

## ANÁLISE DE SENSIBILIDADE DE PARÂMETROS NA IDENTIFICAÇÃO DE PROPRIEDADES RADIATIVAS

**Luís Mauro Moura**

Pontifícia Universidade Católica do Paraná - Centro de Ciências Exatas e de Tecnologia  
Rua Imaculada Conceição, 1155 - CEP 80215-901, Cx.P. 16210, Curitiba, PR, Brasil

**Dominique Doermann-Baillis**

**Jean-François Sacadura**

Centre de Thermique de Lyon, ESA CNRS 5008, INSA de Lyon  
20, Avenue Albert Einstein, F69621 Villeurbanne Cedex, França

**Resumo.** *Analisa-se, neste trabalho, a sensibilidade de parâmetros tais como espessura ótica, ângulo de divergência, aproximação pela lei de Beer e correções desta lei na identificação das propriedades radiativas de materiais com um forte pico de difusão, por exemplos fibras e espumas. Utiliza-se um modelo com geometria unidimensional, sendo a equação da transferência radiativa resolvida pelo método das ordenadas discretas (problema direto). A solução direta deste problema é aplicada em conjunto com o método de linearização de Gauss para a identificação das propriedades radiativas: espessura ótica, albedo e função de fase. Propõe-se um método de relaxação da solução do problema inverso podendo-se desta forma determinar as propriedades radiativas para sistemas de equações mal-condicionados.*

**Palavras-chave:** *Radiação Térmica, Identificação de Parâmetros, Método das Ordenadas Discretas, Propriedades Radiativas.*

### 1. INTRODUÇÃO

A transferência de calor por radiação em meio participante tem sido tema de inúmeros trabalhos nestes últimos anos devido ao crescente interesse tecnológico nesta área. Em engenharia pode-se citar como exemplo o dimensionamento de fornos onde procura-se minimizar gradientes térmicos existentes ou, então, reduzir o consumo energético. Um exemplo mais específico é o caso do dimensionamento de fontes radiativas utilizadas para acelerar o processo de cura ou de secagem. Geralmente o material passa por um forno a gás ou elétrico e, se estas fontes térmicas emitirem radiação em comprimentos de onda nos quais os materiais a serem secos ou curados não as absorvam, a transferência de calor ocorrerá somente por condução/convecção aumentando em muito as perdas e o tempo necessário para o processo. Como exemplo ainda pode-se citar problemas envolvendo combustão e leitos fluidizados.

A maioria dos meios onde ocorre a transmissão de calor por radiação é constituído de um aglomerado de partículas, muitas vezes poroso. Exemplos são fibras, espumas, materiais sinterizados, cinzas, entre outros sendo, desta forma, difusores da radiação incidente e portanto, o modelo radiativo mais complexo. Para quantificar a transferência de calor nestes materiais podem-se utilizar duas técnicas diferentes. A primeira consiste em utilizar um

modelo onde considera-se a radiação como uma parcela adicionada na equação da condução de calor (Tong & Tien, 1980). Embora este método seja mais simples, ele exige sempre a determinação experimental de parâmetros e a equação obtida será restrita à faixa de determinação destes parâmetros. A segunda técnica, mais abrangente que a primeira, consiste em utilizar a Equação de Transferência Radiativa (ETR) acoplada com a equação de energia e/ou de Navier Stokes. A solução da ETR requer o conhecimento das propriedades radiativas do meio em questão. Estas propriedades podem ser determinadas através de duas técnicas diferentes: *i*) utilizando as equações de Maxwell (ondas eletromagnéticas) sendo necessário conhecer os parâmetros morfológicos e as propriedades óticas espectrais do meio (Cunnington & Lee, 1996, Boulet *et al.*, 1996, Doermann & Sacadura, 1996); *ii*) medindo o campo das intensidades radiativas emitida, transmitida e/ou refletida por uma amostra através de um dispositivo experimental e então identificando as propriedades radiativas através de uma técnica de inversão da ETR (Sacadura *et al.*, 1986, Hendriks & Howell, 1996, Hahn *et al.*, 1997, Silva Neto & Özisik, 1992, Nicolau *et al.*, 1994, Moura *et al.*, 1998, Moura, 1998).

A utilização da equação de onda eletromagnética necessita da determinação experimental das propriedades óticas do material e a solução desta equação pode tornar-se complicada em casos onde as partículas que constituem o meio possuem uma forma irregular, são de composição diferente ou não podem ser consideradas suficientemente afastadas para que se possa considerar que a propagação da onda eletromagnética é independente das partículas situadas na vizinhança. Desta forma, a identificação das propriedades radiativas através da inversão da ETR tornou-se uma técnica muito usada.

