

ANÁLISE DE INCERTEZA APLICADA A PARÂMETROS TERMO-HIDRÁULICOS DO REATOR NUCLEAR DE PESQUISA TRIGA IPR-R1

Antônio Carlos Lopes da Costa

Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear – CDTN/CNEN
Campus da UFMG – Pampulha. Caixa Postal 941. CEP: 30.123-970 - Belo Horizonte/MG, Brasil.
aclc@cdtn.br

Amir Zacarias Mesquita

Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear – CDTN/CNEN
Campus da UFMG – Pampulha. Caixa Postal 941. CEP: 30.123-970 - Belo Horizonte/MG, Brasil.
amir@cdtn.br

Hugo César Rezende

Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear – CDTN/CNEN
Campus da UFMG – Pampulha. Caixa Postal 941. CEP: 30.123-970 - Belo Horizonte/MG, Brasil.
hcr@cdtn.br

Resumo. Experimentos termo-hidráulicos foram realizados no Reator Nuclear de Pesquisa TRIGA IPR-R1, com o propósito de verificar a distribuição de temperaturas e os coeficientes de transferência de calor em função da potência térmica do núcleo. Os experimentos foram realizados em condições estacionárias com o reator operando em vários níveis de potências. Este trabalho apresenta a metodologia utilizada para análise de incertezas de medições e de cálculos de parâmetros termo-hidráulicos, efetuados com o objetivo de comissionamento do Reator TRIGA IPR-R1 do CDTN/CNEN para operação rotineira a 250 kW. A análise das incertezas dos coeficientes de transferência de calor encontrados para o elemento combustível é determinada, basicamente, pela incerteza na avaliação da potência térmica do reator, com as demais parcelas da equação de propagação de incertezas podendo ser desconsideradas.

Palavras chave: Incerteza de medidas, propagação de incertezas, reator nuclear TRIGA, elemento combustível instrumentado, transferência de calor.

1. Introdução

O Reator Nuclear TRIGA IPR-R1, mostrado na Fig. (1), do Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear – CDTN, é um modelo Mark I, fabricado pela General Atomic de San Diego – Califórnia, refrigerado por água leve desmineralizada e tendo como combustível urânio enriquecido a 20% em ²³⁵U. Foi projetado para treinamento, pesquisa, ativação neutrônica de materiais e produção de radioisótopos. Os reatores TRIGA (*Training, Research, Isotopes, General Atomic*) são caracterizados pela sua segurança intrínseca devido, principalmente, ao grande coeficiente negativo de temperatura/reactividade. Isto significa que um aumento da potência leva a um conseqüente aumento da temperatura da mistura combustível-moderador, causando o aparecimento de uma reatividade negativa que amortece gradualmente a taxa de aumento de potência e esta tende a se estabilizar.

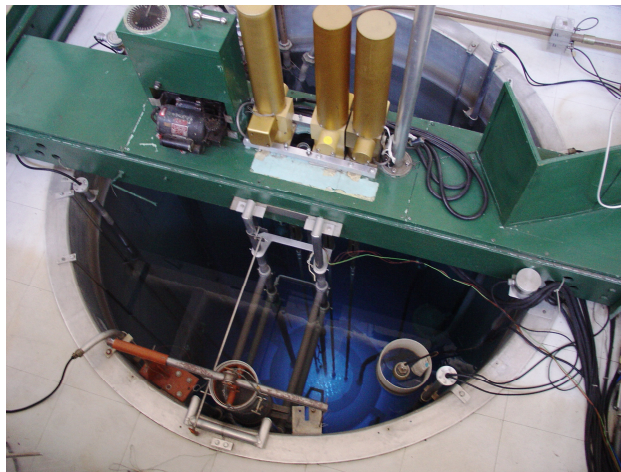


Figura 1. Reator Nuclear de Pesquisa TRIGA IPR-R1.

Os experimentos para levantamento da distribuição das temperaturas no reator e a avaliação dos parâmetros térmicos do combustível foram realizados utilizando o próprio núcleo do reator nuclear (*in-pile*). Estas atividades envolveram manipulação de combustíveis nucleares irradiados, razão pelas quais os trabalhos foram aprovados previamente por comitês de segurança e radioproteção da CNEN. Foi realizada uma série de experimentos dando enfoque nas medidas de temperatura no centro de um elemento combustível, no núcleo e no poço do reator, com o reator TRIGA operando em vários níveis de potência. Esta avaliação termo-hidráulica, experimental e teórica, é de importância fundamental para garantir que o Reator TRIGA IPR-R1 irá operar com segurança após o aumento de sua potência de 100 para 250 kW. O objetivo geral deste estudo foi uma melhor compreensão, através de metodologia experimental, do comportamento termofluidodinâmico do Reator Nuclear TRIGA IPR-R1. As atividades descritas neste trabalho são (Mesquita, 2005):

- desenvolvimento de uma metodologia para a calibração da potência térmica fornecida pelo núcleo;
- levantamento das temperaturas no poço, no interior do combustível instrumentado e nos canais de refrigeração do núcleo, com o reator operando em várias potências;
- avaliação da condutividade térmica global do elemento combustível;
- avaliação do coeficiente de transferência de calor do revestimento do elemento combustível para o refrigerante.

2. Descrição do Reator TRIGA IPR-R1

O IPR-R1 é um reator nuclear de pesquisa do tipo piscina, refrigerado por circulação natural. Suas principais estruturas são: o núcleo do reator instalado no fundo de um poço contendo a água de refrigeração, os circuitos primário e secundário de refrigeração, a instrumentação e a mesa de operação do reator. O calor produzido pela fissão nuclear do urânio no interior dos elementos combustíveis é acumulado na água do poço do reator e pode ser retirado por convecção natural, ou como opção, pode ser removido por circulação forçada pelos circuitos de refrigeração primário e secundário.

O núcleo do reator forma um reticulado cilíndrico com 91 posições, onde estão instalados 63 elementos combustíveis-moderadores (59 com revestimento de alumínio e 4 com revestimento de aço inoxidável), 23 elementos falsos de grafita, uma fonte de nêutrons, um tubo central de irradiação e três barras de controle. Esses componentes são dispostos em anéis concêntricos e são mantidos em posição vertical suportados por duas grades metálicas circulares. O núcleo é circundado por um refletor de grafita. Uma coluna d'água de aproximadamente 5 m faz a blindagem contra radiações em relação ao topo do poço. A Figura (2) abaixo representa esquematicamente o núcleo do Reator TRIGA IPR-R1.

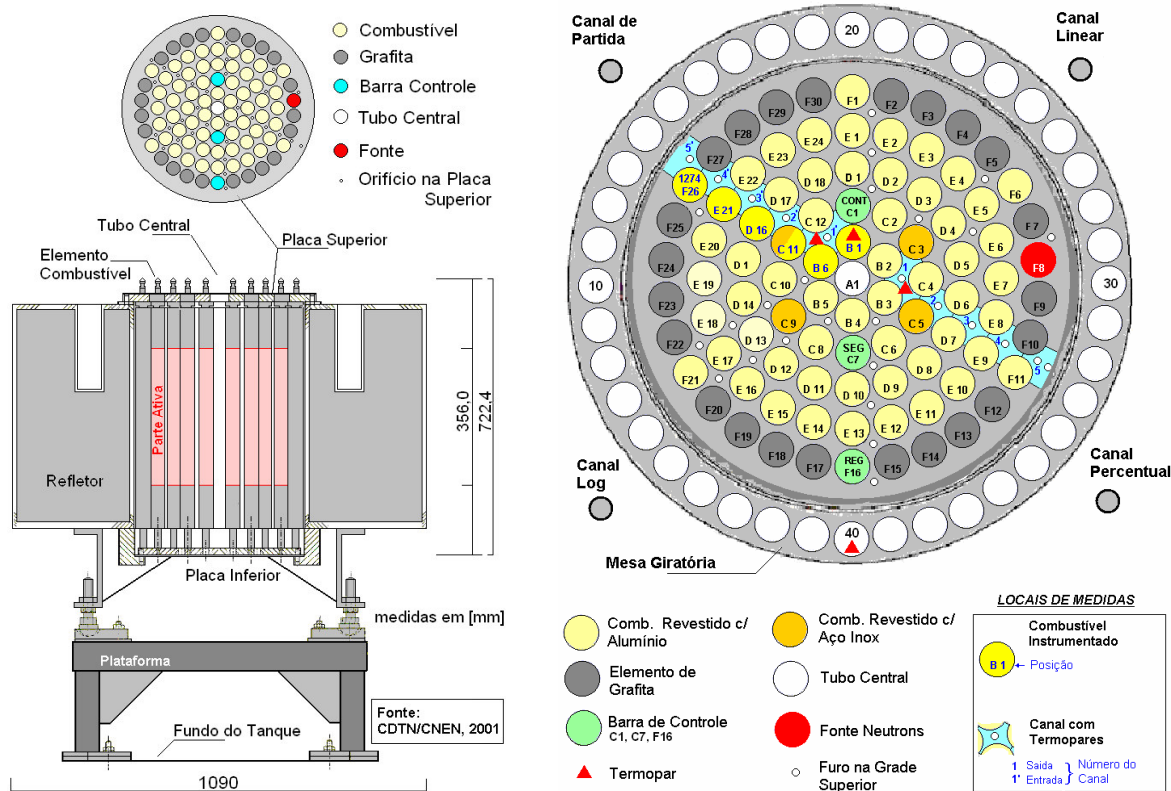


Figura 2. Esquema do núcleo do reator.

O núcleo do Reator IPR-R1 encontra-se carregado com dois tipos de elemento combustível-moderador. Elementos com revestimento de alumínio 1100-F e elementos com revestimento de aço inoxidável AISI 304. Cada elemento é constituído por uma mistura homogênea de urânio (combustível) e hidreto de zircônio (moderador de nêutrons). A mistura combustível no elemento com revestimento de alumínio contém 8,0% em peso de urânio, 91% de zircônio e 1,0% de hidrogênio; no elemento com revestimento de aço, estas percentagens são 8,5%, 89,9% e 1,6%. Estes dois compostos são caracterizados pelas fórmulas $U-ZrH_{1,0}$ e $U-ZrH_{1,6}$, respectivamente. O enriquecimento em ^{235}U é de 20% em ambas as misturas combustíveis.

Entre os elementos combustíveis encontra-se um elemento combustível instrumentado. Este elemento possui três termopares tipo K (chromel-alumel) com as juntas quentes localizadas no seu eixo central. O diâmetro dos termoelementos é de 0,14 mm e o isolamento é feito com MgO. O combustível instrumentado, a não ser pela presença dos termopares, possui as mesmas características nucleares do combustível normal revestido de aço inox. O elemento combustível instrumentado foi colocado em diversas posições do núcleo do reator para levantamento das respectivas temperaturas no centro do combustível para diversos valores da potência de operação do reator.

A refrigeração no núcleo do reator é mantida pela diferença de densidade da água entre o fundo e o topo do núcleo, devido ao calor gerado nos elementos combustíveis pelas fissões nucleares. A remoção de calor por este processo é mais que suficiente, no nível atual de potência do reator. Entretanto, a água do poço pode ser resfriada por meio de um circuito de refrigeração (circuito primário) que bombeia a água desmineralizada através de um trocador de calor. A água do poço é coletada junto ao fundo do mesmo e retorna a 228 cm acima do núcleo. No trocador de calor a água do circuito primário é resfriada, transferindo seu calor ao circuito secundário, o qual cede calor para o ar atmosférico na torre externa de refrigeração (ver Figura 3.).

Na circulação natural a força hidráulica que movimenta a água é fornecida pelo combustível nuclear que transfere o calor para o refrigerante, que aquecido sobe pelos canais do núcleo. O Relatório de Análise de Segurança do reator TRIGA da Universidade de Nova Iorque (General Atomic, 1970), similar ao TRIGA IPR-R1, descreve que com a refrigeração forçada desligada a temperatura da água do poço aumenta 6,5 °C após uma hora de operação a 250 kW. O valor da potência máxima de operação em circulação natural varia em função da temperatura da água na entrada dos canais do núcleo. Os reatores TRIGA são projetados de modo que a refrigeração mantém continuamente a água do tanque sub-resfriada, evitando a formação significativa de vapor, restringindo as possíveis bolhas de vapor à vizinhança da superfície do elemento combustível. A refrigeração forçada faz com que o equilíbrio térmico da água do poço seja atingido em uma temperatura bem abaixo da temperatura de equilíbrio que se atinge só com a circulação natural.

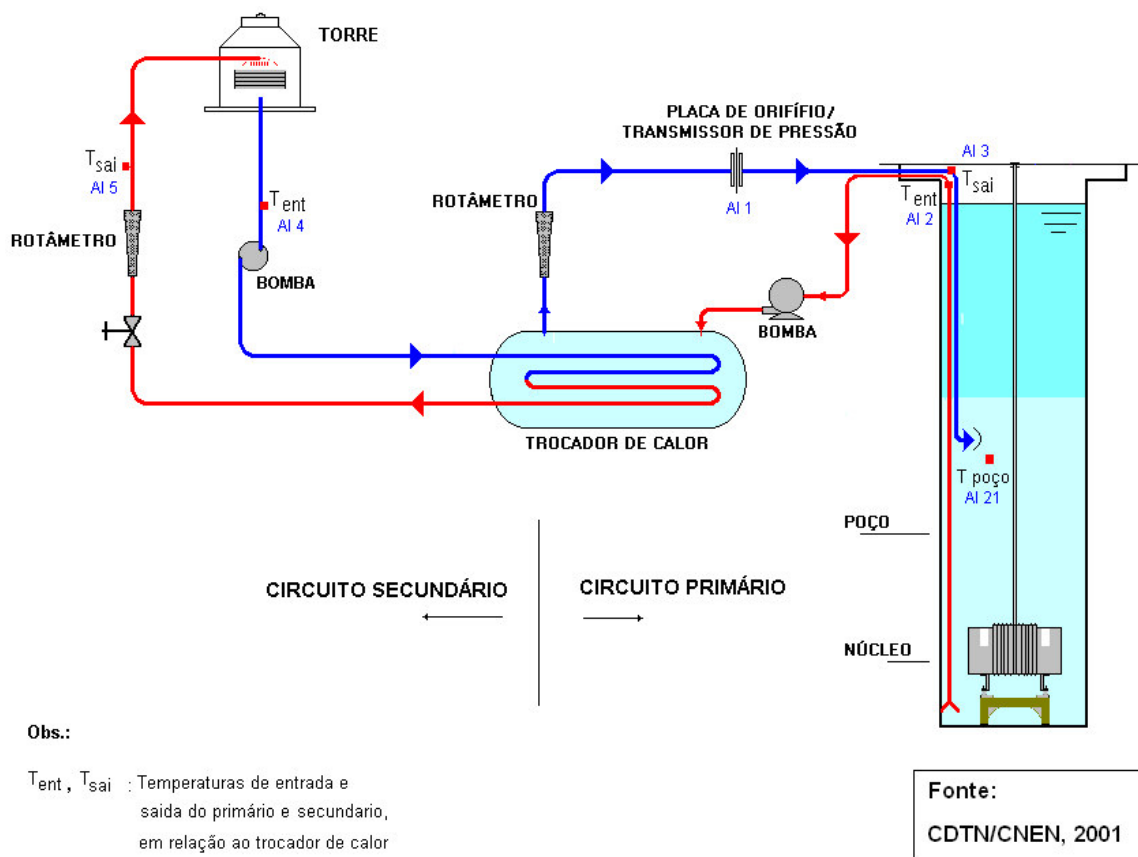


Figura 3. Sistema de refrigeração forçada do poço do reator.

O projeto do reator também estabelece um limite básico para o nível de potência abaixo do qual a circulação natural assegura que a temperatura do combustível permanecerá dentro dos seus limites. A potência do reator TRIGA é atualmente indicada na mesa de controle por indicadores que recebem os sinais dos canais nucleares de monitoração de potência (detectores de nêutrons).

3. Metodologia experimental

Para uma correta avaliação do comportamento termo-hidráulico do reator é essencial a realização de medidas confiáveis. O parâmetro mais relevante a ser avaliado é a potência térmica fornecida pelas fissões nucleares no núcleo. Sendo assim a primeira iniciativa desta investigação foi desenvolver uma metodologia para a calibração da potência do reator. Assim, além dos quatro canais neutrônicos de medida de potência, o reator TRIGA é hoje dotado de mais três canais para avaliação de sua potência, ou seja: potência dissipada no circuito de refrigeração primário, potência dissipada no circuito de refrigeração secundário e, potência fornecida pela medida da temperatura no centro do combustível, fornecido pelo combustível instrumentado, que foi adicionado ao núcleo como consequência deste projeto. Com este último canal, o reator ficou com uma excelente ferramenta para garantir a segurança de sua operação, podendo dotar a instalação de mais um dispositivo automático de desligamento, caso a temperatura do combustível ultrapasse o limite de segurança. A Tabela (1) abaixo apresenta os sensores utilizados nos experimentos e suas respectivas identificações, sendo AI (Entrada Analógica) e TMP (Termopar).

Tabela 1. Identificação das linhas de medidas de temperaturas, vazão e potência.

Código	Localização	Tipo de Sensor
AI 21	Temperatura da água no centro do poço	Termorresistor PT 100
AI 2	Temperatura de entrada da água no circuito primário	Termorresistor PT 100
AI 3	Temperatura de saída da água no circuito primário	Termorresistor PT 100
AI 4	Temperatura de entrada da água no circuito secundário	Termorresistor PT 100
AI5	Temperatura de saída da água no circuito secundário	Termorresistor PT 100
TMP 1	Temperatura no eixo central do combustível, lado superior	Termopar tipo K
TMP 2	Temperatura no eixo central do combustível, centro	Termopar tipo K
TMP 3	Temperatura no eixo central do combustível, lado inferior	Termopar tipo K
TMP 6	Temperatura na saída no canal de refrigeração do núcleo	Termopar tipo K
TMP 7	Temperatura na entrada no canal de refrigeração do núcleo	Termopar tipo K
AI 1	Medidor de Vazão do circuito primário	Placa de Orifício/ Transmissor de Pressão
AI 6	Potência do Canal Logarítmico	0 a 10 V
AI 7	Potência do Canal Linear	0 a 10 V
AI 8	Potência do Canal Percentual	0 a 10 V

O combustível original da posição B1 (anel B na Fig. 2) foi retirado do núcleo e nesta posição foi colocado o combustível instrumentado. A posição B1 é o local de maior dissipação de potência, prevista pelo cálculo neutrônico. Dois termopares foram colocados nos canais do núcleo mais próximo da posição B1. A Figura (4) mostra detalhes do elemento combustível instrumentado empregado nos experimentos.

A potência do reator foi elevada em degraus de 50 kW até atingir a potência de 250 kW (indicação do canal neutrônico "Linear"). Em 250 kW foi realizada a calibração de potência do reator, conforme será descrito no próximo item. Após encontrar o valor da potência de referência, o combustível instrumentado, assim como as sondas, foram posicionados consecutivamente em cada anel e canal do núcleo, até a posição da periferia (anel F). Em cada posição a potência foi também elevada em degraus de 50 kW em 50 kW até o valor de 250 kW. Todas as medidas foram registradas simultaneamente pelo sistema de aquisição de dados. Os testes foram elaborados de modo a cumprir todos os procedimentos de radioproteção e de segurança no manuseio de combustíveis. Para todas as cadeias de medidas de temperatura e de vazão do primário foram levantadas curvas de calibração e suas incertezas para análise da propagação das incertezas nos resultados experimentais deste trabalho.

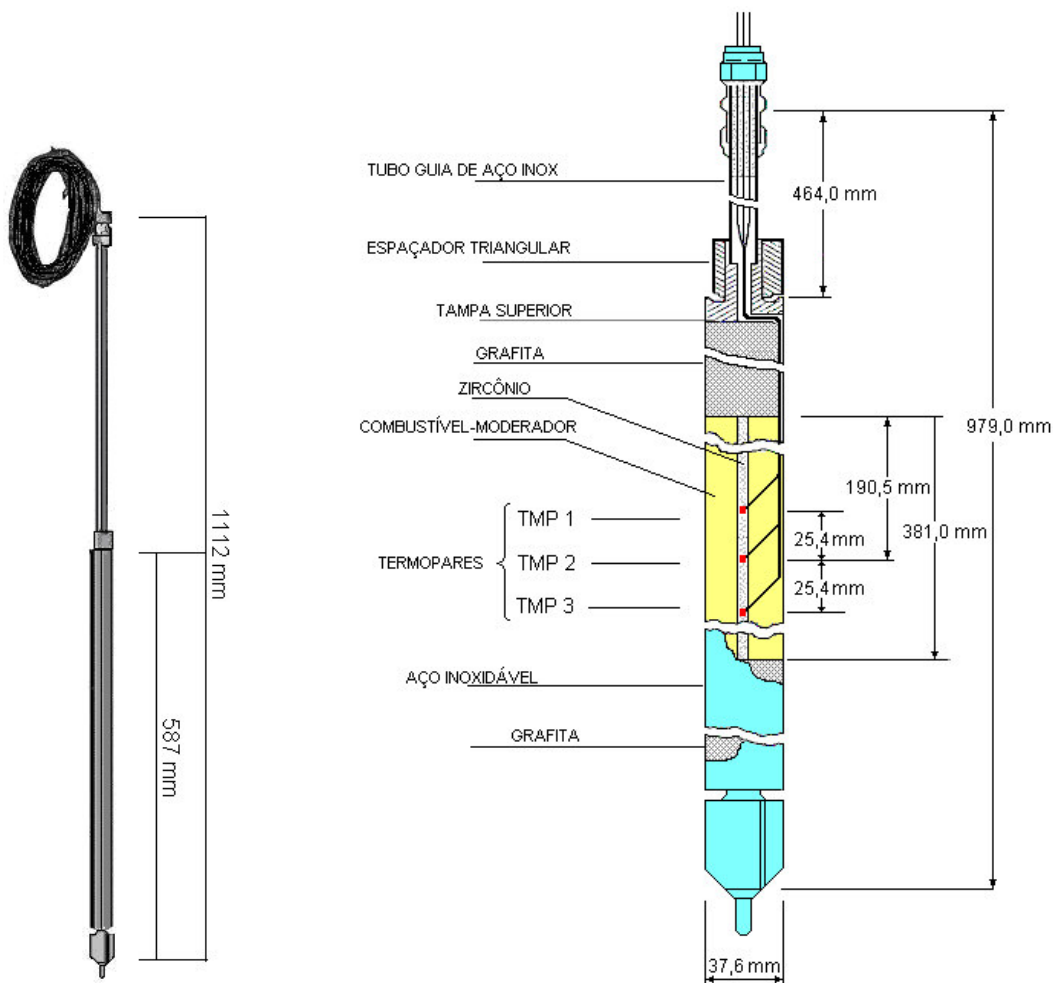


Figura 4. Elemento combustível instrumentado.

3.1. Calibração da potência do reator pelo balanço térmico

Desenvolveu-se uma metodologia de calibração da potência do reator baseada no balanço de energia, em estado estacionário, dissipada no circuito primário de refrigeração da água do poço.

A vazão e as temperaturas de entrada e saída do circuito de refrigeração foram medidas. As fugas de calor do poço do reator foram estimadas e adicionadas ao calor dissipado no circuito de refrigeração. As perdas térmicas do circuito de refrigeração não são consideradas, pois as medidas da temperatura de entrada e saída deste circuito foram tomadas logo acima da superfície da água do poço, de forma que no balanço térmico considera-se o calor dissipado em todo o circuito primário (tubulação) e não só no trocador de calor. A potência dissipada no circuito de refrigeração primário, em regime permanente, é dada pela equação:

$$q = \dot{m} \cdot c_p \cdot \Delta T \quad , \quad (1)$$

onde; q = potência dissipada, em [kW], \dot{m} = vazão do refrigerante do circuito primário, em [kg/s], c_p = calor específico isobárico do refrigerante em [kJ/kg °C] e ΔT = diferença de temperatura entre a entrada e saída ($T_{ent} - T_{sai}$) do circuito primário de refrigeração, em [°C].

A troca de calor entre o poço do reator e o meio ambiente dá-se por condução para o solo, pelas paredes laterais e pelo fundo do poço. Pela superfície superior para o ar atmosférico por convecção e evaporação. O Reator TRIGA IPR-R1 (CDTN/CNEN, 2000) tem o núcleo situado abaixo do piso, no fundo de um poço cilíndrico de 6,625 m de profundidade e 1,92 m de diâmetro, cujo topo se encontra a 25 cm abaixo do nível da sala.

Dois termorresistores (AI 2 e AI 3) estão localizados, respectivamente, na entrada e saída do sistema de refrigeração forçada do poço. A vazão do circuito primário de refrigeração é medida por meio de um conjunto placa de orifício e transmissor de pressão diferencial. As principais características do sistema de medida de vazão são: placa de

orifício com diâmetro de 50,97 mm, transmissor de pressão diferencial marca Smar com sinal de saída 4 a 20 mA. A Tabela (2) apresenta os resultados da calibração da potência térmica do reator.

Tabela 2 - Potência térmica do reator.

Data da calibração	19.08.2004	
Vazão média do primário, \dot{m}	32,7 ± 0,4 m ³ /h	
Temperatura média na entrada do primário, T_{ent}	41,7 ± 0,3 °C	
Temperatura média na saída do primário, T_{sai}	34,8 ± 0,3 °C	
Potência dissipada no primário, q	261 kW	
Perdas térmicas do poço	Condução pelas paredes	3,10 kW (89,4%)
	Condução pelo fundo	0,21 kW (7,3%)
	Evaporação	0,35 kW (1,0%)
	Convecção	0,14 kW (2,3%)
	Total	3,80 kW (100%)
Potência total do reator	265 kW	
Desvio padrão das leituras, S_q	3,7 kW	
Incerteza na medida da potência, U_q	±19 kW (±7,2%)	
Potência dissipada no secundário	248 kW	

3.2. Resultados experimentais

A Figura (5) apresenta os perfis de temperaturas obtidos para o elemento combustível instrumentado na posição B1 do núcleo do Reator IPR-R1, levando em consideração os coeficientes de transferência de calor encontrados (Mesquita e Rezende, 2006) em diversas potências de operação.

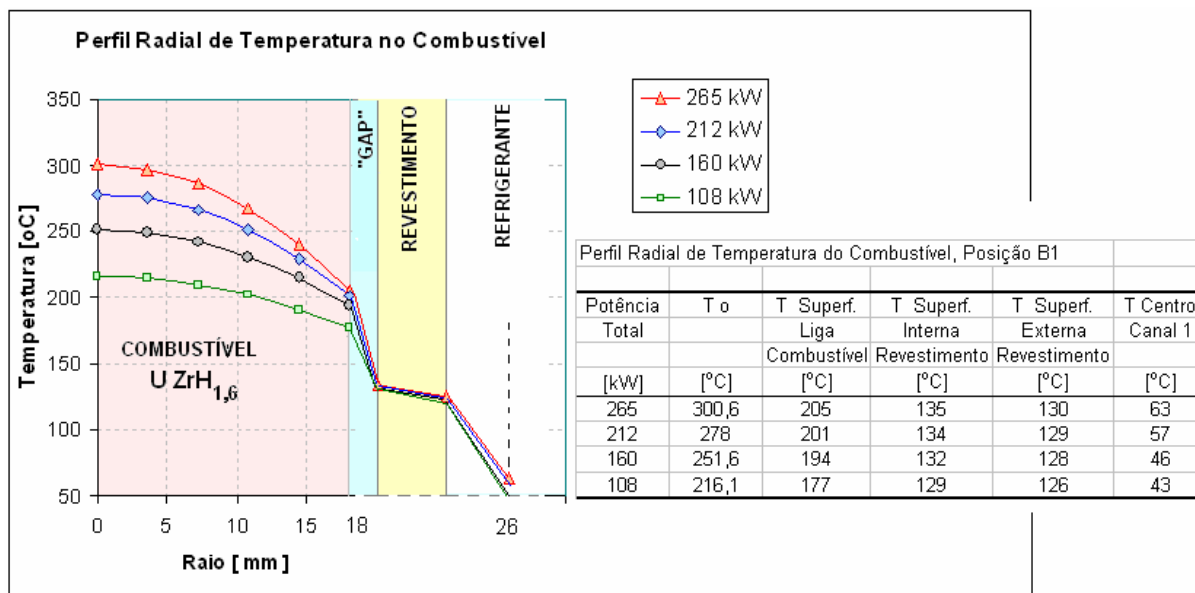


Figura 5. Perfil radial de temperaturas obtidas para o elemento combustível instrumentado.

A Tabela (3) mostra a potência térmica de operação do reator $q_{núcleo}$, a temperatura média no centro do elemento combustível instrumentado T_o , o superaquecimento na superfície em contato com a água ΔT_{sat} , a condutividade térmica global do elemento combustível k_g e o coeficiente de transferência de calor do revestimento para o refrigerante h_{sup} .

Tabela 3 – Parâmetros térmicos do elemento combustível na posição B1.

$q_{núcleo}$ [kW]	q_{BI} [W]	T_o [°C]	q' [W/m]	q'' [W/m ²]	q''' MW/m ³	ΔT_{sat} [°C]	T_{sup} [°C]	k_g [W/mK]	h_{sup} [kW/m ² K]
265	8759	300,6	22988	194613	20,70	19,0	130,4	10,75	10,25
212	7007	278,0	18391	155690	16,56	17,9	129,3	9,84	8,69
160	5288	251,6	13880	117502	12,50	16,7	128,0	8,94	7,05
108	3570	216,1	9369	79314	8,44	15,0	126,4	8,31	5,27

4. Análise de incerteza dos resultados

Este item apresenta as incertezas associadas com os valores medidos experimentalmente e as expressões deduzidas para o cálculo da propagação de incertezas, nos valores da potência térmica do núcleo e dos coeficientes de transferência de calor, sempre considerando as equações das leis físicas empregadas nos cálculos teóricos. Nas expressões encontradas, as contribuições das incertezas associadas à geometria do elemento combustível são desprezíveis, devido às rigorosas tolerâncias especificadas nos desenhos do fabricante (Gulf General Atomic, 1972). As incertezas associadas às propriedades físicas da água são também insignificantes (Wagner e Kruse 1998) e (Miller, 1989), quando comparadas com as incertezas das variáveis medidas durante os experimentos. As incertezas associadas às propriedades físicas dos materiais (ASME, 1992), são também muito pequenas.

Todos os termopares, termorresistores e medidores de vazão foram calibrados e tiveram suas respectivas incertezas levantadas pela incerteza dos padrões, incertezas estatísticas do processo de calibração e erro padrão associado à análise de regressão para a respectiva curva de calibração e as incertezas dos demais componentes da cadeia de medição, incluindo sistema de aquisição de dados. As maiores incertezas consolidadas (U) encontradas para as cadeias de medidas de temperatura, foram: $U = \pm 0,4$ °C, para as linhas com termorresistores e $U = \pm 1,0$ °C, para as linhas com termopares.

A incerteza na potência térmica do reator é determinada, praticamente, pela incerteza na medida da vazão do refrigerante e, principalmente, pela incerteza no valor de sua temperatura na entrada e na saída do circuito de refrigeração. A influência da oscilação da vazão nos experimentos foi amenizada deixando-se a válvula de ajuste de vazão, localizada perto da placa de orifício, quase que completamente aberta. A vazão do circuito primário de refrigeração forçada do reator é medida por um rotâmetro e um conjunto placa de orifício e transmissor de pressão diferencial, com indicação digital na sala de refrigeração, indicação digital na mesa de controle e coleta pelo sistema de aquisição de dados. A incerteza consolidada na medida da vazão do primário coletada pelo sistema de aquisição de dados, deve-se à incerteza na medida da vazão pela placa de orifício e a incerteza no valor obtido pela curva de regressão. Uma vez que a curva foi ajustada para a faixa de vazão de 28 m³/h a 33 m³/h, região de trabalho do circuito primário de refrigeração, a incerteza na vazão para esta faixa foi avaliada em $U = \pm 0,41$ m³/h ($\pm 1,1$ %). Esta incerteza se deve, praticamente, à incerteza da vazão medida com a placa de orifício.

4.1 Estimativa das incertezas dos parâmetros térmicos

O método adotado para o cálculo da propagação das incertezas foi baseado na proposta de Kline e McClintock, (1953), (Holman, 1998) (Figliola e Beasley, 1991). Supondo que um resultado R de um parâmetro seja função de várias variáveis independentes $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$. Assim:

$$R = R(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n) \quad (2)$$

A incerteza no parâmetro R será (Coleman e Steele, 1999) :

$$U_R = \left[\left(\frac{\partial R}{\partial x_1} U_1 \right)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial x_2} U_2 \right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial R}{\partial x_n} U_n \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (3)$$

onde: $U_1, U_2, U_3, \dots, U_n$ são as incertezas consolidadas das variáveis primárias independentes $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$. O item a seguir apresenta as expressões utilizadas no cálculo das incertezas dos seguintes parâmetros térmicos: potência térmica fornecida pelo núcleo, condutividade térmica global do elemento combustível e coeficiente de transferência de calor do revestimento para o refrigerante.

4.1.1 Incerteza na potência térmica do reator (q)

O cálculo da potência está sujeito às incertezas provenientes das medidas da vazão e temperaturas, da estimativa do calor específico da água, obtido em função de sua temperatura, além da oscilação na própria medida da potência. Todas as incertezas são estimadas levando em consideração os resultados das calibrações dos instrumentos de medidas. Sendo assim, a incerteza no valor potência q é resultado da combinação da incerteza devido à vazão \dot{m} , da incerteza no valor do calor específico (c_p) e da incerteza devido a diferença entre as temperaturas de entrada e saída do refrigerante no trocador de calor ($\Delta T = T_{ent} - T_{sai}$). A potência q dissipada no trocador de calor é dada pela Eq. 1, reproduzida abaixo:

$$q = \dot{m} c_p \Delta T = \dot{m} c_p (T_{ent} - T_{sai}), \quad (4)$$

onde: T_{ent} = temperatura na entrada do primário e T_{sai} = temperatura na saída do primário.

Utilizando a Eq. 3, a incerteza na potência U'_q , será:

$$U'_q = \sqrt{\left(\frac{\partial q}{\partial \dot{m}} U_{\dot{m}}\right)^2 + \left(\frac{\partial q}{\partial c_p} U_{c_p}\right)^2 + \left(\frac{\partial q}{\partial T_{ent}} U_{T_{ent}}\right)^2 + \left(\frac{\partial q}{\partial T_{sai}} U_{T_{sai}}\right)^2} \quad (5)$$

onde: $U_{\dot{m}}$, U_{c_p} , $U_{T_{ent}}$ e $U_{T_{sai}}$ são as incertezas consolidadas das variáveis primárias independentes: \dot{m} , c_p , T_{ent} e T_{sai} . Resolvendo a equação diferencial parcial, encontra-se a seguinte expressão para o valor de incerteza relativa para a potência:

$$\frac{U'_q}{q} = \sqrt{\left(\frac{U_{\dot{m}}}{\dot{m}}\right)^2 + \left(\frac{U_{c_p}}{c_p}\right)^2 + \left(\frac{U_{T_{ent}}}{T_{ent} - T_{sai}}\right)^2 + \left(\frac{U_{T_{sai}}}{T_{ent} - T_{sai}}\right)^2} \quad (6)$$

Ao valor deve-se acrescentar o desvio padrão (S_q) (INMETRO, 1998) da potência média encontrada durante o tempo de registro. Sendo assim o valor da incerteza será:

$$\frac{U_q}{q} = \sqrt{\left(\frac{U'_q}{q}\right)^2 + (S_q)^2} \quad (7)$$

A potência de referência do reator, calculada pelo balanço térmico, é realizada quando o sistema está em equilíbrio térmico com o meio, portanto os valores das perdas (cerca de 1,5% da potência total) são muito pequenas em relação à potência dissipada no primário. As incertezas no valor das perdas térmicas são, insignificantes. Sendo assim, considerou-se a incerteza na potência térmica do reator, como sendo igual à encontrada para a potência dissipada no trocador de calor. A incerteza no valor do calor específico da água é muito baixa (Miller, 1989) (Costa, 2004). Portanto a incerteza no valor da potência térmica é devida, praticamente à incerteza no valor da vazão e, principalmente, nas incertezas nos valores da temperatura de entrada e temperatura de saída da água no trocador de calor. Utilizando as expressões acima, encontra-se uma incerteza de 7,2% na potência térmica fornecida pelo núcleo.

4.1.2 Incerteza na condutividade térmica global do elemento combustível (k_g)

A condutividade térmica global k_g do elemento combustível é dada por:

$$k_g = \frac{q''' r^2}{4(T_o - T_{sup})} \quad (8)$$

A temperatura superficial é dada por: $T_{sup} = T_{sat} + \Delta T_{sat}$, ficando então:

$$k_g = \frac{q''' r^2}{4(T_o - T_{sat} - \Delta T_{sat})} \quad (9)$$

Utilizando a Eq. 3, a incerteza em k_g será:

$$U_{k_g} = \sqrt{\left(\frac{\partial k_g}{\partial q'''} U_{q'''}\right)^2 + \left(\frac{\partial k_g}{\partial r} U_r\right)^2 + \left(\frac{\partial k_g}{\partial T_o} U_{T_o}\right)^2 + \left(\frac{\partial k_g}{\partial T_{sat}} U_{T_{sat}}\right)^2 + \left(\frac{\partial k_g}{\partial \Delta T_{sat}} U_{\Delta T_{sat}}\right)^2} \quad (10)$$

Resolvendo a equação diferencial chega-se a seguinte expressão para a incerteza relativa de k_g :

$$\frac{U_{k_g}}{k_g} = \sqrt{\left(\frac{U_{q'''} U_{q'''}}{q'''}\right)^2 + \left(\frac{2U_r}{r}\right)^2 + \left(\frac{U_{T_o}}{T_o - T_{sat} - \Delta T_{sat}}\right)^2 + \left(\frac{U_{T_{sat}}}{T_o - T_{sat} - \Delta T_{sat}}\right)^2 + \left(\frac{U_{\Delta T_{sat}}}{T_o - T_{sat} - \Delta T_{sat}}\right)^2} \quad (11)$$

Como as incertezas dimensionais do combustível são desprezíveis (Gulf General Atomic, 1972), comparadas com a incerteza no valor da potência térmica, considerou-se a incerteza na potência por unidade de volume (q'''), e a incerteza do fluxo de calor na superfície (q''), iguais à incerteza na potência (q). A temperatura de saturação da água a 1,5 bar, igual a 111,37 °C (Wagner e Kruse, 1998), tem também um valor de incerteza relativa é muito baixa, podendo ser desprezada.

O superaquecimento é encontrado utilizando a correlação de McAdams (Tong e Weisman, 1996):

$$\Delta T_{sat} = 0,81(q'')^{0,259} \quad (12)$$

utilizando a Eq. 3, encontra-se a incerteza relativa de ΔT_{sat} , dada por:

$$\frac{U_{\Delta T_{sat}}}{\Delta T_{sat}} = \frac{0,259 U_{q''}}{q''} \quad (13)$$

Substituindo o valor de $U_{\Delta T_{sat}}$, obtém-se a seguinte expressão para a incerteza relativa na condutividade térmica global do elemento combustível, k_g :

$$\frac{U_{k_g}}{k_g} = \sqrt{\left(\frac{U_{q''}}{q''}\right)^2 + \left(\frac{2U_r}{r}\right)^2 + \left(\frac{U_{T_o}}{T_o - T_{sat} - \Delta T_{sat}}\right)^2 + \left(\frac{U_{T_{sat}}}{T_o - T_{sat} - \Delta T_{sat}}\right)^2 + \left(\frac{0,259 U_{q''} \Delta T_{sat}}{q'' (T_o - T_{sat} - \Delta T_{sat})}\right)^2} \quad (14)$$

A incerteza na condutividade térmica global do elemento combustível depende, praticamente, apenas da incerteza na potência térmica do reator. Os outros componentes da expressão contribuem muito pouco para o valor total da incerteza deste parâmetro. Não foi encontrada nenhuma informação sobre a incerteza na correlação de McAdams. Utilizando a expressão acima, encontra-se uma incerteza 7,3 % para o valor de k_g .

4.1.3 Incerteza no coeficiente de transferência de calor do revestimento para o refrigerante na região de ebulição nucleada sub-resfriada h_{sup}

Na região de ebulição nucleada sub-resfriada o coeficiente de transferência de calor da superfície para o refrigerante h_{sup} é dado pela equação:

$$h_{sup} = q'' / \Delta T_{sat} \quad (15)$$

A incerteza $U_{h_{sup}}$, é dada por:

$$U_{h_{sup}} = \sqrt{\left[\frac{\partial h_{sup}}{\partial q''} U_{q''}\right]^2 + \left[\frac{\partial h_{sup}}{\partial \Delta T_{sat}} U_{\Delta T_{sat}}\right]^2} \quad (16)$$

Resolvendo a equação diferencial parcial encontra-se a seguinte expressão para a incerteza relativa de h_{sup} :

$$\frac{U_{h_{sup}}}{h_{sup}} = \sqrt{\left(\frac{U_{q''}}{q''}\right)^2 + \left(\frac{U_{\Delta T_{sat}}}{\Delta T_{sat}}\right)^2} \quad (17)$$

A incerteza relativa de ΔT_{sat} foi encontrada no item anterior, substituindo no segundo termo da expressão, encontra-se a incerteza relativa de h_{sup} em função do fluxo de calor na superfície, conforme mostrado abaixo:

$$\frac{U_{h_{sup}}}{h_{sup}} = \sqrt{\left(\frac{U_{q''}}{q''}\right)^2 + \left(\frac{0,259U_{q''}}{q''}\right)^2} \quad (18)$$

Como se pode notar, a incerteza no coeficiente de transferência de calor da superfície do revestimento para a água depende, praticamente, apenas da incerteza da potência térmica do reator. Utilizando a expressão acima, encontra-se uma incerteza 7,4 % para o valor de h_{sup} .

5. Conclusões

As expressões utilizadas para cálculo das incertezas dos parâmetros térmicos, ou sejam, potência térmica do núcleo e os coeficientes de transferência de calor, levando-se em consideração as propagações das incertezas, foram apresentadas. Nas expressões encontradas, as contribuições das incertezas associadas à geometria do elemento combustível são desprezíveis, devido às rigorosas tolerâncias especificadas nos desenhos do fabricante (Gulf General Atomic, 1972). As incertezas associadas às propriedades físicas da água são também insignificantes (Wagner e Kruse 1998) e (Miller, 1989), quando comparadas com as incertezas das variáveis medidas durante os experimentos. As incertezas associadas às propriedades físicas dos materiais (ASME, 1992), são também muito pequenas. O valor de incerteza encontrado na calibração da potência do reator é da ordem de grandeza de outras calibrações por processo térmico descritas na literatura (Zagar et al., 1999).

A análise das incertezas dos coeficientes de transferência de calor encontrados para o elemento combustível é determinada, basicamente, pela incerteza na avaliação da potência térmica do reator, com as demais parcelas da equação de propagação de incertezas desprezíveis. A incerteza na potência térmica do reator, por sua vez, é determinada, praticamente, pela incerteza na medida da vazão do refrigerante e, principalmente, pela incerteza no valor de sua temperatura na entrada e na saída do circuito de refrigeração. A influência da oscilação da vazão nos experimentos foi amenizada deixando-se a válvula de ajuste de vazão, localizada perto da placa de orifício, quase que completamente aberta. Considerou-se também a incerteza na vazão apenas para a faixa de operação do TRIGA, isto é, de 28 a 32 m³/h. Normalmente a maior contribuição no valor da incerteza para o cálculo da potência é devida à flutuação da vazão, conforme relatou Pytel e Abbani (1997), em trabalho experimental para o reator de pesquisa *Maria* de 30 MW em Wasaw na Polônia. Os valores de incertezas encontrados neste trabalho são condizentes com as incertezas encontradas em outros experimentos em ebulição (Costa, 2004).

6. Referências Bibliográficas

- ASME, 1992, "ASME Boiler and Pressure Vessel Code, Section II – Materials, Part D, Properties", The American Society of Mechanical Engineers. New York.
- CDTN/CNEN, 2001, "Manual de operação do Reator TRIGA IPR-R1". Belo Horizonte, MO/TRIGA-IPR-R1/CDTN, 242p.
- CDTN/CNEN, 2000, "Relatório de Análise de Segurança do Reator TRIGA IPR-R1". Belo Horizonte, RASIN/TRIGA-IPR-R1/CDTN, 321p.
- Coleman, H.C.; Steele, W.G., 1999, "Experimentation and Uncertainty Analysis for Engineers". 2nd. Ed. John Wiley & Sons, Inc. New York. 275p.
- Costa, A.C.L. 2004, "Desenvolvimento de um Dispositivo Experimental e Determinação dos Parâmetros de Refrigeração por Ebulição Nucleada Confinada para um Circuito de Irradiação a Água Fervente com a Vareta Combustível Nuclear Substituída por um Simulador Elétrico". Belo Horizonte: Escola de Engenharia, Universidade Federal de Minas Gerais, Tese (Doutorado), 142 p
- Figliola, R.S.; Beasley, D.E., 1991, "Theory and Design for Mechanical Measurements". John Wiley & Sons, New York, 516p.
- Gulf General Atomic, 1972, *15" SST fuel element assembly instrumented core*. San Diego, CA.. Drawing Number TOS210J220.
- Holman, J.P, 1998, "Experimental Methods for Engineers". 7th ed. McGraw-Hill: Boston. 689p.
- INMETRO, 1998, Instituto Nacional de Metrologia Normalização e Qualidade Industrial, "Guia para a Expressão da Incerteza de Medição". 2^a ed. Rio de Janeiro, ago.
- Kline, S. J.; McClintock, F. A., 1953, "Describing Uncertainties in Single-Sample Experiments". Mechanical

- Engineering, 3-8.
- Mesquita, A.Z., Rezende, H.C., 2006, "Experimental Thermal-Hydraulic Analysis of the IPR-R1 TRIGA Nuclear Reactor". Proceedings of the 11th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering -ENCIT 2006, Braz. Soc. of Mechanical Sciences and Engineering - ABCM, Curitiba, Brazil,- Dec. 5-8.
- Mesquita, A. Z., 2005, "Investigação Experimental da Distribuição de Temperaturas no Reator Nuclear de Pesquisa TRIGA IPR-R1", Campinas, Faculdade de Engenharia Química, UNICAMP, Brasil, Tese, 183 p.
- Miller, R.W., 1989, "Flow Measurement Engineering Handbook", 2nd. Ed. New York, McGraw-Hill Publishing Company.. p. E19-E21.
- Pytel, K; Abbani, B.O., 1997, "Influence of fluctuation of coolant flow on the nuclear reactor thermal limits". IAE Annual Report A. Research Reactor Centre, Institute of Atomic Energy, Technical University, Warsaw, Poland.. p. 102.
- Tong, L.S.; Weisman, J., 1996, "Thermal analysis of pressurized water reactors". Third Edition. American Nuclear Society. Illinois. 748p.
- Wagner, W; Kruse, 1998, A. "Properties of Water and Steam - The Industrial Standard IAPWS-IF97 for the Thermodynamics Properties". Springer, Berlin, 354p.
- Zagar, T; Ravnik, M; Persic, A., 1999, "Analysis of Reactor Thermal Power Calibration Method". Proceeding of International Conference Nuclear Energy in Central Europe'99, Portoroz, Slovenia.. p 91-p 98.

7. Direitos autorais

Os autores são os únicos responsáveis pelo conteúdo do material impresso incluído no seu trabalho.

TITLE

UNCERTAINTY ANALYSIS ON THERMAL HYDRAULICS PARAMETER OF THE IPR-R1 TRIGA RESEARCH NUCLEAR REACTOR

Antônio Carlos Lopes da Costa
Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear. Belo Horizonte- MG
aclc@cdtn.br

Amir Zacarias Mesquita
Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear. Belo Horizonte- MG
amir@cdtn.br

Hugo César Rezende
Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear. Belo Horizonte- MG
hcr@cdtn.br

Abstract

Experimental studies have been performed in the IPR-R1 TRIGA Mark 1 Research Nuclear Reactor of CDTN/CNEN at Belo Horizonte (Brazil) to find out the temperature distribution as a function of reactor power, under steady-state conditions. During these experiments the reactor was set in many different power levels. These experiments are part of the research program, that have the main objective of commissioning the IPR-R1 reactor for routine operation at 250 kW. This paper presents the uncertainty analysis of the thermal-hydraulic experiments performed. The methodology used to evaluate the uncertainty propagation on the results was done based on the pioneering article of Kline and McClintock (1953), with the propagation of uncertainties based on the specification of uncertainties in various primary measurements.

Keywords: Measurements uncertainty, uncertainty propagation, TRIGA nuclear reactor, instrumented fuel element, heat transfer.

DRAG ESTIMATION BY WAKE SURVEY PERFORMED MEASURING VELOCITIES AND MEASURING TOTAL AND STATIC PRESSURES

Luciano Amaury dos Santos

Petrobras Transporte S/A, Rua Felipe Musse, 803 – São Francisco do Sul – SC, Brasil, 89.240-000
e-mail: luciano.santos@petrobras.com.br

Ana Cristina Avelar

Instituto de Aeronáutica e Espaço – CTA, Praça Mar. Eduardo Gomes, 50 – São José dos Campos – SP, Brasil, 12.228-904
e-mail: anacristina@iae.cta.br

Matsuo Chiseaki

Instituto de Aeronáutica e Espaço – CTA, Praça Mar. Eduardo Gomes, 50 – São José dos Campos – SP, Brasil, 12.228-904
e-mail: matsuo@iae.cta.br

Olympio Achilles de Faria Mello

Instituto de Aeronáutica e Espaço – CTA, Praça Mar. Eduardo Gomes, 50 – São José dos Campos – SP, Brasil, 12.228-904
e-mail: oamello@iae.cta.br

Abstract. Drag estimation by wake survey is a experimental technique specially useful for measuring the drag of airfoils at low angles of attack, since the low drag present in such situations may be difficult to measure with balances designed for measuring higher loads associated with the stalled airfoil. The technique is based on the balance of the momentum in the free-stream direction performed over a control volume that encircles the airfoil, and is developed essentially for two-dimensional flows. Although far from the airfoil the static pressures are equal to that of the free-stream and the wake velocity profile would be sufficient for the drag estimation, so far from the airfoil the uncertainty in the momentum deficit calculation that will lead to the drag may become too high. In the present work, using theoretical considerations and experimental results (obtained using PIV and simple Pitot-static tube measurements) attention is called to the difficulties of the drag estimation by wake survey based purely on velocities measurement and to the advantages of the technique based on dynamic and static pressures measurement.

Keywords. drag measurement, experimental aerodynamics, wind-tunnel, Pitot-static tube, PIV.

1. Introduction

The drag estimation by wake survey is based on the x -momentum balance over a control volume like that depicted in Fig. (1).

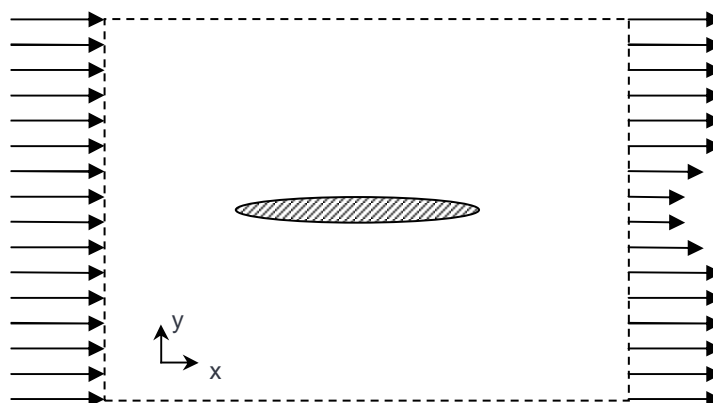


Figure 1. Control volume for drag estimation by momentum balance.

The flow is assumed to be two-dimensional and the control surface must be placed as far from the body as necessary to make the momentum transport through the surfaces perpendicular to the y direction unimportant and to make the hypothesis of uniform flow upstream of the body realistic. In principle, the downstream part of the control surface could be placed close to the body. It is not common, however, to have at the same time, information about the directionality of the flow and about the static pressure, both needed for the integration of the momentum flow over a surface where the vertical velocity component may be significant. The simple Pitot-static tube, for example, does not

provide information about the flow directionality. A velocity measurement system, like the Particle Image Velocimetry (PIV), by its turn, does not provide information about the local static pressure profile. Far downstream the body, the flow can be assumed parallel and the static pressure becomes constant. But at such distances the wake itself may be difficult to detect as it spreads in the vertical direction and its velocity profile becomes more and more uniform since one falls in the old difficulty of measuring a small difference of relatively large quantities. Going downstream is not so much a problem for bluff bodies or airfoils at high angles of attack, but at least since Betz (1925) *apud* Schlichting (1975) techniques based on total and static pressures measured **close** to an airfoil trailing edge have allowed good drag estimation also for slender wing profiles at small angles of attack.

