrolíferos. A determinação da distribuição de temperatura num poço é de grande relevância e possui várias aplicações. Dentre elas, destacam-se: no programa de cimentação, particularmente o que se refere ao dimensionamento do tempo de espessamento de pastas de cimento; na formulação de fluidos de perfuração; a análise das tensões térmicas nos revestimentos; e as operações de produção e injeção em poços petrolíferos. Durante a fase de perfuração, um fluido escoou em três regiões distintas:

- 1) Fluxo descendente através dos tubos de perfuração;
- 2) Passagem do fluido através da broca de perfuração, entrando no espaço anular;
- 3) Fluxo ascendente através do anular formação/tubos de perfuração até a superfície.

Diversos modelos computacionais para a previsão da temperatura ao longo do poço foram implementados. O mais recente e completo é o trabalho de Marshall [1] que apresenta uma extensa revisão dos modelos existentes na literatura. A principal restrição de todos os modelos está associada à avaliação dos coeficientes de transferência de calor para fluidos não-newtonianos, tanto em tubos como na geometria anular.

O objetivo deste trabalho é a determinação destes coeficientes em fluxo ascendente em tubos e anulares concêntricos, com massa específica e viscosidade dependentes da temperatura. Verifica-se que estas variações produzem efeitos significativos no número de Nusselt, nos perfis de velocidade e temperatura e na perda de pressão. Outra finalidade deste trabalho, é prover um embasamento teórico para futuras comparações com dados experimentais a serem obtidos de um simulador físico.

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Em Tubos, Lyche e Bird [2] estenderam o

problema de Graetz com fluxo de calor prescrito na parede para fluidos que seguem o modelo da lei da potência. A equação da energia foi resolvida pelo método de separação de variáveis, reduzindo o problema à determinação de auto-valores para diferentes valores de n .

Entretanto, esta solução recai no cálculo de séries de difícil avaliação para altos números de Graetz, ou seja, no início da região de entrada. Para contornar este problema, Bird e outros [3], utilizaram a clássica solução assintótica de Lévêque, obtendo-se a seguinte equação:

$$Nu = 2 \Gamma_{2/3} \left[\frac{\Delta}{2.25 z^*} \right]^{1/3} \quad (1)$$

onde $\Delta = \frac{3n+1}{4n}$, Γ denota a função gama e z^* é a distância axial adimensionalizada. Segundo o autor, esta solução está limitada para valores de z^* inferiores a $1/25$. Notar que o efeito não-newtoniano é expresso pela simples multiplicação da expressão anteriormente deduzida por Lévêque para fluidos newtonianos pelo fator $\Delta^{1/3}$.

Recentemente, Cotta e Ozisik [4] aplicaram a técnica de transformada integral finita com a finalidade de obter soluções exatas para eventuais validações de soluções numéricas, bem como comparar seus resultados com a solução assintótica reportada acima.

Entretanto, experimentos indicaram que nem a solução de Graetz e tão pouco a aproximação de Lévêque, correlacionam-se adequadamente com os dados obtidos, devido ao efeito da temperatura nas propriedades do fluido. Quando a diferença de temperatura numa seção do tubo é grande, a variação pontual da viscosidade altera o perfil de velocidade, causando a intensificação do processo de transferência de calor.

Christiansen e Craig [5] investigaram a variação da viscosidade, adotando uma relação exponencial para o índice de consistência do fluido em função da temperatura para a condição de temperatura prescrita na parede. O modelo teórico desprezava os termos convectivos na equação de quantidade de movimento na direção axial, e consequentemente

os efeitos do fluxo radial. Adicionalmente, desprezavam-se a condução de calor axial e a dissipação viscosa. Os resultados mostraram boa correlação com os dados obtidos no aparato experimental desenvolvido.

Mais recentemente e de maior importância, Joshi e Bergles [8] realizaram um extenso estudo em tubos horizontais sobre a influência da variação da viscosidade com a temperatura, adotando uma relação semelhante à dos autores anteriores. As outras propriedades foram consideradas constantes. Outra finalidade do trabalho foi a validação das correlações existentes, bem como a proposição de novas expressões para avaliar o número de Nusselt local para fluidos pseudo-plásticos com elevados valores de número de Prandtl. Para montar essa correlação, Joshi e Bergles partiram da correlação proposta por Churchill e Usagi [7] para fluidos newtonianos, válida para as regiões de entrada e plenamente desenvolvida, dada por

$$Nu_{z,n=1}^{\mu c} = 4,36 \left\{ 1 + \left[0,474 \left(z^* \right)^{-1/9} \right]^6 \right\}^{1/6} \quad (2)$$

e aplicaram o fator de correção para fluidos não-newtonianos conforme sugerido por Mizushima e outros [8], chegando-se à seguinte correção:

$$\left[\frac{Nu_z^{\mu c}}{Nu_{z,n=1}^{\mu c}} \right] = \Delta^{1/9} \quad (3)$$

Esta correção foi validada para $n=0.75$ e $n=0.5$. Entretanto, para $n=0.25$, foi encontrado um erro na faixa de 2-3% para $z^* < 1/250$.

A partir do modelo teórico, são propostas duas novas correções. Na região de entrada, os autores chegaram a

$$\left[\frac{Nu_z^{\mu v}}{Nu_z^{\mu c}} \right] = \left[\frac{k_m}{k_p} \right]^m \quad (4)$$

onde, $m = 0,58 - 0,44 n$. A correção para a região plenamente desenvolvida é

$$\left[\frac{Nu_{\infty}^{\mu v}}{Nu_{\infty}^{\mu c}} \right] = 1 + (0,12392 - 0,0542n)b^* - (0,010133 - 0,0068n)b^{*2} \quad (5)$$

onde b^* é o parâmetro adimensionalizado que caracteriza a variação de k com a temperatura.

Uma correlação única foi obtida através da técnica de interpolação sugerida em [7]:

$$Nu_z^{\mu v} = Nu_{z,n=1}^{\mu c} \frac{\left[\frac{Nu_{\infty}^{\mu v}}{Nu_{\infty}^{\mu c}} \right] \left[\frac{Nu_z^{\mu c}}{Nu_{z,n=1}^{\mu c}} \right]}{\left[\frac{Nu_{\infty}^{\mu v} / Nu_{\infty}^{\mu c}}{Nu_z^{\mu v} / Nu_z^{\mu c}} \right]^{30} + 1}^{1/30} \quad (6)$$

Como os fluidos não-newtonianos apresentam geralmente elevada viscosidade, o efeito da convecção natural tem sido geralmente ignorado. Entretanto, Oliver e Jenson [9] alertam que o efeito da convecção natural pode ser pronunciado, principalmente em tubos verticais de grande diâmetro, para diferenças de temperatura elevadas e pequenas viscosidades. Dados experimentais indicaram um aumento da transferência de calor de até 100%, quando as condições são favoráveis.

Com uma abordagem teórica, Marner e Rehfuess [10] estudam o efeito da convecção natural e forçada em tubos verticais para altos valores da razão Gr/Re . Para caracterizar a variação de ρ com T , foi utilizada a aproximação de Boussinesq, enquanto as outras propriedades foram supostas constantes. Os resultados mostram que o efeito da variação da massa específica provoca uma significativa distorção do perfil de velocidade axial com conseqüente aumento do número de Nusselt e da perda de pressão.

Em Anulares Concêntricos. O problema

hidrodinâmico para anulares concêntricos foi resolvido apenas em 1958, por Fredrickson e Bird [11]. A principal dificuldade reside na determinação do ponto de máxima velocidade que é função da razão entre raios σ e do índice de comportamento de fluxo n , tornando necessário o emprego de técnicas numéricas.

Lundberg e outros [12] apresentaram um estudo do problema de Graetz para fluidos newtonianos. Foram avaliadas condições de contorno fundamentais na região de entrada térmica, através da solução de um problema de auto-valor. Essas soluções fundamentais são particularmente convenientes no tratamento de condições de contorno mais complexas, através do uso do princípio da superposição das condições de contorno elementares. O artigo apresenta uma série de resultados numéricos tais como, temperaturas nas paredes e números de Nusselt locais, que servem como validação eficiente de modelos teóricos mais complexos.

Hong e Mathews [13] resolveram o problema de Graetz para fluidos de potência empregando a técnica de separação de variáveis. Como era necessário uma grande quantidade de termos da série para determinar acuradamente o número de Nusselt para pequenos valores da distância axial, nesta região foi implementada a clássica aproximação de Lévêque.

Nesta geometria, o trabalho mais completo é o de Tanaka e Mitsuishi [14], embora restrito à condição de temperatura prescrita na parede interna e parede externa isolada termicamente. Foi considerada uma variação linear da massa específica e do índice de consistência do fluido com a temperatura, desprezados os efeitos do fluxo radial, assim como da dissipação viscosa e da condução de calor axial.

FORMULAÇÃO MATEMÁTICA DO PROBLEMA

As equações de conservação são aplicadas ao escoamento vertical ascendente em tubos e em anulares concêntricos. No desenvolvimento do modelo matemático impõe-se as seguintes condições:

- H.1- Regime permanente.
- H.2- A única força de campo atuante é devido à ação gravitacional.
- H.3- A condutividade térmica K do fluido é constante.
- H.4- A massa específica ρ é constante.

exceto no termo das forças de campo da equação da quantidade de movimento, onde assume-se uma relação linear com a temperatura (Aproximação de Boussinesq):

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)] \quad (7)$$

H.5- As paredes interna e externa da geometria anular são estacionárias. Logo, a velocidade na direção azimutal é nula e, como a força de campo é paralela ao eixo do tubo ou do anular, o fluxo é axissimétrico.

H.6- Regime laminar.

H.7- O fluido segue o modelo da lei da potência.

H.8- Validade da aproximação da teoria da camada limite, em outras palavras, das simplificações inerentes à comparação entre as ordens de grandeza dos termos das equações.

H.9- A dissipação viscosa é desprezível.

H.10- O índice de comportamento de fluxo é suposto constante, enquanto o índice de consistência do fluido é dependente da temperatura, sendo a seguinte relação válida:

$$k = k_0 e^{-b(T - T_0)} \quad (8)$$

Pode-se, então, escrever as equações de conservação na sua forma adimensionalizada:

Equação da Continuidade

$$\frac{\partial v_z^*}{\partial z^*} + \frac{v_r^*}{r^*} + \frac{\partial v_r^*}{\partial r^*} = 0 \quad (9)$$

Equação da Quantidade de Movimento em z

$$\frac{1}{Pr} \left[v_r^* \frac{\partial v_z^*}{\partial r^*} + v_z^* \frac{\partial v_r^*}{\partial z^*} \right] = \frac{dp^*}{dz^*} + (1 - \sigma) K^* \left[\left(\frac{\partial v_z^*}{\partial r^*} \right)^2 \right]^{n-1} \left[\frac{1}{r^*} \frac{\partial v_z^*}{\partial r^*} + \frac{1}{k^*} \frac{\partial k^*}{\partial T^*} \frac{\partial T^*}{\partial r^*} \frac{\partial v_z^*}{\partial r^*} + n \frac{\partial^2 v_z^*}{\partial r^{*2}} \right] + \frac{Gr}{Re(1 - \sigma)^2} T^* \quad (10)$$

Equação da Energia

$$\frac{1}{(1 - \sigma)} \left[v_r^* \frac{\partial T^*}{\partial r^*} + v_z^* \frac{\partial T^*}{\partial z^*} \right] = \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left[r^* \frac{\partial T^*}{\partial r^*} \right] \quad (11)$$

Existem quatro incógnitas (v_z^* , v_r^* , p^* e T^*) para apenas três equações e, conseqüentemente deve-se lançar mão de uma equação adicional:

Equação da Continuidade Integrada

$$\int_0^1 v_z^* r^* dr^* = \frac{1 - \sigma^2}{2} \quad (12)$$

As equações acima são válidas tanto para o fluxo em tubos quanto para a geometria anular. Entretanto, as condições de contorno diferem. As condições de contorno para anulares concêntricos, em sua forma adimensionalizada, são:

$$v_z^*(\sigma, z^*) = v_z^*(1, z^*) = v_r^*(\sigma, z^*) = v_r^*(1, z^*) = 0$$

$$v_z^*(r^*, 0) = v_r^*(r^*, 0) = 0 ; v_r^*(r^*, 0) = 0 ;$$

$$T^*(r^*, 0) = 0 ; p^*(0) = 0$$

$$\left. \frac{\partial T^*}{\partial r^*} \right|_{r^* = \sigma} = \alpha \quad \left. \frac{\partial T^*}{\partial r^*} \right|_{r^* = 1} = \lambda \quad (13)$$

A definição sugerida para os fluxos de calor prescritos nas paredes, expressos em termos de valores escalares (α e λ) é bastante útil. Por exemplo, para descrever a situação típica de fluxo prescrito na parede interna e parede externa isolada termicamente, basta fazer $\alpha = 1$ e $\lambda = 0$. De modo semelhante, estas definições possibilitam descrever as condições de fluxo de calor para tubos ($\alpha = 0$ e $\lambda = 1$).

As condições de contorno para tubos na forma adimensionalizada são:

$$v_z^*(1, z^*) = v_r^*(1, z^*) = v_r^*(0, z^*) = 0 ; \left. \frac{\partial v_z^*}{\partial r^*} \right|_{r^* = 0} = 0$$

$$\left. \frac{\partial T^*}{\partial r^*} \right|_{r^* = 1} = 1 \quad \left. \frac{\partial T^*}{\partial r^*} \right|_{r^* = 0} = 0 \quad (14)$$

Duas outras variáveis adimensionais podem ser definidas. A primeira, o parâmetro b^* surge naturalmente da definição k^* ,

$$b^* = \frac{b q R_2}{k} \quad (15)$$

e a outra é o número de Nusselt definido para a geometria anular, na seguinte forma:

$$Nu_{pi} = \frac{2(1 - \sigma)}{T_{pi}^* - T_m^*} \quad Nu_{po} = \frac{2(1 - \sigma)}{T_{po}^* - T_m^*} \quad (16a)$$

$$\text{onde } T_m^* = \frac{2 \int_{\sigma}^1 T^* v_z^* r^* dr^*}{1 - \sigma^2} \quad (16b)$$

SOLUÇÃO NUMÉRICA DO MODELO

Na discussão a seguir, índice j denota a posição axial z^* , onde as variáveis dependentes são conhecidas, enquanto $j+1$ a posição axial $z^* + \Delta z^*$, onde estas variáveis são as incógnitas do problema. O índice i denota posição radial.

As equações da quantidade de movimento e da energia podem ser facilmente expandidas para uma forma implícita no ponto $(i, j+1)$. Entretanto, os termos v_r^* e v_z^* na equação (11)

e os termos v_r^* , v_z^* e $\left[\left(\frac{\partial v_z^*}{\partial r^*} \right)^2 \right]^{n-1}$ na equação (10)

impossibilitam a representação das equações discretizadas através de um sistema linear de equações algébricas. Utilizando informações do

passo j , a estratégia mais simples e comum para o processo de linearização das equações, pode-se desacoplar a equação da energia das outras equações de conservação. Estas linearizações também desacoplam o sistema formado pelas equações (10) e (12) da equação da continuidade (9). Desta forma, partindo de um passo j onde as variáveis dependentes são conhecidas, o cálculo de $v_z^*(i,j+1)$, $v_r^*(i,j+1)$, $T^*(i,j+1)$ e $p^*(j+1)$ é realizado da seguinte forma: o sistema linear tridiagonal de equações gerado pela equação discretizada da energia e suas condições de contorno, utilizando $v_z^*(i,j)$ e $v_r^*(i,j)$, é resolvida através do Algoritmo de Thomas [16], obtendo-se $T^*(i,j+1)$. Com o perfil de temperatura calculado no passo desejado e, linearizando a equação da quantidade de movimento, estima-se o valor de $p^*(j+1)$ de forma que a equação da quantidade de movimento e suas respectivas condições de contorno geram um sistema linear tridiagonal de equações, também resolvido pelo Algoritmo de Thomas. Obtém-se, então, uma estimativa de $v_z^*(i,j+1)$, e verifica-se se este perfil satisfaz a equação da continuidade global através da integração numérica desta equação. Estima-se um novo valor do gradiente de pressão e repete-se o passo anterior até que o perfil de velocidade axial satisfaça a equação da continuidade integrada (Método *Regula Falsi*).

Com os valores de $v_z^*(i,j+1)$, calcula-se o perfil de velocidade radial de uma forma explícita através da equação da continuidade discretizada e suas condições de contorno, partindo-se do centro de tubo ou da parede interna da geometria anular.

Finalmente, calcula-se a temperatura média adimensionalizada da seção (uso de integração numérica) e os números de Nusselt locais. As referências [15] e [16] apresentam maiores detalhes sobre o esquema numérico adotado.

DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Propriedades Constantes. A estratégia de

validação do modelo proposto consiste em comparações com as soluções exatas reportadas na literatura.

Para tubos, a principal validação foi realizada com base nos valores de número de Nusselt exatos, reportados em Cotta e Ozisik [4] para $n = 1/3$, $n = 1$ e $n = 3$. Os erros relativos encontrados foram inferiores a 1% para toda a região de entrada, mesmo utilizando uma malha relativamente esparsa. Para pequenos passos axiais e radiais, as diferenças podem ser consideradas desprezíveis. Avaliou-se também a equação (1) para z^* inferiores a $1/25$, assim como a correlação (3) para toda a região de entrada, verificando-se sua aplicabilidade em termos de práticos de engenharia (diferenças máximas da ordem de 3% para $n = 0.5$ e $n = 1.0$).

Já para a geometria anular, comparou-se os valores de número de Nusselt, assim como o perfil de temperatura com aqueles apresentados em [12] para fluidos newtonianos e com [13] para fluidos de potência, com excelente concordância para toda a região.

Como critério adicional de validação, o perfil de velocidade e a pressão ao longo da região de entrada foram obtidos para alguns

casos. Conforme esperado, o perfil de velocidade axial manteve-se constante e a pressão apresentou resultados idênticos ao valor analítico para diferentes valores de n , tanto para tubos como para anulares concêntricos.

Para ρ Variável. Como validação do modelo proposto para o efeito da convecção natural em tubos, comparou-se os resultados obtidos com os do trabalho de Marner e Rehfuss [10], onde foram desprezados os termos convectivos da equação da quantidade de movimento em z . Esta simplificação equivale ao uso de valores infinitos de Pr no modelo proposto. Verificou-se que $Pr=10^5$ é suficientemente alto para simular esta situação.

Inicialmente, validou-se o modelo através dos perfis de velocidade axial apresentados no trabalho acima. A figura 1 apresenta dois perfis típicos de velocidade axial em tubos para $n=0.5$, $Pr=10^5$ e Gr/Re iguais a 58 e 155 para a região plenamente desenvolvida. O índice de comportamento foi mantido constante ($b^*=0$). Adicionalmente, é apresentado o perfil de velocidade axial para propriedades constante ($Gr/Re=0$ e $b^*=0$) para efeito comparativo da influência da variação de ρ .

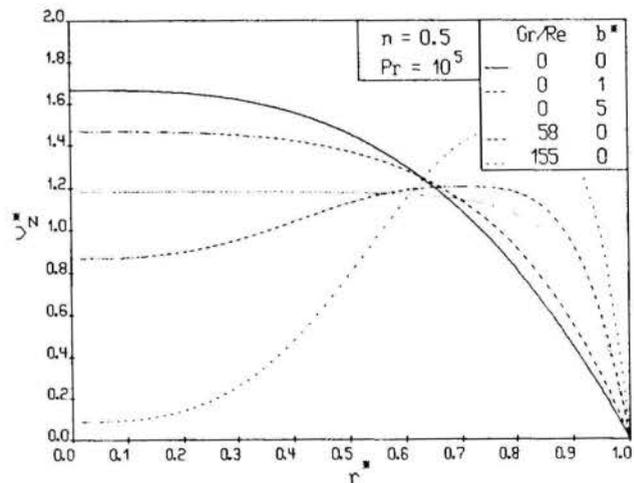


Figura 1- Efeito da Variação de ρ ou k na Velocidade Axial Plenamente desenvolvida em tubos

Os perfis de velocidades são idênticos ao reportado em [10]. De forma semelhante, validou-se o perfil de temperatura, a pressão adimensionalizada e o número de Nusselt para a região plenamente desenvolvida. De forma a avaliar a influência da razão Gr/Re , a figura 2 apresenta valores do número de Nusselt para a região plenamente desenvolvida em tubos, demonstrando também a precisão do esquema numérico adotado.

A figura 3 apresenta a curva característica do número de Nusselt em função de distância axial adimensionalizada para $n=0.5$, $Gr/Re=50$ e para dois valores de Pr , observando-se a influência deste parâmetro dimensional.

A curva característica de número de Nusselt para as regiões de entrada térmica e plenamente desenvolvida apresentam as mesmas características das figuras 2 e 3.

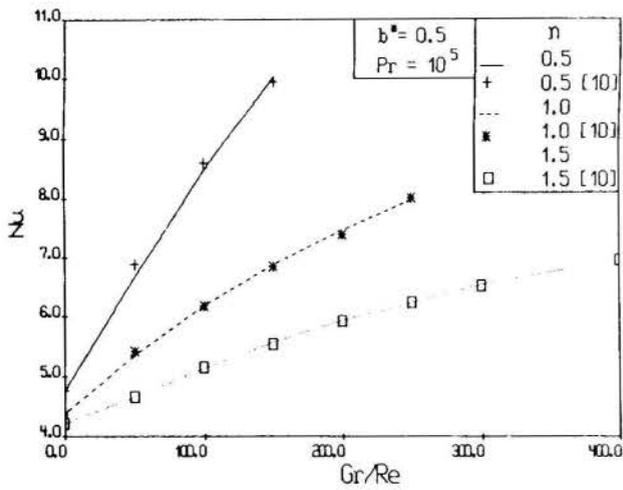


Figura 2 - Efeito da Convecção Natural no Número de Nusselt para a região desenvolvida em tubos

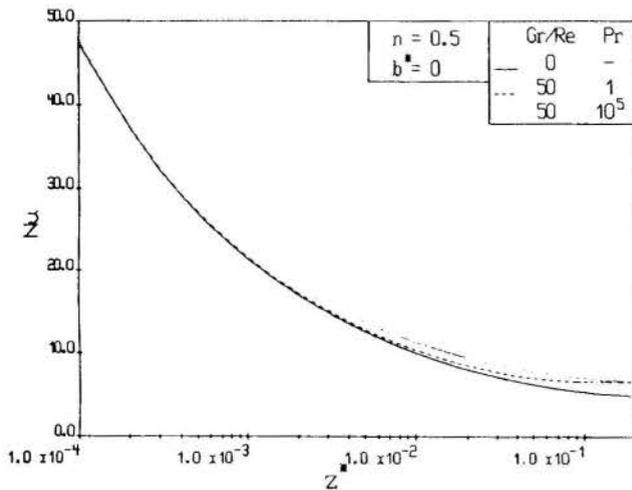


Figura 3 - Efeito da Convecção Natural no Número de Nusselt para a região de entrada em tubos

Para k Variável. Torna-se possível uma validação do modelo proposto para tubos através da comparação dos resultados obtidos com as correlações (5) e (6) para elevados valores de Prandtl. De forma semelhante à desenvolvida acima, simulações demonstraram que um valor de $Pr = 10^5$ seria suficientemente elevado para descrever esta situação.

A figura 1 apresenta também dois resultados típicos do perfil de velocidade axial em tubos para $n=0.5$, $Pr=10^5$ e b^* iguais a 1 e 5 para a região plenamente desenvolvida. A massa específica foi mantida constante ($Gr/Re=0$). O perfil de velocidade axial torna-se também mais distorcido o perfil de velocidade a medida que o parâmetro b^* aumenta. Entretanto, um perfil reto é obtido perto do centro do tubo.

A figura 4 apresenta a curva característica do número de Nusselt em função da distância axial adimensionalizada para $n=0.5$, $b^*=5$ e para dois valores de Pr . Adicionalmente são apresentados os valores reportados em [6]. Notar uma boa concordância com os resultados do modelo proposto, principalmente na região não muito próxima do início da seção de entrada térmica. Notar

também a influência do número de Prandtl. Estas conclusões foram também verificadas para diferentes valores de n e b^* .

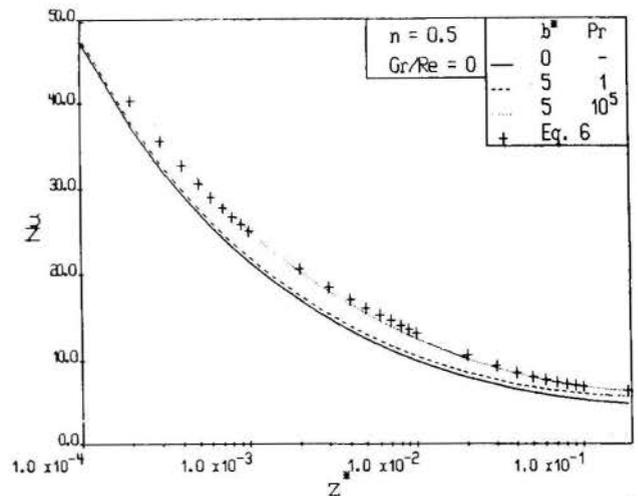


Figura 4 - Efeito da Variação de k no Número de Nusselt para a região de entrada em tubos

Entretanto, a correlação (5), assim como a (6), não são válidas para $b^* > 6$ conforme demonstra a figura 5. Nesta figura, são apresentados o número de Nusselt para a região plenamente desenvolvida em função do parâmetro b^* para diferentes valores de índice de comportamento de fluxo. Notar que os resultados obtidos pela correlação (5) diminuem para valores elevados de b^* ($n=0.5$), mostrando a sua inadequabilidade acima do limite citado.

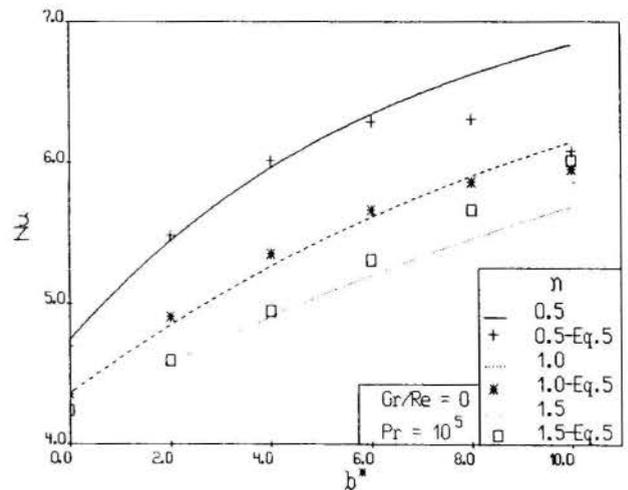


Figura 5 - Efeito da Variação de k no Número de Nusselt para a região desenvolvida em tubos

As curvas características de número de Nusselt em anulares concêntricas para as regiões de entrada e desenvolvida são semelhantes às reportadas nas figuras 4 e 5.

Para ρ e k Variáveis. O efeito combinado destas variações aumentam ainda mais o número de Nusselt em relação aos obtidos com o estudo isolado da influência de cada propriedade (Veja Figuras 3 e 5). O trabalho [16] apresenta uma ampla discussão, assim como as curvas características para diferentes valores de Gr/Re e b^* nas duas geometrias estudadas.

CONCLUSÕES

O presente trabalho mostra a grande influência no número de Nusselt da variação da massa específica e do índice de consistência do fluido com a temperatura, expressos através da razão Gr/Re e do parâmetro b^* , respectivamente. Avalia também este efeito em função do número de Prandtl.

A precisão do esquema numérico é verificada através de comparações dos valores de número de Nusselt, perda de pressão, perfis de velocidade axial e de temperatura, com diferentes soluções reportadas na literatura.

Entretanto, torna-se necessário comparar os resultados teóricos com experimentais para validar o efeito combinado da variação das propriedades e, conseqüentemente, a construção de um simulador constitui-se em etapa importante.

Nomenclatura Suplementar

$$Gr = \frac{\rho_p^2 \beta g q_p R_p^{2n+2} \bar{v}_z^{2-2n}}{K k_p^2} = \text{número de Grashof}$$

$k^* = k/k_p =$ índice de consistência adimensionalizada

$$p^* = \frac{p + \rho_p g z}{\rho_p \bar{v}_z^2 Pr} = \text{pressão adimensionalizada}$$

$$Pr = \frac{C_p k_p}{K} \left(\frac{\bar{v}_z}{R_p} \right)^{n-1} = \text{Número de Prandtl}$$

$r^* = r/R_p =$ coordenada radial adimensionalizada

$R =$ raio do tubo

$R_1 =$ raio do tubo interno do anular

$R_2 =$ raio do tubo externo do anular

$R_{p,q} = R_2 - R_1 =$ raio equivalente

$$Re = \frac{\rho_p \bar{v}_z^{2-n} R_p^n}{K} = \text{Número de Reynolds}$$

$$T^* = \frac{K(T - T_p)}{q_p R_p} = \text{temperatura adimensionalizada}$$

$v_z^* = v_z / \bar{v}_z =$ velocidade axial adimensionalizada

$v_r^* = v_r \bar{R}_p Pr / \bar{v}_z =$ velocidade radial adimensionalizada

$z^* = \frac{z}{R_2 Re Pr} =$ coordenada axial adimensionalizada

$\sigma = R_1/R_2 =$ razão entre raios

$\beta =$ coeficiente de expansão térmica

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

[1] Marshall, D. W.: A Computer Model to determine the Temperature Distribution in a WellBore. M.Sc. Thesis, The University of Alberta, Canada, 1980

[2] Lyche, B. C.; Bird, R. B.: The Graetz-Nusselt problem for a Power-Law Non-Newtonian Fluid, Chem. Eng. Science, Vol. 6, pp. 35-41, 1956

[3] Bird, R. B.; Armstrong, R. C.; Hassager, O.: Dinamics of Polymeric Liquids, Vol. 1, John

Wiley & Sons, Inc., New York, 1977

[4] Cotta, R. M.; Ozisik, M. N.: Laminar Forced Convection to Non-Newtonian Fluids in Ducts with Prescribed Wall Heat Flux, Int. Comm. Heat Mass Transfer, Vol. 13, pp. 325-334, 1986

[5] Christiansen, E. B.; Craig, Jr S. E.: Heat Transfer to Pseudoplastic Fluids in Laminar Flow, AIChE Journal, Vol. 8, No. 2, pp. 154-160, 1962

[6] Joshi, S. D.; Bergles, A. E.: Heat Transfer to Laminar In-Tube Flow of Pseudoplastic Fluids, AIChE Journal, Vol. 27, No. 5, pp. 871-875, 1981

[7] Churchill, S. W.; Usagi, R.: A General Expression for the Correlation of Rates of Transfer and Other Phenomena, AIChE Journal, Vol. 18, No. 6, pp. 1121-1127, 1972

[8] Mizushima, T.; Ito, R.; Kuriwabe, Y.; Yahikazama, K.: Boundary Layer Heat Transfer in a Circular Tube to Newtonian and Non-Newtonian Fluids, Kagaku Kogaku, Vol. 32, pp. 250-255, 1967

[9] Oliver, D. R.; Jenson, V. G.: Heat Transfer to Pseudoplastic Fluids in Laminar Flow in Horizontal Tubes, Chem. Eng. Journal, Vol. 19, pp. 115-129, 1964

[10] Marner, W. J.; Rehfuss, R. A.: Buoyancy Effects on Fully Developed Laminar Non-Newtonian Flow in a Vertical Tube, The Chemical Engineering Journal, Vol. 3, pp. 294-300, 1972

[11] Fredrickson, A. G.; Bird, R. B.: Non-Newtonian Fluid in a Annulus, Ind. Eng. Chem., Vol. 50, pp. 347, 1958

[12] Lundberg, R. E.; McCuen, P. A.; Reynolds, W. C.: Heat Transfer in Annular Passages. Hydrodynamically Developed Laminar Flow with Arbitrarily Prescribed Wall Temperatures or Heat Fluxes, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 6, pp. 495-529, 1963

[13] Hong, S.; Matthews, J. C.: Heat Transfer to Non-Newtonian Fluids in Laminar Flow through Concentric Annuli, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 12, pp. 1699-1703, 1969

[14] Tanaka, M.; Mitsuishi, N.: Non-Newtonian Heat Transfer in Concentric Annuli, Heat Transfer - Japanese Research, vol. 4, pp. 26-36, 1975

[15] Anderson, D. A.; Tannehill, J. C.; Fletcher, R. H.: Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer, Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1984

[16] Fonseca, C. F. H.: Transferência de Calor de Fluidos Não-Newtonianos em Tubos e Anulares Concêntricos, Tese de M.Sc., UFRJ, Brasil, a ser publicada.

Summary

This work investigates the natural and forced laminar convection of non-newtonian fluids, with temperature dependent properties, flowing upward through vertical tubes or vertical concentric annuli with prescribed wall heat flux(es). The density and the consistency index are considered temperature dependents. Typical velocity and local Nusselt numbers profiles are presented as a function of dimensionless axial distance.

SIMULAÇÃO DO CONTROLE DE POÇOS DE
PETRÓLEO EM ERUPÇÃO



Antônio Carlos Vieira Martins Lage
Petrobrás - Cenes - Ilha do Fundão - RJ - Brasil
Antônio Mac Dowell de Figueiredo
UFRJ/COPPE - PEM - CxP 68503 - Cep 21945 - RJ - Brasil



RESUMO

Desenvolve-se um modelo matemático para simular o fluxo transiente na operação de controle de poços de petróleo em erupção. As equações de conservação são obtidas com base nas técnicas de modelagem do escoamento bifásico disperso. A simulação é composta de três etapas: o influxo, o fechamento do poço e a expulsão do gás. Cada etapa define um problema de valor inicial e de contorno, que é resolvido pelo emprego de uma formulação implícita do método das diferenças finitas. Os resultados obtidos são comparados com dados experimentais, validando o modelo.

