



## TRANSFERÊNCIA DE CALOR COMBINADA EM ESCOAMENTO TURBULENTO EM DUTOS NÃO CIRCULARES

### **Silvio Seiti Shimizu**

Departamento de Energia – IEME  
Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA  
12228-900 – São Jose dos Campos – SP – Brasil  
e-mail: [silvio03@h8.ita.br](mailto:silvio03@h8.ita.br)

### **Marcelo J.S. De-Lemos**

Departamento de Energia – IEME  
Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA  
12228-900 – São Jose dos Campos – SP – Brasil  
e-mail: [delemos@mec.ita.br](mailto:delemos@mec.ita.br)

### **Fernando D'Aléssio Foroni**

Departamento de Energia – IEME  
Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA  
12228-900 – São Jose dos Campos – SP – Brasil

**Resumo.** *O presente trabalho apresenta soluções numéricas para a transferência de calor combinada radiação-convecção no interior de dutos não circulares. Resultados para tubos circulares são também utilizados para comparação. O fluido é considerado transparente à radiação e as equações para as temperaturas do gás e da parede são resolvidas numericamente. Foi desenvolvido um programa em plataforma C que calcula primeiramente os casos limites considerando separadamente a transferência de calor por convecção e radiação. Posteriormente, o programa calcula iterativamente a solução combinada empregando a regra de Simpson na integração das equações. O critério de convergência da solução iterativa é satisfeito quando a diferença entre as duas últimas tentativas se encontra abaixo de um erro pré-estabelecido.*

**Palavras-chave:** *escoamento turbulento, transferência de calor combinada, dutos não circulares*

### **1. INTRODUÇÃO**

Os mecanismos de transferência de calor a altas temperaturas são freqüentemente associados a altos fluxos de calor, onde, nestes casos, pode haver a combinação de radiação e convecção térmica. O efeito de superposição da radiação é encontrado principalmente no resfriamento de regiões quentes, transportando o calor para regiões mais frias. Em algumas instâncias, esse transporte de energia imporá uma carga adicional num local a ser mantido frio e, portanto, essa quantidade de energia deve ser estimada. Em outros casos, radiação irá ajudar a resfriar uma região aquecida de forma indesejada.

Para resolver a equação integral de energia para o balanço de calor na parede, as integrais foram numericamente calculadas fazendo-se uso das soluções dos casos limites para a radiação pura e convecção pura como tentativas iniciais. Iterações subseqüentes utilizando os valores obtidos anteriormente foram produzidas até obter-se a convergência com uma tolerância pré-selecionada. Essa abordagem será explicada abaixo, e tem sido utilizada satisfatoriamente para resolver uma grande variedade de problemas, como em Sparrow et al (1962) e Sparrow & Jonsson (1963). Outro procedimento comum para resolver equações integrais da radiação é denominado de “Separated

Kernel Method (SKM)” e consiste basicamente na transformação da equação integral em uma equação diferencial através da aproximação do padrão radiativo como uma função separada.

Radiação pura (Usiskin & Siegel (1960) ) bem como a combinação de radiação e convecção em tubos (Perlmutter & Siegel (1961), Siegel & Perlmutter (1961) ) tem sido extensivamente estudados na literatura. Usiskin & Siegel (1960) obtiveram uma solução numérica para radiação em tubos curtos dividindo o tubo em seções isotérmicas. Um balanço de calor em cada região foi tomado, resultando em um conjunto de equações não-lineares algébricas resultantes da temperatura da parede em cada zona isotérmica.