The most easy technique to use for drag estimation based on total and static pressure measurements made close to the trailing edge is due to Jones (1936). It is based on the Bernoulli equation to relate the measurements conducted close to the trailing edge to the quantities far downstream the body that are accounted into the momentum balance. The results obtained using this technique are compared with those obtained using velocities measured with PIV at some distances behind a NACA 0012 airfoil.

1.1. The momentum balance

The x -momentum balance performed over the control volume in Fig. (1) may be expressed mathematically as

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho u dV + \oint_S \rho \hat{n} \cdot \vec{v} u dS = \oint_S \hat{n} \cdot \tilde{T} \cdot \hat{i} dS + \int_V b_x dV - D \quad (1)$$

where V is the control volume, S is the control surface area, defined as the perimeter indicated by a dashed line in the figure multiplied by some width W , ρ is the fluid specific mass, \vec{v} is the local velocity vector, \hat{n} is the external unitary vector locally normal to the surface S , u is the velocity component in the x -direction, \tilde{T} is the stress tensor, b_x is the body force per volume unit acting on the fluid in the x -direction, dV is the control volume element, dS is the control surface area element and D is the force in the x -direction exerted by the fluid on the airfoil represented by the hashed area in Fig. (1).

It must be used, now, the steady and two-dimensional flow hypothesis, but it should be kept in mind that, for a turbulent flow, this means that time-averaged quantities do not vary in time or in the third (z) direction. The body forces will be neglected and it will be assumed that all the important contributions of the stress tensor will be those due to its spherical part, the pressure p . With these assumptions one obtains

$$\langle D \rangle = \left\langle \oint_S (p \hat{n} \cdot \hat{i} - \rho \hat{n} \cdot \vec{v} u) dS \right\rangle \quad (2)$$

where the angle brackets are used to denote time averaging.

Now supposing that the control surface is a rectangular prism with a cross section like that shown in Fig. (1), that its sides are far enough from the body, in such a way that there is no flow across its ceiling and floor and that along its downstream face the momentum flow is uniform (equal to ρU_∞^2), and that the specific mass and the pressure are uniform along all the control surface, one obtains

$$\langle D \rangle = \left\langle W \rho \int_{-\infty}^{\infty} (U_\infty^2 - u^2) dy \right\rangle = W \int_{-\infty}^{\infty} \rho \left(\langle U_\infty^2 \rangle - \langle u^2 \rangle \right) dy \quad (3)$$

The integration is performed only over the downstream face of the control volume, which is extended above and below the airfoil y -position until the specific momentum flux on that surface equals U_∞^2 making the integrand null. An interesting point to be observed here is that connecting two total pressure tubes to a low-pass filtering differential pressure meter like an U-tube one can measure directly the integrand at the right hand side of the Eq. (3). The angle brackets will be dismissed for the remaining of this paper, but the time averaging needed for turbulent flows must be remembered.

Usually some subtleties of the turbulent flow are disregarded and the mass conservation is used to rewrite Eq. (3) in terms of a velocity deficit as

$$D = W \rho \int_{-\infty}^{\infty} u (U_\infty - u) dy \quad (4)$$

where the integration is performed only over the downstream face of the control volume that is extended, above and below the airfoil trailing edge level, far enough to reach positions where the integrand becomes null.

1.2. The technique due to Jones

The central idea in the technique due to Jones (1936) for drag estimation is to consider the existence of streamlines connecting the points of the control volume downstream face discussed in the preceding subsection to points of a plane located near to the airfoil trailing edge. This plane, where the measurements are performed, is supposed to be nearly normal to the flow at the measurement points. Disregarding any loss of total pressure and compressibility effects along these streamlines one would have $u = \sqrt{u_m^2 + \frac{2p_m}{\rho}}$, where the subscript m denotes quantities measured on the plane near the airfoil trailing edge. Substituting this in Eq. (4) and nondimensionalizing the result, one obtains

$$C_D = \frac{2D}{\rho U_\infty^2 A} = \frac{2W}{A} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{u_m}{U_\infty} \left(1 - \sqrt{\frac{u_m^2}{U_\infty^2} + \frac{2p_m}{\rho U_\infty^2}} \right) dy_m = \frac{2W}{A} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{\frac{h_m - p_m}{H_\infty}} \left(1 - \sqrt{\frac{h_m}{H_\infty}} \right) dy_m \quad (5)$$

where A is the characteristic area of the airfoil, h_m is the total pressure at the plane near the airfoil trailing edge, p_m is the static pressure at the same plane, H_∞ is the free-stream total pressure and dy_m is the element of distance along the trace of the plane near the trailing edge on the symmetry plane of the two-dimensional flow.

In spite of the approximations involved in its derivation, Eq. (5) is known to produce good results, even in turbulent flows. The measurements of h_m and p_m , however, must be performed out of any recirculation bubble. This equation was developed for incompressible flows, but there are extensions of it available for high speed subsonic flows (see Pankhurst and Holder, 1965).

2. Experimental apparatus

The experiments were performed, in a closed-circuit, open test section subsonic wind tunnel, named TA-3. The outlet of its contraction, and the inlet of its diffuser are circular. The wind tunnel contraction outlet has a diameter of 0.65 m and the test section is 0.97 m long. A 13 hp motor produces a maximum velocity of 40 m/s through the test section. The turbulence intensity of the empty wind tunnel is around 0.3% at 30m/s. The NACA 0012 airfoil model was made of wood and had a chord length of 20 cm and 1 m of span.

The technique due to Jones can not be applied when only velocity measurements are available. To use this technique, measurements of static and total pressure were performed using the pair of static-Pitot tubes, that appear in Fig. (2). One of these was measuring the pressures at the wind-tunnel contraction outlet, upstream and above the airfoil. The other was attached to a height gage in such a way that it could be displaced vertically within 5 hundredths of a millimeter precision, downstream the airfoil trailing edge.

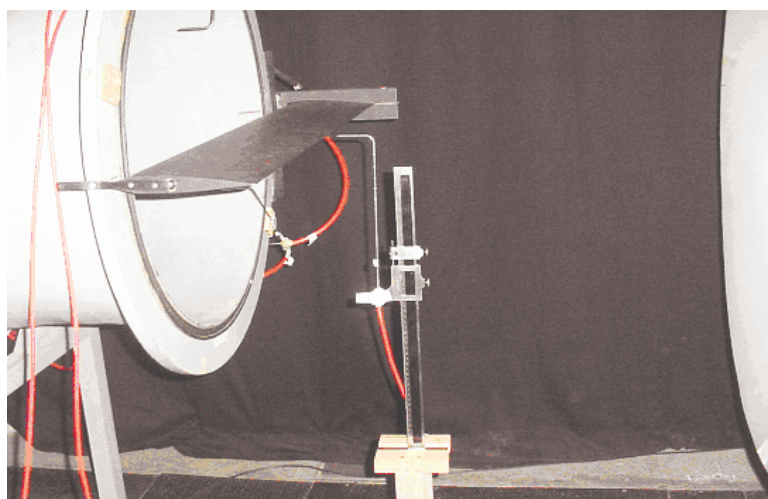


Figure 2. The NACA 0012 airfoil model positioned at the TA-3 wind-tunnel with the Pitot-static tubes.

The inclined liquid column manometers used to measure the differences between static and total pressures, and to measure the dynamic pressure at the wind-tunnel contraction outlet, are shown in Fig. (3).

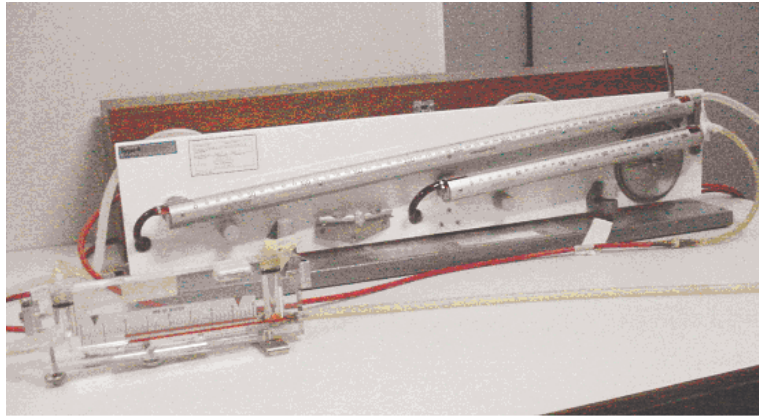


Figure 3. Inclined liquid column manometers used.

In Fig. (4) a detail of a wake survey rake used in the $3 \times 2 \text{ m}^2$ test section of the TA-2 wind tunnel is shown. TA-2 is the largest CTA wind-tunnel. The ruler also shown in the picture is 20 cm long. The small metallic tubes are total pressures probes, and the bigger L-tube with round nose is a static pressure probe, that has four holes in its perimeter to allow some misalignment between the probe and the flow. There are 91 Pitot tubes and 6 static pressure probes along the length of the rake. The Pitot tubes and the static pressure probes are less spaced in the center of the rake, that must be aligned with the center of the wake, and more spaced near the rake tips. Since the nose of the static pressure probes is aligned with the Pitot tubes openings, and the static pressure holes must be 6 diameters downstream the probe nose, the static pressures are taken a few centimeters downstream the points where the total pressures are taken. This rake was not used in the experiments reported in this paper, but is shown here as an example of equipment used for wake surveys in industrial experiments.

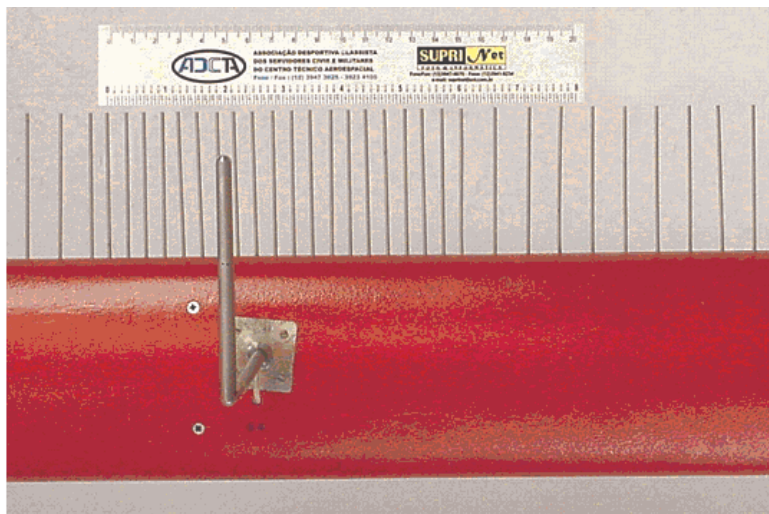


Figure 4. Detail of a wake survey rake built for a 2 m in height closed test section.

A schematic representation of the experimental set up for PIV measurements is shown in Fig. (5), it was used a Dantec Flow Map PIV System. As indicated in this figure, the laser source was fixed on an aluminum trail that was on the ground. A vertical laser light sheet was created using a 90° mirror unit and light sheet optics with thickness adjuster.

The flow was seeded with theatrical fog (polyethylene glycol water-solution) generated by a Rosco Fog Generator, which was placed inside the wind tunnel diffuser. A protective black shelter was placed around the test section in order to avoid dangerous laser reflections and avoid the interference of environment light in the measurements. The laser light source was a 200 mJ dual pulsed Nd:Yag laser, built by New Wave Research, Inc. The PIV images were recorded with two digital HiSense 4M cameras (built by Hamamatsu Photonics, Inc.) with Nikkor f# 2.8 lenses with 105 mm of focal length. The measurement process was synchronized and controlled by a Flow Map System Hub and the FlowManager software produced by Dantec Dynamics, Inc. The two digital cameras were placed on Dantec Scheimpflug Camera Mounts fixed on an aluminum trail supported by a positioning device, as shown in Fig. (6)

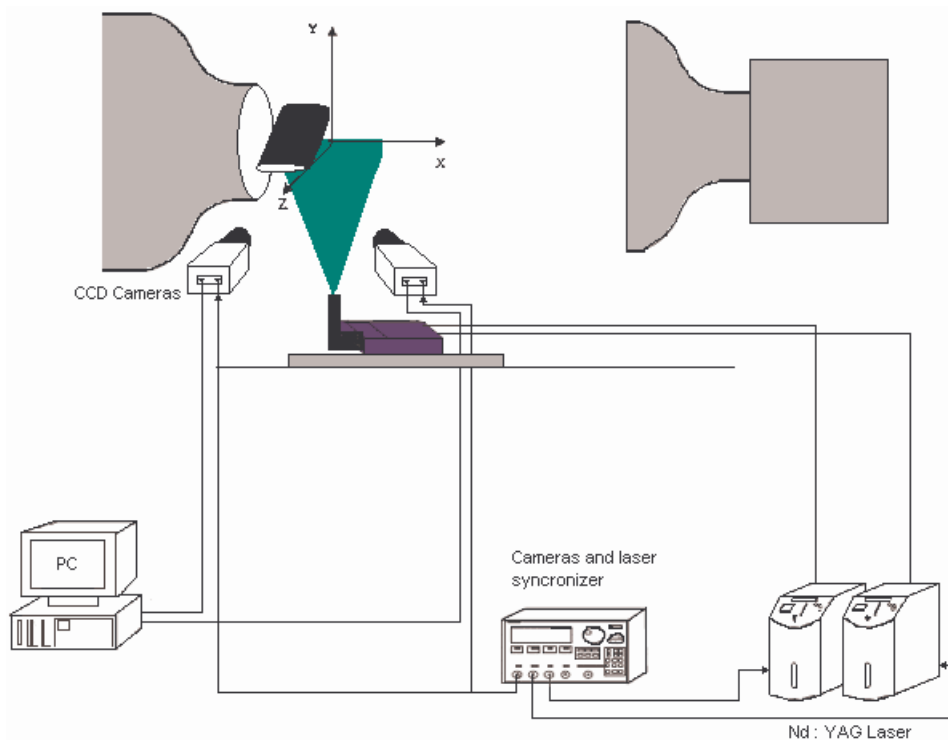


Figure 5. Schematic representation of the PIV setup.



Figure 6. The PIV cameras supported on a mechanical positioning device.

3. Results and discussion

In Figs. (7) and (8) total and static pressure profiles obtained traversing the airfoil wake at distances of 12.5 mm and 48 mm downstream of its trailing edge are shown. The Reynolds numbers based on the airfoil chord were of 4.43×10^5 and 4.47×10^5 in the experiments corresponding to each of these figures. A correction was need for zeroing the difference between the total pressure measured by the Pitot tube in the wind-tunnel contraction outlet and by the Pitot tube used to traverse the wake when the latter was far outside the wake. Albeit this, the results seem to be pretty satisfactory. Using this data to obtain approximately the right hand side of Eq. (5) and performing the integration by the trapezoidal rule the values of 0.0082 and 0.0081 for the C_D are obtained. These values are not far from the approximately 0.0065 found in the literature (Abbot and von Doenhoff, 1959, Fig. 66 at the page 150) for the NACA 0012 with smooth surface at this Reynolds numbers range. As shown at the page 463 of the same reference, for a higher Reynolds number, the roughness of the surface can increase the drag coefficient to nearly 0.01.

Some restrictions could be made to the static pressure measurements shown in Figs. (7) and (8) for two main reasons. The first is that the static pressure holes are about 3 cm downstream the Pitot tube nose, so the static pressure profile shown in Fig. (7) may be more appropriate for use with the total pressure profile shown in Fig. (8) – the drag

coefficient obtained with this pair of profiles is approximately 0.0080 (a little bit closer to the literature value for the airfoil with smooth surface). The second reason is that no wind-tunnel calibration was performed to quantify the gradients of static pressure that can occur between the outlet of the contraction, where the reference Pitot-static tube was placed, and the middle of the test section, where the wake survey was performed. This is linked to the general subject of wind-tunnel interference effects (see, e.g. Pankhurst and Holder, 1965, p. 378). Some other questions that deserve more study and are certainly important also for the drag estimation based on velocity profiles regard the errors inherent to the numerical integration procedures and the choice of the integration limits, since using real measurements the integrand never becomes exactly zero.

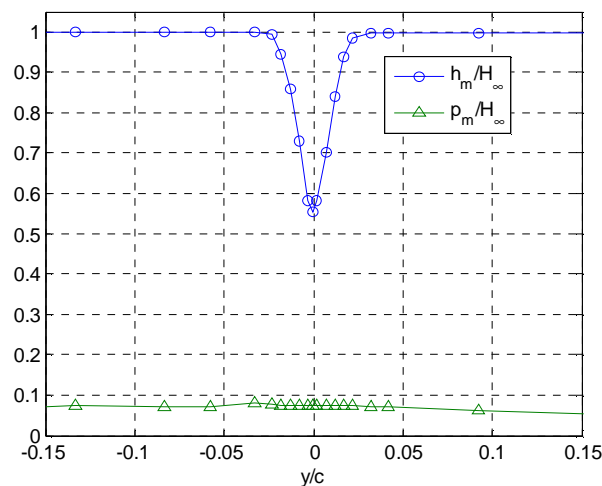


Figure 7. Total and static pressure profiles obtained with the Pitot-static tube placed 0.0625 chord downstream of the airfoil trailing edge.

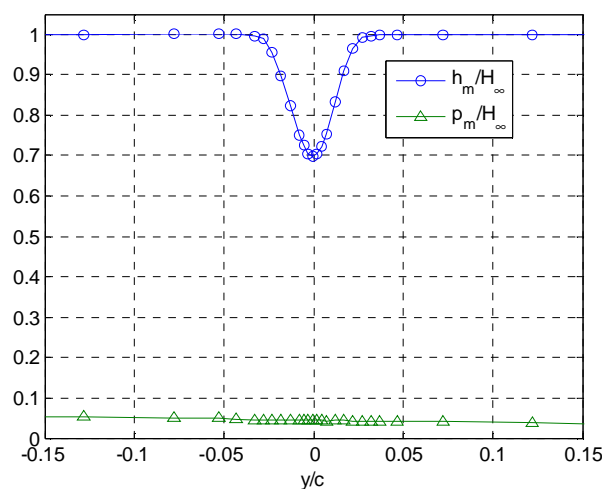


Figure 8. Total and static pressure profiles obtained with the Pitot-static tube placed 0.24 chord downstream of the airfoil trailing edge.

In Fig (9) the velocity profile obtained by PIV one chord downstream the airfoil trailing edge is shown. The drag coefficient, calculated by a nondimensionalized version of Eq. (4) obtained using this profile is 0.0096, a value that could be regarded as reasonable for the experiment Reynolds number (4.79×10^5) if the airfoil surface is considered rough. But, besides being substantially (21 %) larger than the values obtained with the Pitot tube, if one takes a value for the free-stream velocity 0.1 % larger than the one chosen (by looking to the velocity profile) in the former calculation, the drag coefficient changes to 0.0102 (a 6.25 % increase). The question is that the estimation of drag based in velocity profiles measured relatively far from the airfoil trailing edge is more sensitive to measurement errors than the estimation based on total and static pressure profiles measured close to that edge.

There are some reasons for the increased sensitive to errors of the drag estimation based on velocity profiles. One of these reasons is that, in a practically incompressible flow, the total pressure is constant outside the boundary layers

and the wake. So it is much easier to identify the free-stream total pressure than to identify the free-stream velocity that is affected by the potential flow around the airfoil. Consequently, it is easier to identify the wake region looking to a total pressure profile than looking to a velocity profile.

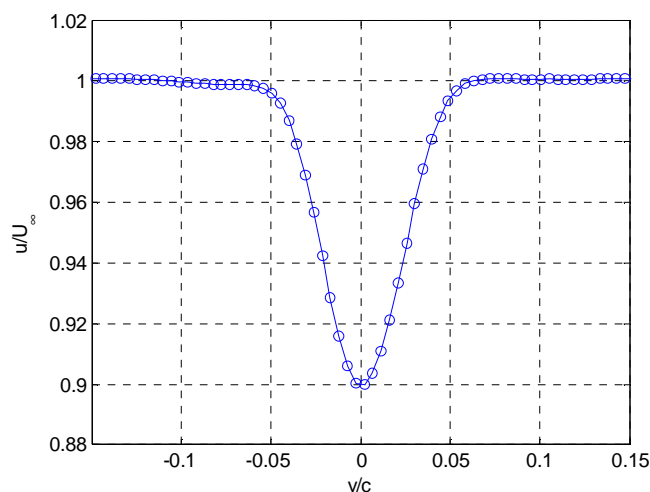


Figure 9. Detail of the velocity profile 1 chord downstream of the airfoil trailing edge obtained by PIV.

The wider velocity profile shown in Fig. (10), that extends outside of the uniform jet that is in the core of the test section, is presented to make clear the difficulty of identifying the free-stream velocity. The boundaries of the jet affect the velocity near the wake and contribute to this difficulty.

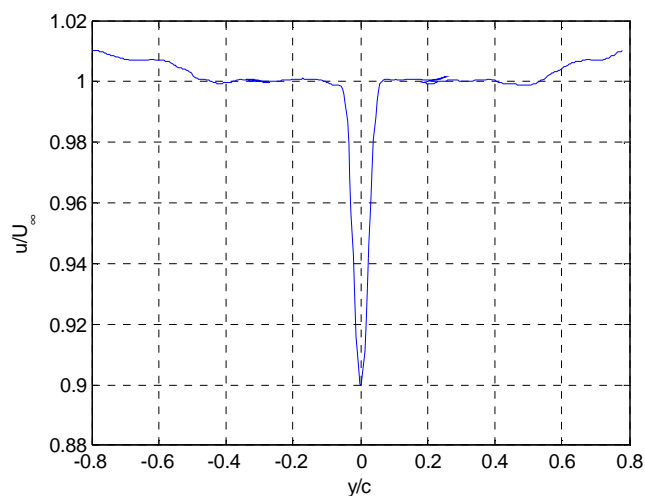


Figure 10. The velocity profile 1 chord downstream of the airfoil trailing edge obtained by PIV changing the vertical position of the cameras in order to sweep the most uniform part of the wind-tunnel jet .

In Fig. (11) it is shown a velocity profile obtained in an experiment a bit different from those that generated the results presented before, in this paper. As can be deduced from the asymmetry of that profile, the airfoil was at a small positive angle of attack. The Reynolds number was smaller (1.3×10^5) and the profile was taken closer to the airfoil trailing edge (20 mm, that amounts to 0.1 chord, downstream of it). Performing the integral in the Eq. (4) only in the region where the velocity was smaller than that attributed to the free-stream, the value of 0.015 was obtained for the drag coefficient. This coefficient is expected to increase as the Reynolds number decreases in the range below 10^6 and so the obtained value is not bad. But the choice of the free-stream velocity and even the use of Eq. (4) are now very difficult to justify. So close to the airfoil trailing edge there is no uniform velocity outside the wake, but a region of accelerated flow as can be seen in Fig. (11).

An also important reason for the drag estimation based on a velocity profile measurement to be more sensitive to measurement errors than the estimation based on total and static pressure profiles is that the total pressure fall

associated to a wake is larger than the corresponding velocity fall, even if the velocity and pressure profiles are taken at the same distance of the trailing edge. Notice that one must divide the quantities by their free-stream values in order to make them comparable. The difference in the relative falls happens because the total pressure is roughly proportional to the square of the velocity. And one should not forget that the known techniques allowing the use of measurements performed close to the trailing edge (where the velocity fall is larger) are based on total and static pressure measurements.

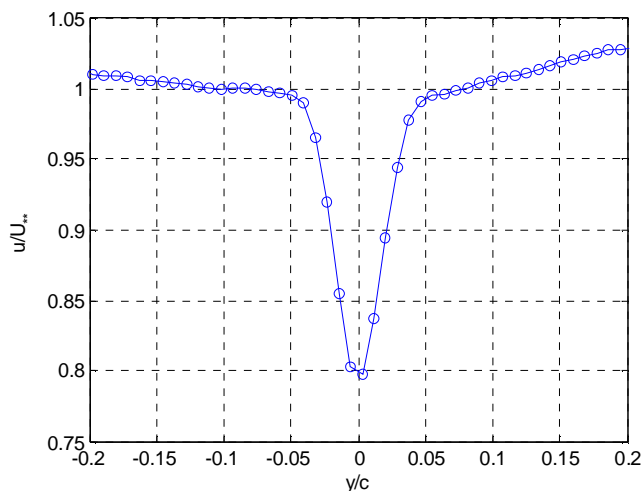


Figure 11. The velocity profile obtained by PIV 0.1 chord downstream of the airfoil trailing edge.

The averaging properties of total and pressure measurements can also be seen as an advantage of their use. The tubes connected to the Pitot tubes and static pressure probes act as low-pass filters, averaging in time the pressures that are transmitted. And the averaged values measured by a Pitot-static tube in a turbulent flow, like that expected in most wakes, are not directly associated with the mean velocity, as noted by Ower and Pankhurst (1977). The mean total and static pressures can be easily linked to the momentum flow and this seems to be an important reason for the lack of considerations regarding turbulence during the development of a technique applied to turbulent flows does not have bad consequences. A filtering process, and a momentum flow calculation, may be applied to velocity measurements. This is easier to do using a hot-wire anemometer or LDV than using PIV. But, even considering the eventual difficulty of tilting the Pitot tubes and static pressure probes, or the rake if one is afforded, for aligning them with the flow behind an airfoil at a non-null angle of attack or with high-lift devices deployed, the techniques based on total and static pressures seem preferable.

4. Conclusion and future work

The theoretical and experimental evidences found in the present study revealed several advantages of the use of total and static pressure measurements, instead of velocity measurements, for drag estimation by wake survey. Even so the present authors intend to use velocity measurements for such estimation in situations where the instrumentation for performing efficient total and static pressure measurements are not available. For this reason they will continue to investigate the consequences of this use of velocity measurements, in particular measurements by PIV.

5. Acknowledgement

The authors would like to thanks all their colleagues of the Aerodynamics sub-division (ASA-L) staff for their support, helpful discussions and suggestions. The authors must acknowledge also the FAPESP for funding the PIV system purchase.

6. References

- Abbott, I.H. and von Doenhoff, A.E., 1959, "Theory of Wing Sections", Dover Publications, New York, USA.
- Betz, A., 1925, "Ein Verfahren zur direkten Ermittlung des Profilwiderstandes", *Zeitschrift für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt*, Vol. 16, p. 42, Munich and Berlin, Germany.
- Jones, B.M., 1936, "The Measurement of Profile Drag by the Pitot-Traversal Method", ARC Reports and Memoranda No. 1688, Teddington, UK.
- Ower, E. and Pankhurst, R.C., 1977, "The Measurement of Air Flow", 5th edition, Pergamon Press, London, UK.

Pankhurst, R.C. and Holder, D.W., 1965, "Wind-Tunnel Technique", Sir Isaac Pitman & Sons, London, UK.

Schlichting, H., 1966, "Boundary-Layer Theory", 6th. ed. translated from German by J. Kestin, McGraw-Hill International Book Company, New York, USA.

7. Copyright Notice

The authors are the only responsible for the printed material included in their paper.

THE USE OF THE ULTRASONIC TECHNIQUE FOR VOID FRACTION MEASUREMENTS IN AIR-WATER BUBBLY FLOWS

Áureo M. Vasconcelos

Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP), Brazil
e-mail

Ricardo D. M. Carvalho

Universidade Federal de Itajubá (UNIFEI), Brazil
martins@unifei.edu.br

Oswaldo J. Venturini

Universidade Federal de Itajubá (UNIFEI), Brazil
osvaldo@unifei.edu.br

Fernando A. França

Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP), Brazil
ffranca@fem.unicamp.br

Abstract. In many industrial applications there is a need to determine the dispersed phase holdup in two-phase flows using noninvasive, fast responding techniques. Despite some limitations, ultrasonic techniques apparently can fulfill these requirements. The proposed paper describes an experimental apparatus designed specifically for the study of the ultrasonic measurement of the void fraction or gas holdup in vertical, upward air-water bubbly flows. A brief discussion of the state of the art of the ultrasonic technique as applied to the characterization of multiphase flows is also presented. Next, the two-phase flow data reduction and the ultrasonic signal processing are discussed in detail. This involves assessing the acoustic wave transit time and amplitude attenuation across the two-phase flow from the raw, digitized ultrasonic signals. Finally, the trends in the acoustic signal transit time and attenuation in the zero to 15% void fraction range are discussed. This range is typical of the bubbly flow regime, which seems to hold the greatest potential for ultrasonic measurements of the void fraction. Future research needs to improve the technique are also identified.

Keywords. Ultrasonic data, air-water bubbly flow, void fraction, signal attenuation, wave transit time

1. Introduction

In many industrial applications there is a growing need for non-invasive, real-time measurement of the dispersed phase holdup in two-phase flows. Ultrasonic signals are information rich and the ultrasonic technique apparently can fulfill these requirements. The main ultrasonic parameters normally used in process monitoring, measurement, and control are the signal amplitude and the wave transit time (Bond *et al.*, 2003). In multiphase flows, as the concentration and size distribution of the dispersed media (solid particles and/or gas bubbles) change these signal properties vary due to the combined effect of acoustic attenuation and transmission phenomena.

Chang *et al.* (1982) used the ultrasonic technique for the characterization of the flow patterns of horizontal air-water two-phase flows and for the measurement of the liquid film thickness in horizontal air-mercury flows. In the former case, an emitter-receiver transducer was placed on the bottom of the flow pipe and a receiver transducer was placed on top directly across. The authors then presented and discussed the general features of the waveforms obtained from both transducers for single-phase flow of liquid and several two-phase flow patterns; they concluded that the ultrasonic technique allows for unmistakable characterization of the two-phase flow patterns. Signal processing for computation of the void fraction was not discussed.

Jones *et al.* (1986) conducted a theoretical and experimental study of the interaction of an ultrasonic wave with air-water bubbly flows. The authors claimed that a direct relationship does not exist between the ultrasonic wave attenuation and the volumetric interfacial area in a bubbly flow. Hence, if ultrasonic attenuation is to be used for the measurement of the dispersed phase holdup, some estimation of the average bubble size and shape will be necessary to permit access to the volumetric interfacial area or, likewise, the void fraction. In addition, Jones *et al.* (1986) discussed the physics involving the passage of a single bubble through the non-planar acoustic field generated by a piston-like ultrasonic source. They argued that two identical bubbles passing between the emitting and receiving transducers at different positions along the axis connecting them produce different effects. Therefore, the signals transmitted through bubbly flows are ambiguous if the bubbles are not uniformly distributed or identically distributed during the total time of measurement.

Murakawa *et al.* (2005) used two different ultrasonic transducers and statistical methods to determine the velocity distribution of bubbles in air-water bubbly flows. The investigators were then able to ascertain the effect of transducer

frequency and diameter on the accuracy of the measurement. The acoustic probe consisted of two concentric cylindrical elements with two basic frequencies, a central 8 MHz 3-mm diameter transducer jacketed by an annular 2 MHz 10-mm diameter one; the so-called Multi-Wave TDX could independently emit 2 MHz and 8 MHz ultrasonic beams. From ultrasonic pulses reflected off liquid-gas interfaces, the researchers obtained the probability density function (PDF) for all measured instantaneous velocities at each measuring position. However, the probability of bubbles crossing the ultrasonic beam becomes higher with increasing transducer diameter and, for the same flow conditions, a different profile was obtained for each transducer diameter. In this connection, Murakawa *et al.* (2005) reported an experiment in which for 3 mm to 4 mm diameter bubbles, a 2.5-mm-diameter transducer delivered data containing essentially the liquid velocity. Conversely, a 10-mm-diameter transducer provided data containing primarily the rising velocity of bubbles. Regarding single-phase flow experimentation with their own Multi-Wave TDX, the authors reported an inability to measure the liquid velocity in the near wall region due to “an overlap of the ultrasonic [beam] with the pipe wall”. Supposedly, this overlap region gets wider with increasing transducer diameter. It is not clear what the authors meant by this overlap region and no further information was given.

Zheng and Zhang (2004) used the ultrasonic technique to measure the dispersed phases void fractions in three-phase and two-phase flows. Experimental results for air-oil and glass beads-oil flows indicated that gas bubbles are the dominant factor in acoustic attenuation (reduction in the response signal amplitude). However, in air-glass beads-oil three-phase flows there seems to be an interaction of the air bubbles with the glass beads so that the resulting signal attenuation is greater than the sum of the isolated effects of each one. The investigators then observed the signal attenuation to increase exponentially with increasing interfacial area of both the solid and gas phases. In addition, the air bubbles caused an increase in the acoustic wave transit time. Vatanakul *et al.* (2004) conducted an experimentation program similar to that of Zheng and Zhang (2004) using bigger glass beads. Besides confirming the observations of the latter authors, Vatanakul *et al.* (2004) also verified that the scatter in the transit time increased as the gas and solid phases holdup increased. Yet, the former had a much more pronounced and immediate effect than the latter. Regarding the signal amplitude, the scatter in the gas-liquid data rapidly increased with increasing void fraction. The opposite trend was observed for solid-liquid systems.

Despite the growing number of papers dealing with the application of the ultrasonic technique for measurements in two-phase flows, to the present authors' knowledge a detailed discussion of the signal waveform and how it relates to the computation of the void fraction does not seem to exist. Given the complexity of the acoustic phenomena imprinted in the waveforms, the main question apparently involves which portions of the signal to consider for purposes of calculating the void fraction. The present paper addresses these issues by first describing an experimental apparatus designed specifically for the study of the ultrasonic measurement of the void fraction in vertical, upward air-water two-phase flows. Next, the two-phase flow data reduction and the ultrasonic signal processing are discussed in detail. This involves clearly identifying the acoustic phenomena imprinted in the waveforms and computing the wave attenuation and transit time across the two-phase flow from the raw, digitized ultrasonic signals. Finally, the trends in the ultrasonic parameters with increasing void fraction are compared with those reported in the literature so as to identify future research needs to improve the technique.

2. Experimental Apparatus and Procedure

2.1. Two-Phase Flow Test Rig

An experimental apparatus was designed and built specifically for the study of the ultrasonic measurement of the void fraction in vertical, upward air-water flows. Figure 1 presents a schematic view of the test rig. The air-water mixer consists of a water-filled tank where the lower end of a 54-mm inner diameter acrylic pipe is inserted. Inside this pipe there is a cylindrical porous medium through which compressed air is injected into the water flow; mixing of the air and water takes place in the annular space between the porous medium and the acrylic pipe and rapidly evolves into the bubbly flow pattern. The annular space was so designed as to guarantee a minimum liquid velocity, thus assuring an adequate and stable mixing process. Downstream of the mixer, a 3.5-m long section of the acrylic pipe assures the hydrodynamic development of the bubbly flow before it enters the void fraction measurement test section. This test section is actually a 10-cm long segment of the same 54-mm diameter acrylic pipe where the ultrasonic probes are located. In addition, a variable reluctance pressure transducer tapped just downstream of the ultrasonic probes measures the flow pressure; this reading is necessary for the calculation of the air flow rate under actual test conditions. The acrylic piping just below the test section is surrounded by a water-filled transparent square box, making it possible visual observations and fast moving filming of the bubbly flow. Following the test section a 1.6-m long portion of the acrylic pipe discharges the air-water two-phase flow in a phase separator. A quick valve device installed in this part of the flow loop allows for measurements of the volumetric void fraction, which can be used to corroborate the results from the ultrasonic probes.

In the separator the air is vented into the atmosphere while the gravity driven water flow returns to the liquid reservoir. A centrifugal pump then forces the water back to the air-water mixer, thus closing the flow loop. A variable speed driver allows for a zero to 5,000 kg/hr water flow rate variation. The water flow rate is measured by model Rheonik RHM12 Coriolis-type flow meter, which includes an RTD for temperature measurements. The air flow rate is

measured by models 50MJ10-9 and 50MJ10-12 Meriam Instruments laminar flow elements. Model PX 750 Omega pressure transducers, ranging from 0 to 700 mmH₂O, are used to measure the pressure difference across the laminar flow elements. An identical pressure transducer, tapped just downstream the laminar flow elements, reads the gage air flow pressure. Atmospheric pressure measurements come from the University weather station, reported continuously through Internet. A type J thermocouple measures the flowing air temperature. Bourdon type manometers and thermocouples permit double checks on these automatic digital measurements as well as direct visual monitoring of the flow loop proper operation. Values of the flow loop operating parameters are then entered into a Microsoft Excel spreadsheet that calculates the actual air flow rate at the test section and the air and water superficial velocities. The void fraction results for the same operating conditions, as reported by Dias *et al* (2000), are then entered into the spreadsheet, as well as the ultrasonic wave amplitude attenuation and transit time, provided by the signal-processing algorithm.

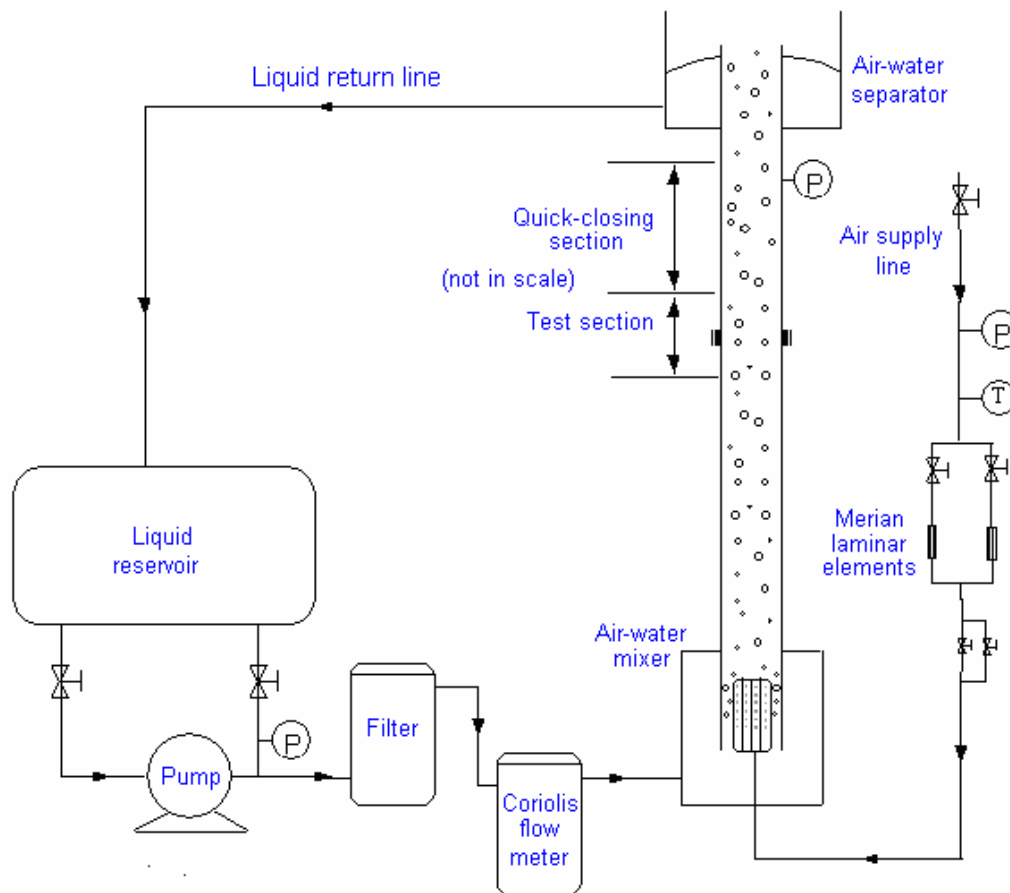


Figure 1. Schematic view of the air-water bubbly flow test rig.

2.2. Ultrasound Instrumentation

Figure 2 shows a schematic view of the test section instrumentation. Two plexiglass adapters were curve machined on one side so as to be snugly fitted to the outer surface of the plexiglass pipe. The emitter and receiver ultrasonic transducers were then fixed to the opposite surfaces of these plexiglass blocks; a thin gel layer was applied to the transducers front surface before mounting to enhance mechanical contact. The emitter-receiver ultrasonic path is then made of a 10-mm long distance across each acrylic block, a 3-mm long acrylic pipe wall crossing on each side, and the 54-mm pipe inner diameter. In other words, the ultrasonic total path length consists of a 13-mm segment across the acrylic on the emitter side, a 54-mm crossing of the two-phase flow, and a 13-mm segment across the acrylic on the receiver side. In checking the ultrasonic wave transit time, to be discussed later, the gel layer thickness was neglected.

The emitter and receiver transducers generated 2.5 MHz ultrasonic pulses, within the range of water-transmitted signals. The transducers were driven by a Panametrics 5072 Pulser-Receiver, which in turn was connected to a National Instruments PXI data acquisition system. The PXI is a Windows based industrial PC with chassis slots for board insertion. The PXI system was used for data acquisition, storage, and transfer and for process monitoring through a virtual oscilloscope. A supervisory system based on the LabView software was used to perform these tasks. To acquire the data, a 100 MHz maximum capability sampling board was used.

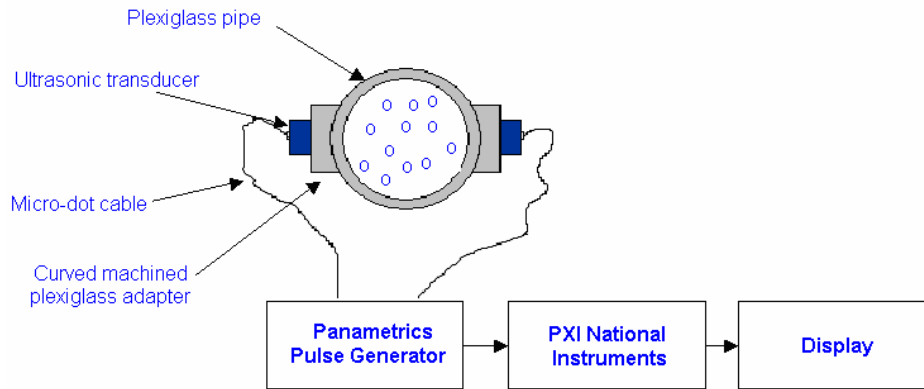


Figure 2. Schematic view of ultrasonic instrumentation assembly.

2.3. Experimental Procedure

In selecting air and water flow rates to be tested, the sampling frequencies, and the 5072 PR pulsing frequency, the following criteria were adopted:

1. Void fraction values should span the zero to 15% range, characteristic of the bubbly flow regime, and specific values should be as close as possible to those tested by Dias *et al* (2000) using the same test rig. Hence, independent measurements of the mean void fraction, mean bubble diameter, interfacial area density and void fraction distribution would be available for reference.
2. Sampling frequencies of the ultrasonic signals should be high enough to avoid alias and to allow for accurate determination of the ultrasonic wave transit time. Additionally, the samples should contain enough information for an analysis of the signal frequency spectrum; this study is intended to investigate possible modifications to the transmitted pulse frequency composition by the two-phase flow.
3. The pulsing frequency should be such that a statistically significant number of pulses is contained in each sample.

According to these criteria the sampling frequencies selected were 20 and 100 MHz, far greater than the ultrasonic transducers intrinsic frequency and the two-phase flow stochastic fluctuations. Given the PXI system 600,000 data points maximum storage capacity, the sampling periods corresponding to the 20 and 100 MHz frequencies were 0.030 and 0.006 seconds, respectively. The 5072 PR pulsing frequency was set at 2.5 kHz so that each 20 MHz and 100 MHz sample contained 75 and 15 pulses, respectively. For each void fraction value, the acoustic signal was sampled at least twice. Even though the number of pulses in the 100 MHz samples is rather low, these are intended mainly for a study of the signal spectral makeup and an assessment of the error in the acoustic wave transit time.

Finally, in order to use the ultrasonic technique for void fraction measurements a reference is needed with which to compare the response signal attenuation across the two-phase flow. One possible reference would be the emitter signal itself; however, this approach would make signal processing cumbersome and dependent on specific settings of the 5072 PR. A more practical approach reported in the literature (Vatanakul *et al.*, 2004; Zheng and Zhang, 2004) is to use as reference the response signal for the single-phase flow of the continuous phase. In the present case, preliminary tests showed that the water superficial velocity and temperature have no significant effect on the acoustic signal attenuation. Therefore, it was decided that reference signals would be obtained for single-phase still water ($j_{\text{air}} = j_{\text{water}} = 0$) in the test rig immediately before any run of tests. One can thus be sure that secondary variables such as minor adjustments in the transducers position are always taken into account.

3. The Acoustic Wave Equation and Basic Acoustic Parameters

Before proceeding to discuss the ultrasonic signals obtained in the current investigation, a brief review of acoustics theory is in order. The motion associated with the vibration of simple mechanical systems or with the propagation of simple sound waves in a fluid medium is often oscillatory in nature. This simple harmonic motion is described mathematically by a sine and/or cosine function as depicted in Figure 3. The wavelength λ and period T are related by,

$$\lambda = c T \quad (1)$$

where c is the wave phase speed. Another important parameter is the wave number k , which represents the number of wave crests per unit distance in the direction of propagation. Mathematically, it given by the ratio between the wave angular frequency, ω , and the wave speed, c ,

$$k = \frac{\omega}{c} \quad (2)$$

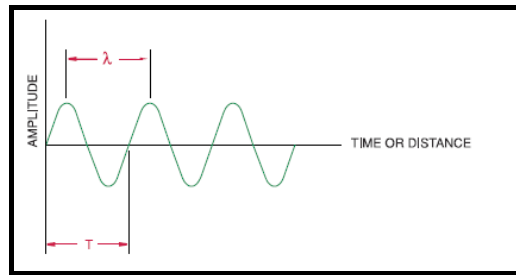


Figure 3. Simple harmonic motion.

The simplest case of acoustic analysis is that involving plane waves, that is, waves for which each acoustic variable (particle displacement, density, pressure, etc.) has constant amplitude on any given plane perpendicular to the direction of wave propagation. The analysis that follows is based mostly on Kinsler *et al.* (2000). If the plane wave propagates along the x axis, the linearized, lossless wave equation for the propagation of sound in fluids reduces to,

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (3)$$

where $p = f(x, t)$ is the excess pressure or *acoustic pressure* and c is the wave phase speed. The acoustic pressure is the difference between the instantaneous pressure at any point and the constant equilibrium pressure in the fluid. In this equation the effects of gravitational forces were neglected so that equilibrium values of fluid density and pressure can be assumed uniform throughout the fluid; in addition, the wave is supposed to be of relatively small amplitude so that changes in density will be small compared to the equilibrium value. Finally, dissipative effects such as those arising from viscosity or heat conduction are also neglected.

The complex form of the harmonic solution for the acoustic pressure of a plane wave is,

$$\tilde{p} = \tilde{C}_1 \exp[j(\omega t - kx)] + \tilde{C}_2 \exp[j(\omega t + kx)] \quad (4)$$

where the symbol \sim denotes a complex quantity. The associated velocity particle velocity is entirely in the direction of propagation and is given by,

$$\tilde{u} = \frac{\tilde{C}_1}{\rho_0 c} \exp[j(\omega t - kx)] + \frac{\tilde{C}_2}{\rho_0 c} \exp[j(\omega t + kx)] \quad (5)$$

The energy transported by acoustic waves through a fluid medium is of two forms; the kinetic energy of the moving particles and the potential energy of the compressed fluid. The total acoustic energy of a fluid element of undisturbed volume V_0 is then given by,

$$E = E_k + E_p = \frac{1}{2} \rho_0 \left(u^2 + \frac{p^2}{\rho_0^2 c^2} \right) \quad (6)$$

The acoustic intensity I of a sound wave is defined as the average flow rate of energy through a unit area normal to the direction of propagation. The instantaneous rate at which work is done per unit area by one element of fluid on an adjacent element is pu . The intensity is the time average of this rate,

$$I = \langle pu \rangle_t = \frac{1}{t} \int_0^t pu \, dt \quad (7)$$

where the integration is taken over a time corresponding to the period of one complete cycle. To evaluate this integral for any particular wave, it is necessary to know the relationship between p and u . For plane harmonic waves, one gets,

$$I_{\pm} = \pm \frac{P_e^2}{\rho_0 c} \quad (8)$$

for a plane wave traveling in either the $+x$ or $-x$ direction. The quantity P_e is the *effective amplitude of acoustic pressure* given by,

$$P_e = \frac{P}{\sqrt{2}} \quad (9)$$

The *specific acoustic impedance* is defined as,

$$\tilde{z} = \frac{\tilde{p}}{\tilde{u}} \quad (10)$$

For plane waves this ratio becomes,

$$\tilde{z} = \pm \rho_0 c \quad (11)$$

The plus or minus sign depends on whether propagation is in the plus or minus direction. The product $r = \rho_0 c$ is a characteristic property of the medium referred to as the *characteristic impedance (resistance)* of the medium. Although the specific acoustic impedance of the medium was found to be a real quantity for progressive plane waves, in the general case it is a complex quantity.

When an acoustic wave propagating in one medium hits the boundary of a second medium, reflected and transmitted waves are generated. The ratios of the pressure amplitudes and intensities of the reflected and transmitted waves to those of the incident wave depend on both the characteristic acoustic impedances and speeds of sound in the two media and on the angle the incident wave makes with the normal to the interface. For plane waves transmitted from one fluid to another at normal incidence, the *pressure transmission and reflection coefficients* can be shown to be,

$$\tilde{R} = \frac{1 - \frac{r_1}{r_2}}{1 + \frac{r_1}{r_2}} \quad (12)$$

$$\tilde{T} = \frac{2}{1 + \frac{r_1}{r_2}} \quad (13)$$

The *intensity reflection and intensity transmission coefficients* of plane waves are then given by,

$$R_I = \left(\frac{1 - \frac{r_1}{r_2}}{1 + \frac{r_1}{r_2}} \right)^2 \quad (14)$$

$$T_I = 4 \frac{\frac{r_1}{r_2}}{\left(1 + \frac{r_1}{r_2} \right)^2} \quad (15)$$

Since for normal incidence the cross-sectional areas of all acoustic beams are equal, the *power coefficients* are equal to the intensity coefficients.

Interface transmission and reflection phenomena are complicated when one of the media is a solid; however, for normal incidence a large class of solids obeys the same equations developed for fluids. The only modification needed is that the speed of sound in the solid must be based on the bulk modulus. Furthermore, for relatively rigid nonporous solids such as steel, glass, and so forth with transverse dimensions much larger than the wavelength of the impinging acoustic wave, two types of elastic waves may be propagated, plane longitudinal and plane shear waves. For oblique incidence, the incident wave may be refracted into longitudinal bulk waves traveling in one direction and transverse shear waves traveling at a lower speed in a different direction.

Table 1 shows numerical values for the basic acoustic parameters for the present test rig. Table 2 presents values for the transit time along the ultrasonic path discussed in Sec. 2.2 (*Ultrasound Instrumentation*); calculations were made considering only single-phase flow of water.

Table 1. Numerical values for the acoustic parameters in the present test rig.

Material or Interface	Longitudinal Velocity [m/s]	Shear Velocity [m/s]	Characteristic Impedance [kg/m ² s x 10 ⁶]	\tilde{R}	\tilde{T}	R_I	T_I
Acrylic Resin	2,730	1,430	3.22	-	-	-	-
Water at 20°C	1,480	-	1.48	-	-	-	-
Acrylic / Water	-	-	-	- 0.37	0.63	0.14	0.86
Water / Acrylic	-	-	-	0.37	1.37	0.14	0.86

Table 2. Ultrasonic waves transit time in the test rig.