INTRODUÇÃO

Durante a perfuração, poços para a produção petrolífera podem ser invadidos por fluidos oriundos das rochas permeáveis atravessadas. A operação de controle, necessária para restabelecer o equilíbrio no poço e permitir o prosseguimento da perfuração, é dispendiosa e arriscada. Quando não se consegue conter o fluido invasor, o poço experimenta um fluxo descontrolado, que atinge outras formações, ou mesmo a superfície. Nestes casos, são elevados os riscos de ocorrência de um acidente grave, podendo significar, não raro, a perda de vidas humanas, além de sérios danos aos equipamentos e ao meio ambiente. As chances de êxito no combate a um influxo dependem da rapidez da detecção, tornando indispensável uma rigorosa observação do comportamento do fluido circulante que conduz à superfície os cascalhos da formação perfurada.

O aumento do volume total do fluido de perfuração no sistema de circulação da sonda é o indicio de mais fácil constatação. O influxo desloca igual volume do fluido circulante, gerando acréscimo equivalente nos tanques de armazenamento.

Uma vez detectada a invasão, o procedimento de controle requer o acionamento de uma das válvulas do conjunto de prevenção, também denominado BOP, impedindo qualquer circulação de fluido no poço. A Figura 1 representa de forma esquemática a geometria de um poço terrestre, quando do fechamento do BOP.

O fluido contido nos poros da rocha começa a fluir quando a pressão hidrostática exercida pela coluna do fluido de perfuração é insuficiente. Assim, após o fechamento do poço é necessário expulsar o invasor e efetuar o adensamento do fluido de perfuração, de modo a permitir o prosseguimento normal das operações. A leitura da pressão no topo da coluna permite que se calcule o adensamento necessário ao fluido de perfuração e que se estime a pressão de poros do reservatório produtor. O princípio empregado nas técnicas de expulsão de um fluido invasor é o de se manter constante a pressão no fundo do poço, igual à registrada quando do fechamento, acrescida de uma margem de segurança.

A invasão de gás natural é a situação

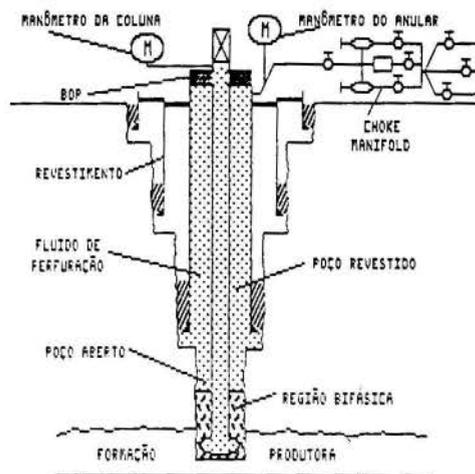


Figura 1 - Representação esquemática de um poço terrestre com BOP fechado.

mais perigosa, pois submete o poço às condições mais severas. Desta forma, é fundamental que se possa calcular as pressões a que ficará submetida a porção não revestida do poço, anteriormente à perfuração. Durante a circulação, a expansão do gás invasor provocará aumentos de pressão que poderão causar fratura da porção rochosa de menor resistência, inviabilizando totalmente o controle.

Por outro lado, tanto a profundidade de assentamento dos tubos de revestimento de aço que protegem parte do poço quanto seu dimensionamento são dependentes dos aumentos de pressão ocorridos durante os procedimentos de expulsão.

Tendo em vista a complexidade operacional do controle de um poço submetido a uma invasão, é essencial o treinamento das equipes que trabalham em sondas perfuratrizes. Neste contexto, são dois os principais métodos empregados: treinamento em simuladores físicos e em simuladores computacionais. Uma simulação precisa do controle de pressões durante a circulação de uma invasão de gás requer o conhecimento detalhado do comportamento dos fluidos no poço. Pesquisas realizadas por

Casariello, [1], mostraram que algumas das simplificações adotadas, nos simuladores computacionais, não permitem que se obtenha o grau de realismo desejável à simulação.

Neste trabalho desenvolve-se um modelo matemático, baseado nas leis de conservação no escoamento de misturas bifásicas dispersas, que simula o comportamento dos fluidos durante o controle de um poço. O objetivo é obter uma resposta mais realista, permitindo que se calcule com precisão o aumento de pressões devido à expansão do gás durante a circulação.

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Inicialmente, a modelagem da operação de expulsão do gás invasor se caracterizou pela formulação das seguintes simplificações, [2] e [3]:

i) considerou-se que o gás se distribuía no poço como um volume contínuo e único;

ii) não se levou em conta o efeito de escorregamento entre as fases;

iii) as perdas por fricção no espaço anular não foram consideradas;

Na Figura 2, é apresentada uma comparação entre os resultados obtidos pelo método de Lewis & LeBlanc e medições realizadas em um poço de pesquisa, [3]. Observa-se que não há boa concordância entre a curva experimental e a previsão do modelo. A pressão máxima calculada, além de maior, está defasada da experimental.

Hoerber & Stanbery, [4], propuseram um modelo mais elaborado que os anteriores. Baseando-se nas leis de conservação da massa e da quantidade de movimento, desenvolveram um sistema de equações, complementado pela equação de estado para a fase gasosa, equações constitutivas do escorregamento entre as fases e correlações para o cálculo das perdas por fricção. O anular é subdividido em duas regiões distintas, a primeira caracterizada pela existência de apenas uma fase, o fluido de perfuração, e uma segunda com a mistura de líquido e gás. Nesta região bifásica a distribuição volumétrica do gás é suposta uniforme, não variando com a profundidade. O deslizamento entre as fases é calculado com base em hipóteses formuladas a respeito das interfaces entre as duas regiões. Considerou-se, na porção inferior da região bifásica, a existência do fluxo em bolhas de pequeno diâmetro, e, na porção superior, o fluxo em golfada, calculando-se os valores das velocidades relativas das interfaces em relação à região monofásica.

Sob o ponto de vista físico, a hipótese sobre o arranjo das fases na região bifásica é infundada e não há a definição de qualquer critério para a determinação da distribuição inicial da fase gasosa.

O tratamento dispensado à distribuição do gás no poço é pouco condizente com as condições reais do processo. Se, por exemplo, a invasão ocorre durante a perfuração da camada rochosa responsável pela produção do gás, então a vazão do fluido invasor deve aumentar com o tempo devido a:

i) queda da pressão no fundo do poço devido a perda de hidrostática gerada pelo influxo de gás; e

ii) aumento da espessura exposta da formação produtora em função da taxa de penetração da broca perfuratriz.

Sob o ponto de vista matemático, a metodologia adotada na resolução, o método das características, necessita de muito mais tempo

de processamento computacional que os métodos implícitos, [5].

Nickens, [6], foi o primeiro a empregar as técnicas de modelagem do escoamento bifásico na abordagem do problema, obtendo as leis de conservação através do operador da média composta no tempo/espaço. A formulação é semelhante ao tratamento que é dado ao escoamento bifásico estratificado. São obtidas duas equações de conservação da massa, uma para o fluido de perfuração e outra para o gás. Entretanto, é utilizada apenas uma equação de conservação da quantidade de movimento, expressa para a mistura. As médias de produtos de variáveis são aproximadas por produtos de médias podendo gerar erros apreciáveis na avaliação do termo de aceleração convectiva, [7], em função do perfil de velocidade e do perfil de distribuição da fase gasosa no duto.

As equações de conservação empregadas na região bifásica não se reduzem automaticamente ao sistema de equações de conservação válido para a região monofásica, sendo necessário que se conheça a posição das interfaces para que se possa aplicar o conjunto de equações apropriado.

O problema é formulado para três situações consecutivas:

i) entrada de gás;

ii) fechamento do poço; e

iii) circulação do fluido invasor.

Na etapa correspondente ao fechamento do poço, a velocidade do gás e do fluido de perfuração são nulas na superfície e a fração de gás no fundo do poço é conhecida. Entretanto, não há condição de contorno estabelecida para a pressão. Nickens não apresenta claramente como resolveu o problema de valor inicial e de contorno nesta situação, nem apresenta, também, a validação dos resultados na simulação do controle de um poço.

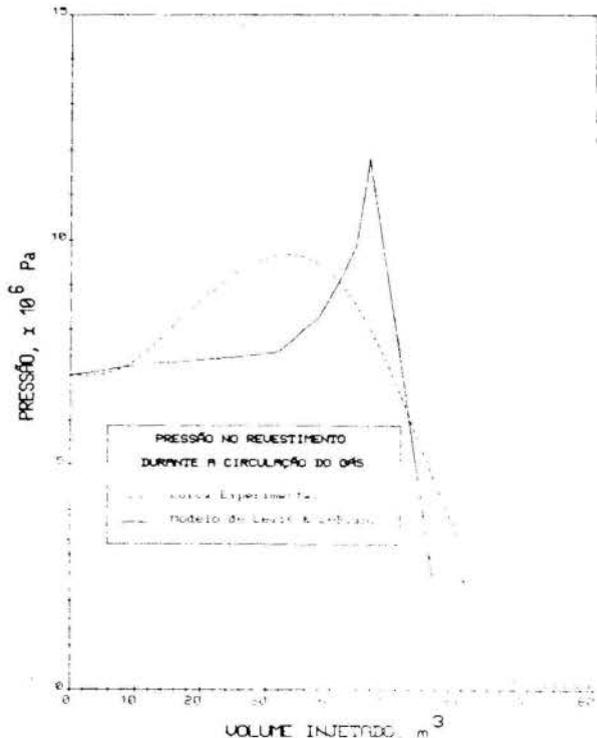


Figura 2 - Comparação entre o modelo de Lewis & LeBlanc e dados experimentais [3].

FORMULAÇÃO MATEMÁTICA

As técnicas descritivas do escoamento de misturas bifásicas mais comumente empregadas são: o modelo homogêneo, o modelo de escoamento disperso e o modelo de dois fluidos.

O modelo de dois fluidos apresenta uma abordagem mais geral, com equações de conservação para cada uma das fases e relações constitutivas para descrever as propriedades dos fluidos e para especificar as interações entre as fases.

Quando o escoamento das duas fases é fortemente acoplado, torna-se possível simplificar o modelo de dois fluidos, reduzindo as duas equações de conservação da quantidade de movimento para apenas uma relativa à mistura bifásica, o que caracteriza o modelo de escoamento disperso. Neste caso, a velocidade relativa entre as fases é especificada por meio de relações constitutivas, e a necessidade de se modelar o comportamento das interfaces é parcialmente eliminada.

A escolha da modelagem mais adequada depende do problema considerado. De acordo com Ishii, [8], o modelo de dois fluidos é mais apropriado para escoamentos no quais as duas fases estão pouco acopladas ou quando a interação dinâmica entre elas é de grande importância. Isto ocorre, por exemplo, no caso de fluxo estratificado.

Durante o controle de poços em erupção, são observados, basicamente, dois padrões de escoamento bifásico: em bolhas e em golfadas. O padrão anular requer altas vazões de gás, de modo que apenas ocorre em casos em que o poço está, na verdade, fora de controle, [11].

A característica principal dos padrões de fluxo em bolhas ou em golfadas é um forte acoplamento entre as fases, portanto, o modelo disperso, é o mais adequado, [9].

Supõe-se que:

- o poço é vertical;
- o fluido de perfuração é à base d'água, sendo, portanto, desprezível a solubilidade do gás;
- as fases líquida e gasosa estão submetidas à mesma pressão em cada seção transversal do escoamento;
- a temperatura dos fluidos é conhecida e definida pela profundidade;
- o fluido de perfuração é incompressível.

Deste modo, [7], o escoamento no poço é equacionado por:

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho_g \langle \alpha \rangle] + \frac{\partial}{\partial z} [\rho_g \langle \alpha v_g \rangle] = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho_l \langle 1-\alpha \rangle] + \frac{\partial}{\partial z} [\rho_l \langle (1-\alpha) v_l \rangle] = 0 \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} [\rho_g \langle \alpha v_g \rangle + \rho_l \langle (1-\alpha) v_l \rangle] + \\ & \frac{\partial}{\partial z} [\rho_g \langle \alpha v_g^2 \rangle + \rho_l \langle (1-\alpha) v_l^2 \rangle] + \\ & \frac{\partial p}{\partial z} + [\rho_g \langle \alpha \rangle + \rho_l \langle 1-\alpha \rangle] g + \left[\frac{\partial p}{\partial z} \right]_f = 0 \quad (3) \end{aligned}$$

A aplicação do operador de média na

seção transversal ao fluxo em produtos de distribuições deve ser feita com cautela, pois pode levar a estimativas com erros apreciáveis. Propõe-se, assim, o uso das aproximações, [7] e [10]:

$$\langle \alpha v_g^2 \rangle \cong \frac{\langle \alpha v_g \rangle^2}{\langle \alpha \rangle} \quad (4)$$

$$\langle (1-\alpha) v_l^2 \rangle \cong \frac{\langle (1-\alpha) v_l \rangle^2}{\langle 1-\alpha \rangle} \quad (5)$$

Mediante estas relações, procede-se uma mudança de variáveis que elimina os termos $\langle \alpha \rangle$ e $\langle 1-\alpha \rangle$ do denominador nas equações (4) e (5):

$$\rho_m = \alpha \rho_g + (1-\alpha) \rho_l \quad (6)$$

$$v_m = \frac{\rho_g \langle \alpha v_g \rangle + \rho_l \langle (1-\alpha) v_l \rangle}{\rho_m} \quad (7)$$

$$v_r = \frac{\langle \alpha v_g \rangle}{\alpha} - \frac{\langle (1-\alpha) v_l \rangle}{(1-\alpha)} \quad (8)$$

Assim, a manipulação do sistema de equações composto por (1), (2) e (3) gera:

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho_m] + \frac{\partial}{\partial z} [\rho_m v_m] = 0 \quad (9)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} [\alpha \rho_g] + \frac{\partial}{\partial z} [\alpha \rho_g v_m] + \\ & \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\alpha (1-\alpha) \rho_l \rho_g v_r}{\rho_m} \right] = 0 \quad (10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} [\rho_m v_m] + \frac{\partial}{\partial z} [\rho_m v_m^2] + \\ & \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\alpha (1-\alpha) \rho_l \rho_g v_r^2}{\rho_m} \right] + \frac{\partial p}{\partial z} + \\ & \rho_m g + \left[\frac{\partial p}{\partial z} \right]_f = 0 \quad (11) \end{aligned}$$

A equação (9) traduz a conservação da massa da mistura, a equação (10) a difusão do gás no meio contínuo, o fluido de perfuração, e a equação (11) a conservação da quantidade de movimento. O sistema composto pelas equações (9), (10) e (11) se mantem adequado mesmo diante do desaparecimento de uma das duas fases. Assim, é desnecessário o conhecimento da posição das interfaces entre as regiões bifásica e monofásica.

Relações Constitutivas. O cálculo da velocidade relativa entre a fase gasosa, ou dispersa, e a fase líquida, ou contínua, assume grande importância na modelagem.

Ocorrem dois padrões de fluxo durante o processo, dando origem à três situações: fluxo em bolhas, fluxo em golfadas e a transição entre estes. O escoamento em bolhas ocorre até que o valor da fração de gás na seção do duto, α , seja de 0,25, [11]. Inicia-se, então, a transição para o escoamento em golfadas, que se desenvolve plenamente a partir de $\alpha = 0,45$, [7].

Casariogo, [1], realizou uma série de experimentos injetando gás num recipiente contendo uma solução líquida, através de um meio poroso. Concluiu que, nas condições em que ocorrem influxos de gás em poços, as bolhas formadas se apresentam com forma distorcida. Neste caso, as forças predominantes são o empuxo e a tensão interfacial, e, conseqüentemente, a velocidade de escorregamento pode ser calculada por, [12] e [13]:

$$u_n = 1,53 \left[\frac{\log(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l} \right]^{0,25} (1-\alpha)^{0,50} \quad (12)$$

Dentre as diversas proposições para se determinar o escorregamento no fluxo em golfadas em geometria anular, é a de Barnea e Shemer, [14], a que tem apresentado os resultados mais compatíveis com os dados experimentais, [7], sendo, portanto, adotada neste trabalho:

$$u_n = 0,35 \sqrt{g D_o} \quad (13)$$

$$D_o = 0,25 \left[\pi (D+d) + (D-d) \right] \quad (14)$$

Na região de transição entre os dois padrões de fluxo optou-se por interpolar os valores de u_n em função de α .

Empregando-se a metodologia do *Drift Flux*, [9] e [15], a velocidade relativa entre as fases é dada por:

$$v_r = \frac{u_n + (C_o - 1) v_m}{(1-\alpha) \left[1 - \alpha (C_o - 1) \frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_m} \right]} \quad (15)$$

O parâmetro de distribuição, C_o , [15], corrige o cálculo do escorregamento entre as fases, considerando o efeito conjunto dos perfis de velocidade e de distribuição do gás na seção de fluxo.

No fluxo em bolhas, há um bom número de estudos visando determinar quantitativamente o valor do parâmetro de distribuição, [9], [10] e [16], que pode variar de entre 1,0 e 1,5.

Para o fluxo em golfadas, Wallis, [9], apresenta valores para o parâmetro de distribuição dependentes da geometria do duto.

Perdas por Fricção. Estudos de caráter experimental desenvolvidos por Langlinais et alii, [16], atestam ser a correlação de Hagedorn & Brown, [17], a mais propícia para o cálculo das perdas por fricção na região bifásica. Apresenta-se, desta forma, como a opção mais adequada a ser empregada na simulação.

Na região monofásica o cálculo das perdas por fricção é efetuado de acordo com

Bourgoyne et al., [18].

A Equação de Estado do Gás. O fator de compressibilidade da mistura gasosa é calculado com base na equação cúbica de Peng-Robinson, [19].

A Formação Produtora. As propriedades da formação, de acordo com a lei de Darcy, [20], determinam a vazão de entrada de gás:

$$q_{rp} = \frac{\pi h k (p_{r_{oa}}^2 - p_{fp}^2)}{\mu p_{fp} \ln (0,472 r_o / r_p)} \quad (16)$$

Para regimes transientes, Aronofsky & Jenkins, [21], sugerem a seguinte modificação da equação (16):

$$q_{rp} = \frac{\pi h k (p_{r_{oa}}^2 - p_{fp}^2)}{\mu p_{fp} \ln (0,472 r_{dr} / r_p)} \quad (17)$$

$$r_{dr} = \min \left\{ \begin{array}{l} 1,5 r_p \sqrt{t_{dr}} \\ 0,472 r_o \end{array} \right. \quad (18)$$

$$t_{dr} = \frac{k t}{\phi \left(\mu c_l \right)_l r_p^2} \quad (19)$$

As Condições Iniciais e de Contorno. As velocidades e pressões estabelecidas durante a perfuração do poço determinam a condição inicial para a entrada do gás.

Três são as etapas da simulação do processo: o influxo de gás, o fechamento do poço e a circulação do fluido invasor. Como estas etapas são consecutivas, a condição inicial é definida pela condição final anterior.

O sistema de E.D.P. de primeira ordem é estabelecido em função de três variáveis dependentes, v_m , α e p , sendo necessárias condições de contorno para cada uma delas.

Influxo de Gás. Durante esta fase, a pressão na superfície, no retorno do fluido de perfuração, é mantida constante e igual à atmosférica. A condição de velocidade é estabelecida pela vazão de bonbero e pela lei de Darcy, eq. (17), que definem os fluxos de líquido e gás, respectivamente, no fundo do poço. A fração de gás, também no fundo, é determinada pelas velocidades.

Esta fase do processo termina quando o volume de gás no poço exceder um valor pré-definido, em função da capacidade de detecção na superfície.

Fechamento do Poço. Nesta etapa, o poço é obstruído na superfície pelo fechamento do BOP. Entretanto, o influxo de gás prossegue até que a pressão no fundo se iguale à do reservatório. Fisicamente, há duas condições impostas à velocidade e uma a fração de gás. Entretanto, não há condição de contorno relativa à pressão, dificultando a formulação

matemática do problema é necessário, portanto, que se resolva o sistema iterativamente. Abandona-se uma das condições impostas a velocidade, a que se relaciona com a entrada do gás e atribui-se um valor de pressão para o fundo do poço. Procura-se, neste processo, uma solução que seja compatível com a velocidade de entrada de gás definida pela lei de Darcy, eq. (17). Este método iterativo exige um tempo de processamento computacional consideravelmente maior que o das demais etapas do processo. Entretanto, como a principal informação que se deseja extrair desta etapa é o conhecimento do seu estado final, é interessante a adoção de uma hipótese simplificadora. Supondo-se que a distribuição do gás no poço não se altera durante o fechamento, consegue-se uma boa aproximação da condição inicial da etapa seguinte, a circulação do fluido invasor, permitindo que se simule esta situação com a precisão desejada.

Circulação do Fluido Invasor. Esta é a etapa de maior importância devido ao aumento das pressões causado pela expansão do gás. São definidas as seguintes condições no fundo do poço:

- i) a velocidade é definida pela vazão de bombeio;
- ii) a pressão é mantida constante e igual a pressão do reservatório acrescida de uma margem de segurança estabelecida;
- iii) a fração de gás é nula, pois não há mais influxo de gás.

Esta etapa encerra-se quando o gás for expulso do poço, finalizando o processo de controle.

Solução Numérica. A resolução do sistema de equações, sujeito às condições iniciais e de contorno especificadas, é obtida numericamente pelo emprego do método das diferenças finitas.

Tendo em vista o caráter hiperbólico das equações de conservação, [15] e [22], a formulação mais apropriada é o método implícito de Euler, incondicionalmente estável. Entretanto, como o erro de truncamento é de primeira ordem, $O(\Delta t \cdot \Delta x^2)$, esta formulação está sujeita à dissipação numérica, [23].

ANÁLISE DOS RESULTADOS

Validação do Modelo. Foram realizados seis experimentos no Centro de Treinamento de Taquipe, onde a Petrobras possui um poço equipado para treinar pessoal no combate a influxos de gás. Água e ar são os fluidos empregados neste simulador físico. Os dados dos experimentos e a comparação com os resultados do modelo proposto, estão detalhadamente pormenorizados na referência [20].

As figuras 3 e 4 mostram a pressão que se desenvolve na anula do poço na 1ª e 2ª expulso de gás, para um 30% caso invasor. Outra situação é mostrada na figura 5, onde são comparadas as pressões na linha de injeção d'água durante o influxo de ar.

Conclusões. Os dados experimentais estão em boa concordância com os resultados obtidos validando o modelo desenvolvido.

Em alguns dos casos analisados, o escoamento da mistura perto da superfície se

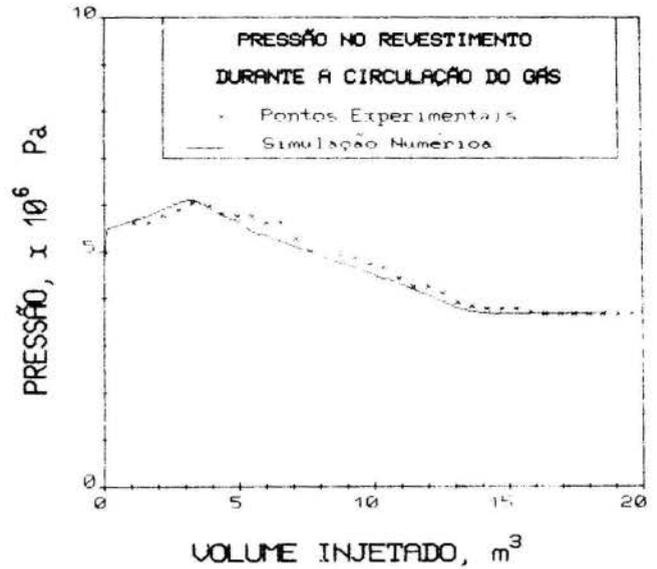


Figura 3 - Comparação dos resultados de um dos experimentos realizados com a previsão do modelo proposto, [7].

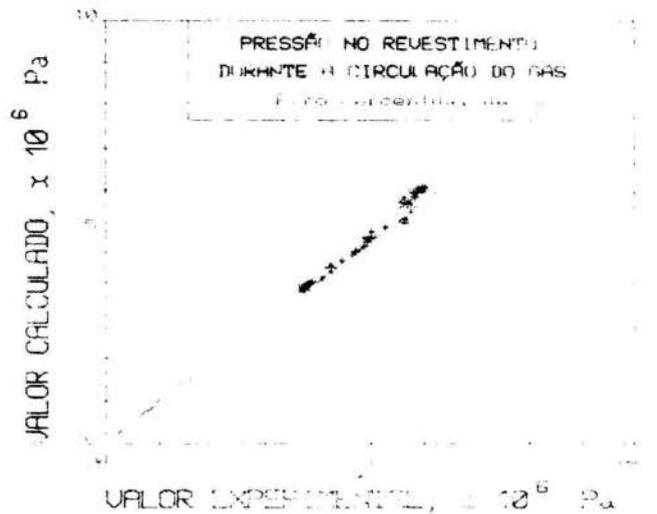


Figura 4 - Comparação estatística dos dados apresentados na Figura 3, [7].



Figura 5 - Comparação da pressão na anula do poço durante o influxo de ar com dados experimentais, [7].

aproximou da condição de transição para fluxo anular. Assim, deve se considerar, em estudos futuros, a possibilidade da existência deste padrão de fluxo durante a circulação do gás.

Os experimentos permitiram a avaliação do parâmetro de distribuição no fluxo em bolhas, fixado em 1.0. Valores superiores à unidade causaram defasagem na curva de pressão, adiando o ponto de máximo relativamente aos valores medidos.

NOMENCLATURA

Variáveis:

c	compressibilidade.
d	diâmetro externo do tubo interno do anular.
D	diâmetro interno do tubo externo do anular.
D _e	diâmetro equivalente.
g	aceleração da gravidade.
h	espessura da formação produtora.
k	permeabilidade.
p	pressão.
q	vazão volumétrica.
r	raio.
t	tempo.
u _n	velocidade de escorregamento.
v	velocidade.
v _r	velocidade relativa entre as fases.
z	distância na direção axial do duto de escoamento.
α	fração da fase descontínua, gás.
φ	porosidade
μ	viscosidade.
ρ	massa específica.
σ	tensão interfacial.

Operador:

< > operador de média na seção reta do duto de escoamento.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Casariego, V., Generation, Migration, and Transportation of Gas-Contaminated Regions of Drilling Fluid, Tese de Doutorado, L S U, 1987.
- [2] Records, L. R. & Everett, R. H., New Well-Control Unit Speeds Safer Handling of Blowouts, The Oil and Gas J., v. 60, p. 106-127, 1962.
- [3] Lewis, R. L. & LeBlanc, J. L., A Mathematical Model of a Gas Kick, J. P. T., v. 20, p. 888-898, 1968.
- [4] Hoberock, L. L. & Stanbery, S. R., Pressure Dynamics in Wells During Gas Kicks - Parts I & II, SPE 9256, 1980.
- [5] Scoggins Jr., M. W., A Numerical Simulation Model for Transient Two-Phase Flow in Pipeline, Tese de Doutorado, Universidade de Tulsa, 1977.
- [6] Nickens, H. V., A Dynamic Computer Model of a Kicking Well: Parts I & II, SPE 14183, 1985.
- [7] Lage, A. C. V. M., Simulação do Controle de Poços de Petróleo em Erupção, Tese de Mestrado, COPPE - UFRJ, em desenvolvimento.
- [8] Ishii, M., Thermo-Fluid Dynamic Theory of Two-Phase Flow, Eyrolles, Paris, 1975.
- [9] Wallis, G. B., One-Dimensional Two-Phase Flow, McGraw-Hill, 1969.
- [10] Ishii, M., One-Dimensional Drift-Flux Model and Constitutive Equations for Relative Motion Between Phases in Various Two-Phase Flow Regimes, Argonne National Laboratory, Reactor Analysis and Safety Division, ANL-77-47, 1977.
- [11] Caetano, E., Upward Vertical Two-Phase Flow Through an Annulus, Tese de Doutorado, Tulsa University, 1985.
- [12] Harmathy, T. Z., Velocity of Large Drops and Bubbles in Media of Infinite or Restricted Extent, AICHE J., 1960, vol. 6, 2, 281-288.
- [13] Fernandes, R.C. et al., Hydrodynamic Model for Gas-Liquid Slug Flow in Vertical Tubes, AICHE J., 1983, vol. 29, 6, 981-989.
- [14] Barnea, D. & Shemer, L., Rise Velocity of Large Bubbles in Stagnant Liquid in Non-Circular Ducts, Int. J. Multiphase Flow, vol. 12, 6, 1025-1027, 1986.
- [15] Zuber, N. & Findlay, J. A., Average Volumetric Concentration in Two-Phase Flow Systems, Trans. ASME J. Heat Transfer, vol. 87, ser. C, 1965.
- [16] Langlinais, J. P. et al., Frictional Pressure Losses for the Flow of Drilling Mud and Mud/Gas Mixtures, SPE 11993, 1983.
- [17] Hagedorn Jr, A. R. & Brown, K. E., The Effect of Liquid Viscosity in Two-Phase Vertical Flow, J. P. T., 1964.
- [18] Bourgoyne Jr., A. T., Chenevert, M. E., Millheim, K. K. & Young Jr., F. S., Applied Drilling Engineering, SPE Textbook Series, vol. 2, 1986.
- [19] Walas, S. M., Phase Equilibria in Chemical Engineering, Butterworth Publishers, 1985.
- [20] Muskat, M., The Flow of Homogeneous Fluids Through Porous Media, IHRDC, Boston, 1982.
- [21] Aronofsky, J. S., & Jenkins, R., Petr. Trans. of AIME, 201, 149-154, 1954.
- [22] Lyczkowski, R. W., Solbring, C. W., Gidaspow, D. & Hughes, E. D., Characteristics and Stability of Transient One-Dimensional Two-Phase Flow Equations and Their Finite Difference Approximations, ASME 75-Wa/HT-23, 1976.
- [23] Anderson, D. A., Tannehill, J. C. & Fletcher, R. H., Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer, Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1984.

ABSTRACT

This work presents a mathematical model to simulate the transient flow during oil well control operations. A set of conservation equations is derived based on modelling techniques for dispersed two-phase flow. The control operation is composed of three steps: the gas influx, the well shut-in period and the flow of the gas out of the well. Each one of these steps establishes an initial and boundary value problem. The numerical solution uses an implicit finite difference scheme. The results obtained from the simulator are in good agreement with experimental data.

THE WAVE MOMENTUM METHOD FOR DRIFT FORCES
ON FLOATING BODIES IN WAVES

CELSONO KAZUYUKI MOROOKA
UNICAMP - Petroleum Engineering Dept.
Cid. Universitaria "Zeferino Vaz"
13081 Campinas, SP - BRAZIL



SUMMARY

Evaluation of the second order steady drift forces and moments is presented for floating bodies when excited by incident sinusoidal waves. The linear potential theory is used and a computer program is developed for calculations based on source-sink distribution method. Comparisons between calculated results and those obtained from references are carried out.

INTRODUCTION

A freely floating body under effects of a surface wave field behaves according to this incident wave field. About this behavior, two different parts can be observed. One is in the same frequency of the incident wave and the other is in a very low frequency if compared with the incident wave frequency. This low frequency behavior are due to high order wave forces and moments. The high order forces are very small quantities if compared with the forces oscillating in the same frequency range of the incident waves. However, they are very important to estimate the station keeping ability of ships and offshore floating platforms in the design of their mooring systems and positioning control devices.

A theoretical background is provided by Maruo [1] and Newman [2] and more recently by Pinkster [3] with results for nonconventional vessels like semisubmersible platforms. In the experimental point of view, the first results obtained are for ships to predict their maneuverability performance [4]. The offshore oil activities in deepwater need more sophisticated and reliable mooring systems which usually demand experiments in order to check the station keeping designing.

In this paper, the hydrodynamic wave loads on a floating body are evaluated and the formulations of the steady high order forces are indicated. These steady drift forces and moments are obtained applying the wave momentum method (MOM) following previous works.

A computer program based on source-sink distribution method is developed for steady drift forces. Calculations of hydrodynamic wave loads and floating body motion in waves are performed for different geometries like a sphere and a box shaped bodies, attempting for the steady drift quantities. The calculation results from this method are compared with direct pressure integral method (DPI) results. Comparisons are also made between fixed and freely floating body conditions.

The analysis here performed have shown that the application of the wave momentum method for calculation of the steady drift forces and moments on floating bodies requires little computational effort when compared with the DPI method. And, the accuracy of different methods could be checked.

THE WAVE MOMENTUM METHOD

When a trend of sinusoidal surface waves reaches a floating body, the waves are scattered. The surface waves carry momentum which changes when the waves are scattered. Then, a mean force acting on the floating body is observed and it is equal to the rate change of wave momentum.

The following basic assumptions are adopted in the evaluations of steady drift forces [5];

- Cartesian coordinate axes (x,y,z) are adopted (see Fig. 1),
- z is the vertical coordinate axis and z=0 coincides with undisturbed free surface,
- the incidence of the wave is assumed when freely floating body is in a static equilibrium in the water,
- the incident wave is a regular sinusoidal plane wave,
- ideal fluid is considered (nonviscous and incompressible fluid),
- potential flow is taken into account.

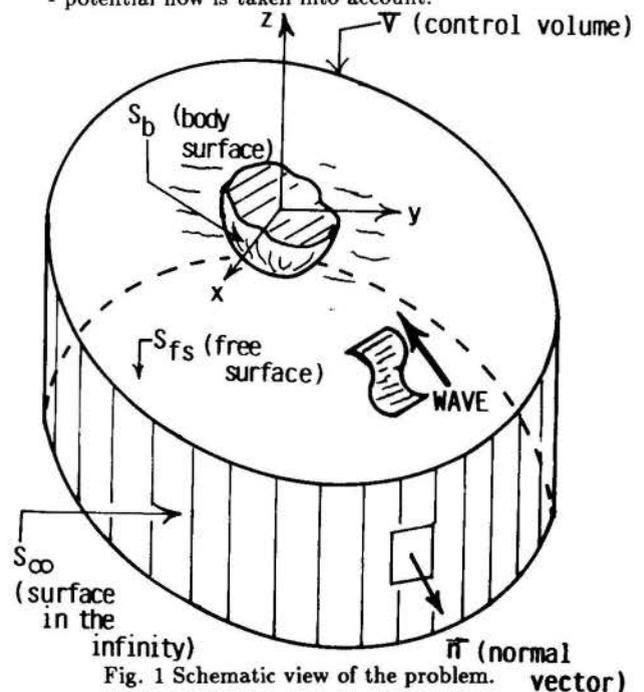


Fig. 1 Schematic view of the problem.