Perlmutter & Siegel (1961), apresentaram uma análise de um problema similar ao presente, mas um fluxo de calor constante foi estudado. Neste trabalho, soluções numéricas para um corpo negro foram tomadas para mostrar o efeito de cada parâmetro independente, como o comportamento do gás e a temperatura do sistema. Dois métodos foram empregados, o SKM e a solução numérica direta das equações integrais. O primeiro promove a transformação do balanço de energia em uma equação diferencial de segunda ordem que, junto com a equação diferencial de primeira ordem para a temperatura do gás, foram integradas numericamente. No segundo método, a equação integral foi colocada em forma de diferenças finitas e transformadas em relações algébricas não-lineares resolvidas pelo Método de Newton-Raphson. Os resultados foram satisfatórios para tubos curtos e cálculos para tubos longos não foram realizados devido ao número de equações envolvidas. Siegel & Perlmutter (1961) usaram a mesma geometria de Perlmutter & Siegel (1961) e estenderam sua análise para uma superfície cinza. As substituições sucessivas para resolver equações integrais lineares podem ser mostradas por um número grande de métodos e é bem documentada na literatura. Sparrow et al (1962) e Sparrow & Jonsson (1963) obtiveram a solução para problemas em que as equações são lineares

Em de Lemos (1985), soluções similares foram apresentadas considerando-se fixo o coeficiente de película  $h_f$  para escoamentos em tubos circulares com cinco diâmetros de comprimento. Posteriormente, Foroni & de Lemos (2000) estenderam aquele trabalho para tubos com até dez diâmetros de comprimento além de considerarem o valor de  $h_f$  variável na entrada do tubo. Resultados preliminares da transferência de calor combinada em tubos de seção não circular foi também objeto de estudos (Foroni & de Lemos (2001) )

No presente trabalho é apresentado uma análise dos resultados em tubos de sessões diversas e uma comparação com o caso de tubos circulares. O regime turbulento do escoamento é considerado através do uso de correlações empíricas apropriadas para o coeficiente de película  $h_f$  .

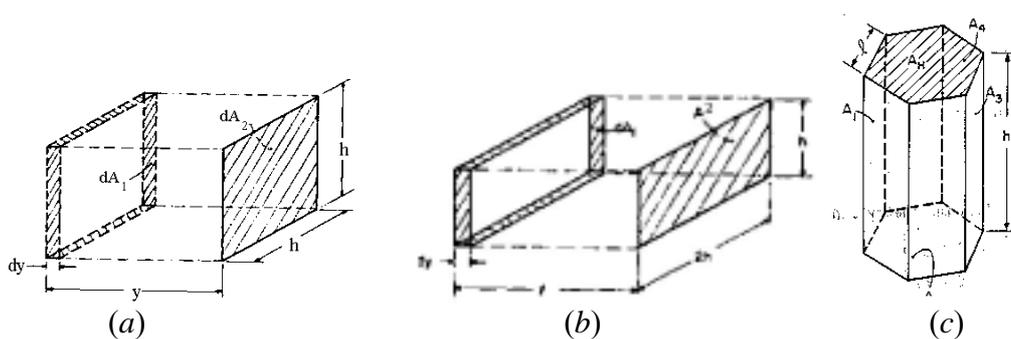


Figura 1 - Seções utilizadas para estudo a) Seção Quadrada ( $L/h = 5,64$ ), b) Seção Retangular  $1 \times 2$  ( $L/h = 7,98$ ), c) Seção Hexagonal ( $L/h = 0,55$ ).

## 2. ANÁLISE

### 2.1. Geometria dos tubos

As seções transversais analisadas, em adição ao caso de dutos de seção circular, estão esquematizadas na Figura 1. A análise que se segue é proposta para tubos circular conforme

apresentado em de Lemos (1985). A modificação para consideração das seções da Figura 1 se dá através do uso de distintos fatores de forma e usando um comprimento de tubo equivalente, conforme será detalhado posteriormente.

Sobre um tubo de seção circular com diâmetro  $D$  e comprimento  $L$ , é submetido um fluxo axi-simétrico de calor  $q_w(x)$ , onde  $x$  é a coordenada ao longo do tubo. O fluxo de calor tem distribuição senoidal e valor máximo em  $x = L/2$ . O gás entra no tubo com  $T_{gi}$  e velocidade média  $u_m$ , e sai com temperatura  $T_{ge}$ . A superfície interna é assumida cinza, com emissividade  $\varepsilon$  independente do nível de temperatura. Considerando  $Pr \approx 0.7$  e as variações de temperatura esperadas, as demais propriedades do fluido podem ser mantidas constantes.