Neste trabalho analisa-se a técnica de identificação das propriedades radiativas por método inverso. Considera-se especificamente um material com um forte pico de difusão (por exemplo lã de vidro ou espuma de carbono) pois esta classe de materiais são de interesse dos autores para identificação experimental. A técnica de inversão é baseada no método de linearização de Gauss o qual foi aplicado inicialmente por Nicolau *et al.* (1994) para a identificação das propriedades radiativas de fibras tipo lã de vidro. O êxito da identificação depende dos valores das propriedades radiativas a identificar e também de parâmetros relacionados à configuração experimental, tais como: ângulo de divergência do feixe, número de direções medidas, ângulos nos quais estas medições são efetuadas, nível de ruído, etc. Uma análise da melhor configuração experimental ou do número de parâmetros máximo possível de serem estimados pode ser efetuada analisando-se os coeficientes de sensibilidade e o número de condicionamento (NC) (Nicolau *et al.*, 1994 e McCormick, 1992).

Nicolau *et al.* (1994) identificou uma forte correlação da espessura ótica com as outras propriedades preferindo calcular a espessura ótica por método direto através de um modelo tipo lei de Beer. Neste método elimina-se a energia difundida na direção de incidência através de uma extrapolação por um modelo de 2ª ordem das intensidades radiativas medidas nas direções próximas à incidência. Entretanto, demonstra-se que esta aproximação pode levar a erros importantes sobretudo quando o feixe de radiação incidente sobre a amostra aumenta ou quando o pico de anisotropia é muito importante. Desta forma, propõe-se um método de relaxação na identificação das propriedades de maneira a identificar por método inverso a espessura ótica e reduzindo-se, então, os erros de identificação.

## 2. EQUAÇÃO DE TRANSFERÊNCIA RADIATIVA

A ETR para um meio homogêneo, emissor, absorvedor, difusor, com propriedades radiativas com dependência espectral e em equilíbrio termodinâmico é expressa como (Özisik, 1973):

$$\frac{1}{\beta_\lambda} \Omega \nabla i_\lambda(\tau, \Omega) + i_\lambda(\tau, \Omega) = (1 - \omega_\lambda) i_{b_\lambda}(\tau) + \frac{\omega_\lambda}{4\pi} \int_{\Omega'=4\pi} i_\lambda(\tau, \Omega') p_\lambda(\Omega' \cdot \Omega) d\Omega' \quad (1)$$

onde  $\tau$  é a espessura ótica do meio,  $i_b(T)$  é a intensidade de radiação emitida pelo corpo negro à temperatura do meio,  $\beta$  é o coeficiente de extinção,  $\omega$  é o albedo,  $p$  é a função de fase. Para partículas orientadas de maneira aleatória no espaço, a função de fase depende somente do ângulo de difusão,  $\theta_o$ , formado entre a direção de incidência e a direção de difusão da intensidade radiativa. Uma maneira usual é a representação da função de fase como uma expansão na forma de polinômios de Legendre mas infelizmente essa forma necessita de um número elevado de coeficientes para descrever a difusão de materiais do tipo fibras e espumas. A função de fase de materiais fibrosos e espumas apresenta geralmente um forte pico de difusão na direção de incidência da intensidade radiativa e um pico reduzido de retrodifusão demonstrando um comportamento altamente anisotrópico. A função de fase de Henyey-Greenstein (HG) ou uma combinação de funções deste tipo podem ser empregadas para uma representação com poucos termos a determinar (Nicolau *et al.*, 1994 e Hendricks & Howell, 1996). Neste trabalho, emprega-se uma função escrita através de uma ponderação de funções HG conforme proposição de Nicolau (1994):

$$p(\theta_o) = f_1 f_2 p_{HG,g_1}(\theta_o) + (1 - f_1) f_2 p_{HG,g_2}(\theta_o) + (1 - f_2) \quad (2)$$

onde os parâmetros  $g_1$  e  $g_2$  influem na forma das funções HG ( $p_{HG,g_1}$  e  $p_{HG,g_2}$ ) nas direções de incidência e de retrodifusão, respectivamente. O parâmetro  $f_1$  é uma ponderação entre as funções  $p_{HG,g_1}$  e  $p_{HG,g_2}$  e  $f_2$  pondera a função entre a parte isotrópica e anisotrópica. Um exemplo da forma desta função é demonstrado na Fig. 1.

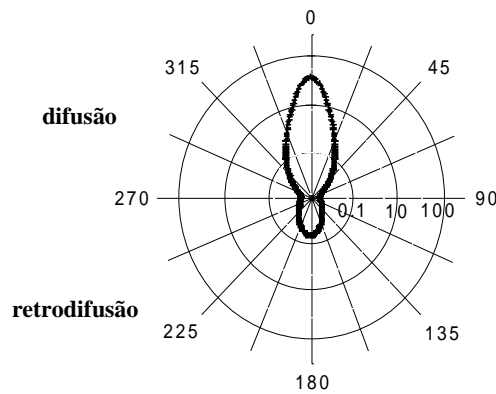


Figura 1- Função de fase ( $f_1=0.9$ ,  $g_1=0.84$ ,  $f_2=0.95$ ,  $g_2=-0.6$ ).