Wave	Transit Time [µsec]			
	First Adapter/Tube Wall	Water	Second Adapter/Tube Wall	Total
Longitudinal	4.8	36.5	4.8	46.0
Transverse	-	-	9.1	9.1

4. Signal Analysis

Figure 4 shows a typical trace signal of the ultrasound emitter-receiver assembly as the bubbly air-water flow goes through the ultrasonic field. The signal amplitude in the y-axis is related to the ultrasonic field intensity at the receiver position; its absolute value, however, is affected by the amplification of the instrumentation electronics. The “bang”, which corresponds to a pulse of the Panametrics 5072 Pulse-Receiver, can be unmistakably identified as an outstanding isolated peak. Although its time of occurrence is correctly detected by the particular setting of the ultrasound instrumentation, its amplitude in Figure 4 does not correspond to the intensity of the actual pulse generated by the pulse-receiver; the isolated peak can be more appropriately interpreted as an electronic noise surge at the moment the actual pulse is generate. Next, a sequence of peaks and valleys is the receiver response to the ultrasonic pulse attenuated by and transmitted through the air-water bubbly mixture and plexiglass elements. Finally, there seems to be a small-scale version of these same peaks and valleys hitting the receiver some time after the first sequence. For computer calculations purposes, the moment the ultrasonic wave hits the receiver transducer was taken as when the voltage signal starts decreasing monotonically beyond an appropriate threshold value selected to distinguish it from the base noise. This corresponds to the beginning of the first incoming pulse. The time interval between the bang and the signal arrival at the receiver transducer is the ultrasonic wave transit time and can be easily calculated by counting the number of data points between them.

Although the calculation of the wave transit time was fairly straightforward, the characterization of the received signal amplitude was not so obvious. In this regard, it was experimentally observed that the first valley in the first incoming pulse was much more sensitive to void fraction variations than the first peak in the same sequence (Figure 5). As to the second sequence of peaks and valleys, it exists only for the single-phase flow of water and very low void fraction bubbly flows (Figure 6 and Figure 7). Collected data showed it hits the receiver transducer approximately 8.7 µsec after the first sequence, which agrees very closely with the 9.1 µsec shear wave transit time in the second adapter / tube wall assembly (Table 2). It was, therefore, disregarded as a measure of the dispersed phase holdup. The amplitude of the received signal was then somewhat arbitrarily taken as that of the first valley immediately following the signal arrival; mathematically it is identified as an inflection point.

In an attempt to gain a deeper understanding of the ultrasonic signals obtained, the likelihood of the entire first sequence of peaks and valleys to be related to the void fraction was also checked. It can be observed in Figure 5 that the time for the signal response to die out does not seem to depend on the void fraction (2.4 µsec for $\alpha = 0\%$; 2.7 µsec for $\alpha = 2.9\%$, 2.4 µsec for $\alpha = 6.1\%$; and 2.2 µsec for $\alpha = 10.9\%$). As will be seen later, this behavior is in agreement with the

fact that the variation in the transit time with void fraction was very small (Figure 8). On the other hand, the amplitude of the peaks and valleys changes considerably with void fraction, which means that the energy contained in the signals also changes. Hence, in spite of amplification by the electronics, the energy contained in the whole sequence of peaks and valleys should be linked to the energy transported by the acoustic wave, Eq. (6), and, thus, reflect the interaction between the wave and the bubbly mixture. The following equation was used to obtain the energy in the received signal as it appears in the data samples,

$$E = \int |A|^2 dt \quad (16)$$

In the computer routine, this equation was replaced with a summation of the squared amplitude through the duration of the digitized signal.

The signal processing thus yields three acoustic parameters that can tentatively be correlated with the void fraction, namely, the wave transit time, the received signal amplitude and energy, as defined above. A computer algorithm was then written using MATLAB software to recognize the emitter pulse based on an appropriate voltage level threshold and to calculate the wave transit time, the receiver response amplitude and energy. All the results for the signal amplitude and energy were normalized using the corresponding results for single-phase still water as reference (Sec. 2.3, *Experimental Procedure*). In addition, as each sample contains several pulses, basic statistics associated with the acoustics parameters are also calculated. In this regard, in Figure 6 and in Figure 7 the response signals to 75 pulses were overlaid so that the signal consistency could be assessed. As can be seen, all trace signals are alike, which testifies to the reliability of the instrumentation used.

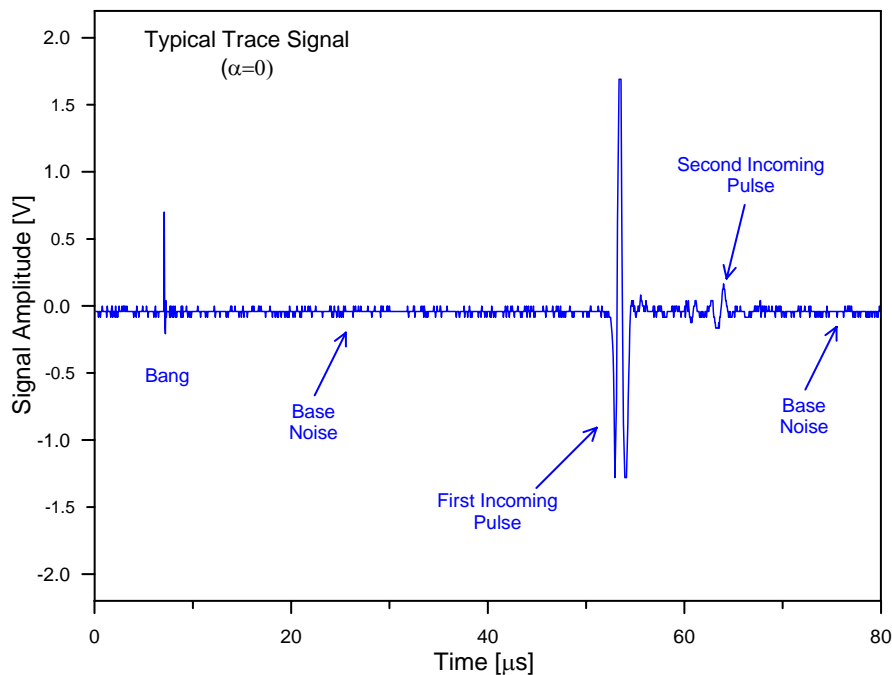


Figure 4. Trace signal of the ultrasonic emitter-receiver assembly for $\alpha = 0\%$.

5. Experimental Results

Ultrasonic data were collected for void fractions in the zero to 15% range, characteristic of the bubbly flow regime in the air-water vertical flow rig. In order to digitize the ultrasonic signals 20 and 100 MHz sampling frequencies were used. Figure 8 presents the transit time variation as a function of the void fraction for all data samples. Once again, the experimental results for single-phase water (around 44.9 μsec) are in close agreement with the 46.0 μsec calculated value in Table 2. The overall variation in the transit time throughout the zero to 12% void fraction range stayed within 0.5 μsec , and the correlation coefficient was 0.81 for both the 20 MHz and the 100 MHz series. This indicates a fairly strong correlation between the transit time and the void fraction. The standard deviations were very small for all samples, representing only 0.3% or less of the mean value; however, even these small standard deviations represented a significant fraction of the 0.5 μsec overall variation. Therefore, the increase in the transit time due to dispersive wave propagation does not seem to provide sufficiently reliable measurements of the void fraction in industrial applications.

Figure 9 shows the signal amplitude ratio as a function of the void fraction. As expected, the amplitude ratio decreases with increasing void fraction; however, the 100 MHz sampling frequency series exhibits a greater scatter than the 20 MHz one. In this connection, at 100 MHz sampling frequency only one-fifth of the acoustic pulses can be

acquired compared to the 20 MHz samples. Hence, the two-phase flow stochastic fluctuations are not well represented (and smoothed out) in the 100 MHz samples and the resulting mean values are less significant. The values of the correlation coefficients were 0.91 and 0.84 for the 20 MHz and 100 MHz series, respectively. Even if the acoustic attenuation phenomena are not completely represented in the first response signal valley, these values for the correlation coefficient still indicate a strong correlation between the amplitude ratio so defined and the void fraction.

Figure 10 shows the amplitude ratio standard deviation as a function of the void fraction. In general, there is a decrease in the standard deviation as the void fraction increases, which could be explained by a great sensitiveness of the acoustic attenuation phenomena to instantaneous variations in the number of bubbles per unit volume and, consequently, the bubbles interfacial area density. In some cases, the standard deviation attained as much as 40% of the mean value. One should bear in mind, though, that Vatanakul *et al.* (2004) reported a five-fold in the amplitude ratio standard deviation as the void fraction increased from zero to approximately 7% for gas-liquid data. A physical explanation for this behavior was not put forth by the authors.

Figure 11 displays the mean energy in the response signal samples as a function of the void fraction. As was the case with the amplitude ratio, the signal energy decreases rapidly as the void fraction increases. The values of the correlation coefficients were 0.90 and 0.83 for the 20 MHz and 100 MHz series, respectively, essentially the same as those found for the signal amplitude ratio. Therefore, further study is necessary before a decision can be made regarding which acoustic parameter, the energy or the amplitude, is more representative of the interaction of the ultrasonic wave and the two-phase flow for purposes of measuring the void fraction.

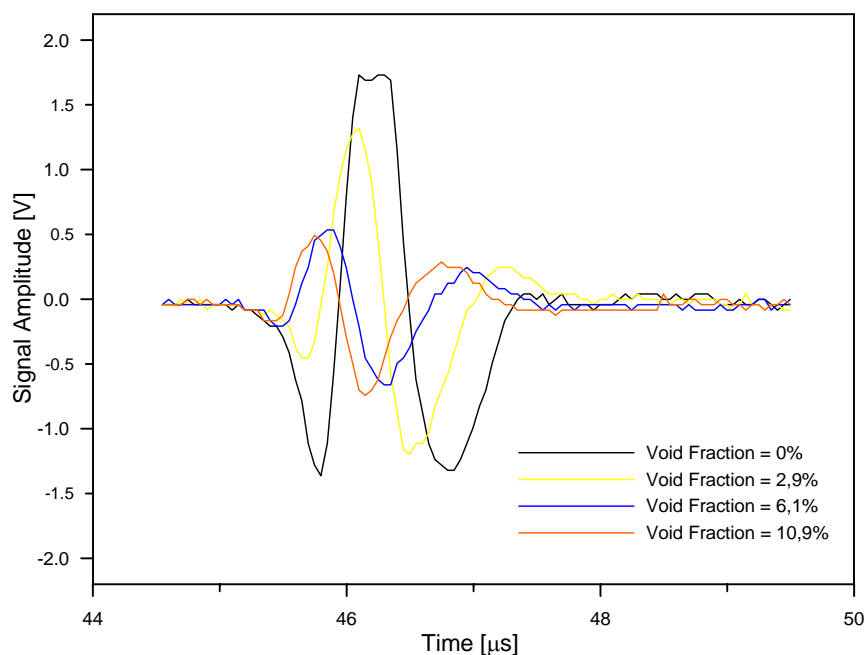


Figure 5. Response signal duration for increasing void fraction values.

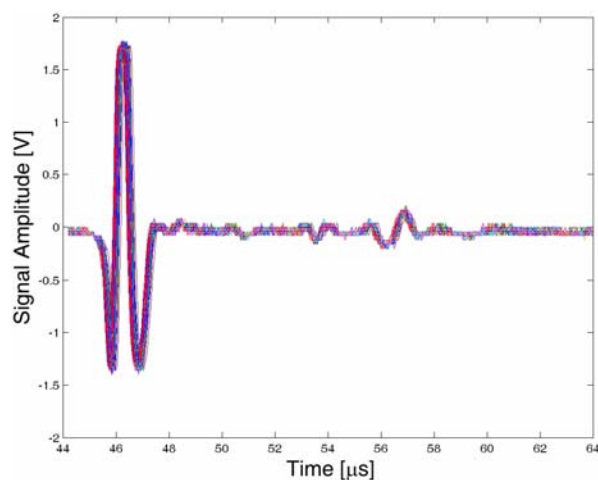


Figure 6. Response signals (20 MHz, $j_{\text{water}} = 0$, and $\alpha=0\%$).

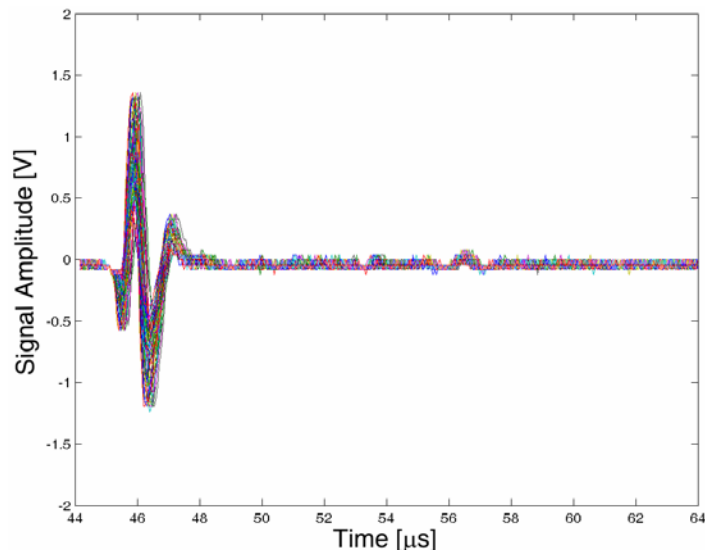


Figure 7. Response signals (20 MHz, $j_{\text{water}} = 0$, and $\alpha=2.9\%$).

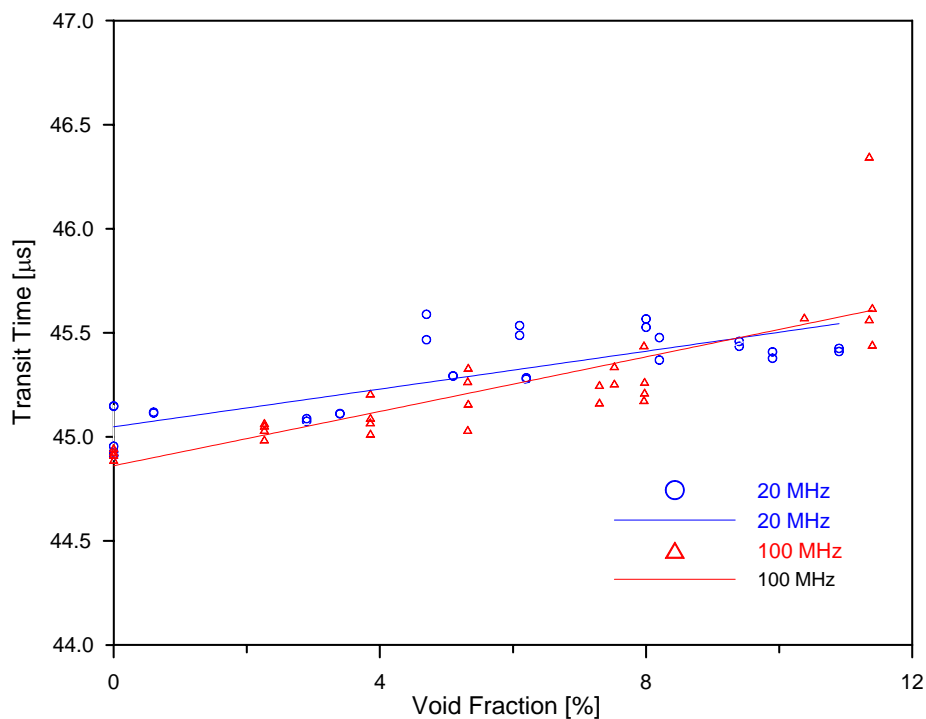


Figure 8. Transit time as a function of void fraction.

6. Conclusions

A two-phase flow test rig was built and instrumented with ultrasonic transducers. Ultrasonic data were then collected for the zero to 15% range, characteristic of bubbly flow pattern in this experimental set-up. The basic features of the trace signals were clearly identified, namely, the pulse generated at the emitter transducer (“bang”) and the longitudinal wave and shear wave response signals at the receiver transducer.

The ultrasonic parameters calculated for the longitudinal wave response signal were the transit time, amplitude, and energy. Reduced data exhibited the expected behavior; as the void fraction increased the transit time increased while the amplitude and energy decreased. Whereas the transit time variation seems too small to be reliably used as a measure of the void fraction, the amplitude and energy attenuation apparently are suitable for this purpose. However, further work is necessary in order to better understand the interaction of ultrasonic waves with two-phase flows.

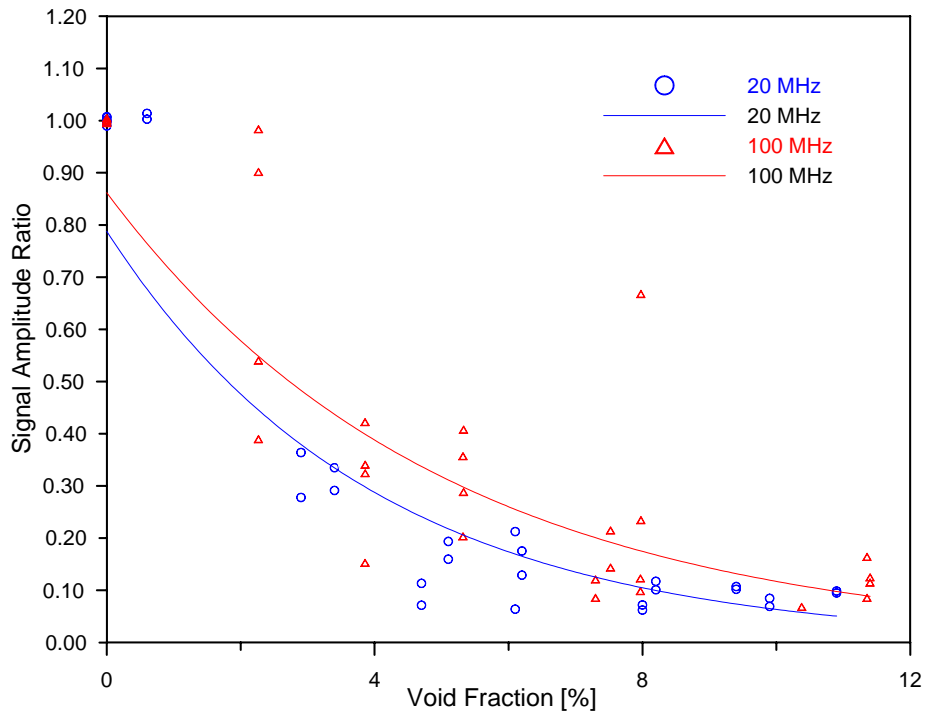


Figure 9. Response signal amplitude ratio as a function of void fraction.

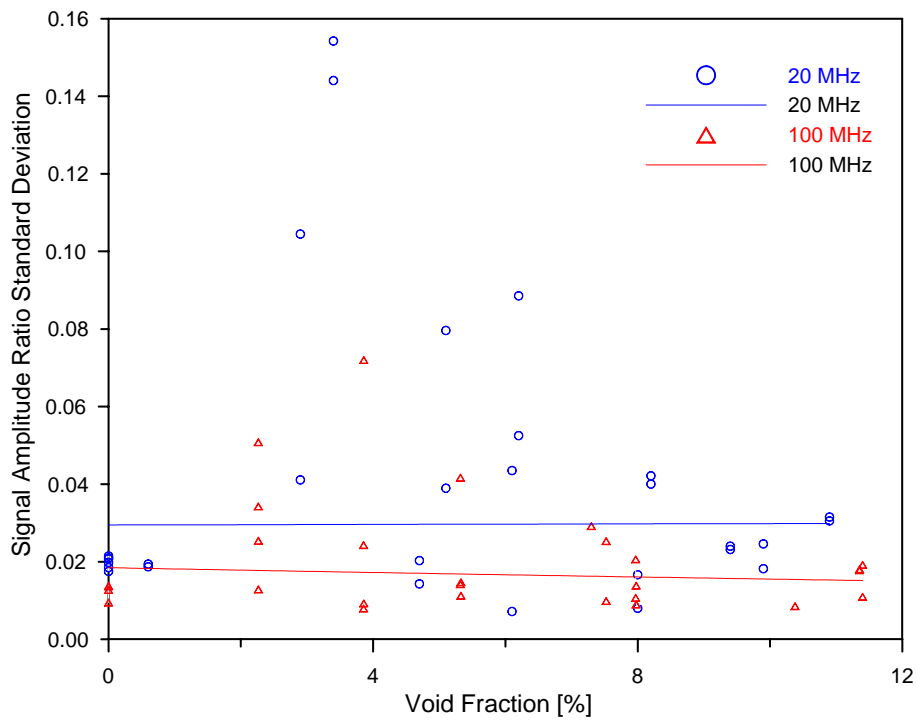


Figure 10. Response signal amplitude ratio standard deviation as a function of void fraction.

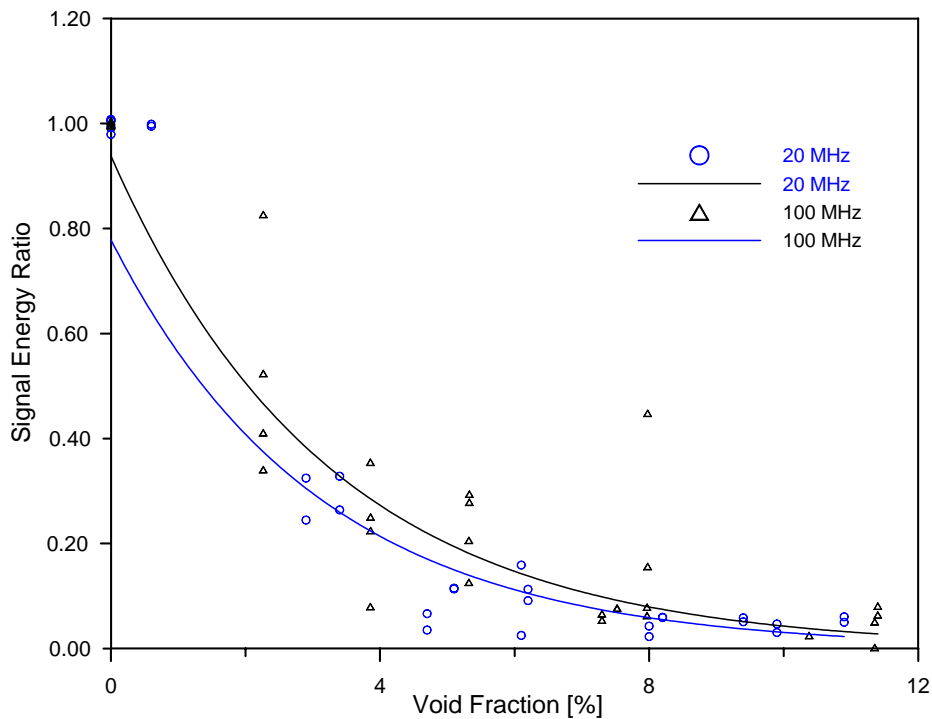


Figure 11. Response signal mean energy as a function of void fraction.

7. Acknowledgements

The authors wish to acknowledge the financial support received from PETROBRÁS, the Brazilian National Petroleum Company, which made possible this study.

8. References

- Bond, L. J., Morra, M., Greenwood, M. S., Bamberger, J. A., and Pappas, R. A., 2003, *Ultrasonic Technologies for Advanced Process Monitoring, Measurement, and Control* Proceedings 20th IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference, Vail, CO, USA.
- Chang, J. S., Ichikawa, Y., and Irons, G. A., 1982, *Flow Regime Characterization and Liquid Film Thickness Measurement in Horizontal Gas-Liquid Two-Phase Flow by an Ultrasonic Method*, AIAA/ASME Joint Plasma Thermophysics HTC.
- Dias, S, França, F. A., and Rosa, E. S., 2000, *Statistical Method to Calculate Local Interfacial Variables in Two-Phase Bubbly Flows Using Intrusive Crossing Probes*, International Journal of Multiphase Flow, Vol. 26 (11), pp. 1797-1830.
- Jones, S. W., Amblard, A., and Favreau, C., 1986, *Interaction of an Ultrasonic Wave with a Bubbly Mixture*, *Experiments in Fluids*, Vol. 4, pp. 341-349.
- Kinsler, L. E., Frey, A. R., Coppens, A. B., Sanders, J. V., 2000, *Fundamentals of Acoustics*, John Wiley & Sons, Inc., Fourth Edition.
- Kumar, M., and Horne, R. N., 2003, *Ultrasonic Rate Measurements in Two-Phase Bubble Flow*, SPE Annual Technical Conference and Exhibition, Dallas, USA.
- Murakawa, H., Kikura, H., and Aritomi, A., 2005, *Application of Ultrasonic Doppler Method for Bubbly Flow Measurement Using Two Ultrasonic Frequencies*, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 29, pp. 843-850.
- Vatanakul, M., Zheng, Y., and Couturier, M., 2004, *Application of Ultrasonic Technique in Multiphase Flow*, *Industrial and Engineering Chemistry Research*, Vol. 43, pp. 5681-5691.
- Zheng, Y., and Zhang, Q., 2004, *Simultaneous Measurement of Gas and Solid Holdups in Multiphase Systems Using Ultrasonic Technique*, *Chemical Engineering Science*, Vol. 59, pp. 3505-3514.

9. Copyright Notice

The authors are solely responsible for the printed material included in this paper.

MEDIÇÃO DO CAMPO DE VELOCIDADE EM UM ESCOAMENTO TURBULENTO INTERNO AO DUTO CIRCULAR ATRAVÉS DE PROCESSAMENTO DIGITAL DE IMAGENS

Roger Pizzato Nunes

Universidade Federal do Rio Grande do Sul – Instituto de Física
Av. Bento Gonçalves 9500, Caixa Postal 15051, CEP.: 91501-970 – Porto Alegre, RS, Brasil
Correio eletrônico: rogerpn@if.ufrgs.br

Universidade Federal do Rio Grande do Sul – Escola de Engenharia – Departamento de Engenharia Mecânica
Rua Sarmento Leite 425, CEP.: 90050-170 – Porto Alegre, RS, Brasil
Correio eletrônico: roger.pizzato@ufrgs.br

Flávio Tadeu van der Laan

Universidade Federal do Rio Grande do Sul – Escola de Engenharia – Departamento de Engenharia Nuclear
Av. Osvaldo Aranha 99, 4to. Andar, CEP.: 90046-900 – Porto Alegre, RS, Brasil
Correio eletrônico: ftvdl@ufrgs.br

Resumo. Nos últimos anos, as técnicas de velocimetria envolvendo processamento digital de imagens tornaram-se referência na área experimental em mecânica dos fluidos. Tal fato ocorreu pois estas técnicas permitem que medidas instantâneas de campo de velocidade sejam obtidas de um determinado escoamento em análise. Contudo, devido às limitações tecnológicas presentes nos equipamentos de instrumentação, estas técnicas estiveram limitadas à aplicação em escoamentos de baixa velocidade. Desta forma, a sua utilização no estudo de certos fenômenos tal como a turbulência foi restrita. Nesta direção, o objetivo deste trabalho é a apresentação de um sistema de instrumentação eletro-eletrônica para a análise de escoamentos de alta velocidade. Para tanto, uma câmera CCD com taxas de aquisição de até 500Q/s foi utilizada. Para validação do sistema implementado, este foi aplicado em um escoamento turbulento interno ao duto circular com $Re \approx 27000$. Os resultados obtidos aproximaram-se muito ao comportamento verificado por Nikuradse através da Lei da Potência $1/n$.

Palavras chave: Visualização de escoamentos, Velocimetria por Imagens de Partículas, Processamento Digital de Imagens.

1. Introdução

A turbulência é um problema ainda não compreendido e descrito teoricamente pela física clássica (Schlichting, 1968). Desta forma, os resultados experimentais ainda desempenham um papel importante para a obtenção de relações empíricas necessárias em projetos de engenharia envolvendo as áreas de aerodinâmica (Yildirim *et al.*, 2005), turbomáquinas (Chow *et al.*, 2002), biomédica (Vieira *et al.*, 1999), dentre muitas outras. No meio acadêmico, estes resultados experimentais têm sido utilizados para a validação de modelos que visam descrever os mecanismos envolvidos na turbulência (Gioia *et al.*, 2006, Goldenfeld, 2006).

O campo de velocidades instantâneo de um escoamento é a grandeza de interesse fundamental em mecânica dos fluidos. Com o campo de velocidades instantâneo torna-se possível computar grandezas como vorticidade, intensidade de turbulência, circulação, dentre outras, as quais determinam a completa caracterização do escoamento em questão.

Diversas técnicas experimentais foram desenvolvidas ao longo dos anos passados para a medição da velocidade pertinente a um escoamento qualquer. Em geral, estas técnicas consistiram e consistem em inserir uma estrutura que altere o escoamento de tal forma que haja o surgimento de uma variação de uma de suas grandezas características. Através da medição destas últimas e equações matemáticas que modelam o seu comportamento pode-se obter de forma indireta então a velocidade. Algumas destas técnicas envolvem a medição de uma variação de pressão (tubos de Pitot, tubos de Venturi e placas de orifício), do desprendimento de vórtices (medidores tipo esteira de vórtices de Karman), de uma força de arrasto (medidores de arrasto), de troca de calor (anemometria a fio quente) e de rotações (medidores tipo turbina), dentre outros (Doebelin, 1990).

No entanto, as técnicas de medição anteriores permitem apenas a medição de uma das componentes do vetor velocidade e em muitos casos somente podem ser aplicadas em escoamentos que possuem uma direção preferencial. Além disto, estas técnicas também apenas permitem que a medição da velocidade seja efetuada em um ponto particular do escoamento. Assim, para um mapeamento espacial dos valores da velocidade no escoamento, deve-se, ou utilizar vários equipamentos de medição em paralelo e em posições diferentes, ou então utilizar apenas um equipamento de medição e deslocá-lo espacialmente, sucessivamente ao longo do tempo. No primeiro caso, a variabilidade na fabricação dos sensores bem como a dificuldade em inserir diversos equipamentos de medição em uma determinada

região do escoamento sem interferir de forma significativa no experimento implicam na dependência da medição em relação à resposta do sensor empregado e, também, na dependência da medição em relação ao número de sensores utilizados, respectivamente. Quanto mais sensores inseridos, mais intensamente os equipamentos de medição influenciam na estrutura do escoamento. Assim, este escoamento não condiz mais com o original, o qual se deseja mensurar a velocidade. No segundo caso, o fato de empregar apenas um equipamento de instrumentação determina que a medição em cada ponto do espaço ocorra em tempos diferentes. Ou seja, a medição da velocidade nas diferentes coordenadas espaciais não possui coerência temporal. Estas são algumas das questões que preteriram as técnicas tradicionais frente ao surgimento das técnicas atuais envolvendo processamento digital de imagens (Nunes, 2005).

O avanço tecnológico na eletrônica determinou o surgimento de sensores de imagens como o CCD (Charged Coupled Device). Tais sensores propiciaram que técnicas de velocimetria através de processamento digital de imagens surgissem. Neste tipo de medição, partículas traçadoras são disseminadas no escoamento e irradiadas com uma fonte de luz coerente laser. A câmera com sensor CCD captura quadros da evolução espacial das partículas ao longo do tempo, permitindo que então a velocidade seja mensurada.

O principal benefício destas técnicas frente as tradicionais é que, para um determinado tempo $t=t_0$, torna-se possível obter um campo de velocidade $\vec{v}(\vec{r}, t_0)$ para $0 \leq \vec{r} \leq \vec{r}_0$ ao invés de apenas um vetor $\vec{v}(\vec{r}_0, t_0)$ pertencente a uma determinada posição específica $\vec{r} = \vec{r}_0$. Isto se deve ao caráter bidimensional do sensor eletrônico de imagem, o qual permite que certa área, ao invés de apenas um ponto do escoamento como nas técnicas de medição tradicionais, seja analisada para um instante particular de tempo. Mais, estas técnicas não interferem na estrutura do escoamento a ser investigado, uma vez que as partículas podem ter seu diâmetro diminuído, em certos limites, tanto quanto for necessário para que não haja influência alguma sobre a dinâmica do fluido em questão (Nunes, 2005).

Estas técnicas de velocimetria por processamento de imagens foram largamente aplicadas nas mais diversas geometrias de escoamento e com as mais diferentes variações de equipamentos de instrumentação ao longo dos anos (Lee et al., 2003, Schlicke, 2001, Thomas et al., 1999), utilizando os seus 3 diferentes modos de operação PTV (Particle Tracking Velocimetry), PIV (Particle Image Velocimetry) e LSV (Laser Speckle Velocimetry) (Adrian, 1991). Contudo, devido às restrições computacionais, estas técnicas estiveram ainda assim limitadas à aplicação em escoamentos de baixa velocidade. Este fato está relacionado à frequência e/ou a velocidade com que os quadros são capturados do escoamento, a qual se denomina de taxa de quadro. Usualmente tal taxa de quadro esteve restrita em câmeras CCD ao valor 30Q/s. Isto ocorreu devido à incapacidade de se armazenar e/ou transferir toda a informação capturada por um sensor CCD (Nunes, 2005).

Geralmente, mas não necessário, escoamentos com baixa velocidade se encontram fora do regime turbulento. Por tanto, a limitação imposta pelas câmeras determina que fenômenos como a turbulência não possam ser investigados adequadamente. Além disto, em outros casos, até mesmo escoamentos em regimes laminares não podem ser completamente caracterizados, uma vez que muitas frequências pertencentes ao campo de velocidade são filtradas naturalmente no processo de amostragem imposto pela baixa taxa de quadros da câmera utilizada (Nunes, 2005).

Neste trabalho, serão apresentados os resultados obtidos pertinentes a um escoamento interno ao duto circular com $Re \approx 27000$. Para a medição dos campos de velocidade em duas dimensões espaciais utilizou-se um sistema de velocimetria através de processamento digital de imagens, o qual dispõe de uma câmera com taxa de quadros programável à até 500Q/s (Nunes, 2005). A densidade de partículas foi tal que o sistema operou no modo PIV e algoritmos de processamento baseados na correlação cruzada foram utilizados. Ao final, tais resultados foram comparados com o clássico trabalho de Johann Nikuradse (Nikuradse, 1932), muito discutido na literatura.

2. Metodologia

O princípio básico de um sistema de velocimetria consiste em determinar a distância percorrida por objetos sobre um intervalo de tempo bem definido. No caso particular aplicado à mecânica de fluidos, partículas micrométricas são disseminadas no escoamento e irradiadas por uma fonte de laser. Uma ou mais câmeras CCD tem a função de captar sucessivos quadros da evolução espacial destas partículas com uma base de tempo estável Δt . Os quadros capturados fornecem a informação espacial, enquanto, a taxa de quadros T_q com que são adquiridos, fornece a informação temporal do escoamento em questão.

É importante salientar que a velocidade determinada constitui a velocidade da partícula, a qual difere da velocidade do escoamento dos elementos de fluido no local de análise. O fato de a partícula possuir um tamanho finito determina que esta sofra um arrasto no escoamento, devido ao caráter viscoso do fluido. Ainda, caso a partícula possua a mesma densidade do fluido onde esteja disseminada, há um desequilíbrio entre a força gravitacional e a de empuxo. Por fim, a ação conjunta da força de arrasto, empuxo e gravitacional implica que a velocidade da partícula seja diferente da velocidade do fluido ao seu redor, surgindo efeitos de uma força de sustentação que irá desviar a partícula em relação à trajetória do elemento de volume. No entanto, estes fatores pertinentes à inserção da partícula no escoamento podem ser fortemente minimizados ao se diminuir o diâmetro médio das partículas utilizadas e ao se aproximar a sua densidade a do fluido em escoamento.

Dependendo da densidade de partículas utilizadas, ao invés de determinar a velocidade individual de cada uma das partículas no escoamento, pode-se determinar a velocidade de um grupo de partículas presentes em uma determinada região do escoamento.

A Fig. 1 ilustra a situação onde um determinado grupo de partículas descreve em relação a um sistema de coordenadas fixo uma trajetória arbitrária em um escoamento. A trajetória do grupo de partículas é registrada nas coordenadas dadas pelos pontos P_0 , P_1 e P_2 em tempos também arbitrários representados por t_0 , t_1 e t_2 , respectivamente. Em $t=t_2$, o deslocamento espacial calculado difere muito da trajetória real realizada pela partícula. Com a diminuição do tempo de análise para $t=t_1$, o vetor velocidade se torna cada vez mais tangente à trajetória, descrevendo com maior precisão a dinâmica do grupo de partículas. Ou seja, quanto menor for o intervalo de tempo Δt entre dois quadros capturados sucessivamente do escoamento, mais a medida efetuada será condizente com a velocidade instantânea real do escoamento.

A velocidade média temporal deste grupo de partículas para um tempo arbitrário dado por $J \cdot \Delta t$, considerando um intervalo $\Delta t_j \approx \text{constante} = \Delta t$, pode ser obtida pela seguinte equação (Nunes, 2005):

$$\langle \vec{v} \rangle_o = \frac{\sum_{j=1}^J \Delta \vec{r}_j}{\sum_{j=1}^J \Delta t_j} = \frac{1}{J} \cdot \sum_{j=1}^J \vec{v}_j \quad (1)$$

onde j é o indexador temporal, $\vec{r} = x\vec{e}_x + y\vec{e}_y + z\vec{e}_z$ e $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ são os vetores unitários nas direções (x, y, z) respectivamente.

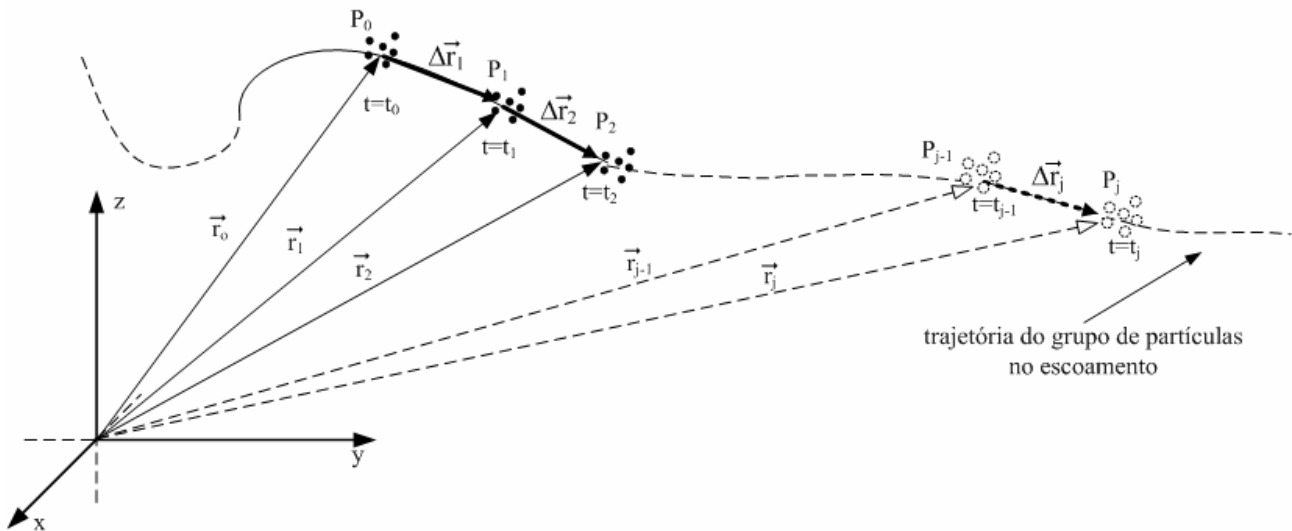


Fig. 1. Trajetória de um grupo de partículas em um escoamento arbitrário.

A base de tempo Δt está relacionada diretamente com a taxa com que os quadros podem ser capturados do escoamento pela câmera CCD empregada. Desta forma:

$$\Delta t = 1/T_q \quad (2)$$

Onde T_q é a taxa de quadros da câmera CCD empregada. A dimensionalidade da taxa de quadros é $[T_q]=1/s$. Ao longo do tempo, forma-se então uma seqüência de quadros $\{Q_j, Q_{j-1}, Q_{j-2}, \dots, Q_0\}$ do escoamento.

A base de tempo depende diretamente do sistema físico e das escalas de tempo em que suas grandezas variam. Portanto, constitui uma excelente aproximação, a análise onde o intervalo de tempo Δt seja menor que as escalas de tempo envolvidas no escoamento. Para regimes turbulentos, considerando a ordem de grandeza envolvida nas grandes escalas do fenômeno (Freire *et al.*, 2002) e o critério de Nyquist (Oppenheim *et al.*, 1989) tem-se que:

$$\Delta t \leq \frac{L_c}{2 \cdot U_c} \quad (3)$$

onde L_c é o comprimento característico e U_c é a velocidade característica do escoamento em questão. Nesta situação, considerando $j=1$ na Eq. (1), se obtém a velocidade instantânea do grupo de partículas no escoamento.

Ao processar os quadros de imagens capturados do escoamento, na realidade se está mensurando o deslocamento e por conseqüência a velocidade da imagem do grupo de partículas, quantificados em um referencial local, localizado

sobre o sensor CCD. Para se obter a velocidade do grupo de partículas no escoamento é necessário efetuar uma transformação de coordenadas para um referencial global, localizado no sistema físico em análise. Tal operação de troca de referenciais utilizada na descrição é denominada de transformada perspectiva-projeção (Schalkoff, 1989).

A transformação de uma perspectiva em uma projeção é uma operação não-linear onde uma das dimensões espaciais é eliminada. Quando o interesse reside em grandezas dinâmicas como a velocidade, matematicamente observa-se que a velocidade relativa à dimensão espacial eliminada influencia na obtenção das demais componentes. Em certas situações, esta influência é desprezível e esta transformação pode ser linearizada. Então, a velocidade do objeto pode ser obtida da velocidade de sua imagem mediante apenas o uso da constante FE (Nunes, 2005). O fator de escala FE relaciona as coordenadas do grupo de partículas com as coordenadas de suas imagens. Nestas circunstâncias:

$$\langle \vec{v} \rangle_o \approx FE \cdot \langle \vec{v} \rangle_i \quad (4)$$

Onde $\langle \vec{v} \rangle_i$ é a velocidade média temporal calculada no referencial local presente sobre o sensor CCD. Dimensionalmente, o fator de escala FE aqui definido possui dimensões de $[FE]=m/pixel$.

O problema básico reside então em determinar a velocidade média temporal da imagem do grupo de partículas $\langle \vec{v} \rangle_i$ sobre o sensor CCD ao longo do tempo. Trata-se de um problema não trivial, já que não somente é necessário empregar algoritmos que detectem o seu deslocamento ao longo na seqüência de quadros. Devido ao ruído intrínseco ao processo de captura dos quadros, algoritmos de filtragem tornam-se necessários. Também, para homogeneização dos valores de luminância, algoritmos de realce e restauração também desempenham um papel importante. Por final, o campo de velocidade ainda deve ser processado por algoritmos de validação, visando a eliminação dos vetores velocidade espúrios naturais em qualquer processo de medição (Nunes, 2005).

Neste trabalho, para obtenção dos resultados que serão apresentados nos itens subseqüentes utilizou-se uma ferramenta computacional denominada IPVFlow baseada no operador correlação-cruzada, dentre outros muitos algoritmos (Nunes, 2005). Os quadros capturados do escoamento são segmentados em pequenas áreas de interesse e busca e então correlacionadas entre si. A coordenada onde ocorre o maior valor de correlação é utilizada para a obtenção do deslocamento da imagem do grupo de partículas.

3. Aparato Experimental

A disposição dos equipamentos utilizados no sistema de instrumentação é apresentada na Fig. 2. Este é composto por uma fonte de laser, por partículas traçadoras, uma lente cilíndrica, uma câmera CCD, sistemas de fixação e um posicionador xyz. A lente cilíndrica permite que o feixe colimado de laser seja expandido, formando um plano que seccionará o duto circular. A área irradiada por laser é denominada de seção de teste. As partículas disseminadas no escoamento espalham o laser incidido, sendo estes captados pela câmera em uma seqüência $\{Q_j, Q_{j-1}, Q_{j-2}, \dots, Q_0\}$ de quadros.

As partículas disseminadas no escoamento foram iluminadas através de uma fonte de laser contínuo do fabricante Spectra-Physics modelo 2016. Esta fonte utiliza como material laser íons de Argônio, cujo comprimento de onda principal de emissão corresponde a uma banda estreita no entorno de $\lambda=514nm$ (tonalidade verde), em uma cavidade ressonante com comprimento $L=0.96m$. Um campo magnético é aplicado a cavidade ressonante proporcionando um feixe colimado de 2mm, divergência de 0.5mrad e com potência de até 20W.

As partículas utilizadas são constituídas de polietileno, material cuja densidade possui o valor de $0,92 \text{ g/cm}^3$, a qual é próxima a da água. Desta forma, os efeitos oriundos do desequilíbrio da força de empuxo e da força gravitacional podem ser desprezados em regimes altamente turbulentos. Tratando-se de um material obtido junto à indústria de polímeros, uma grande variedade de diâmetros está presente. Uma análise granulométrica de sua composição é apresentada na Fig. 3. Pode-se observar que o diâmetro médio ocorre para partículas com valores de $159,17\mu m$ e o diâmetro a 50% para valores de $152,46\mu m$. Portanto a distribuição não é perfeitamente simétrica no entorno da média. As partículas predominantemente possuem valores de diâmetro de 100 a $250\mu m$.

A fonte de LASER é posicionada sobre um carro DANTEC e o feixe de LASER produzido é então inserido em um dispositivo ótico composto de divisores óticos também da DANTEC e acoplado a um guia de onda tipo fibra-ótica, o qual é utilizado como sonda. Esta sonda permite flexibilidade e mobilidade na utilização do feixe de laser. Desta forma, este pode ser posicionado e ajustado em conjunto com a lente cilíndrica na formação do plano de laser.

O plano de laser foi obtido mediante a utilização de uma lente cilíndrica DANTEC, modelo 3060. Esta foi montada sobre um translador Optron TX1 com regulagem de 1 dimensão e fixada a ponteira de LASER através de um suporte de 3 pontos Optron SL1. Assim, pode-se precisamente posicionar o feixe de LASER de tal modo que a sua reflexão fosse mínima perante a lente. A espessura do plano de laser obtida foi de 2mm.

A câmera utilizada é a Redlake MotionMeter 500. O sensor CCD presente nesta câmera é o modelo TC237 pertencente a Texas Instruments. Seus pixels são quadrados, sensíveis a tons de cinza, quantizados em 8bits e com dimensão lateral de $l_{CCD}=7.4\mu m$. Estes estão arrançados em colunas de $n_c=658$ pixels e linhas de $n_l=496$ pixels e são varridos no modo *progressive-scan*, com obtenção eletrônica de 1/60 a 1/50000s.

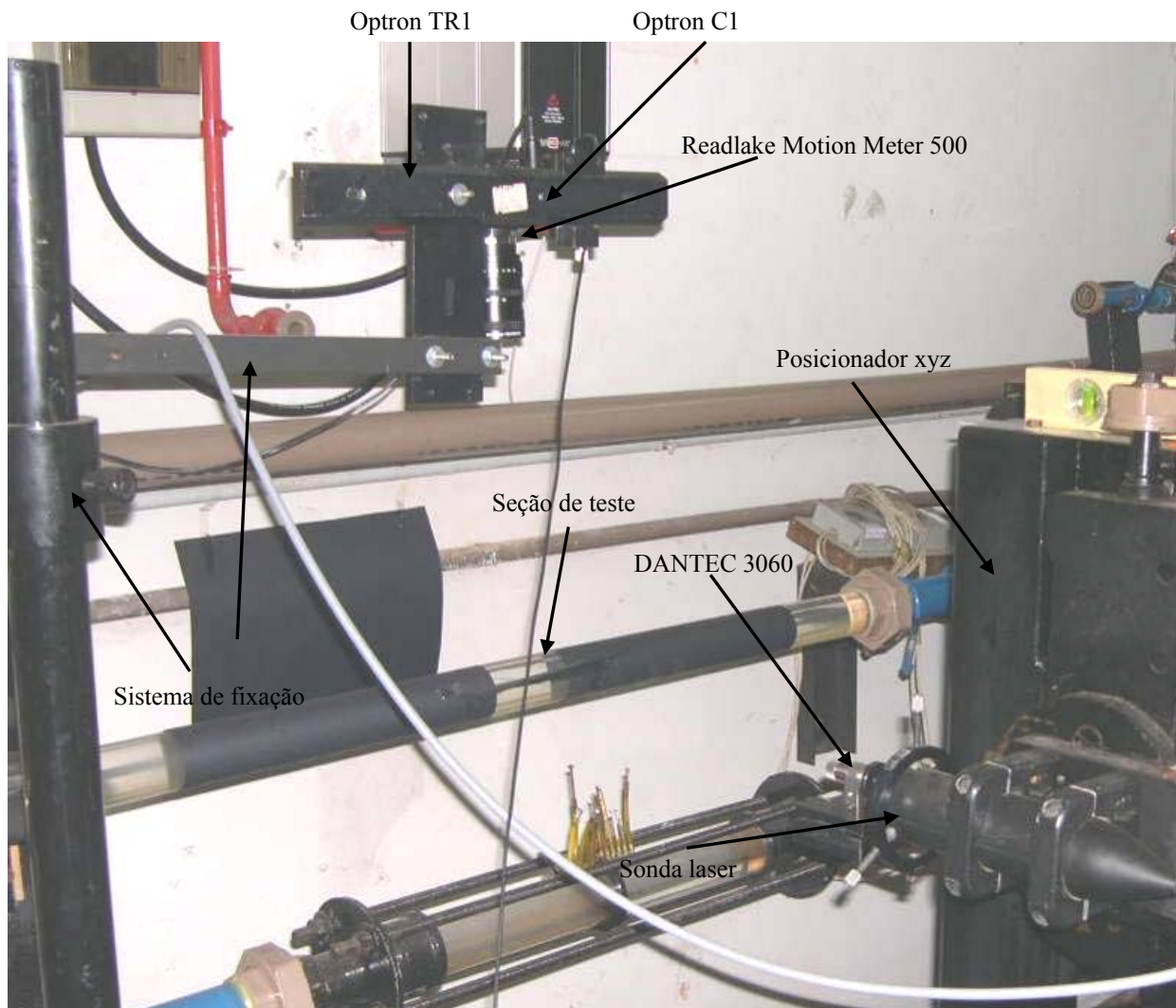


Fig. 2. Equipamentos envolvidos no sistema de instrumentação implementado.

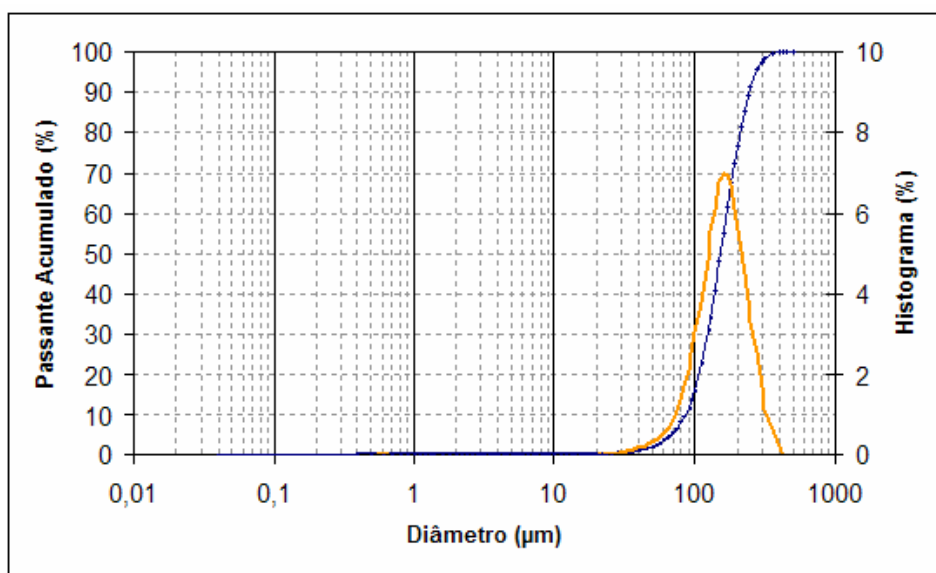


Fig. 3. Histograma do diâmetro das partículas de polietileno utilizadas.

Diferentemente das câmeras usuais, ao projeto desta câmera foi agregado um buffer de memória que permite o armazenamento de até 64kbytes de dados. Isto propicia que quadros possam ser capturados com alta taxa de quadros T_q e armazenados rapidamente. As taxas de quadro podem ser programadas em 60Q/s, 125Q/s, 250Q/s e 500Q/s,

constituindo um avanço em relação as usuais, as quais operam a 30Q/s. A Fig. 4 ilustra o diagrama temporal do armazenamento das imagens no buffer de memória a uma $T_q=500Q/s$. Nesta taxa, até 1024 quadros podem ser armazenados, correspondendo a um tempo de aproximadamente 2s de análise do escoamento. Cada quadro Q_j capturado do escoamento é sucessivamente armazenado em cada buffer até o completo preenchimento da memória, quando o processo de armazenamento reinicia, subscrevendo os dados anteriores. Para transmissão, esta câmera possui uma saída de vídeo analógico ou no padrão RS-170 ou no padrão PAL-M.