If \vec{v} is the fluid velocity, p the fluid pressure and ρ the fluid density, then the basic equations of the fluid dynamics are:

Euler's equation of motion

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = \nabla(p/\rho + gz) \quad (1)$$

Equation of Continuity

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad (2)$$

The rate of change of linear momentum in the control volume V is obtained as follows;

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{M}}{dt} &= \frac{d}{dt} \iiint \vec{v} \cdot dm = \frac{d}{dt} \rho \iiint \vec{v} dV \\ &= -\rho \iiint |\nabla(p/\rho + gz) \\ &\quad + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v}| dV + \rho \iint \vec{v} \cdot u_n dS \end{aligned} \quad (3)$$

Applying the Gauss theorem and equation (2) into equation (3), it follows that,

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{M}}{dt} &= -\rho \iint [(p/\rho + gz) \vec{n} \\ &\quad + (\vec{v} \cdot \vec{n}) \vec{v}] dS + \rho \iint \vec{v} \cdot u_n dS \\ &= -\rho \iint (p/\rho + gz) \vec{n} + \vec{v} (v_n - u_n) dS \end{aligned} \quad (4)$$

From similar analysis, the rate of change of angular momentum is given by,

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{K}}{dt} &= \frac{d}{dt} \rho \iiint (\vec{r} \times \vec{v}) dV = \rho \iiint \vec{r} \times \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} dV \\ &\quad + \rho \iint (\vec{r} \times \vec{v}) u_n dS \\ &= \rho \iiint \vec{r} \times |\nabla(p/\rho + gz) + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v}| \\ &\quad + \rho \iint (\vec{r} \times \vec{v}) u_n dS \end{aligned} \quad (5)$$

The rate of change of the horizontal linear momentum in x and y directions and the horizontal angular momentum in z should be resulted from equations (4) and (5), respectively;

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \end{pmatrix} &= - \iint_{S_b + S_{f_s} + S_\infty} [p \cdot \begin{pmatrix} \cos(n,x) \\ \cos(n,y) \end{pmatrix} \\ &\quad + \rho(v_x) (v_n - u_n)] dS \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} K_z &= - \iint_{S_b + S_{f_s} + S_\infty} [p(\vec{r} \times \vec{n})_z \\ &\quad + \rho(\vec{r} \times \vec{v})_z (v_n - u_n)] dS \end{aligned} \quad (7)$$

On the body surface S_b and free surface S_{f_s} , the normal velocities of the body and fluid must be equal to zero, or $v_n - u_n = 0$. Further, on the free surface the pressure p is zero and the integral vanishes. Then, equations (6) and (7) on the body surface S_b are given by,

$$F_x = \iint_{S_b} p \cos(n, x) dS \quad (8)$$

$$F_y = \iint_{S_b} p \cos(n, y) dS \quad (9)$$

$$M_z = \iint_{S_b} p(\vec{r} \times \vec{n})_z dS \quad (10)$$

The integration on the surface in the infinite S_∞ gives;

$$F_x = - \iint_{S_\infty} [p \cos(n, x) + \rho v_x \cdot v_n] dS - \frac{d}{dt} M_x \quad (11)$$

$$F_y = - \iint_{S_\infty} [p \cos(n, y) + \rho v_y \cdot v_n] dS - \frac{d}{dt} M_y \quad (12)$$

$$\begin{aligned} M_z &= - \iint_{S_\infty} [p(\vec{r} \times \vec{n})_z + \rho(\vec{r} \times \vec{v})_z v_n] dS \\ &\quad - \frac{d}{dt} K_z \end{aligned} \quad (13)$$

Now the averages are taken for each equation from (11) to (13). Moreover, a cylindrical coordinate with the center placed in the body, $x = R \cos \theta, y = R \sin \theta$, is assumed.

Then, the mean forces and moments are obtained from the following equations,

$$\overline{F_z} = - \iint_{S_{\infty}} [p \cos \theta + \rho v_R (v_R \cos \theta - v_{\theta} \sin \theta)] R d\theta dz \quad (14)$$

$$\overline{F_y} = - \iint_{S_{\infty}} [p \sin \theta + \rho v_R (v_R \sin \theta - v_{\theta} \cos \theta)] R d\theta dz \quad (15)$$

$$\overline{M_z} = - \rho \iint_{S_{\infty}} v_R v_{\theta} R^2 d\theta dz \quad (16)$$

where p follows from Bernoulli's equation,

$$p = - \rho Re(-i \omega \phi e^{-i\omega t}) - 1/2 \rho |\dot{v}|^2 - \rho g z \quad (17)$$

and,

$$v_R = Re\left(\frac{\partial \phi}{\partial R} e^{-i\omega t}\right), \quad v_{\theta} = Re\left(\frac{1}{R} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} e^{-i\omega t}\right) \quad (18)$$

EVALUATION OF THE STEADY DRIFT FORCES AND MOMENTS

The total velocity potential ϕ of the flow problem around the floating body can be expressed by the following sum,

$$\phi = \phi_i + \phi_b \quad (19)$$

where ϕ_i is the incident wave velocity potential and ϕ_b is the velocity potential introduced by body perturbation. If sinusoidal incident wave is considered, the velocity potential of the undisturbed incident wave field is given by,

$$\phi_i = \frac{g \zeta_0}{\omega} \exp[k(z + i R \cos(\chi - \theta))] \quad (20)$$

Now, the Green's theorem is used to represent the body perturbation velocity potential and the far field approximation is adopted. Then,

$$\phi_b = \left(\frac{k}{2\pi R}\right)^{1/2} H(\pi + \theta) \exp[k(z + i R) + i \frac{\pi}{4}] \quad (21)$$

with the Kotchin function (Appendix I) defined as,

$$H(\theta) = \iint_{S_b} \left(\frac{\partial \phi_b}{\partial n} - \phi_b \frac{\partial}{\partial n}\right) \exp[kz + ikx \cos \theta + ik y \sin \theta] dS \quad (22)$$

The integral in z direction of equations (14), (15) and (16) taking into account the above results gives,

$$F_z = \frac{\rho k^2}{8\pi} \int_0^{2\pi} |H(\theta)|^2 (\cos \theta + \cos \chi) d\theta \quad (23)$$

$$F_y = \frac{\rho k^2}{8\pi} \int_0^{2\pi} |H(\theta)|^2 (\sin \theta + \sin \chi) d\theta \quad (24)$$

$$\overline{M_z} = - \frac{\rho k}{8\pi} I_m \left[\int_0^{2\pi} H'(\theta) \cdot H'(\theta) d\theta \right] - \frac{1}{2k} \rho \omega \zeta_0 R_e [H'(\pi + \chi)] \quad (25)$$

RESULTS AND COMPARISONS

Calculations of steady drift force for a square box barge and a semisubmersible platform were carried out and the both results are presented here. Table 1 shows the main particulars for the two vessels. The semisubmersible geometry is the same used by the International Towing Tank Conference (ITTC) for comparative calculations [6].

Table 1 Main particulars of the floating bodies.

		square box	semisubmersible
Length	$L(m)$	0,8	115
Breadth	$B(m)$	0,8	60
Draft	$d(m)$	0,2	20
Volume	$V(m^3)$	0,128	3481,85
Height of center of gravity above base line	$\overline{KG}(m)$	0,15	17,5
Metacentric	$\overline{GM}(m)$	0,217	2,88
Radius of gyration for roll	k_{zz}	$0,289 \times B$	$0,572 \times B$

The source-sink distribution method is used for the calculations. To obtain a good result in the computation of the second order quantities, it is very important a careful discretization task of the wetted surface of the floating body into facets. For this purpose, a laborious work has been conducted in order to verify the best mesh of facets for the steady drift force and moments calculations. In both cases, MOM and DPI methods, it was verified a large influence of facet numbers used in the calculation results. However, the last method has shown to be more sensitive than the first one. Facet discretization for the square barge and semisubmersible are shown in Figures 2 and 3, respectively.

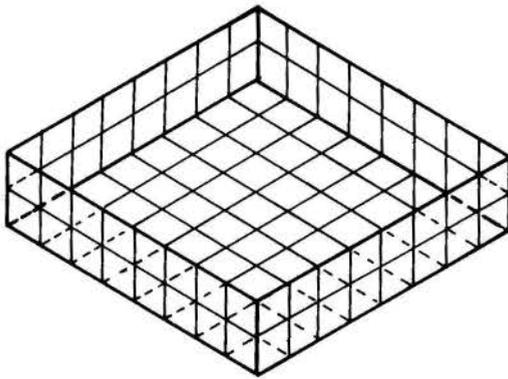


Fig. 2 Facet discretization of the square barge.

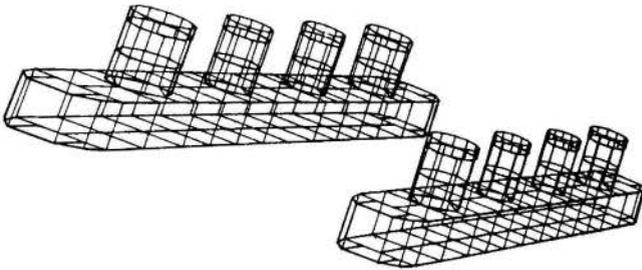


Fig. 3 Facet discretization of the semisubmersible.

For the square barge, the wetted surface is divided into 128 facets and computations of the steady drift forces have been carried out for fixed barge condition (without floating body motion) and free barge condition (with floating body motion). Figures 4, 5 and 6 show the nondimensionalized barge surge, heave and pitch motions in regular waves, respectively.

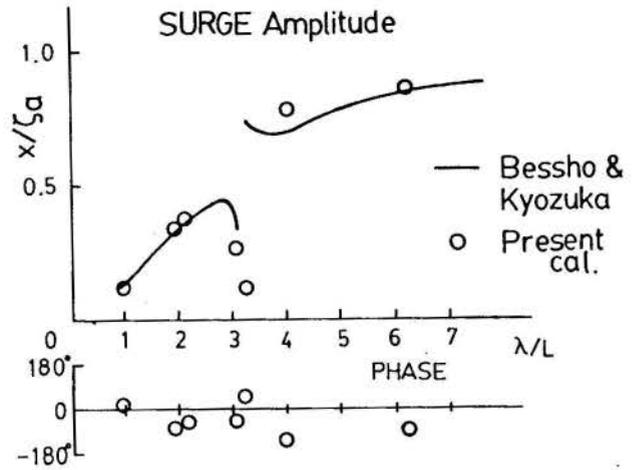


Fig. 4 Surge motion of the square barge.

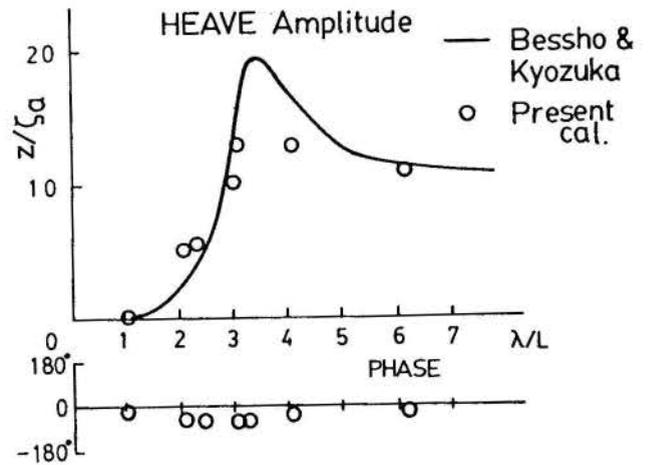


Fig. 5 Heave motion of the square barge.

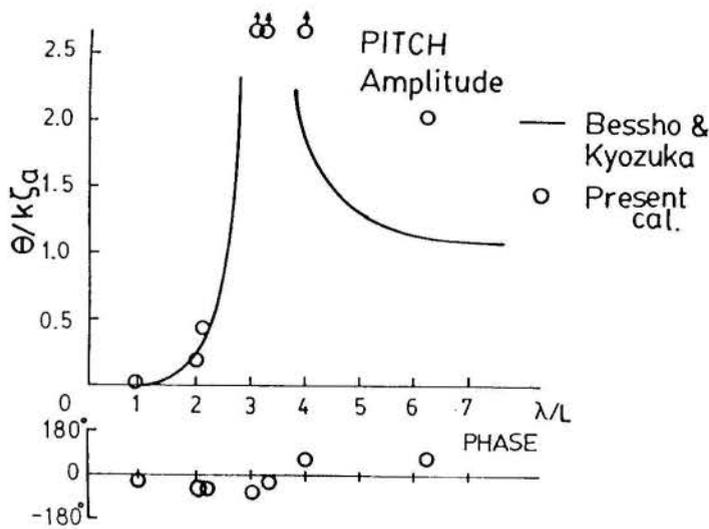


Fig. 6 Pitch motion of the square barge.

Figure 7 shows the nondimensionalized steady horizontal drift force for the barge in the fixed and free conditions. They are respectively indicated by dashed and full lines. The results obtained for the steady drift forces by using MOM are compared with analytical results [6,7] and DPI computed results [3].

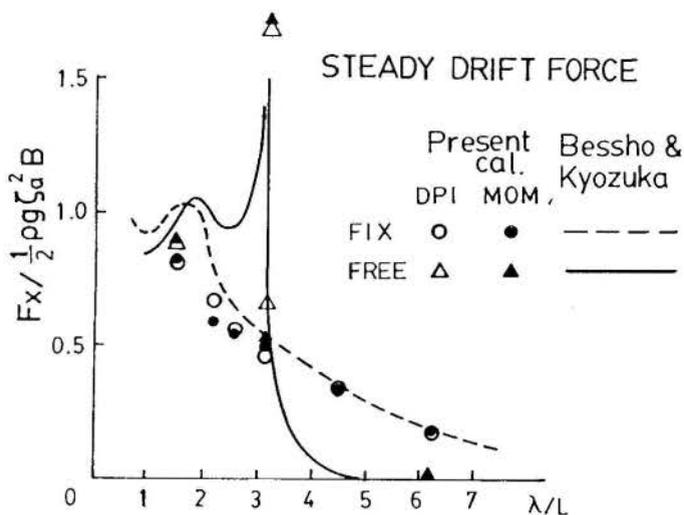


Fig. 7 Steady horizontal drift force for a square barge.

A large steady drift force is observed in the resonance frequency of the pitch motion for the freely floating barge condition. The large pitch motion amplitude in that frequency is the reason of the peak in the steady drift force amplitude. The same tendency is not verified when the barge motion is fixed. In general, the present calculation by MOM and DPI have shown a good agreement with the Bessho & Kyozyuka results [7].

Computation results for the semisubmersible are shown in Figure 8. The discretization of the wetted surface of semisubmersible is 428 rectangular facets. Also in this case a comparison between DPI and MOM calculations has been carried out and a good accordance between both results was observed. Experimental result obtained from a small scale model experiment in a model basin has shown the same tendency of the calculation results and it fits well with them.

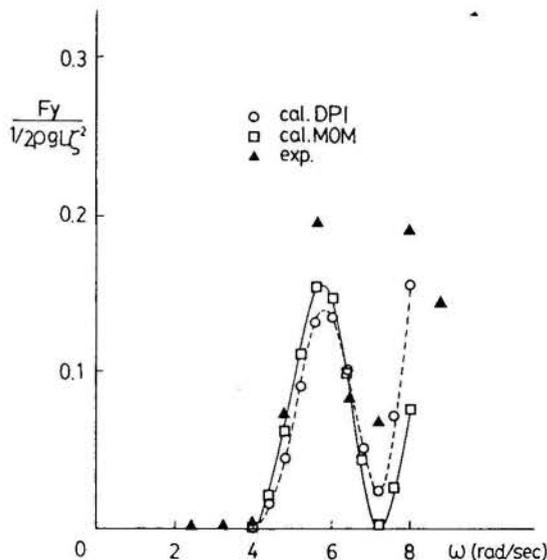


Fig. 8 Steady horizontal drift force for a semisubmersible.

The wave momentum method or "the far field approach" requires low computational effort to obtain the mean horizontal forces and turning moments. However, the vertical force, heel and trim moments which involve conditions at the free surface and sea bed, can be evaluated more straightforwardly by direct pressure integral method or "near field approach". The disadvantage in the last case is the increase in the computer time and storage and more complexity of programming.

CONCLUSIONS

The evaluation of the steady drift forces and moments are indicated based on the rate of change of the wave momentum. And, a computer program has been developed and calculations were carried out for different geometries of floating bodies. Then, the following conclusions could be obtained from the present study:

- the steady drift forces and moments can be easily calculated with low computational effort using MOM;
- the DPI results can be obtained by direct pressure integration of the wetted floating body surface and they fit well with MOM results;
- the computation of the second order quantities based on source-sink distribution method are very sensitive for the number of facets used in the discretization.

REFERENCES

- [1] Maruo, H., "The Drift of a Body Floating on Waves", Journal Of Ship Research, pp. 1-10, Dec. 1960.
- [2] Newman, J.N., "The Drift Force and Moment on Ships in Waves", Journal of Ship Research, pp. 51-60, March 1967.
- [3] Pinkster, J.R., "Mean and Low Frequency Wave Forces on Semi-Submersibles", Offshore Technology Conference, OTC3951, May 1981.
- [4] Suehiro, K., "Yawing of Ships Caused by Oscillation Among Waves", Trans. Instituion of Naval Architects, vol. 62, pp.83-101, 1920.
- [5] Newman, J.N., "Marine Hydrodynamics", The MIT Press, Cabridge, Massachusetts, 1977.
- [6] Report of the Ocean Engineering Committee, 18th International Towing Tank Conference, Kobe, Japan 1987.
- [7] Bessho, M. and Kyojuka, H., "Reduction of Drifting Forces acting on Floating Bodies", Working Group on Offshore Structures Report, Japan, 1984.
- [8] Kudo, K., "The Drifting Force acting on a Three-Dimensional Body in Waves", Journal of the Society of Naval Architects of Japan, vol. 141, 1977.

APPENDIX I

The Kotchin Function The Kotchin function is defined as follows,

$$H(\theta) = \iint_{S_b} \left(\frac{\partial \phi_b}{\partial n} - \phi_b \frac{\partial}{\partial n} \right) \exp[kz + ikx \cos \theta + ikysin \theta] dS \quad (26)$$

The velocity potential of the body perturbation in the above equation can be expressed in terms of a summation of the velocity potential of the radiation ($\phi_j, j = 1, 6$) and the diffraction (ϕ_7) [7];

$$\phi_b = \zeta_0 \phi_7 + \sum_{j=1}^6 \xi_j \phi_j \quad (27)$$

The boundary conditions to be considered for the radiation and diffraction problems are,

. radiation

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial n} = i \omega n_j \quad j = 1, 2, 3 \quad (28)$$

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial n} = i \omega (\vec{r} \times \vec{n})_{j-3} \quad j = 4, 5, 6 \quad (29)$$

. diffraction

$$\frac{\partial \phi_7}{\partial n} = - \frac{\partial \phi_0}{\partial n} \quad \text{on } S_b \quad (30)$$

ϕ_0 is a unit amplitude sinusoidal wave. If the above boundary conditions and relationship (27) are taken into account into equation (23), the total Kotchin's function is a sum of diffraction Kotchin's function ($H_7(\theta)$) with radiation Kotchin's functions ($H_j(\theta), j = 1, 6$).

$$\begin{aligned} H(\theta) &= - \zeta_0 \iint_{S_b} \left(\phi_0 \frac{\partial \phi_0}{\partial n} - \phi_7 \frac{\partial \phi_0}{\partial n} \right) dS \\ &\quad + \sum_{j=1}^6 \xi_j \iint_{S_b} \left(\phi_0 \frac{\partial \phi_j}{\partial n} - \phi_j \frac{\partial \phi_0}{\partial n} \right) dS \\ &= H_7(\theta) + \sum_{j=1}^6 H_j(\theta) \end{aligned} \quad (31)$$

III ENCIT - Itapema, SC (Dezembro 1990)

ANÁLISE NUMÉRICA, POR TEORIA DE CONTROLE ÓTIMO, DOS TRANSIENTES DE TEMPERATURA E DE GRAU DE CURA, EM UM PROCESSO DE MOLDAGEM POR INJEÇÃO COM REAÇÃO



JOAQUIM DE SYLOS CINTRA FILHO
WILMA HEHL CINTRA

Departamento de Engenharia de Materiais - UFSCar



RESUMO

Neste trabalho é analisado o problema de aquecer de modo ótimo, um molde, dentro do qual se desenvolve um processo transitório de transferência de calor e de cura de um polímero. Considerando variável, dentro de limites pré-estabelecidos, a temperatura das paredes do molde, obtém-se uma evolução temporal otimizada do grau de cura, sem contudo que as temperaturas no material ultrapassem valores máximos, também pré-fixados. A solução do problema de controle ótimo, assim proposto e discretizado em espaço e tempo, é obtida empregando o método do gradiente projetado.

INTRODUÇÃO

No processo de moldagem por injeção com reação, o material, na forma de dois ou mais líquidos reativos é injetado no molde. Sendo esses líquidos reativos, fluidos de baixa viscosidade, as pressões necessárias para encher o molde são muito menores do que aquelas que seriam utilizadas se o material polimérico tivesse que ser injetado, já polimerizado e no estado fundido, o que torna esse processo altamente atrativo, principalmente para peças de grandes dimensões [1].

Dependendo do sistema reativo utilizado, o tempo gasto no estágio de enchimento do molde pode ser pequeno, quando comparado aquele gasto nas demais etapas do processo; nesses casos pode-se supor que o processo de polimerização se inicia já com o material dentro do molde, ou seja, sem escoamento. A medida que a polimerização progride, calor é gerado internamente pela reação química. Portanto, nessa etapa, imediatamente após o enchimento do molde, tem-se, no material, um processo transitório em que as temperaturas são definidas pela condução de calor no material, pela geração interna de calor devida à reação química e pelas trocas de calor entre o material e as paredes do molde.

Assim sendo, as variações no tempo da temperatura do material e do grau de cura vão estar sempre relacionadas entre si. O grau de cura é importante pois a sua evolução vai definir não só a variação do peso molecular do material, mas também a formação de suas propriedades mecânicas e essas, por sua vez, são essenciais, por exemplo, para se determinar tempos mínimos nos quais o material adquire resistência mecânica suficiente para que o molde possa ser aberto sem riscos.

Simulações numéricas do processo de cura de um material polimérico, mas com condições de troca de calor material/molde fixas durante o transcorrer do transiente foram realizadas com sucesso [2], [3], permitindo obter tanto distribuições de temperatura no material, como a correspondente evolução do grau de cura. Mesmo geometrias mais complexas do que canais simples, como aquela correspondente ao enchimento de um molde em forma de disco por um material reativo, considerando o fluxo bi-dimensional, também foram objeto de estudo numérico computacional [4], com o mesmo tipo de resultado. Uma análise numérica de um processo de injeção com reação, envolvendo tanto a polimerização em si, como a cristalização não isotérmica do material, ocorrendo ambas simultaneamente, foi também realizada [5] com os objetivos de estudar efeitos de diversas variáveis do processo na taxa de cristalização e no tempo de ejeção do material do molde.

Em todos os estudos mencionados, entretanto, as

variáveis do processo podem ser alteradas numericamente, de uma simulação para outra, mas durante o transcorrer do processo transitório, tem que ser mantidas em valores constantes.

Neste trabalho demonstra-se, através de uma análise numérica computacional, por teoria de controle ótimo, a viabilidade de se utilizar variações da temperatura da parede do molde (= variável de controle), durante o processo transiente, como forma de modificar o comportamento do grau de cura do material em função do tempo (= índice de desempenho), mas mantendo sempre as temperaturas no material abaixo de limites pré-estabelecidos (= vínculos de estado). Esta última condição é extremamente importante e fundamental uma vez que temperaturas mais altas podem, por um lado facilitar o processo de cura mas, por outro lado, se excessivas, podem também deteriorar o material.

FORMULAÇÃO MATEMÁTICA

Para um material polimérico formado, por exemplo, a partir da reação



as equações diferenciais, já adimensionalizadas, que governam o processo de cura e de balanço energético são [1]:

EQUAÇÃO DA CINÉTICA DA REAÇÃO

$$\frac{dC_A}{dt} = K_{fo} C_A^n e^{B \left(\frac{\theta}{1+\theta} \right)} \quad (1)$$

EQUAÇÃO DA ENERGIA

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \theta_{ad} K_{fo} C_A^n e^{B \left(\frac{\theta}{1+\theta} \right)} \quad (2)$$

$$\text{onde } C_A = \frac{C'_A}{C'_{Ao}}, \quad \theta = \frac{T' - T'_o}{T'_o} \quad (3)$$

$$B = \frac{E}{RT'_o} \quad (4)$$

$$\theta_{ad} = \frac{T'_{ad} - T'_o}{T'_o} = \frac{\Delta H C'_{Ao}}{\rho' C'_p T'_o} \quad (5)$$

$$K_{fo} = \frac{K'_{fo} e^{-B} C'_{Ao}{}^{n-1}}{\alpha} \quad (6)$$

$$\tau = \frac{\alpha t}{\ell^2} \quad (7a)$$

$$y = \frac{y'}{\ell} \quad (7b)$$

sendo ℓ a semi espessura do material dentro do molde e $\alpha (= k'/\rho'c_p')$ a difusividade térmica do material. Nessas equações estão implícitas as simplificações: condução de calor unidirecional e difusão molecular desprezível.

O grau de cura Φ do material é dado por

$$\Phi = \frac{C'_A - C'_A}{C'_{Ao}} \quad (8)$$

onde C'_{Ao} = concentração inicial de A

Essas equações devem satisfazer às condições de contorno

$$C'_A(0) = 1 \quad (9)$$

$$\theta(y,0) = 0 \text{ e } \left. \frac{\partial \theta}{\partial y} \right|_{y=1} = Bi(\theta|_{y=1} - \theta_w) \quad (10)$$

onde

θ_w = temperatura adimensional da parede do molde

$$= \frac{T'_w - T'_0}{T'_0}$$

Bi = coeficiente de troca de calor material/molde adimensionalizado

Para uma análise numérica discretizada do problema, divide-se o material em 3 regiões, conforme indicado na Figura 1.

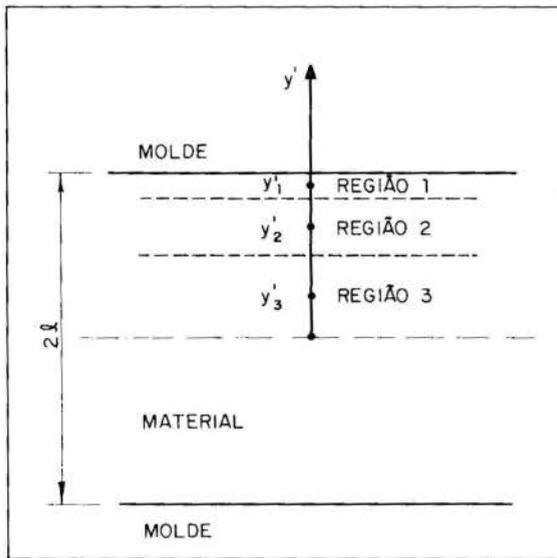


Figura 1 - Subdivisão em regiões para a análise numérica

A região 1 corresponde àquela imediatamente vizinha a parede do molde. Esta subdivisão é feita uma vez que não sendo o material polimérico um bom condutor de calor, alterações na temperatura da parede do molde vão ser sentidas, preferencialmente, pelo material na região imediatamente vizinha à parede, ou seja, a região 1; a porção mais interna do material (região 3) praticamente não vai ser muito afetada por eventuais mudanças na temperatura do molde; na realidade essa região tem um comportamento praticamente adiabático.

Discretizando as equações de cinética da reação e de balanço de energia e aplicando-as a cada uma das 3 regiões obtém-se um sistema de equações algébricas dado por:

$$A\underline{X}(k+1) = B\underline{X}(k) + \underline{b}\theta_w(k) + \underline{e}(\underline{X}(k),k) \quad (11)$$

$$\text{onde } \{\theta_1^{k+1}; C_{A1}^{k+1}; \theta_2^{k+1}; C_{A2}^{k+1}; \theta_3^{k+1}; C_{A3}^{k+1}\}^T = \underline{X}(k+1)$$

$\underline{X}(k)$ = vetor com temperaturas e concentração nas regiões 1, 2 e 3 no instante k

A, B = matrizes com os coeficientes resultantes da discretização em espaço e tempo, isto é, coeficientes que dependem apenas das coordenadas y_1, y_2, y_3 das regiões e do intervalo de tempo considerado $\Delta\tau$

\underline{b} = vetor cujo único elemento não nulo é o primeiro, que é igual a $2\Delta\tau Bi / (2-y_2-y_1)$

$\underline{e}(\underline{X}(k),k)$ = vetor que contém os termos não lineares, calculados no instante k

$\theta_w(k)$ = temperatura da parede do molde no instante k

Resulta então

$$\underline{X}(k+1) = A^{-1} [B\underline{X}(k) + \underline{b}\theta_w(k) + \underline{e}(\underline{X}(k),k)] \quad (12)$$

que permite calcular temperatura e concentração, em cada instante $\tau = k\Delta\tau$, conhecidas temperatura e concentração no instante anterior igual a $(k-1)\Delta\tau$

A Figura 2 mostra, então, a evolução temporal da concentração nas regiões 1, 2 e 3 tomando $\tau_f = 0,5$ e $\Delta\tau = 0,05$, para o caso em que a temperatura da parede do molde é mantida constante e tal que $\theta_w = 0,1$ com $k = 1, 2, 3 \dots k_f$. Observa-se que mesmo com aquecimento do molde a concentração na região 1 cai, no intervalo de tempo considerado como um todo, mais lentamente do que nas regiões mais internas, o que implica num crescimento também mais lento do grau de cura nessa região.

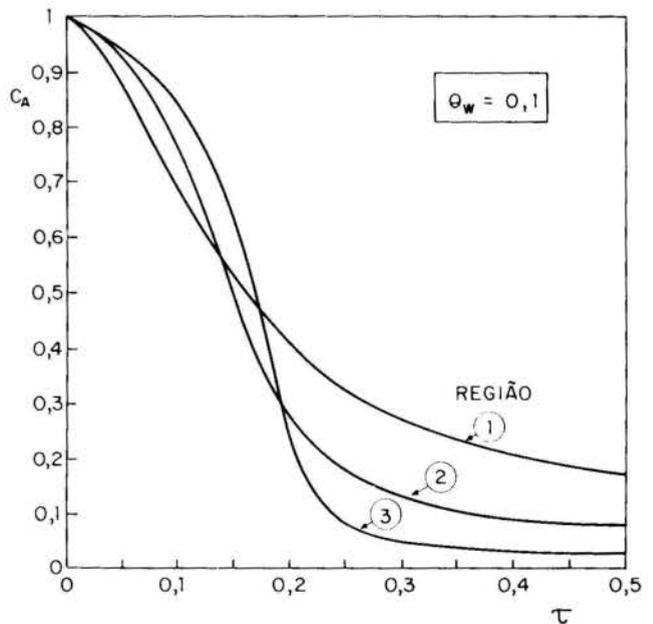


Figura 2 - Evolução temporal da concentração de A nas 3 regiões, para temperatura do molde mantida constante

Uma vez que a abertura do molde está condicionada ao desenvolvimento de suficiente resistência mecânica na região próxima às paredes do molde, justifica-se a adoção, como Índice de Desempenho (ID) do problema de otimização a ser resolvido, aquele dado por

$$ID = \frac{1}{2} C_{A1}^2 (\tau_f) + \frac{1}{2} \int_0^{\tau_f} C_{A1}^2 (\tau) d\tau \quad (13a)$$

que discretizado (lembrando que o 2o. elemento do vetor \underline{X} é a concentração na região 1) toma a forma

$$ID = \frac{1}{2} [X^2(2, k_f) + \Delta\tau \sum_{k=1}^{k_f-1} X^2(2, k)] \quad (13b)$$

O valor de ID é, portanto, um indicador de como se comporta a variação no tempo da concentração de A na região 1 e, consequentemente, de como se comporta a evolução do grau de cura na região 1. É evidente que aumentando a temperatura da parede do molde, diminui-se o valor de ID, o que corresponde a um desenvolvimento mais rápido de resistência mecânica nessa região.

A Figura 3 ilustra a variação do grau de cura na região 1 para dois casos: a) temperatura do molde igual à inicial do material, ou seja, $\theta_w(k) = 0$, e (b) temperatura do molde 15% acima daquela inicial do material, isto é, $\theta_w(k) = 0,15$ com $k = 1, 2, 3 \dots k$. O valor de ID no primeiro caso (a) é 0,072907, e no segundo (b), em que o grau de cura cresce mais rapidamente, é igual a 0,044979.