## 2.2. Balanço de Energia

O balanço de energia será derivado seguindo-se o método da radiosidade, também utilizado por Siegel & Perlmutter (1961). Nesse método, o fluxo radiante total deixando um elemento da superfície é a diferença entre o fluxo radiante de saída  $q_0$  e o de entrada  $q_i$ . O fluxo  $q_0$  é composto por uma parte emitida pelo próprio elemento, e uma parte refletida do fluxo de entrada, que representa o fluxo de saída de outro elemento. Portanto, o balanço de fluxo deixando a superfície por radiação, convecção e o fluxo vindo da parede podem ser representados como segue

$$q_w(X) + q_i = q_0 + h_f [T_w(X) - T_g(X)] \quad (1)$$

onde  $h_f$  é o coeficiente de transferência de calor convectiva,  $q$  o calor por unidade de área na parede do tubo,  $w$  o subscrito indicando parede,  $g$  o subscrito indicando gás,  $i$  o subscrito indicando entrada do tubo, o subscrito indicando saída tubo,  $T$  a temperatura e  $X$  o comprimento axial medido a partir da entrada do tubo.

O fluxo radiativo deixando a superfície pode ser escrito como:

$$q_0 = \varepsilon \sigma T_w^4 + (1 - \varepsilon) q_i \quad (2)$$

sendo  $\varepsilon$  a emissividade da superfície e  $\sigma$  a constante de Stefan-Boltzmann.

O fluxo radiante de entrada é composto por radiação vinda do fluxo proveniente de outros elementos da superfície e radiação das extremidades do tubo. Logo tem-se:

$$q_i = \sigma T_{ri}^4 F(x) + \sigma T_{re}^4 F(\lambda - x) + \int_0^x q_0(\xi) K(x - \xi) d\xi + \int_x^\lambda q_0(\xi) K(\xi - x) d\xi \quad (3)$$

onde  $F$  é o fator de forma entre um elemento da parede e a abertura circular no fim do tubo,  $x$  a coordenada adimensional  $X/D$ ,  $D$  o diâmetro do tubo,  $\lambda$  o comprimento adimensional  $L/D$ ,  $K$  um fator de configuração e  $\xi$  a variável muda de integração.

O fator de configuração geométrica  $F(x)$  de um elemento da superfície do tubo circular é dado em Sparrow & Cess (1978), como,

$$F(x) = \left[ \frac{x^2 + 1/2}{(x^2 + 1)^{1/2}} \right] - x, \quad x \geq 0 \quad (4)$$

e o fator da configuração  $K(x)$  entre dois anéis dentro do tubo é (Siegel & Perlmutter (1961) )

$$K(x) = 1 - \left[ \frac{x^3 + 3x/2}{(x^2 + 1)^{3/4}} \right], \quad x \geq 0 \quad (5)$$

Substituindo as Eqs. (2) e (3) na Eq. (1), tem-se:

$$q_w(X) + \sigma T_{ri}^4 F(x) + \sigma T_{re}^4 F(\lambda - x) + \int_0^x q_0(\xi) K(x - \xi) d\xi + \int_x^\lambda q_0(\xi) K(\xi - x) d\xi = q_0 + h_f [T_w(X) - T_g(X)] \quad (6)$$

Usando a Eqs. (1) e (2), pode-se escrever

$$q_0 = \varepsilon \sigma T_w^4 + (1 - \varepsilon) [q_0 + h_f (T_w - T_g) - q_w(X)]$$

$$\text{ou } q_0 = \varepsilon \sigma T_w^4 + \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon} [h_f (T_w - T_g) - q_w(X)] \quad (7)$$

Para se introduzir outra equação para ser resolvida junto com a Eq. (6), necessitasse do balanço de energia de um elemento cilíndrico de fluido de comprimento  $dx$ . O incremento médio de energia interna para o fluido cruzando  $dx$  pode ser escrito como  $\rho u_m c_p (\pi D^2 / 4) dT$  onde  $\rho$  é a densidade do gás,  $u_m$  a velocidade média do gás e  $c_p$  o calor específico do fluido.