O sinal analógico de imagem proveniente da câmera Redlake MotionMeter 500 foi digitalizado mediante uma placa de aquisição EPIX 4MEG VIDEO conectada a um computador. A seqüência de quadros $\{Q_j, Q_{j-1}, Q_{j-2}, \dots, Q_0\}$ foram armazenados no formato bitmap (BMP).

À câmera Redlake MotionMeter 500 foi fixada uma objetiva Pentax modelo C60812 com encapsulamento c-mount, zoom e regulagem da íris manual. A sua distância focal f pode ser variada de 8 a 48mm, e o seu número $f_\#$ é dado por $f_\#=f/1,0$.

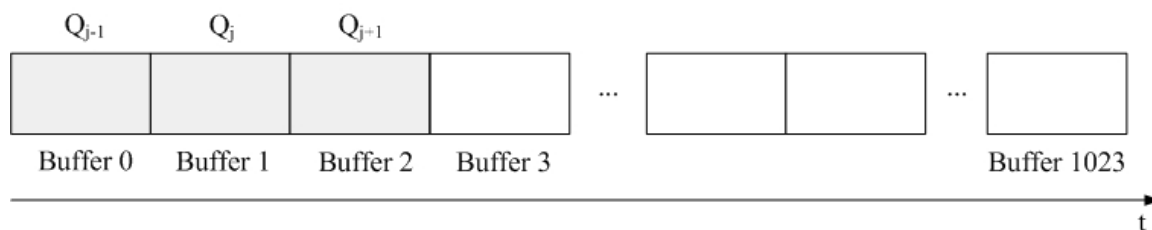


Fig. 4. Armazenamento da seqüência de quadros $\{Q_j, Q_{j-1}, Q_{j-2}, \dots, Q_0\}$ no buffer da Redlake MotionMeter 500.

A seção de teste presente na Fig. 2 corresponde à área do escoamento onde o campo de velocidades será mensurado. O esquemático desta seção de teste consta na Fig. 5. Esta seção corresponde a uma área retangular, com 90mm de comprimento e 44mm de largura, orientada perpendicularmente ao campo gravitacional e centrada à metade do duto. As medições foram realizadas após o comprimento de entrada hidrodinâmico, na região plenamente desenvolvida do escoamento.

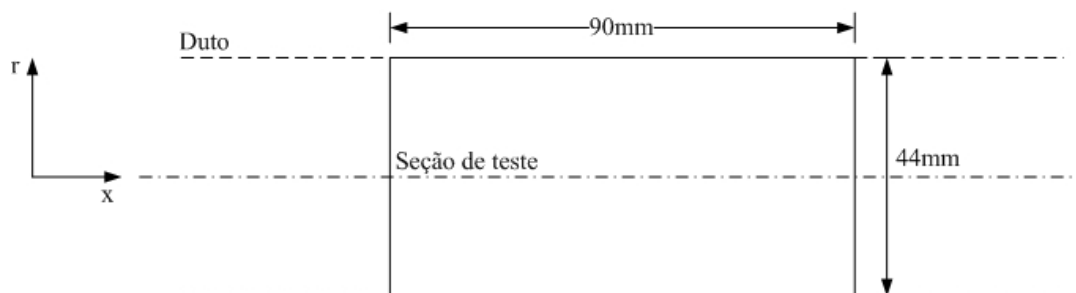


Fig. 5. Esquemático da seção de teste.

4. Resultados e discussão

O sistema de instrumentação foi aplicado a um escoamento interno ao duto circular altamente turbulento com $Re \approx 27000$. A velocidade média temporal e geométrica neste escoamento foi ajustada a 0,5265m/s. Segundo (Schlichting, 1968), a velocidade máxima que ocorre no perfil desenvolvido no escoamento pode ser obtida por:

$$U = U(u_g = 0,5265, n = 7) = 0,5265 \frac{(7+1) \cdot (14+1)}{2 \cdot 49} \cong 0,6447 \text{ m/s} \quad (5)$$

Onde n é dependente e obtido do valor do número de Reynolds do escoamento. Neste caso, para $Re=27000$, $n=7$.

Portanto, com a velocidade máxima do perfil U determinada através da Eq. (5), segundo a Lei da Potência $1/n$ de Nikuradse, o perfil de velocidade internamente ao duto circular deve assumir o seguinte formato (Schlichting, 1968):

$$u_r = u_r(r) = 0,6447 \cdot \left(\frac{22 \cdot 10^{-3} - r}{22 \cdot 10^{-3}} \right)^{1/7} \quad (6)$$

Onde $r_0=22 \cdot 10^{-3}$ m corresponde ao valor do raio do duto circular utilizado nos experimentos.

Capturou-se $J=100$ quadros do escoamento à uma taxa de 500Q/s. Com esta taxa de quadros, considerando a dimensão característica do duto, a velocidade característica do escoamento e a Eq. (2), pode-se verificar que a condição imposta pela Eq. (3) é plenamente satisfeita. Na Fig. 6, 2 quadros Q_{j-1} e Q_j selecionados ao acaso entre os 100 capturados são apresentados para exemplificação. As linhas tracejadas delimitam o tamanho das áreas de interesse e busca em que os quadros capturados foram segmentados pelo programa IPVFlow.

O campo de velocidade médio temporal ao longo destes 100 quadros consta na Fig. 7. Os vetores velocidades deste campo são localizados por coordenadas discretas (l,c) conforme o sistema de coordenadas nesta figura especificado. Este foi obtido através da média dos campos de velocidade instantâneos referentes aos 100 quadros capturados, descrito pela Eq. (4), totalizando aproximadamente 3,33s de análise do escoamento. O escoamento interno ao duto circular não possui componentes de velocidade na direção y expressivas. Por este motivo, todos os vetores, a menos de uma pequena flutuação em l , devido à turbulência, estão direcionados em c .

Para comparação com o perfil de velocidade proposto por Nikuradse e descrito matematicamente pela Eq. (6), escolheu-se ao acaso uma das coordenadas c do campo, extraíndo o perfil de velocidade correspondente. A coordenada em questão é $c=240$, a qual consta assinalada na Fig. 8. A coordenada l deste perfil foi limitada pelo programa a apenas os vetores que estivessem presentes na área do quadro referente ao escoamento analisado, descartando os vetores presentes na área externa ao duto.

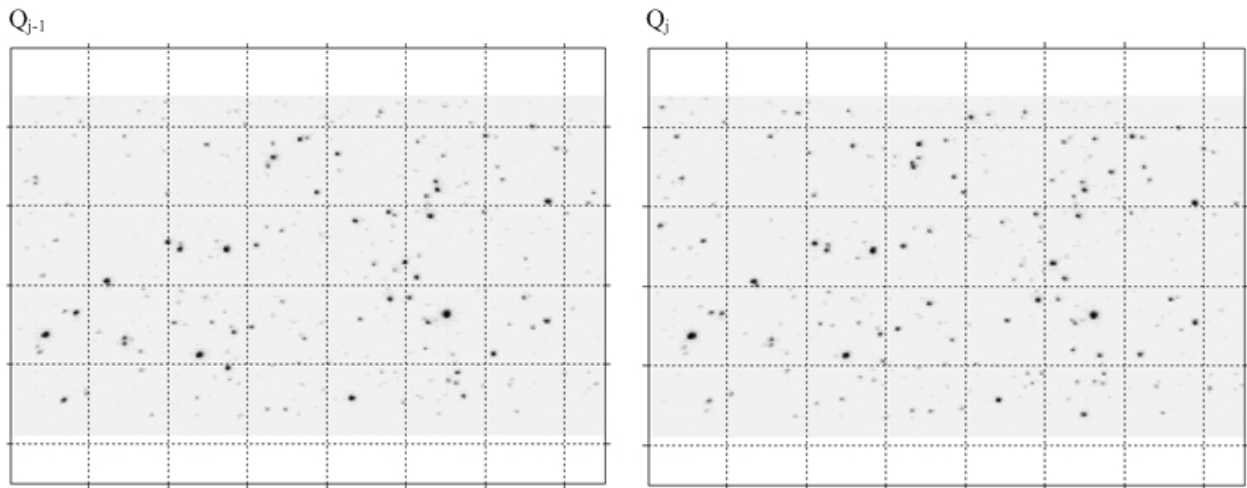


Fig. 6. Exemplo de 2 quadros Q_{j-1} e Q_j extraídos do escoamento interno ao duto circular.

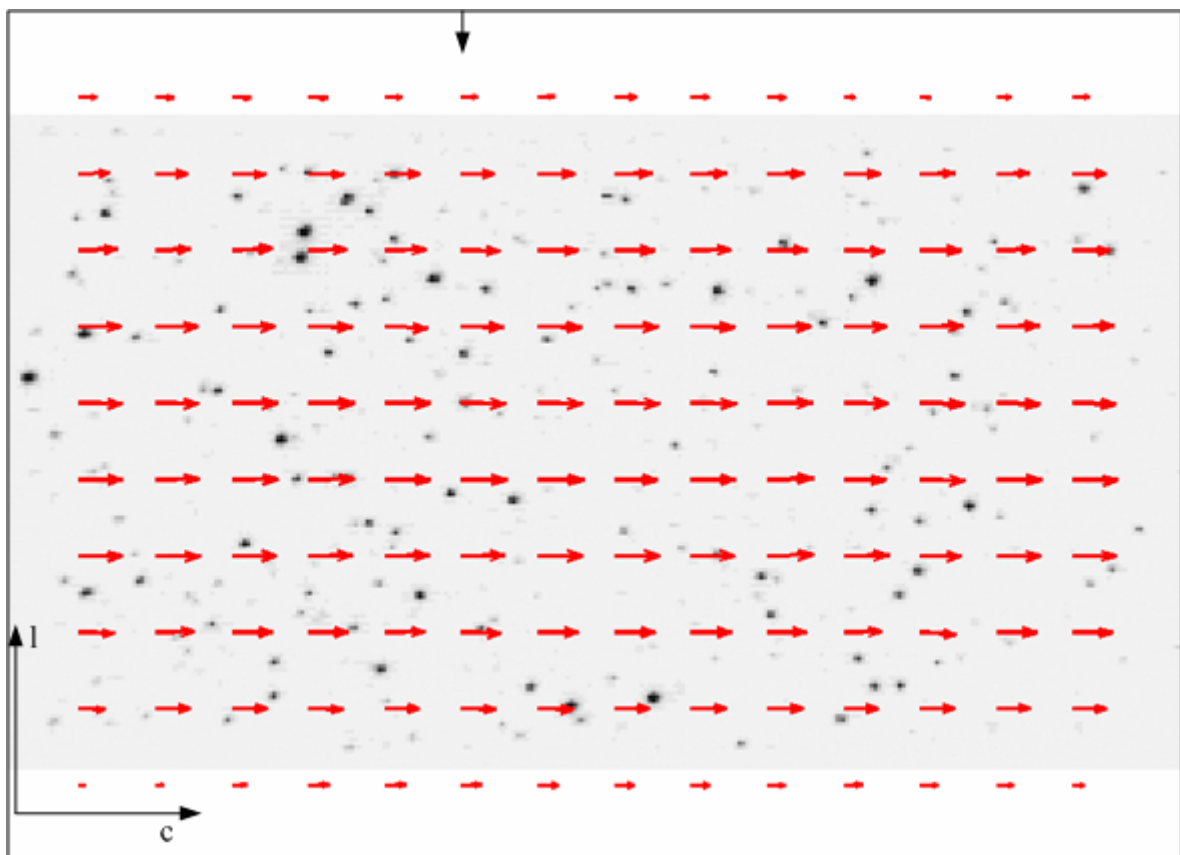


Fig. 7. Campo de velocidade médio ao longo de $J=100$ quadros.

Este perfil de velocidade médio foi plotado juntamente com o perfil analítico da Eq. (6) no gráfico adimensional presente na Fig. 8. Para comparação, um perfil de velocidade instantâneo também foi neste mesmo gráfico plotado. Tanto o perfil instantâneo quanto o médio estão abaixo do analítico, confirmando a tendência de que qualquer medição que utilize partículas irá fornecer um valor inferior ao analítico ou ao numérico calculado. Isto se deve à presença da força de arrasto, oriunda da viscosidade do fluido e que impede que a velocidade da partícula seja próxima a do escoamento (Rodrigues, 2003). Juntamente, pode-se observar uma maior concordância do perfil de velocidade médio com o perfil analítico. O campo instantâneo contém flutuações oriundas da turbulência e a tendência é que quando o número de quadros utilizados no processo de média temporal $J \rightarrow \infty$, o campo de velocidade médio obtido aproxime-se mais do perfil analítico. Este fato está relacionado à fundamentação teórica a partir de médias temporais pela qual a Eq. (6) foi originalmente proposta.

Os resultados numéricos referentes a cada coordenada l para os perfis de velocidade analítico, experimental instantâneo e experimental médio bem como seus erros relativos e absolutos constam na Tab. 1. Nesta tabela também constam as coordenadas l da imagem e as suas correspondentes coordenadas y em cm do escoamento. A diferença máxima entre o perfil médio e o analítico não ultrapassou 4%. A incerteza no processo de medição é de 1,6% (Nunes, 2005). O tempo total requerido para processamento das imagens pelo programa atingiu 7,5930s para o campo de velocidade instantâneo e 965,3453s para o campo de velocidade médio.

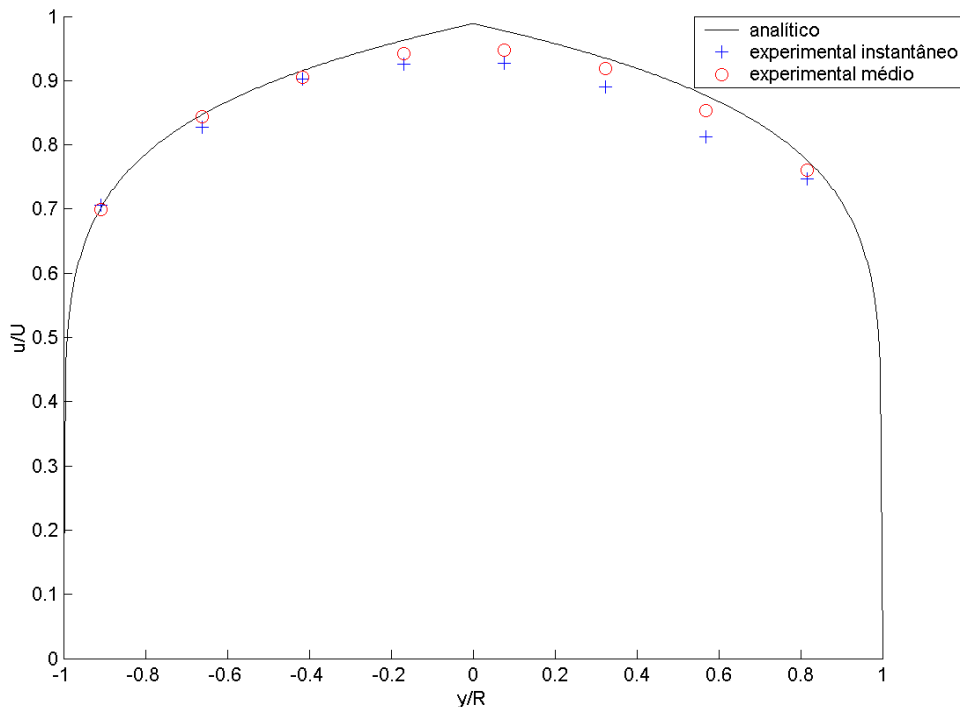


Fig. 8. Comparação do resultado analítico e experimental (instantâneo e médio) para a coordenada $c=240$ pixels.

Tab. 1. Resultados do perfil de velocidade na coordenada $c=240$ pixels.

l (pixels)	80	120	160	200	240	280	320	360
y (cm)	1,8006	1,2591	0,7175	0,1760	-0,3655	-0,9071	-1,4486	-1,9902
Analítico (m/s)	0,5111	0,5777	0,6164	0,6445	0,6355	0,6045	0,5594	0,4662
Experimental instantâneo (m/s)	0,4874	0,5302	0,5804	0,6050	0,6040	0,5982	0,5522	0,4653
Erro absoluto (m/s)	0,0238	0,0475	0,0360	0,0395	0,0315	0,0063	0,0072	0,0010
Erro relativo (%)	4,6494	8,2222	5,8427	6,1325	4,9587	1,0423	1,2870	0,2054
Experimental médio (m/s)	0,4963	0,5565	0,5992	0,6182	0,6143	0,5998	0,5589	0,4634
Erro absoluto (m/s)	0,0148	0,0212	0,0172	0,0263	0,0212	0,0047	0,0005	0,0028
Erro relativo (%)	2,8957	3,6697	2,7903	4,0806	3,3359	0,7775	0,0893	0,6006

5. Conclusões

As técnicas experimentais envolvendo velocimetria através de processamento de imagens representaram um grande avanço na investigação dos fenômenos envolvendo mecânica dos fluidos. O fato de permitirem que um campo de

velocidades instantâneo do escoamento seja mensurado representa um grande diferencial frente às demais técnicas tradicionalmente utilizadas em laboratório. No entanto, a usual taxa de quadros de 30Q/s das câmeras empregadas persistiu como um fator limitante e restritivo na sua utilização em qualquer configuração de escoamento.

Neste trabalho, apresentou-se um sistema de instrumentação para medição de campos de velocidade em escoamentos com alta velocidade. Para tanto, empregou-se uma câmera com taxa de quadros programável à até 500Q/s. O sistema foi aplicado então a um escoamento interno ao duto circular com $Re=27000$. Os resultados foram satisfatórios e condizem com os perfis propostos por Nikuradse. A diferença máxima ocorrida entre o perfil mensurado e o proposto por Nikuradse não foi maior que 4%, com uma incerteza na medida de 1,6%.

Em futuros trabalhos, grandezas como intensidade de turbulência, vorticidade, dentre outras serão quantificadas.

6. Agradecimentos

O autor Roger Pizzato Nunes é grato ao Conselho Nacional de Pesquisa (CNPq) pelo suporte financeiro ao desenvolvimento deste trabalho.

7. Referências

- Adrian, R. J., 1991, "Particle-imaging Techniques for Experimental Fluid Mechanics", Annual Reviews in Fluid Mechanics, vol. 23, pp 261-304.
- Chow, Y. C., Katz, J., Uzol, O., e Meneveau, C., 2002, "An Investigation of Axial Turbomachinery Flows Using PIV in an Optically-Unobstructed Facility", International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery.
- Doebelin, E. O., 1999, "Measurement Systems Application and Design", McGraw-Hill, New York.
- Freire, A. P. S., Menut, P. P. M., e Su, J., 2002, "Turbulência", Associação Brasileira de Ciências Mecânicas (ABCM), Rio de Janeiro.
- Gioia, G., e Chakraborty, O., 2006, "Turbulent Friction in Rough Pipes and the Energy Spectrum of the Phenomenological Theory", Physical Review Letters, pp. 1-4.
- Goldenfeld, N., 2006, "Roughness-Induced Critical Phenomena in a Turbulent Flow", *Physical Review Letters*, pp. 1-4.
- Lai, W. T., Bjorkquist, D. C., Abbott, M. P., e Naqwi, A. A., 1998, "Video systems for PIV recording", Journal of Measurement Science and Technology, vol. 9, pp. 297-308.
- Lee, S. J., Kim, G. B., 2003, "X-ray particle image velocimetry for measuring quantitative flow information inside opaque objects", Journal of Applied Physics, vol. 94, pp. 3620-3623.
- Nunes, R. P., 2005, "Projeto e Implementação de um Sistema de Instrumentação Eletro-Eletrônica para Caracterização de Escoamentos através de Processamento Digital de Imagens", Dissertação de Mestrado, Escola de Engenharia, Departamento de Engenharia Mecânica, UFRGS, Porto Alegre.
- Nikuradse, J., 1932, "Gesetzmassigkeiten der turbulenteu Stromung in glatten Rohren", Verein deutscher Ingenieure Forschungshesft 356.
- Oppenheim, A. V., e Schaffer, R. W., 1989, "Discrete-Time Signal Processing", Prentice-Hall, New Jersey.
- Rodrigues, R. E. S., 2003. "Comportamento de Partículas em Fluido frente a Variações de Velocidade", Dissertação de Mestrado, Escola de Engenharia, Departamento de Engenharia Mecânica, UFRGS, Porto Alegre.
- Schalkoff, R. J., 1989, "Digital Image Processing and Computer Vision", John Wiley & Sons, Canada.
- Schlichting, H., 1968, "Boundary-Layer Theory", McGraw-Hill, New York.
- Schlicke, T., 2001, "Breaking Waves and the Dispersion of Surface Films", Doctor of Philosophy Thesis, University of Edinburgh.
- Thomas, E. J., Watson, M., 1999, "First experiments in the Dusty Plasma Experiment device", Physics of Plasmas, vol. 6, pp. 4111-4117.
- Vieira, E. D. R., Dall'Agnol, E., e Mansur, S. S., 1999, "Flow visualization of heart valves prostheses in a steady flow model", Revista Brasileira de Engenharia Biomédica, vol. 15, pp. 63-68.
- Yildirim, I., Cetiner, O., e Unal, M. F., 2005, "PIV Measurements of the wake interactions for a Circular Cylinder behind an Airfoil", International Symposium on Particle Image Velocimetry.

Velocity field measurement for a high turbulent duct flow through digital image processing

Roger Pizzato Nunes

Federal University of Rio Grande do Sul – Physics Institute
Bento Gonçalves avenue 9500, P.O. Box 15051, Zip code: 91501-970 - Porto Alegre, RS, Brazil
E-mail: rogerpn@ifufrgs.br

Federal University of Rio Grande do Sul – School of Engineering – Department of Mechanical Engineering
Sarmiento Leite street, 425 - Sala 314, Zip code: 90050-170 - Porto Alegre, RS, Brazil
E-mail: roger.pizzato@ufrgs.br

Flávio Tadeu van der Laan

Federal University of Rio Grande do Sul – School of Engineering – Department of Nuclear Engineering
Osvaldo Aranha avenue, 99 – 4th. Floor , Zip code: 90046-900 - Porto Alegre, RS, Brazil
E-mail: ftvdl@ufrgs.br

Abstract

In the last years, velocimetry techniques through digital image processing had become reference since its propitiated that a whole field velocity measurement was taken from the fluid flow under analysis. However, due to technological limitation, they had always been restricted to the application in low velocity fluid flows. In this cases, the investigation of certain phenomena as the turbulence becomes difficult. In this direction, the main objective of this work is the presentation of an electro-electronics instrumentation system for the analysis of high velocity fluid flows. In such way, a CCD camera with a frame rate until 500Q/s was used. For validation, this system was applied on an internal circular duct flow with $Re \approx 27000$. The obtained results approximated very well of the behavior predicted by Nikuradse in the $1/n$ power law.

Keywords: Flow Visualization, Particle Image Velocimetry, Digital Image Processing

FREEFORM SURFACES MEASUREMENT BY AN OPTICAL SYSTEM OF FRINGE PROJECTION

Sara Del -Vecchio

saradvec@yahoo.com.br

Marcos Pinotti

pinotti@ufmg.br

Meinhard Sesselmann

meinhard@ufmg.br

Mechanical Engineering Department

Federal University of Minas Gerais - UFMG - Antônio Carlos Avenue, 6627, Pampulha, Belo Horizonte – Minas Gerais

CEP: 31270-901

Abstract. An optical system of fringe projection was used to measure a cast iron turbine blade. The system was composed of a LCD projector, a digital photographic camera and a microcomputer. The projection unit illuminated the blade at an oblique angle while the camera observed the specimen under test normally to its central surface point. The blade measurement was obtained through the processing of blade images which had shifted fringe patterns projected on its surface. A total of eight images were obtained: four images mutually shifted of ninety degrees for the studied surface and also four for a reference plane. Two types of fringe patterns were tested. Firstly, parallel square grating patterns were adopted and secondly, parallel cosine grating patterns were used. In the last case, different fringe frequencies were also evaluated. The 3D profile was calculated using two dimensional grayscale images by a dedicated software. A brief metrological analysis estimated a uncertainty value of 8%. The main advantages of this system are its easy set up, use of standart optical components, absence of moving parts and its possible applicability at geometric control.

Keywords: Fringe projection, geometrical control, optical system, phase shifting, freeform surfaces.

1. Introduction

The researches on three dimensional (3D) measurement considering optical techniques involve interferometry and also Moiré techniques. Considering Moiré techniques it can be remembered the first studies of Meadows *et al.* (1970) and Takasaki (1970), both developing works of Shadow Moiré, and also Theocaris (1969) and Durelli *et al.* (1970), which made strain evaluation using Projection Moiré, or more widely, Fringe Projection. However, just experimental results were obtained and some problems still remained mainly considering the automatic analysis and determination of fringe orders. Later, with the studies of the phase shifting method of Yoshizawa and Otani (1989) and also the interferometry researches of Post *et al.* (1994), the measurement accuracy of these optical techniques went to the micrometer scale. But there was the difficult of phase identification for different shiftings, which turned these researches restricted to only continuous surfaces. Moreover, it was not possible to determine automatically the fringe orders and so it was also necessary the human intervention to analyse them in order to obtain the depth information about the studied surface as cited by (LU *et al.*, 2002).

GÄSVIK *et al.* (1989) developed an integrated CAD system composed by a fringe projector, a CCD camera and processing *software*, aiming its application on a machine vision 3D inspection. The projection system was composed by a mercury lamp, a pair of lens and a support for the fringe pattern. This projector was put under an angle of 55° from the object while the camera was positioned normally to its surface. A standard object was used as a reference model. Two images were obtained: one for the standard model and other for the object under inspection. The difference of these two images was calculated digitally and it was used for the 3D profile evaluation.

CARBONE *et al.* (2001) developed a methodology for reverse engineering application based on the integration of a 3D vision sensor and a coordinate measuring machine (CMM). The aim was to rebuild CAD models of complex geometry combining an optical sensor (fringe projection) with a mechanical sensor (CMM), and so reducing the human intervention during measuring. For the vision system, they used a LCD projector and a unique fringe pattern. They got different images from the studied object using the same fringe pattern for different positions of the object which was put on a rotatory table. Processing these images, it was possible to build the 3D profile and create a CAD model. This profile was used to choose the sequence measurement plain, the number and type of probe that would be used by the CMM on the object digitalization and on a second moment the final model building with a better measuring accuracy if compared to the use of just one methodology isolated.

In this work, an optical system of Fringe Projection was used to describe the 3D profile of a turbine blade. Two types of fringe pattern were used: parallel square grating pattern and parallel cosine grating pattern. For the first case, it

was chosen to use four shifted fringe patterns keeping the same fringe frequency, and on the second one four shifted fringe patterns for each different fringe frequency.

2. Methodology

The optical measurement set-up is shown in Fig. 1. It consisted of a LCD projector, with 1024 x 768 pixels resolution, placed at a distance l_p , which projected vertical fringes, i.e. in y -direction, under an oblique angle θ upon the specimen surface. A digital photographic camera, at a distance l_k , observed the fringe pattern normally to the central of the specimen surface, i.e. in z -direction. Firstly, the fringe pattern formed by a reference plane ($z = 0$) was observed. Then, the reference plane was replaced by the freeform surface. The two dimensional digital images (face/reference plus fringe patterns) were captured by a computer and fed into a specific software in order to retrieve the contour information using the concepts of Fringe Projection.

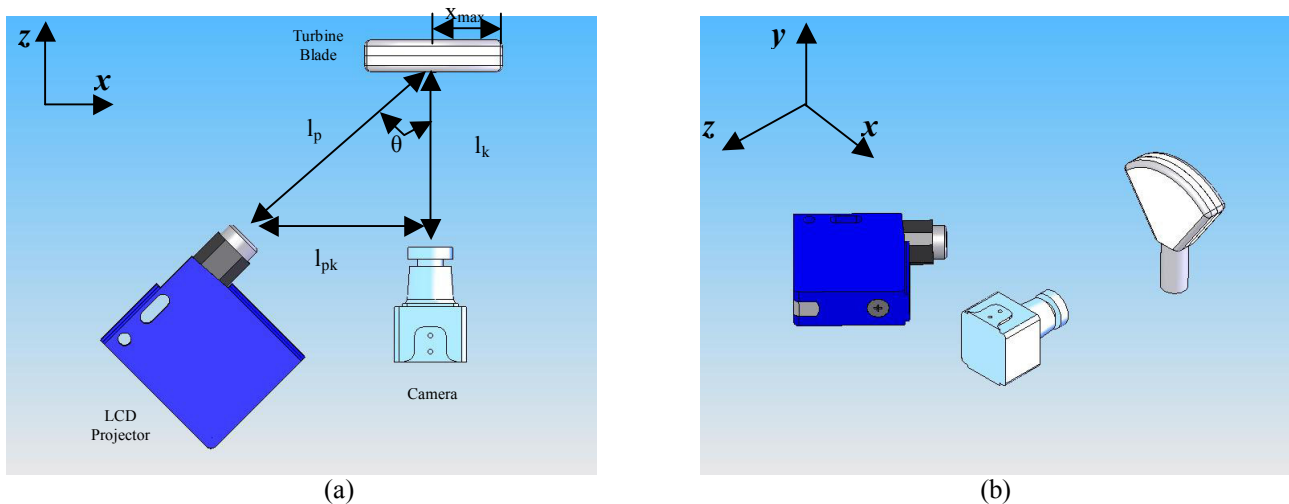


Figure 1: Sketch of optic-mechanical system configuration: (a) top view and (b) isometric view.

In order to automatically quantify the surface contour, the measurement technique was combined with Phase-Shifting technique. A temporal phase shift of 270° was introduced to the grating pattern by lateral translation, such that one fringe exactly replaced its neighbouring fringe. Usually, phase shifting is introduced by lateral displacement of the grating or changing gratings in the form of slides in a slide projector. In this work, four digital grating patterns were used for illumination with a LCD projector (beamer). They were digitally displaced in x -direction by exactly $1/4$ of the grating pitch, introducing mutual phase steps of ninety degrees. Like that, a total of eight images were captured for each set up: four for the reference plane and four for the analysed surface.

Moreover, in this present work, two geometrical configurations illustrated at Tab. 1 and two types of fringe patterns were used. On the first, parallel square grating patterns with a number of one hundred twenty eight projected fringes were adopted. On the second, in order to improve the measurement results parallel cosine grating patterns for different fringe frequency: thirty, sixty four and one hundred projected fringes were used. All grating patterns were obtained digitally which made the phase shifting easier because it could be done by software and there was no need of using moving parts in order to improve this technique.

Table 1. Used geometric configurations.

Configuration	l_p [mm]	l_k [mm]	l_{pk} [mm]	θ [°]	x_{max} [mm]
1	1201,0±10	1040,0±10	600,0±10	-29,9±2	139±1
2	707,0±10	500,0±10	500,0±10	-45,0±2	139±1

Also, on the first methodology two main steps were adopted: phase calculation and filtering and phase unwrapping by a specific algorithm in order to remove the phase jumps. These two steps were done separately for each group of shifted images, firstly for the reference images and later on for the surface images. So, two unwrapped phase maps were obtained: one for the reference and other for the blade. Then, it was calculated the difference between them. Moreover, this difference had its sine and cosine components separated and filtered. Afterwards, the phase was rebuilt and once

more unwrapped. Finally, the fringe order of this difference was calculated and the 3D face depth map could be obtained.

The second methodology was adopted trying to improve the measurements results and reduce the computational effort. On this case, only the phase calculation was performed separately for the reference and for the blade. Then, the phase difference (reference minus blade) was evaluated. Finally, the phase unwrapping algorithm was applied and the fringe order was obtained. No filtering process was used. The same procedure was done by the three fringe frequencies. A turbine blade manufactured on cast iron with main dimensions of 139 mm x 102 mm x 35 mm, was measured in this work. Its surface was painted with a white ink in order to avoid high reflectance and improve the fringes contrast. On the first methodology one side of the turbine blade was measured and on the second methodology the opposite side was evaluated.

2.1. Depth map calculation

Considering the three dimensional configuration of Fig. 1, it was possible to write the depth map Z of the studied freeform surface from Eq. (1). In that equation the variables Z and ψ are functions of the x and y coordinates. The fringe order ψ is related to the fringe phase modulation, ϕ and can be written as $\psi(x, y) = \phi(x, y) / 2\pi$.

$$Z(x, y) = S \cdot l_p \cdot \psi(x, y) \left[\sin \theta + \frac{(l_k - l_p \cos \theta) \cdot x}{l_k \cdot l_p} \right]^{-1} \left[1 + \frac{x \cdot \sin \theta}{l_p} \right]^2 \quad (1)$$

Where:

$Z(x, y)$: Surface depth map;

S : Mounting sensitivity given by the ratio of the grating period with $\theta = 0$ at the specimen surface and its distance to the projection lens;

l_p : Distance between the projection unit and the centre of the studied surface;

l_k : Distance between the digital camera and the centre of the studied surface;

θ : Projection angle;

x : Parameter comprehended at interval $[-x_{max} \leq x \leq x_{max}]$ according to measured surface length;

$\psi(x, y)$: Fringe order.

Excepting the fringe order, $\psi(x, y)$, all parameters of Eq. (1) are geometrical constants defined by the optic-mechanical configuration. So, in order to calculate the depth map $Z(x, y)$, the measuring system must quantify the fringe order for each image point. This can be obtained by the calculation of the phase map, $\phi(x, y)$. However, this phase map can have phase jumps for each 2π which must be removed. Thus, phase unwrapping techniques must be applied. It is only the unwrapped phase map that will permit the corrected fringe order and, consequently, the depth map calculation, as showed by (Gäsvik, 2002).

Furthermore, Eq. (1) shows a significant non-linear dependency of contour Z with increasing x . Although the first dependency could be minimised by placing the projector at the same distance from the specimen surface like the camera, the second dependency, however, might not be neglected. This is true because the present system does not obey the condition of Scheimpflug, necessary to keep the projected grating pitch constant and in focus along x -direction. For instance, considering a projection angle, θ , of 45° , introducing errors smaller than 1% by neglecting the second dependency on x requires ratios between projector distance and half object length larger than 140. Such large ratios are impossible to achieve with LCD projectors and the second x -dependency in Eq. (1) is considered in the calculus of the depth map (Vecchio *et al.*, 2005).

3. Results

The following figures show the results obtained by the first methodology used. Figure 2 shows the projected images and the preliminary obtained results. Figure 2a to Fig. 2d show the studied surface and each shifted fringe pattern used. The others illustrate the phase difference (reference phase minus blade phase), the raw sine component of the phase difference, the filtered sine component and finally the unwrapping filtered phase difference map, respectively. The sine and cosine components were filtered on the frequency domain making use of a Butterworth filter of second order and cut frequencies of 50 and 150, respectively for x and y axis. The Fourier spectrum for the raw and filtered component is shown at Fig. 3.

Figure 4 shows the turbine blade two and three dimensional depth maps (2D and 3D). The measurement scales for all maps are presented in millimetres unit.

The second methodology results will be shown in sequence. Figure 5 shows the turbine blade images for each phase shifting for thirty (Fig. 5a to Fig. 5d), sixty four (Fig. 5e to Fig. 5h) and one hundred projected fringes (Fig. 5i to Fig. 5l). Figure 6 shows the resulting processed images for this adopted methodology, it illustrates, respectively, the

turbine blade phase, the reference phase, the phase difference (reference minus blade) and finally the fringe order. Figure 6a to Fig. 6d show the results for thirty projected fringes, Figure 6e to Fig. 6h illustrate the results for sixty four projected fringes and consequently Fig. 6i to Fig. 6l show the results for one hundred projected fringes.

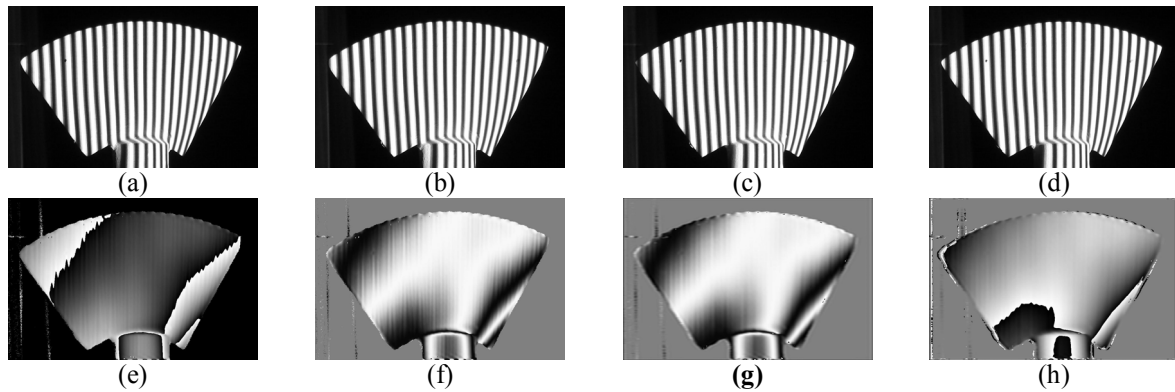


Figure 2 – Turbine blade and its four shifted fringes, **a** – 0°; **b** – 90°, **c** – 180° and **d** – 270°; **e** – phase difference, **f** – raw sine component; **g** – filtered sine component of the phase difference and **h** – filtered phase difference.

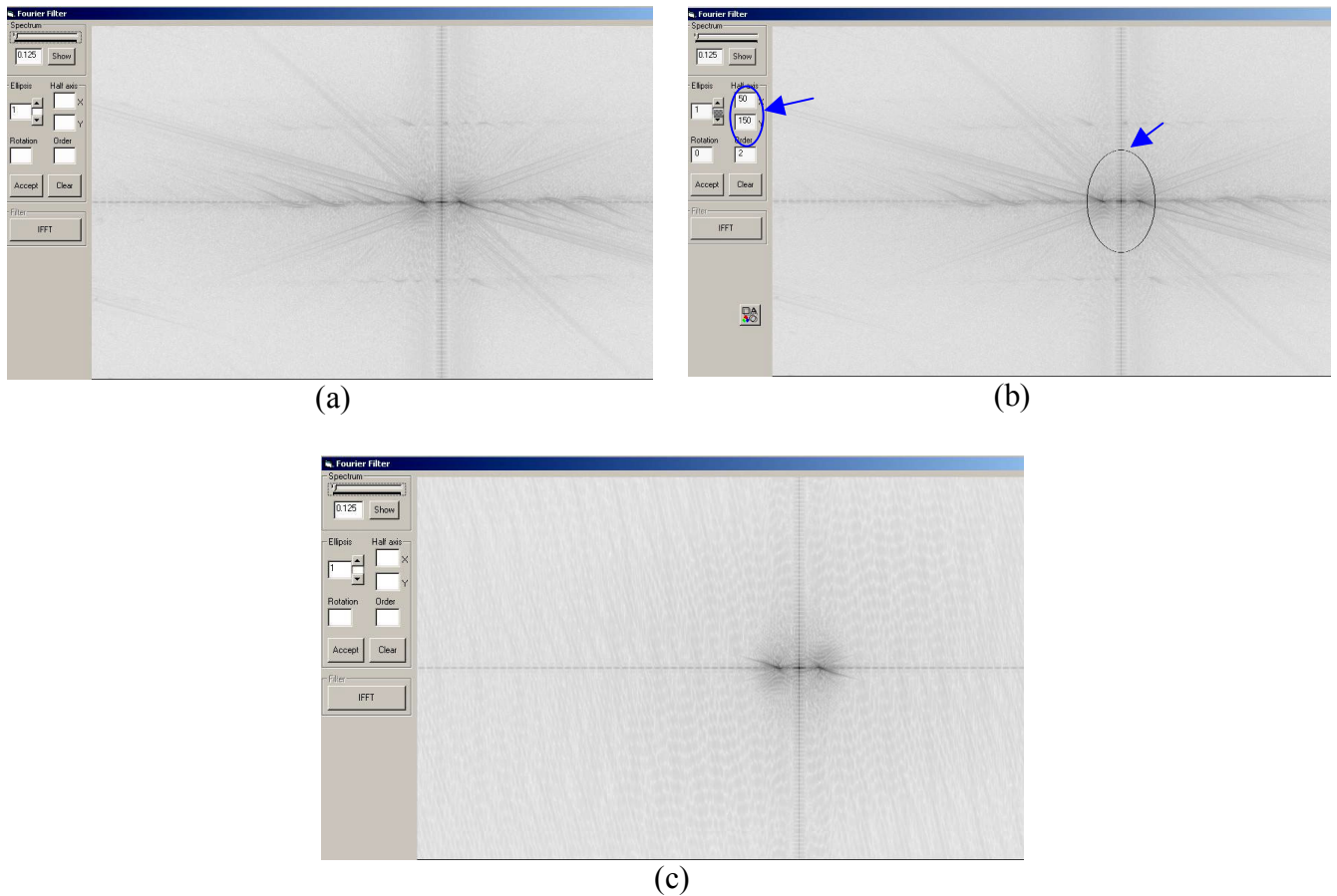


Figure 3 – Fourier spectrums, **a** – Fourier raw sine spectrum; **b** – Used cut frequencies (indicated) and **c** – Filtered sine spectrum.

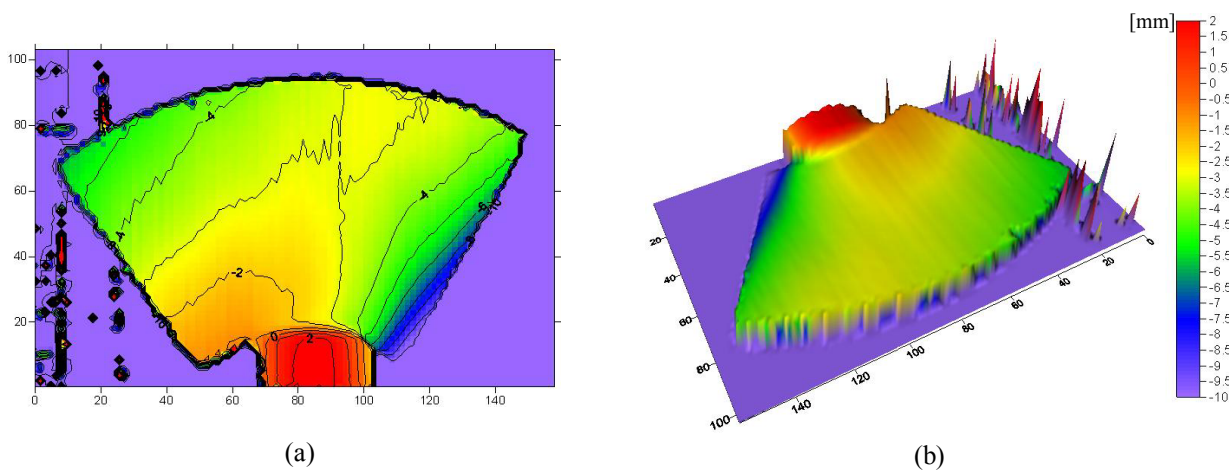


Figure 4 – Calculated blade depth maps: **a** – 2D profile and **b** – 3D profile.

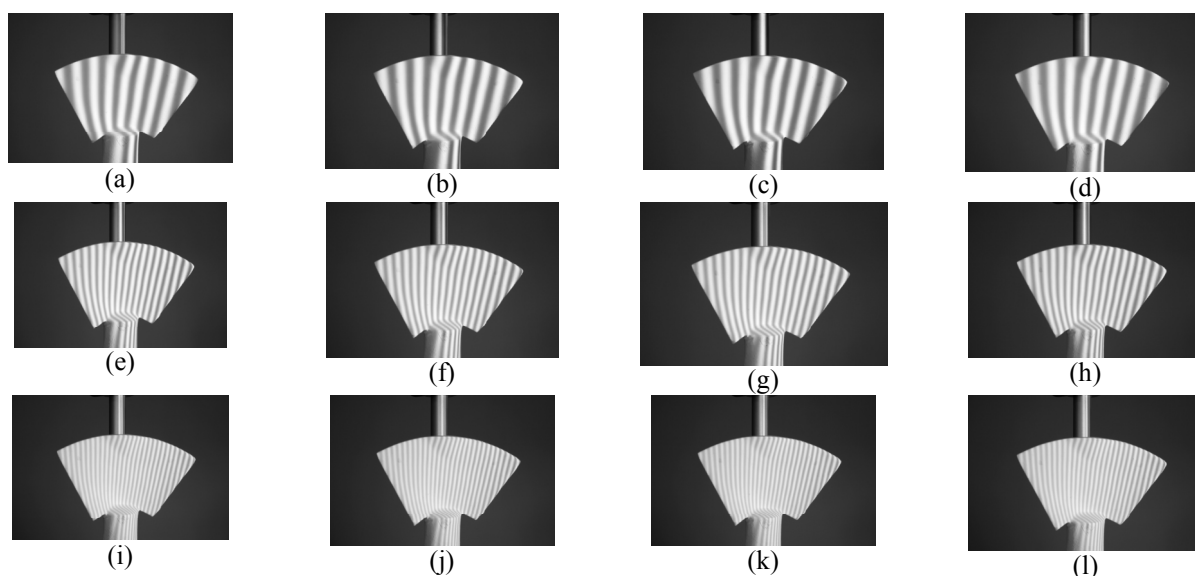


Figure 5 – Turbine blade and its four shifted projected fringes for each fringe frequency, **a; e; i** – 0°, **b; f; j** – 90°, **c; g; k** – 180° and **d; h; l** – 270°.

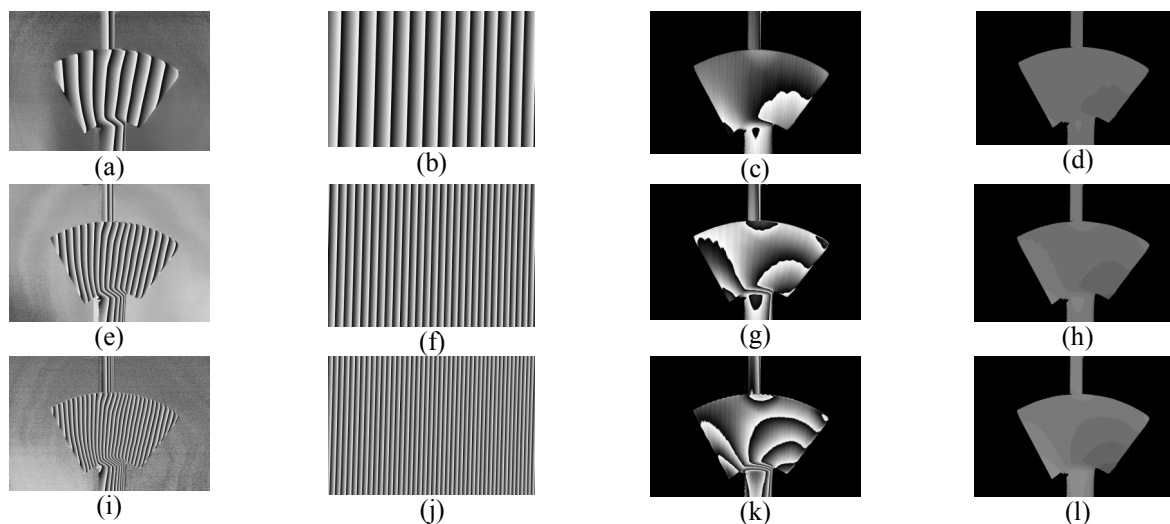


Figure 6 – Intermediated results for each fringe frequency: **a; d; i** – Turbine blade phase maps; **b; e; j** – Reference phase maps; **c; f; k** - Phase differences (reference minus blade) and **d; h; l** – Fringe orders.

Figure 7 shows the turbine blade 2D depth maps calculated for each fringe order presented above. Figure 7a represent the results for thirty projected fringes, Fig. 7b shows the depth map for sixty four projected fringes and Fig. 7c shows the depth map for one hundred projected fringes.

The aim of this work was to develop an optical system able to measure freeform surfaces. So it can be seen that the processing software still has to be implemented. However, comparing the first and second methodologies it can be seen that it is reasonable reducing the computational effort during the images processing. Moreover, it can be observed that for the turbine blade analysed a higher number of projected fringes produced a better measurement result. That is true mainly if Fig. 7 is evaluated. From this figure it can be seen that the obtained depth map for one hundred projected fringes is free from noises which are presented on the other two depth maps. This reflected on the measuring results.

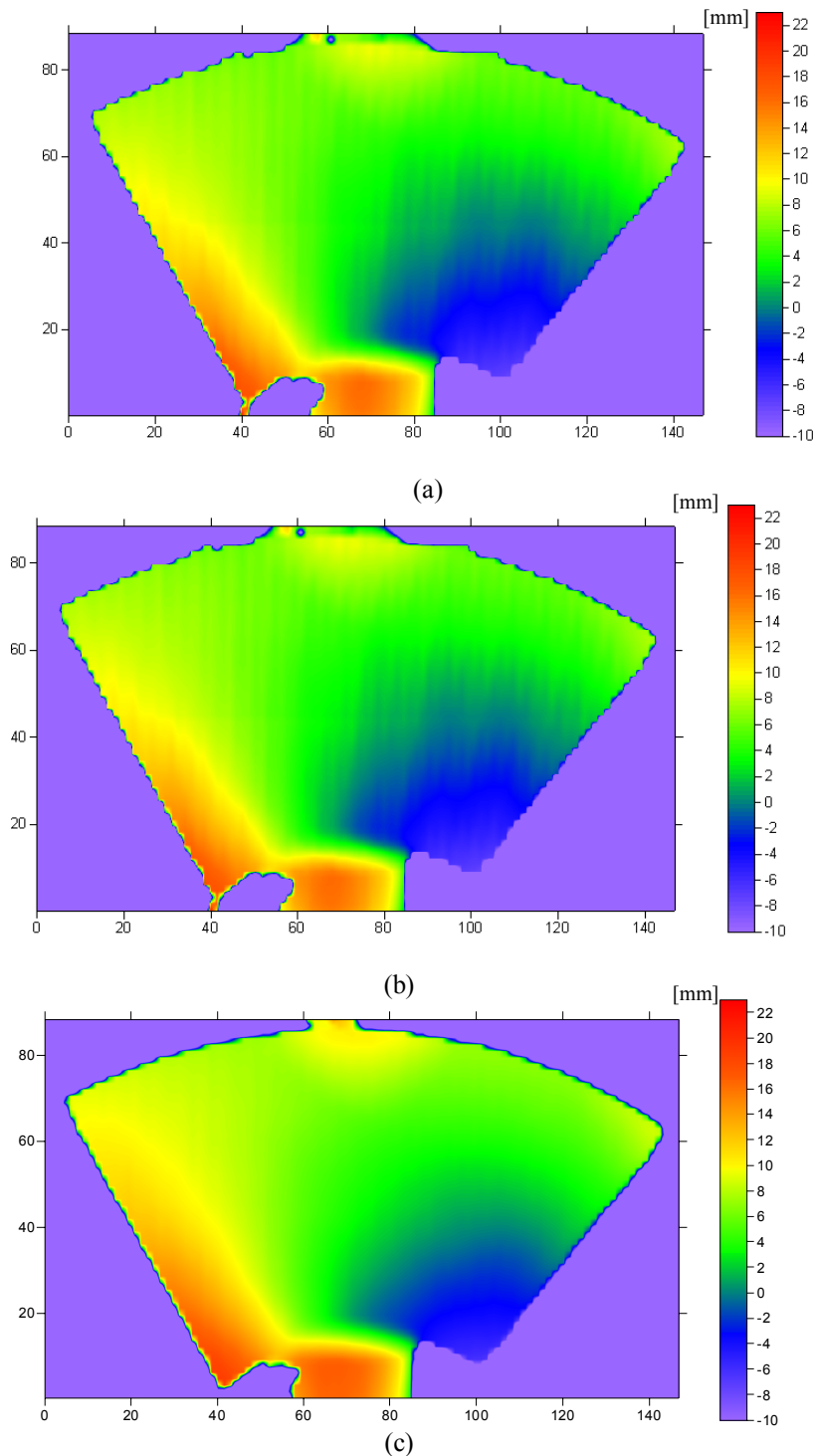


Figure 7 – Calculated turbine blade depth maps: a – thirty projected fringes; b – sixty four projected fringes and c – one hundred projected fringes.