Como condição de contorno considera-se um feixe colimado (ângulo de divergência,  $\theta_o$ ) incidindo normalmente sobre a amostra (simetria azimutal) e efetuam-se medições de transmitâncias e reflectâncias bidirecionais com um ângulo de detecção inferior a  $\theta_o$ . Um esquema da configuração experimental é mostrado na Figura 2. Desta forma, as condições de contorno podem ser expressas como:

$$\begin{cases} i(\tau = 0, \mu) = i_o; & \mu_o < \mu < 1 \\ i(\tau = 0, \mu) = 0; & 0 < \mu < \mu_o \\ i(\tau = \tau_o, \mu) = 0; & -1 < \mu < 0 \end{cases} \quad (3)$$

onde  $i_o$  é intensidade radiativa do feixe incidente em um ângulo de incidência  $\theta_o$  ( $\mu_o = \cos \theta_o$ ),  $\mu$  é o coseno do ângulo polar ( $\mu = \cos \theta$ ) e  $\tau_o$  é a espessura ótica do meio.

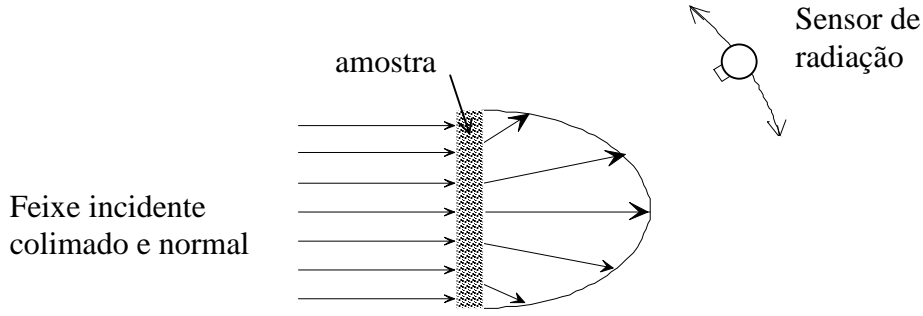


Figura 2- Condições de contorno conforme montagem experimental.

Neste trabalho, a Eq. (1) é resolvida numericamente pelo método das ordenadas discretas (MOD) aplicado a um volume de controle. Esta técnica de solução da ETR é descrita em Moura *et al.* (1997 e 1998). Utiliza-se uma quadratura para a discretização angular de 24 direções (Nicolau *et al.*, 1994) desenvolvida a partir de uma análise de sensibilidade da identificação onde conclui-se que deve haver um número importante de direções de medição próximo à direção de incidência.

### 3. IDENTIFICAÇÃO DE PARÂMETROS

As propriedades radiativas a serem identificadas são calculadas a partir de medidas de transmitâncias ( $0 < \mu < 1$ ) e reflectâncias ( $-1 < \mu < 0$ ) segundo a equação:

$$T(\mu) = \frac{i(\mu)}{i_o d\omega_o} \quad (4)$$

onde  $d\omega_o$  é o ângulo sólido correspondente ao ângulo de incidência  $\theta_o$ .

A identificação das propriedades radiativas é realizada calculando o vetor de parâmetros a identificar,  $\hat{\chi}_{k=1,\dots,6} = \tau_o, \omega, g_1, f_1, g_2, f_2$ , de forma a minimizar a diferença quadrática entre os valores de transmitâncias medidos experimentalmente,  $T_e$ , e os valores calculados teoricamente,  $T_t$ , sobre  $Nd$  medidas:

$$\mathbf{F}(\hat{\chi}_{k=1,\dots,K}) = \sum_{n=1}^{Nd} [T_{t,n} - T_{e,n}]^2 \quad (5)$$

O método utilizado para a minimização da Eq. (5) é o método de linearização de Gauss que minimiza  $F(\hat{\chi}_k)$  igualando a zero as derivadas com respeito a cada incógnita  $\hat{\chi}_k$ , sendo  $k=1,\dots,6$ . Como o sistema é não-linear, um processo iterativo é realizado em  $m$  iterações, (Nicolau, 1994):

$$\begin{bmatrix} \sum_{n=1}^{Nd} \left( \frac{\partial T_m}{\partial \chi_1} \right)^2 & \sum_{n=1}^{Nd} \frac{\partial T_m}{\partial \chi_1} \frac{\partial T_m}{\partial \chi_2} & \dots & \sum_{n=1}^{Nd} \frac{\partial T_m}{\partial \chi_1} \frac{\partial T_m}{\partial \chi_K} \\ \sum_{n=1}^{Nd} \frac{\partial T_m}{\partial \chi_1} \frac{\partial T_m}{\partial \chi_2} & \sum_{n=1}^{Nd} \left( \frac{\partial T_m}{\partial \chi_2} \right)^2 & \dots & \sum_{n=1}^{Nd} \frac{\partial T_m}{\partial \chi_2} \frac{\partial T_m}{\partial \chi_K} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \sum_{n=1}^{Nd} \frac{\partial T_m}{\partial \chi_K} \frac{\partial T_m}{\partial \chi_1} & \sum_{n=1}^{Nd} \frac{\partial T_m}{\partial \chi_K} \frac{\partial T_m}{\partial \chi_2} & \dots & \sum_{n=1}^{Nd} \left( \frac{\partial T_m}{\partial \chi_K} \right)^2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Delta \chi_1 \\ \Delta \chi_2 \\ \dots \\ \Delta \chi_K \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} \sum_{n=1}^{Nd} (T_m - T_{en}) \frac{\partial T_m}{\partial \chi_1} \\ \sum_{n=1}^{Nd} (T_m - T_{en}) \frac{\partial T_m}{\partial \chi_2} \\ \dots \\ \sum_{n=1}^{Nd} (T_m - T_{en}) \frac{\partial T_m}{\partial \chi_K} \end{bmatrix} \quad (6)$$