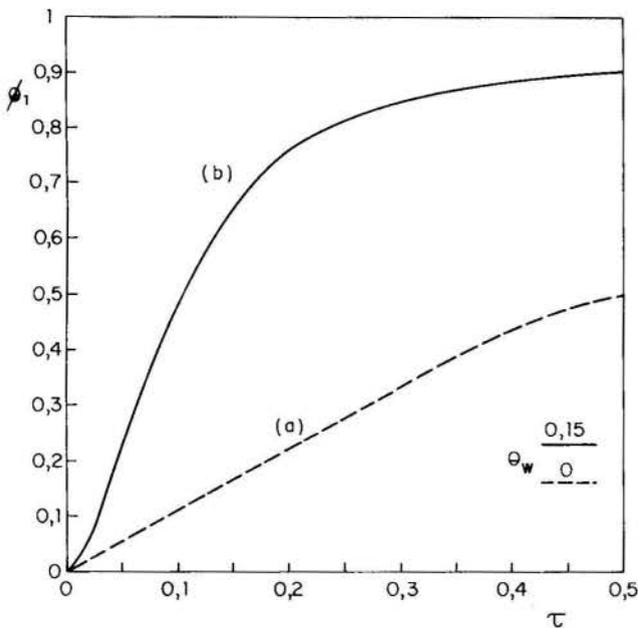


Figura 3 - Variação no tempo do grau de cura na região 1 para temperatura do molde (a) $\theta_w = 0$; (b) $\theta_w = 0,15$

Entretanto, no caso (b), se por um lado o grau de cura aumenta mais rapidamente, por outro lado as temperaturas no material vão atingir valores mais altos do que no caso (a). Isto pode ser claramente observado na Figura 4, que ilustra a evolução temporal da temperatura média do material durante o transcorrer do processo transiente, temperatura essa dada por

$$\bar{\theta}(\tau) = \int_0^1 \theta(y, \tau) dy \quad (14)$$

A Figura 4 mostra que se a temperatura da parede do molde for mantida sempre no valor mínimo, $\theta_{wmin} = 0$, a temperatura média no material vai estar sempre bem abaixo de um valor limite admissível pré-estabelecido, por exemplo, no caso analisado, $\bar{\theta}_{LIM} = 0,3$. Por outro lado se a temperatura do molde for mantida sempre no valor superior, $\theta_{wmax} = 0,15$, o grau

de cura sobe mais rapidamente na região 1, mas em compensação, a temperatura média no material, vai ultrapassar, durante um intervalo de tempo significativo, o valor limite $\bar{\theta}_{LIM}$ estipulado.

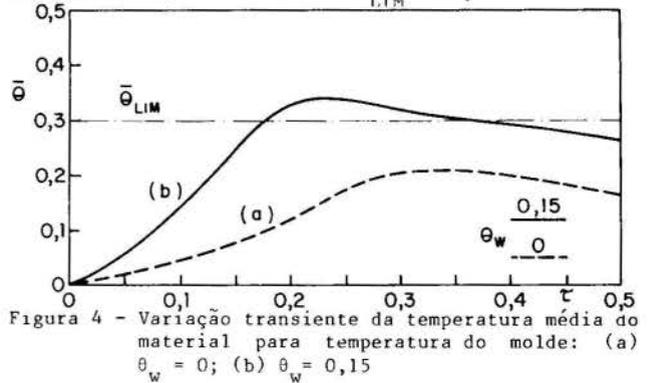


Figura 4 - Variação transiente da temperatura média do material para temperatura do molde: (a) $\theta_w = 0$; (b) $\theta_w = 0,15$

É evidente que existe uma solução ótima intermediária que otimiza o aumento do grau de cura na região 1 sem que, em nenhum instante do intervalo de tempo considerado, a temperatura média do material ultrapasse o limite especificado.

Portanto, do ponto de vista de controle ótimo, deseja-se obter, variando a temperatura da parede do molde entre limites estipulados (= vínculos de controle)

$$\theta_{wmin} \leq \theta_w(k) \leq \theta_{wmax} \quad k = 1, 2, 3 \dots, k_f \quad (15a;b)$$

uma solução das equações de cinética da reação e de balanço energético (= equações de estado) que, simultaneamente, minimize o índice de desempenho dado por (13) e satisfaça a restrição imposta na temperatura média (= vínculo de estado)

$$\bar{\theta}(k) = \underline{g}^T \underline{X}(k) \leq \bar{\theta}_{LIM} \quad k = 1, 2, 3 \dots k_f \quad (16)$$

A solução numérica do problema de otimização, assim proposto, é obtida com o emprego do método do gradiente projetado [6]. Para a aplicação desse método, inicialmente torna-se necessário linearizar a equação que contém as variáveis dependentes do processo, no caso, temperatura e concentração. Isto é feito considerando um processo iterativo, em que N e N + 1 representam duas iterações consecutivas. Pode-se, então, obter uma equação de estado linearizada dada por

$$N+1 \underline{X}(k+1) = N \underline{X}_H(k+1) + \sum_{j=1}^k N_{\underline{g}}^{k+1}(j) N+1 \theta_w(j) \quad (17)$$

onde $N \underline{X}_H(k)$ é um vetor que representa a parcela do vetor de estado \underline{X} que não depende da variável de controle, e $N_{\underline{g}}^{k+1}(j)$ é um vetor que representa a contribuição do controle, no instante j e iteração N, para a formação do vetor de estado \underline{X} no instante k+1, iteração N+1.

O controle ótimo procurado, ou seja, as condições de variação em função do tempo da temperatura da parede do molde, que conduzem a temperaturas e concentrações, solução de (17), que minimizam (13) e, simultaneamente, satisfazem todas as $3k_f - 1$ desigualdades representadas por (15a), (15b) e (16), pode, agora ser determinado.

RESULTADOS NUMÉRICOS E COMENTÁRIOS

Para uma aplicação numérica considera-se que: a) o sistema utilizado como exemplo é formado por A_3 (= poliéster triol) e B_2 (= 4,4 - diphenil metano

diisocianato) tais que $n=2$, $\theta_{ad} = 0,423$, $B = 18,7$ e $K_{fo} = 1$;

b) os valores limites para variação da temperatura do molde são $\theta_{wmin} = 0$ e $\theta_{wmax} = 0,15$;

c) o transiente deve ser analisado durante o intervalo de tempo tal que $\tau_f = 0,5$, empregando $\Delta\tau = 0,05$;

d) as regiões 1, 2 e 3 tem dimensões tais que $y_1 = 0,95$, $y_2 = 0,765$ e $y_3 = 0,315$.

As figuras 5 e 6 mostram a evolução, em função do tempo, respectivamente, da temperatura média do material $\bar{\theta}(\tau)$ e do grau de cura na região 1, $\phi_1(\tau)$, utilizando a variação ótima da temperatura da parede do molde, obtida com o método do gradiente projetado.

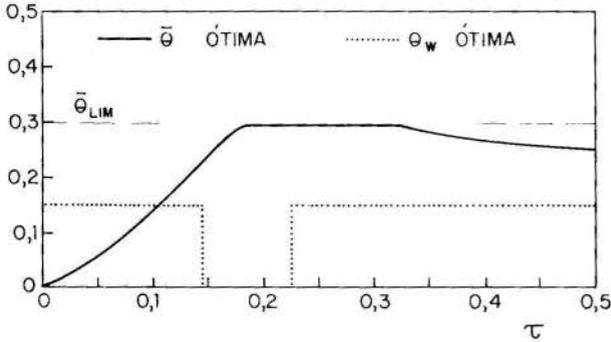


Figura 5 - Condição ótima de variação, no tempo, das temperaturas da parede do molde e média do material

Observa-se que a solução ótima encontrada prevê, inicialmente, a manutenção da temperatura do molde no valor superior 0,15 até o instante $\tau_1 = 0,145$; a sua manutenção no valor mínimo igual a zero, a partir desse instante e por um certo tempo (até $\tau_2 = 0,225$), afim de manter a temperatura média abaixo do valor limite estipulado "a priori" e, a seguir, o retorno ao valor superior, que é aquele que conduz, como é desejado, a uma elevação mais rápida do grau de cura na região 1. Assim sendo, todos os requisitos impostos ao problema proposto são satisfeitos, simultaneamente, com a solução ótima.

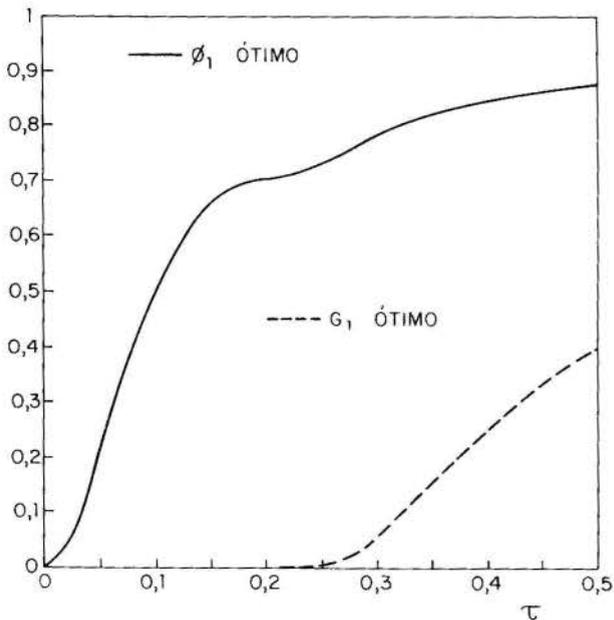


Figura 6 - Grau de cura e módulo de cisalhamento na região 1, com a solução ótima para a temperatura da parede do molde.

Para complementar, a Figura 6 ilustra, também, o

crescimento do módulo de cisalhamento do material, na região 1, que está relacionado com o grau de cura nessa região através da expressão [2] adimensionalizada.

$$G_1 = \frac{\phi_1}{0,5C_{Ao}RT_o} \quad (18)$$

$$\text{com } \phi_1 \geq \phi_{gel} = \sqrt{1/2}$$

Note-se que o valor atingido pelo módulo de cisalhamento, com a solução ótima, em $\tau = \tau_f = 0,5$, embora menor do que aquele que seria atingido se a temperatura do molde tivesse sido mantida, durante todo o transiente, no limite superior de aquecimento, ou seja G_1 igual a 0,402 no primeiro caso contra 0,536 no segundo, ele representa uma substancial melhora em relação à situação em que não se aquece o molde (caso $\theta_w = 0$) na qual, mesmo para $\tau = \tau_f = 0,5$, o grau de cura na região 1, sequer atingiu o valor ϕ_{gel} .

CONCLUSÃO

O estudo apresentado demonstrou a viabilidade de uma análise com otimização do processo térmico transiente de cura de um material, no estágio final de injeção com reação, obedecendo restrições pré-fixadas, no caso, temperaturas no material não podendo ultrapassar valores máximos estipulados, usando, como parâmetro de controle, a temperatura da parede do molde.

REFERÊNCIAS

- [1] Tadmor, Z. e Gogos, C.G., Principles of Polymer Processing, John Wiley & Sons, New York, NY, (1979).
- [2] Broyer, E. e Macosko, C.W., "Heat transfer and curing in polymer reaction molding". *AIChE Journal*, v.22, no.2, pp. 268-276, (1976).
- [3] Lee, L.J. e Macosko, C.W., "Heat transfer in polymer reaction molding", *Int. J. Heat Mass Transfer*, v.24, pp. 1479-1492, (1980).
- [4] Lack, C.D. e Silebi, C.A., "Numerical simulation of Reactive Injection Molding in a radial flow geometry" *Polym. Eng. Sci.*, vol.28, no.7, pp. 434-443, (1988).
- [5] Lee, K.H. e Kim, S.C., "Engineering analysis of reaction injection molding process of Nylon 6", *Polym. Eng. Sci.*, vol.28, no.7, pp. 477-484, (1988).
- [6] Kirk, D.F., Optimal Control Theory, Prentice Hall, Englewood Cliffs-NY, (1970).

ABSTRACT

In this work is studied the optimum heating of a mold inside which is taking place the transient heat transfer and cure process of a polymer material. The numerical analysis is done in such a way that the extent of the reaction, in the region near de mold walls, goes up as much as possible in a fixed time interval (Performance Index) but keeping, all the time, the average temperatures in the material bellow limiting values (State Constraints). In order to meet these requirements one considers that the wall mold temperature can be varied between a lower and an upper limit (Control Constraints). The solution of the optimal control problem, stated in this way and discretized in space and time, is then obtained by using the numerical gradient projection technique, that gives the optimum mold temperature time history.



Z.P.SHULMAN, B.M.KHUSID, E.V.IVASHKEVICH, N.O.VLASENKO,
V.A.MANSUROV
Heat Mass Transfer Institute, BSSR Academy of Sciences,
220728 Minsk, USSR



SUMMARY

The rheokinetic and macrokinetic effect upon heat transfer and flow of polymerizing fluids are analysed in the specially designed set-up with space-time separation of thermochemical (reservoir) and thermohydrodynamical (channel) stages.

INTRODUCTION

Studies of the effect of rheokinetics on flow and heat transfer of polymerizing fluids are necessary for correct evaluation of their properties varying during processing and for an option of the effective operation of the equipment.

During the last years reactive epoxy resin - base polymers have found a wide use in chemical engineering. These systems are heat-sensitive, rheologically complex, and the processes of their polymerization are substantially exothermal.

Inspection of such systems is extremely difficult as there are no experimental methods. Usually accepted methods of viscometry, involving fixed thermodynamic parameters of a system (T,P), assume the rheological properties to be constant in time. So, in determining the viscosity of thermoplast melts, a test medium is placed into a thermostatic cylinder of a charging chamber where it is kept at a certain temperature and is then pumped by a piston via a capillary with a prescribed velocity. A pressure drop is measured at the capillary ends. Tests are made at different thermostatic temperatures to obtain a temperature dependence of viscosity.

However, the study of a temperature dependence of viscosity of curing fluids by the above methods is impossible since when a test fluid is maintained in the charging chamber its rheological properties continuously vary with increasing temperature due to an exothermal polymerization reaction and due to growing curing degree. This problem is complicated by the fact that the magnitude of the viscosity of such a fluid becomes a function not only of temperature but also of curing degree. Varying a thermostatic temperature of a viscometer affects a curing rate and does not allow one and the same curing degree to be obtained in different experiments at a prescribed curing time of a medium. Therefore, a necessity has appeared to develop the methods that can yield a temperature dependence of curing fluids at a fixed curing stage.

To solve this problem, the space-time separation method is proposed which provides a temperature dependence of the viscosity of curing fluids at a fixed curing stage [1,2].

The essence of the method is as follows. A test medium is placed into a thermostating cylinder of a charging chamber where it is maintained for a certain time to attain a prescribed curing degree. Then, a fluid is pumped independently via a thermostating cylinder with an assigned velocity. A temperature dependence of the fluid viscosity for a prescribed curing degree is determined at fixed curing conditions in the charging chamber and at different temperatures of a capillary. Various experiments at different delay times and at a fixed temperature of the charging chamber allows one to obtain a temperature dependence of the curing fluid viscosity at different conversion degree.

Experiments were made with a mixture of diglycidyl ether of bisphenol A epoxy resin (BADGE) an curing agents: metaphenilendiamine (MPD) and iso-methyltetrahydrophthalic anhydride (IMTHPA). The latter was used along with an amine accelerator.

CHOICE OF REGIMES

Proceeding from the proposed methods of space-time separation of kinetic and convective transport processes, it is possible to find several characteristic time scales. A complete curing time, t_c , of a test composition strongly depends on a temperature. Delay times, t_v , of a reacting mass in the reservoir are prescribed over this range so as to achieve a noticeable viscosity change (by order of 1.5-2). A displacement time, t_r , of a partially cured fluid after it has been maintained in the reservoir (test time) is chosen from the condition $t_r \ll t_k$ to avoid a somewhat noticeable increase of the viscosity in the experiment. A value of t_k has been determined from separate rheometry tests by measuring the viscosity on the viscometer "Rheotest 2.1" at different initial temperatures.

The displacement time, t_r , of a partially reacted composition from the reservoir and its residence time, t_c , in the capillary are inversely proportional to their volumes: $t_c/t_r = V_r/V_c$. A reasonable choice of the geo-

metrical sizes of the capillary and reservoir can easily satisfy the requirement $t_c \ll t_r$. Then, flow and heat transfer in the entire flow-through system can be considered not to be complicated by the kinetic factor. The capillary diameter and length chosen according to the requirement $t_r, t_c \ll t_k$ are such that the hydraulic resistance considerably exceeds losses in a broad part of a system (reservoir), i.e., $\Delta P_c \gg \Delta P_r$. Experimental results showed that the epoxy composition over the analyzed range of the curing degree and temperatures and shear rates may be considered to be a Newtonian fluid. Therefore, for estimates, let us use the Poiseuille law

$$\Delta P = C_f \frac{\rho V^2}{2} \frac{L}{d} = C_f \frac{\rho Q^2}{2 \left(\frac{\pi d^2}{4} \right)^2} \frac{L}{d}$$

Then

$$\frac{\Delta P_r}{\Delta P_c} = \left(\frac{d_c}{d_r} \right)^5 \frac{L_r}{L_c}$$

here $C_f = \text{const}$ and $Q = \text{const}$. For typical parameters $d_c = 3 \text{ mm}$, $d_r = 18.5 \text{ mm}$, $L_c = 162.3 \text{ mm}$ and $L_r = 20 \text{ mm}$ arrives at $\Delta P_r / \Delta P_c \approx 6 \cdot 10^{-3} \%$. A characteristic time, $t_x = R_c^2 / \nu$, of propagation of a viscous shear wave from the wall to the capillary axis is an important scale. It is also extremely small ($\approx 10^{-4}$ sec) for oligomeric compositions. Hence, the starting hydrodynamic length is very small (fractions of diameter). This provides reliable determination not only of pressure loss but also of viscosity loss in terms of a prescribed load and a steady-state value of a volume flow rate. Practically, the kinetic-free motion of a composition in the capillary assumes the magnitude of the viscosity to be taken as the one at the reservoir outlet. The set-up allows different modes of flow and heat transfer to be implemented on the thermal entrance section of a channel.

Mode 1. A capillary wall temperature, T_c , is kept equal to a mean reservoir temperature, T_r , to a given time moment τ which may be found either theoretically, considering exothermal heating, or experimentally using special measuring procedures.

Mode 2. Varying a capillary wall temperature, it is possible to calculate the heat transfer coefficient on the entrance channel section, employing for this the known solutions for heat-dependent Newtonian [2] and non-Newtonian fluids [3].

Thus, the space separation of curing and heat transfer stages allows individual control of formation of properties of a reacting process during curing, on the one hand, and its flow and convective heat transfer where these properties exhibit, on the other side.

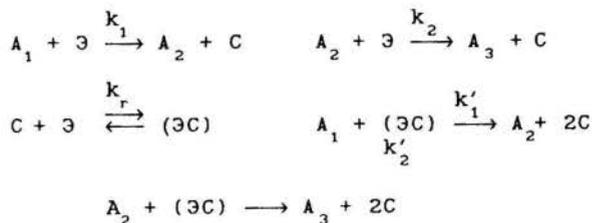
MATHEMATICAL STATEMENT OF STS-METHOD

Thermal processes when curing epoxy resin in the reservoir are described by the equation

$$\rho C \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_1}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} \right) + \Phi \frac{\partial \beta}{\partial t} \quad (1)$$

where Φ is the thermal effect of a polymerization process and β is the conversion degree characterizing a part of reacted epoxy groups.

Cure kinetics of epoxy resin with MDPA is described by model [4]:



where $A_1, A_2, A_3, \exists, C$ and $\exists C$ are the concentrations of primary, secondary and ternary amines, epoxy groups, alcohols and epoxy-alcohol complexes, respectively. The rate constants k_1, k_1', k_2, k_2' and k_r depend on temperature by Arrhenius law

$$k = \alpha \exp(-U/RT), \quad (3)$$

where pre-exponential factor α and activation energy U are empirical constants and R is the Boltzmann constant. A rate of heat production, $\partial \beta / \partial t$ is determined in terms of concentration of reacted epoxy groups $Y = \exists_0 - \exists(\tau)$ from

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{Y}{\exists_0} \\ \frac{\partial \beta}{\partial t} &= \frac{1}{\exists_0} \frac{\partial Y}{\partial t} \end{aligned} \quad (4)$$

Kinetics of curing of epoxy resin with anhydride is studied not so in detail as in the case of amine curing agents. Therefore, to study the former microcalorimetric measurements of a heat release rate as a function of time and temperature have been made. Curves in Fig. 1 display the autocatalytic nature of the curing reaction. The results of

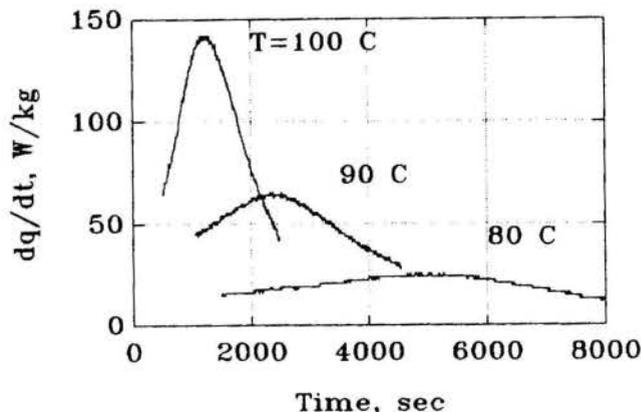


Fig. 1. Heat release in curing epoxy compound

the least-squares fit approximation of the experimental data to the phenomenological model of Kamal [6] are as follows

$$\frac{\partial \beta}{\partial t} = \left(A_0 e^{-\frac{U_a}{RT}} + B_0 e^{-\frac{U_b}{RT}} \beta^m \right) (1 - \beta)^n \quad (5)$$

where

$$A_0 = 1.81 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1} \quad U_a = 83.6 \frac{\text{kJ}}{\text{mol}} \quad m = 1.38$$

$$B_0 = 6.88 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} \quad U_b = 67.7 \frac{\text{kJ}}{\text{mol}} \quad n = 1.84$$

The distinctive feature of this reaction is that anhydride and epoxy resin do not react with one another in the absence of a catalyst. Schematically, the mechanism of their interaction may be represented in the form of an alternate succession of two reactions



where A is the anhydride, \exists is the epoxy resin, E is ester formed as a result of a reaction. X and Y mean active "centers" that appear due to the interaction of anhydride or epoxy resin with a catalyst. The mechanism of this interaction in the simplest case may be of the form:



where M denotes catalyst. At $k_3 \ll \max(k_1, k_2)$ and $M_0 \ll A_0$ the solution of the system of equations for concentrations corresponding to (6)-(7) exhibits the main features of the behavior observed in experiment.

The system of equations (1)-(5) was considered assuming the following boundary and initial conditions:

$$T_1(0, r, Z_1) = T_0 \quad \text{initial time moment}$$

$$\frac{\partial T_1}{\partial r}(t, 0, Z_1) = 0 \quad \text{on the reservoir axis}$$

$$T_1(t, R, Z_1) = T_0 \quad \text{on the thermostating side reservoir surface}$$

$$\frac{\partial T_1}{\partial Z_1}(t, r, 0) = \frac{\partial T_1}{\partial Z_1}(t, r, H) = 0 \quad \text{on top and bottom face}$$

$$\begin{aligned} A_1(0) = A_{10}, \quad \beta(0) = 0 \\ C_0 = (\exists C)_0 = A_2(0) = A_3(0) = 0 \end{aligned} \quad \text{initial concentrations}$$

Convective processes in a channel where described by a set of following equations:

Heat transfer

$$a \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_2}{\partial r} \right) = v_z \frac{\partial T_2}{\partial Z_2} + v_r \frac{\partial T_2}{\partial r}$$

Momentum transfer

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \eta \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) = \frac{\partial P}{\partial Z_2} + \rho \left(v_z \frac{\partial v_z}{\partial Z_2} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) - \\ - \frac{\partial}{\partial Z_2} \left(\eta \frac{\partial v_z}{\partial Z_2} \right) - \frac{\partial \eta}{\partial r} \frac{\partial v_r}{\partial Z_2} \end{aligned}$$

Continuity

$$\frac{\partial v_z}{\partial Z_2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) = 0$$

Temperature dependence of fluid viscosity

$$\eta^{-1} = a_0 + a_1 T_2 + a_2 T_2^2$$

Boundary conditions

$$T_2(r, 0) = T = T_{ex}; \quad v_r = 0; \quad v_z(r, 0) = \bar{v}$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial r}(0, Z_2) = 0; \quad \frac{\partial v_z(0, Z_2)}{\partial r} = 0$$

$$\begin{cases} T_2(r, Z_2) = \bar{T} = T_c \\ v_z(r, Z_2) = 0 \end{cases}$$

The pressure drop balance along the tube

$$\int_0^L \left(\frac{\partial P}{\partial Z_2} \right) dZ_2 = - \frac{\Delta P}{L}$$

and equation for mean velocity

$$\bar{v} = \frac{Q}{\Pi R^2}$$

(where Q is unknown volume flow rate) were adopted as additional constraints.

Calculations were performed using following correlations

$$\eta = \eta(\beta, T_2) = f_1(\beta) f_2(T_2)$$

$$\{f_2(T_2)\}^{-1} = a_0 + a_1 T_2 + a_2 T_2^2$$

The degree of conversion β and temperature T were defined by averaging of corresponding solution of the problem on curing in the reservoir

$$\beta = \tilde{Y}(t_1) = \int_0^H \int_0^R Y r dr dZ_1 / \left(\frac{R H}{2} \right)^2$$

$$T = T_{ex} \int_0^H \int_0^R T_1 r dr dZ_1 / \left(\frac{R H}{2} \right)^2$$

The apparent viscosity was determined from experimental data by means of the equation

$$\eta_{ef} = \frac{\Delta P d}{4L} / (32Q/\Pi d^3)$$

where $Q = \bar{v} \frac{\Pi d^2}{4}$ denotes flow rate, L, d is the capillary length and diameter, respectively.

RESULTS AND DISCUSSION

Isothermal Flow. The viscosity of a curing epoxy composition as a function of curing degree and temperature was measured at the above device with a capillary temperature equal to a mean composition temperature in a reservoir up to the pressing-out moment. The curing degree was determined, numerically solving the system of equations (1)-(4) with subsequent reservoir volume averaging.

Measurement results show that over a temperature range of 60 - 70°C at a curing degree $0 \leq \beta \leq 0.22$ and shear rate $\dot{\gamma} = (1+5) \cdot 10^2 \text{ s}^{-1}$, the epoxy resin cured by an amine curing agent is a Newtonian fluid. The viscosity as a function of temperature and curing degree may be approximated by the relation

$$\eta = a \exp[c\beta - b(T-T_0)] \quad (8)$$

where $a=10.8 \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $b=0.114^\circ\text{C}^{-1}$, $C=19.7$, $T_0=25^\circ\text{C}$. The above relation is valid at $\beta < 0.3$. The activation energy of viscous flow is equal to 81 kJ/mol.

Nonisothermal Flow. In heat transfer experiments with epoxy amine-curing agent composition, measurements were made of: channel inlet and outlet fluid temperature; wall temperature at three points; mean-volume fluid velocity in a channel.

From the heat balance equation, the tube length-mean Nusselt number was determined in terms of the resin enthalpy difference at the channel inlet and outlet

$$\overline{Nu} = \frac{\overline{ad}}{\lambda} = -\frac{1}{4} Pe \frac{d}{L} \ln \frac{T_o - T_w}{T_i - T_w} \quad (9)$$

where T_w , T_i and T_o are the wall, channel inlet and outlet temperatures, respectively. Experiments were made at $T_w < T_i$; the thermal section length amounted to 55-110 diameters and, hence, heat transfer occurred in the region of the thermal entrance section. The obtained values of the \overline{Nu} number were compared with those obtained by the formula including the nonisothermal Zider-Tayt correction for Newtonian fluid [2]

$$\overline{Nu} = C \left(\frac{L}{d Pe} \right)^{-1/3} \left(\frac{\eta_w}{\eta_b} \right)^{-0.14} \quad (10)$$

where $C=1.55$ or 1.86 . Comparison has shown a fair agreement between the experimental data on heat transfer in a partially cured epoxy resin and the prediction for Newtonian fluid (fig. 2).

A good coincidence of the experimental data on resistance and heat transfer of cured compositions has made it possible to propose a method of calculating heat transfer from a reacting medium in the channel in terms of a prescribed volume flow rate at a fixed Pe number, using for this the classical heat transfer formulas: 1) empirical formula for the length-mean Nusselt number of form (10); 2) empirical dependence of the viscosity on a temperature (8); 3) relation (9).

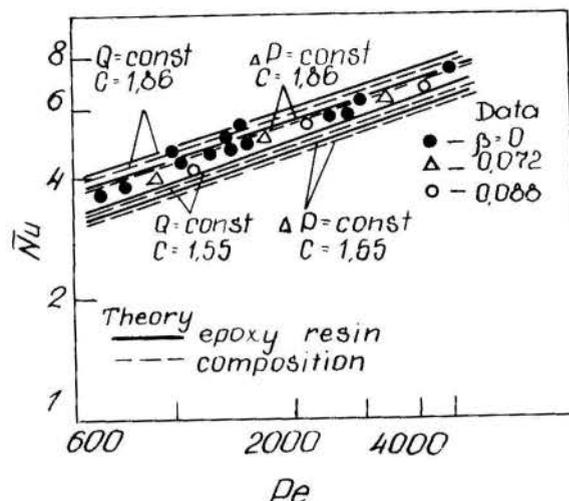


Fig. 2. \overline{Nu} versus \overline{Pe}

Succession of calculation: 1) first, an outlet fluid temperature is taken equal to an inlet one; 2) fluid temperature on the channel axis is determined from the relation

$$T_b = T_w - \frac{1}{2} \frac{T_o - T_i}{\ln \left(\frac{T_w - T_i}{T_w - T_o} \right)}$$

The axial fluid viscosity is found by formula (8). 3) The Nusselt number is found from formula (10), and then the value of the outlet fluid temperature is refined by formula (9). 4) Steps 2) and 3) are repeated to refine the value of T_o . As the calculation have shown, the above process converges very rapidly for 3-4 iterations, approaching a fixed value of \overline{Nu} . The obtained values of the heat transfer coefficient correspond to the experimental data.

Also, the calculation results evidence that the proposed procedure can be employed to calculate heat transfer parameters in the region of mean thicknesses of a temperature boundary layer.

REFERENCES

- [1] Shulman Z.P., Khusid B.M., Zaltsgendler E.A., Ivashkevich E.V., Ryklina I.L., Erenburg V.B., "Rheokinetics Effect on Flow and Convective Heat Transfer of Polymerizing Fluids," *Experimental Heat Transfer*, Vol. 3, pp. 9-26, 1990.
- [2] Shulman Z.P., Khusid B.M., Ryklina I.L., Erenburg V.B., Zaltsgendler E.A., Ivashkevich E.V., "Heat engineering and hydraulic processes in flow of polymerizing composition," (in russian), *Dokl. AN SSSR. Ser. Fiz. Khim.*, Vol. 305, pp. 1420-1424.
- [3] Petukhov B.S., *Heat Transfer and Resistance in laminar tube liquid flows*, (in russian) Energiya, Moscow, 1967.

- [4] Pigford R.L., Chem. Ing. Prog. Symposium Series, Vol. 51, pp. 79-92, 1955.
- [5] Arutyunyan Kh.A., Davtyan S.P., Rozenberg B.A., Enikolopyan N.S., "Kinetics of Curing of epoxy diene oligomers subjected to m-phenyldiamine under adiabatic conditions," (in russian) Vysokomolekular. Soedineniya, Vol. 17(a), pp. 289-294, 1975.
- [6] Kamal M.R., Sourour S., "Kinetics and thermal characterization of thermoset cure," Polym. Eng. and Sci., Vol .13, pp. 59-64, 1973.
- [7] Steinmann B. "Investigations on the curing of epoxy resins with hexahydrophthalic anhydride," J. Appl. Polym. Sci., Vol. 37, pp. 1753-1776, 1989.

PROJETO TÉRMICO DAS BATERIAS Ni-Cd
DO SATÉLITE SINO-BRASILEIRO



ISSAMU MURAOKA
JOSE LUIS F. BASTOS
ROSANGELA M.G. LEITE
Instituto de Pesquisas Espaciais
Av. dos Astronautas, 1758 - 12210-S.J. Campos, SP - Brasil



SUMÁRIO

Este trabalho apresenta uma análise térmica da bateria do Satélite Sino-Brasileiro (CBERS). O objetivo é verificar os gradientes internos na bateria para aprovar o seu projeto de "empacotamento". São averiguados dois fatores que podem causar gradientes de temperatura na bateria, que são o ambiente térmico e a dissipação interna. Dois modelos matemáticos foram desenvolvidos, através dos quais, calculam-se os gradientes térmicos previstos na bateria, impedindo-se situações críticas de funcionamento. Finalmente, realizou-se uma simulação, em regime transitório, de uma situação real prevista em voo. O modelamento térmico baseia-se no "Método Nodal" e foi realizado com o auxílio do pacote de análise térmica PCTER.

INTRODUÇÃO

Este estudo faz parte de um contrato vinculado ao programa conjunto entre o Brasil e a China de desenvolvimento de um satélite de sensoriamento remoto (CBERS - China Brazil Earth Resource Satellite).

O satélite CBERS tem massa de aproximadamente 1480 Kg e será colocado em órbita polar, circular de 778 Km de altitude, com período de 100 minutos. Uma de suas faces, na qual estão instaladas duas câmeras de sensoriamento remoto, estará sempre voltada para a Terra.

Quatro baterias fornecem energia elétrica para os equipamentos eletrônicos durante o tempo de eclipse. Elas são recarregadas durante o período de insolação.

As flutuações de temperatura na bateria são provocadas por fatores externos como as variações sazonais da constante e posição solar e por fatores internos como a degradação da bateria durante a sua vida útil (a diminuição da eficiência provoca aumento na dissipação interna da bateria). Ocorrem também flutuações menores durante o período de uma órbita devido a alternância entre as fases insolarada e de eclipse e carga e descarga (a bateria dissipa somente quando está em regime de descarga).

As características funcionais de uma bateria, tais como voltagem, eficiência e tempo de vida, são fortemente dependentes das suas condições térmicas. Para satisfazer os requisitos de funcionamento, impõem-se, para a bateria, limites de temperatura mais rígidos que a maioria dos demais componentes do satélite. Isto exige a utilização de técnicas ativas de controle térmico, normalmente através de aquecedores e radiadores.

Deve-se lembrar que as trocas de calor no espaço são por condução e radiação exclusivamente. O resfriamento de um componente de satélite faz-se através de radiadores voltados para o espaço e o aquecimento através de resistências elétricas. A energia de aquecimento deve ser minimizada visto a limitação na captação de energia solar.