A brief uncertainty analysis, considering a normal distribution, estimated a relative uncertainty value of 8% for the analysed blade, according to Eq. (2):

$$\frac{U_{95}(Z)}{Z} = \left\{ \left(\frac{U_{95}(s)}{s} \right)^2 + (U_{95}(x) * A)^2 + \left(\frac{U_{95}(\psi)}{\Psi} \right)^2 + \right. \\ \left. + (U_{95}(\theta) * B)^2 + \left(\frac{U_{95}(l_p)}{l_p} * C + \frac{U_{95}(l_k)}{l_k} * D \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

Where:

$$A = \left(\frac{l_k - l_p \cdot \cos \theta}{l_p \cdot l_k} \right) \left[\text{sen} \theta + \frac{(l_k - l_p \cdot \cos \theta) \cdot x}{l_p \cdot l_k} \right]^{-1} + \frac{2 \text{sen} \theta}{l_p} \left(1 + \frac{x \cdot \text{sen} \theta}{l_p} \right)^{-1} \quad (3)$$

$$B = - \left(\cos \theta + \frac{x \cdot \text{sen} \theta}{l_k} \right) \left[\text{sen} \theta + \frac{(l_k - l_p \cdot \cos \theta) \cdot x}{l_p \cdot l_k} \right]^{-1} + \frac{2x \cdot \text{sen} \theta}{l_p} \left(1 + \frac{x \cdot \text{sen} \theta}{l_p} \right)^{-1} \quad (4)$$

$$C = 1 + \frac{x}{l_p} \cdot \left[\text{sen} \theta + \frac{(l_k - l_p \cdot \cos \theta) \cdot x}{l_p \cdot l_k} \right]^{-1} - \frac{2x \cdot \text{sen} \theta}{l_p} \cdot \left(1 + \frac{x \cdot \text{sen} \theta}{l_p} \right)^{-1} \quad (5)$$

$$D = \frac{1}{l_k} [x \cdot \cot \theta + l_p \cdot \cos \theta - l_k] \quad (6)$$

The parameter values of the above equations were presented on Tab. 1 and also are shown on Tab. 2. $U_{95}(s)/s$ represents the relative expanded sensibility uncertainty S , $U_{95}(x)$ is the uncertainty for the x parameter, $U_{95}(\theta)$ is the uncertainty for the projection angle θ , $U_{95}(l_p) / l_p$ and $U_{95}(l_k) / l_k$ represent, respectively, the relative uncertainty for distances l_p and l_k . The value for the relative phase uncertainty, $U_{95}(\psi)/\psi$, was chosen according to (Yatagai, 1993). The other values correspond to the measuring systems uncertainties used on the set up of the system (Vecchio, 2006).

Table 2. Adopted uncertainty values

$U_{95}(s)/s$	0,010
$U_{95}(x)$	1,000 mm
$U_{95}(\psi)/\psi$	0,050
$U_{95}(\theta)$	0,035 rad
$U_{95}(l_p)/l_p$	0,010
$U_{95}(l_k)/l_k$	0,010

It could be noted that the most relevant uncertainty contributions were the phase uncertainty and the projection angle. This demonstrates that the measurement uncertainty depends greatly from how better phase measurements are processed and also from geometrical system configuration, as it was already commented by (Quan *et al.*, 1999). However, software and experimental implementations have been still in process to improve the final results. This will contribute for the accuracy of the measurement results.

4. Conclusion

The results show that the reduction on the computational effort did not interfere on the final measurements. Also, the use of high fringe frequencies is reasonable for surfaces which have soft geometries. Other relevant point to consider overlays the fact that it is possible to calculate the phase difference between the reference and surface through wrapped phase maps. In addition, different from the first methodology, on which the phases for the turbine blade, for the reference and also for the difference were filtered on the frequency domain, no filtering step was used on the second methodology, reaching, however, the same results. The results can be still implemented by using a filter, which can improve the final results. Also, the use of cosine grating patterns instead of square types seems to produce better results mainly because Eq. (1) was mathematically concept through sine functions. So, the physical phenomenon was better

modelled. On a future work, it can be made the complete rebuilding of the turbine blade combining the measurement results for both sides of it as already described by (Carbone et al., 2001).

Furthermore, it could be seen that the greatest advantage of Fringe Projection technique is the simplicity, absence of moving parts and low cost compared to other digital measuring systems. Moreover, the object length is not a prohibited factor and it can be placed in any position, i.e., vertical or horizontal. It is a non-contact measurement technique which permits the geometric control of surfaces showing its powerful application on industrial inspection.

5. References

- Carbone, V., Carocci, M; Savio, E. Chiffre, L. De., 2001, "Combination of a vision system and a coordinate measuring machine for the reverse engineering of freeform surfaces." *International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, v. 17, p. 263-271.
- Durelli, A.J., Parks, V.J., 1970, *Moiré Analysis of Strain*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1970.
- Gäsvik, K. J., 2002, *Optical metrology*. 3. ed. England: John Wiley & Sons Ltd, 360 p.
- Gäsvik, K.J.; Hovde, T.; Vadseth, T., 1989, "Moiré technique in 3D machine vision". *Optics and Lasers in Engineering*, v. 10, p. 241-249.
- Lu, C.; Yamaguchi, A.; Inokuchi, S., 2002, "3D measurement based on intensityphase analysis of intensity modulated Moiré." *Electronics and Communications in Japan*, part 3, v. 85, n. 1, p. 71-80.
- Meadows, D. M., W. O. Johnson, and J. B. Allen, 1970, "Generation of Surface Contours by Moiré Patterns," *Appl. Opt.*, 9(4), 942-947 (1970).
- Post, D.; Han, B.; Ifju, P., 1994, "*High sensitivity moiré: experimental analysis for mechanics and materials*." 1. ed. Springer-Verlag New York; 444 p.
- Quan, C.; Tay, C. J.; Shang, H., M., 1999, "Fringe projection technique for the 3D shape measurement of a hydroformed shell." *Journal of Materials Processing Technology*, v. 89, n. 90, p. 88-91.
- Takasaki, H., 1970, "Moire Topography," *Appl. Opt.*, v.9, n. 6, p.1467-1472.
- Theocaris, P., 1969, *Moiré Fringes in Strain Analysis*, Pergamon Press, London.
- Vecchio, S.D.; Campos, I.L.P.; Sesselmann, M.; Pinotti, M., 2005, "*Study of projection Moiré technique applied to free contour measurements in bioengineering*." In: 18th International Congress of Mechanical Engineering, 2005, Ouro Preto - MG. Proceedings of the 18th International Congress of Mechanical Engineering. Rio de Janeiro - RJ: Associação Brasileira de Engenharia e Ciências Mecânicas - ABCM. v. 1. p. 1-8.
- Vecchio, Sara Del., 2006, "*Medição de superfícies livres tridimensionais a partir da técnica de Moiré de projeção*." 2006. 125 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Departamento de Engenharia Mecânica, Escola de Engenharia, Universidade Federal de Minas Gerais, Belo Horizonte.
- Yatagai, T., 1993, "Interferogram Analysis: Intensity based analysis methods", available at chapter 3, Ed. David W. Robinson & Graeme T. Reid, 302 p.
- Yoshizawa, T.; Otani, Y., 1989, "Moiré topography with submicron sensitivity." *Precision Engineering*, v. 55, p. 152-154.

MEDIÇÃO DE REFLETIVIDADES ESPECTRAIS USANDO UMA ESFERA DE INTEGRAÇÃO

Vicente de Paulo Nicolau

Departamento de Engenharia Mecânica
Universidade Federal de Santa Catarina
vicente@emc.ufsc.br

Talita Sauter Possamai

Curso de Graduação em Engenharia Mecânica
Universidade Federal de Santa Catarina
taboom_2@yahoo.com.br

Resumo. O artigo apresenta o método experimental para a obtenção de refletividades espectrais de superfícies opacas difusoras. Trata-se da refletividade normal-hemisférica, obtida através de uma esfera de integração, para a região visível e infravermelha próxima. A teoria concernente ao método de medição é detalhada. Resultados para diferentes superfícies são apresentados e discutidos.

Palavras chave: refletividade, esfera de integração, radiação térmica, medição de propriedades, revestimentos.

1. Introdução

A radiação solar tem grande influência sobre as trocas térmicas e deve ser considerada criteriosamente nos projetos de engenharia, uma vez que os ganhos de energia e de luminosidade estão relacionados com as propriedades do material construtivo. O conhecimento das propriedades radiativas de diferentes superfícies e materiais é de grande utilidade na orientação de projetos de construção civil e na aplicação a programas de simulação térmica, assim como para a indústria de tintas e materiais de revestimento.

A medição de propriedades radiativas ou ópticas, apresenta uma série de dificuldades, pois diferentes bancadas e componentes são necessários, conforme a variável a ser medida. Uma abordagem geral do problema é apresentada por Sacadura (1990). Algumas propriedades podem ser medidas de forma global, outras são medidas de forma espectral, fazendo-se a integração no espectro para se obter o valor global. A utilização da Lei de Kirchhoff pode ser feita em certos casos, mas de forma segura apenas para os valores espectrais no caso de superfícies difusoras, conforme Incropera e De Witt (2002).

A medição de uma dessas propriedades radiativas, a refletividade espectral normal-hemisférica de materiais difusores opacos, é possível através da utilização de uma esfera de integração. Uma esfera deste tipo pode ser adquirida no mercado externo, porém com custo elevado. Deseja-se nesse trabalho apresentar uma esfera de integração construída em fibra de vidro e com o revestimento interno branco, tipicamente usado na coloração da própria fibra e disponível no mercado. A esfera construída foi acoplada a uma bancada específica de radiação e testada de diversos modos, sendo os resultados das refletividades apresentados de forma gráfica em função do comprimento de onda, mostrando o comportamento de diferentes materiais.

2. Equipamentos e Componentes

A bancada, Fig. 1, consiste no arranjo de uma fonte de radiação, um monocromador, suporte para amostra, detector, sistema para aquisição de dados, esfera de integração, modulador, espelhos esféricos e filtros. Um esquema da bancada é mostrado na Fig. 2. O feixe de radiação produzido por uma lâmpada incandescente (filamento de tungstênio), é enviado ao monocromador. Este funciona com redes de difração permitindo obter feixes monocromáticos na sua fenda de saída, conforme o comprimento de onda escolhido. O feixe monocromático é dirigido para o interior da esfera, atingindo a superfície da amostra na direção normal, sendo refletido em todas as direções, pois se trata de uma superfície difusora, por isto a denominação normal-hemisférica da variável medida. Uma medição prévia é feita com uma amostra revestida com o mesmo material usado para o revestimento interno da esfera, sendo os dois valores obtidos usados no cálculo da refletividade, conforme o equacionamento a ser mostrado posteriormente. O detector é montado na parede da esfera, a 90° da amostra, usando-se um pequeno disco de bloqueio para que a 1ª reflexão da amostra não atinja diretamente o detector.

Os filtros tipo “passa-alto” são usados para evitar que os comprimentos de onda, submúltiplos do valor usada na medição, também atinjam o detector. Por exemplo, se um comprimento de onda de 4 μm estiver sendo usado, os

comprimentos de 2 μm , 1 μm e 0,5 μm também estarão presentes, necessitando-se portanto de um filtro que bloqueie estes comprimentos. Para evitar que a radiação ambiente influencie na medição e para uma melhor relação sinal/ruído, o sistema de medição usa uma modulação do feixe de radiação, de forma que apenas a radiação modulada seja considerada.



Figura 1. Bancada de radiação com esfera de integração.

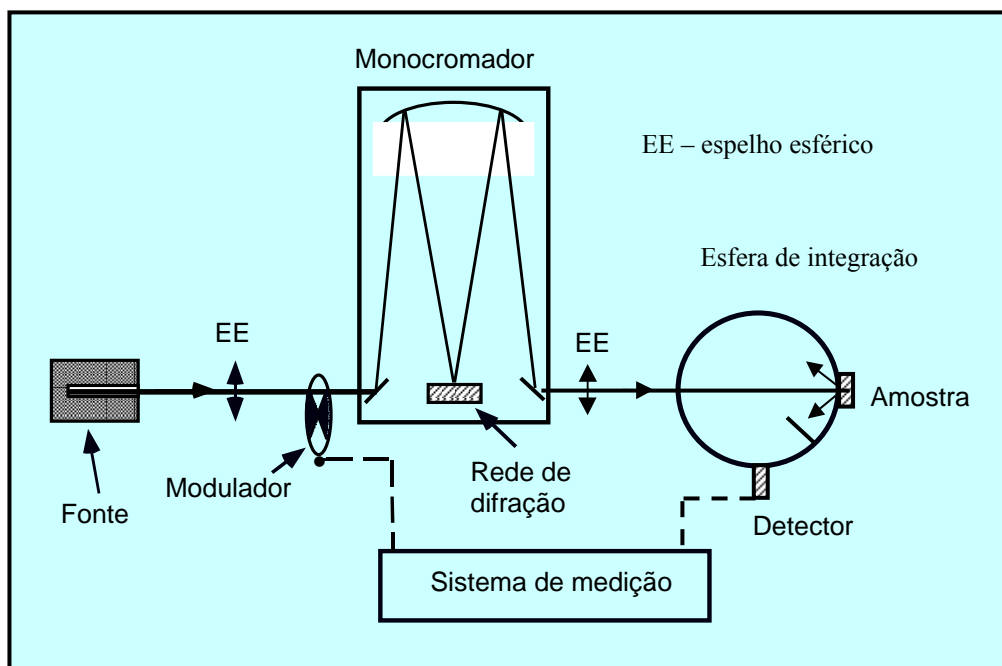


Figura 2. Bancada experimental para medições de reflectividades espectrais.

No interior da esfera foi usado um revestimento branco, disponível no mercado. Por ser um material desconhecido, medições de refletividade deste revestimento foram executadas em um equipamento do CETHIL - INSA de Lyon, França. A esfera contém uma janela para a entrada do feixe de radiação, uma janela para a colocação da amostra e ainda uma terceira janela para a montagem do detector. A medição de referência é feita com uma amostra construída com o mesmo material de revestimento da esfera. O revestimento é um material bastante difusor, de forma que a radiação incidente seja espalhada pelo interior da esfera, sendo uma parte captada pelo detector. A Fig. 3 apresenta a esfera (bipartida), à esquerda, e a esfera montada, à direita.



Figura 3. Esfera de integração em detalhes.

3. Formulação das equações para a esfera de integração

Uma esfera de integração é considerada como composta de várias superfícies (parede da esfera, janela de entrada, amostra, detector), cada qual tendo uma refletividade específica. A esfera possui uma área interna total A_s igual a πD^2 , composta por um conjunto de $n+1$ superfícies de áreas a_i , sendo ρ_i as respectivas refletividades. A área da esfera, que não é coincidente com uma das áreas a_i , tem uma refletância ρ_w , corresponde ao material da parede propriamente dita. Considera-se que a abertura de entrada possua uma refletividade nula, o mesmo acontecendo com a superfície do detector. A razão entre o valor de uma área a_i e a área total da esfera A_s é f_i . Assumindo que toda a área da esfera seja composta por superfícies refletoras difusoras, obtém-se a Eq. (1) para a refletividade média da parede da esfera (Goebel, 1967), que significa uma média ponderando-se o produto área versus a refletividade de cada superfície. A esfera forma uma cavidade bastante singular, onde o fator de forma de uma área A_1 para uma área A_2 é dado simplesmente pela relação entre a área A_2 e a área total da esfera ($A_2/A_s = A_2/\pi D^2$), independente da posição relativa entre as referidas áreas (Siegel e Howell, 1992).

$$\bar{\rho}_w = \sum_{i=0}^n \rho_i f_i + \rho_w (1 - \sum_{i=0}^n f_i) \quad (1)$$

De um fluxo P_0 incidente inicialmente em uma área a_0 , a quantidade $\rho_0 P_0$ refletida por a_0 é o total não absorvido pela amostra após a primeira reflexão. Desse fluxo, $f_i \rho_0 P_0$ incide em a_i e pela Eq. (2)

$$(1 - \sum_{i=0}^n f_i) \rho_0 P_0 \quad (2)$$

incide no restante da parede da esfera, de área dada pela Eq (3)

$$A_s - \sum_{i=0}^n a_i \quad (3)$$

Uma quantidade $\rho_i f_i \rho_0 P_0$ é refletida por a_i , enquanto que a soma das áreas a_i reflete o valor dado na Eq. (4):

$$\sum_{i=0}^n \rho_i f_i \rho_0 P_0 \quad (4)$$

e o total refletido pela área restante da esfera, Eq(3), é dado pela Eq. (5)

$$\rho_w (1 - \sum_{i=0}^n f_i) \rho_0 P_0 \quad (5)$$

Sendo assim, o fluxo total não absorvido na esfera após a segunda reflexão é $\bar{\rho}_w \rho_0 P_0$, sendo a refletividade média da parede da esfera dada pela Eq. (1). Deste valor a fração incidente sobre as aberturas é dada pela Eq. (6) e a fração incidente sobre a área restante, pela Eq. (7).

$$\sum_{i=0}^n f_i \bar{\rho}_w \rho_0 P_0 \quad (6)$$

$$(1 - \sum_{i=0}^n f_i) \bar{\rho}_w \rho_0 P_0 \quad (7)$$

Seguindo o mesmo raciocínio, a taxa refletida pela soma das aberturas está representada na Eq. (8), e a taxa refletida pela superfície restante, na Eq. (9).

$$\sum_{i=0}^n \rho_i f_i \bar{\rho}_w \rho_0 P_0 \quad (8)$$

$$\rho_w (1 - \sum_{i=0}^n f_i) \bar{\rho}_w \rho_0 P_0 \quad (9)$$

Logo, o fluxo total não absorvido na esfera após a terceira reflexão está computado na Eq. (10)

$$[\rho_w (1 - \sum_{i=0}^n f_i) + \sum_{i=0}^n f_i \rho_i] \bar{\rho}_w \rho_0 P_0; \quad (10)$$

que é igual a $\bar{\rho}_w^2 \rho_0 P_0$, quando comparada à Eq. (1).

Assim o fluxo total P_i , incidente em a_i somado após infinitas reflexões está representado na Eq. (11) e em seguida na Eq. (12).

$$P_i = f_i \rho_o P_o + f_i \bar{\rho}_w \rho_o P_o + f_i \bar{\rho}_w^2 \rho_o P_o + f_i \bar{\rho}_w^3 \rho_o P_o + \dots \quad (11)$$

$$P_i = f_i \rho_o P_o (1 + f_i \bar{\rho}_w \rho_o P_o + f_i \bar{\rho}_w^2 \rho_o P_o + f_i \bar{\rho}_w^3 \rho_o P_o + \dots) \quad (12)$$

O termo entre parênteses na Eq. (12) representa uma série, que pode ser escrita como na Eq. (13)

$$P_i = f_i \rho_o P_o / (1 - \bar{\rho}_w) \quad (13)$$

A fração F_i do fluxo inicial P_o incidente em a_i é dada por P_i/P_o .

$$F_i = f_i \rho_o / (1 - \bar{\rho}_w) \quad (14)$$

Ou ainda, usando-se a Eq. (1) para a refletividade média, tem-se a Eq (15) para a fração F_i .

$$F_i = f_i \rho_o [1 - \rho_w (1 - \sum_{i=0}^n f_i) - \sum_{i=0}^n f_i \rho_i]^{-1} \quad (15)$$

Sendo ρ_0 a refletividade da primeira área atingida pelo feixe incidente (no caso a amostra), tem-se a Eq. (16), como a relação entre os fluxos que atingem uma superfície a_i , no caso o detector, sendo estes fluxos obtidos com a montagem de uma amostra a medir e a montagem de uma superfície padrão, respectivamente. O último somatório da Eq. (15) resulta apenas no termo relativo à abertura porta-amostra, considerando-se a baixa refletividade da superfície do detector e o baixo valor do respectivo fator de forma f_i . A abertura de entrada do feixe pode ser considerada também como não refletora, para o caso da radiação interna que a atinge.

$$F_a / F_p = \frac{\rho_a [1 - \rho_w (1 - \sum_{i=0}^n f_i) - f_a \rho_a]^{-1}}{\rho_p [1 - \rho_w (1 - \sum_{i=0}^n f_i) - f_p \rho_p]^{-1}}; \quad (16)$$

Onde o índice ‘a’ indica a amostra e ‘p’ o padrão. Portanto o sinal F_p é obtido com o uso de uma amostra padrão, que no caso pode ser uma amostra com o próprio acabamento da esfera ($\rho_p = \rho_w$). Por sua vez o sinal F_a é obtido com a amostra a ser testada. De posse da relação F_a/F_p , obtida por duas medições sucessivas, usa-se a Eq. (16) para se obter o valor de ρ_a .

4. Goniômetro – Método Alternativo

A refletividade espectral normal-hemisférica pode ser obtida por integração da refletividade espectral bidirecional, esta medida em equipamento semelhante, mas que use um goniômetro para girar o detector em torno da amostra em lugar da esfera de integração. A Eq. (17) fornece a relação entre as citadas refletividades (Siegel e Howell, 1992).

$$\rho = 2\pi \int_0^{\pi/2} \rho_\theta \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta; \quad (17)$$

A integração da Eq. (17) pode ser feita de forma discreta, selecionando vários ângulos de medição, partindo da direção normal até próximo a 90°. Considera-se neste caso a existência de uma simetria azimutal, de modo que a medição deva ocorrer apenas em relação ao ângulo polar θ . A grande dificuldade que surge, ocorre em relação ao baixo sinal disponível para a medição da parcela refletida da radiação. Sendo a incidência normal em relação à amostra, a reflexão ocorre em todo o hemisfério. Para o caso de detector de silício (fotocélula), de área de 10 x 10 mm e um espelho esférico de distância focal de 150 mm, o ângulo sólido é de $4,4 \cdot 10^{-3}$ sr, que comparado ao ângulo sólido do hemisfério (2π sr), obtém-se uma relação de $7,1 \cdot 10^{-4}$. Como o mesmo sistema de detecção (detector e espelho esférico), deve ser usado para medir a radiação incidente na amostra, esta relação será praticamente a relação entre os sinais a serem medidos, além de se incluir o efeito da reflexão. Assim, se o sistema de detecção estiver ajustado (através do ganho de amplificação do sinal), para medir a parcela refletida, estará com um sinal excessivo ao medir a taxa de radiação incidente na amostra. Uma alteração de ganho de amplificação dos sinais somente será possível se ocorrer de forma linear e conhecida. Entretanto, como isto não ocorre, a alteração de ganho não pode ser usada. Outra possibilidade seria de se alterar a área do feixe incidente entre uma medição e outra. Embora seja uma solução simples, deve-se verificar antes de tudo se o próprio feixe possui intensidades uniformes de radiação ao longo da sua seção transversal.

5. Resultados

5.1. Características da esfera

A esfera usada possui um diâmetro de 200 mm e as aberturas de entrada e da amostra, um diâmetro de 21,2 mm. O detector de silício possui uma área de 10 x 10 mm. Assim, a relação entre a área da abertura da amostra e a área interna total da esfera é de $2,76 \cdot 10^{-3}$. A área de detecção em relação à área total da esfera é de $8,0 \cdot 10^{-4}$. Como o detector de silício possui uma boa resposta, a medição torna-se possível. No caso do uso de um detector piroelétrico, com área circular de detecção de 1 mm de raio, a relação cai para $2,5 \cdot 10^{-5}$. Como este detector possui uma resposta em sinal menor do que o de silício, o seu sinal disponível é muito baixo, confundindo-se já com o seu ruído.

5.2. Comparação de resultados

O revestimento da esfera consiste em um material branco, disponível no mercado, sendo usado na coloração de fibra de vidro, como já citado. A sua refletividade espectral foi medida em bancada do Cethyl- INSA de Lyon e serve como padrão na Eq. (16). Uma outra amostra de cor azul foi também medida naquela bancada e serve como referência para os valores obtidos com a esfera construída.

Várias medições foram feitas e os resultados encontram-se na Fig. (4). A faixa de medição vai de 400 a 1200 nm. Observa-se uma boa concordância em praticamente toda a faixa de medição, com diferenças nos extremos: na região violeta do espectro e sobretudo na região infravermelha do espectro. As dispersões para comprimentos de onda maiores podem decorrer da necessidade de uso de filtros e mudanças de rede de difração, que podem alterar os alinhamentos da bancada. Com as várias medições, mostra-se que há repetibilidade nos resultados.

De forma geral os resultados mostram um pico de reflexão na região azul do espectro, com um valor em torno de 0,4. Na região referente ao vermelho a reflexão cai para a faixa de 0,1. Em seguida a reflexão aumenta para valores superiores a 0,5 na região infravermelha.

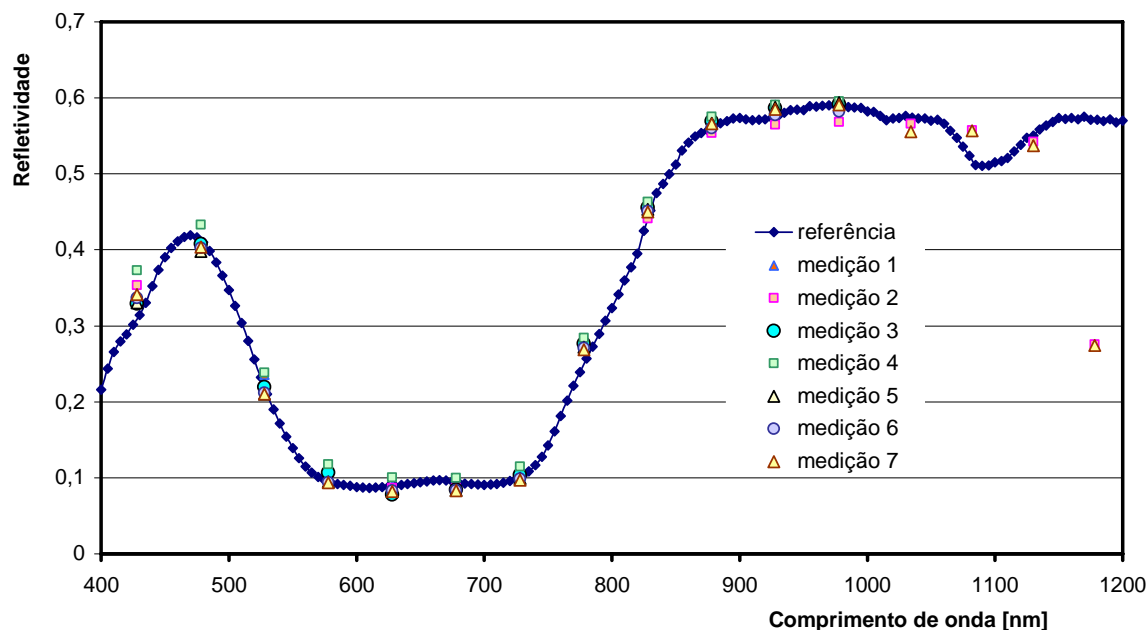


Figura 4. Medições de refletividade de amostra azul, comparadas com referência.

5.3. Medições de diferentes materiais

Considerando o grau de confiabilidade demonstrado pelo equipamento na medição da refletividade espectral normal-hemisférica, testes em amostras cobertas com tintas de uso comercial foram feitos na faixa de 450 a 1050 nm. Os resultados estão na Fig. (5).

As amostras consistem de:

- Vermelho (tinta acrílica fosca) - marca: NOVA-COR; código: 3808.93-01;
- Amarelo (tinta acrílica fosca) - marca: NOVA-COR; código: 3808.02-01;
- Verde (tinta acrílica fosca) - marca: NOVA-COR; código: 3808.81-01;
- Azul (tinta esmalte semi-brilho) - marca: BASEC; código: TVTL 009.
- Branco – revestimento interno da esfera.

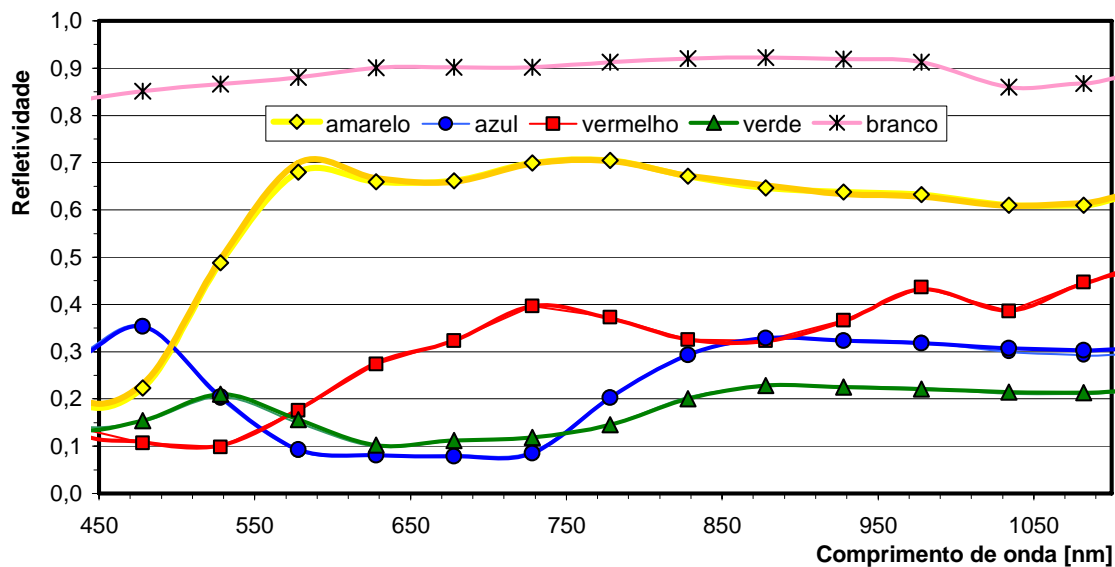


Figura 5. Refletividade espectral normal-hemisférica de diferentes tintas comerciais.

O comportamento característico de cada cor está conforme o esperado, tendo em vista que sua refletividade é maior na faixa de comprimento de onda equivalente a sua respectiva cor (Fig. 5). Entretanto há reflexão em outras cores e regiões, demonstrando apenas que nos comprimentos de ondas relativos a uma cor existe maior reflexão, mas não é uma reflexão exclusiva, como se a tinta tivesse outros componentes, refletindo em outras cores também.

No infravermelho umas tintas refletem mais e outras menos, sem que se possa identificar a razão para tal. Apenas se pode cogitar que os comportamentos diversos resultam da participação dos diferentes materiais de sua composição.

6. Agradecimentos

Ao Centre de Thermique - CETHIL – INSA de Lyon, França, pelo fornecimento de amostras para comparação.
Ao programa PIBIC-CNPq, pelo pagamento de bolsa de iniciação científica à autora.

7. Referências

- Borges, M.T.C.M., 2004, Determinação de Propriedades Radiativas Espectrais de Vidros e Películas, Dissertação de Mestrado, CPGEM, UFSC.
Goebel, D.G., 1967, Generalized Integrating-Sphere Theory, Applied Optics, vol. 6, Nº 1, pp 125-128;
Incropera, F. P. and DeWitt, D. P., 2002; Fundamentos de Transferência de Calor e Massa , 5ª edição, Rio de Janeiro, RJ, cap 12 e 13.
Sacadura, J.F., 1990, Measurement Techniques for Thermal Radiatives Properties, 9th International Heat Transfer Conference, vol 1 KN-12, Jerusalem, pp 207-222.
Siegel R, Howell J R, 1992 “Thermal Radiation Heat Transfer”, Hemisphere Publishing Corp., Washington.

MEASUREMENT OF SPECTRAL REFLECTIVITIES USING AN INTEGRATION SPHERE

Vicente de Paulo Nicolau
Departamento de Engenharia Mecânica
Universidade Federal de Santa Catarina
vicente@emc.ufsc.br

Talita Sauter Possamai
Curso de Graduação em Engenharia Mecânica
Universidade Federal de Santa Catarina
taboom_2@yahoo.com.br

Abstract

This paper presents the experimental method to obtain spectral normal- hemispherical reflectivities of diffuse surfaces. Such properties are obtained through an integration sphere, for the visible and the near infrared region of the electromagnetic spectrum. The theory about the method of measurement is detailed. Results for different surfaces are shown and discussed.

Keywords: spectral reflectivity, integration sphere, thermal radiation, properties measurement.

MÉTODOS DE CALIBRAÇÃO NO PROCEDIMENTO DE MEDIDAS COM UMA SONDA DE PRESSÃO DE CINCO FUROS

Ricardo W. M. Ferreira

Departamento de Engenharia Mecânica, Centro Tecnológico, Universidade Federal do Pará, CEP: 66075-900 Belém - PA
e-mail: caco_bass@yahoo.com.br

Yuu Itai

Grupo de Energia Biomassa e meio Ambiente, Departamento de Engenharia Mecânica, Centro Tecnológico, Universidade Federal do Pará, CEP: 66075-900 Belém - PA
e-mail: yuu_itai@yahoo.com.br

Danielle R. da S. Guerra

Grupo de Energia Biomassa e meio Ambiente, Departamento de Engenharia Mecânica, Centro Tecnológico, Universidade Federal do Pará, CEP: 66075-900 Belém - PA
e-mail: daguerra@ufpa.br

André L. A. Mesquita

Departamento de Engenharia Mecânica, Centro Tecnológico, Universidade Federal do Pará, CEP: 66075-900 Belém - PA
e-mail: andream@ufpa.br

Abstract. A sonda de pressão multifuros é um instrumento padrão para medidas de pressão estática, velocidade e direção do escoamento em escoamentos complexos. São encontradas no mercado entretando com alto custo quando comparadas com os tubos de Pitot. O objetivo deste trabalho é o de descrever o procedimento de calibração e medição usando uma sonda de pressão de cinco furos no mapeamento da pressão e velocidade em um escoamento em túnel de vento. Dois métodos diferentes foram usados para obter as características do escoamento em termos das pressões estática, pressão total e as componentes tridimensionais. Os dados foram obtidos a partir das medidas de pressão obtidas pelos cinco furos da sonda. Estes furos são constituídos de tubos de agulha hipodérmica de 0,9 mm de diâmetro externo e 0,5 mm de diâmetro interno. A calibração foi realizada na seção de teste de um túnel de vento em todas as combinações de ângulos de desvio e de direção na faixa de -35° to 35° .

Keywords: cinco furos, sonda de pressão, medição do escoamento.

1. Introdução

Os dados experimentais em muitos campos de escoamentos complexos são comumente obtidos através da utilização de sondas de pressão multifuros. Estes tipos de sonda têm sido usadas de várias formas para medir as componentes de velocidade e o campo de pressão local em escoamentos tridimensionais, como àqueles encontrados em máquinas rotativas, turbomáquinas ou em escoamentos em torno de corpos complexos. A aplicação destas sondas requer uma cuidadosa calibração com a obtenção de dados tridimensionais. A sonda pode operar de duas formas, no modo de anulamento ou no modo de não anulamento.

Lee e Ash (1956) propuseram um método de calibração e medida para sondas de cinco furos esférica, o método de calibração da sonda consistia no ajuste da sonda até o ponto do eixo, na direção do fluxo do escoamento ou o desvio da sonda até que o plano meridiano passasse através do centro do orifício contendo o ângulo do fluxo. Esta proposta de calibração se mostrou inovadora considerando que na época não existiam muitas propostas, porém este método é de difícil execução. Este método adquire medidas de pressão estática, magnitude e direção do vetor de velocidade.

Algumas técnicas de calibração de uma sonda de cinco furos podem ser encontradas na literatura. Uma delas é o método mais comum que foi proposto por Treaster e Yocum (1979). Na técnica proposta a sonda é calibrada no modo de não anulamento ou em uma posição fixa. A técnica é simples, entretanto pode haver singularidade quando empregada para grandes ângulos de desvio ou de direção. No estudo de Treaster e Yocum (1979), um sensor tipo prisma com um diâmetro de 3.18 mm e um sensor cônico com 3.81 mm de diâmetro foram usados em um escoamento com número de Reynolds baseado no diâmetro da ponta do sensor estando na faixa de 2000 a 7000.

Dominy e Hodson (1993) calibraram em um número de Reynolds diferente, sobre uma faixa encontrada em escoamento de turbomáquinas. Os autores usaram o modo de calibração e os coeficientes de calibração proposto por Treaster e Yocum (1979). O resultado do estudo confirmou a existência dos efeitos de dois números de Reynolds distintos, a compressibilidade mostrou ter pequena influência, contudo a turbulência pode afetar a confiabilidade da calibração da sonda.

Nowack (1970) construiu um aparato experimental especial constituído de três eixos perpendiculares e propôs uma calibração Cartesiana. Neste tipo de calibração a direção do vetor velocidade é determinada por dois ângulos

cartesianos, o ângulo de desvio no plano meridiano horizontal e o ângulo de direção no plano vertical; o método foi proposto para a calibração de um tubo de Pitot de cinco furos esférico.

Morrison et al. (1998), propuseram uma técnica de calibração mais sofisticada a qual ajuda a reduzir os efeitos de uma calibração com pontos de má qualidade e que não requer uma sonda perfeitamente simétrica. A técnica consiste em obter curvas tridimensionais de todo o conjunto de dados da calibração a qual fará a compensação de se ter usado uma sonda não simétrica, e também suavizará os efeitos de pontos de má qualidade. Os dados foram obtidos fazendo a calibração no modo de não anulamento, o refinamento foi empregado e expressões analíticas foram obtidas para as funções de calibração.

No estudo de Sitaran e Treaster (1995) a aplicação da técnica de calibração foi a mesma apresentada por Treaster e Yocum com modificações para empregar sondas de pressão de quatro furos. Neste trabalho os autores usaram a sonda para medir a camada limite turbulenta sobre uma placa plana. Os autores concluíram que os resultados próximo à parede não estavam de acordo com o previsto pela teoria.

Sitaran et al. (1981) reportaram as medidas do escoamento relativo que passa nas pás de um rotor de um escoamento axial e um escoamento induzido usando sondas convencionais como: a sonda de pressão de cinco furos e Pitot esférico. Os métodos de calibração e de interpolação usados foram os propostos por Treaster e Yocum (1979). Ligrani et al. (1989), descreveram uma miniatura da sonda de cinco furos a qual tem uma ponta de diâmetro de 1.22 mm. A sonda foi desenvolvida para medir as três componentes de velocidade usando o procedimento de não anulamento em posições individuais em um canal curvado onde as diferenças de pressão são baixas, o escoamento laminar e tridimensional.

Wu J. Kim e Virendra C. Patel (1994) desenvolveram um estudo utilizando a sonda de cinco furos para encontrar a velocidade média e componentes do tensor de Reynolds. Neste mesmo trabalho os autores desenvolveram estudos dos vórtices formados próximos às curvas da parede convexa do túnel utilizado em questão. Também foi medida a turbulência em quatro seções pré-definidas. Embora tal estudo tenha sido feito para elucidar as ocorrências na camada limite do túnel, é de serventia ao presente trabalho o uso da sonda.

B.J. Wendt e Reichert (1995) agruparam 10 sondas de cinco furos em uma única sonda e as utilizaram simultaneamente para realizar medições das três componentes de velocidade, pressão total e pressão estática. Neste trabalho todas as sondas foram calibradas, daí a importância da calibração, assunto recorrente neste trabalho. D.G. Gregory Smith e J.G.E. Cleak (1992) desenvolveram um estudo sobre o rotor de turbina em formato de cascata, para ter um melhor entendimento da estrutura turbulenta do fluxo, incluindo a contribuição dos stress de Reynolds. Para este trabalho, também se fez o uso da sonda de cinco furos.

Pisasale e Ahmed (2002) propuseram um novo método o qual é simples, de fácil implementação e que supera o problema de singularidade encontrado no método tradicional proposto por Treaster e Yocum. O método foi testado usando os dados de calibração de uma sonda de cinco furos que foram obtidos empregando um túnel de vento subsônico de seção de 18in x 18in, com uma velocidade de 15 m/s. O novo procedimento mostrou que a faixa de calibração pode ser estendida com sucesso até ângulos de $\pm 75^\circ$.

O objetivo do presente trabalho é aplicar e comparar os dois métodos de calibração encontrados na literatura, o tradicional de Treaster e Yocum, e o mais recente de Pisasale e Ahmed, uma vez que este último promete superar o problema da singularidade presente no método tradicional. Uma sonda de cinco furos será testada e calibrada com o objetivo futuro de obter o campo de velocidade na seção curva do túnel de vento.

2. Aparato Experimental e Procedimento de Calibração

Uma foto do aparato experimental é mostrada na Figura 1. O túnel de vento usado para a calibração da sonda de cinco furos está localizado no Laboratório de Mecânica dos Fluidos do Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade Federal do Pará.



Figura 1 (a) O túnel de vento.



Figura 1 (b) Vista superior do túnel de vento.

O túnel de vento é de circuito aberto, de paredes curvas com seção quadrada de 0,30m x 0,15m, o ar é fornecido por um ventilador centrífugo o qual é controlado por um inversor de frequência. O túnel fornece um escoamento uniforme na entrada da seção de teste, e, para este trabalho, a velocidade foi fixada no valor de 10 m/s, a qual foi estabelecida com o auxílio de um tubo de Pitot inserido no escoamento.

A sonda de pressão usada no presente estudo é mostrada na Figura 2. A sonda é constituída por cinco tubos de aço de agulhas hipodérmicas com diâmetro interno de 0,5 mm, diâmetro externo de 0,9 mm e 70,0 mm de comprimento. Estes tubos foram inseridos num tubo de alumínio de 4,0 mm de diâmetro externo e 40,0 mm de comprimento. Os tubos hipodérmicos são conectados a tubos capilares de cobre e então são conectados a um manômetro através de tubos flexíveis para a medição da pressão. As pontas da sonda foram usinadas com um ângulo de 45° em relação à ponta do tubo central. Detalhes da construção podem ser encontrados em Gouveia et al. (1997).

Para a realização da calibração em vários ângulos de direção e desvio, foi necessário o uso de um mecanismo que permitisse o suporte, a fixação e variação da ponta da sonda em vários ângulos. O mecanismo usado, bem como a sonda de cinco furos foi construído pelos técnicos do laboratório. Uma foto do mecanismo que permite a movimentação da sonda é mostrada na Figura 3.

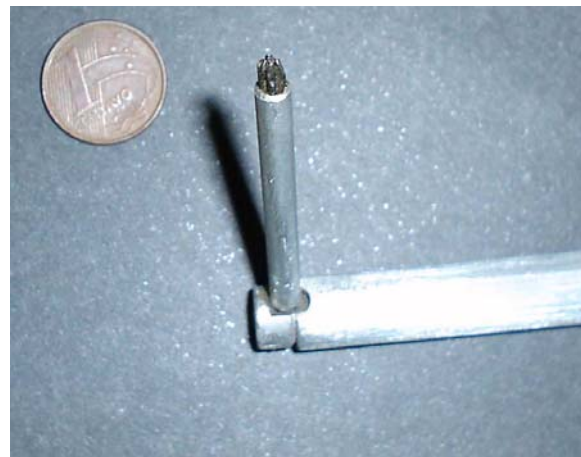


Figura 2. A sonda de cinco furos.



Figura 3. Mecanismo de variação angular da sonda.

2.1 Procedimento de Calibração

A sonda utilizada neste trabalho foi uma sonda de pressão de cinco furos, este tipo de configuração favorece a obtenção de uma melhor sensibilidade da sonda em relação à obtenção dos dados. O princípio para a obtenção do campo de velocidade utilizando sondas anemométricas está baseado na decomposição do vetor velocidade, onde os ângulos τ e α são os ângulos que definem o vetor velocidade. Estes ângulos são definidos como o ângulo de direção, τ e o ângulo de desvio, α .

A calibração deste tipo de sonda pode ser realizada usando os modos de anulamento ou não anulamento das pressões. No modo de anulamento é realizado um balanceamento das pressões durante a utilização da sonda. O procedimento de calibração consiste na medição das pressões totais em todos os tubos que constituem a sonda. Como são cinco tubos é necessário obter a pressão em cada um deles: P1, P2, P3, P4 e P5. A sonda é fixada no mecanismo de variação angular e então posicionada no interior do túnel de vento. As saídas dos tubos são conectadas independentes uma das outras, através de tubos flexíveis até um manômetro.

O estabelecimento de um escoamento completamente desenvolvido na entrada da seção de testes foi necessário antes de dar início à calibração. O escoamento foi definido com uma velocidade de 10 m/s através da medida do perfil de velocidade numa seção localizada antes da seção em que a sonda foi posicionada, utilizando um tubo de Pitot.

A obtenção das medidas de pressão é realizada através da leitura direta do manômetro. A quantidade de dados obtidos da leitura é considerada grande uma vez que a variação dos ângulos é na faixa de -15° a 15° no plano de direção, e de -35° a $+35^\circ$ no plano de desvio. Para cada variação são obtidas cinco leituras de pressão.

A Figura 4 apresenta um desenho esquemático da variação dos ângulos e da ponta da sonda.

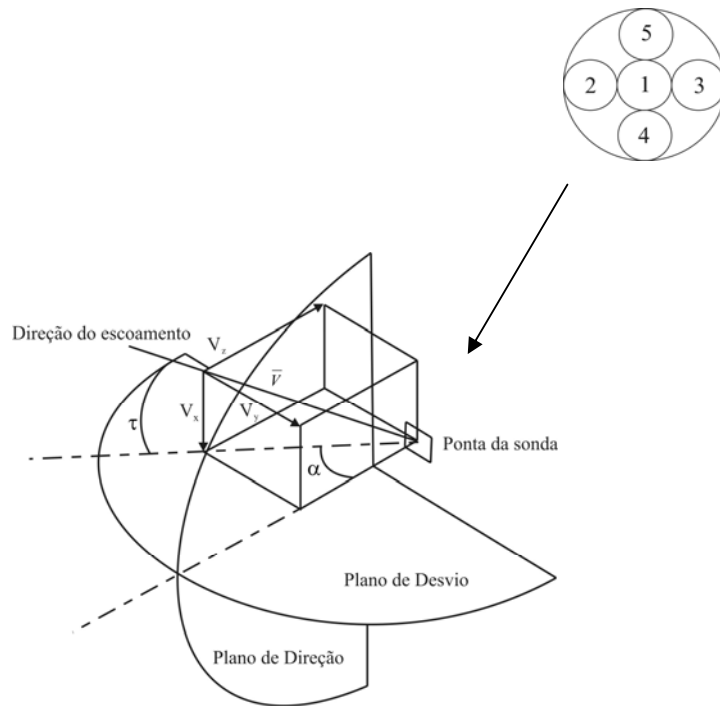


Figura 4. Esquema dos planos de desvio e direção, componentes de velocidade e vista da ponta da sonda numerada.

3. Métodos de Calibração

Alguns métodos de calibração são encontrados na literatura, contudo, neste trabalho foram investigados dois métodos de calibração para sondas de cinco furos, o método tradicional proposto por Treaster e Yocum (1979) e o método mais recente proposto por Pisasale e Ahmed (2002). O procedimento experimental e de cálculo empregado para cada método é descrito nos parágrafos que seguem.

Em ambas as calibrações a sonda foi empregada em modo não-nulo ou posição fixa, na operação no modo não-nulo, são obtidos dados que represente as diferenças de pressão tanto no plano de direção quanto no plano de desvio. Esta relação entre a pressão total local e a pressão estática, é geralmente expressa na forma de coeficientes de pressões adimensionais, estes coeficientes devem ser independentes da velocidade, e dependentes somente em função da angularidade do fluxo.

Seria bastante oportuno se a calibração da sonda de cinco furos pudesse ser feita somente por procedimentos analíticos, contudo, devido à inexatidão na fabricação e faixa de operação, são requeridas calibrações que atendam a exatidão em condições de laboratório, ou de campo.

Para sondas de geometrias como a utilizada neste trabalho, são necessárias calibrações devido à complexidade da geometria, pelas mudanças que ocorrem em seu contorno, separação de fluxo e efeitos viscosos em torno da mesma.

3.1 Calibração Utilizando o Método de Treaster e Yocum

O método mais usual de calibração proposto por Treaster e Yocum (1979), é bastante simples. A técnica consiste essencialmente de uma adaptação da calibração tradição de uma sonda de cinco furos, usando-a em um modo não-nulo. Onde P_1 é considerado a pressão total, e \bar{P} é considerada a pressão estática. Conseqüentemente a diferença entre as duas pressões $P_1 - \bar{P}$, é que representa a pressão dinâmica, no qual é usada nos coeficientes de calibração de pressão adimensionais.

Os quatro coeficientes de calibração utilizados por Treaster e Yocum são definidos pelas expressões:

$$Cp_{desvio} = (p_2 - p_3) / (p_1 - \bar{p}) \quad (1)$$

$$Cp_{direção} = (p_4 - p_5) / (p_1 - \bar{p}) \quad (2)$$

$$Cp_{total} = (p_1 - p_{total}) / (p_1 - \bar{p}) \quad (3)$$

$$Cp_{estatica} = (\bar{p} - p_{estatica}) / (p_1 - \bar{p}) \quad (4)$$

$$\bar{p} = (p_2 + p_3 + p_4 + p_5) / 4 \quad (5)$$

O procedimento de calibração foi conduzido mantendo-se uma velocidade constante de 10 m/s na seção de teste. Foi construída uma tomada de pressão na seção de teste para se obter a pressão estática na parede do túnel de vento. A sonda de cinco furos foi posicionada no centro da seção, onde a velocidade tinha o valor máximo no escoamento, e através do dispositivo de mudança de ângulo de desvio (α) e ângulo de direção (τ), se deu início ao procedimento de calibração.

A sonda foi fixada em um ângulo de desvio (α) pré-determinado e a seguir foi movimentada no sentido do ângulo de direção de acordo com seus incrementos, variando então o ângulo de desvio de -35 até +35, e o ângulo de direção de -15 até +15.

3.2 Calibração Utilizando o Método de Pisasale e Ahmed

O método proposto por Pisasale e Ahmed consiste basicamente em ampliar a faixa de calibração de uma sonda de cinco furos para fluxos tridimensionais. O proposto pelos autores é devido ao fato de que os métodos empregados não são adequados para uma faixa de ângulos de calibração maiores. Nestas condições, de ângulos maiores, foi observado na literatura que freqüentemente ocorria singularidade, e daí, a necessidade de se utilizar um método que satisfizesse a calibração da sonda para uma faixa maior de ângulos de desvio e direção.

A primeira proposta de Pisasale e Ahmed foi a de substituir o denominador, $(P_1 - \bar{P})$ por uma constante, entretanto ao resolver o problema de singularidade, os autores encontraram outro problema, o de vários valores de ângulos para um mesmo Cp_{desvio} .

Outra forma que os autores tentaram empregar foi a de substituir o denominador, $(P_1 - \bar{P})$ por $(P_1 - P_s)$ ou $(\bar{P} - P_s)$, a fim de evitar multi valores, entretanto, não conseguiram evitar as singularidades. Isto devido ao fato de que o denominador $P_1 - P_s$ (ou $\bar{P} - P_s$) continuava a mudar de sinal e igualar a zero, ocasionando assim a singularidade.

Pisasale e Ahmed enfim encontraram outra forma para resolver os problemas encontrados em seu método de calibração. A solução foi a substituição do denominador $(p_1 - \bar{p})$ por $p_1 - p_s + A_q$, evitando assim as singularidades e os multi valores.

O procedimento experimental foi conduzido de maneira semelhante ao método de Treaster e Yocum, tomando todos os cuidados na realização das medidas a fim de evitar singularidades e estender a faixa de calibração para ângulos de desvio e direção maiores.

O método desenvolvido por Pisasale e Ahmed utiliza um novo caminho para encontrar os coeficientes de calibração adimensionais, onde utiliza os seguintes parâmetros:

$$N_y = \frac{p_1 - \bar{p}}{DEN} \quad (6)$$

Onde, $DEN = p_1 - p_s + A_q$

$$N_x = \frac{p_1 - \bar{p}}{\sqrt{(p_2 - p_3)^2 + (p_4 - p_5)^2}} \quad (7)$$

$$N_y^* = \frac{DEN}{\sqrt{(p_2 - p_3)^2 + (p_4 - p_5)^2}} \quad (8)$$

Apartir destes parâmetros podemos encontrar os coeficientes de calibração desta maneira:

$$Cp_{desvio} = \frac{P_2 - P_3}{DEN} \tag{9}$$

$$Cp_{direção} = \frac{P_4 - P_5}{DEN} \tag{10}$$

$$Cp_{estática} = \frac{\bar{P} - P_5}{DEN} \tag{11}$$

$$Cp_{total} = \frac{P_1 - P_t}{DEN} \tag{12}$$

4. Resultados

Neste trabalho as medidas de pressão foram realizadas e os coeficientes de pressão foram calculados utilizando as duas metodologias apresentadas anteriormente. Os coeficientes são apresentados na forma de gráficos nas Figuras 6 e 7.