A matriz no lado esquerdo da Eq. (6) é composta pelo produto dos coeficientes de sensibilidade, calculados a partir do modelo teórico e não depende dos valores experimentais. Esta matriz,  $\mathbf{S}$ , pode ser usada para identificar possíveis dependências lineares na identificação de cada parâmetro. O cálculo do mal-condicionamento dessa matriz pode ser definido pelo número de condicionamento ( $NC$ ) (McCormick, 1992):

$$NC(\mathbf{S}) = \|\mathbf{S}^{-1}\| \cdot \|\mathbf{S}\| \quad (7)$$

onde a norma  $\|\mathbf{S}\|$  é definida como:

$$\|\mathbf{S}\| = \max_{k=1, K} \sum_{k=1}^K S_{k,k} \quad (8)$$

$NC[\mathbf{S}]$  varia entre 1 e  $\infty$ . Se  $NC$  é muito maior que 1, o sistema é dito mal-condicionado e pequenas variações da matriz  $\mathbf{S}$ , por exemplo, ruído na medição, provoca grandes variações no vetor solução,  $\hat{\chi}_k$ .

### 3.1 Esquema de identificação

Nicolau (1994) identificou a espessura ótica utilizando um modelo direto, do tipo de 2ª ordem. Este modelo utiliza um polinômio de 2ª ordem para determinar por extrapolação a transmitância difusa na direção de incidência e subtrai-lo da transmitância total nessa mesma direção. A análise efetuada por Nicolau (1994) para um ângulo de divergência de  $\theta_0=0.38^\circ$ , demonstrou que a espessura ótica pode ser determinada corretamente para valores até  $\tau_0=20$ . Entretanto a precisão da estimação é ligada ao grau de anisotropia da função de fase e do ângulo de divergência do feixe incidente. A Fig. 3 mostra os erros da utilização de um modelo direto (lei de Beer e modelo de 2ª ordem) para o cálculo da espessura ótica para dois valores diferentes de  $g_1$ . Observa-se que o modelo de 2ª ordem apresenta resultados muito melhores que a aplicação direta da lei de Beer mas além do aumento dos erros para com o aumento da espessura ótica os erros aumentam também com o aumento da anisotropia da função de fase e com o aumento do ângulo de divergência.

Os erros devidos à estimação da espessura ótica por um modelo direto nos motiva a tentar identificar este parâmetro pelo método de Gauss, Eq. (6). Entretanto Nicolau (1994) não conseguiu identificar os 6 parâmetros devido a problemas de convergência em função de elevado  $NC$  da matriz  $\mathbf{S}$ . O  $NC$  é demonstrado na Fig. 4 em função do número de parâmetros a identificar e da espessura ótica para valores das propriedades radiativas conforme Tabela 1 (estes valores são típicos de materiais do tipo lã de vidro os quais os autores estão particularmente interessados em analisar para posterior identificação experimental). Como era de se esperar, o aumento do número de parâmetros aumenta o  $NC$  e observa-se que existe uma espessura ótica ótima para identificação em torno de 6 (este valor varia com  $\theta_0$ ). Além de identificar a espessura ótica pelo método direto Nicolau (1994) fez  $g_1=g_2$  reduzindo em um parâmetro a função de fase.

Tabela 1- Propriedades radiativas para a análise efetuada.

Propriedades radiativas	
$\omega$	0,95
$g_1$	0,84
$f_1$	0,9
$g_2$	-0,6
$f_2$	0,95