Para se projetar o controle térmico de uma bateria de satélite, são necessárias análises em dois níveis diferentes.

A primeira, de caráter global, estuda o comportamento térmico de todo um compartimento, considerando-se as radiações externas incidentes e trocas de calor com outros compartimentos do satélite. A bateria é tratada como um corpo isotérmico. Nesta análise, dimensiona-se o radiador e o aquecedor em função dos limites de temperatura especificados para a bateria.

A segunda análise aborda a bateria a nível de seus componentes e utiliza os resultados da primeira

análise como condição de contorno. Esta análise preocupa-se principalmente com o gradiente interno de temperatura, que é fator determinante no projeto de empacotamento de uma bateria (empacotamento significa a forma como as diversas células serão reagrupadas para a composição da bateria).

Os gradientes internos podem ser provocados pelas condições ambientais e pela dissipação interna.

Os gradientes podem ser minimizados determinando-se uma disposição apropriada para as células e aquecedores, e através de colocação de placas intercalares entre as células. Estas placas, geralmente de alumínio, têm a função de facilitar a condução das dissipações térmicas das células para regiões mais frias ou para os radiadores.

O objetivo deste trabalho é verificar a viabilidade, do ponto de vista térmico, de uma configuração pré-estabelecida de empacotamento, em função dos gradientes máximos permitidos no interior da bateria. Serão sugeridas modificações, caso necessárias.

Foram analisados dois fatores que podem provocar gradientes térmicos na bateria:

- assimetria nas condições de contorno (temperaturas do painel de montagem);
- dissipação interna das células.

Desenvolveu-se um modelo para cada uma das análises acima, baseado no método nodal. No primeiro caso, implementou-se um modelo completo abrangendo todo o corpo de uma bateria e parte do painel de montagem, com discretização suficiente para identificar uma temperatura para cada célula.

Na segunda análise, o modelo desenvolvido abrange somente um quarto do modelo completo (em função da simetria) mas com uma discretização mais refinada, suficiente para verificar gradientes internos de uma célula (modelo detalhado).

Para determinar os gradientes máximos, simulou-se uma condição crítica em regime permanente, tanto no modelo completo como no detalhado.

Simulou-se, também, a condição de regime transitório, com o perfil de potência previsto para uma situação de voo, durante uma órbita.

PRINCÍPIOS DO MÉTODO NODAL

A técnica de modelamento utilizada neste estudo é conhecida pelo nome de "Método Nodal" e é baseada no princípio dos volumes de controle.

Simular o comportamento térmico de um modelo através desta técnica significa subdividir o objeto em estudo em um número finito de volumes elementares denominados nós. Estes nós estão interligados através de condutâncias térmicas cuja expressão varia segundo o

tipo de troca considerada. A cada nó do sistema estão ainda associados uma capacitância térmica, representando a variação da energia interna do nó, e eventualmente um termo de fluxo.

Esta técnica de modelamento leva, em última instância, a um sistema de equações álgebro-diferenciais fortemente não lineares devido a presença de termos radiativos. A resolução deste sistema de equações será feito através do programa de análise térmica ANATER: o regime permanente é obtido com o auxílio de um método iterativo de Gauss-Seidel enquanto que o regime transitório utiliza um algoritmo semi-implícito (Crank-Nicholson).

A geração de uma malha tridimensional assim como o cálculo das condutâncias térmicas entre os diferentes nós do modelo necessitou a criação de um programa de pré-processamento geométrico. Para a verificação da malha gerada e para a análise dos resultados na fase de pós-processamento desenvolveu-se um programa de visualização gráfica baseado na biblioteca gráfica GKS.

DESCRIÇÃO DO PROBLEMA

Configuração proposta da bateria. Cada bateria é composta por 18 células Ni-Cd hermeticamente seladas. As células estão dispostas em duas filas de 9 células e comprimidas entre si através de tirantes. As células são envoltas em fitas auto-adevivas de poliamida (kapton) para isolamento elétrica. Entre as células estão colocadas placas intercalares de alumínio, com espessura de 0,5 mm. A placa de base tem espessura de 6 mm com rebaxamento de 1 mm na face colada ao painel. Esta placa tem por objetivo transmitir o calor gerado nas células para o painel do satélite. Todos os espaços vazios são preenchidos com borracha de silicone. A bateria é toda recoberta por superisolante (MLI - multilayer insulator) no intuito de isolá-la do compartimento onde se encontra. Ver Figura 1.

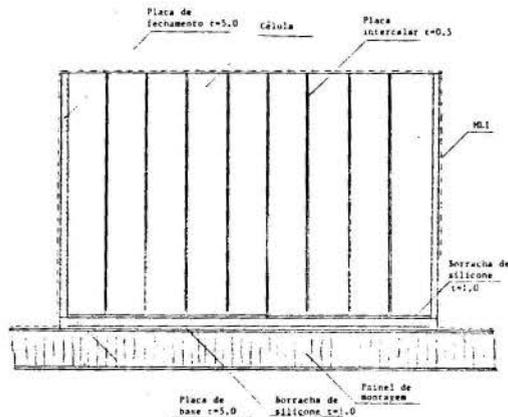


Fig. 1 Configuração da bateria.

As 4 baterias do satélite CBERS estão fixadas na face interna de um painel "honeycomb" conforme a disposição apresentada na Figura 2. Na face oposta do painel, que está voltada para o espaço, estão localizadas as janelas de rejeição de calor (radiadores). Estas janelas são superfícies do próprio painel revestido com material de alta emissividade (0,87), por onde é irradiado o calor dissipado na bateria. As demais superfícies do painel são recobertas por MLI.

Descrição das células. A configuração esquemática de uma célula é mostrada na Figura 3. A Tabela 1 apresenta os dados de cada componente indicado na Figura 3.

Os eletrodos positivos e negativos são intercalados, e isolados eletricamente por separadores de nylon de espessura de 0,3 mm. Tanto os eletrodos como os separadores são embebidos em solução de KOH.

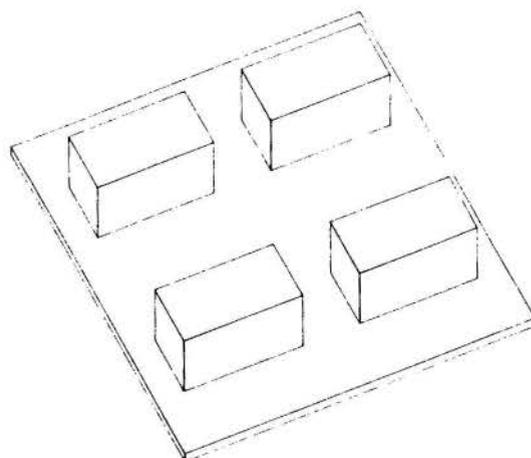


Fig. 2 Disposição das baterias sobre o painel.

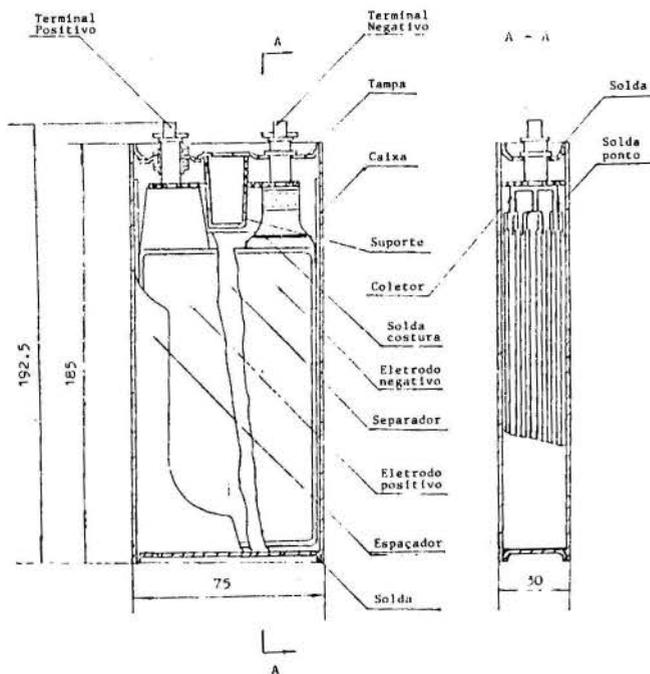


Fig. 3 Estrutura interna das células.

Tabela 1 - Descrição dos componentes das células

! componente	! qde !	! material	! dimensões mm			! massa !
	! !		! L !	! t !	! h !	! (g) !
! caixa	! 1 !	! aço inox	! 75 !	! 30 !	! 185 !	! 145 !
! tampa	! 1 !	! aço inox	! 74 !	! 0,5 !	! 29 !	! 9,2 !
! eletrodo neg	! 12 !	! cádmio	! 70 !	! 0,9 !	! 144 !	! 34 !
! eletrodo pos	! 11 !	! níquel	! 70 !	! 0,9 !	! 144 !	! 33 !
! separador	! 1 !	! nylon	! 830 !	! 0,3 !	! 310 !	! 23 !
! terminal neg	! 1 !	! aço inox	! diam 8 !	! !	! 15 !	! 7,3 !
! terminal pos	! 1 !	! aço inox	! diam 8 !	! !	! 15 !	! 7,3 !
! coletor	! 2 !	! aço inox	! 15 !	! 20 !	! 10 !	! 6,5 !
! espaçador	! 1 !	! policloro	! 74 !	! 28 !	! 175 !	! 6,9 !
	! !	! etileno	! !	! !	! !	! !
! suporte	! 1 !	! poliacri	! 65 !	! 27 !	! !	! 7 !
	! !	! leno	! !	! !	! !	! !
! eletrólito	! !	! KOH 30%	! !	! !	! !	! 145 !
! total	! !	! !	! !	! !	! !	! 424,2 !

Parâmetros de projeto. As baterias têm as seguintes restrições térmicas:

- a) temperatura de operação: 0 a 15 C;
- b) máxima diferença de temperatura entre duas células: 2 C (entre pontos homólogos);
- c) máxima diferença de temperatura entre dois pontos de uma célula: 2 C.

A restrição a) não será considerada neste trabalho uma vez que o nível de temperatura depende dos fatores externos a bateria. Esta análise já foi realizada e seus resultados serão utilizados como condição de contorno para o presente estudo.

Hipóteses adotadas. As seguintes hipóteses foram utilizadas no modelamento matemático da bateria:

- a) Não há trocas de calor por radiação através das superfícies da bateria, ou seja, considera-se que o MLI é um isolante perfeito;
- b) A temperatura do painel, na região que contorna o radiador, é fixa (condição de contorno);
- c) A carga externa de albedo e radiação terrestre incidentes sobre o radiador não é considerada;
- d) Para cada célula foram calculadas as condutividades térmicas equivalentes nas direções perpendiculares às faces [1].

GRADIENTES DE TEMPERATURA DEVIDO A FATORES EXTERNOS

Objetivo. Este estudo visa determinar a diferença de temperatura entre as células da bateria, provocada por uma assimetria térmica no painel de montagem. Esta assimetria foi detectada no estudo térmico do compartimento da bateria cujos resultados são mostrados na Figura 4. Verifica-se nesta figura que as temperaturas dos nós vizinhos às janelas não são simétricas.

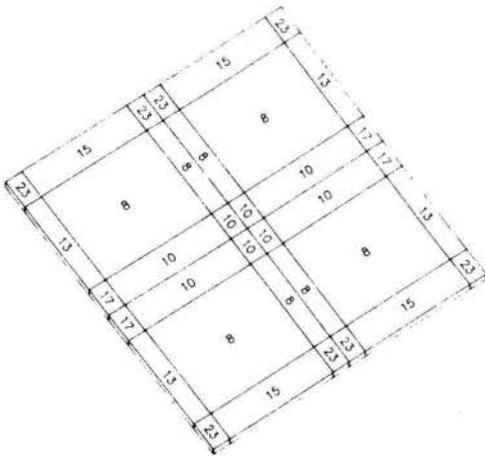


Fig. 4 Temperatura do painel de montagem da baterias.

Descrição do modelo completo. O domínio do modelo completo abrange uma bateria e uma parte do painel correspondente à janela. A divisão nodal é apresentada na Figura 5. O modelo é composto por 247 nós, sendo que 5 deles são nós de contorno: um representando o espaço e um nó em cada borda da janela, através dos quais introduz-se a assimetria térmica do painel. A Tabela 2 apresenta o número de nós para cada componente do sistema.

As trocas de calor consideradas são:
a) condução entre os vários nós da bateria e do painel;
b) radiação entre os nós de superfície do painel e o espaço.

A dissipação interna das células foram simuladas impondo-se uma geração de calor homogeneamente distribuída na região dos eletrodos de cada célula.

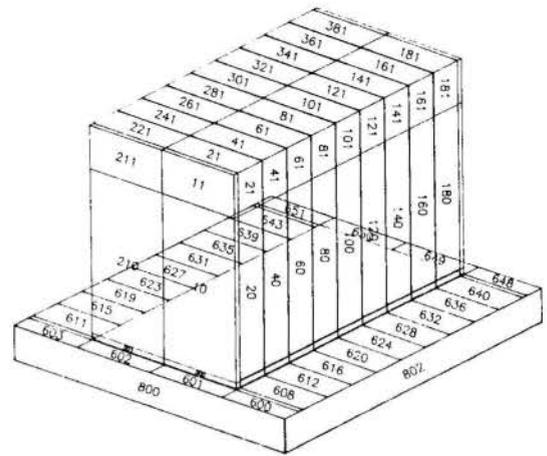


Fig. 5 Divisão nodal do modelo completo.

Tabela 2 Distribuição de nós para os componentes do sistema.

! item	! qde	! nós/	! total
!	! item	! item	! nós
! células	! 18	! 2	! 36
! placas de fechamento	! 2	! 4	! 8
! placas intercalares	! 8	! 4	! 32
! gap base da célula	! 18	! 1	! 18
! placa de base	! 1	! 22	! 22
! gap na placa de base	! 1	! 22	! 22
! painel	! 1	! 52	! 52
! superf. ext. painel	! 1	! 52	! 52
! contorno do painel	! 4	! 1	! 4
! espaço	! 1	! 1	! 1
! total de nós sistema!	!	!	! 247

Resultados. Para este caso a dissipação interna considera-se 0,53 W (valor médio dissipado na órbita) e as condições de contorno são aquelas apresentadas na Figura 4.

As temperaturas resultantes, em regime permanente, estão apresentadas nas Figuras 6 e 7.

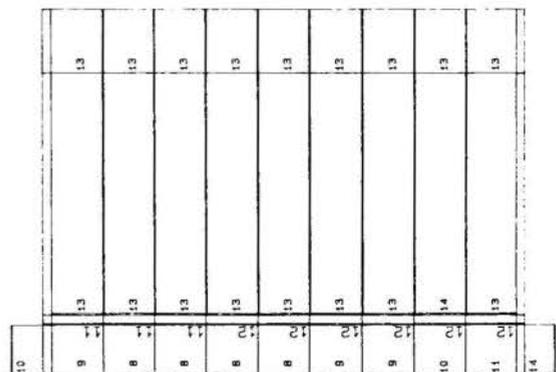


Fig. 6 temperaturas das células e do painel.

13	14	13	13	13	13	13	13	13	13
13	14	13	13	13	13	13	13	13	13

Fig. 7 temperaturas das células.

Conclusão. Os resultados mostram que a assimetria nas temperaturas do painel não afetam de forma considerável os gradientes de temperatura entre as células. Deve-se notar que o gradiente devido a assimetria nas temperaturas do painel é a diferença entre as temperaturas das células das extremidades. A maior temperatura é observada nas células centrais devido a dificuldade de escoamento do fluxo para as regiões frias do painel.

GRADIENTES DE TEMPERATURA PROVOCADOS PELA DISSIPAÇÃO INTERNA

Objetivo. Com o modelo anterior concluiu-se que a assimetria térmica no painel não provoca distorções consideráveis na distribuição de temperatura da bateria.

Neste estudo, o objetivo é determinar com maiores detalhes, os gradientes internos da bateria, provocados pela própria dissipação térmica das células. Para tanto desenvolveu-se um modelo mais detalhado no sentido de se poder conhecer os gradientes dentro de uma célula.

Descrição do modelo detalhado. O modelo detalhado abrange somente um quarto do domínio considerado no modelo completo. Isto é possível em função da simetria tanto geométrica como das condições de contorno, uma vez que a assimetria nas temperaturas dos painéis tem pouca influência nos gradientes internos da bateria.

A divisão nodal é apresentada na Figura 8. Cada célula foi dividida em 5 nós, uma para a região dos terminais e 4 para a região dos eletrodos. A tabela 3 apresenta o número de nós de cada componente do sistema.

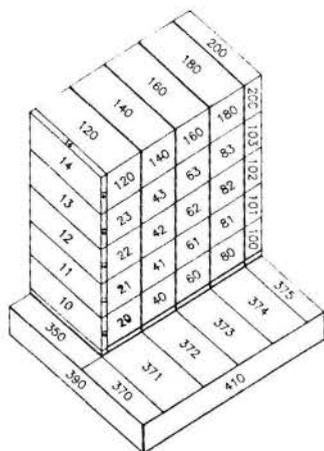


Fig. 8 Divisão nodal no modelo detalhado.

Tabela 3 - Distribuição de nós para cada componente do sistema.

item	qde item	nós/item	total nós
!células	! 4	! 5	! 20
!meia célula	! 1	! 5	! 5
!placas de fechamento	! 1	! 5	! 5
!placas intercalares	! 4	! 5	! 20
!gap base da célula	! 5	! 1	! 5
!placa de base	! 1	! 10	! 10
!gap na placa de base	! 1	! 10	! 10
!painel	! 1	! 13	! 13
!superf. ext. painel	! 1	! 13	! 13
!contorno do painel	! 2	! 1	! 2
!espaço	! 1	! 1	! 1
!total de nós sistema!			! 104 !

Resultados. Simulou-se, neste caso, a condição crítica correspondente a uma dissipação de pico de 1,50 W por célula em regime permanente. As temperaturas de contorno no painel utilizadas foram de 13 e 15 C. As temperaturas resultantes são apresentadas na Figura 9.

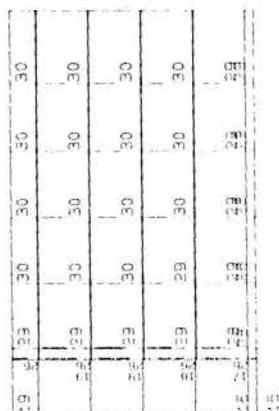


Fig. 9 temperaturas do modelo detalhado.

Conclusão. Os resultados mostram que os gradientes, provocados pelas dissipações internas, não ultrapassam o limite permitido que é de 2 C. O nível de temperatura obtido não deve ser considerado uma vez que se utilizou potência de pico, em regime permanente. Na situação real, esta potência só é dissipada durante 35% do tempo total de uma órbita.

ANÁLISE EM REGIME TRANSITÓRIO

Objetivo. Numa situação real, a bateria dissipa calor quando está em regime de descarga, ou seja, durante o período em que o satélite está na sombra da terra. Durante o período de insolação, a bateria é recarregada e não dissipa calor. Desta forma, a bateria dissipa 1,50 W (por célula) durante 35 minutos e permanece sem dissipação durante o restante da órbita (65 minutos). O objetivo aqui é de simular o comportamento térmico da bateria considerando a sua dissipação real durante a órbita.

Resultados. Utilizou-se o modelo detalhado para esta análise. O perfil de temperatura obtido após várias órbitas de simulação, ou seja, em regime transiente, são apresentados na Figura 10.

thermal gradient, are analysed: thermal environment and internal heat dissipation. Two mathematical models are developed and the thermal gradients are calculated using critical cases. A transient analysis is performed to simulate the flight condition. The thermal modelization is based on the nodal method and is performed using the PCTER thermal analysis software.

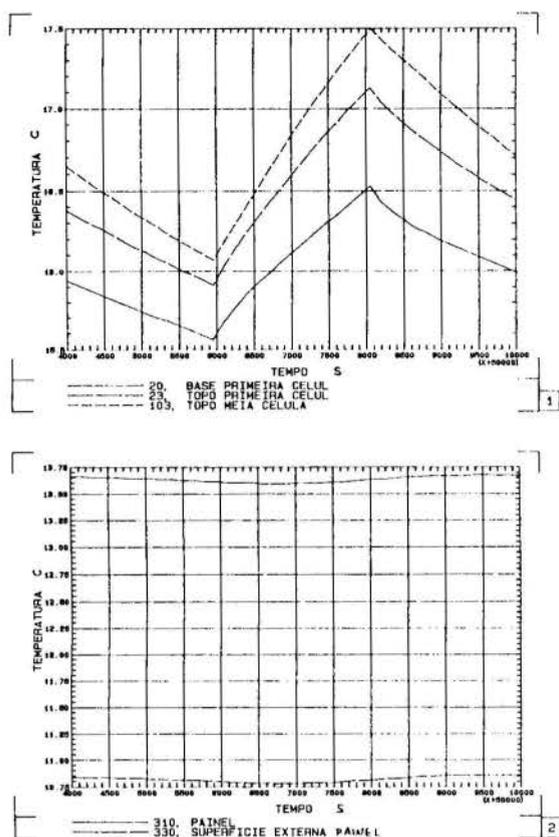


Fig. 10 Temperaturas em regime transiente.

Conclusão. O maior gradiente entre células ocorre no final da fase de dissipação, e está consideravelmente abaixo do limite especificado de 2 C.

Verifica-se uma variação, durante a órbita, de aproximadamente 1,5 C na temperatura da parte superior da célula e de 1,0 C na parte inferior.

A influência da dissipação cíclica da bateria na temperatura do painel é pequena, conforme mostra o Gráfico 2 da Figura 10.

CONCLUSÃO FINAL

Para os níveis de potência analisados, o projeto de empacotamento satisfaz os requisitos térmicos.

Nota-se uma diferença de temperatura considerável (5 C) entre a base da bateria e o painel de montagem. Isto é consequência de uma alta resistência térmica entre eles. Uma maneira de diminuir esta resistência é aumentar a área da placa de base. Esta alternativa pode ser utilizada caso se verifique uma maior dissipação de potência na bateria, ou haja necessidade de diminuir a sua temperatura.

Os modelos desenvolvidos devem ser ajustados a partir de testes experimentais a serem realizados. A maior incerteza do modelo está relacionada com as condutâncias térmicas de contato, que foram obtidos de literatura.

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

[1] Scott, W. R., Rusta, D. W., "Sealed-Cell Nickel-Cadmium Battery Applications Manual", 1979. (NASA Reference Publication 1052).

ABSTRACT

The present report presents the thermal analysis of the CBERS battery package. The objective is to determine the internal thermal gradients and to verify the battery package design. Two factors, that can cause



UMA NOVA EQUAÇÃO DE ESTADO PARA O HIDROGÊNIO E
SUA APLICAÇÃO NO PROCESSO DE COMPRESSÃO

ENNIO PERES DA SILVA
Laboratório de Hidrogênio da UNICAMP
Universidade Estadual de Campinas
Cx. P. 6039 - Campinas, SP, CEP 13081 - Brasil



RESUMO

Este trabalho apresenta uma equação de estado para o gás hidrogênio, simples, de boa precisão, destinada particularmente aos cálculos e estudos da compressão deste gás. Seu desempenho é avaliado em uma ampla faixa de pressão (de 0,1 a 224 Kg/cm²) e temperatura (de 7 a 527°C), e comparado com o desempenho de outras equações de estado conhecidas (Gás Ideal, van der Waals, Beattie-Bridgeman e Redlich-Kwong). Os resultados deste trabalho mostram que, no caso do hidrogênio, a equação proposta equivale em precisão à equação de Redlich-Kwong, sendo entretanto bem mais simples. Como aplicação desta equação são mostrados alguns cálculos do processo de compressão do hidrogênio.

INTRODUÇÃO

Qualquer estudo de processos envolvendo elementos ou compostos gasosos e suas transformações de estado, requer a determinação de um conjunto de grandezas físicas necessárias à caracterização do(s) gás(es) em questão e dos estados termodinâmicos aos quais estão sujeitos. Além disso, o estudo teórico desses gases e processos exige a determinação de relações entre as grandezas fundamentais envolvidas, permitindo a avaliação das transformações entre diferentes estados termodinâmicos.

No caso específico da compressão de uma determinada massa (m) de gás, principal objetivo tratado neste trabalho, ocorre um processo no qual variam o volume (V), a temperatura (T) e a pressão (P) do gás, como grandezas fundamentais. Para cada conjunto dessas variáveis nos estados de equilíbrio, tem-se um estado do sistema. Funções relacionando estas variáveis são as Equações de Estado do Sistema, genericamente escritas

$$f(P, V, T, m) = \text{cte.} \quad (1)$$

As propriedades básicas dessas equações devem ser:

- a) poderem ser escritas de uma forma, denominada forma específica, onde dependem apenas da natureza e não da quantidade de gás envolvida.
- b) serem invariantes para diferentes estados do sistemas, ou seja,

$$f(P_1, V_1, T_1, m_1) = f(P_2, V_2, T_2, m_2) \quad (2)$$

Uma das formas de se escrever as equações de estado é através do fator de compressibilidade (Z) do gás, definido por

$$Z = PV/(nRT) = Pv^*/(RT) = Pvm/(RT) = Pv/(R^*T) \quad (3)$$

sendo $n = m/M$, onde M é o peso molecular do gás, R a constante universal dos gases, v o volume específico, v^* o volume específico molar, e R^* a constante específica do gás. A compressibilidade, indicando um "desvio" em relação à equação do gás ideal, associa diferentes estados de equilíbrio do gás, por exemplo, os estados de equilíbrio (1) e (2):

$$P_1 V_1 / (n_1 Z_1 T_1) = P_2 V_2 / (n_2 Z_2 T_2) \quad (4)$$

PRINCIPAIS EQUAÇÕES DE ESTADO PARA OS GASES

A forma das equações de estado para os gases depende fundamentalmente das hipóteses levadas em conta na sua dedução, existindo hoje um número muito grande de fórmulas propostas, algumas gerais, outras específicas, porém nenhuma fornecendo resultados precisos para todos os gases, nem cobrindo todo o enorme intervalo de estados possíveis para o sistema. Para a dedução e obtenção dessas equações, dois caminhos são possíveis: o teórico, onde a equação de estado está embasada nos conceitos fundamentais da termodinâmica e/ou mecânica estatística, como acontece nas equações de estado de um Gás Ideal, de van der Waals (1873), Lennard-Jones e Devonshire (1937), Hirschfelder, Bird e Spotz (1949), Flory, Orwall e Vrij (1964) e, principalmente, a Equação Virial de Estado. O segundo caminho é o empírico, onde a forma da equação é obtida a partir de observações experimentais, sendo mais comum o caso semi-empírico, em que as equações, apesar de apresentarem parâmetros obtidos experimentalmente, encontram justificativas conceituais para seus termos, constituindo-se muitas vezes de modificações nas equações teóricas, procurando melhor aproximação dos resultados experimentais. Nessas categorias estão as equações de Clausius (1880), Berthelot (1889), Dieterici (1899), Keyes (1917), Beattie e Bridgeman (1928), Benedict, Webb e Rubin (1940), Redlich e Kwong (1949), Martin e Hou (1955), Soave (1972), Peng e Robinson (1976), Schmidt e Wenzel (1980), Kubic (1982) e muitas outras.

Estas são as equações de estado mais utilizadas nos processos de gases reais, existindo entre elas uma relação direta entre a maior correspondência ao comportamento observado dos gases e a maior complexidade das expressões. A escolha da equação de estado a ser utilizada depende do problema a ser tratado, da natureza do gás, da faixa de pressão e temperatura e da precisão requeridas, procurando-se sempre a equação mais simples que satisfaça essas condições.

Quanto ao fator de compressibilidade, este varia de acordo com o estado de equilíbrio desse gás, sendo medido ponto a ponto. Porém, cada uma das equações de estado existente fornece uma expressão para Z. Em termos do volume específico:

a) Gás Ideal: $Z_{GI} = 1$ (5)

b) van der Waals [1]: $Z_{VV} = v/(v-b) - a/(vR^*T)$ (6)

ou $Z_{VV} \approx 1 + (b-a/R^*T)(1/v) + b^2/v^2$

para $b/v \ll 1$.

c) Beattie-Bridgeman [2]:

$$Z_{B-B} = (1-\epsilon)(v+B)(1/v) - A(R^*vT) \quad (7)$$

$$\text{sendo } A = A_0(1-a/v); B = B_0(1-b/v); \epsilon = c/(vT^3)$$

$$\text{ou } Z_{B-B} = 1 + B'/v + C'/v^2 + D'/v^3$$

$$\text{sendo } B' = B_0 - A_0/(R^*T) - c/T^3$$

$$C' = B_0 b + A_0 a/(R^*T) - B_0 c/T^3$$

$$D' = B_0 bc/T^3$$

d) Redlich-Kwong [3]:

$$Z_{R-K} = v/(v-b) - a/[T^{3/2}(v+b)R^*] \quad (8)$$

$$\text{ou } Z_{R-K} \approx 1 + (b-a/R^*T^{3/2})(1/v) + (b^2-ab/R^*T^{3/2})(1/v^2)$$

para $b/v \ll 1$

Como pode-se ver, as expressões para Z obtidas a partir das equações de estado empíricas, quando escritas em termos de uma série do inverso do volume (1/v), apresentam a mesma forma, com maior ou menor número de termos. Este fato indica que, em um caso geral, o fator de compressibilidade pode ser escrito como uma série infinita, a ser adaptada aos dados experimentais, para um intervalo amplo de densidades, ou seja

$$Z = 1 + B(T)/v + C(T)/v^2 + D(T)/v^3 + \dots \quad (9)$$

Esta é a equação Virial de Estado, sendo B(T), C(T), etc. chamados 2º, 3º, etc. coeficientes viriais, e dependem apenas da temperatura e das propriedades físicas das moléculas gasosas. Esta equação foi proposta pela primeira vez em 1901 por Kamerlingh Onnes [4] e pode ser obtida através da Mecânica Estatística aplicada à Teoria Cinética dos Gases, sendo possível então, em princípio, o cálculo de cada coeficiente dos termos da expressão (9). Entretanto, a quantidade de coeficientes que podem ser calculados depende do modelo molecular escolhido, sendo em maior número para modelos simples (porém menos exatos) que para modelos mais complexos (porém mais exatos).

A Equação Virial pode ser escrita também como uma série de potência da pressão:

$$Z = 1 + B^*P + C^*P^2 + D^*P^3 + \dots \quad (10)$$

$$\text{sendo } B^* = B/RT$$

$$C^* = (C - B^2)/(RT)^2$$

$$D^* = (D + 2B^3 - 3BC)/(RT)$$

etc.

A prática mostra que, tomando-se apenas dois termos da Equação Virial, a forma de expansão em potências

da pressão fornece resultados mais precisos, enquanto que adotando-se três termos a forma de potências do inverso do volume fornece melhores resultados. No caso do estudo da compressão dos gases, a forma de Z explícita em potências da pressão é mais útil, devido às derivadas envolvidas nos cálculos do trabalho de compressão, que são efetuados em termos da pressão do gás. Dessa maneira, os cálculos são bastante simplificados.

EQUAÇÃO DE ESTADO PROPOSTA

As equações de estado tradicionais apresentam uma forma relativamente complicada quando expressam o fator de compressibilidade para os gases reais em termos explícitos da pressão. Partindo-se da equação Virial de Estado (9) com apenas dois termos da série, procurou-se uma equação de estado precisa e simples, que exprimisse o fator de compressibilidade em termos da pressão do gás, ou seja, ideal para ser utilizada nos estudos dos processos de compressão. Como a Equação Virial seria truncada no seu segundo termo e cada termo é expresso por uma potência inteira da pressão, idealizou-se uma equação cujas potências da pressão P e da temperatura T fossem arbitrárias, inteiras ou não, a serem ajustadas experimentalmente, de tal maneira que pudessem compensar os demais termos da série de potências que foram excluídos.

A equação proposta foi a seguinte:

$$Z = 1 + \alpha P^\beta / T^\gamma \quad (11)$$

onde α , β e γ são constantes específicas para cada gás. Deve-se observar que a equação não permite que estas constantes sejam obtidas a partir das constantes críticas do gás (v_c , P_c , T_c e Z_c), o que obriga que sejam ajustadas a partir dos dados experimentais para cada gás. Outrossim, como o valor de α poderia ser negativo ($Z < 1$) ou positivo ($Z > 1$), optou-se pelo segundo caso, que corresponde a temperaturas superiores a 100 K (-173°C) no caso do hidrogênio.

O primeiro gás testado foi o hidrogênio, objeto de um estudo sobre os meios para a sua compressão [5]. Foram considerados como dados reais de pressão, volume e temperatura (P-V-T) para o hidrogênio, os valores tabulados em "Hydrogen: Its Technology and Implications", de R.D. MacCarty, Volume III (Hydrogen Properties), CRC Press, Cleveland, Ohio, USA, 1977. Foram tomados os dados para o hidrogênio normal (Tabela 4.12), nos pontos abaixo:

Pressão (MPa): 0,01; 0,1; 0,3; 0,5; 0,8; 1,0;
1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 3,5; 4,0; 5,0;
6,0; 7,0; 8,0; 10,0; 12,0; 14,0;
16,0; 18,0; 20,0; 22,0.

Temperatura (K): 280; 300; 350; 400; 450; 500;
550; 600; 700; 800.

As compressibilidades obtidas a partir desses dados foram consideradas como valores reais para o hidrogênio.