Uma vez que o fluido é considerado transparente, esta quantidade deve ser igual ao fluxo de calor convectivo somente. Portanto tem-se,

$$h_f \pi D dx (T_w - T_g) = \rho u_m c_p (\pi D^2 / 4) dT$$

ou  $\frac{dT}{dx} = S (T_w - T_g)$  (8)

onde  $S = 4 \left( \frac{\mu}{\rho u_m D} \right) \left( \frac{k}{\mu c_p} \right) \left( \frac{h D}{k} \right)$  é o número de Stanton.

Integrando a Eq. (8) de 0 a  $x$ ,

$$T = T_{gi} + \int_0^x S (T_w - T_g) dx \quad (9)$$

O balanço de energia para a parede e o gás forma um sistema de duas equações e duas variáveis,  $T_w(x)$  e  $T_g(x)$  que pode ser resolvido numericamente.

O fluxo de calor da parede  $q_w(x)$ , agora pode ser introduzido uma vez que a Eq. (6) é escrita para qualquer distribuição de  $q_w(x)$ .

A função considerada é

$$q_w(x) = q^1 \sin\left(\frac{\pi x}{\lambda}\right) + q^2$$

Finalmente, escrevendo equações para  $T_w(x)$  e  $T_g(x)$  e  $q_w(x)$  introduzindo parâmetros não-dimensionais definidos como

$$H = \left( \frac{h_f}{q_*} \right) \left( \frac{q_*}{\sigma} \right)^{1/4}; \quad t = \left( \frac{\sigma}{q_*} \right)^{1/4} T$$

$$q_*^1 = \frac{q^1}{q_*}; \quad q_*^2 = \frac{q^2}{q_*}; \quad q_w^+ = \frac{q_w}{q_*}; \quad q_o^+ = \frac{q_o}{q_*}$$

onde  $q_*$  é o fluxo de referência para a não-dimensionalidade,  $H$  é o coeficiente de transferência de calor adimensional  $(h_f / q_*)(q_*/\sigma)^{1/4}$ ,  $t$  é a temperatura adimensional  $(\sigma/q_*)^{1/4}T$ , tem-se:

$$q_w^+(x) + t_{ri}^4 F(x) + t_{re}^4 F(\lambda - x) + \int_0^x q_o^+(\xi) K(x - \xi) d\xi + \int_x^\lambda q_o^+(\xi) K(\xi - x) d\xi = q_o^+ + H [t_w(x) - t_g(x)] \quad (10)$$

$$t_g(x) = t_{gi} + \int_0^x S [t_w(x) - t_g(x)] dx \quad (11)$$

onde  $q_w^*(x) = q_*^1 \sin\left(\frac{\pi x}{\lambda}\right) + q_*^2$  (12)

$$q_o^* = t_w^4(x) + \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon} [H [t_w(x) - t_g(x)] - q_w^+(x)] \quad (13)$$

Eqs. (10) e (11) são resolvidas numericamente para  $q_*^1 = 0$  e  $q_*^2 = 0$ . Os casos limite (radiação pura e convecção pura), procedimento numérico e os resultados são apresentados abaixo.

### 2.3. Solução para Radiação Pura

Nesta solução, será assumida uma aproximação exponencial (SKM) que é conhecida por fornecer bons resultados em tubos curtos (Siegel & Perlmutter (1961)).

Desconsiderando o termo de convecção na Eq. (6) tem-se

$$q_w(X) + \sigma T_{ri}^4 F(x) + \sigma T_{re}^4 F(\lambda - x) + \int_0^x q_0(\xi) K(x - \xi) d\xi + \int_x^\lambda q_0(\xi) K(\xi - x) d\xi = q_0 \quad (14)$$

Uma vez que a equação é linear em  $q_0$ , pode-se dividir o problema em três casos isolando os carregamentos. A solução final será a soma destes três casos, conforme ilustrado na Figura 2.