Notou-se entretanto que as dificuldades na convergência eram devidos a valores corretivos  $\Delta\chi_{k=1,\dots,K}$  de ordem elevada no momento das primeiras iterações. Para resolver este problema um fator de relaxação,  $\lambda_c$ , para cada parâmetro, foi definido:

$$\chi_{k+1} = \chi_k + \lambda_c \Delta\chi_k \quad (9)$$

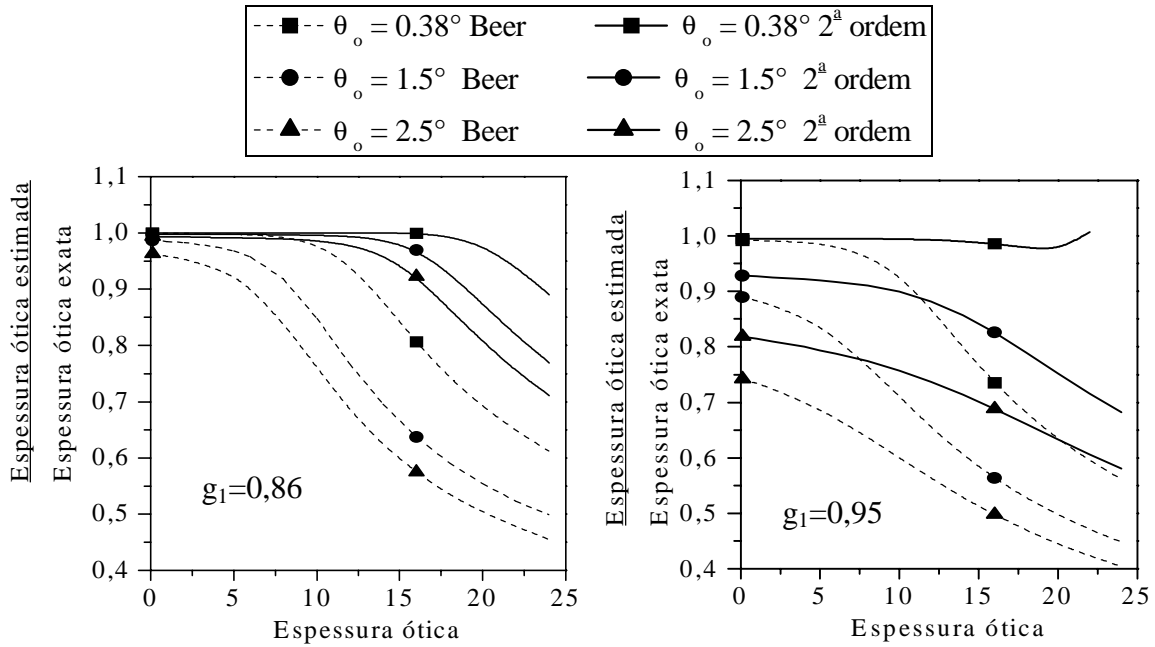


Figura 3- Relação entre  $\tau_o$  estimado e  $\tau_o$  exato em função do ângulo de divergência do feixe incidente para  $\omega=0,95$ ;  $f_1=0,9$ ;  $f_2 = 0,95$ ;  $g_2=-0,6$  e para  $g_1=0,86$  e  $g_1=0,95$ .

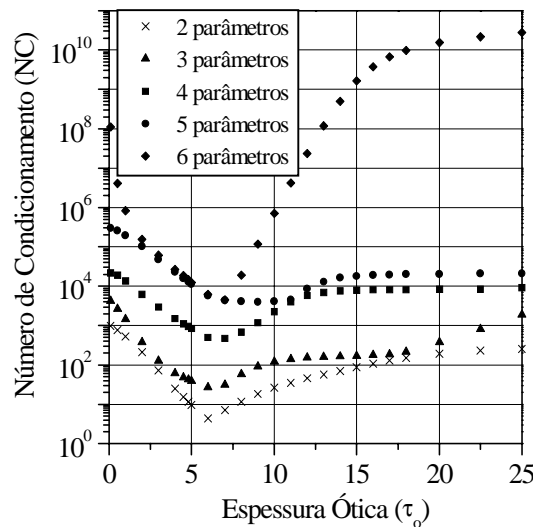


Figura 4- Número de condicionamento para um ângulo de divergência  $\theta_o=1,5^\circ$ .

O esquema numérico de identificação é apresentado na Fig. 5. Utiliza-se o modelo de 2ª ordem para a determinação de um valor aproximado da espessura ótica. Em seguida o processo iterativo é executado até a obtenção dos parâmetros radiativos ( $\tau_o$ ,  $\omega$ ,  $f_1$ ,  $f_2$ ,  $g$ ). Considera-se  $g_1=-g_2=g$ . O fator de relaxação é adaptativo, isto é, quanto menores valores corretivos  $\Delta\chi_{k=1,\dots,K}$  mais  $\lambda_c$  se aproxima da unidade.