Os resultados experimentais foram obtidos estabelecendo a velocidade inicial de 10 m/s na entrada da seção reta. As medidas foram obtidas em cinco estações, as quais foram definidas como os planos 1, 2, 3, 4 e 5, para auxiliar na metodologia experimental e análise do comportamento da pressão ao longo da curva. A Figura 5 apresenta as localizações de cada plano.

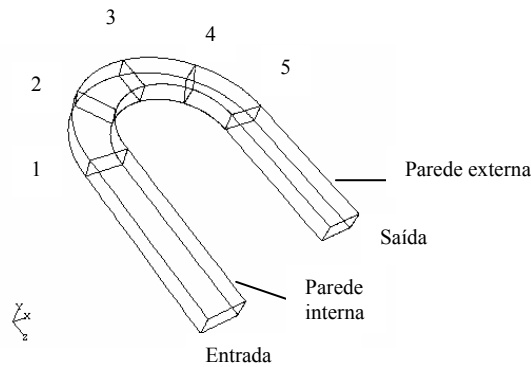


Figura 5 – Esquema dos cinco planos criados no túnel de vento de seção curvada.

Os resultados da calibração utilizando os dois métodos foram calculados conforme o proposto por Treaster e Yocum, e, o proposto por Pisasale e Ahmed sendo estes mostrados nas Figuras 6 e 7.

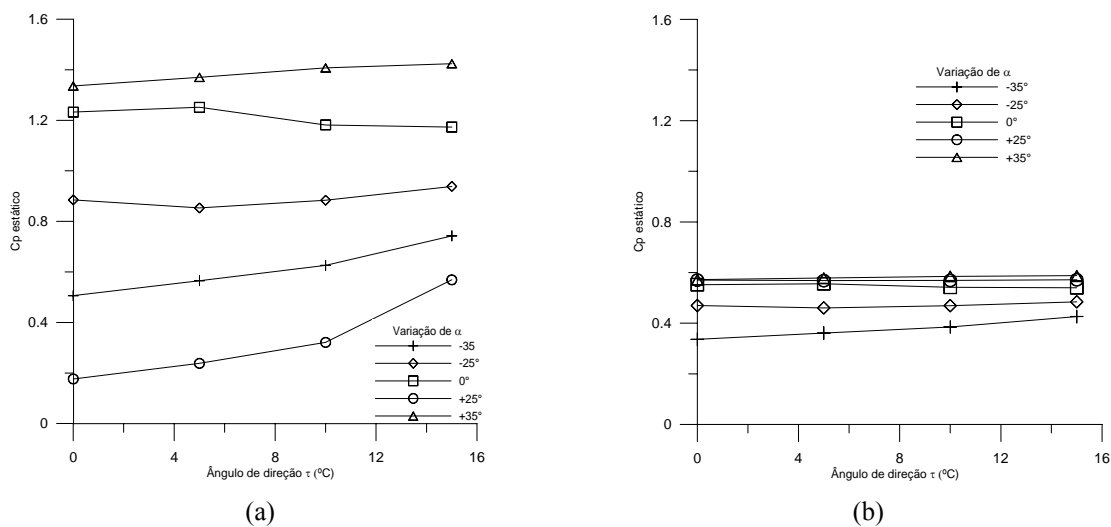


Figura 6. Coeficientes de pressão estática versus ângulo de direção usando: (a) método de Treaster e Yocum, (b) método de Pisasale e Ahmed.

Comparando os gráficos da Figura 6, é observado que os coeficientes de pressão estática (Cp estático) versus o ângulo de direção, possuem valores bem diferentes dentro de uma mesma escala e para os mesmos ângulos de desvio.

Na análise é notado que, para o mesmo ângulo de direção, o C_p estático calculado pelo procedimento proposto por Pisasale e Ahmed, apresenta valores menores quando comparados aos calculados pelo procedimento de Treaster e Yocum.

Na Figura 7, é comparado o C_p total versus o ângulo de direção. É possível observar que os coeficientes calculados pelo método de Treaster e Yocum, apresentam perturbações nos valores dos coeficientes de C_p total para ângulos de $+25^\circ$ e $+35^\circ$. A mesma observação não é notada nos coeficientes calculados pelo método de Pisasale e Ahmed.

A Figura 7(b) ainda mostra que os coeficientes pelo método se mantêm estáveis, mantendo os valores numa escala menor do que o método de Treaster e Yocum.

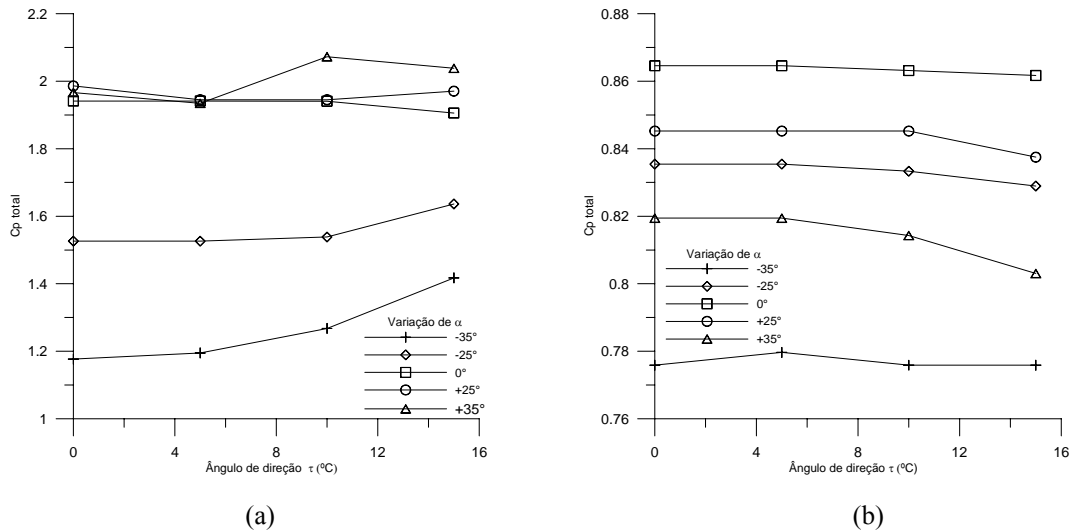


Figura 7. Coeficientes de pressão estática versus ângulo de direção usando: (a) método de Treaster, (b) método de Pisasale.

Neste trabalho é também apresentado o comportamento da pressão média, obtida com a sonda de cinco furos. As medidas foram obtidas em várias seções da curva acoplada no túnel de vento. Uma malha esquemática foi elaborada em cada plano para obter as medidas de pressão. Os números existentes na malha correspondentes à ordem da aquisição são representados na Figura 8.

Dentro do esquema desta malha, foram obtidas 75 medidas em cada seção sendo que foram 5 seções, totalizando 375 leituras de pressão ao longo da curva. Em cada ponto da malha, a sonda foi utilizada em uma dada posição fixa, com os ângulos de desvio e direção iguais a 0° . Em cada ponto foram obtidos cinco leituras de pressão, pois cada leitura é referente a um furo existente na sonda. Após a aquisição de dados ter sido efetuada, os cálculos para obter os valores de pressão média foram realizados. Os valores de pressão média foram obtidos através da equação apresentada abaixo.

$$\bar{p} = (p_2 + p_3 + p_4 + p_5) / 4 \tag{13}$$

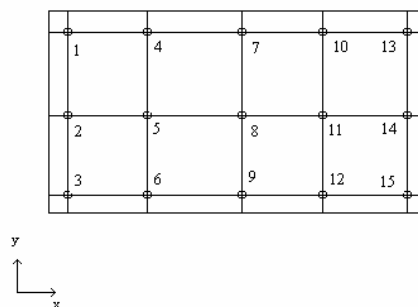


Figura 8. Esquema de malha criada para estabelecer os pontos de medidas em cada plano.

As pressões médias de cada ponto numerado foram calculadas a partir das cinco leituras em cada ponto, o resultado foi colocado na forma gráfica em linhas de contorno para cada uma das seções ou planos, e são apresentados nas Figuras de 9 a 13.

Analisando os gráficos de pressão abaixo, podemos notar que: na seção 1 na parede externa da curva ocorre o maior gradiente de pressão, variando de 52 Pa a 28 Pa, máximo e mínimo respectivamente. De acordo com os princípios da mecânica dos fluidos, podemos afirmar que onde a pressão é mínima a velocidade é máxima, e, onde a pressão é máxima a velocidade é mínima. Deste modo, pelo campo de pressão média pode ser estimado o comportamento da velocidade na curva do tunel de vento.

Nas Figuras de 1 a 12 é possível observar sempre um decrescimento da pressão na parede interna da curva, o que sugere um aumento da velocidade. Este comportamento muda na seção 5, onde a pressão volta a aumentar sugerindo uma diminuição da velocidade. É Observado que o comportamento da distribuição de pressão ao longo das paredes do canal é fortemente influenciado pela curvatura das paredes.

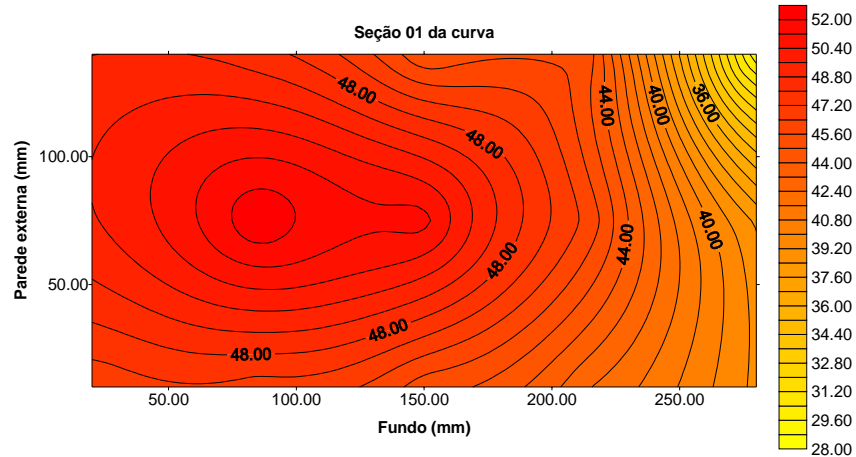


Figura 9. Campo de pressão média no plano 1.

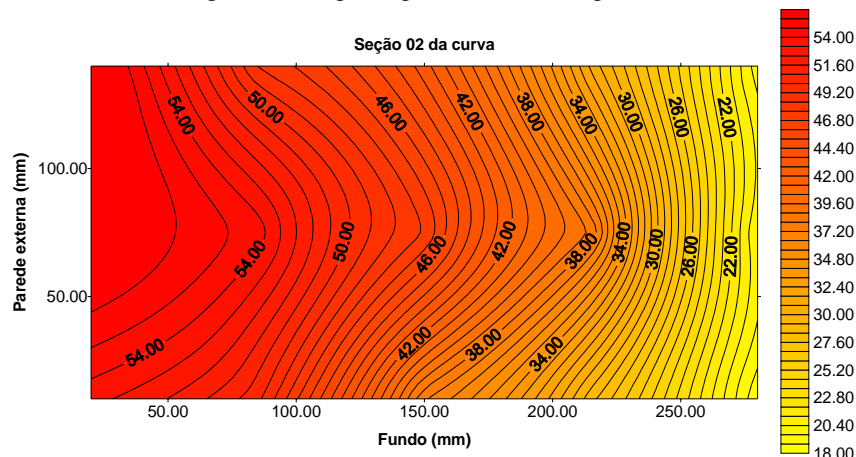


Figura 10. Campo de pressão média no plano 2.

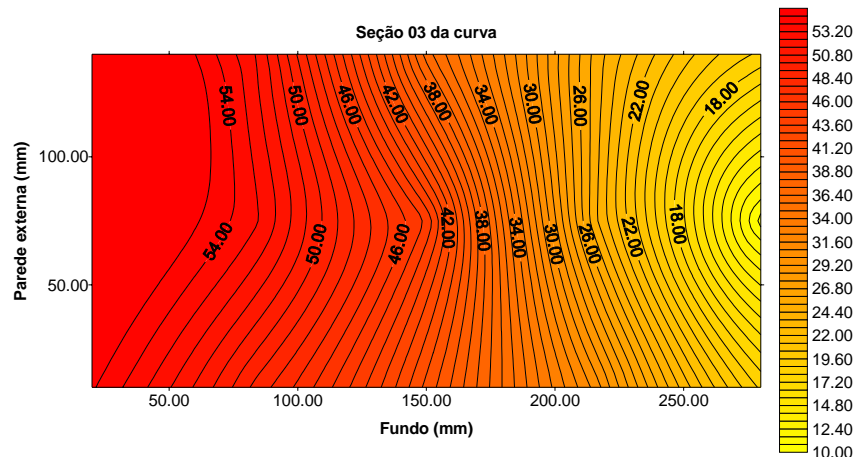


Figura 11. Campo de pressão média no plano 3.

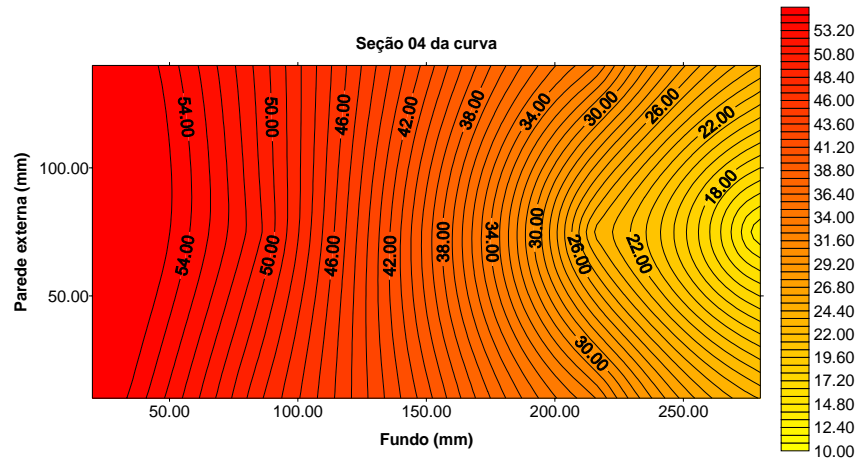


Figura 12. Campo de pressão média no plano 4.

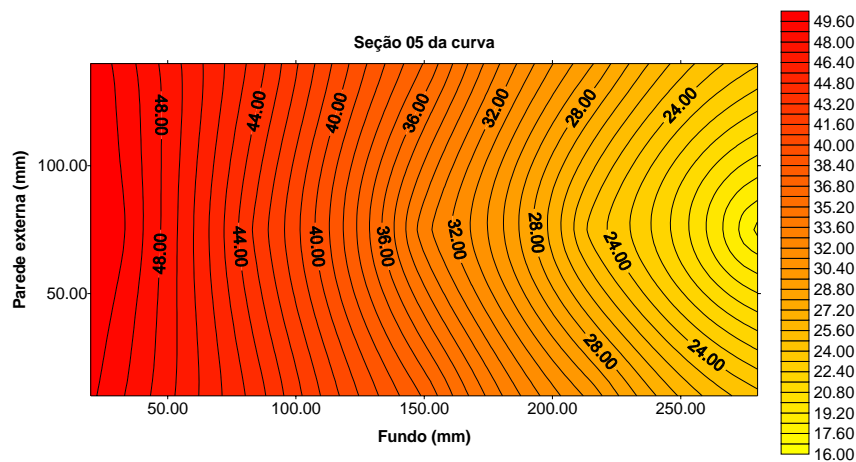


Figura 13. Campo de pressão média no plano 5.

O erro estimado nos experimentos é da ordem de $\pm 2\%$, o tipo de manômetro utilizado, Micromanometer MDC FC001, da Furness Controls Ltd, fornece uma precisão de $\pm 1 \text{ mmH}_2\text{O}$, na escala de 10%. Outra fonte de erro é devido ao fato de termos uma grande quantidade de dados, impossibilitando a realização do experimento em um único dia, por isso deve se ter um grande cuidado no momento da calibração a fim de se reduzir o erro no processo.

4. Conclusão

No presente trabalho, observamos que para a sonda de cinco furos utilizada no túnel de vento do Laboratório de Mecânica de Fluidos da UFPa, os dois métodos de calibração analisados, tanto o de Treaster e Yocum quanto o de Pisasale e Ahmed se mostram funcionais para a sonda em questão. Entretanto, mesmo para baixas faixas de angulação verificou-se que o método proposto por Pisasale e Ahmed é o mais eficaz comparado com o método proposto por Treaster e Yocum. Esta observação esta baseada no fato de que a formulação matemática proposta por estes dois ultimos autores, quando utilizada para ângulos maiores do que os apresentados neste trabalho, propicia que os valores dos denominadores das equações de $C_{p_{direção}}$ e $C_{p_{desvio}}$ tendam a zero, produzindo assim o efeito das singularidade.

O comportamento das equações propostas por Treaster e Yocum, sugere que o método seja válido somente para baixos ângulos de calibração. Portanto, para este trabalho concluímos que o método de calibração de Treaster e Yocum apresenta um bom desempenho bem como o de Pisasale e Ahmed, sendo que este ultimo método proporciona uma faixa de calibração mais abrangente.

Foi também realizado um procedimento onde se obteve o campo de pressão ao longo do canal curvado utilizando a sonda de cinco furos. Os resultados obtidos foram coerentes com o já visto na literatura em relação aos principios da mecânica dos fluidos. Futuramente estes resultados serão de grande importância já que as medidas de velocidade são oriundas das de pressão, juntamente com os coeficientes adimensionais calculados no momento da calibração. Os resultados e análise apresentados neste estudo são preliminares precisando os mesmos serem continuados.

5. Nomenclatura

A	Constante escalar
α	Ângulo de desvio
τ	Ângulo de direção
Cp_{desvio}	Coefficiente de pressão de desvio
$Cp_{direção}$	Coefficiente de pressão de direção
Cp_{total}	Coefficiente de pressão total
$Cp_{estático}$	Coefficiente de pressão estática
DEN	Denominador utilizado para adimensionalizar a equação (6).
N_y	Parametro para o eixo vertical
N_x	Parametro para o eixo horizontal
N_y^*	Parametro alternativo para o eixo vertical
\bar{p}	Pressão média.
q	Pressão dinâmica no fluxo livre.
p_{total}	Pressão total
P_s	Pressão estática
P_1, P_2, \dots, P_5	Pressão medida em cada furo da sonda.

6. Agradecimentos

R.W.M.F. agradece a SECTAM/ FUNTEC pelo auxílio através de uma bolsa de Iniciação Tecnológica.

7. Referências

- Dominy, R.G. and Hodson, H.P., 1993, "An Investigation of Factors Influencing the Calibration of Five-hole Probes for Three-Dimensional Flow Measurements", *Journal of Turbomachinery*, Vol.115, pp. 513-519.
- Gregory Smith, D.G. , e Cleak, J.G.E., "Secondary Flow Measurements in a Turbine Cascade With High Inlet Turbulence", *ASME Transactions, Journal of Turbomachinery*, vol 114, 173-183, January 1992.
- Gouveia, M.S.A., Chaves, J.A.C. and Amarante Mesquita, A.L., 1997, "A Low-Cost Probe to Measure Three Mean Velocity Components", *Proceedings of the 14th Brazilian Congress of Mechanical Engineering*, Bauru-SP.
- Judd, A.M., 1975, "Calibration of a Five Tube Probe for Measuring Wind Speed and Direction", *Journal Physics E: Scientific Instruments*, Vol.08, pp. 115-116.
- Kim, Wu J. , e Patel, Virendra C. , "Origin and Decay of Longitudinal Vórtices in Developing Flow in a Curved Rectangular Duct", *ASME Transactions, Journal of Fluids Engineering* vol 116, 45-52, March 1994.
- Lee, J.C. , e Ash, J.E. , "Three-Dimensional Spherical Pitot Probe" *ASME Transactions*, 603-608, April 1956.
- Ligrani, P.M., Singer, B.A. and Baun, L.R., 1989, "Miniature Five-Hole Pressure Probe for Measurement of Three Mean Velocity Components in Low-Speed Flows", *Journal Physics E: Scientific Instruments*, Vol.22, pp.868-876.
- Morrison, G.L., Schobeiri, M.T. and Pappu, K.R., 1998, "Five-Hole Pressure Probe Analysis Technique", *Flow Measurement and Instrumentation*, Vol.09, pp. 153-158.
- Nowack, C.F.R., 1970, "Improved Calibration Method for a Five-Hole Spherical Pitot Probe", *Journal Physics E: Scientific Instruments*, Vol.03, pp.21-26.
- Pisasale, A.J. and Ahmed, N.A., 2002, "A Novel Method for Extending the Calibration Range of Five-hole Probe for Highly Three-dimensional Flows", *Flow Measurement and Instrumentation*, Vol.13, pp. 23-30.
- Sitaram, N.; Lakshminarayana, B. and Ravindranath, A., 1981, "Conventional Probes for the Relative Flow Measurement in a Turbomachinery Rotor Blade Passage", *Transactions of the ASME*, Vol.103, pp. 406-414.
- Sitaram, N. and Treaster, A.L., 1985, "A Simplified Method of Using Four-Hole Probes to Measure Three-Dimensional Flow Fields", *Journal of Fluids Engineering*, Vol.107, pp. 31-35.

- Treaster, A.L. and Yocum, A.M., 1979, "The Calibration and Application of Five-hole Probes", ISA Transactions, Vol.18, pp. 23-34.
- Wendt, B.J., e Reichert B.A., "An Inexpensive and Effective Five-hole Probe Rake", Experiments in Fluids 19 (1995) 295-296.
- Wright, M.A., 1970, "The Evaluation of a Simplified form of Presentation for Five-hole Spherical and Hemispherical Pitometer Calibration Data", J. of Physics E: Scientific Instruments, Vol.3, pp. 356-362.

CALIBRATION METHODS IN THE MEASUREMENT PROCEDURE OF A FIVE-HOLE PRESSURE PROBE

Ricardo Wallace Machado Ferreira
Universidade Federal do Pará
Caco_bass@yahoo.com.br

Yuu Itai
Universidade Federal do Pará
Yuu_itai@yahoo.com.br

Abstract

Abstract. *The multihole pressure probe is a standard instrument for measuring the total static pressure, velocity and flow direction of complicated field. They are commercially available but very high cost when compared to a single Pitot probe. This paper reports the calibration and measurement procedures implemented to work with a five-hole pressure probe in the mapping pressure and velocity wind tunnel flows. Two different methods were used to obtain flow characteristics in terms of static and total pressure and three-dimensional components. The data are obtained from the pressure information given by five steel hypodermic tubes. These tubes have a 0.9 mm outer diameter and 0.5 mm inner diameter. The calibration was carried out in a wind tunnel test facility at all combinations of pitch and yaw angles from -30° to 30°.*

Keywords: five-hole, pressure probe, flow measurement.

DESENVOLVIMENTO DE SOFTWARE DE PÓS-PROCESSAMENTO DE IMAGENS TERMOGRÁFICAS

Arno Krenzinger

Universidade Federal do Rio Grande do Sul /PROMEC Rua Sarmento Leite, 425 /90050.170 P. Alegre RS BRASIL
arno@mecanica.ufrgs.br

Luis Horácio Vera

Universidad Nacional de Nordeste, Departamento de Ingeniería Mecánica e PROMEC/UFRGS
lh_vera@yahoo.com.ar

Resumo. A termografia é uma técnica muito poderosa para medir campos de temperatura em inúmeras aplicações. Os equipamentos modernos produzem imagens digitais a partir de sensores dispostos em um arranjo plano recebendo irradiância térmica do objeto focalizado. O fluxo de radiação proporciona a determinação da temperatura do objeto, assumindo conhecida a emissividade de sua superfície. As imagens originais têm uma informação de 8 bits para cada pixel, correspondendo a uma imagem em tons de cinza. Softwares dedicados convertem esta imagem em uma impressionante imagem colorida, ressaltando detalhes térmicos não percebidos com outras técnicas. Depois de registrada a imagem, há muita informação a ser analisada com o uso de um microcomputador e de programas de pós-processamento, alguns deles muito caros e nem sempre com todas as ferramentas necessárias para a análise desejada. Com intuito de aperfeiçoar os processos de análise e de proporcionar uma ferramenta de uso mais acessível, foi desenvolvido no PROMEC/UFRGS um programa computacional para o processamento das imagens geradas por termógrafos, a partir da exportação em formato jpeg das imagens brutas adquiridas em tons de cinza e de poucas informações adicionais. O trabalho apresenta os algoritmos utilizados e os recursos proporcionados pelo programa, como capacidade de exportação matricial, traçado de perfil térmico e de correção de imagens por zonas de diferentes características ópticas.

Palavras chave: Termografia, Processamento de imagens, Termometria.

1. Introdução

As imagens termográficas podem fornecer inúmeras informações detalhadas sobre o campo de temperaturas de uma superfície ou de um conjunto de objetos. Para analisar estas informações de forma adequada são necessários softwares que reúnem uma quantidade de ferramentas facilitadoras. Estes softwares permitem realizar médias de temperatura, analisar áreas da imagem de forma separada, pesquisar pontos de temperaturas máxima e mínima etc...

Câmeras termográficas são sempre comercializadas com, pelo menos, um software funcional. Algumas funções mais avançadas são disponíveis apenas em versões também avançadas dos softwares, geralmente comercializadas a um preço bastante elevado. Além disto determinadas funções personalizadas, que sejam úteis apenas para aplicações específicas, muitas vezes simplesmente não estão disponíveis.

Com estas preocupações e com o uso sistemático de um equipamento de aquisição de imagens termográficas, resolveu-se desenvolver um software próprio, capaz de produzir imagens corrigidas e exportação de dados para serem inseridos em análises posteriores.

2. Princípio de funcionamento de uma câmera termográfica.

Alguns conceitos básicos de óptica geométrica ajudam a entender o princípio de funcionamento de câmeras termográficas. Existem objetos luminosos e objetos iluminados. Os luminosos têm luz própria e constituem uma fonte de luz, enquanto os iluminados refletem a luz proveniente de um objeto luminoso. Quando a luz incide em um meio semitransparente com índice de refração diferente da unidade, ela sofre refração e reflexão. A refração da luz é o desvio do caminho óptico quando a luz entra no novo meio. Este desvio depende do ângulo de incidência e, quando a luz completar seu percurso neste meio, novo desvio será observado, sendo dependente do ângulo de incidência da luz nesta segunda interface. Este fenômeno permite a construção de lentes, que podem focalizar uma imagem de um objeto real sobre um plano focal.

A luz visível provém de uma fonte luminosa, reflete nos objetos e é capturada pelo olho humano. No olho, a luz que penetra pela pupila é projetada pelo cristalino (uma lente natural) na retina, cujas células geram impulsos nervosos ao nervo óptico. Uma câmera fotográfica digital funciona de forma muito similar. A luz que passa pelo diafragma é projetada no plano focal pelas lentes da objetiva. Um arranjo de minúsculos sensores no plano focal é sensibilizado pela intensidade luminosa incidente e, por meio de um sistema de varredura eletrônica, descarregado em uma memória digital a qual acabará por informar, para cada pixel, a irradiância recebida em um determinado intervalo de tempo.

Uma câmera termográfica, por sua vez, também é muito similar a uma câmera fotográfica digital. Utiliza lentes para projetar uma imagem em um plano focal, onde um arranjo de minúsculos sensores registra a irradiância. A diferença é a faixa de resposta espectral da sensibilidade dos sensores e da transmitância das lentes. Filtros especiais ou

as próprias lentes cortam a luz visível, deixando apenas parte do espectro infravermelho atingir os sensores. A energia radiante para comprimentos de onda longos é oriunda de qualquer corpo, não apenas das fontes luminosas de luz visível, como lâmpadas ou a luz do dia. A câmera recebe a radiação emergente dos corpos presentes no campo de visão de suas lentes, tanto por reflexão de outras fontes como pela emissão do próprio corpo, ou seja, todos os objetos no campo de visão das lentes são simultaneamente objetos luminosos e iluminados.

Se um objeto que absorve a radiação incidente (conseqüentemente reflete pouco) está no campo de visão de uma câmera fotográfica, sua imagem visível registrará uma região escura. O mesmo objeto frente a uma câmera termográfica também não irá refletir a energia radiante do entorno, mas irá emitir radiação própria, proporcional à sua temperatura absoluta na quarta potência. Equipamentos de registro de imagens termográficas permitem desta forma realizar observações de objetos sem a presença de luz, contando apenas com as radiações térmicas emitidas pelos próprios corpos em observação.

Existem vários tipos de sensores radiométricos apropriados para detectar radiação infravermelha e também diferentes tipos de câmeras termográficas. Existem também bandas de comprimentos de onda que melhor se adaptam para diferentes faixas de temperatura dos corpos que estão sendo monitorados. Para detectar emissão de radiação de corpos próximos à temperatura ambiente é comum utilizar câmeras com resposta espectral para comprimentos de onda entre 7 e 14 μm . Este intervalo de comprimentos de onda corresponde a uma banda em que o ar atmosférico é transparente à radiação térmica, dispensando, portanto, a necessidade de praticar correções em relação à distância entre os objetos e a câmera. Vários materiais transparentes neste intervalo de comprimentos de onda poderiam ser utilizados para fabricação das lentes, sendo o germânio geralmente utilizado para esta finalidade.

Os detectores matriciais são comumente fabricados a partir de processos de deposição de óxidos metálicos formando pequenos termistores, cuja resistência elétrica é fortemente dependente da temperatura. Estes detectores são chamados de micro-bolômetros e tem dimensões da ordem de 50 μm de lado cada pixel. Isto significa que um conjunto de 76.800 sensores que formam um arranjo de 320 X 240 detectores ocupa uma área de apenas 16 mm X 12 mm. Cada pixel recebe irradiância proporcional à radiosidade de um ponto (ou região) do campo de visão das lentes e aumenta sua temperatura proporcionalmente à radiação absorvida. A temperatura atingida por cada detector é medida eletronicamente e transferida através de um sistema de varredura que resulta em uma seqüência de pulsos de tensão. Um algoritmo então pode calcular a radiosidade do objeto observado a partir da temperatura do sensor e, principalmente, o campo de radiosidade dentro do campo de visão das lentes a partir das diferenças de temperaturas entre os detectores do arranjo. Finalmente a radiosidade é transformada em uma matriz de supostas temperaturas dos objetos no campo de visão, levando em consideração alguns dados fornecidos pelo operador do equipamento, como a emissividade dos objetos e a temperatura do entorno. Esta matriz de temperaturas é representada em um "display" através de uma imagem. Muitas vezes a imagem é colorizada com um algoritmo que ressalta as diferenças térmicas dos objetos apresentando um resultado impressionante e muito útil para análise da medição realizada.

3. Radiação Térmica.

Radiação térmica é emitida pela superfície de qualquer material que tenha uma temperatura acima do zero absoluto. O movimento das cargas elétricas das partículas do material emite radiação eletromagnética em um amplo espectro que varia desde o ultravioleta ($\lambda=0,1 \mu\text{m}$) até o final do infravermelho ($\lambda=1000 \mu\text{m}$). O fluxo de energia irradiado por um corpo depende de sua temperatura na quarta potência e das características de sua superfície. A qualidade da radiação emitida também depende da temperatura do corpo. O emissor ideal, chamado de corpo negro limita o máximo fluxo de radiação térmica que pode ser emitido por uma superfície, conforme definido (Sparrow e Cess, 1978) pela equação de Planck, Eq. (1):

$$E_b(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 [\exp(hc / \lambda kT) - 1]} \quad (1)$$

onde h é a constante de Planck, k é a constante de Boltzmann, c é a velocidade da luz, T é a temperatura absoluta e λ é o comprimento de onda.

A Figura 1 mostra $E_b(\lambda)$ para diferentes temperaturas, onde se verifica que uma parte importante (73%) da radiação emitida por corpos com temperatura parecida com 300K fica em uma banda entre 4 μm e 30 μm . A área abaixo das curvas representa a potência emissiva total e é dada pela equação de Stefan-Boltzmann:

$$E_b = \int_0^{\infty} E_b(\lambda, T) d\lambda = \sigma T^4 \quad (2)$$

onde σ é a constante de Stefan-Boltzmann.

A Figura 2 mostra a transmitância espectral da atmosfera, através de uma camada de 300 m de ar, ao nível do mar, com dados adaptados a partir de gráfico apresentado por Dereniak e Boreman, 1996. Nota-se que há janelas de

transmitância alta, como toda a radiação visível (entre $0,38\mu\text{m}$ e $0,78\mu\text{m}$) e em faixas da radiação infravermelha: entre $2\mu\text{m}$ e $2,5\mu\text{m}$, entre $3\mu\text{m}$ e $5\mu\text{m}$ e entre $8\mu\text{m}$ e $13\mu\text{m}$. Multiplicando os dados da Fig.1 pelos dados da Fig. 2 obtém-se a distribuição espectral da potência emissiva da superfície de um corpo negro depois de atravessar o ar, apresentada na Fig. 3. Observa-se claramente que, para detectar radiações emitidas por corpos com alta temperatura, as faixas de infravermelho próximas do visível são mais apropriadas, (bandas entre $2\mu\text{m}$ e $2,5\mu\text{m}$ e entre $3\mu\text{m}$ e $5\mu\text{m}$) mas para as radiações emitidas por corpos com temperatura próxima da temperatura ambiente é melhor utilizar comprimentos de onda na banda entre $8\mu\text{m}$ e $13\mu\text{m}$.

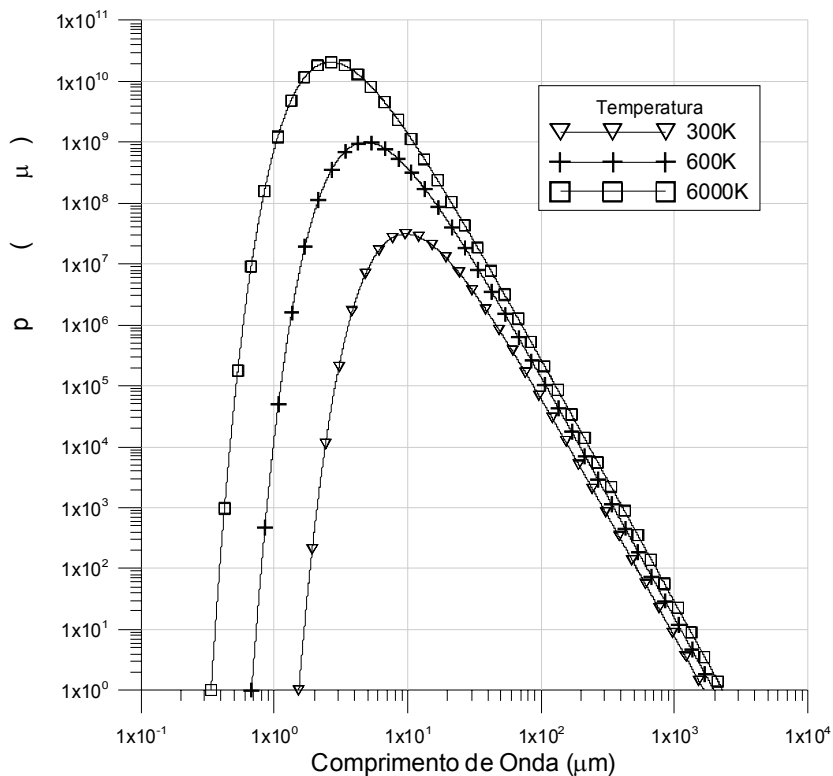


Figura 1- Potência emissiva do Corpo Negro

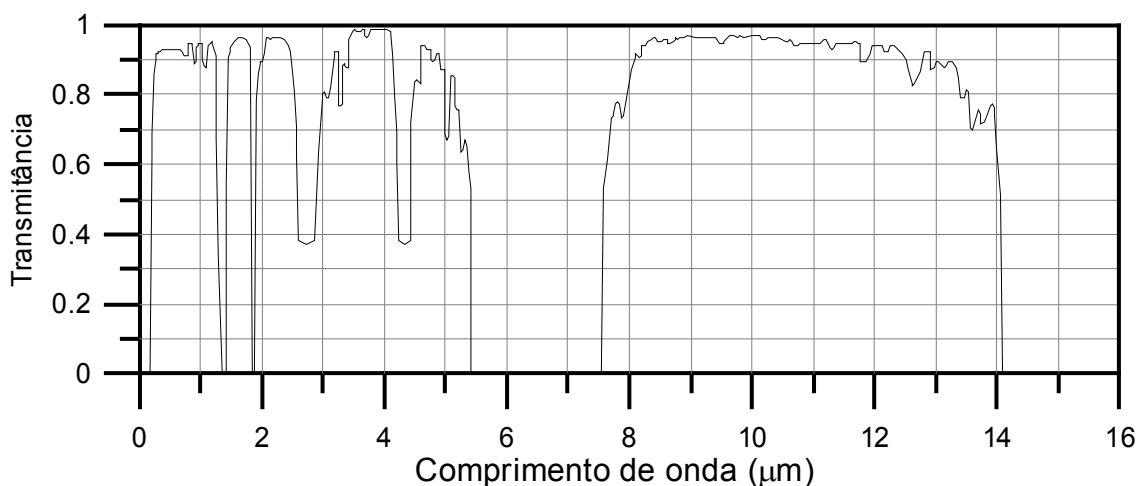


Figura 2 - Transmitância de 300 m de ar atmosférico.

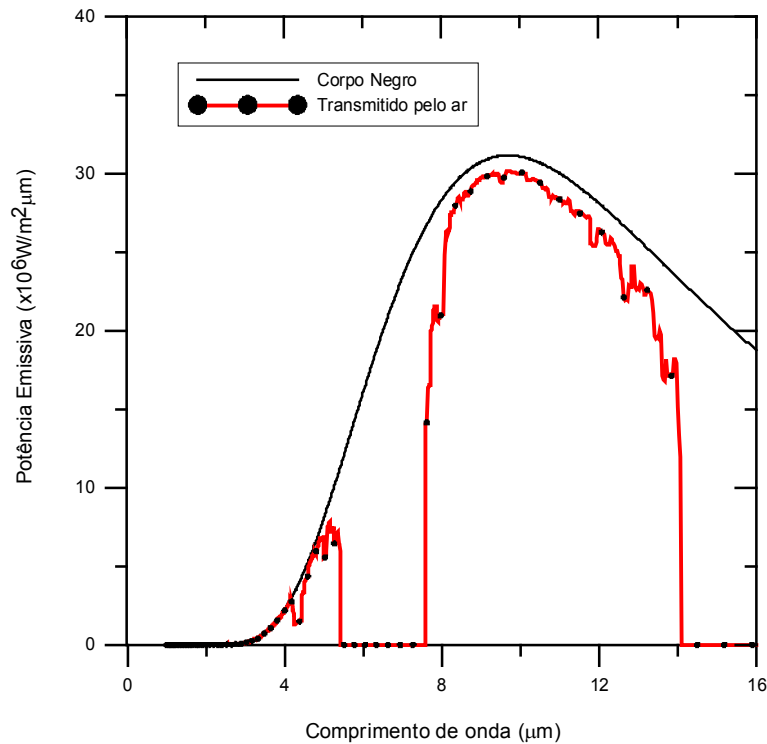


Figura 3. Potência emissiva espectral de um corpo negro a 300K antes e depois de atravessar 300m de ar.

Um corpo real tem uma potência emissiva menor do que um corpo negro. A razão entre a potência emissiva monocromática da superfície de um corpo e potência emissiva monocromática de um corpo negro à mesma temperatura é chamada emitância monocromática $\epsilon(\lambda)$ e a razão entre a potência emissiva total da superfície e a potência emissiva total de um corpo negro é chamada emitância hemisférica ou simplesmente emitância.

$$\epsilon = \frac{\int_0^{\infty} \epsilon(\lambda) E_b(\lambda, T) d\lambda}{\sigma T^4} \quad (3)$$

Existe uma alta complexidade no estudo da distribuição espacial da radiação térmica, pois é possível que a superfície tenha emitância variável com a direção, além da dependência com o comprimento de onda. Para poder generalizar a um procedimento único, assume-se que todas as superfícies tenham comportamento "lambertiano", isto é, emitem e refletem radiação difusa em todas as direções de forma proporcional ao co-seno do ângulo formado com a normal da superfície.

Supondo agora que o sensor responda apenas a radiações com comprimentos de onda entre λ_1 e λ_2 , a fração da radiosidade de um corpo negro que é captada é dada por M_b , conforme a Eq. (4):

$$M_b = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_b(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^{\infty} E_b(\lambda, T) d\lambda} \quad (4)$$

e, nesta banda, a emitância efetiva será definida pela Eq. (5) onde o sobrescrito "E" indica a limitação da banda espectral e o subscrito "X" irá indicar o objeto ao qual se refere a propriedade em cada equação.

$$\epsilon_X^E = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \epsilon(\lambda) E_b(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^{\infty} E_b(\lambda, T) d\lambda} \quad (5)$$

Definindo K como a fração da radiossidade que chega ao sensor por perdas no sistema de lentes e por ângulo sólido, pode-se dizer que a irradiância I_p recebida por um determinado pixel do sensor seja dado pela Eq. (6), onde o subscrito T (target) representa o objeto analisado e o subscrito S (surround) representa os objetos do entorno que estejam sendo refletidos de forma difusa no objeto.

$$I_p = M.K \left[\varepsilon_T^E \sigma T_T^4 + (1 - \varepsilon_T^E) \varepsilon_S^E \sigma T_S^4 \right] \quad (6)$$

As frações M e K podem ser consideradas iguais para todos os pixels. O sensor matricial terá a temperatura de cada pixel afetada pela irradiância correspondente. A cada varredura determina a relação entre a temperatura individual dos pixels e a média do plano focal e ainda compara com sensores de temperatura internos da câmara. Tendo um ponto como referência, a radiossidade é transformada em temperatura pela Eq. (7), considerando que os valores de $\varepsilon_S^E T_S$ sejam informados ao software da câmara pelo usuário.

$$T_T = \sqrt[4]{\frac{\frac{I_p}{M.K} - (1 - \varepsilon_T^E) \varepsilon_S^E \sigma T_S^4}{\varepsilon_T^E \sigma}} \quad (7)$$

Cabe salientar que muitas vezes é desconhecido do usuário o valor da emitância hemisférica dos corpos e muito mais dificuldade haveria para saber a emitância efetiva. Esta dificuldade é contornada realizando previamente estudos sobre o ambiente e os objetos com a própria câmara. Conhecendo a temperatura de objetos se pode ajustar o valor da emitância na câmara até que esta indique o valor correto de temperatura. Também usando um refletor difuso se pode estimar, com a própria câmara, a temperatura efetiva do ambiente.

Uma matriz de dados é, então, armazenada na memória do equipamento e normalizada segundo a amplitude estabelecida pelo usuário, sendo finalmente transformada em uma imagem com resolução de 8 bits, que pode atribuir uma tonalidade de cinza para cada valor de temperatura. Esta imagem com até 256 tons de cinza pode ser transformada em uma imagem colorida apresentando todo o campo visual da câmara como campo de temperaturas das superfícies focalizadas.

4. Software de Pós-Processamento de Imagens

Como já foi dito, é convencional que um equipamento de termografia seja acompanhado por um software de manuseio do mesmo e também um software para análise das imagens descarregadas em um computador. Todos estes softwares têm a possibilidade de exportar as imagens produzidas em formato de tons de cinza. Mesmo se não houvesse exportação, ainda seria possível armazenar a imagem com uma simples captura de tela.

4.1 Conversão das imagens em matrizes numéricas

Para trabalhar com os dados foi necessário em primeiro lugar identificar as temperaturas a partir da imagem. A linguagem Visual Basic conta com uma função (POINT) que retorna a informação de cor de um determinado ponto (x,y) da tela do vídeo do computador. Isto permite realizar uma varredura da tela exibida pelo programa e transformar facilmente uma imagem em uma matriz numérica. Evidentemente há de se informar a escala de tons de cinza correspondente, mas a partir destes dados, através de uma transformação linear, todas as informações sobre o campo de temperaturas registradas pela imagem ficam acessíveis para fornecer dados a diferentes algoritmos. Ainda para facilitar a inserção de imagens de diferentes origens e tamanhos (porque diferentes câmeras termográficas podem ter diferentes resoluções de imagem) foi preparada uma interface onde o usuário marca as extremidades de uma imagem com uso do mouse, ou, alternativamente, seleciona apenas uma região de cada imagem, também com o mouse. Em ambos os casos a região selecionada é redimensionada para a resolução escolhida para a matriz, que é de 360 X 240 pontos. O valor do tom de cinza de cada intervalo (ou média dos tons de cinza dos pixels encerrados naquele intervalo) é convertido em um valor numérico de temperatura pela escala especificada.

O formato para armazenar os dados correspondentes a este campo de temperatura foi de alinhar, em um arquivo de texto seqüencial, as informações de posição X, posição Y e da temperatura, gravando um arquivo no formato de uma linha para cada ponto, com valores X,Y,Z em cada linha (neste caso Z é a temperatura). Este formato é facilmente reconhecido em um grande número de programas de computador para confecção de gráficos tridimensionais.

Além deste trabalho de conversão da imagem em matriz numérica, o qual em si já envolve uma grande ajuda para análise de dados, o software desenvolvido também apresenta uma série de outros recursos, entre os quais serão citados a transferência linear, a busca por máximos e mínimos, o cálculo de dados estatísticos por área selecionada, a transformação de imagens térmicas em imagens de radiossidade, a colorização das imagens e a correção da reflexão especular.

4.2 Transferência linear de dados

Da mesma forma que os dados da imagem podem ser convertidos em uma matriz numérica, os dados de uma das linhas da imagem também podem ser convertidas em dados numéricos de um vetor. Para implementar este recurso foi preparada uma sub-rotina que seleciona dois pontos marcados pelo mouse e calcula a equação da reta que os une. Cada um dos pontos coincidentes com esta reta terá um valor de temperatura registrado, que poderá ser imediatamente gravado em um arquivo seqüencial, para posteriormente alimentar um programa de traçado de gráficos. Para que o usuário tenha uma fiel idéia do significado do gráfico antes da exportação dos dados, quando o botão do mouse é liberado o programa traça o gráfico sobre a imagem. Este recurso pode assim também ser utilizado para melhor detalhar uma variação térmica sobre a própria imagem, o que pode ser muito útil para incluir em um relatório técnico.

4.3 Busca por máximos e mínimos.

Com poucos comandos o usuário pode localizar na imagem os pontos de máxima e de mínima temperatura dentro de uma área selecionada. Esta tarefa é simples, uma vez que se dispõe de informação da temperatura correspondente a cada posição (x,y). O software faz uma varredura por todo o campo selecionado, buscando o maior valor (Tmax) e o menor valor (Tmin). Em seguida um cursor no formato de uma cruz vermelha é posicionado sobre a imagem na posição de máxima temperatura e um cursor de cruz azul na posição de mínima. Os valores destas temperaturas são visualizados.

4.4 Dados estatísticos em área selecionada

Outro recurso proporcionado pelo programa é a apresentação da temperatura média de uma região da imagem selecionada. Ao realizar esta tarefa, o programa faz uma varredura em toda a área selecionada e calcula a média aritmética dos valores incluídos. Além da média aritmética, o programa calcula também a distribuição de freqüência das temperaturas com ocorrência na área selecionada e o desvio padrão. Para a distribuição de freqüência seria necessário previamente definir a resolução da medida (intervalo em que os dados de temperatura devem ser agrupados), mas por "default" é utilizado $0,1(T_{max}-T_{min})$.

4.5 Conversão em imagens de radiosidade.

Os sensores das câmeras utilizadas para registrar as imagens termográficas originalmente medem a irradiância que recebem, a qual é proporcional à radiosidade do objeto termografado. Ao elaborar a imagem, uma conversão foi utilizada para converter estes dados em valores de temperatura. O programa proporciona a possibilidade de reverter este cálculo e obter, a partir de uma imagem onde os tons de cinza representam diferentes temperaturas, uma imagem de radiosidades do campo visual. A função calculada é dada pela Eq. (8),

$$R_p = \varepsilon_T^E \sigma T_T^4 + (1 - \varepsilon_T^E) \varepsilon_S^E \sigma T_S^4 \quad (8)$$

onde R_p é a radiosidade correspondente ao pixel P na imagem, formando uma matriz com dados em W/m^2 . A formação da imagem é realizada ao desenhar na tela pontos correspondentes a cada termo da matriz, sendo previamente definida uma escala linear para relacionar tons de cinza com os valores de radiosidade. No modo automático (default) atribui-se ao ponto com a maior radiosidade da imagem o valor 255 (branco) e ao ponto com a menor radiosidade o valor 0 (preto), associando linearmente os valores intermediários. O usuário pode, naturalmente, definir outros valores para máximo e mínimo, alterando o aspecto da imagem.

4.6 Colorização das imagens

As imagens termográficas são conhecidas por sua impressionante apresentação colorida, ressaltando pequenas diferenças de temperatura. Apesar de apresentar a mesma profundidade de informação, em 256 tons de cinza não ficam tão distinguíveis certos aspectos térmicos em uma imagem do que com 256 cores.

Em uma imagem colorida de uma fotografia digital convencional, são utilizados filtros para analisar, na captura da imagem, as composições de cores da cena original, gerando informações de graduação em vermelho (R de red), verde (G de green) e azul (B de blue) para depois combiná-las na formação da imagem resultante. Na linguagem VB, a mesma função PSET que é utilizada para desenho tem como argumentos os parâmetros (R,G,B) definindo a proporção em 256 possibilidades para cada parâmetro. A combinação dos três parâmetros simultaneamente permite alcançar 16 milhões de diferentes cores, as quais podem ser associadas em grupos de 256 cores mais apropriadas para cada situação.

Para converter imagens termográficas em imagens com cores o programa pode utilizar determinados algoritmos para combinar os parâmetros (R,G,B) de forma a ressaltar determinadas faixas de temperatura ou para dar uma interpretação mais fácil utilizando cores com um significado psicológico, como por exemplo, seguir a ordem das cores

do arco-íris (do vermelho ao violeta passando por todas as cores) ou seguir a ordem das cores de um metal aquecendo (do preto ao branco passando por vermelho e amarelo). Estes algoritmos são conjuntos de fórmulas que associam diferentes tons de cinza com diferentes combinações de (R,G,B), podendo ser utilizadas também funções numéricas que simplesmente relacionam um tom de cinza com uma combinação (R,G,B). Exatamente o mesmo procedimento aplicado a imagens de temperatura é utilizado para imagens de radiosidade.

Cabe salientar que a colorização de uma imagem termográfica por um procedimento tão artificial e arbitrário como o que foi citado não permite retornar a uma imagem de tons de cinza por um procedimento convencionalmente utilizado para fotografias, isto é, a reconversão somente é segura conhecendo o algoritmo da colorização. Por esta razão a imagem original deve ser exportada em tons de cinza pelo software da câmera e não simplesmente exportada em cores e convertida por um programa de tratamento de imagens fotográficas comercial para tons de cinza.

4.7 Correção para reflexão especular.

O procedimento descrito para converter dados de radiosidade em temperatura considera a superfície como refletora lambertiana, refletindo uma fração $(1-\epsilon)$ da radiação do entorno. Se a superfície apresenta reflexão especular pode ser necessário realizar uma correção especial. Isto será importante se houver, no campo de visão da câmera através da imagem refletida no objeto, uma fonte quente (ou fria) que se destaque do entorno comum. Considerando a superfície totalmente especular, é possível corrigir a primeira interpretação de que a reflexão tem origem no entorno, desde que sejam conhecidos os dados originalmente fornecidos ao software de aquisição (emissividade do objeto sendo termografado e temperatura do entorno) e os dados da fonte que causa uma imagem na reflexão (temperatura do objeto quente e sua emissividade). Para produzir esta correção é necessário inicialmente reverter a imagem para dados de radiosidade, conforme descrito no item 4.5. Logo, a região correspondente à imagem refletida deve ser selecionada para eliminar o efeito da reflexão do entorno e substituir pela reflexão do objeto quente.