O cálculo dos coeficientes (constantes) para a equação de estado proposta foi realizado a partir dos valores reais (P-V-T) para o hidrogênio normal, calculando-se as compressibilidades reais e igualando-se esses valores à equação proposta, ou seja,

$$Z_{\text{exp},i}(P_i, V_i, T_i) = 1 + \alpha P_i^\beta / T_i^\gamma \quad (12)$$

Portanto, para cada terna

$$(Z_{\text{exp},i}, Z_{\text{exp},j}, Z_{\text{exp},k})$$

obtem-se um conjunto de valores de α , β e γ . Extendendo-se via computador este cálculo sobre todas as compressibilidades obtidas dos valores reais (P-V-T), e tomando-se a média aritmética dos resultados, obteve-se para o hidrogênio:

$$\begin{aligned} \alpha &= 0,0633935 \text{ (K)}^\gamma / (\text{Kgf/cm}^2)^\beta \\ \beta &= 0,9967386 \\ \gamma &= 0,8171786 \end{aligned} \quad (13)$$

RESULTADOS E CONCLUSÕES

Para a análise do desempenho da equação proposta, confrontou-se os desvios relativos entre as compressibilidades experimentais, $Z(\text{exp})$, e teóricas, obtidas através da equação de estado, $Z(\text{teo})$,

$$\text{Desvio} = \{ [Z(\text{exp}) - Z(\text{teo})] / Z(\text{exp}) \} \times 100\% \quad (14)$$

Para efeito de comparação, calculou-se também os desvios relativos proporcionados pelas equações de estado para o Gás Ideal, equação de van der Waals, Beattie-Bridgeman e Redlich-Kwong, nas faixas de pressão de 0,1 a 224 Kgf/cm² e de temperatura de 7 a 527°C (280 - 800 K).

As equações de estado utilizadas para o hidrogênio foram as seguintes:

1) Gás Ideal, equação (5): $Z = 1$

2) Gás Ideal Modificada: $Z = 1,02979$ (15)

Esta equação corresponde a uma modificação simples da Equação de Gás Ideal, adequando-a ao gás hidrogênio, nas faixas de pressão e temperatura estabelecidas. Foi obtida através da média aritmética dos valores de Z calculados a partir dos dados experimentais de P-V-T para o hidrogênio e representa, como pode-se observar nos gráficos das curvas de erro a seguir, apenas o deslocamento das curvas de erro do Gás Ideal em relação à reta de erro zero. Dessa forma foram obtidos menores desvios em termos absolutos.

3) van der Waals: equação (6) sendo para o hidrogênio [6]:

$$a = 0,062140 \text{ (Kgf/cm}^2\text{)}^m \text{ }^6 / \text{Kg}^2$$

$$b = 0,0131998 \text{ m}^3 / \text{Kg}$$

4) Beattie-Bridgeman: equação (7) sendo para o hidrogênio [7]:

$$a = -0,00251 \text{ m}^3 / \text{Kg}; \quad A_0 = 0,05022 \text{ (Kgf/cm}^2\text{)}^m \text{ }^3 / \text{Kg}$$

$$b = -0,02162 \text{ m}^3 / \text{Kg}; \quad B_0 = 0,01040 \text{ m}^3 / \text{Kg}$$

$$c = 0,02500 \times 10^4 \text{ m}^4 \text{ }^3 \text{ }^3 / \text{Kg}$$

5) Redlich-Kwong: equação (8), sendo para o hidrogênio:

$$a = 0,342384 \text{ (Kgf/cm}^2\text{)}^m \text{ }^{1/2} \text{ }^6 / \text{Kg}^2$$

$$b = 8,629377 \times 10^{-3} \text{ m}^3 / \text{Kg}$$

a e b obtidos a partir dos parâmetros críticos do hidrogênio normal:

$$T_c = 33,19 \text{ K}$$

$$P_c = 12,98 \text{ atm} = 13,408 \text{ Kgf/cm}^2$$

$$V_c = 1/\rho_c = 0,03320 \text{ m}^3 / \text{Kg}$$

6) da Silva: equação (11): $Z = 1 + \alpha P^B / T^\gamma$

sendo α , β e γ constantes ajustadas experimentalmente para o hidrogênio a partir dos dados de P-V-T para este gás, assumindo então os valores dados em (13).

Os resultados obtidos em cada caso estão mostrados comparativamente nos gráficos das Figuras 1, 2, 3 e 4.

Os gráficos apresentados mostram que a equação de estado proposta possui um grau de precisão semelhante à equação de Redlich-Kwong, porém é mais simples e muito mais fácil de ser utilizada no estudo dos processos de compressão.

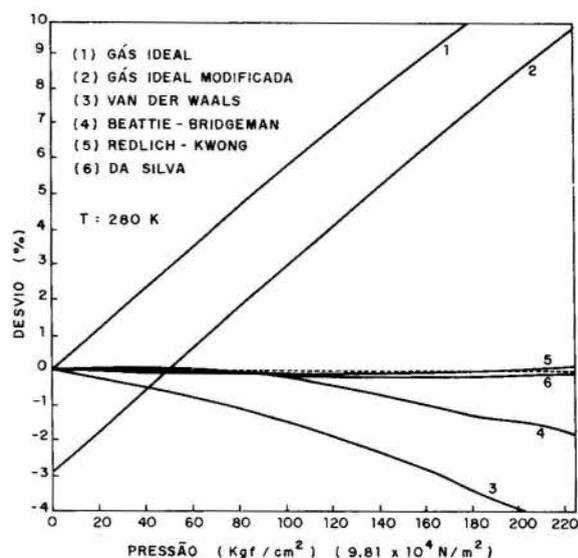


Fig. 1 Curvas de erro das equações de estado em função da pressão. Temperatura: 6,85°C (280 K).

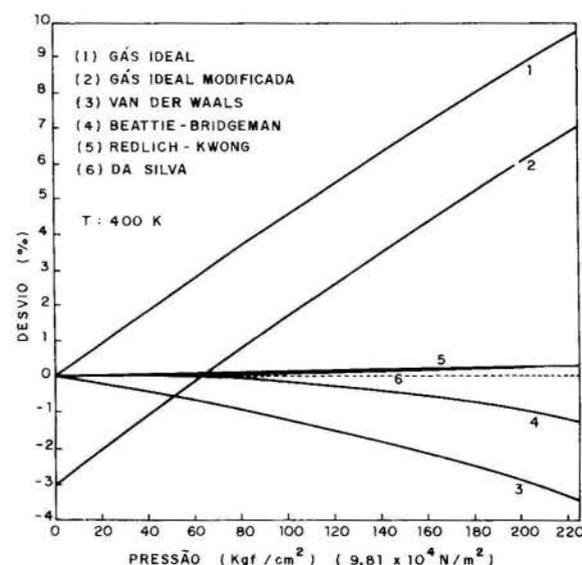


Fig. 2 Curvas de erro das equações de estado em função da pressão. Temperatura: 126,85°C (400 K).

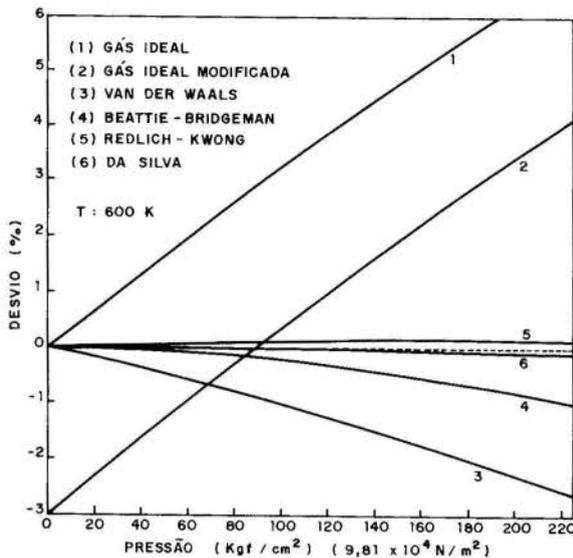


Fig. 3 Curvas de erro das equações de estado em função da pressão. Temperatura: 326,85°C (600 K)

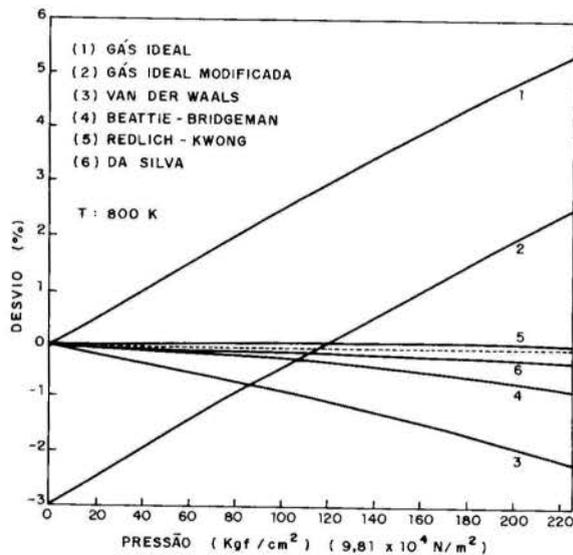


Fig. 4 Curvas de erro das equações de estado em função da pressão. Temperatura: 526,85°C (800 K)

Por exemplo: no cálculo do trabalho (W) de compressão de um gás da pressão P_1 à pressão P_2 , isotérmico:

$$W = \int_{V_1}^{V_2} P dV = - \int_{P_1}^{P_2} P (\delta V / \delta P)_T dP \quad (16)$$

Como $Z = PV/nRT$ e $V = (nRT/P)Z$

$$\text{Então } (\delta V / \delta P)_T = - (nRTZ/P^2) + (nRT/P) (\delta Z / \delta P)_T \quad (17)$$

Portanto

$$W = \int_{P_1}^{P_2} [nRTZ/P - nRT (\delta Z / \delta P)_T] dP \quad (18)$$

No caso da equação de estado proposta, a diferencial parcial da compressibilidade é simplesmente:

$$(\delta Z / \delta P)_T = \alpha \beta P^{\beta-1} / T^\gamma \quad (19)$$

No caso das equações de van der Waals e Redlich-Kwong, o cálculo só é simples se for realizado com a variável volume (V), conhecendo-se os volumes inicial (V_1) e final (V_2), o que não ocorre na maioria dos casos de compressão de gases, principalmente em se tratando de compressores, onde a variável de trabalho é a pressão.

AGRADECIMENTOS

O autor agradece aos professores Dr. Marcus G. Zwanziger e Dr. Isaías de C. Macedo pelo auxílio na execução deste trabalho, e à FINEP e ao Laboratório de Hidrogênio da UNICAMP pelo suporte financeiro.

REFERÊNCIAS

- [1] van der Waals, J.D., "Over de Continuïteit van den Gas-en Vloeistoftoestand", Ph.D dissertation, Leiden, Holanda, 1873.
- [2] Beattie, J.A. and Bridgeman, O.C., "A New Equation of State for Fluids. I: Application to Gaseous Ethyl Ether and Carbon Dioxide", Journal of American Chemical Society, Vol. 49, pp. 1665-1667, 1927.
- [3] Redlich, O. and Kwong, J.N.S., "On the Thermodynamics of Solutions. V", Chem. Rev., Vol 44, pp. 233-244, 1949.
- [4] Onnes, H.K., Commun. Phys. Lab., Vol. 71, Leiden, Holanda, 1901.
- [5] da Silva, E.P., "Protótipos Industriais de Compressores Termoquímicos de Hidrogênio Baseados na Tecnologia dos Hidretos Metálicos", tese de doutoramento, F.E.C., Universidade Estadual de Campinas, Campinas, SP, Brasil, 1989.
- [6] Lee, J.F. e Sears, F.W., "Termodinâmica", Livros Técnicos S.A. e Editora da Universidade de S.P., Rio de Janeiro, 1969.
- [7] Beattie, J.A. and Stockmayer, W.H., "Equations of State", Physical Society (London), Rep. on Progr. in Phys., Vol. 7, pp. 195-229, 1940.

ABSTRACT

This work presents one equation of state, simple, with good precision, destined to hydrogen compression calculus and studies. The performance is available in a large range of pressure (0,1 to 224 Kgf/cm²) and temperature (7 to 527°C) and it is compared with the performance of others state equations (Ideal Gas, van der Waals, Beattie-Bridgeman and Redlich-Kwong). The results of this work show that, in the case of hydrogen, the proposed equation is as good as Redlich-Kwong equation, however more simple. An application of the equation in some calculus of hydrogen compression is presented.

OTIMIZAÇÃO DE UM MAÇARICO DE PLASMA ATRAVÉS DO CONTROLE DA CAMADA LIMITE



ARUY MAROTTA
 Universidade Estadual de Campinas - UNICAMP
 Instituto de Física "Gleb Wataghin"
 13081 - Campinas, SP, Brasil



RESUMO

Neste trabalho pesquisamos, através da teoria da similaridade, o efeito que uma pequena conicidade na entrada do canal, tem nas características elétricas e térmicas de um maçarico de plasma. Dos resultados experimentais obtivemos as equações da similaridade para a característica tensão-corrente e eficiência. Da comparação dos resultados conclui-se que o cone na entrada do canal tem por efeito aumentar a eficiência do maçarico. A análise mostra a importância do controle da camada limite na otimização do maçarico de plasma.

INTRODUÇÃO

A interação do arco elétrico, num maçarico de plasma, com o fluxo de gás e com as paredes do canal confinador, envolve, simultaneamente, fenômenos gasodinâmicos, térmicos e eletromagnéticos. Ao sistema de equações de massa, momento e energia, que descrevem os fenômenos gasotermodinâmicos, devemos acoplar as equações de Maxwell para a descrição da natureza elétrica e magnética do plasma e do arco elétrico. Devido à grande complexidade dessas equações, métodos simplificados são usados para modelamento teórico do plasma. O plasma de arco elétrico caracteriza-se pelo baixo nível de ionização, possuindo, por isso, alta resistência elétrica. Como resultado, a transferência de energia do arco para o gás se dá, basicamente, pelo efeito Joule [1]. Entretanto, a interação do arco elétrico com as paredes do canal, é impossível ser descrita, sem a consideração da dinâmica do escoamento. O comprimento relativamente curto do arco elétrico e a exigência de alta eficiência no aquecimento do gás pelo arco, impõem que o escoamento se dê, no maçarico de plasma (Fig. 1) em condições, não-plenamente desenvolvidas de escoamento em início de canal [2,3]. É na seção inicial do canal que o gás é aquecido e acelerado [4]. É nessa região que se forma a camada térmica do arco e a camada limite na parede do canal. O encontro entre essas camadas, à jusante do fluxo, define o comprimento do arco no canal, a tensão e a eficiência térmica do maçarico de plasma de geometria linear [3].

Este trabalho foi realizado com o objetivo de estudar o efeito que pequenas modificações geométricas na entrada do canal têm sobre o comportamento elétrico e térmico do maçarico de plasma. Especificamente, estudamos dois modelos de canal: canal reto e canal com suave conicidade na entrada (Fig.2). Introduzindo uma pequena conicidade na transição da câmara de vórtice para a entrada do canal, procuramos atrasar o ponto de encontro entre a camada limite e a camada térmica e, desta forma, melhorar as características operacionais do maçarico de plasma. Esta melhoria pode se manifestar, quer se já pelo aumento da tensão, ou da eficiência, ou da entalpia e temperatura do jato de plasma. A comparação é feita determinando-se a característica tensão-corrente e a eficiência do maçarico de plasma. Objetiva-se, com esse trabalho, obter as condições para otimização de projeto do maçarico de plasma, bem como melhor entender os processos que operam no interior do canal.

A complexidade do sistema de equações diferenciais que descrevem os fenômenos dentro do canal reduz as possibilidades e a eficiência dos métodos analíticos para a análise das características do maçarico de plasma. Entretanto, tomando por base a teoria da similaridade, essas equações podem ser usadas para a derivação

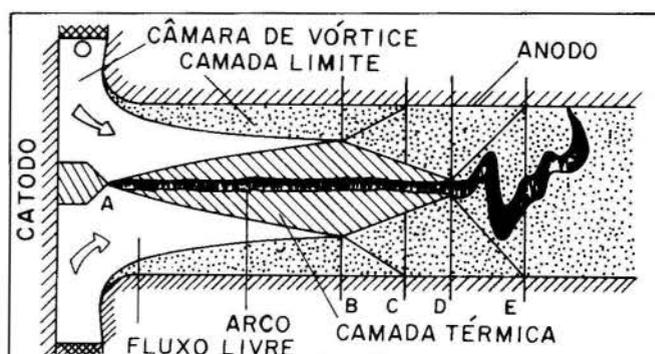


Fig. 1. Interação do arco com o fluxo do gás e a parede do canal no maçarico de plasma.

de relações empíricas generalizadas, contendo um certo número de complexos adimensionais. Shashkov e Yas'ko [5,6] verificaram que um pequeno número desses parâmetros adimensionais atende bem à descrição dos processos que ocorrem no maçarico de plasma. Para um maçarico de plasma do tipo "arco autoestabelecido", estabilizado pelo fluxo em vórtice do gás, com apenas cinco parâmetros adimensionais é possível caracterizar completamente o maçarico, isto é, o parâmetro $S_u = eUd/I$ traduz a natureza elétrica do arco (I em de Ohm); o parâmetro $S_1 = I^2 / (e\mu v d^3) = I^2 / (e\mu G d)$ reflete a relação entre a energia que entra (efeito Joule) e a energia que sai pelo fluxo de plasma; o parâmetro $Re = 4G/\mu d$ traduz a natureza hidrodinâmica do maçarico; o parâmetro ou número de Knudsen $Kn = \lambda e/d \mu I / \mu d$ representa o efeito de ruptura ("break-down") elétrica e o parâmetro $\tilde{\lambda} = \lambda/d$ caracteriza a geometria do canal. Aqui, e é a condutividade elétrica, U a tensão, d o diâmetro e ℓ o comprimento do canal, I a corrente, ρ a densidade do gás, v a velocidade axial, h a entalpia, $G \sim \rho v d^2$ a vazão do gás, μ a viscosidade, λe o livre caminho médio dos elétrons e p a pressão.

A partir dos números adimensionais podemos escrever a equação generalizada da característica tensão-corrente do maçarico.

$$S_u = CS_1^\alpha Re^\beta Kn^\gamma \quad e \quad (1)$$

a equação para a eficiência η :

$$\frac{1-\eta}{\eta} = C' S_i^{\alpha'} Re^{\beta'} Kn^{\gamma'} \bar{z}^{\delta'} \quad (2)$$

onde C, α , β , γ , C', α' , β' , γ' , δ' são constantes determinadas experimentalmente.

Para compararmos dois maçaricos que diferem apenas quanto à geometria de entrada do canal, as equações acima podem ser simplificadas:

$$U = AI^m G^n \quad e \quad (3)$$

$$\frac{1-\eta}{\eta} = BI^p G^q, \quad (4)$$

onde A, m, n, B, p e q são constantes experimentais.

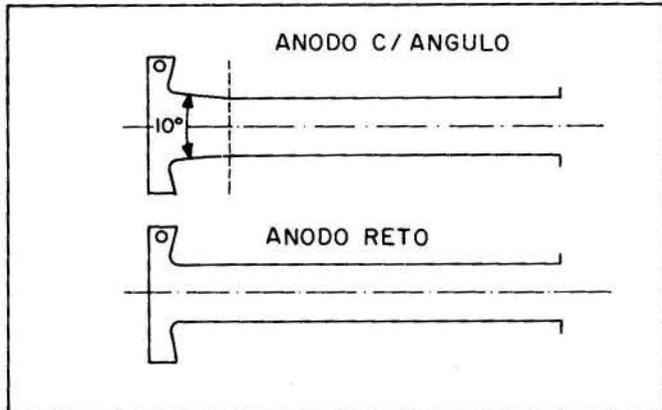


Fig. 2. Anodo "com ângulo" e anodo "reto".

Essas equações serão usadas neste trabalho, numa tentativa de avaliar a relativa importância dos processos que ocorrem no interior do canal do maçarico de plasma.

Na Fig. 1 mostramos as diferentes regiões em que se divide o canal. Observa-se que a partir do encontro da camada limite com o arco na seção D, a estabilidade do arco passa a ser afetada pela turbulência da camada limite. O aumento da turbulência, ao redor do arco, tem também como efeito uma mais intensa extração de calor do arco, e, como consequência, uma elevação do campo elétrico no interior do arco. O campo elétrico a partir do ponto D é dado pela fórmula empírica [3,7]:

$$\bar{E}^2 = 1 + 4,12 \times 10^{-3} Re_d \cdot z^2, \quad (5)$$

onde $\bar{E} = E/E_0$, sendo E o campo na região turbulenta e E_0 o campo na região laminar (AD) e z a distância medida a partir do ponto D. A Fig. 3 [3] mostra claramente o efeito da influência da turbulência da camada limite sobre o campo elétrico do arco. A tensão total é dada por

$$U = \Delta U_a + \Delta U_c + E_0 z_0 + E_0 \int_0^z \bar{E} dz, \quad (6)$$

onde ΔU_a e ΔU_c são as quedas anódica e catódica, E_0 o campo na região laminar AD e z_0 o comprimento da região AD. Portanto, o aumento da turbulência contribui para o aumento da tensão no maçarico de plasma. Ao mesmo tempo, com o aumento de tensão, a turbulência também contribui para a diminuição da eficiência.

Entretanto, da equação (6) vê-se que o aumento de tensão pode ser, também, causado pelo maior comprimento z_0 do arco elétrico na região laminar. Como se vê da

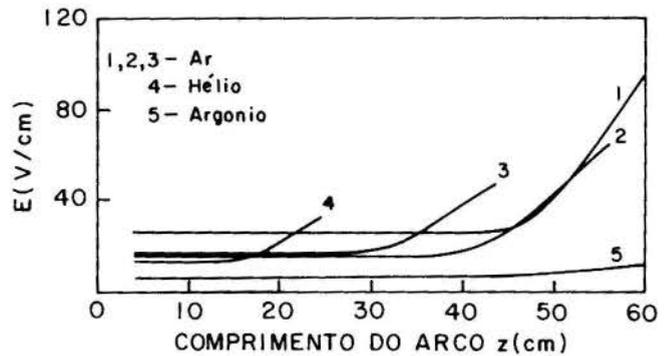


Fig. 3. Campo elétrico do arco no canal [3].

fórmula (2) o aumento do comprimento do arco contribui para o aumento da eficiência do maçarico.

CONDIÇÕES EXPERIMENTAIS

Foi utilizado neste trabalho, um maçarico de plasma à arco elétrico do tipo "arco autoestabelecido", com estabilização por vórtice de gás e usando ar como gás plasmagênico. A câmara de vórtice está situada entre o catodo e o anodo e possui um diâmetro interno de 68mm. O ar, fornecido por um compressor, e cuja vazão é medida por um rotâmetro, entra na câmara através de 6 furos tangenciais. O catodo é de zircônio prensado em um suporte de cobre [8]. O mesmo opera 50 horas, sem reposição. O anodo é um tubo de cobre. Ambos os eletrodos são refrigerados à água. As perdas térmicas para os eletrodos são calculadas através da fórmula $P = \dot{m} c_{pa} \Delta T_{ai}$, sendo \dot{m} a vazão de água, medida com rotâmetros e ΔT_{ai} a elevação de temperatura, medida com termopares tipo J. A eficiência é calculada por $\eta = (P - P_e)/P$, onde $P = UI$ é a potência elétrica fornecida, U a tensão e I a corrente. A pressão do gás na saída do canal é considerada a ambiente. O diâmetro do anodo é 9,52mm e o comprimento 120mm. O maçarico é alimentado por duas fontes de potência DC de 25kW cada, que fornecem 820V em aberto e corrente de curto de 160A. A ignição é feita com uma fonte RF de alta tensão. Todos os elementos citados acima foram construídos em nosso laboratório.

A experiência é feita com dois maçaricos absolutamente iguais, com a única diferença de que a entrada do anodo de um maçarico é reta e a do outro possui, na entrada um cone de 10°, numa extensão de 11mm dentro do canal (Fig. 2). Os perfis de transição da câmara de vórtice para o anodo são levemente arredondados.

Para a realização deste trabalho, medimos a tensão U, a corrente I, a vazão de gás G e a eficiência η . O número total de medidas foi 4440 (total de dados por ponto experimental 10) e o número de pontos experimentais foi 64 para o maçarico com "ângulo" e 84 para o "reto".

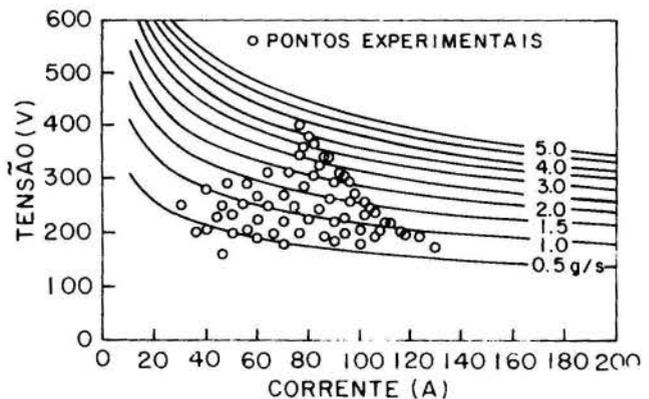


Fig. 4. Característica VxI do maçarico "com ângulo".

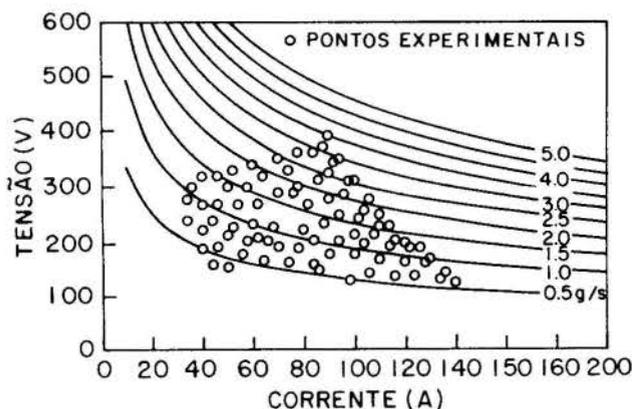


Fig. 5. Característica VxI do maçarico "reto"

Cada ponto é a média sobre 3 medidas.

RESULTADOS E DISCUSSÕES

Nas Figs. 4 e 5 apresentamos as características VxI (tensão-corrente) dos dois maçaricos, para diferentes valores da vazão do gás. As características, bem como a eficiência η foram calculadas pelas fórmulas (3) e (4) através de uma regressão multilinear aos pontos experimentais. O ajuste é do tipo $y = a + a_1x_1 + a_2x_2$, o qual se obtém tomando os logaritmos das equações (3) e (4).

Os resultados para as constantes nas equações (3) e (4) são os seguintes: $A = 12646,8$, $m = -0,277931$ e $n = 0,403298$, $B = 1,34423 \times 10^{-3}$, $p = 0,454435$ e $q = -0,500256$ para o anodo "com ângulo" e $A = 56603,5$, $m = -0,419619$, $n = 0,546207$, $B = 1,03749 \times 10^{-3}$, $p = 0,460387$ e $q = -0,549937$ para o anodo "reto".

Na Fig. 6 os dois conjuntos de características VxI são comparados para os mesmos valores de vazões do gás. A interseção das curvas dos dois maçaricos para o mesmo valor de vazão é assinalado pela curva AB. Acima dessa curva, no sentido de altas vazões e baixas correntes, a tensão do maçarico "reto" é maior do que a tensão do maçarico "com ângulo", para cada valor da vazão. Abaixo da curva AB, a relação entre as tensões dos dois maçaricos, é invertida, isto é, o maçarico "com ângulo" apresenta tensão mais alta que o "reto".

Na Fig. 7 mostramos a diferença entre as eficiências dos dois maçaricos $\eta_a - \eta_r$ (η_a - eficiência do maçarico com ângulo e η_r - eficiência do maçarico reto) para tres valores de corrente 60, 100 e 140A, em função da vazão do gás. Esse gráfico mostra que a eficiência do maçarico "com ângulo" é sempre maior do que a eficiência do maçarico "reto", para o mesmo valor de corrente e vazão, numa larga faixa de vazões e correntes. Isto é verdadeiro, tanto acima como abaixo da curva AB, na Fig. 6, porém com diferentes significados: acima de AB (para grande vazões) o aumento da turbulência no anodo "reto" resulta numa diminuição de sua eficiência. Em contraste, abaixo de AB, o aumento do comprimento do arco resulta numa eficiência mais elevada do maçarico "com ângulo". Um forte testemunho para a natureza hidrodinâmica das diferenças entre os dois maçaricos é o fato de que a função $\eta_a - \eta_r$ depende fortemente da vazão do gás e fracamente da corrente elétrica, como se vê na Fig. 7; e a dinâmica do escoamento do gás no canal está intimamente ligada às características da camada limite.

CONCLUSÕES

Neste trabalho fizemos uma comparação entre dois maçaricos de plasma, em que um deles tem uma leve conicidade na entrada do canal. Usamos, como base para a comparação, as equações da similaridade, obtidas experimentalmente, para a característica VxI e a eficiência do maçarico. Os resultados mostram que o cone na entrada do canal se reflete numa eficiência mais elevada para

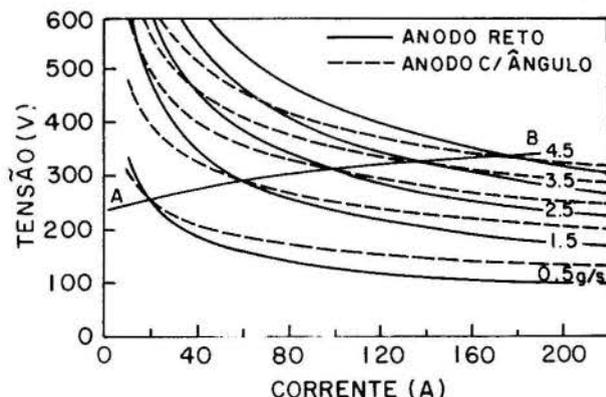


Fig. 6. Comparação entre as características VxI.

esse maçarico, numa larga faixa de vazões e correntes. Mostramos que é possível explicar os resultados obtidos como demonstrativos da importância que a camada limite tem no processo de formação e otimização das características elétricas e térmicas do maçarico de plasma.

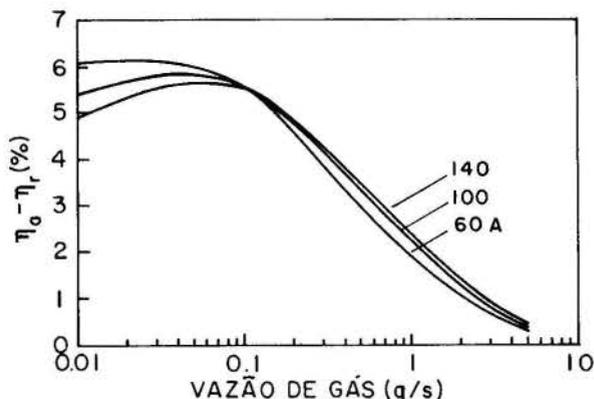


Fig. 7. Diferença entre as eficiências.

AGRADECIMENTOS

O autor expressa o seu agradecimento ao Prof. Dr. Daltro Garcia Pinatti da UNICAMP/IPGW e FTI/CEMAR que gentilmente nos forneceu o zircônio para o catodo. Agradecemos ao suporte financeiro do CNPq, FAPESP, FINEP e UNICAMP.

REFERÊNCIAS

- [1] Dresvin S.V. editor. "Physics and Technology of Low Temperature Plasmas" The Iowa State University Press/AMES, 1977.
- [2] Kolonina, L.I., Uriukov, B.A. "Determinação do Início da Zona de Interação do Arco Elétrico, Estabilizado pelo Fluxo em Vórtice do Gás, com a Camada Limite da Parede", Izvestia da Academia de Ciências da URSS, Dep. Siberiano, Serie de Ciências Técnicas, 13, 1968, pp. 23-7.
- [3] Zhukov, M.F., Koroteiev, A.S., Uriukov, B.A. "Dinâmica Aplicada do Plasma Térmico", Nauka, Novosibirsk, 1975.
- [4] Pakhomov, E.P. "Initial Section of an Electric Arc in a Gas Flow (Survey)", High Temperature, 20, 1982, pp. 149-64.

- [5] Shashkov, A.G., Yas'ko, O.I. "Application of Approximate Similarity for Correlating Arc Characteristics", IEEE Trans. Plasma Sci., PS-1, 21, 1973, pp. 21-37.
- [6] Yas'ko, O.I. "Correlation of the Characteristics of Electric Arcs", J. Appl. Phys. D, 2, 1969, pp. 733-51.
- [7] Zhukov, M.F., Smoliakov, V. Ia., Uriukov, B.A. "Aquecedores de Gás e Arco Elétrico (Plasmatrons)", Nauka, Moscou, 1973.
- [8] Cunha, A.G. e Marotta, A. "Low Erosion Rate of Zirconium Cathode in a Plasma Torch' 16th IEEE Inter. Conf. on Plasma Science, May, 22-24, 1989, Buffalo, NY, USA, pp. 66-7.

ABSTRACT

In this work we have studied, using the theory of similarity, the effect of a small conicity in the entrance of the channel on the electrical and thermal characteristics of plasma generator. From comparing the results, it was possible to establish that the presence of the conus improves the performance of the plasma generator. This can be interpreted as evidence of the importance of the boundary layer on the optimization of the characteristics of the plasma generator.



POTENCIA TÉRMICA DISSIPADA NO CATODO
DE UM MAÇARICO DE PLASMA A AR

ARUY MAROTTA
Universidade Estadual de Campinas - UNICAMP
Instituto de Física "Gleb Wataghin"
13081 - Campinas, SP, Brasil



RESUMO

Neste trabalho é medida a potência térmica depositada no catodo de zircônio de um maçarico de plasma de ar comprimido. A medida da potência térmica tem importância para a determinação da eficiência do maçarico de plasma, ao mesmo tempo que possibilita um conhecimento maior dos mecanismos de emissão termo-iônica. Duas hipóteses são apresentadas como relacionadas com a potência térmica medida: a primeira supõe a existência de correlação entre a baixa erosão e a potência térmica; a segunda supõe a existência de correntes circulantes de gás que trariam de volta para o catodo o calor da coluna do arco.