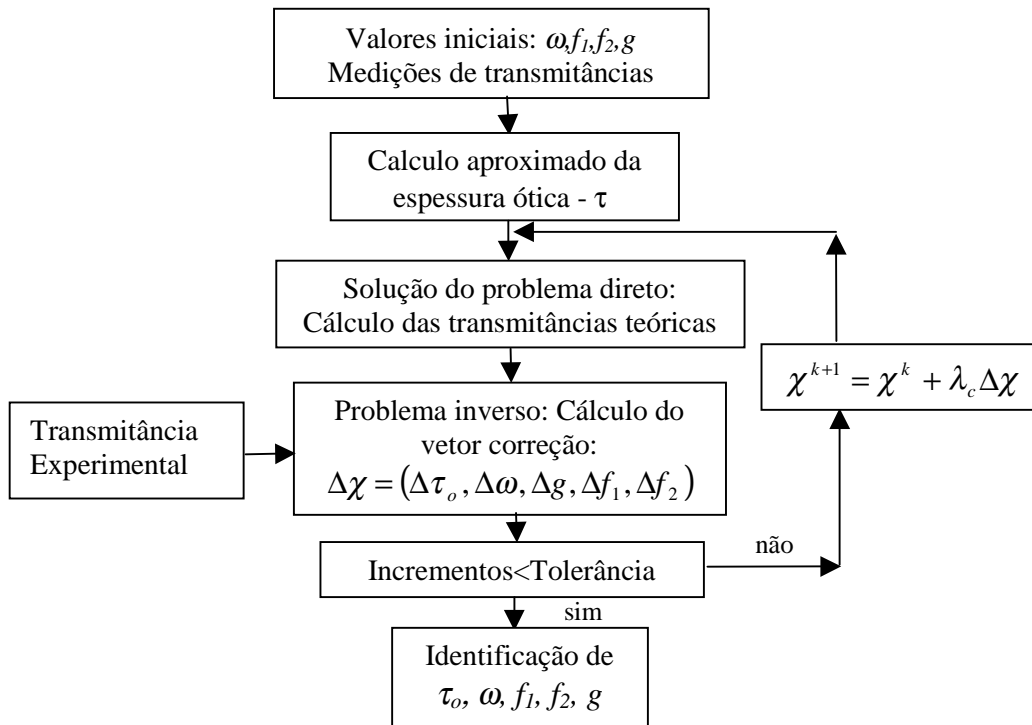


Figura 5- Esquema numérico para a identificação dos parâmetros  $\tau_o$ ,  $\omega$ ,  $f_1$ ,  $f_2$ ,  $g$ .

#### 4. RESULTADOS SIMULADOS

De maneira a averiguar a eficácia do modelo, propõem-se dois casos testes considerando diferentes espessuras óticas. Os valores de transmitância e de reflectância são obtidos a partir do código direto para um ângulo de divergência de  $2,5^\circ$ . Adiciona-se a estes valores um ruído ( $\sigma = 0.015 \times 2.576$ ; 99% de confiabilidade) da ordem do ruído experimental presente no equipamento a ser utilizado. Os pontos com ruído são injetados no código de identificação para tentar-se estimar as propriedades originais. Dois tipos de identificação são efetuados: o primeiro consiste em identificar a espessura ótica somente pelo modelo de 2ª ordem -  $\tau_o$  **direto** - (Nicolau, 1994) e calcula-se somente  $\omega$ ,  $f_1$ ,  $f_2$  e  $g$  pelo método de inversão da ETR; no segundo, considera-se a espessura ótica calculada pelo modelo de 2ª ordem como uma estimativa inicial, efetuando-se correções neste valor a cada iteração da rotina de identificação -  $\tau_o$  **inverso**. O erro entre o valor inicial (correto) e o estimado é definido como:

$$Erro[\%] = \frac{\chi_k(\text{correto}) - \chi_k(\text{estimado})}{\chi_k(\text{correto})} \cdot 100 \quad (10)$$

As Tabelas 2 e 3 e Figs. 6 e 7 mostram os resultados obtidos para duas espessuras óticas diferentes. A identificação de  $\tau_o$  por método inverso apresenta valores mais próximos do correto que os obtidos com o cálculo de  $\tau_o$  pelo modelo de 2ª ordem, sobretudo para espessuras maiores. Nas Figs. 6 e 7 observa-se que os valores de transmitâncias teóricas para as direções  $\mu=-1$  e  $\mu=1$  são muito mais concordantes para a identificação de  $\tau_o$  por método inverso do que utilizando modelo de 2ª ordem. As Tabelas 2 e 3 indicam também o número de iterações e o  $NC$  calculado para cada método. A identificação de  $\tau_o$  por método inverso necessita de um número maior de iterações, sobretudo para espessuras óticas elevadas onde o  $NC$  apresenta valores muito elevados indicando o mal-condicionamento da identificação. Um problema encontrado é que não se sabe a priori o valor do coeficiente de relaxação suficiente para que o método convirja mas sem necessitar de um número muito grande de iterações. Pela

análise dos coeficientes,  $\Delta\chi = (\Delta\tau_o, \Delta\omega, \Delta g, \Delta f_1, \Delta f_2)$ , calculados a cada iteração, observa-se que  $\Delta\tau_o$  é sempre muito maior que os outros e desta forma deve-se relaxar mais este termo (neste trabalho  $\lambda_c(\tau_o)$  é da ordem de 10 a 100 vezes inferior aos outros coeficientes).