Em uma condição sem o objeto quente, a irradiância do sensor no pixel P seria dada pela Eq. (6). Inserindo o objeto que produz a deformação na imagem, com subscrito Q, tem-se:

$$I_P^Q = K.M. \left[\epsilon_T^E \sigma T_T^4 + (1 - \epsilon_T^E) \epsilon_Q^E \sigma T_Q^4 \right] \quad (9)$$

No entanto, como o equipamento de aquisição não considerou o efeito do objeto quente, os dados são registrados segundo a Eq. (6) e transformados em temperatura pela Eq. (7). A correção é realizada somando a parcela da radiosidade do objeto quente e descontando a radiosidade do meio, previamente considerada: É importante observar que a refletância especular da superfície geralmente é bastante dependente do ângulo e, portanto, a expressão $(1-\epsilon_T^E)$ na Eq (10) deve representar a refletividade no ângulo de reflexão correto.

$$T_T = \sqrt[4]{\frac{\frac{I_P}{M.K} + (1 - \epsilon_T^E) \epsilon_S^E \sigma T_S^4 - (1 - \epsilon_T^E) \epsilon_Q^E \sigma T_Q^4}{\epsilon_T^E \sigma}} \quad (10)$$

5. Exemplos de aplicações do software

Para demonstrar a capacidade de análise com o sistema de processamento de imagens desenvolvido, a seguir são apresentadas imagens que foram capturadas com uma câmera termográfica, gravadas em tons de cinza e examinadas através do programa PROIR.

Duas imagens são analisadas neste trabalho: de um aquecedor de ambiente e de um módulo fotovoltaico que apresenta uma célula mais quente que as outras. Estas imagens foram escolhidas com o intuito de mostrar a distribuição de temperaturas para diferentes corpos emissores, mostrando assim o amplo espectro de aplicação do sistema.

Na Figura 4a pode-se apreciar a foto obtida por meio da câmera termográfica, e os valores obtidos do processamento da imagem fotografada. Para obter uma matriz de valores de temperatura foi utilizado o programa desenvolvido e, para uma melhor visualização, os valores gerados foram impressos sobre a imagem produzida como um programa comercial para gráficos, como pode ser visto na Fig. 4b.

Como já foi mencionado anteriormente, um dos recursos do programa permite o traçado de uma linha sobre a imagem e, através de um algoritmo, os valores de temperatura de cada um dos pixel sobre os quais passa a linha são lidos e transferidos para um vetor. Com esta ferramenta pode-se analisar a variação de temperatura nesses pontos e, através de uma interface gráfica própria do programa, representar a curva resultante ou os valores lidos podem ser gravados para sua análise posterior. Na Figura 4b mostra-se a linha desenhada sobre a imagem e os pontos lidos serviram para desenhar o gráfico apresentado na Fig. 5.

A possibilidade de gravar os dados da matriz gerada com a imagem demonstra ser em uma importante ferramenta para sua posterior análise. Mesmo que o próprio programa desenvolvido já possua análise estatística e desenhos gráficos,

os dados obtidos podem ser manuseados por outros softwares especializados para o tratamento e representação dos mesmos, obtendo-se gráficos 3D como o apresentado na Fig. 6.

Da mesma forma procedeu-se com a imagem adquirida do módulo fotovoltaico, obtendo-se assim a Fig. 7. Foi escolhido o exemplo do módulo fotovoltaico porque no Laboratório de Energia Solar da UFRGS está sendo desenvolvida uma pesquisa que tem como objetivo analisar as variações de temperatura que um módulo apresenta entre suas células e o efeito que este parâmetro produz sobre a eficiência do mesmo. Na Figura 7 se aprecia a mencionada diferença entre as células

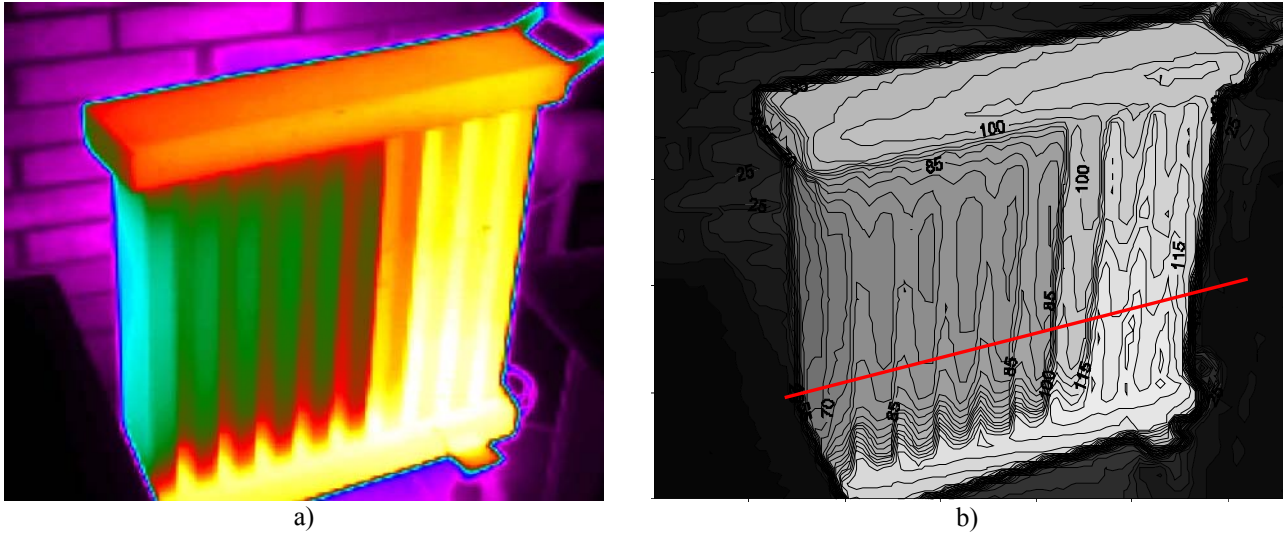


Figura 4. a) Imagem de um aquecedor obtida com a câmera termográfica, b) Mapa de distribuição da temperaturas em °C, formada a partir da matriz gerada sobre a Fig. 4a.

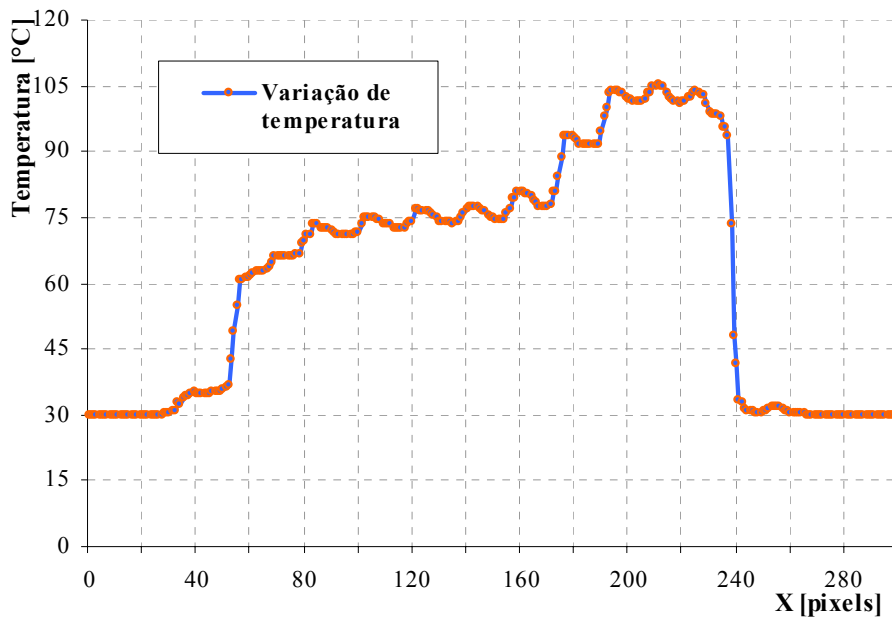


Figura 5. Perfil de temperatura que mostra a variação de temperatura sobre uma linha da imagem analisada .

Outro recurso do programa dá a possibilidade de representar em gráfico as freqüências de ocorrência dos valores de temperatura para os 86.400 valores gerados. A Figura 8 mostra a distribuição obtida, apresentada como uma janela do programa PROIR.

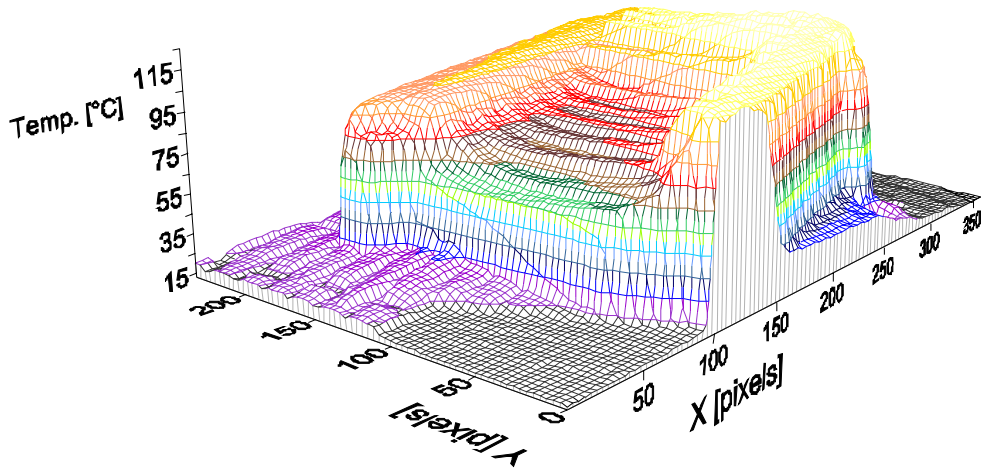


Figura 6. Superfície que mostra a distribuição de temperaturas para o aquecedor .

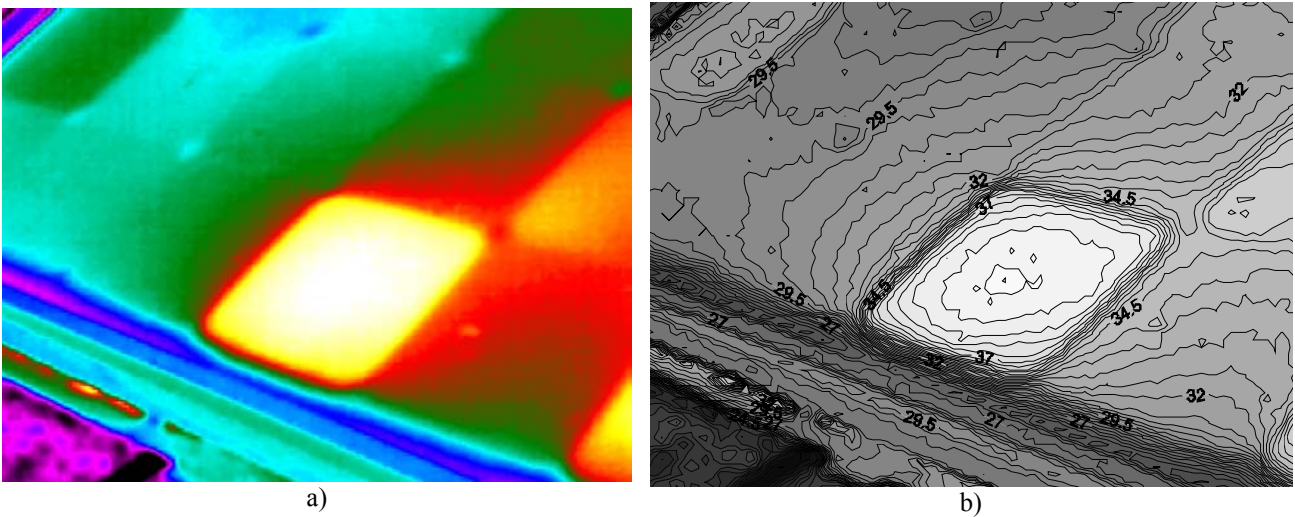


Figura 7. a) Imagem de uma parte de um módulo fotovoltaico obtido com a câmera termográfica, b) Mapa de distribuição das temperaturas em °C, formada a partir da matriz gerada sobre a Fig. 7a.

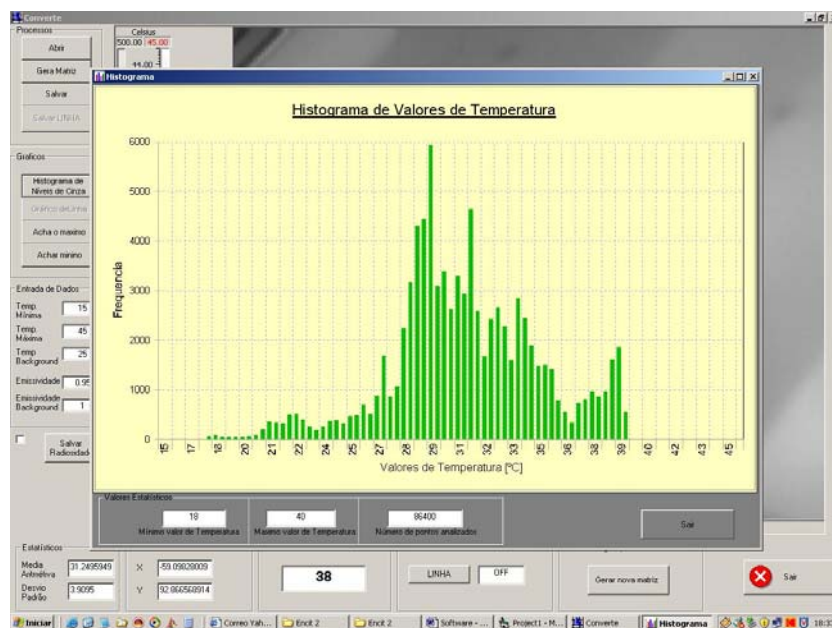


Figura 8.- Histograma apresentado pelo software que mostra a frequência de temperaturas para os 86400 dados analisados.

A Figura 9 permite visualizar a distribuição espacial de temperaturas no módulo fotovoltaico, imagem que permite ter uma melhor visão dos pontos de maior e menor temperatura da imagem com sua correspondente posição.

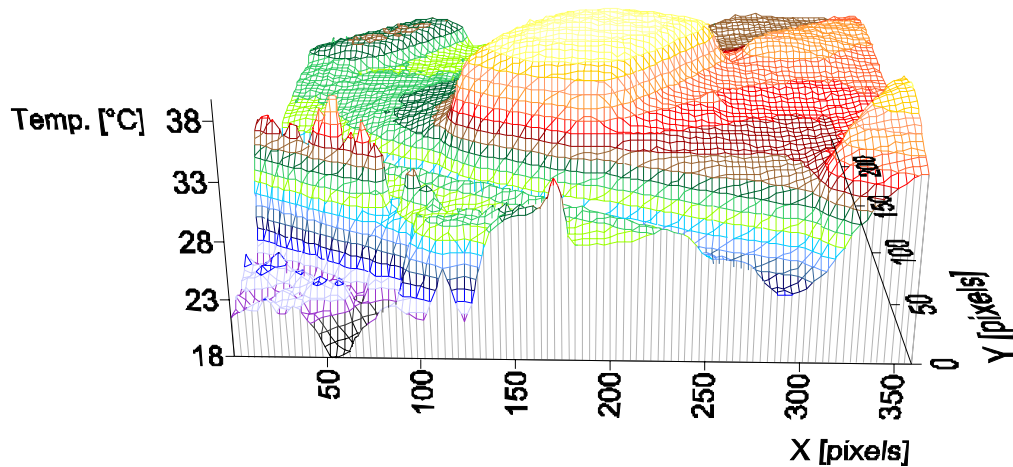


Figura 9. Superfície que mostra a distribuição de temperaturas no módulo fotovoltaico.

Para verificar o comportamento do sistema de análise desenvolvido, foram comparados os valores obtidos com o PROIR com os valores obtidos pelo software VISIR_PC (2006), que é uma versão limitada do programa Thermonitor Report System (Thermoteknix, 2001). A Tabela 1 mostra esta comparação na qual o subscrito “p” indica valores obtidos pelo programa desenvolvido e o subscrito “v” indica valores fornecidos pelo software da câmera .

Tabela 2.- Valores obtidos das imagens processadas para temperatura mínima (T_{min}), temperatura máxima, (T_{max}), temperatura média T_m e o desvio padrão dos valores.

Imagem	T_{min} [°C]	T_{max} [°C]	T_m [°C]	Desvio Padrão [°C]
Módulo _p (PROIR)	17,7	39,9	31,1	3,9
Módulo _v (VISIR)	17,6	39,9	31,0	4,0
Aquecedor _p (PROIR)	13,2	125,7	59,1	38,7
Aquecedor _v (VISIR)	13,2	125,6	59,0	38,7

Para cada análise deve-se verificar que a imagem fonte da qual se parte não tenha pixels saturados, já que este fato levará a uma interpretação equivocada nas regiões de máximas temperaturas. O usuário deverá, antes de exportar a imagem, estabelecer os limites mínimo e máximo para a conversão da imagem.

6. Conclusões

A partir da emissão de radiação térmica dos corpos, é possível sensibilizar sensores no plano focal de um sistema óptico apropriado e obter imagens proporcionais à radiosidade de um determinado campo de visão. A radiosidade pode ser transformada em valores de temperatura através de cálculos bastante simples, dando origem à imagens termográficas. Foi desenvolvido no PROMEC/UFRGS um software (PROIR) para processar imagens termográficas exportadas de qualquer sistema de captura no formato de tons de cinza. O programa está alicerçado na linearidade da informação de temperatura com o valor que representa cada tom de cinza e sua calibração depende de informações adicionais, como limites de temperatura, emissividade dos objetos e temperatura do entorno do campo de visão. Recursos gráficos e estatísticos estendem a aplicabilidade do software desenvolvido para análise de campos de temperatura. A possibilidade de exportar dados de temperatura na forma matricial permite a representação dos campos de temperatura em gráficos de isolinhas e gráficos 3D. Os valores estatísticos obtidos nas imagens depois de processadas pelo PROIR foram considerados muito consistentes quando comparados com similares valores obtidos por software comercial.

7. Agradecimentos

Os autores receberam apoio financeiro do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - CNPq, entidade governamental brasileira promotora do desenvolvimento científico e tecnológico. Os autores também agradecem a ajuda recebida pelos bolsistas de Iniciação Científica Patric Daniel Neiss e Rodrigo Cemin Scartezini na realização deste trabalho.

8. Referências

Thermoteknix, 2001. Thermonitor Reporter System User Manual. Thermoteknix Systems Ltd. Cambridge, UK
Dereniak e Boreman, 1996. "Infrared Detectors and Systems", John Wiley & Sons, New York, USA
Sparrow, E. M. e Cess, R. D., 1978. "Radiation Heat Transfer", Hemisphere Publ.Co., Washington, USA.
VISIR-PC, 2006. <http://www.thermoteknix.com/content/english/products/infraredcameras/infrared/cameras/visir/software.html>, acesso em abril de 2006.

THERMOGRAPHIC IMAGE POSTPROCESSING SOFTWARE DEVELOPMENT.

Arno Krenzinger

Universidade Federal do Rio Grande do Sul /PROMEC Rua Sarmento Leite, 425 /90050.170 P. Alegre RS BRASIL
arno@mecanica.ufrgs.br

Luis Horácio Vera

Universidad Nacional de Nordeste, Departamento de Ingeniería Mecánica e PROMEC/UFRGS
lh_vera@yahoo.com.ar

Abstract *Thermography is a powerful technique for measuring temperature fields in several applications. Modern equipment produce digital images from a plane array of sensors receiving thermal irradiance from the target. Assuming that the target emissivity is known, the measurement of the radiant flux makes possible the determination of its temperature. Original images have 8 bits information for each pixel, corresponding to a gray level image. Dedicated software converts this image in an impressive color image, sharpening thermal details not perceived using other techniques. After the image capture, there is a lot of information to be analyzed using microcomputers and post-processor softwares, sometimes very expensive and not ever with all the needed tools for the wished purpose. With the goal of perfecting the analisis processes and of giving a less expensive tool, we developed at PROMEC/UFRGS a computer software for thermography processing from the raw gray level images exported to jpeg format and little additional informations. This work presents the used algorithms and the developed software features, as the ability of matrix data exportation, thermal profile tracing and image correction in areas of different optic characteristics.*

Keywords: Thermography, Image processing, Thermometry.

EVALUATION OF THE APPROXIMATE LINEAR DYNAMIC RESPONSE OF A CONSTANT TEMPERATURE ANEMOMETER

J. B. R. Loureiro

Federal University of Rio de Janeiro
Mechanical Engineering Program
PEM/COPPE/UFRJ
C. P. 68503, Cep. 21.945-970, RJ, Brazil.
jbrloureiro@mecanica.coppe.ufrj.br

A. Lacerda

Federal University of Rio de Janeiro
Electrical Engineering Department
DEE/EE/UFRJ
Cep. 21.945-970, RJ, Brazil.
angel.lacerda@bol.com.br

J. L. Neto

Federal University of Rio de Janeiro
Electrical Engineering Department
DEE/EE/UFRJ
Cep. 21.945-970, RJ, Brazil.
luizneto@dee.ufrj.br

Abstract. *The purpose of the present paper is to carry out an experimental characterisation of the dynamical response of a low cost hot-wire anemometer. To evaluate the circuit dynamics, a square wave has been imposed to the reference offset voltage of the anemometer. The frequency response of the constant-temperature bridge has been obtained through a sine-wave test. The experimental bandwidth of the circuit operation in a real flow measurement condition was characterized through a sine-wave test in the range of 1Hz to 1MHz. Results have been compared with the theoretical transfer functions of second and third order. This comparison has shown that, depending on the particular conditions of each test, a second or third order model should be used. The natural frequency of the circuit and the damping ratio have also been found.*

keywords: *Hot-wire anemometer, Frequency response, Dynamic response, Turbulence, Experimental methods.*

1. Introduction

Hot-wire anemometry (HWA) is certainly the most traditional and important experimental technique when it comes to the establishment of the characteristics of a given turbulent flow field. Despite the many recent advances in alternative techniques that have led the field of experimental methods in fluid mechanics to an apparent level of much higher complexity, the HWA remains a very useful technique with the additional advantage of being very simple, easy-to-use, and low-cost. Furthermore, HWA is renowned for its reliability and robustness.

The popularity of the HWA has made this technique extremely well established. As such, some practices have become almost standard, routine procedure. One important concept that is frequently overlooked by researchers is the dynamic response of a constant temperature anemometer (CTA). This is, however, a crucial knowledge that is intimately related to a correct signal analysis on the frequency domain.

Turbulent flows are intrinsically very complex in nature. Even though the motion of fluids are governed by deterministic equations, the Navier-Stokes equations, turbulent motions are characterised by randomness in space and time, by the richness of scales of eddy motion and by a high degree of diffusivity. As a result, turbulent flows are typically treated on a statistical basis. Theories advanced to solve these problems are based on the concept of the Reynolds average, which decomposes an instantaneous flow field into time-averaged and fluctuating components. An statistical analysis of fluctuating components then gives us an outline of the behaviour of the turbulent flow field.

The above remarks imply that a characterization of the real dynamics of a turbulent flow field can only be possible if an instrument with high frequency response is available. More importantly, the signal response must be correctly generated, acquired and treated, so that its theoretical statistical treatment can be deemed valid, thus providing a good estimate for the phenomenon under study. In particular, the analysis on the frequency domain of the CTA output signal can furnish valuable results on time and length scales of the flow, and especially on the energy distribution along the characteristic wavenumbers of the flow. The spectral analysis of the response signal can give us important information on how turbulent eddies are produced, how energy is transferred from large eddies down to small eddies, and in which way energy is dissipated by the smallest scales of the flow.

The main objective of this brief account is to point out to the reader the extreme importance in obtaining reliable and representative data on experimental measurements in turbulent flows. In particular, we will specifically discuss data obtained through hot-wire anemometry. The present paper will explain how user-defined parameters can influence the frequency response of a CTA bridge, and will discuss the role of these parameters on the dynamic behaviour of the circuit. Typical tests presented in the literature to evaluate the transient response of the circuit in real measurement conditions will be described in detail. The results will be compared to approximated theoretical models.

To achieve our objective, the present paper will describe the dynamic response of a low cost hot-wire anemometer that is being developed at the Laboratory of Turbulence Mechanics of PEM/COPPE/UFRJ. Considerable improvements have been made on the main typical anemometer system, especially by introducing the use of digital controllers. These modifications are noticed to contribute to the increase in the signal to noise ratio. To evaluate the circuit dynamics, both a square wave and a triangular wave have been imposed to the reference offset voltage of the anemometer. The frequency response of the constant-temperature bridge has been obtained through a sine-wave test. The experimental bandwidth of the circuit operation in a real flow measurement condition was characterized through a sine-wave test in the range of 1Hz to 1MHz. Results have been compared to the theoretical transfer functions of second and third order. This comparison has shown that, depending on the particular conditions of each test, a second or third order model should be used. The natural frequency of the circuit and the damping ratio have also been obtained.

This manuscript is organized as follows. In section two we present the basic principles of operation of the hot-wire anemometer, together with a brief literature review. The description of the experimental apparatus is made in section three. The results are introduced in section four. The main conclusions of the present work are summarized in the last section.

2. A brief literature review

Hot-wire anemometry (HWA) is based on the convective heat transfer process that takes place when a heated wire is exposed to a fluid flow (Lomas (1986), Brun (1995), Perry (1982), Jorgensen (2002)). Because typical sensors are less than 5 μm in diameter and are made to withstand high temperatures, any change in fluid flow condition that affects the transfer of heat from the wire to the medium will be sensed immediately by a constant temperature HWA system. HWA can then be used to measure the velocity and temperature of the flow.

In general, one of the most important aspects of thermal anemometry is the accurate interpretation of the anemometer signal. The main purpose of any sensor calibration is to determine, as accurately as possible, the relationship between the anemometer output voltage and the physical property under consideration, in this case velocity or temperature.

Among the several possible methods that can be devised to characterise the velocity and temperature dependence of thermal anemometers signals, King’s law is the most traditional one, Eq. 1. Through this procedure, the heat transfer from the probe is assumed to be proportional to a product of the temperature difference $T_w - T_a$ and a function of the velocity, where T_w is the temperature of the heated wire and T_a is the ambient temperature. The output voltage, E_0 , of a constant temperature hot-wire anemometer can hence be represented by:

$$E_0^2 = A + B\bar{U}^n(T_w - T_a), \tag{1}$$

where A , B and n are constants to be determined, and \bar{U} is the mean flow. More details of the basic principles of operation of the constant temperature anemometer can be found in Loureiro et. al. (2002).

The simplified circuit of a typical CTA bridge is presented in Fig. 1, where R_W is the wire hot resistance, R_a and R_c set the bridge ratio, L_b compensates the inductance of the cable, R_b compensates the resistance of the cable and sets the final temperature, K is an equivalent gain of the amplifier, E_S is an off-set voltage needed to allow the circuit to begin to operate and is responsible for its stability. In order to set the wire overheat, one must define a value for R_b . Then, the wire resistance/temperature is only determined by R_a/R_c since the Wheatstone bridge is automatically balanced by the feedback amplifier (Weiss (2002)).

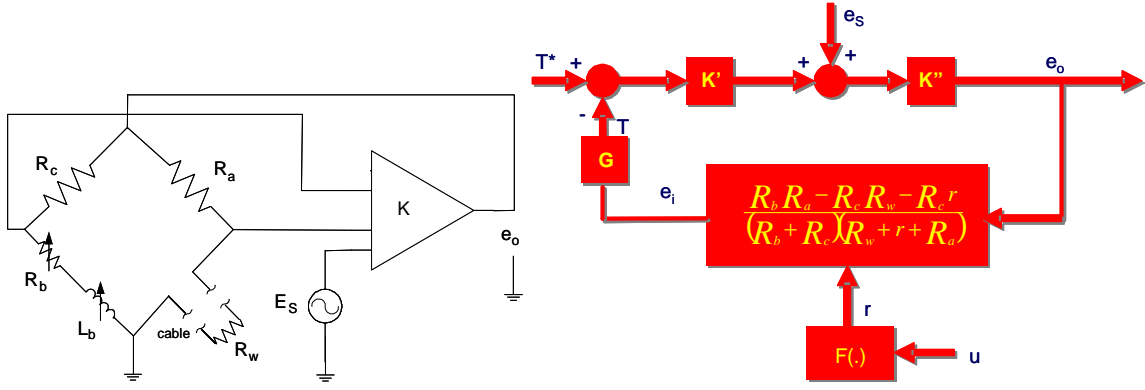


Figure 1: Simplified circuit of the CTA bridge (on the left) and block diagram of the feedback system (on the right).

For the dynamic tuning of the CTA, the direct method consists in superimposing sinusoidal velocity variations of known amplitude to a constant flow field. All methods available, however, are of difficult accomplishment and are restricted to low frequencies.

The linear control approach of hot-wires to constant temperature has been reported in the literature by different authors, e.g. Perry (1982), Freymuth (1997), Weiss (2002). The earliest theory was the first order approximation introduced by Weske (1943). Basically, this theory represented the role of the amplifier gain in overcoming the thermal lag caused by the hot-wire thermal inertia, what allowed for achieving high frequency response. The importance of proper damping for optimization of the frequency response was discussed by Kovaszny (1948) in the context of a linear theory.

This linear theory was extended to a third order theory by Berger et al. (1963) and also by Freymuth (1977), so that the effects of second order damping on frequency optimization could be accounted for.

However, Perry and Morrison (1971) and Wood (1975) supported the view that a second order control theory was sufficient to describe the dynamics of modern constant temperature hot-wire anemometers. The authors admit that the system has basically three poles, and one of these poles has a magnitude far beyond the range of interest in anemometers' applications. Therefore, a second order theory is a faithful description of the problem. More recently, though, Freymuth (1997) supported that a third order theory is essential.

The present work has then decided to evaluate both the second and the third order theory against eight different test cases. The procedure generally used to evaluate the CTA dynamics is to impose an electrical perturbation on the circuit. Lomas (1986) suggests the application of the perturbation signal in parallel to the hot-wire on the Wheatstone bridge, whereas Perry (1982) proposes that the perturbation should be added to the reference offset E_s voltage of the circuit. This latter method was used in the present work.

If the perturbation signal is e_s , and e_o is the output voltage then a perturbation analysis yields:

$$e_o = \frac{K_2(T_1 s + 1)e_s + K_1 u}{T^2 s^2 + 2\zeta T s + 1}, \quad (2)$$

where u is a perturbation velocity. The small voltage signal disturbance e_s and the velocity perturbation u are decoupled in the numerator of Eq. 2. Therefore, by analysing the CTA response due to e_s in the frequency domain, we can obtain the bandwidth for the velocity fluctuations. The constants of Eq. 2 are functions of the bridge parameters.

The simplified block diagram of the feedback system is presented in Fig. 1, where r is a variation on R_w due to the influence of the flow on the heat transfer process and $F(\cdot)$ is a non-linear function. For small perturbations the system can be modeled by transfer functions relating e_o to e_s and to u , which coefficients are functions of the circuit parameters and the operation point. Fig. 2 shows how the systems' poles and zeros are generally affected by E_s , K , \bar{U} and the overheating factor a .

3. Experimental apparatus

The Laboratory of Turbulence Mechanics has two open-circuit wind tunnels. The larger tunnel was specially designed and constructed to simulate environmental flows. A detailed description of this facility can be found in Cataldi et. al. (2001). The second one is a low-turbulence wind tunnel with turbulence intensity levels of the order of 0.2%. This facility can be set to run at velocities that can reach 10 m/s. Its test section is 4 m long and the cross section area is 0.30 x 0.30 m.

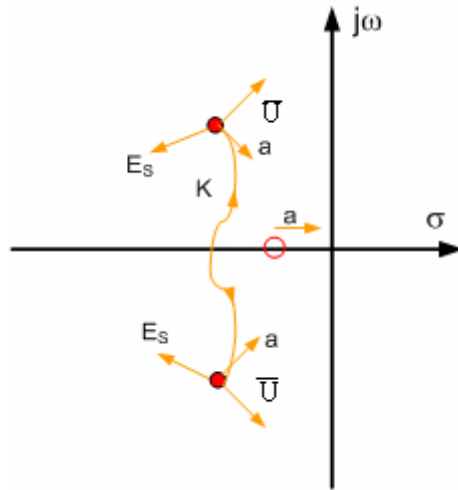


Figure 2: Poles displacement as functions of E_s , K , \bar{U} .

Both tunnels have honeycombs and screens to control the turbulence levels and to guarantee a uniform flow. The computer-controlled traverse gears are two-dimensional and capable of positioning sensors with an accuracy of 0.1 mm. For the present work, both wind tunnels were used. The experiments were conducted in a controlled environment, with the laboratory temperature set to $18.0\text{ }^{\circ}\text{C} \pm 0.5\text{ }^{\circ}\text{C}$. An illustration of the atmospheric wind tunnel is shown in Fig. 3. The frequency response tests were performed on the low speed wind tunnel. In addition, measurements on the flow in the wake of a circular cylinder were conducted at the aerodynamic wind tunnel.



Figure 3: Illustration of the low speed wind tunnel.

The main wind tunnel characteristics are:

- Circuit: open.
- Test section: 0.67 m high, 0.67 m wide and 10 m long.
- Wind speed: continuously variable from 0 to 3.5 m/s.
- Longitudinal pressure gradient: adjustable to zero by means of an adjustable ceiling.

- Turbulence intensity: below 2
- Number of resistances used to heat the incoming air: 10.
- Resistances capacity: 10 kW.

A hot-wire probe, made at the Laboratory of Turbulence Mechanics-UFRJ, is illustrated in Fig. 4, which also shows the sensor in position inside a wind tunnel.

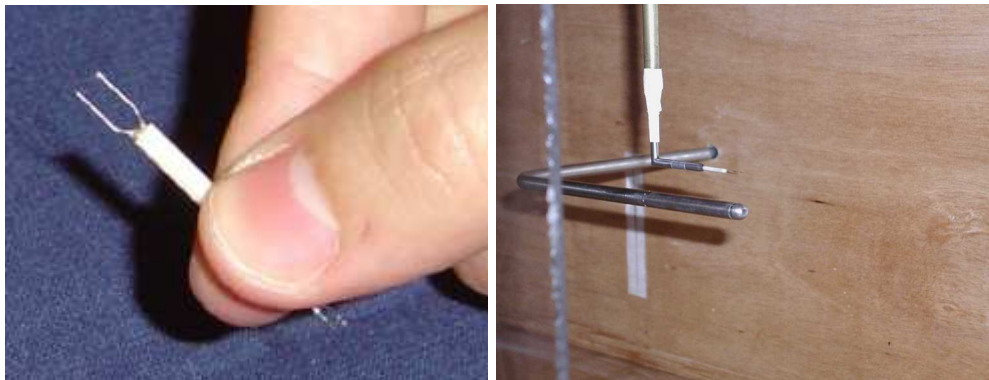


Figure 4: Illustration of a single hot-wire sensor (on the left) and a Pitot tube along with a hot-wire sensor inside the wind tunnel (on the right).

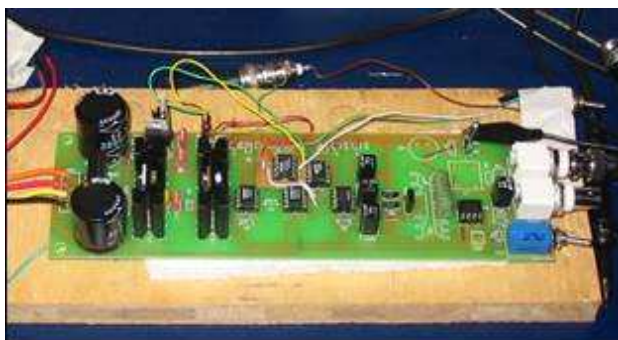


Figure 5: Illustration of a prototype of the constant temperature anemometer bridge.

4. Results

The constant temperature anemometer was developed and constructed in the Laboratory of Turbulence Mechanics (PEM/COPPE/UFRJ). Some improvements have been added to the original design in order to let this instrument to be controlled digitally, and for the entrance parameters to be adjusted by computer. The resistances used for the adjustment of the overheating ratio were substituted by digital potentiometers, and their values are set by a computer interface actuating on a dedicated micro-controller. A separate circuit used to perform the dynamical response test has also been included to the anemometer. An illustration of the prototype of the hot-wire anemometer is presented in Fig. 5.

The tests were performed with a Dantec hot-wire probe model 55P15, in a 20:1 Wheatstone bridge rate. The sensor was placed inside the wind tunnel, exposed to the freestream. Eight different operating conditions listed in Table 1 were specified by modifying E_S , K , \bar{U} and a . For the present experiments, the only parameter that was not varied was the bridge inductance L_b .

4.1. Frequency response tests

The frequency response test was performed by adding a sine-wave perturbation to the reference offset voltage, in the range of 1 Hz to 1 MHz. This test was applied to each case listed in Table 1. All the results are shown in Fig. 6.

Table 1: Configuration of the performed tests.

Case	$\bar{U}(m/s)$	OHR	Gain K	Offset $E_S(V)$
1	1.5	1.8	200	0.583
2	3.0	1.8	200	0.583
3	1.5	1.5	200	0.583
4	1.5	1.8	100	0.583
5	1.5	1.8	200	2.500
6	1.5	1.8	200	0.517
7	1.5	1.5	200	0.517
8	1.5	1.8	100	0.517

Please note the detrimental effects of using a low overheat ratio (Case 3) and a high offset voltage values (Case 5). These results are characterised by the absence of a well defined peak frequency and smaller bandwidths. The optimum operational condition is shown in Case 8, which presents a sharp peak and the highest frequency bandwidth. It must be highlighted here that the final frequency response to the fluid flow is flat until the peak frequency. For higher frequencies, the response is attenuated by 40 dB/decade.

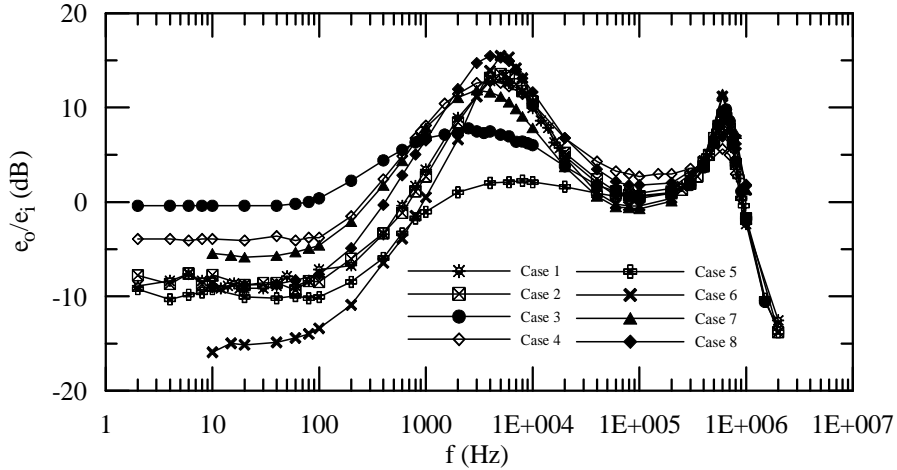


Figure 6: Frequency response test.

4.2. Square-wave test response

The results of the transient and frequency response tests were used to identify the transfer functions for each case. First, we assume that the CTA can be modeled by a transfer function with two complex poles, a real zero and a gain, as suggested in Perry (1982). Hence, the high frequency dynamics shown in Fig. 6 must be neglected, and the first resonant peak and its peak frequency must be calculated. The parameters of the theoretical transfer functions are obtained by performing a comparison between the simulated and the measured step responses. If the second order simplification does not agree with the real square-wave response, then a third real pole and a second real zero are added to the transfer function. The estimated functions are shown in Table 2. Fig. 7 shows the agreement between the experimental and simulated step responses for the eight cases studied.

As can be seen, in three of the eight tested cases the system had to be modeled with a third order transfer function, Fig. 7c, 7d and 7e, which corresponds to Cases 3, 4 and 5. Although the added pair of real zero-pole has magnitude considerably larger than the dominant poles and zero, its effect must be considered in order to have a near perfect agreement between the simulated and the experimental step responses. These results support the conclusions of Freymuth (1997).

Table 2: Results for the transfer functions adjusted to the experimental square-wave response.

Case	Poles	Zeros	Gain
1	$-26200 \pm j 21300$	-1000	220000
2	$-25000 \pm j 24000$	-700	221000
3	$-6000 \pm j 1500$	-1200	200000
	-100000	-9000	
4	$-14000 \pm j 100$	-800	260000
	-45000	-13000	
5	$-8500 \pm j 3000$	-600	170000
	-160000	-10000	
6	$-20800 \pm j 31300$	-350	221000
7	$-23300 \pm j 6100$	-1500	187000
8	$-25000 \pm j 18000$	-800	291000

4.3. Experimental Measurements

To verify the anemometer response and the analysis performed above, measurements have been carried out in a turbulent wake behind a circular cylinder. The results are illustrated in Figure 8. With the hot-wire placed approximately at the shear layer which is formed behind a circular cylinder, measurements were performed for two different potential flow velocities U , Fig. 8a and Fig. 8b. The signal responses were analysed in the frequency domain to determine the frequency in which vortices were shedding. The calculated Strouhal number are in the range of $S = 0.18$, where $S = nD/U$, n is the vortice shedding frequency and D is the diameter of the cylinder ($D = 23$ mm). For the present Reynolds number, $Re \approx 10^4$, these results are in good agreement with the predictions of classical theory (see Schlichting (1979)). The characteristic behaviour of the inertial sublayer is illustrated in Fig. 8d.

5. Conclusion

The present work has described tests performed to illustrate the dynamics of a low cost hot-wire anemometer developed at PEM/COPPE/UFRJ. The transfer functions for the CTA have been derived for eight different operating conditions, from experimental data obtained with the injection of sine and square-wave perturbations on the circuit. The bandwidth of the circuit was characterized through a frequency response test using a sine-wave in the range of 1Hz to 1MHz. The transient response of the system has been assessed by the imposition of square-waves on the reference offset voltage of the circuit, together with the hot-wire sensor exposition to a real flow field. The work has shown that for some conditions the second order modeling is not acceptable, only a third order transfer function allows a near perfect fitting between the simulated and experimental results.

Measurements in the flow behind a circular cylinder have been carried out in order to illustrate the performance of the CTA anemometer. Results present a good agreement with theoretical predictions.

Plans for the future include a comparison of the present results with the response of a commercial CTA bridge and the development of thermal anemometry to perform measurements in separated flows.

6. Acknowledgements

The work was financially supported by CNPq through Grant No 472215/2003-5 and by the Rio de Janeiro Research Foundation (FAPERJ) through Grants E-26/171.198/2003 and E-26/152.368/2002. JBRL and ASM benefited, respectively, from a PhD and MSc Scholarship from the Brazilian National Research Council (CNPq).

7. References

- Berger, E. Freymuth, P. Froebel, E.: 1963, Theory and design of constant temperature anemometers. “Konstruktion”, 15, 495–497.
- Brun, H. H.: 1995, Hot-Wire Anemometry: Principles and Signal Analysis, Oxford University Press.
- Cataldi, M., Loureiro, J. B. R., Pimentel, L. C. G. and Silva Freire, A. P.: 2001, Design Features and Flow Measurements in a Thermally Stratified Wind Tunnel. “XVI Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica”, Uberlândia.

- Freytmuth, P.: 1997, Second or Third Order Control Theory for Constant-Temperature Hot-Wire Anemometers?, “Experiments in Fluids”, Springer-Verlag, pgs. 175-176.
- Freytmuth, P.: 1977, Frequency response and electronic testing for constant temperature hot-wire anemometers, “J. Phys. E. Scientific Instrum.”, 10, 705–710.
- Jorgensen, F. E.: 2002, How to measure turbulence with hot-wire anemometers - a practical guide, “Dantec Dynamics”.
- Kovaszny, L. S. G.: 1948, Simple analysis of the constant temperature hot wire anemometer, “John Hopkins University”, Report Aero/JHU CM-478.
- Lomas, C.G.:1986, Fundamentals of hot-wire anemometry.
- Loureiro, J. B. R., Rodrigues, D. A., Cataldi, M. and Silva Freire, A. P.: 2002, Reducing Data on Low Reynolds Number. “IX Encontro Nacional de Ciências Térmicas”, (ENCIT), Caxambu, MG.. Anais do IX Encontro Nacional de Ciências Térmicas (ENCIT).
- Perry, A. E.: 1982, Hot-wire anemometry, Clarendon Press Oxford.
- Perry, A. E. and Morrison, G. L.: 1971, A study of the constant temperature hot wire anemometer. “J. Fluid Mech.”, 47, 577–599.
- Schlichting, H.: 1979, Boundary-layer theory.
- Weiss, J.: 2002, Experimental Determination of the Free Stream Disturbance Field in the Short Duration Supersonic Wind Tunnel of Stuttgart University, “Doctorate Thesis”, Stuttgart University.
- Weske, J. R.: 1943, A hot-wire anemometer circuit with very small time lag. NACA TN 881.
- Wood, N. B.: 1975, A method for determination and control of the frequency response of the constant-temperature hot-wire anemometer. “J. Fluid Mech.”, 67, 769–786.

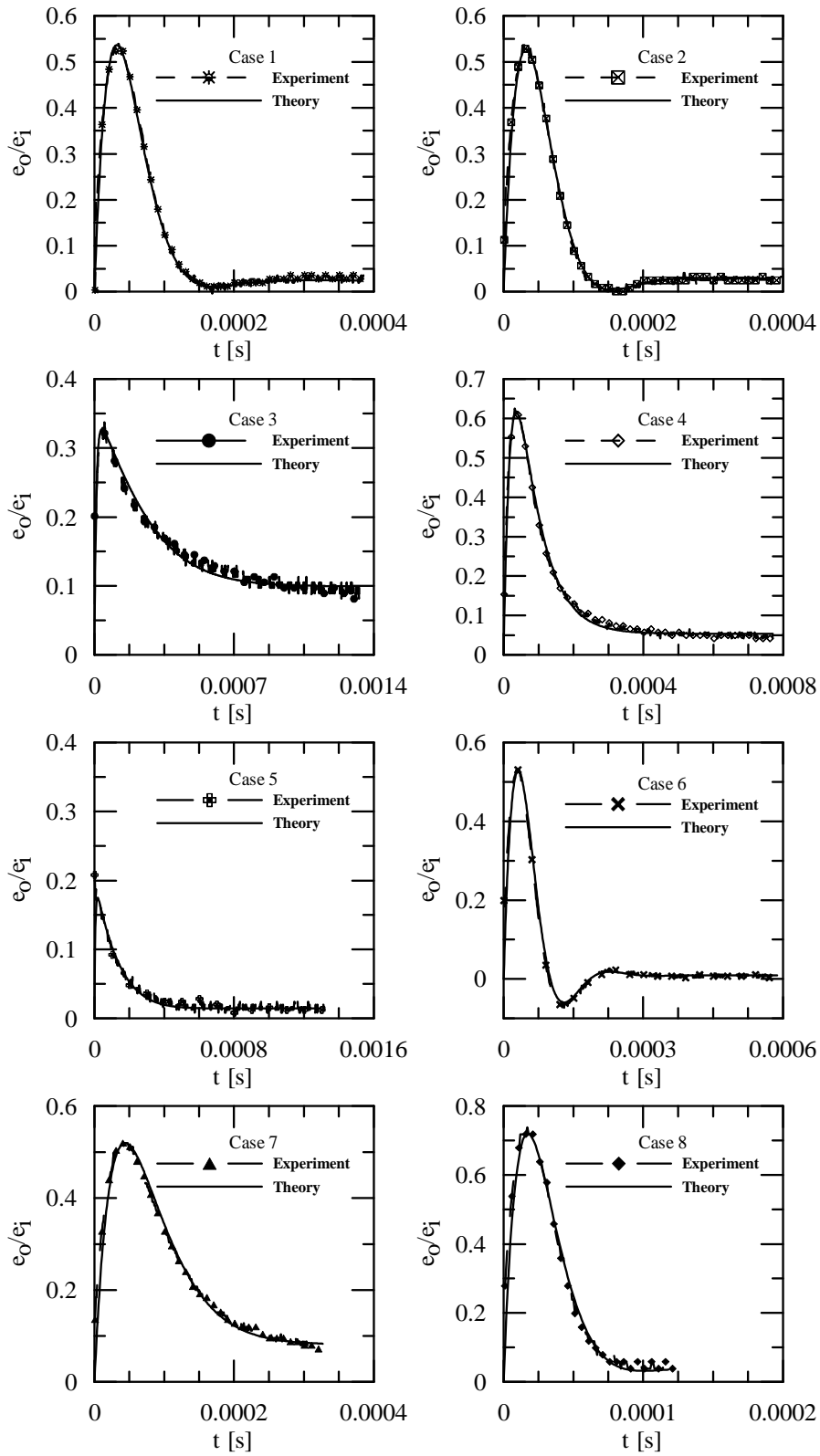


Figure 7: Square-wave test.

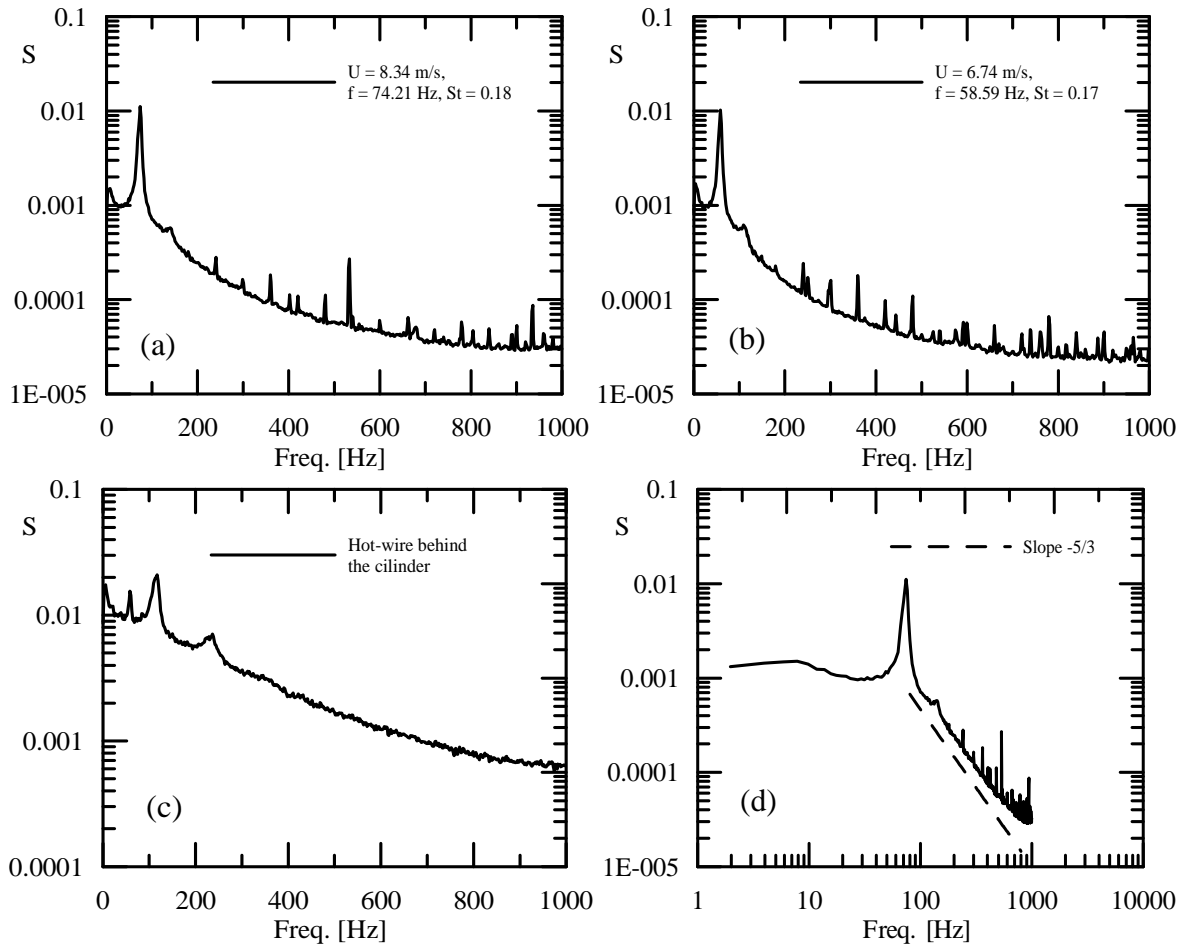


Figure 8: Flow behind a circular cylinder. Spectral analysis of the measurements performed with the CTA bridge at: (a) the mixing layer, $U_{\infty} = 8.3$ m/s, (b) the mixing layer, $U_{\infty} = 6.7$ m/s, (c) the wake flow, (d) illustration of the characteristic behaviour of an inertial sublayer.