INTRODUÇÃO

O problema central na tecnologia dos geradores de plasma a arco elétrico, que vem retardando a sua mais rápida penetração na indústria, é a alta taxa de erosão dos catodos. Os esforços para aumentar o tempo de vida dos geradores de plasma são dirigidos principalmente para a melhoria no comportamento do catodo - o elemento mais fortemente solicitado do ponto de vista térmico. Uma questão intimamente relacionada com a erosão é o problema da potência térmica depositada no catodo. Este trabalho trata da medida da potência térmica dissipada no catodo em função da corrente. Essa medida é importante, em primeiro lugar, para a determinação da eficiência do gerador de plasma; em segundo lugar, a capacidade de extração adequada de calor, pelo sistema de refrigeração, do pê do arco, permitirá obter uma taxa mínima de erosão. A medida da potência térmica pode ser feita durante a operação do gerador, o que não ocorre com a medida da erosão, que só pode ser realizada após o gerador ter sido desligado. A idéia seria, então, monitorar a erosão através da medida da potência térmica: um aumento ou diminuição do valor da potência térmica poderia sinalizar um aumento da erosão.

Uma outra razão para este trabalho é o fato de termos alcançado níveis extremamente baixos de erosão do catodo de zircônio, resultado esse que contrasta com outros publicados na literatura [1]. Tem sido possível operar o gerador, com o mesmo catodo, durante 50 horas, enquanto no trabalho acima, em condições semelhantes (mesmo nível de corrente e gás), não passa de algumas horas, para a mesma profundidade da cratera de erosão.

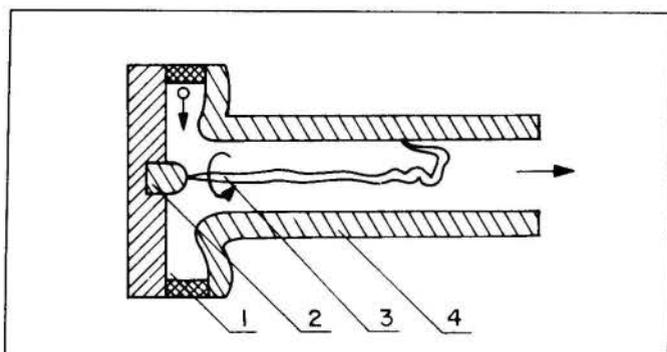


Fig. 1. Maçarico de Plasma. 1- câmara de vórtice; 2- catodo; 3- arco elétrico; 4- anodo.

Das medidas de potência térmica dissipada no catodo, realizadas neste trabalho, duas conclusões podem ser obtidas: primeiro, o nível das perdas para o catodo são muito inferiores que para o anodo; segundo, o valor por nós medido é superior ao medido por outros pesquisadores. Essas questões serão discutidas mais adiante.

Argônio, nitrogênio, hidrogênio são os gases mais frequentemente usados nos geradores de plasma, uma vez que eles não reagem nem com o anodo, geralmente de cobre, nem com o catodo, geralmente de tungstênio toriado. Quando atmosfera oxidante (ar, oxigênio) é usada, os geradores apresentam alto nível de erosão dos eletrodos. O ar é especialmente interessante quando se deseja grandes quantidades de gás e alta entalpia a baixo custo.

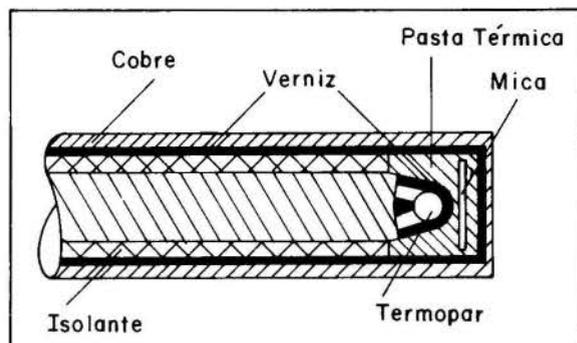


Fig. 2. Proteção elétrica do termopar.

Zircônio, háfnio e cobre são os únicos materiais que podem operar como catodo numa atmosfera oxidante. À potências médias e pequenas, o cobre, funcionando como catodo frio, não é conveniente, restando o zircônio e o háfnio, este bem mais caro e raro. É muito pouco o que há publicado na literatura sobre estes materiais, operando como catodo [1-8]. Zircônio e háfnio, quando usados como catodo num gerador de plasma a ar, apresenta grande afinidade química com o oxigênio e o nitrogênio, reagindo instantaneamente com esses gases, produzindo uma película composta por ZrO_2 e ZrN , que tem excelentes propriedades termo-emissoras e refratárias, quando comparadas com o metal base. A temperatura do catodo no pê do arco, é de 3900 a 4200 K [2]. Como as temperaturas de fusão do Zr, ZrO_2 e ZrN são, respectivamente, 2100, 3000 e 3400 K [3], conclui-se que a temperatura no pê do arco excede a temperatura de fusão do material do catodo, estando este, portanto, no estado líquido.

A física de emissão do catodo de zircônio é ainda pouco conhecida. Todos os fatos acumulados, entretanto,

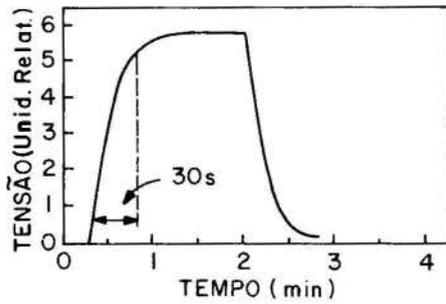


Fig. 3. Resposta temporal do termopar.

apontam na direção da máxima extração de calor do cátodo de zircônio, com o objetivo de otimizar o seu funcionamento. Medindo a taxa de erosão específica, Zhukov e outros [3] verificam que essa quantidade aumenta de 6 a 8 vezes quando a temperatura do cátodo aumenta apenas de 300 K (de 3900 para 4200 K). Devido à má condutividade térmica do zircônio, quando comparada ao tungstênio ($k_{Zr} = 0,187 \text{ W/cm}^2\text{K}$ e $k_W = 1,73 \text{ W/cm}^2\text{K}$), pode-se ver que a refrigeração do cátodo de zircônio é bastante crítica.

O problema da potência térmica dissipada no cátodo tem estreita relação com os modos de operação do pé do arco (modos de "attachment") que podem ser de três tipos: modo difuso, contraído móvel e contraído imóvel [4], dependendo, a potência térmica e a erosão, do modo em que o cátodo opera.

CONDIÇÕES EXPERIMENTAIS

Foi utilizado, neste trabalho, um maçarico de plasma (Fig. 1) à arco elétrico do tipo "arco-autoestabelecido", com canal reto e polaridade direta (anodo à jusante, cátodo à montante). Uma câmara de vórtice, situada entre o anodo e o cátodo, permite estabilizar o arco no eixo do canal. O maçarico funciona com ar comprimido fornecido por um compressor e é alimentado por duas fontes de potência DC, trifásicas, de 25kW cada, capazes, juntas, de fornecer 820 V em aberto e corrente até 160A. A característica V-I da fonte é do tipo descendente. O cátodo do maçarico é de zircônio e o anodo é um tubo de cobre. Ambos são refrigerados à água. A iniciação do arco é obtida com uma fonte de ignição RF de 10kV. A operação é iniciada em gás argônio. Um sistema eletrônico, contendo um sensor de corrente, permite regular a entrada do ar comprimido e desligar o fluxo de argônio, automaticamente. Rotômetros medem as vazões de água dos eletrodos e do gás. Quatro termopares do tipo J medem a elevação de temperatura do anodo e do cátodo. Todos os elementos, maçarico, fontes de potência e ignição, sistemas de gás, água e de medida de temperatura, bem como painel de comando, foram construídos no nosso laboratório. Conhecendo-se as vazões \dot{m} de água dos eletrodos e a elevação de temperatura ΔT_a , calcula-se a eficiência térmica η do maçarico pela fórmula $\eta = (P - P_c)/P$, onde $P_c = \sum \dot{m}_a c_{p,a} \Delta T_a$ e $P = UI$, sendo P a potência elétrica, U a tensão e I a corrente.

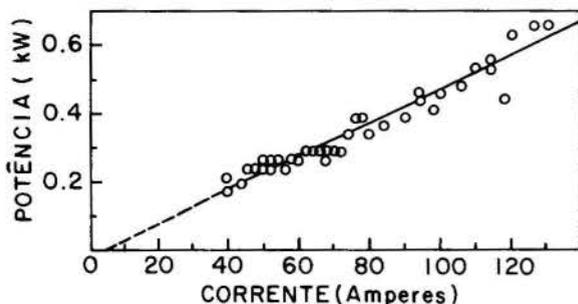


Fig. 4. Potência térmica dissipada no cátodo em função da corrente.

Para a medida da potência térmica são utilizados dois termopares no anodo e dois no cátodo. Embora a água de entrada nos eletrodos tenha praticamente a mesma temperatura, o uso de dois termopares para cada eletrodo para medir a temperatura de entrada e de saída é uma precaução aconselhável, com o objetivo de eliminar, da medida de tensão dos termopares, qualquer perturbação elétrica que não tenha uma causa térmica, como a devida aos próprios potenciais elétricos dos eletrodos. Dessa forma, na medida diferencial entre entrada e saída, a perturbação de modo comum é cancelada. Isso é tanto mais necessário, quando não se faz uso de água deionizada. Em todo o caso, as pontas metálicas dos eletrodos não entram em contato elétrico direto com a água de refrigeração, estando estas isoladas eletricamente através de uma película de mica, (que é bom condutor de calor), pasta térmica de silicone e verniz de transformador (supostamente bom condutor de calor). Esses elementos são colocados no interior de um pequeno tubo (Fig. 2) de cobre, o qual serve de suporte ao termopar, tubo esse que está também isolado eletricamente do contato com as partes metálicas das conexões de água do maçarico. É necessário lembrar que a ignição do arco elétrico é realizada com

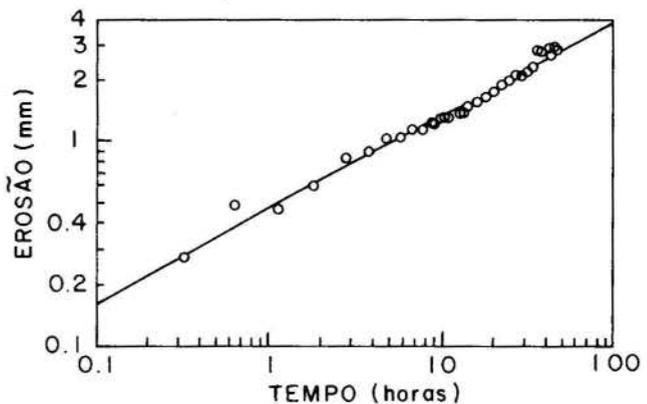


Fig. 5. Erosão em função do tempo.

uma fonte de rádio-frequência de 10kV e a própria fonte de potência tem uma tensão em aberto de 820V. A não realização desse sistema de proteção mascararia totalmente as nossas medidas, além de que a mesma se constitui num sistema para proteção, tanto dos aparelhos de medida, quanto do operador. Por precaução, durante o momento crítico da ignição, toda a ligação física entre os termopares e os sensíveis milivoltímetros é desligada com uma chave faca, pois a proteção acima descrita seria insuficiente. Um inconveniente desse sistema é de aumentar bastante o tempo de resposta e do termopar. No nosso caso, medimos $\tau = 30 \text{ s}$, mergulhando o termopar, rapidamente, em água quente e usando um registrador para traçar a evolução temporal do sinal do termopar (Fig. 3).

O cátodo é uma peça de zircônio prensado num suporte de cobre. O zircônio foi obtido por fusão em feixe eletrônico na UNICAMP e o cobre é do tipo comercial, não-eletrolítico. A filosofia adotada para o resfriamento é de maximização da extração do calor da região onde se apoia o pé do arco elétrico.

RESULTADOS E DISCUSSÕES

A potência térmica dissipada no cátodo, em função da corrente, é apresentada na Fig. 4. A temperatura da água, na entrada, é de, aproximadamente, 18,6°C e a vazão de 2l/min. A dependência da potência térmica em relação à corrente é ajustada pela reta.

$$P_c = -19,19 + 4,9 I$$

onde P é dado em Watts e a corrente em Amperes. O equivalente em Volts das perdas térmicas é, portanto, de $U_{eq} = 4,9V$. A vazão de ar comprimido é em torno de 1g/s. Há discrepância, na literatura, quanto à potência termi-

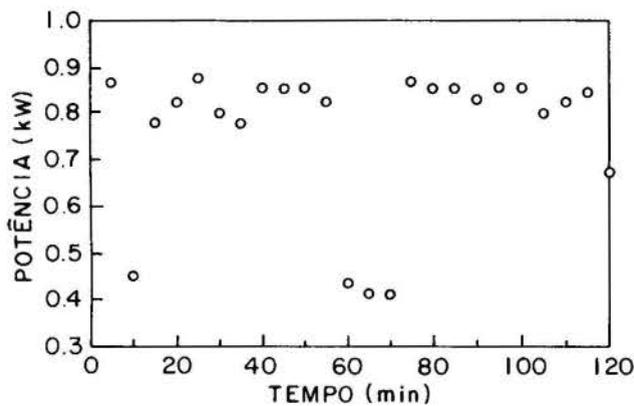


Fig. 6. Potência térmica dissipada no catodo em função do tempo.

ca dissipada no catodo. Em [5] são apresentados para U de 1,5 a 2V, segundo alguns autores, e 2,34V, segundo outros. O valor mais alto obtido por nós pode ser devido a várias causas: 1º) estarmos medindo, adicionalmente ao calor proveniente do pé do arco, o calor incidente no suporte de cobre do zircônio, proveniente da coluna do arco, trazido por correntes circulando na câmara de vórtice e entrada do canal; 2º) radiação e convecção térmica; 3º) otimização do processo de extração de calor do suporte de cobre para a água de refrigeração do catodo, que traria como consequência a baixa taxa de erosão que obtivemos neste trabalho, como mostra a Fig. 5.

Para ilustrar a complexidade do fenômeno em pauta é interessante a Fig. 6, onde obtivemos o gráfico, em função do tempo, da potência térmica dissipada no catodo. Como mostra a figura, por razões desconhecidas, a potência térmica sofre em alguns momentos, instantâneas quedas para a metade do seu valor em intervalos de tempo que chegam até 10 minutos.

CONCLUSÕES

Apresentamos a medida da potência térmica dissipada no catodo de zircônio de um maçarico de plasma de ar comprimido. Sugere-se, neste trabalho, que essa medida pode ter uma correlação com a taxa de erosão do catodo que, no nosso caso, foi bastante baixa. Essa correlação seria no sentido de que a baixa erosão obtida seria devida ao excelente processo de extração de calor por nós adotado. Um sistema não otimizado, extraindo menos calor para a água de refrigeração, para as mesmas condições de operação, conduziria a uma perda de calor via sublimação ou evaporação do material da superfície do catodo, o que se refletiria num aumento da erosão. Mostramos que o problema apresenta uma complexidade bastante grande, como se depreende da variação súbita e periódica, da potência térmica registrada.

AGRADECIMENTOS

Agradecemos ao Prof. Dr. Daltro Garcia Pinatti da FTI/CEMAR e da UNICAMP/IFGW pelo fornecimento do zircônio. Agradecemos aos pesquisadores do Instituto de Termodinâmica da Academia de Ciências da União Soviética, Seção Siberiana, em Novosibirsk, Dr. Timoshevskii, A.N., Dr. Dandaron, G.N.B. e outros pelas proveitosas discussões. Agradecemos o suporte do CNPq, FAPESP, FINEP e UNICAMP.

REFERÊNCIAS

[1] Baronnet, J.M., Coudert, J.F., Rakowitz, J., Bourdin, E., Fauchais, P. and Pekarec, S. "Fonctionnement a L'Air d'un Generateur de Plasma a Arc Soufflé", Rapport ATP n° 3817, Lab. Thermodynamique, 123, Rue A. Thomas - 87060 - Limoges, Cédex.

[2] Bolotov, A.Y. and Zhienbekov, G.P. "Physico-Technical Aspects of Creating High-Current Thermochemical Cathodes" in "Generation of Electric Arc Plasma Flows", Novosibirsk, Institute of Thermal Physics, 1987, 288-305.

[3] Zhukov, M.F., Pustogarov, A.V., Dandaron, G.-N.B., Timoshevskii, A.N. "Thermochemical Cathodes, Novosibirsk, Nauka, 1985.

[4] Zhukov, M.F. editor "Near-Electrode Processes and Electrode Erosion in Plasmotrons", Novosibirsk, Institute of Thermal Physics, 1977.

[5] Gordeiev, V.F. e Pustogarov, A.V. "Catodos Termiônicos de Arco Elétrico", Energoatomizdat, Moscou, 1988.

[6] Zhukov, M.F., Kozlov, N.P., Pustogarov, A.V., Anshakov, A.S., Khvesiuk, V.I., Diuzhev, G.A. and Dandaron, G.-N.B. "Near-Electrode Processes in Arc Discharges", Novosibirsk, Nauka, 1982.

[7] Pustogarov, A.V., Kucherov, Ya. R., Zavidei, V.I. and Sukhinin, V.A. "Zirconium Cathodes in a Nitrogen Plasmatron", High Temperature, 21, 936-40 (1983).

[8] Cunha, A.G. e Marotta, A. "Low Erosion Rate of zirconium Cathode in a Plasma Torch". 16th IEEE International Conference on Plasma Science, 22-24/05/89, Buffalo, NY, USA, pp.66-7.

ABSTRACT

This work gives some results for the thermal power loss in a zirconium cathode of an air plasma generator. The measurement of the thermal power is important for the determination of the efficiency of the plasma generator, as well as, for increasing the knowledge of the mechanisms of electron thermal emission. Two assumptions are presented as related to the measured thermal power: the first suggest the existence of a correlation between the measured low erosion rate and the thermal power; the second suggests that circulating currents of gas in the vortex chamber brings to the cathode heat from the arc column.



CTC : UMA FERRAMENTA COMPUTACIONAL PARA O
ENSINO DE CIÊNCIAS TÉRMICAS

WASHINGTON BRAGA

Departamento de Engenharia Mecânica - PUC-Rio
22453 - Rio de Janeiro - RJ



RESUMO

Neste trabalho, apresentamos os conceitos gerais que envolveram o desenvolvimento, depuração e testes do aplicativo educacional CTC, que foi desenvolvido para auxiliar alunos de graduação, no estudo de alguns tópicos em termo-ciências, através de intensa experimentação numérica. Eventualmente, o aplicativo poderá ser usado também em discussões de natureza puramente numérica. O programa é desenvolvido como um ambiente computacional, a partir do qual o usuário pode escolher a aplicação desejada. O código foi desenvolvido para sistemas compatíveis com o IBM-PC, e usou-se o Sistema Internacional para as unidades.

INTRODUÇÃO

Uma das dificuldades que alguns alunos de graduação tem para entender corretamente os conceitos físicos discutidos em salas de aula diz respeito à pouca relação feita por eles entre as situações exemplificadas em aula e as situações práticas encontradas no dia a dia. Naturalmente, este problema pode ser minimizado pela experiência do instrutor mas, mesmo nestes casos, há necessidade de se fazer experimentos simples mas passíveis de serem executados repetidamente.

Infelizmente, mas com frequência, os alunos terminam as sessões de laboratório sendo apenas capazes de realizar experimentos em situações tão controladas que resultam em total perda de objetividade, fazendo com que as práticas passem a ser meros exercícios. Outras vezes, o custo para se ter vários conjuntos do mesmo equipamento para permitir um número adequado de alunos por experimento ou mesmo para repetir algumas vezes torna-se tão elevado que apenas o monitor deve realizar a sessão, contrariando a própria proposta do laboratório.

Felizmente, a introdução de computadores em salas de aula e seu uso cada vez mais intenso pelos alunos até mesmo em suas residências pode ajudar neste processo de aprendizado, fazendo com que as situações desejadas possam ser reproduzidas fielmente tantas vezes quantas necessárias. Por exemplo, através da simulação adequada dos processos de transferência de calor, os alunos podem verificar as consequências do uso de materiais isolantes e/ou condutores na especificação de aletas, em geometria tão irregulares quanto desejadas. As vantagens da discussão dos mecanismos de troca de calor as interações entre eles nestas geometrias ao invés das placas planas unidimensionais são evidentes para os alunos mais adiantados.

No Departamento de Engenharia Mecânica da PUC-Rio, tem-se desenvolvido um programa aplicativo com estes objetivos, num contexto de ciências térmicas. Na versão disponível (v. 3.2), as seguintes situações físicas estão contempladas:

1. distribuições uni-dimensionais de temperaturas, em regime transiente e permanente;
2. distribuições bi-dimensionais de temperaturas em regime permanente;
3. distribuições uni-dimensionais de temperaturas em regime permanente em aletas, sujeitas a convecção e/ou radiação;

4. escoamento potencial, onde soluções fundamentais (ex. escoamentos uniformes, fontes e sumidouros, vortices) podem ser combinadas de forma a se gerar soluções mais complexas;
5. Escoamento em redes de dutos de fluidos incompressíveis e em regime permanente;

No que se segue, vai-se discutir a organização do programa, suas etapas de pré e de pós processamento, as técnicas numéricas de solução e algumas das dificuldades encontradas durante o desenvolvimento do ambiente CTC.

ORGANIZAÇÃO DO PROGRAMA

Para efeitos didáticos, pode-se dividir o programa em quatro partes: a etapa de desenvolvimento interativo de arquivos contendo os dados necessários a alguns dos demais módulos; a etapa de pré-processamento, na qual as malhas necessárias para se descrever geometrias regulares ou irregulares podem ser geradas a etapa de simulação física contendo as diferentes aplicações, como já mencionado, e a etapa de pós-processamento, que permite ao aluno visualizar os resultados obtidos. Todas as rotinas foram escritas em Turbo Pascal 5.0 (Borland International), usando-se apenas primitivas desta linguagem.

A primeira unidade, que gera interativamente os arquivos de dados, foi desenvolvida a partir da necessidade de se usar arquivos de dados relativamente sofisticados em algumas das aplicações disponíveis ou em desenvolvimento. Deste modo, arquivos de três tipos podem ser obtidos: para a geração de malhas de diferenças finitas e para estudos de aletas e rede de dutos. Verificou-se que muitas destas sofisticações eram totalmente inúteis para os usuários menos experimentados, isto é, alunos sem forte formação numérica ou mesmo experiência com computadores. Consequentemente, para reduzir o grau de confusão, foi desenvolvido um módulo introdutório que pretende facilitar o uso do programa. Neste módulo, uma das primeiras perguntas feitas diz respeito ao grau de sofisticação do usuário em potencial e, dependendo da resposta, o acesso a situações mais complicadas é permitido, pelo menos interativamente. Por exemplo, a geração de malhas para geometrias irregulares pode ser feita de duas maneiras, ambas baseadas em geradores elípticos: uma sistematicamente usada na literatura e outra mais poderosa, porém mais difícil de se usar por gerar uma malha mais ortogonal (veja adiante).

Nesta unidade, questões relacionadas com as geometrias a serem analisadas, dimensões e ortogonalidade desejada, número de pontos a serem utilizados, graus de atração e/ou repulsão das linhas coordenadas, por exemplo, são formuladas. Após a visualização da geometria resultante para evitar cálculos desnecessários, toda a informação coletada nesta fase é descarregada em um arquivo do tipo texto, cujo nome é escolhido pelo usuário, para sua comodidade.

Para a unidade de geração de arquivo para o estudo das redes de dutos, a informação coletada diz respeito à topologia da rede (ligações físicas entre os diferentes nós), comprimentos e diâmetros das tubulações, material dos tubos, propriedades dos fluidos, etc. De maneira análoga, o arquivo de dados para o estudo de aletas uni-dimensionais é carregado contendo informações sobre o tipo de aleta, espessuras na raiz e na ponta (quando for necessário), comprimento e largura da aleta, material utilizado (envolvendo condutividade térmica e emissividade), etc. Como no caso do arquivo para a geração de malhas, a informação coletada é dirigida ao arquivo especificado pelo usuário.

Verificando que uma boa interação entre o usuário e a máquina é fundamental para o aprendizado correto do desejado, comentários amigáveis foram introduzidos não só nestes estágios mas em todo o programa. Além disto, verificações de consistência são feitas internamente antes do aceite dos dados de entrada para eliminar, por exemplo, possíveis erros de computação (e overflows) causados por coeficientes de troca de calor por convecção negativos.

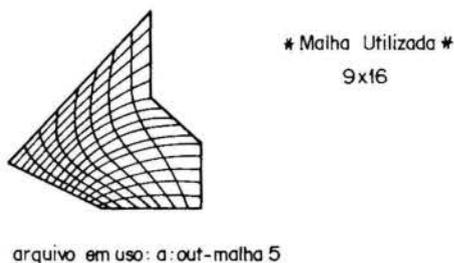
GERAÇÃO NUMÉRICA DE MALHAS

Pela experiência, tem-se percebido que os estudantes são mais facilmente motivados se as situações físicas que eles observam em seus estágios são discutidas em salas de aula. Naturalmente, isto só pode ser conseguido após o estudo sistemático dos problemas em geometrias regulares, como Cartesianas ou cilíndricas. Embora versões simplificadas destes problemas possam ser tratadas via técnicas de expansões em séries, por exemplo, situações mais complexas envolvendo geometrias irregulares aparecem com frequência, dificultando o emprego destas ferramentas.

Uma revisão bibliográfica indica a existência de uma quantidade razoável de informações sobre como se mapear uma geometria qualquer do plano físico a um plano computacional, como indicado no trabalho de Thompson et al [1] e muitos outros. Entretanto, usualmente alunos de graduação estão por demais envolvidos no aprendizado das ciências básicas para se dedicarem ao estudo destas técnicas de mapeamento. Entretanto, verificando seu potencial, para a motivação de alunos, introduziu-se, no ambiente CTC, uma unidade para a geração das malhas.

A literatura tem mostrado que os métodos de geração de malhas baseados em sistemas de equações elípticas têm sido sistematicamente usados. Através da especificação de parâmetros de atração e/ou repulsão que aparecem em termos exponenciais, malhas podem ser geradas com relativa facilidade. Para facilitar o estudo por alunos sem suficiente base matemática ou numérica, um arquivo de tipo "read.me" é fornecido junto ao programa. Com esta informação e mediante uma cuidadosa análise dos diversos exemplos, também fornecidos, os alunos têm conseguido entender o uso do processo de geração. Eventualmente, os alunos mais motivados vem solicitar maiores informações, o que torna o processo de aprendizado mais interessante.

Naturalmente, a definição do contorno geométrico da peça a ser estudada deve ser definida pelo usuário. No programa, isto pode ser feito pelo arquivo de dados, gerado como comentado na seção anterior ou ainda através de uma mesa digitalizadora. As geometrias podem ser bastante irregulares, como mostrado na figura 1, que mostra ainda a malha não-ortogonal gerada pelo programa.

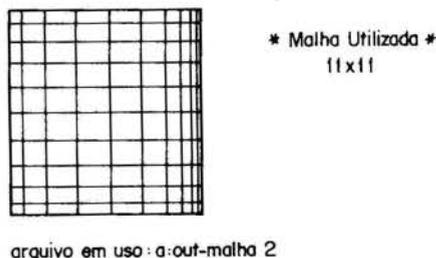


pressione qualquer tecla para continuar

Fig.1 - Malha Gerada Numericamente para uma Geometria Irregular

Com frequência, o grau de não-ortogonalidade apresentado pela malha gerada é bastante elevado, o que induz erros no processo numérico. Embora diversas técnicas de ortogonalização estejam disponíveis para geometrias bi-dimensionais, elas não existem para os casos tri-dimensionais que poderão ser tratados eventualmente pelo programa. Em consequência, introduziu-se uma técnica alternativa, proposta por Haussling & Coleman [2], que resulta numa malha mais suave que a obtida pelo sistema usual de equações algébricas. Entretanto, como seu uso é mais difícil, ela é apenas recomendada aos alunos mais experientes, o que é indicado pelo grau de sofisticação indicado na unidade de geração de arquivos de dados.

Deve ser ainda salientado que um gerador algébrico é utilizado para geometrias regulares, pois com frequência deve-se usar malhas não-uniformemente espaçadas para a redução dos erros de discretização, especialmente perto dos contornos. Dentro do ambiente CTC, isto é feito simplesmente, como indicado na figura 2. Como pode ser observado, o espaçamento selecionado poderá ser simétrico ou não e ainda diferir para cada direção, à escolha do usuário.



pressione qualquer tecla para continuar

Fig. 2 - Malha Ortogonal

SIMULAÇÃO DE PROBLEMAS FÍSICOS

Nesta seção discutem-se as situações físicas já implantadas no ambiente e que foram anteriormente listadas. Entretanto, deve-se ter em mente que esta lista não é, absolutamente, definitiva pois novas opções estão sendo desenvolvidas. Alguns detalhes das situações implementadas são discutidos em seguida:

Distribuições uni-dimensionais de temperaturas, em regime transiente e permanente. Embora esta seja uma situação bastante simples, usualmente tratada como exercício nos cursos de transmissão de calor, sua implementação no CTC foi decidida pela possibilidade de se lidar com interações entre radiação (efeitos não-lineares), convecção e condução. Como se sabe, estas interações não são estudadas em aulas, devido à sua complexidade. Entretanto, pela razão anterior e também pelo fato delas serem importantes para muitas aplicações práticas, elas motivam enormemente os alunos.

No programa, as equações que descrevem o fenômeno junto com as condições de contorno são discretizadas via diferenças finitas, após terem sido escritas num sistema de coordenadas generalizadas ajustadas ao contorno, de forma a permitir atração de pontos para a simulação eficiente dos gradientes das propriedades envolvidas. Dois outros pontos devem ser tratados aqui: a simulação do transiente e o tratamento das condições de contorno, o que será feito adiante.

Embora apenas o regime permanente seja tratado nas partes introdutórias dos cursos de transmissão de calor, (e.g. Wolf [3]), rapidamente a discussão prossegue rumo a análise transiente, mais interessante. Entretanto, como é sabido, a simulação eficiente desta parte é mais complicada, devido à necessidade de se acompanhar os gradientes térmicos sem a introdução de oscilações de origem numérica.

Muitas simulações são feitas usando-se o método de Euler, que sendo um método totalmente explícito resulta em uma implementação bastante simples, podendo ser até gráfica (método de Binder-Schmidt). Infelizmente, isto implica no uso de pequenos incrementos temporais, pelas condições já conhecidas de estabilidade (e.g. Carnahan et al [4]). A formulação implícita usual utiliza técnicas de inversão de matrizes que são custosas computacionalmente, embora não tenham problemas de estabilidade. Entretanto, a precisão temporal não é muito boa. O uso do método de Crank-Nicholson é interessante pela precisão de segunda ordem no tempo, embora fortes oscilações tenham sido observadas durante as etapas iniciais da simulação. Naturalmente, esta opção não é das mais interessantes para um código de uso genérico.

O método finalmente escolhido na presente implementação é baseado no Esquema Exponencial Ótimo, proposto por Li [5], que o desenvolveu após o estudo do comportamento analítico da variação da derivada temporal da temperatura. Tanto no trabalho de Li quanto na intensiva análise de erros feita durante a fase de testes do programa, observou-se que melhores resultados foram obtidos com este método, indicando assim sua conveniência no uso dentro do ambiente CTC.

Distribuições bi-dimensionais de temperaturas em regime permanente. A implementação física deste caso é bastante semelhante à anterior, pela mesma estrutura de dados utilizada. Entretanto, uma questão bastante importante diz respeito ao método numérico utilizado para a solução do sistema de equações. Como o método proposto por Li não é facilmente implementável em problemas bi-dimensionais nem foi suficientemente testado nestes casos, decidiu-se utilizar o clássico método das Direções Alternadas, transformando o problema elíptico num falso parabólico. Parâmetros convenientes de ace-

leração são utilizados para acelerar o processo de convergência rumo ao regime permanente, uma vez que a análise transiente não é necessária.

Como antes, as interações entre os modos de troca de calor com ou sem fontes internas podem ser facilmente consideradas.

Condições de Contorno. O tratamento das condições de contorno é feito de maneira idêntica aos dois casos tratados até aqui. De acordo com a proposta de se desenvolver um código bastante genérico para a simulação de problemas térmicos, foi desenvolvida uma unidade especialmente para a identificação das mais diversas condições de contorno, que podem ser acopladas para permitir interações. Consequentemente, temperaturas ou fluxos de calor especificados, condições de convecção e radiação podem ser facilmente determinadas através de um menu, como mostrado tipicamente pela figura 3.

Indique agora as Condições Térmicas que o Lado Esquerdo está submetido :

- | | |
|------------------------------|-----|
| Temperatura Constante | (1) |
| Fluxo de Calor Constante | (2) |
| Troca de Calor por Convecção | (3) |
| Parede Isolada | (4) |
| Troca de Calor por Radiação | (5) |

Por favor, faça a sua seleção : \Rightarrow 2

Indique agora o fluxo incidente de calor : \Rightarrow 4500.0

Fig. 3 - Menu Típico para a entrada das Condições de Contorno de Temperatura.

Distribuições uni-dimensionais de temperaturas em regime permanente em aletas, sujeitas a convecção e/ou radiação. Um dos capítulos mais importantes no estudo básico de transmissão de calor diz respeito ao estudo das aletas, onde pela primeira vez o aluno se depara com mecanismos combinados de interação térmica. Infelizmente, apenas situações relativamente simples são passíveis de tratamento analítico simples. Entretanto, tal limitação não existe ou pelo menos pode ser minimizada numericamente, quando interações mais sofisticadas podem ser analisadas.

No ambiente CTC, o aluno poderá estudar aletas retangulares, triangulares e trapezoidais, além dos pinos (seção reta circular). Após a definição básica do desejado, o que é feito no gerador de arquivo de dados, o usuário deve fornecer a temperatura da raiz e a condição térmica de contorno existente na extremidade da raiz. Além do perfil de regime permanente, o usuário recebe informações sobre a efetividade da aleta e a proporção existente entre a troca de calor por radiação e por convecção, para permitir uma investigação sobre os modos mais eficientes de dissipação de calor nestes casos.