Tabela 2- Diferenças entre os dois métodos de identificação de  $\tau_o$  para  $\tau_o=5$ .

	correto	Valor inicial	$\tau_o$ inverso	Erro [%]	$\tau_o$ direto	Erro [%]
$\omega$	0,95	0,85	0,931	2,0	0,973	-2,4
$g$	0,95	0,8	0,951	-0,1	0,914	3,8
$f_1$	0,9	0,98	0,900	0,0	0,861	4,3
$f_2$	0,95	0,98	0,966	-1,7	0,990	-4,2
$\tau_o$	5,0	---	5,019	-0,4	3,965	20,7
número de iterações	---	---	13	---	10	---
<i>NC</i>	---	---	100	---	85	---

Tabela 3- Diferenças entre os dois métodos de identificação de  $\tau_o$  para  $\tau_o=15$ .

	correto	Valor inicial	$\tau_o$ inverso	Erro [%]	$\tau_o$ direto	Erro [%]
$\omega$	0,95	0,85	0,920	3,2	0,881	7,3
$g$	0,95	0,8	0,942	0,8	0,923	2,8
$f_1$	0,9	0,98	0,871	3,2	0,765	15,0
$f_2$	0,95	0,98	0,939	1,2	0,819	13,8
$\tau_o$	15,0	---	12,344	17,7	8,524	43,2
número de iterações	---	---	78	---	15	---
<i>NC</i>	---	---	$2,8 \times 10^6$	---	2100	---

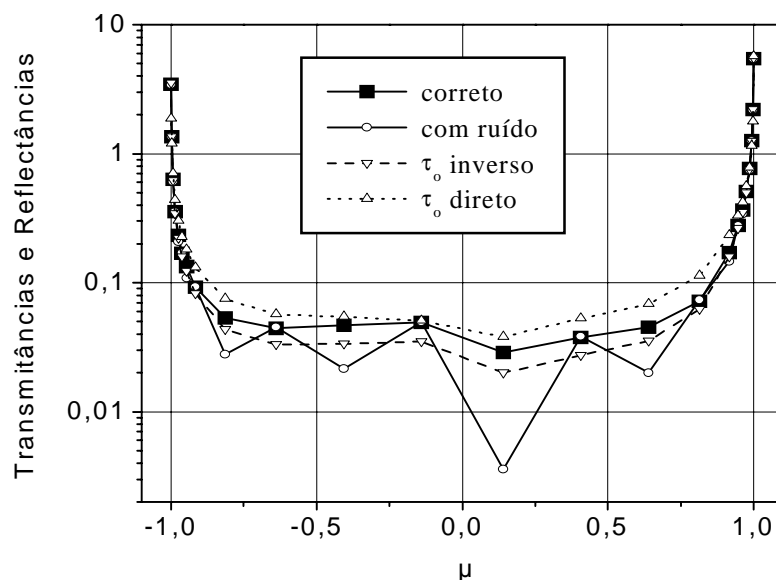


Figura 6- Transmítâncias e reflectâncias obtidas para os dois métodos de identificação de  $\tau_o$  para uma espessura ótica de  $\tau_o=5$ .



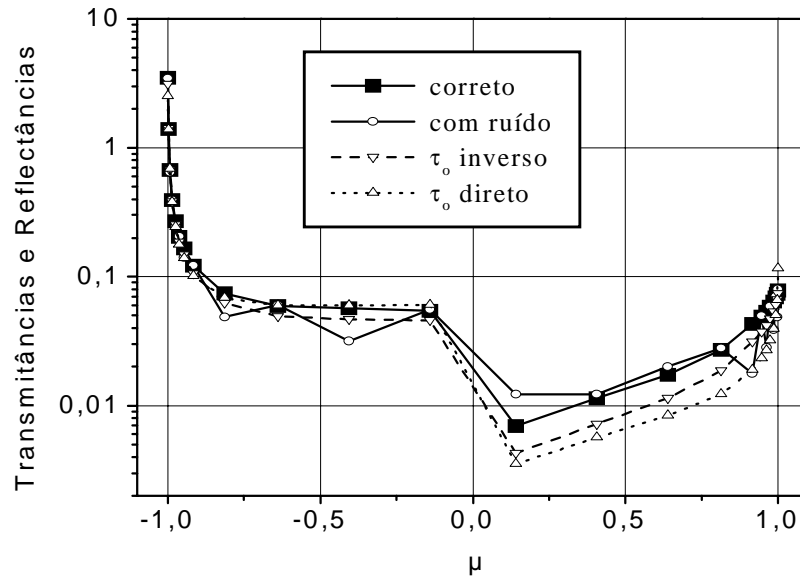


Figura 7- Transmitâncias e reflectâncias obtidas para os dois métodos de identificação de  $\tau_0$  para uma espessura ótica de  $\tau_0=15$ .