EXPERIMENTAL STUDIES ON THE THERMAL BEHAVIOUR OF A TAPERED ROLLER BEARING ASSEMBLY

Vilmar Arthur Schwarz

Universidade Federal de Itajubá, Instituto de Engenharia Mecânica, Itajubá, MG.
vilmar@unifei.edu.br

Abstract. *The purpose of this paper is to present a description of a twin tapered roller bearing assembly and the measurement systems for carrying out an experimental analysis on the thermal behaviour of the assembly, taking into account mainly the bearing friction torque and the operating temperatures of the shaft, bearings and housing. The results are obtained for a range of rotational speeds and loading conditions. The temperatures of the bearing are taken for the inner and the outer raceways, simultaneously with the guide flange lip/roller and contact.*

Keywords. *tapered roller bearing, friction torque, temperatures, heat generation.*

1. Introduction

Tables and formulae for the estimation of rolling contact bearing service life under a variety of operating conditions are given in bearing manufacturers catalogues. However, predictions of bearing behaviour made by using these basic design guides have often led to unsatisfactory results, particularly when thermal factors are involved.

As requirements of rotational speeds, loads, surrounding temperature, or a combination of these three parameters became more demanding, premature failure of rolling contact bearings arising from temperature effects became increasingly common and led to catastrophic and expensive losses. Examples of these temperature effects are:

a) changes of loading conditions resulting from thermal movement of the assembly components, such as axial expansion of the shaft, or housing, or both.

b) Changes in the bearing clearances owing to differential thermal expansion of the bearing rings and rollers, with concomitant effects on the bearing performance, such as torque increase and the eventual establishment of a "thermal spiral".

The aim of this paper is to present an experimental analysis on heat generation and temperature distribution in a tapered roller bearing housing consisted by two identical tapered roller bearings disposed in the so called back-to-back or indirect mounting, bath lubricated by a SAE 20 oil.

A comprehensive description of the test rig and instrumentation is presented, including the load application/measuring system as well as torque and temperature measurement systems.

For purposes of assessing the steady state spacial temperature distribution throughout the whole bearing assembly an array of chromel/constantan thermocouples is used, each couple being located at convenient points within the shaft, bearing rings and housing. In order to install thermocouples in the bearing rings, spark eroded holes were drilled at the bearing cup (outer ring) from the outer diameter to the outer raceway, without trespassing, leaving about 0.5mm thickness from the raceway. With the same special care, no trespassing holes were drilled from the side to the lip of the guide flange of the bearing inner ring, as well as from the bearing bore to the inner raceway.

Apparently, no attempt has been done to access directly the temperature of the cone rib/larger roller ends contact simultaneously with the inner and outer raceways temperatures. Parker and Signer (1977), by measuring the operating temperatures of the cone outer face, cup outer surface, cone bore (shaft outer surface) together with lubricant inlet and outlet temperatures, showed that direct cone-rib lubrication significantly improves the performance of taper roller bearings at high speeds. For example, at a speed of 10,000 rpm the cone outer face temperature was 34°C lower when direct cone-rib lubrication was used rather than lubrication by impingement only, for the same total oil flow rates. However, they did not measure directly the operating temperatures of the cone-rib/large roller end contact, neither the inner and outer raceways temperatures.

Other papers may be found in the literature, dealing with bearing friction torque in tapered roller bearings, without the measurement of the inner and outer raceways temperatures simultaneously with the guide flange lip temperatures, as follows.

Wren and Moyer (1972), investigated theoretically the lubrication conditions in taper roller bearings, over a wide range of speed, loads, and viscosities. They used EHL point contact theory for analysing the lubrication regime between the roller large end and guide flange, while EHL line contact theory was employed for the lubrication analyses for the rolling contact between the rollers and raceways. They concluded that the thickness of the lubricant film between the large roller end and the guide flange was 1.5 to 3.0 times greater than the corresponding film thicknesses at the raceway contacts. All film thicknesses increased with speed, but decreased with thrust load, and these effects of speed and load on film thicknesses were more preponderant for the oil film established between the roller ends and the guide flange.

The effect of speed on the oil film thickness between roller end and guide flange was indirectly confirmed by measuring the rib-roller end friction torque. This torque decreased substantially with speed. They also demonstrated experimentally that, for normal operating conditions, rib torque is insignificant relative to the total bearing torque.

Cretu, S. et al (1995) carried out an analysis on the dynamic behaviour of tapered roller bearings, including the oil film thicknesses at the inner and outer raceways, roller end/lip contact and bearing friction torque. The results for a 32212 tapered roller bearing, running at 100 rpm and under a 3kN thrust load, showed an oil film thickness at the inner raceway contact varying along the roller length, from about $0.372 \mu\text{m}$ at the smaller end to about $0.41 \mu\text{m}$ at the roller larger end. As for the rib/roller end contact the oil film thickness was greater, and the corresponding calculated friction torque being only about 0.0012 N.m for the range of 0.75 to 0.85 values of the ratio between the spherical roller end and the rib radii. Such a friction torque value is absolutely insignificant as compared to the experimentally obtained total bearing friction torque presented by Cretu, which, for a 3000 rpm rotational speed were about 2.8 N.m and 5.1 N.m, for a SAE 20 oil and a Vactra no.4 oil, respectively.

For a larger tapered roller bearing, Wang et al (1996) obtained theoretical rib/roller end friction torques of about 0.0025 N.m, 0.0015 N.m and 0.0018 N.m for rotational speeds of 1000 rpm, 1500 rpm and 3000 rpm, respectively.

2. The test rig

The experimental work was carried out on a specially instrumented rolling contact bearing test rig which allows the following measurement capabilities:

- a) Bearing loading (radial and axial)
- b) Test-shaft rotational speed
- c) Bearing operating torque
- d) Spatial temperature distributions within bearing components, shaft, housings and at specific points in the bedplate/foundations.

The general arrangement of the test rig is shown in Figs. 1 and 2. Power is supplied to the rig from a 3 HP, electric motor via a hydraulic speed variator unit, allowing continuous speed variation from 0 to 5600 rpm. Vibrations within the test module are kept to a minimum by mounting the test-shaft, bearing housings and the drive units on separated mild steel surface-ground gauge plates of 40mm thickness, these being grouted and bolted to a large concrete foundation block. The whole assembly is isolated from external vibrations by sitting the concrete block on rubber pressure mats.

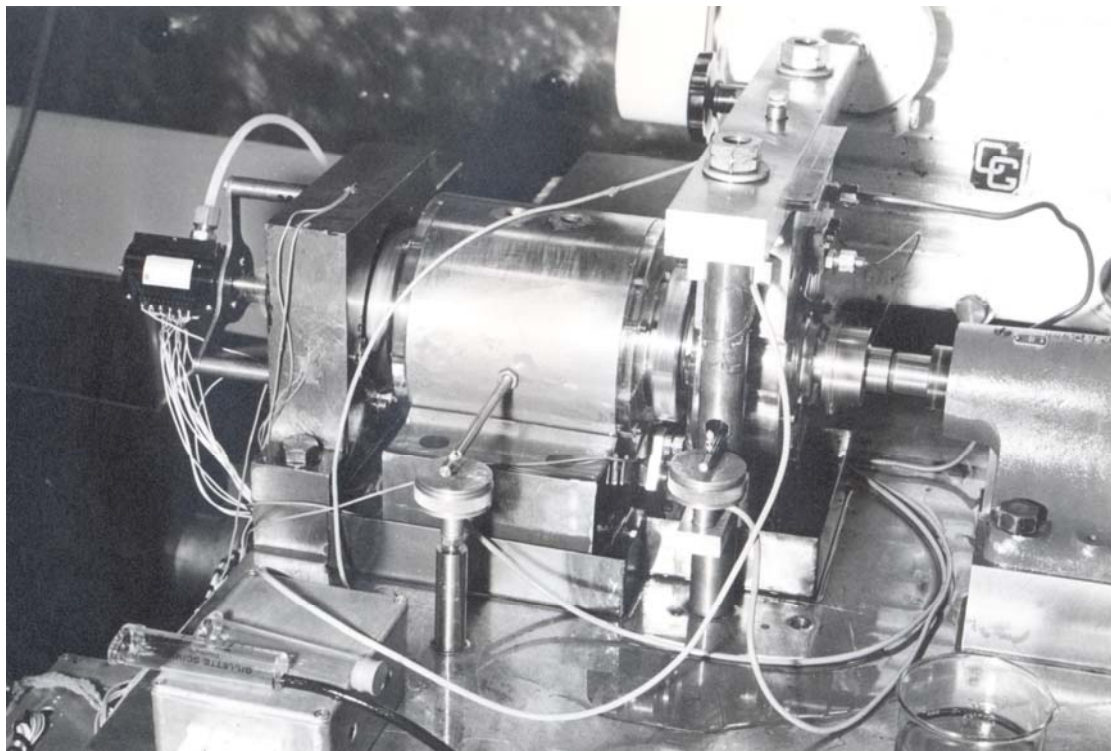


Figure 1. The test rig, showing the load cells, thermocouples and slip-ring unit

As shown in Fig. 2, the test module proper consists essentially of two identical taper roller bearings (11), mounted back-to-back on the test shaft (13) and contained within a cylindrical sleeve (12). The latter rests on a hydrostatic

bearing (14), which applies radial load to the system. A constant oil film thickness is maintained between the loading block (14) (also shown in Figure 3) and the bearing mounting ring (12) by the external oil pressure to the system.

Reaction to the applied load is provided by two identical cylindrical roller bearings (7) fitted onto each end of the test-shaft (13). The forward bearing (7) is mounted in a conventional housing (8) (bolted down to the bedplate) whilst the rear one is carried in the cylindrical sleeve (6) of an inverted hydrostatic system (5). The hydrostatic block (5) is mounted between the rear housing (6) and a horizontal ground steel plate (4), alignment being provided by a hemi cylindrical hydrostatic pad. The horizontal beam (4) is clamped to two pillars (3), which are threaded to the bedplate (2). The twin pillars, therefore, directly react the radial load applied to the rear cylindrical roller bearing.

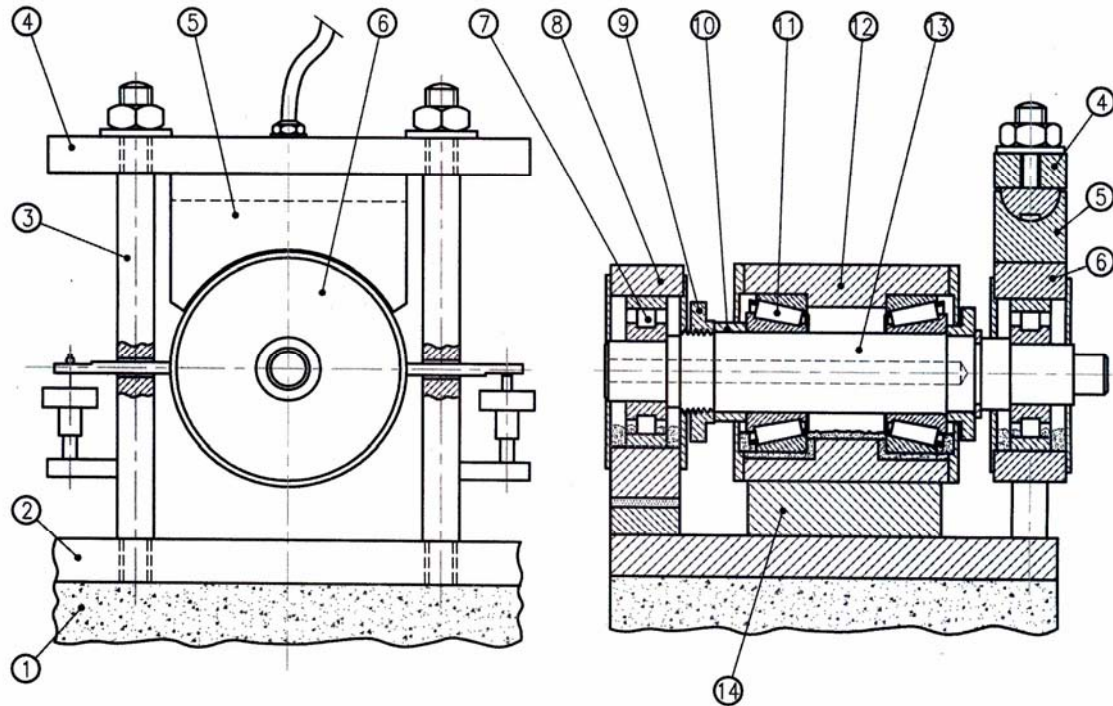


Figure 2. The test module, showing the test shaft and the twin tapered roller bearings

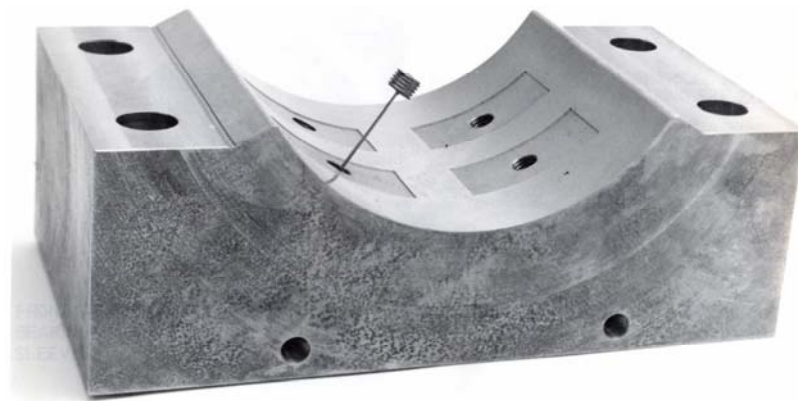


Figure 3. The four pockets hydrostatic block with a partially removed capillary restrictor

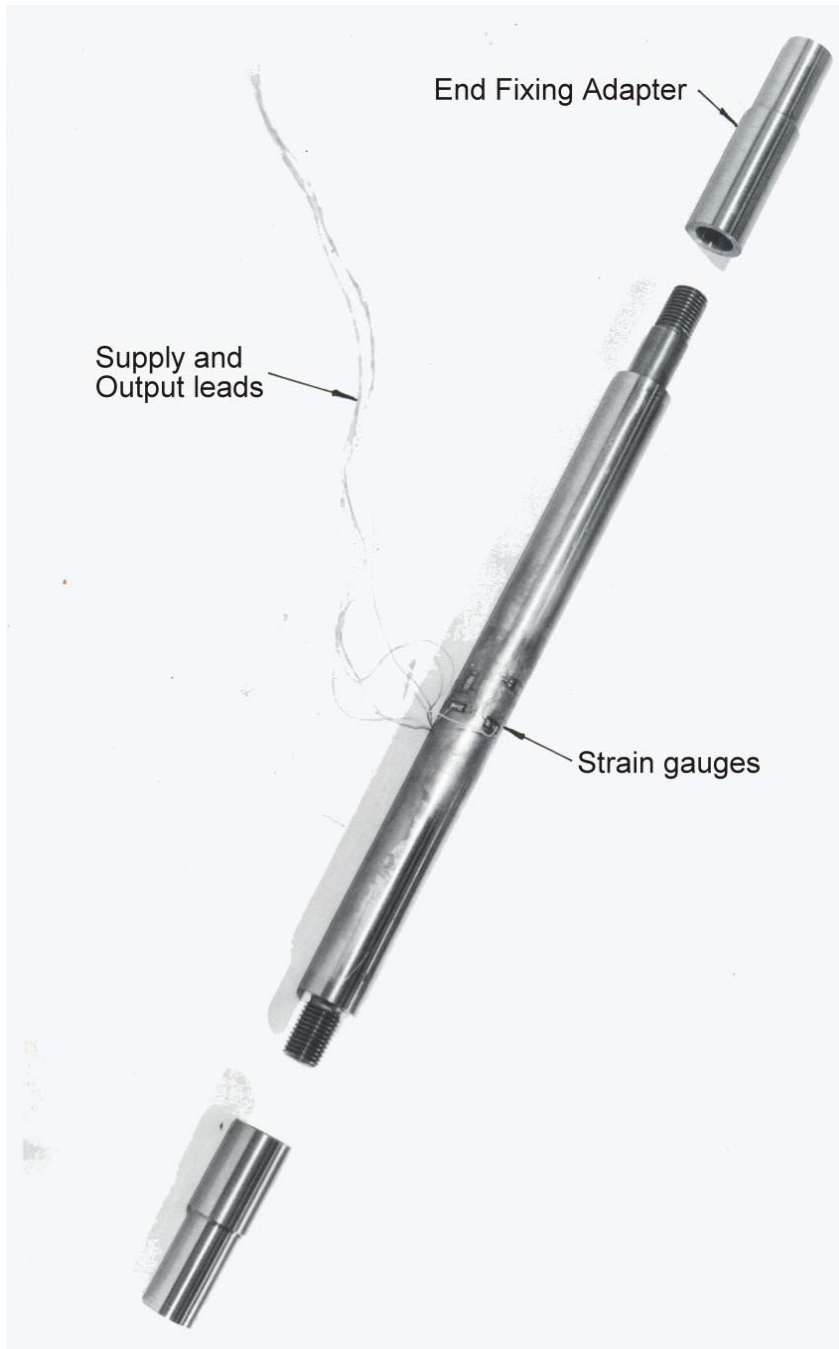
3. The measurement systems

Continuous monitoring of bearing operating torque, applied loads, temperature distribution, and speed was achieved via the following systems.

3.1. Radial load system

Infinitely variable radial loading is applied to the bearing system by means of the hydrostatic oil lift (14), Fig.2. The lift is a four-pocket system, as shown in Fig. 3, applying its load upwards directly to the tapered roller test bearings (11)

mounted in the central sleeve (12), Fig. 2. The applied load is reacted by the front bearing-housing (8) and the inverted hydrostatic oil lift (5). As shown in Fig. 2, the latter hydrostatic system is restrained to move upwards by the horizontal beam (4) and the twin pillars (3) (fixed to the bedplate). Therefore, the radial load applied to the rear roller bearing can easily be assessed by measuring the tensile loads on each pillar. A D.C. activated strain gauge bridge mounted on each pillar (see Fig. 1) measures the tensile load, i.e. the rear roller bearing radial load.



(a) radial load pillar



(b) axial load sensor

Figure 4. Radial load pillar and axial load sensor showing strain gauges.

Four identical strain gauges were bonded to the cylindrical surface of each pillar and wired to make up a Wheatstone bridge as may be seen in Fig. 4a. Maximum bridge output is attainable because the strain gauges are specifically disposed perpendicular to each other on each side of the pillar, to take full advantage of the Poisson effect on the axially loaded pillars.

The radial load pillars were calibrated in a universal tensile-test machine before final fixing to the bedplate (2), the output from each bridge (load pillar) being monitored in the data acquisition system. Thus radial loads can be continuously monitored throughout any test. Loads were applied incrementally and decrementally and the

corresponding outputs were recorded. The procedure was repeated several times. The results gave a linear response with excellent repeatability. Hysteresis was negligible (less than 1%).

3.2. Axial loading

Axial preload is applied to the twin taper roller bearing system via a finely-threaded nut (9) on the test shaft (13), Fig. 2. A brass ring (10) mounted between the axial loading nut (9) and the inner ring of the left tapered roller bearing (11) is used for measuring the axial preload. This ring, as may be seen in Fig. 4b, carries a strain-gauge bridge and was previously calibrated before being mounted on the test shaft. It was appreciated that inherent friction would be present in the contact between the taper roller bearing inner ring and its seating. To circumvent this effect pressurized oil was injected between the surfaces when applying the axial preload to the twin taper roller bearings.

Calibration of the axial load ring was performed on a universal compression-test machine. The procedure was identical to that employed for the calibration of the radial load pillars, except that compressive axial load, rather than tensile load, was applied to the ring.

3.3. Torque measurement system

Basically the measurement of a test-bearing operating torque is performed by measuring a force at a radial distance from the shaft centre-line.

The torque measurement system shown in Fig. 5 consists of two load-cells (5) and (8) positioned opposite to each other (relative to the test-shaft) and two torque-arms (6) and (7) attached to the torque-tube (2).

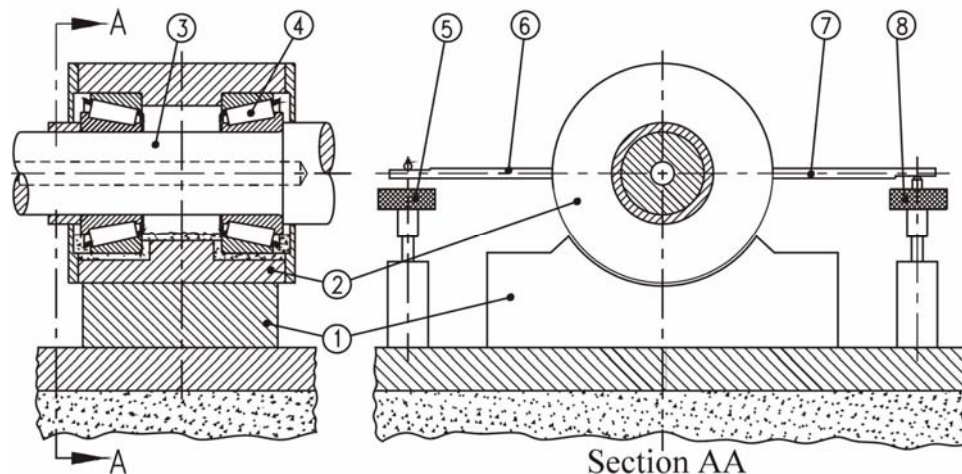


Figure 5. Torque measurement system

A high pressure hydraulic-pump provides SAE20 oil to the hydrostatic bearing (1), such that an oil film of constant thickness is maintained between the torque-tube and the hydrostatic block. Metal-to-metal contact between the torque tube and the hydrostatic block is therefore avoided. Thus, rotation of the test-shaft (3) would cause the torque-tube to rotate in the same direction due to the action of the test bearing's friction torque. However, as shown in Fig. 5, rotation of the torque-tube is constrained by the twin torque arms (6) and (7) and the push/pull load-cells (5) and (8).

The product of the semi-sum of the vertical forces measured by the load-cells (5) and (8) and the distance from each other gives the tapered roller bearings friction torque, which can be continuously monitored throughout any test.

The components of a 'pull' type load-cell are shown in Fig. 6a. The load-cells are high sensitivity units, consisted by a cruciform member of Beryllium/copper carrying a strain-gauge bridge. The assembly is mounted in a brass housing threaded to allow vertical adjustment, as can be seen in Fig. 6b, which shows the cross-section and the top view of a push load-cell, with the cover removed, for clarity.

It was appreciated that for a load direction as shown in Fig. 6b, the top surface of the cruciform arms are in compression near the centre and in tension near the end. The strain gauges were therefore bonded to the cruciform arms according to the particular arrangement shown in Fig. 6b. This arrangement, in combination with a specific strain gauge wiring, provides a bridge output greater than that attainable if the four strain gauges were equidistant from the cruciform centre.

The push load-cells were specifically calibrated by using an apparatus consisted by a simply supported beam; a piece of cylindrical rod supported at one end by a knife-edge and at the other end by the load cell loading column. This latter contact was, in fact, maintained between the ball bearing glued to the top of the load column (see Fig. 6) and a flat end on the cylindrical rod. A load hook was placed at the centre of the beam, allowing weights to be hung.

The pull load cell was calibrated by using a string and pulley device, one end of the string being attached to the load cell cruciform holed center shown in Fig. 6a, and the other supporting increasing weights.

Initially the outputs from the load-cells were set to zero, under unloaded conditions, by adjusting the ‘bridge balancing’ unit. Load was then applied to the load-cells in increments and decrements, the corresponding outputs being recorded in the data acquisition system. Hysteresis was insignificant for the two load-cells (less than 1.5%).

Calibrations were repeated at various laboratory temperatures and the load-cell outputs were found to be insensitive to temperature effects.

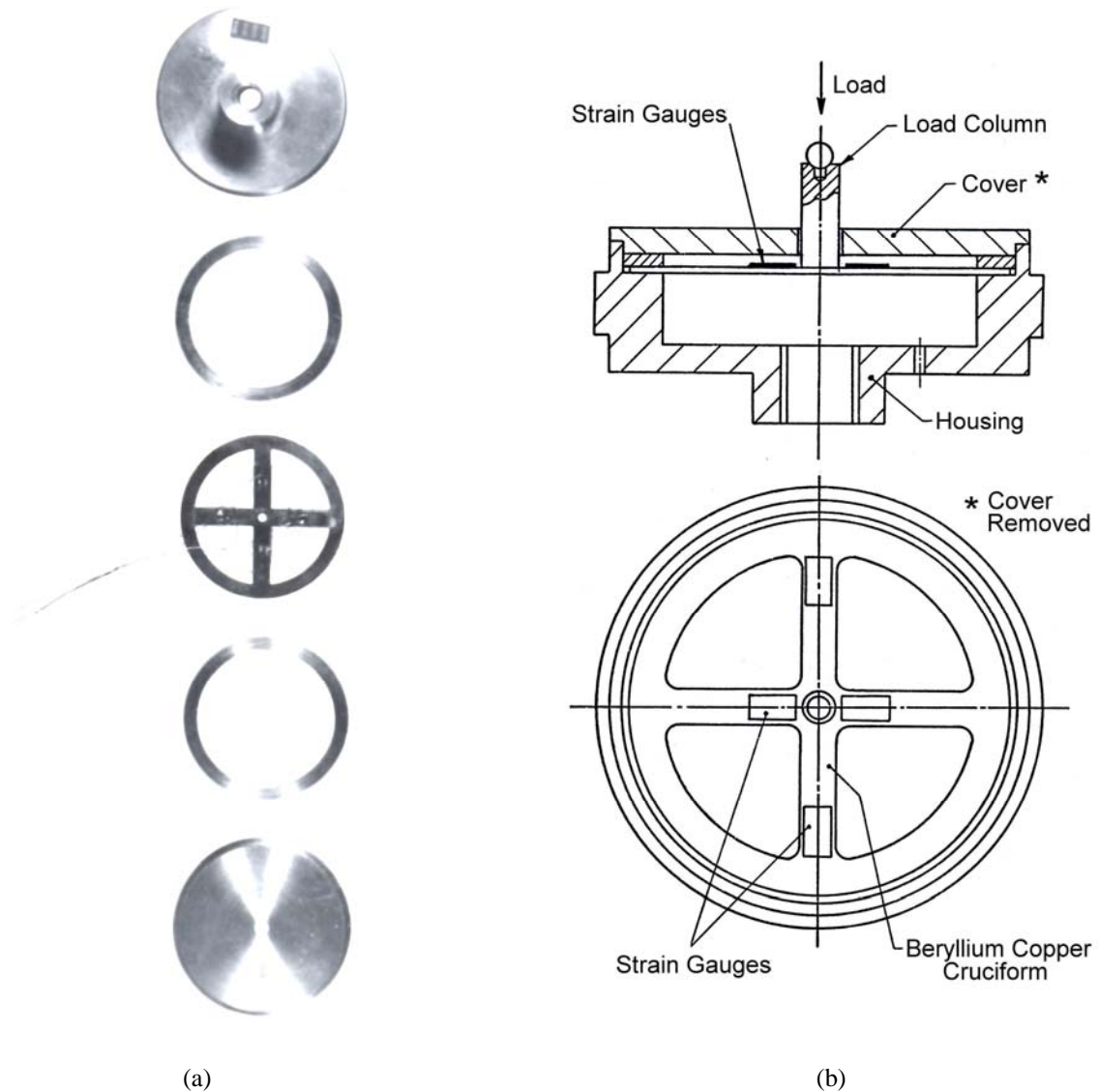


Figure 6. Pull load cell components (a) and the push load cell showing the cruciform with strain-gauges (b)

3.4. Temperature measurement

Temperature measurement throughout the tests was accomplished by employing thermocouples embedded at several points within the test module, including the test shaft, bearing housing, the test bearings proper, the hydrostatic block and the bedplate.

All the thermocouples were manufactured from varnish-coated 0.13mm diameter chromel/constantan wires. Figure 7a shows the construction stages involved for manufacturing a typical thermocouple. Firstly, the varnish coating is removed from the ends of both wires for a length of about 5mm. Both wires are then passed separately through the twin holes of a short length (approx. 3mm) of ceramic outgassing tube, in such a way that about 4mm are left protruding. The second stage consists of twisting the protruding wires together. The wires are then cut, leaving approximately 2mm protruding which are then spot-welded to form a bead. The wires are housed in a P.T.F.E. sheath, thereby giving the wires protection from short-circuit effects. Since the ceramic tube is friable the couple end is protected by housing it in a 17 SWG hypodermic tube, shown in Fig. 7a.

Thermocouples for measuring the temperatures of non-rotating points of the assembly were manufactured with longer wires, allowing for direct connection with the data acquisition system.

For the assessment of the inner and outer raceways temperatures together with the guide flange lip temperature, thermocouples were inserted into spark-eroded holes drilled through the back or the side of the rings. For example, as can be seen in Fig. 7b, which shows the bearing inner ring with two holes at the guide flange and the inner race for insertion of the corresponding thermocouples.

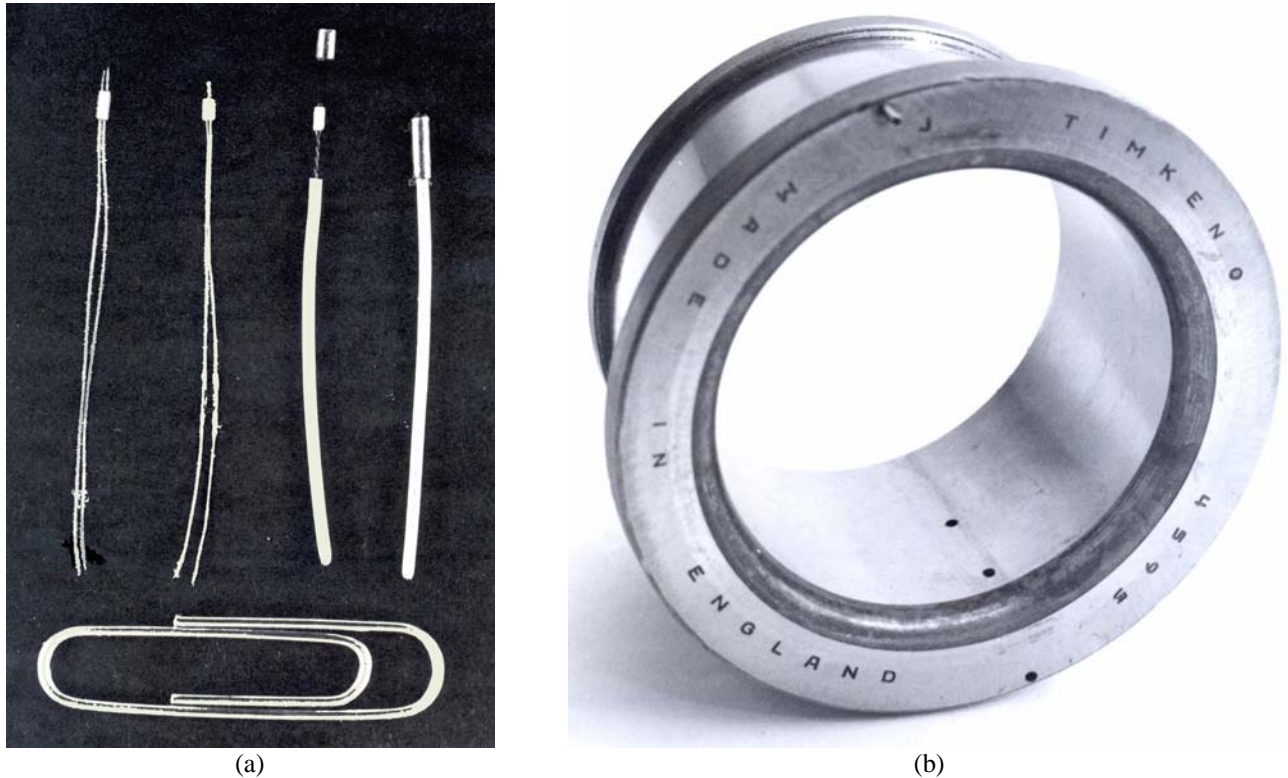


Figure 7. Thermocouple manufacturing sequence (a); inner ring with spark- eroded holes for thermocouples (b).

Mounting thermocouples in the inner rings of the tapered roller test bearing was a somewhat delicate operation, according to the following steps:

- 1) Disassemble the cone by separating the inner ring from the rollers and cage.
- 2) Drill holes for mounting thermocouples as shown in Fig. 7b.
- 3) Cement the thermocouples in position, using an Epoxy-Resin adhesive.
- 4) Reassemble the cone by mounting the cage with rollers on the inner ring.

5) Slide the cone to its final position on the shaft, care being taken to ensure that the thermocouple wires were free to slide in a keyway on the shaft.

The inner rings and shaft thermocouple wires were connected to a high-quality silver/silver-graphite slip ring unit, through an axial hole drilled within the shaft, and from that unit to the data acquisition system.

Air cooling was used to maintain the slip rings at a constant temperature during the tests. 'Seebeck' effects were alleviated by mounting rotating junctions on a junction disc integral with the shaft and rotating in ambient air.

The slip rings were drive by the test shaft through a specially designed flexible coupling, the whole unit being located on the front bearing housing by a three arm mounting bracket secured to that housing by three cylindrical pillars. The arrangement may be seen in Fig. 1.

The outer rings of the test bearings were press-fitted to the corresponding housings (or sleeves). Special care was taken to obtain alignment between each spark-eroded radial hole in the bearing outer ring and the corresponding hole drilled through the housing wall. Both holes had been drilled prior to fitting, the housing holes being slightly larger in diameter than the outer ring holes. The thermocouple beads were introduced through the aligned holes and cemented into position, the fitting procedure being similar to the inner-ring thermocouples.

No problem was anticipated with the thermocouples directly connected to the data acquisition system since there are no secondary junctions for such thermocouple circuits.

However, rotating thermocouples require the use of a slip ring assembly, and this introduces additional bimetal junctions into the thermocouple circuit. Therefore, to minimize any consequential errors, the following conditions are required, on the basis of Fig. 8

- a) Junction 2-4 (Chromel-Silver) is equal to junction 12 (Silver-Chromel)

- b) Junction 3-5 (Constantan-Silver) is equal to junction 13 (Silver-Constantan)
- c) Junction 8 (rubbing junction between the silver ring and the silver-graphite brush on the chromel side) is equal to junction 9 (rubbing junction on the Constantan side of the circuit).

The conditions ‘a’ and ‘b’ are accomplished by maintaining those junctions at the same temperature, whilst the condition ‘c’ is fulfilled by the manufacturers by supplying the slip ring unit with all the rings and brushes of the assembly similar, such that any voltage generated by rubbing surfaces would be of equal magnitude.

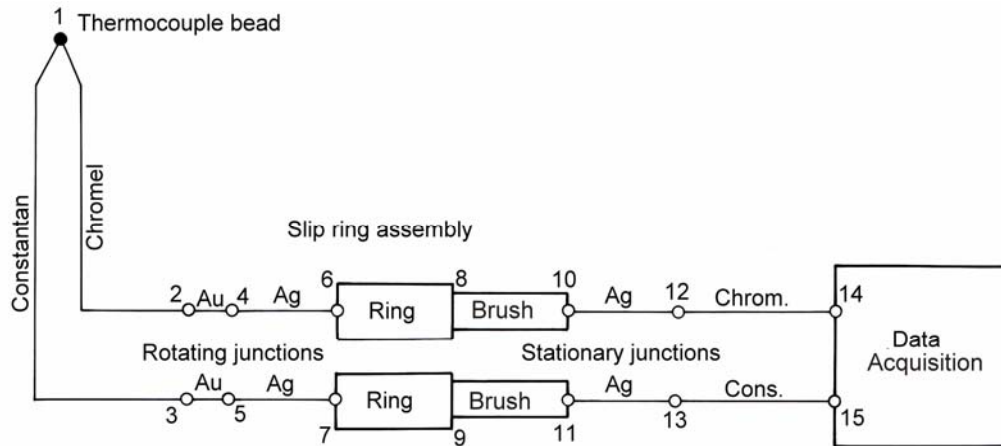


Figure 8. Rotating thermocouple simulated circuit

4. The test bearings.

Two identical taper roller bearings ‘Timken 4595/4536’ were employed, these being mounted back-to-back (indirect mounting) in the central sleeve (see Fig. 2). As can be seen in Fig. 9, the bearing is of separable design, i.e. the rollers, cage and inner ring assembly (cone) and the outer ring (cup) are mounted separately to the shaft and housing respectively, in any machine device.

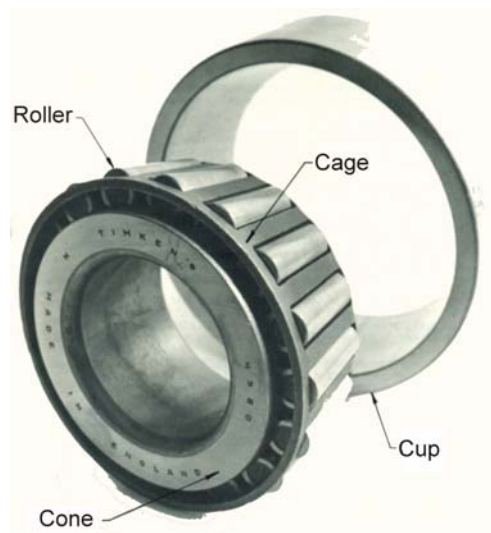


Figure 9. The test bearing with the cup partially removed

The bearing design is such that, under proper operating conditions, all the components carry the load, with the exception of the cage, whose primary function is to space the rollers around the inner ring. The rollers and races operate under pure rolling motion as a result of the design principle: the apices of the tapered surfaces meet at a common point on the bearing axis, as shown in Fig. 10. However, sliding contact takes place between the roller large end and the flange on the cone. A spherical surface of radius equal to 97% of the apex length is ground on the roller large end, such that under no load, a point contact is established between that roller end and the cone rib. Under load this contact becomes elliptical, allowing the formation of a lubricant film on the contact area, as shown by Cretu et al (1995), Zhou and Hoeprieh (1991), Wang et al (1996) and Wren and Moyer (1972).

Owing to the tapered races, the bearing is particularly suitable for carrying combined (radial and thrust) loads. However, single-row tapered roller bearings can carry thrust loads in one direction only. A radial load applied to the bearing gives rise to an induced axial load which must be counteracted and the bearing is therefore generally mounted against a second tapered roller bearing, as shown in Fig. 2.

The main characteristics of the test bearings are resumed in Tab. 1, dimensions being given in millimeters, even though the bearing is a inch series, as shown in Fig. 10.

Table 1. The test bearing characteristics (dimensions: mm)

Serial number	Diameter		Cup contact angle	Roller diameter	Roller length	Number of rollers
	Inner	outer				
Timken 4595/4596	53.975	111.125	12,75°	11.43 (mean)	29.970	17

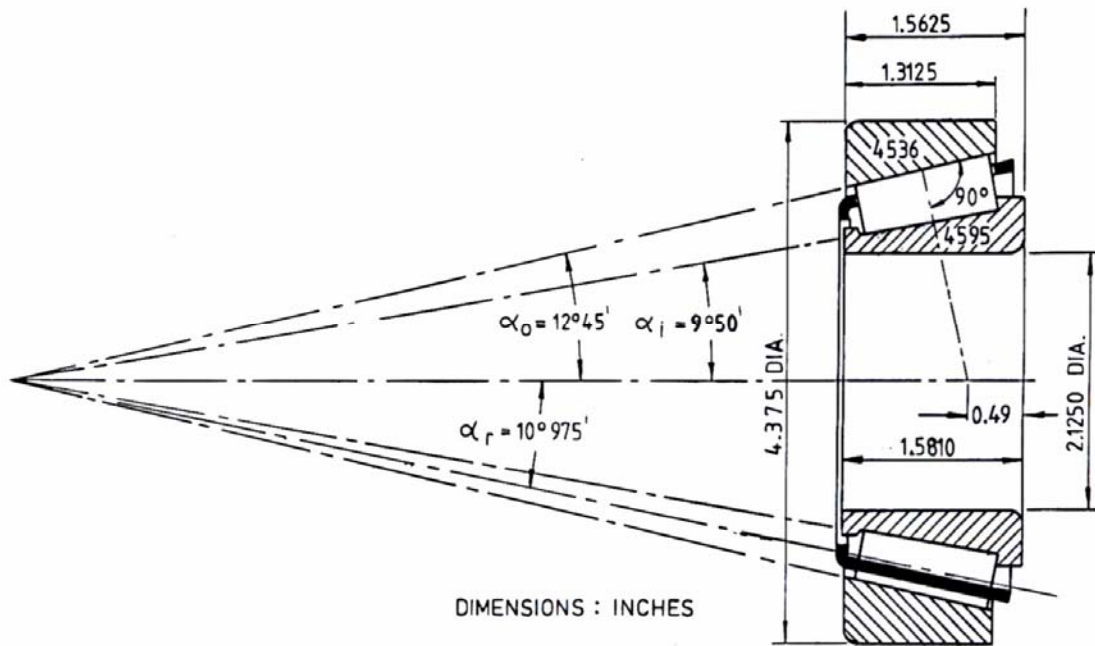


Figure 10. Taper roller bearing ‘Timken 4595/4536’

5. Experimental results and discussion.

As shown in Fig. 11, a large number of thermocouples was embedded at strategic points on the housing and shaft, particularly at the housing base (hydrostatic block) and bedplate. This procedure allows for the assessment of the temperature gradient and therefore heat dissipation rates through these parts of the bearing assembly.

Progressive ‘running-in’ of the test bearings was achieved through a gradually increasing duty cycle of speed and load, experimental results being taken only after the running-in period.

For each loading condition, the shaft speed was varied usually from 500 to 5000 rpm, in steps of 500 rpm. Thermal equilibrium for the whole assembly established itself after 3-4 hours, for the initial speed. A further hour was necessary after each speed increment to re-establish thermal equilibrium.

Steady state temperatures and torque are the subject of the present study, therefore, data was recorded only after thermal stabilization of the system, for each specific operating condition of load, speed and lubrication.

Figure 11 shows the temperature distribution within the tapered roller bearings assembly, for a 4000 N radial load and a 4000 rpm rotational speed, the bearings being bath lubricated by a SAE 20 oil. Note the difference between the outer raceway temperature of 105.2°C at the higher position in the vertical mid plane and 103.3°C at the level of the shaft axis. It is also important to observe the significant temperature gradients found in the lower part of the housing, i.e., the hydrostatic block. Calculations based on those values (by using standard equations for heat transfer by conduction) showed that some 35-45% of the total heat generated is dissipated in this way. This is due to more material and surfaces for conductive and convective heat transfer rate at the lower part of the whole bearing assembly As can also be seen from the figure, the outer race temperature at the level of the shaft axis was about 2% lower than the inner race temperature and 1% higher than the guide flange lip temperature.

The corresponding measured friction torque was equal to 1.14 N.m, i.e., 0.57 N.m for each tapered roller bearing, assuming an equal distribution from both bearings.

With a view to simulate the central bearing assembly to that of an ordinary bearing housing, a few tests were carried out without oil flow between the hydrostatic bearing surfaces. It was observed that the operating temperatures of the test bearing proper was less than 3% higher than those for the case of oil flow between the hydrostatic bearing surfaces. The hydrostatic block temperatures were, however, about 12% higher than those for the latter case. It can be concluded, therefore, that the heat 'take-up' by the hydrostatic bearing oil is approximately compensated by the increased rate of heat conducted to the hydrostatic block (and from there to the bedplate), when there is no oil flow between the hydrostatic bearing surfaces. For this situation, calculations based on the temperature gradients measured in the lower part of the bearing housing showed that 58-67% of the heat generated in the bearing is conducted out of the bearing from the housing base to the bedplate.

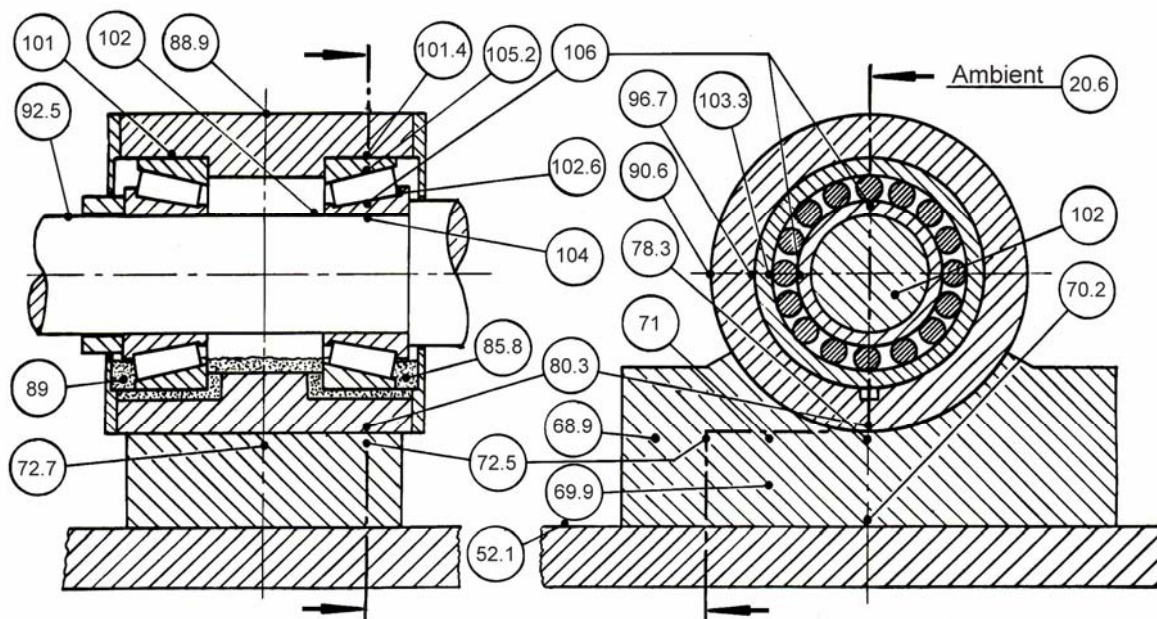


Figure 11. Temperature distribution within the bearing assembly, for a 4000 rpm speed, and a 4 kN radial load

Figure 12 shows the variation of the inner race and the guide flange lip temperatures and the steady state friction torque of one of the tapered roller bearings with rotational speed, for a SAE 20 oil and a 4000 N radial load.

It may be seen that the temperatures increase almost linearly with speed, the guide flange lip temperature at the roller end contacts being about 2 to 4°C lower than the inner race temperature.

Initially, the bearing friction torque increased almost linearly with speed, in the range from 1000 to 2600 rpm, then, due to the significant decrease of the oil viscosity with temperature, the bearing friction torque remained almost constant from about 2600 to 3000 rpm and then decreased for speeds above 3000 rpm.

This torque behaviour is different in comparison to the experimental and theoretical results found in the literature, showing a friction torque varying almost linearly with speed, for the total speed range. For example, for both a larger and a smaller tapered roller bearing, the experimental results presented by Zhou and Hoeprich (1991) and also by Cretu et al (1995) show a bearing friction torque with a small almost linear increase with rotational speed in the range from 1000 to 4000 rpm. The same viscosity grade (SAE 20) was used for the fully flooded lubrication condition under which their tests were carried out.

For the smaller bearing, Timken LM12700, with inner and outer diameters equal to 22 and 46mm, respectively, and a 41,5mm cup work point diameter, the experimental bearing friction torque presented by Cretu et al (1995), for a 3000 rpm rotational speed was about 5.9 times lower than the 0.6 N.m friction torque shown in Fig. 11, for the test bearing of the present paper, which has a cup work point diameter of about 96mm. On the other hand, for a larger bearing, not specified in Cretu's paper, but with 120mm cup work point diameter, the experimental torque presented by Cretu for the same rotational speed and the same oil viscosity grade (SAE 20) was about 4.14 times higher than the 0.6N.m shown in Fig. 11 for the Timken 4536/4595 tapered bearing of the present paper.

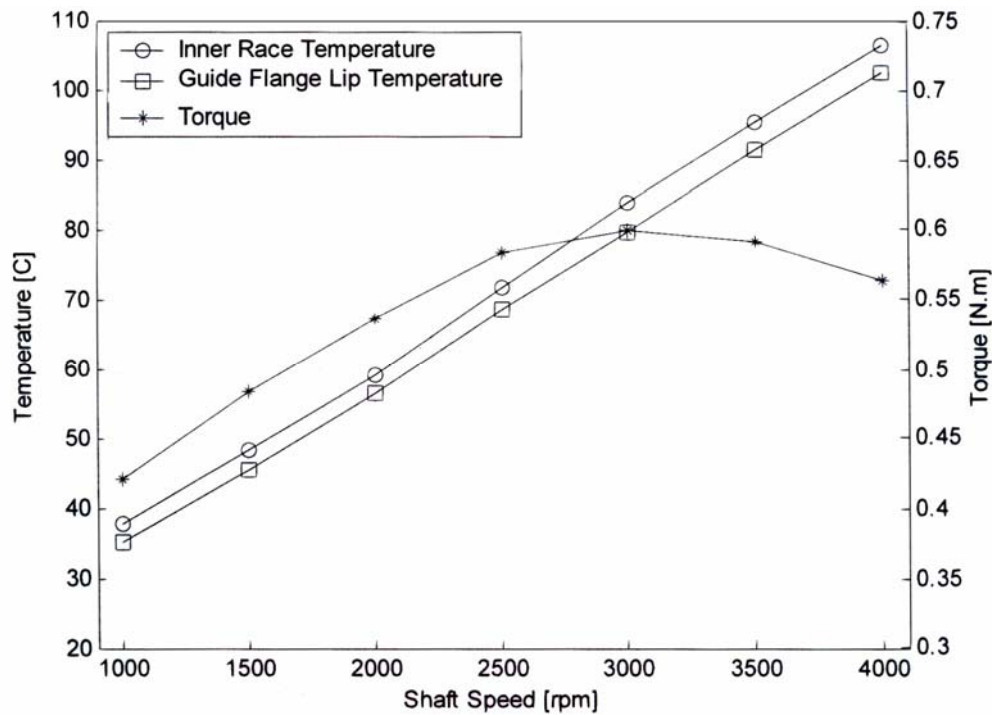


Figure 12: Temperature and friction torque of one of the tapered roller bearings versus rotational speed

6. Conclusions

A full description of the test rig and instrumentation for an experimental analysis of a twin tapered roller bearing assembly has been presented.

The tests were carried out for various conditions of load and rotational speed. Generally, for a given condition of load and by varying the rotational speeds, and after thermal stabilization, it was observed that the bearing friction torque initially increased with speed in the range from 1000 to 2500 rpm, remained almost constant for the speed range from about 2600 to 3000 and then started to show a small decrease for speeds higher than about 3000 rpm. As expected, the steady state temperatures increased almost linearly with speed and with load, the inner raceway temperature being about 2 to 4% higher than that of the outer raceway.

From the temperature gradient measured at the housing base, it was concluded that heat dissipation by conduction to the bedplate is of significative importance to dissipate the heat generated in the bearing.

7. References

- Cretu, S., Mitu, N. and Bercea, I., 1995, "A dynamic analysis of tapered roller bearings under fully flooded conditions", *Wear* 188, Elsevier, pp. 11-18.
- Parker, R.J., and Signer, H.R., 1978, "Lubrication of high-speed, large bore, tapered-roller bearings", *Journal of Lubrication Technology*, ASME Trans., Vol. 100, pp. 31-38.
- Wang, W., Wong, P.L. and Zhang, Z., 1996, "Partial EHL analysis of rib-roller end contact in tapered roller bearings", *Tribology International*, Elsevier, Vol. 29, No. 4, pp. 313-321.
- Wren, F.J. and Moyer, C.A., 1972, "Understanding friction and E.H.L. films in concentrated contacts of a tapered roller bearing", *Elastohydrodynamic Lubrication*, pp. 55-60, *Instn. Mech. E.*, C10/72, London.
- Zhou, R.S. and Hoeprich, M.R., 1991, "Torque of Tapered Roller Bearings", *Journal of Tribology*, ASME Transactions, vol. 113, pp. 590-59.