Uma estimativa do erro numérico da solução obtida é fornecida para análise. Esta estimativa é obtida através do balanço de energia que avalia numericamente as trocas de calor ao longo do contorno. Procedimentos análogo são também utilizados nos dois módulos anteriores.

Simulações do Escoamento Potencial. Como é sabido, o estudo de problemas de mecânica dos fluidos é significativamente simplificado através do uso de hipóteses. Um destes casos é o estudo dos escoamentos incompressíveis irrotacionais e bi-dimensionais. De acordo com a literatura especializada, por exemplo Shames [6], estes escoamentos altamente idealizados permitem um tratamento matemático relativamente simples e ainda são úteis ao entendimento de alguns escoamentos reais, como no estudo da sustentação em aerodinâmica. Não o-

bstante isto, o tratamento matemático parece ser muito teórico aos alunos de graduação que tem dificuldade em visualizar as situações pretendidas.

No ambiente CTC, o usuário pode superpor quaisquer entre cinco escoamentos básicos: uniforme e triangular, fonte (ou sumidouro), vórtex e dipolo, de forma a obter escoamentos mais complicados, como aquele apresentado na Figura 4, que mostra o escoamento externo a um cilindro com circulação. No programa além da especificação da natureza do escoamento

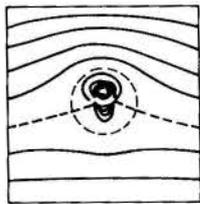


Gráfico Mostrado:
Sustentação em Cilindro

arquivo em uso: a:out-malha 2

pressione qualquer tecla para continuar

Fig. 4 - Escoamento Potencial: Cilindro com Circulação

desejado, o usuário pode escolher sua localização, intensidade e inclinação. Naturalmente, através de especificação, não só novos escoamentos podem ser criados mas também antigos podem ser atualizados.

Uma vez que os escoamentos básicos tenham sido superpostos, o usuário poderá visualizá-los através da unidade de pós-processamento, que será discutida adiante. Uma cópia impressa da tela poderá ser obtida através do uso da tecla "PRINT SCREEN" gráfica, típica dos computadores PC ou compatíveis.

Escoamento em Rede de Dutos. Uma das mais interessantes aplicações de mecânica dos fluidos elementar se refere ao estudo dos sistemas de dutos em caminhos múltiplos. Devido a sua natureza, somente situações extremamente simples são discutidas em aulas, especialmente para estudantes de engenharia mecânica ou de civil (cursos de hidráulica). Entretanto, casos mais interessantes existem. Devido aos objetivos educacionais do ambiente CTC e a simplicidade da sua modelagem, apenas fluidos incompressíveis são tratados internamente.

Basicamente, a malha de dutos é constituída por vários dutos de diâmetros e comprimentos diferentes, que são conectados por nós ou junções. Em alguns destes nós, as pressões poderão ser especificadas, enquanto que em outros, as vazões de injeção ou sucção poderão ser conhecidas. Como as perdas de carga dependem da vazão que dependem dos gradientes de pressão, o problema é não linear e, conseqüentemente, deverá ser resolvido iterativamente, o que é feito internamente pelo método das substituições sucessivas.

Como mencionado anteriormente, devido à quantidade de dados e relativa sofisticação, desenvolveu-se um gerador de arquivos para esta unidade um módulo mais avançado mas ainda associado a rede de dutos está em desenvolvimento. Pretende-se agora que perdas menores, típicas de joelhos, filtros, válvulas, etc, sejam também considerados e além disto, um visualizador dos diferentes níveis de pressão deverá ser introduzido, para permitir uma melhor visualização da rede.

Em Desenvolvimento. Primordialmente para atender sugestões dos alunos, alguns outros módulos estão sendo considerados, por exemplo: ciclos de gases ideais e reais (para máquinas térmicas), convecção natural, embora em regime de

números baixos de Grashoff mas sujeita a diferentes condições de contorno, etc. Como pode-se esperar, um número relativamente elevado de situações pode ser eventualmente incorporado ao acervo do CTC. A única limitação séria diz respeito ao limite de 64 Kbytes para o segmento dos dados, que é inerente ao Turbo Pascal. Uma solução imediata para este problema talvez seja o uso da language C de programação, já que o Fortran apresenta limitações sérias na parte gráfica.

VISUALIZAÇÃO DE LINHAS DE CONTORNO

Uma busca na literatura especializada indicará um número cada vez mais crescente de livros destinados a graduação que fazem uso intensivo de recursos computacionais. Aparentemente, o primeiro foi o livro em Mecânica dos Fluidos publicado por G. Hansen [7]. Entretanto, os alunos geralmente reclamam que os exemplos introduzidos para justificar o tratamento numérico apresentam dois pontos ruins. O primeiro diz respeito ao fato de que os usuários podem apenas alterar o conjunto de dados de entrada, embora sempre repetindo a mesma formulação. O segundo ponto diz respeito a falta de bons recursos gráficos para permitir a rápida visualização dos resultados.

Como é sabido, usualmente nas comunicações técnicas, a apresentação gráfica dos resultados é preferida ao uso de tabelas, por motivos óbvios. Para um programa educacional como o descrito aqui, isto é muito mais importante pois o usuário pretendido, alunos de graduação, precisam aprender cada etapa do processo em estudo. No CTC, o primeiro ponto é automaticamente resolvido pois é o usuário que formula seu problema e o segundo ponto é minimizado através da implementação de uma unidade de pós-processamento, onde os resultados obtidos nos módulos podem ser rapidamente observados pelo usuário. Na verdade, verificou-se ser esta a parte mais fundamental do código, principalmente para alunos de graduação. Apesar de se ter investido considerável recursos no desenvolvimento de um programa de visualização capaz de traçar sofisticados gráficos em um micro-computador com memória limitada, os resultados não foram considerados suficientes, principalmente se comparados com pacotes gráficos mais sofisticados, como o GKS-PUC-Rio. Entretanto, por limitações de direitos autorais, tais pacotes não foram utilizados. Em futuras versões do ambiente, espera-se tratar melhor esta questão.

CONCLUSÕES E OFERECIMENTO

Como discutido, o desenvolvimento de um programa aplicativo educacional capaz de ser usado intensivamente por alunos não experientes em simulação numérica envolve a seleção de rotinas numéricas estáveis e suficientemente precisas. Além disto, observou-se que a interação amigável entre programa e usuário é profundamente importante. Estes fatos foram introduzidos no ambiente computacional CTC que tem sido utilizado, até agora essencialmente por alunos desta Universidade. Entretanto, como o CTC foi desenvolvido para alunos de engenharia mecânica e talvez áqueles matriculados em cursos de fenômenos de transporte, ele está disponível, a todos os interessados.

Verificou-se, finalmente, que limitações de memória e resolução algumas vezes não satisfatória dos gráficos são os maiores problemas do programa.

Obs: uma versão deste trabalho será apresentada na International Conference on Computer Aided Training in Science and Technology - CATS'90, Julho, Espanha.

AGRADECIMENTOS

Este trabalho foi desenvolvido com o apoio de Departamento de Engenharia Mecânica da PUC-Rio. O autor é ainda agradecido a seus alunos : J.A. Castelo Branco, Jr. ; G.C. Krieger, Filho; N. Mangiavacchi; P.P. Nina, & L.C. Storch, Jr. que deram contribuição direta ou indireta a vários dos módulos disponíveis. Finalmente, o autor agradece aos alunos do curso de Mecânica dos Fluidos Computacional que colaboraram grandemente na cansativa depuração dos programas presentes no ambiente CTC e nas sugestões para o melhor tratamento das interfaces com os usuários.

REFERÊNCIAS

- [1] Thompson, J.F., Warsi, Z.U.A. & Mastin, C.W. 1984. Numerical Grid Generation - Foundation and Application, Northson, J.F., Warsi, Z.U.A. & Mastin, C.W. 1984. Numerical Grid Generation - Foundation and Application, North-Holland.
- [2] Haussling, H.J. & Coleman, R.M. 1981. A Method for Generation of Orthogonal and Nearly Orthogonal Boundary-Fitted Coordinate Systems. J. Comp. Phys. Vol 43: 373-381
- [3] Wolf, H. 1983. Heat Transfer, Harper & Row, Pub, New York
- [4] Carnahan, B., Luther H.A. & Wilkes, J., Applied Numerical Methods, John Wiley, 1976.
- [5] Li, S. 1988. Optimal Exponential Difference Scheme for Solving Parabolic Partial Differential Equations, Numerical Heat Transfer vol 14:357-371
- [6] Shames, I.H. 1962, Mechanics of Fluids, New York, McGraw-Hill.
- [7] Hansen, A.G. 1967, Fluid Mechanics, New York, John Wiley.

ABSTRACT

In this paper, we discuss the general concepts involving the development, debugging and tests of the educational software CTC, developed at PUC-Rio to help undergrad and first year grad students learn thermal sciences through extensive experimentation (although numerical). The software consists of a computational environment from where the user can select the desired application. To date, the code is suitable for IBM-PC or compatible microcomputers, with or without FP units. The SI is used throughout the code.

III ENCIT – Itapema, SC (Dezembro 1990)

TURBINAS EÓLICAS PARA A GERAÇÃO DE ELETRICIDADE - ESTADO DA ARTE



Everaldo Alencar do N. Feitosa
Grupo de Energia Eólica
Depto. de Engenharia Mecânica -UFPE
Cidade Universitária
50 730 - Recife, PE.



RESUMO

Este trabalho apresenta o estado da arte de turbinas eólicas para a geração de eletricidade. É dada ênfase aos sistemas diretamente conectados à rede elétrica, onde não existe a necessidade de utilização de sistemas de armazenamento de energia. Aspectos aeroelásticos, aerodinâmicos, estruturais, de controle e econômicos são discutidos.

INTRODUÇÃO

Hoje, mais de 20 000 turbinas eólicas estão contribuindo de forma efetiva para a geração de eletricidade nos Estados Unidos, Dinamarca, Holanda, Índia, etc. Estas turbinas em operação representam aproximadamente 2 000 MW de capacidade e geram mais de 2 bilhões de kWh anualmente, representando uma economia anual de 3 milhões de barris de petróleo.

A energia elétrica gerada através de turbinas eólicas de médio e grande porte é a mais aceitável e econômica no momento, quando comparada com petróleo, carvão, nuclear e mesmo hidroeletricidade. Com relação a hidroeletricidade, devido ao grande tempo de construção e maturação de hidroelétricas e os altos custos envolvidos, a energia eólica é competitiva para as regiões que apresentam alto potencial eólico.

Comparando o Brasil com os países de níveis tecnológicos similares como Índia e China, verifica-se que o país está no mínimo uma década atrasado em todos os aspectos de aplicação de turbinas eólicas de grande porte para a geração de eletricidade. A falta de estudos detalhados sobre o potencial eólico, a falta de unidades de difusão de tecnologia, e a não existência de uma legislação governamental adequada que favoreça a produção independente de energia são os fatores principais que levam o Brasil a este atraso tecnológico.

Várias regiões no Brasil apresentam condições favoráveis para a aplicação de turbinas eólicas para a geração de eletricidade. Devido a escassez de energia e as condições de vento, energia eólica se apresenta como uma opção econômica e real que poderá ser implementada em um curto espaço de tempo.

As considerações apresentadas neste trabalho são apenas aplicadas à turbinas eólicas de eixo horizontal diretamente conectadas à rede elétrica existente.

AEROELASTICIDADE

A vida útil de uma turbina eólica é de fundamental importância para o cálculo do custo da eletricidade produzida. Como a vida útil de projeto deve se situar em torno de 20 anos, a determinação precisa dos esforços envolvidos e das regiões de instabilidades aeroelásticas representam os fatores mais importantes no projeto de turbinas eólicas [1] [2]. Várias das instabilidades estruturais peculiares a helicópteros podem ocorrer em turbinas eólicas [3].

A complexidade matemática destes cálculos foram altamente beneficiados com o uso de 'computação algébrica', onde as manipulações algébricas são realizadas por computador.

O significativo avanço nesta área aeroelástica nos últimos anos refere-se a inclusão de forças aleatórias (devido à turbulência), proporcionando uma previsão da fadiga das pás, cujo ambiente de trabalho é mais adverso que os encontrados em helicópteros e aviões. [4]

AERODINÂMICA

Os mais importantes avanços na área de aerodinâmica aplicada à turbinas eólicas refere-se ao desenvolvimento de perfis especiais para baixas velocidades proporcionando maior captação de energia, e um maior conhecimento teórico/experimental do comportamento destes perfis na condição de "stall". [6]

O resultado prático destes desenvolvimentos é a não necessidade de uso de sistemas de variação do ângulo de incidência das pás para controle da potência máxima gerada pela turbina eólica. Isto implica em máquinas mais simples e econômicas.

MATERIAIS DAS PÁS

Após drásticas experiências com o uso de pás metálicas no início da década de 70 (com formação de trincas), a utilização de pás de fibra de vidro representam no momento o maior número de aplicações.[7]

No entanto, existe uma tendência para o uso de pás fabricadas de madeira e epoxi. As grandes vantagens no uso de madeira e epoxi estão na alta resistência à fadiga, menor peso e baixo custo. Principalmente devido a excelente resistência à fadiga, proporcionando uma vida útil maior, é de se esperar que a utilização de madeira/epoxi tenda a se acentuar.[8]

CONTRÔLE

De forma simplificada, uma turbina eólica deve ser projetada para ter:

- controle da potência máxima gerada;
- controle de giro (yaw) em função da direção do vento.

contrôle da potência máxima

Vários protótipos com diferentes configurações de controle foram construídos, instrumentados e analisados. Variação do ângulo de incidência das pás e controle por "stall" são as estratégias mais utilizadas. No entanto, após os desenvolvimentos descritos acima (aerodinâmica), o controle simples e eficiente por "stall" (utilizando ângulo fixo de incidência) é hoje preferido para máquinas de potência até 200 Kwatts.

Apenas para turbinas com potência acima de 200 kW se utiliza controle por variação do ângulo de incidência, servindo também para alívio dos esforços em casos de condições extremas de vento [9].

contrôle de giro (yaw)

A constante variação da direção do vento implica na necessidade de um sistema ativo de controle. Devido as grandes inércias envolvidas, as forças giroscópicas (coriolis) presentes são um dos maiores problemas para o perfeito funcionamento do mecanismo de controle de giro.

Apesar de sistemas "downwind" apresentarem um autodirecionamento do rotor da turbina, aliviando os esforços envolvidos, as forças dinâmicas aplicadas as pás devido a turbulência do ar após passagem pela torre são altamente prejudiciais. Por este motivo, o sistema "upwind" é o mais preferido, diminuindo o nível de forças aleatórias devido à turbulência sobre o rotor da turbina.

Para sistemas híbridos diesel/eólicos pode-se distinguir duas estratégias básicas:

1. Motor diesel em funcionamento contínuo;
2. Motor diesel em funcionamento intermitente.

motor diesel em funcionamento contínuo

Quando a turbina eólica está gerando energia e inserindo na rede, o sistema diesel 'sente' uma pseudo-diminuição de demanda, e por conseguinte, existe uma economia do consumo de diesel. A grande vantagem desta estratégia é a não necessidade de sistemas de controle sofisticados.

Para comunidades isoladas que já utilizam motores diesel como forma de geração de eletricidade, o acoplamento de turbinas eólicas diretamente ligadas à rede não acarreta nenhuma complicação técnica. A potência da turbina eólica pode se situar até 40% da potência instalada existente (participação eólica) acionada por motor diesel.

motor diesel em funcionamento intermitente

Para se obter uma maior economia de diesel é necessário instalar uma potência eólica igual a do sistema diesel e utilizar sistemas de armazenamento de energia via volantes, baterias ou hidrogênio. Todos os sistemas desta categoria necessitam uma sofisticada estratégia de controle, e ainda se encontram em fase embrionária de pesquisa e desenvolvimento [10]. Para armazenamento de energia em curtos espaços de tempo, o sistema de volantes apresenta-se como o mais promissor.

Aplicações onde exista um caráter de armazenamento de energia como dessalinização, refrigeração e bombeamento devem ter preferência quando comparadas com aplicações onde a eletricidade gerada pelo sistema híbrido é diretamente utilizada.

ASPECTOS ECONÔMICOS

Na década de 70, os subsídios para aplicações de turbinas eólicas eram significativos nos EUA e Dinamarca, apesar de basicamente diferentes.

Hoje, praticamente não existem subsídios, e o uso em larga escala de turbinas eólicas é uma realidade.

custos de capital

O custo de capital de turbinas eólicas se situa na faixa de 1 000 dólares por kW. Este custo é mais baixo que unidades diesel, carvão, gás e nuclear. No Brasil, os custos de capital de centrais hidroelétricas se situam em torno de 1 500 dólares por kW instalado.

custos de operação e manutenção

Os custos de operação e manutenção são de básico interesse, pois representam os únicos custos variáveis após o investimento na turbina eólica.

O custo de operação e manutenção de turbinas eólicas em termos do investimento total inicial é aproximadamente 1,5% por ano. Portanto, uma máquina de 100 kW de potência, cujo custo inicial se situa em torno de 100 000 dólares teria um custo de o&m anual de 1 500 dólares. Em um local com boa condição de vento (em torno de 6 m/s), esta unidade de 100 kW produziria 200 000 kWh/ano. Em função desta produção de eletricidade, os custos de operação e manutenção seriam de 0,0075 dólares por kWh.

custos de geração

Os custos de geração de eletricidade através de turbinas eólicas se situa entre 30 e 60 dólares por Mwh. O potencial eólico do local e as características da máquina utilizada são os fatores mais importantes nestes custos.

APLICAÇÕES NO BRASIL

A primeira turbina de medio porte do Brasil está sendo implantada na ilha de Fernando de Noronha pelo Grupo de Energia Eólica da Universidade Federal de Pernambuco. Esta turbina tem uma potência de 75 kW, 17 metros de diâmetro do rotor e uma torre com 23 metros de altura.

A geração anual de energia na ilha de Fernando de Noronha será aproximadamente de 200 000 kWh anualmente. No momento toda a energia da ilha é gerada através de motores diesel. Com a participação eólica será obtida uma economia de 10% do diesel consumido.

O Grupo de Energia Eólica também desenvolve turbinas eólicas na faixa de 200 kW de potência para aplicações nas futuras centrais eólicas a serem implantadas na região Nordeste do Brasil.

CONCLUSÕES

Basicamente toda a tecnologia de turbinas eólicas nas áreas de aerodinâmica e aeroelasticidade utiliza os mesmos conceitos e modelagem de helicópteros. Por conseguinte, os projetos devem seguir uma rigorosa estratégia de desenvolvimento para garantir a integridade estrutural da máquina.

Espera-se que a utilização de turbinas eólicas seja feita em larga escala no Brasil, pois energia eólica se apresenta como uma das fontes mais econômicas e competitivas para a geração de eletricidade.

REFERÊNCIAS

- [1] Feitosa, E.A.N., "Parametric Resonance of Horizontal Axis Wind Turbines", Wind Engineering, Vol. 13, No. 4, 1989.
- [2] Garrad, A. D. e Hassan, U., "Realistic Loads Experienced by Wind Turbines", Proceedings of the International Workshop: Dynamic Behaviour of Wind Turbines", Sophia Antipolis, France, 1986.
- [3] Feitosa, E.A.N., "Aeroelastic Analysis of Helicopters and Wind Turbines - Basic Comparison Approach", Anais do 9º Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, Vol 2, pp 865-868, Florianópolis, SC, 1987.
- [4] Garrad, A.D. e Hassan, U., "Dynamic Analysis of Wind Turbines For Fatigue Life Predictions", Proceedings of the Eighth BWEA Wind Energy Conference, Cambridge, U.K., 1986.
- [5] Hoskin, R.E. e Warren, J.G., "Prediction of fatigue Damage in Wind Turbine Rotors", Proceedings of EWEC 89 - European Wind Energy Conference and Exhibition, Scotland, 1989.
- [6] Hill, D.C. e Garrad, A., "Design of Aerofoil for Wind Turbines Use", Proceedings of the EWEC 89 - European Wind Energy Conference and Exhibition, Scotland, 1989.
- [7] Phillips, D.C., "Current Use of GRP for Large Blades", Proceedings of a BWEA Workshop: Use of Composite Materials for Wind Turbines", November, 1987.
- [8] Bonfield, P.W. e Ansell, M.P., "Fatigue Testing of Wood Composites for Aerogenerator rotor Blades", Proceedings of the BWEA 89- European Wind Energy Conference and Exhibition, Scotland, 1989.
- [9] Hales, R.L., "The Development of Stall on Horizontal Axis Rotors", Proceedings of a BWEA Workshop: Aerodynamics and Control of Wind Turbines, Inglaterra, Fev 1986.
- [10] Skarstein, O. e Uhlen, K., "Design Considerations with Respect to long-term Diesel Saving in Wind/Diesel Plants", Proceedings of the BWEA Workshop: Wind Integration into Medium and Small Diesel - Electric Grids, Inglaterra, 1989.

ABSTRACT

This work presents the state-of-the-art of wind turbines for electricity generation. The emphasis is given to wind turbines connected to the public electricity grid. The following aspects are discussed: Aerodynamics, aeroelasticity, structural dynamics, control and economics.

INSTITUIÇÕES E PAÍSES / INSTITUTIONS AND COUNTRIES

Agência para Aplicação de Energia/SP

Garces, N. 987

Alemanha

Bastani, A. 165
Fiebig, M. 165,301
Gersten, K. 89
Mitra, N. K. 165,301
Sengpiel, W. 565
Silva, A. J. 89
Zhu, J. X. 301

CEFET/MG

Bracarense, A.Q. 33

CEMIG

Gonçalves, S.P.N. 931
Leroy, L. M. J. 1011
Martins, P. M. 931,1011

COPESP

Santos, G. A. 553

COPPE/UFRJ

Bastos, L. E. G. 947
Bertoli, S. L. 731
Brum, N. C. L. 559
Carvalho, T. M. B. 63
Cotta, R. M. 63,335,559
Fernandes, L. C. V. 767
Figueiredo, A. M. D. 1101,1107
Freire, A.P.S. 313,317
Hackenberg, C. M. 57,79,731
Hirata, M. H. 313
Lage, P. L. C. 57
Leiros, A. J. K. 335
Massarani, G. 701,705
Medeiros, M. A. F. 323
Nogueira, E. 559
Passos, J. C. 571
Pellegrini, C. C. 307
Sarseto, C. A. P. 411

Su, J. 317
Teixeira, C. O. M. M. 79

Canadá

Militzer, J. 371
Sun, Y. 371

Chile

Alvarez G., P. I. 721
Alvarez, P. I. 529
Letelier, M. F. 667
Moraga, N.O. 661,667,669,673
Reyes S., A. 529,721
Romero, V. 669
Rosas, C.E. 661,667,673

China

Lu, W. 797
Xu, J. 797

Cia Siderúrgica de Tubarão

Donatelli, J. L. M. 1057,1061

Coréia

Hyun, J. M. 129

E.E. Mauá

Lauria, D. 453
Lauria, J. C. 453
Peixoto, R.A. 853,859
Silvares, O. M. 927

EFEI

Fernandes, S. 119
Menon, G. J. 119
Nogueira, L. A. H. 1057,1061

EMBRACO

Costa, C. F. M. N. 877
Pereira, R. H. 865

EMBRAER

Mattos, B. S. 177,183

EPUSP

Oliveira Jr., S. 883
Pimenta, M. M. 135
Wayne, G. R. S. 777
Zylbersztajn, D. 987

ESAL

Lage, G. 469

EUA

Alkhamis, A. I. 1039
Amon, C. H. 159
Bejan, A. 113
Bergles, A. E. 577
Bottoni, M. 565
Campo, A. 95,145
Carvalho, R. D. M. 577
Farouk, B. 129
Hartnett, J. P. 583
House, J.M. 107
Hu, R. Y. Z. 583
Imadojemu, H. 83
Johnson, R. 83
Krajewski, W. F. 69
Lage, J. L. 113
Queiroz, M. 737
Rangel, R. H. 547
Rasmussen, K. G. 737
Sanchez, A. 69,107
Schuler, C. 145
Sherif, S. A. 1039
Smith, T.F. 107
Stevens, J. 171
Viskanta, R. 683
Webb, B. W. 171
Whidden, G. L. 171

Equador

Blum, J. C. 793
Duque, J. 793,919

Marcial, J. 919

FINEP

Trindade, C. O. C. 1015

FUNREI

Velloso, V. R. 481

FURB

Meier, H. F. 725

Finlândia

Heiskanen, V. P. 761

França

Antonini, G. 785
Brun, G. 427
Buffat, M. 427
Carriere, Ph. 427
François, O. 785
Gouvello, C. 1001
Grenier, Ph. 631
Hazi, M. 785
Jeandel, D. 427
Le Goff, P. 883
Meunier, F. 21
Schwarzer, B. 883

IAE/CTA

Alves, C. F. E. 757
Augusto Neto, A. 211
Azevedo, J. L. F. 177,183,233,243
Moraes Jr., P. 211
Morgenstern, A. 183
Pessoa Filho, J. B. 63
Toro, P. G. P. 255,677

IME

Gouvêa, J. P. 405
Sarseto, C. A. P. 411
Scofano Neto, F. 405

INMETRO

Santos, P. R. F. 625

INPE

Airoidi, V.J.T. 829
Araújo, T. M. 751
Bastos Netto, D. 757,781
Bastos, J. L. F. 837,1129
Bressan, C. 761,829
Carvalho Jr., J. A. 761,781
Corat, E.J. 829,837
Couto, H. S. 781
Fabbri, M. 393
Ferreira, M. A. 761
Gotac, P. R. 833
Guimarães, A.L.S. 757,833
Hinckel, J.N. 239,829,837
Leite, N. F. 443
Leite, R. M. G. 1129
Mantelli, M.B.H. 15
Miranda, L. C. M. 443
Muraoka, I. 1129
Oliveira Jr., I.E. 829
Salles, C. E. R. 833
Santos, W. F. N. 149
Sinay, L. R. 757
Travelho, J. S. 149,751
Victório, J. R. S. 761

IPD/CTA

Alves, M. A. C. 843
Falcão, J.B.P. 223

IPEN

Freitas, R. L. 553

IPT

Céspedes, J.F.P. 853
Chin, C.C. 853,859
Jen, L. C. 777
Oliveira Jr., S. 883
Paiva, M.A.S. 853,859
Peixoto, R.A. 853,859

ITA/CTA

Alvim Filho, G. F. 249,771
Brandão, M. P. 205
Girardi, R. M. 199,217
Koreeda, J. 239
Lemos, M. J. S. 375,381
Matsumoto, E. 381
Paglione, P. 217,249,771
Silva, L. F. F. 249
Soviero, P. A. O. 193,199
Zdravistch, F. 233

Inglaterra

Smith, I. K. 907,913

Itália

Bartoli, B. 43
Cali, M. 9
Cuomo, V. 41,43
Fracastoro, G. V. 41
Giaretto, V. 9
Macchiato, M. 41
Nino, E. 41
Ruscica, G. 9
Silvestrini, V. 43
Tramutoli, V. 41
Troise, G. 43

Japão

Fusegi, T. 129
Kuwahara, K. 129

LNCC

Gama, R.M.S. 51,689
Loula, A. F. D. 411

México

Medina, E. 1
Mendes, F. 1
Mendoza-Covarrubias, C. 75
Romero-Lopez, A.F. 75
Treviño, C. 1

Nigéria

Bello Ochende, F. L. 101

ÓRBITA S.A.

Barros, J. E. M. 771

PETROBRÁS

Fonseca, C. F. H. 1101

Kurban, A.P.A. 1095

Lage, A. C. V. M. 1107

Landa, H. G. 947

Zdebsky, S. R. 941

PROJEPRO Ltda.

Kozak, D. V. 261

PUC/RJ

Asevedo, L. F. A. 449

Bianchi, M. V. A. 405

Bonna, V. J. 449

Braga, C. V. M. 541,817

Braga, M. C. F. 449

Braga, S. L. 683

Braga, W. 1147

Carajilescov, P. 283

Carvalho, M. S. 405

Conci, A. 817

Costa Jr., J. A. 421

Costa, M. L. M. 689

Cunha, C. M. P. 449

Cunha, P. M. 155

Fernández, E.F. 541

Gouveia, M. C. 811

Kozoubsky, M. 817

Manneschy, C. E. 481

Marques, R. P. 907,913

Mendes, P. R. S. 287,485

Migueis, C. O. S. S. 817

Naccache, M. F. 485

Nieckele, A. O. 811

Orlando, A. F. 625

Parise, J. A. R. 811

Saboya, F. E. M. 155

Sampaio, R. 689

Vinagre, H. T. M. 287

Zerbini, E. J. 927

Portugal

Barreiros, A. 745

Carvalho, M. G. 745

Kobayashi, M.H. 345

Pereira, J.C.F. 293,345

Rocha, J.M.P. 293

Semião, V. 745

Rhodia S.A.

Lóra, M. A. 135

UFBA

Cunha, R. P. P. 991

Gurgel, G.O. 991

Leite, J. V. 991

Lemos, A. L. M. 991

Nogueira, E. M. 991

Zanetti, J. C. 991

UFMG

Araújo, M. L. V. 923

Bortolus, M. V. 193

Garcia, J. M. 655

Machado, L. M. 649

Pinheiro, P. C. C. 785

Rocha, N. R. 649,655,923

UFOP

Barbosa Jr., A. R. 1085

UFPb

Gurgel, J.M. 21,631

Mangueira, D. S. 475

Silans, A. P. 475

UFPe

Araújo, A. M. 1091

Barbosa, E. M.	1023
Brito, J.	37
Feitosa, E. A. N.	1153
Fraidenraich, N.	1023
Lima, R. C. F.	1023
Lyra, P. R. M.	415
Mendes, A.	37
Tiba, C.	1023

UFRGS

Beyer, P. O.	1029
Claeyssen, J.R.	341
Ferreira, V. C. S.	189
Krenzinger, A.	1029
Mello, P.	889
Moller, S. V.	277
Sadhu, D.P.	189,227
Schneider, P. S.	983
Vargas, R. M. F.	341
Vilhena, M. T.	341
Villar Ale, J. A.	189

UFRN

Medeiros, B. L.	979
Oliveira, M. M. F.	979

UFSC

Bräscher Filho, P. P.	901
Brincas, C.R.	619
Colle, S.	5,637,643,937
Damasceno Ferreira, L. S.	613
Fagotti, F.	637,643
Fernandes, C.P.	619
Ferreira, R. T. S.	357,495,865,871,877,901
Guths, S.	439
Hoays, H. S.	967
Lamberts, R.	439,957,983
Langer, C. A.	357
Maliska, C. R.	351,363,367
Manke, A. L.	495
Marchi, C. H.	351
Marques, M. E.	847
Melo, C.	847,865,967
Negrão, C.O.R.	5,937
Nicolau, V. P.	439,963

Pedrini, A.	619
Philippi, P.C.	439,619,963,983
Pieritz, R. A.	983
Prata, A. T.	357,495,519,613,695,871,877
Sebben, S. T.	519,695
Silva, A. F. C.	351,363,367
Souza, J. P.	937

UFSCar

Cintra, J. S.	1119
Cintra, W. H.	1119
Freire, J. T.	525,701,705
Morris, J. A.	525
Silveira, A. M.	705

UFU

Burjaili, M. M.	533
Duarte, M. V.	491
Finzer, J. R. D.	533,537
Guimarães, G.	433
Lima, L. C.	125,465,951
Mendoza, O. S. H.	951
Parreira E. P.	125
Ribeiro, C. R.	491
Álvares, C. M.	533

UFV

Caldas, G. T.	1019
Oliveira, C. F. P.	1019
Passos, E. F.	1019

UNESP/Botucatu

Escobedo, J. F.	469,1019
Martins, A. A.	469

UNESP/Guaratinguetá

Castro, J. N. C.	973
------------------	-----

UNESP/Ilha Solteira

Aparecido, J. B.	329
Diniz, A. J.	329

UNESP/Rio Claro

Santos, F. J. 789

UNICAMP

Alegre, J. V. 1051
Altemani, C. A. C. 139
Bannwart, A. C. 1095
Beltrán, J. I. L. 595
Chaves, C. A. 607
Corrêa, A. C. F. 601
Correia, P. B. 995
Cortez, L. A. B. 1007
Crus, G. M. M. 267
Cunha, A. G. 459
Ferrari, C. A. 801,803
Figueiredo, J. R. 387
Gallo, W. L. R. 1045
Guerra, S. M. G. 1007
Ismail, K. A. 973
Kieckbusck, T. G. 537
Lyra, C. 995
Marotta, A. 459,1139,1143
Martinez, R. H. 139
Martins, A. L. 709
Martins, G. 895
Milanes, L. F. 1045,1051
Mori, M. 725
Morooka, C. K. 1113
Moura, L.F.M. 399
Nagai, Y. E. 801,803
Pedrosa Jr., O. A. 601
Pereira, J. T. V. 895
Sanches, C. G. 789
Santana, C. C. 589,709
Santos, R. L. A. 601
Silva, E. P. 1135
Sosman, L. P. 803
Trevisan, O. V. 595,607
Vicente, R. V. 801
Vieira, S. L. 589

URSS

Ivashkevich, E. V. 1123
Khusid, B. M. 1123
Mansurov, V. A. 1123

Shulman, Z. P. 1123
Vlasenko, N. O. 1123

USP/São Carlos

Giorgetti, M. F. 1073,1079,1085
Martinelli, S. A. 501
Purquerio, B. M. 501
Schulz, H. E. 271,507,513,1067,1073,1079

UnB

Almeida, V. F. 27,805
Brasil, A. C. P. 427,805
Carmona, J. R. C. 823
Coimbra, C. F. 1035
Costa, L. P. 1035
Cunha, F. R. 27,715,805
Cunha, F. R. 33
Farinha, C. C. 823
Fortes, A. F. 715,1035
Guimarães, M. F. 805
Vianna, J. N. S. 823

Venezuela

Morales, J. C. 145
Simonis, C. 95