## 5. CONCLUSÃO

Neste trabalho apresentou-se um método de relaxação do método de linearização de Gauss para a identificação das propriedades radiativas de materiais difusores com um forte pico de difusão. O método inicialmente utilizado por Nicolau (1994) identificava a espessura ótica através de um modelo de 2ª ordem, entretanto este modelo só apresenta bons resultados quando o ângulo de divergência do feixe de radiação incidente é próximo de zero. Como um ângulo de divergência próximo de zero implica em uma energia de medição muito baixa esta condição torna-se proibitiva experimentalmente. Desta forma foi proposta a identificação da espessura ótica como um parâmetro a mais na rotina de identificação mas desta vez, relaxando a solução de maneira a garantir a convergência da solução. Provou-se através de dois casos testes simulados que esta rotina fornece valores mais corretos entretanto necessita de um número maior de iterações. Outra dificuldade encontrada é que o fator de relaxação deve variar em princípio com o Número de Condicionamento -  $NC$ . A fim de resolver estes problemas os autores propõem como solução o uso de equações empíricas que relacionem o fator de relaxação com  $NC$ . Este procedimento pode reduzir um pouco o número de iterações necessárias para a convergência.

Pretende-se empregar outros métodos de identificação, mais robustos, como Levenberg-Marquardt, podendo-se, desta forma, reduzir o número de iterações necessárias.

### Agradecimentos

O primeiro autor agradece ao CNPq (*Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico*) pela bolsa GDE fornecida (nº 201241/93-5) para execução deste trabalho.

## REFERÊNCIAS

- Boulet, P., Jeandel, G. & Morlot G., 1996, Etude théorique de l'influence des infibrés sur le comportement radiatif des isolants fibreux. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 39, No. 15, pp.3221-3231.
- Cunnington, G.R. & Lee, S.C., 1996 Radiative Properties of Fibrous Insulations: Theory

- Versus Experiment. *J. of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 10, No. 3, pp.460-465.
- Doermann, D. & Sacadura, J.F., 1996, Heat transfer in open cell foam insulation. *Journal of Heat Transfer*, February, Vol. 118, pp.88-93.
- Hahn, O., Raether, F., Arduini-Schuster, M.C. & Fricke, J., 1997, Transient coupled conductive/radiative heat transfer in absorbing, emitting and scattering media: application to laser-flash measurements on ceramic materials. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 40, No. 3, pp.698-698.
- Hendricks, T.J. & Howell, J.R., 1996, Absorption/scattering coefficients and scattering phase functions in reticulated porous ceramics. *Journal of Heat Transfer*, February, Vol. 118, pp. 79-87.
- McCormick, N.J., 1992, Inverse radiative transfer problem: a review, *Nuclear Science and Engineering*, Vol. 112, pp.185-198.
- Moura, L.M., Baillis, D. & Sacadura, J.F. Análise do método de ordenadas discretas: discretização espacial, *Encit98*, 3 a 6 de novembro 1998, Rio de Janeiro, Brasil, pp. 1173-1178.
- Moura, L.M., Baillis, D., Sacadura, J.F., 1998, Identification of thermal radiation properties of dispersed media: comparison of different strategies, *11th International Heat Transfer Conference*, 23-28 August, Kyongju, Korea, pp. 409-414.
- Moura, L.M. *Identification des propriétés radiatives des matériaux semi-transparents diffusants en situation de non-symétrie azimutale du champ radiatif*. Thèse de doctorat 98ISAL0059, INSA Lyon, 15 de julho 1998.
- Moura, L.M, Baillis, D., Sacadura, J.F., 1997, Analysis of the discrete ordinate method: angular discretization, 14th Brazilian Congress of Mechanical Engineering, December 8-12th, Bauru, Brazil, COB1425.
- Nicolau, V.P., Raynaud, M., Sacadura, J.F., 1994, Spectral radiative properties identification of fiber insulating materials, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 37, pp. 311-324.
- Özisik, M.N., 1973, Radiative Transfer and interaction with conduction and convection, *John Wiley and Sons*, New York, 575p.
- Sacadura, J.F., Uny, G. & Venet, A., 1986, Models and experiments for radiation parameter estimation of absorbing, emitting and anisotropically scattering media, *Proc. 8th Int. Heat Transfer Conf.*, San Francisco, Vol. 2, pp.565-570.
- Silva Neto, A.J. & Özisik, M.N., 1992, An inverse analysis of simultaneously estimating phase function, albedo and optical thickness, *ASME-HTD - Developments in Radiative Heat Transfer*, Vol. 203, pp.23-30.
- Tong, T.W. & Tien, C.L., 1980, Analytical models for thermal radiation in fibrous insulations, *Journal of Thermal Insulation*, July, Vol. 4, pp.28-44.

## **ANALYSIS OF THE SENSITIVE PARAMETERS IN THE THERMAL RADIATIVE PROPERTIES IDENTIFICATION**

**Abstract.** *This paper is focused on identification analysis for thermal radiation properties of dispersed media with a highly forward and backward peaked scattering. The direct model is based on a differential discrete ordinates method for an one-dimensional plane slab with azimuthal symmetry. An inverse method based on the Gauss linearization method is used to determine each of the unknowns. To assure the convergence of the inverse method one underrelaxation is proposed.*

**Key words:** *Thermal Radiation, Parameter Identification, Discrete Ordinates Method, Radiative Properties.*