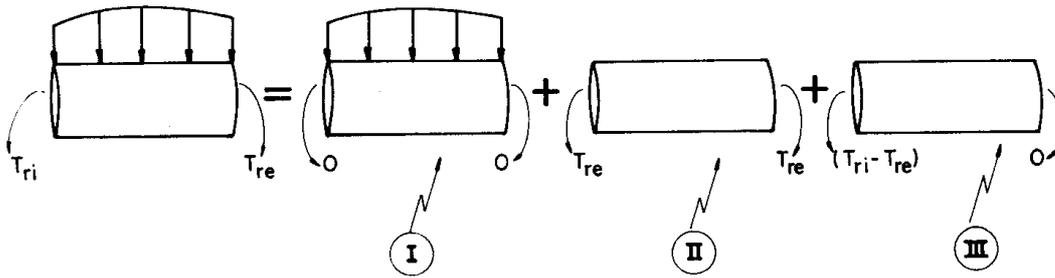


Figura 2 – Solução de radiação pura: casos I, II e III com respectivas condições de contorno.

#### Solução para o caso I da Figura 2

A Eq. (14), usando a aproximação SKM, fica

$$q_0(x) = q_w(x) + \frac{1}{e^{2x}} \int_0^x q_0(\xi) e^{2\xi} d\xi + \int_x^\lambda q_0(\xi) \frac{1}{e^{2\xi}} d\xi \quad (15)$$

Diferenciando duas vezes e subtraindo da Eq. (15),

$$\frac{d^2 q_0}{dx^2} = -q^1 \left[ \left( \frac{\pi}{\lambda} \right)^2 + 4 \right] \sin \left( \frac{\pi x}{\lambda} \right) - 4q^2$$

Integrando duas vezes,

$$q_0 = -q^1 \left[ 1 + \left( \frac{2\lambda}{\pi} \right)^2 \right] \sin \left( \frac{\pi x}{\lambda} \right) - 2q^2 x^2 = C_1 x + C_2.$$

Por simetria,  $dq_0/dx = 0$  em  $x = \lambda/2$ , logo, a constante  $C_1$  pode ser determinada como  $2q^2\lambda$ . Para determinar  $C_2$ , estima-se a Eq. (4) nos pontos  $x = 0$  e  $x = \lambda$ , e usa-se a relação de simetria  $T(0) = T_g(\lambda)$ . Depois disso,  $C_2$  é tomado como  $q^2(\lambda + 1)$ .

Logo a solução para o caso I é

$$q_0 = q_1 \left[ 1 + \left( \frac{2\lambda}{\pi} \right)^2 \right] \sin \left( \frac{\pi x}{\lambda} \right) + q^2 [\lambda + 1 + 2(x\lambda - x^2)] \quad (16)$$

#### Solução para o caso II da Figura 2

Devido ao equilíbrio assumido pelo problema, a solução para esse caso é

$$q_0 = \epsilon \sigma T_w^4 = \epsilon \sigma T_{re}^4 \quad (17)$$

### Solução para o caso III da Figura 2

A equação de balanço de equilíbrio para esse caso é

$$q_0(x) = \sigma(T_{ri}^4 - T_{re}^4)F(x) + \int_0^x q_0(\xi)K(x-\xi)d\xi + \int_x^\lambda q_0(\xi)K(\xi-x)d\xi \quad (18)$$

Novamente, diferenciando duas vezes e subtraindo da Eq. (18), tem-se  $d^2q_0/dx^2 = 0$ , logo  $q_0 = C_3x + C_4$ . Como antes, as constantes podem ser encontradas aplicando a simetria no meio e no fim do tubo. A solução então será

$$q_0(x) = (0,5 + \lambda - x)\sigma(T_{ri}^4 - T_{re}^4)/(1 + \lambda) \quad (19)$$

A solução final é a soma das Eqs. (16), (17) e (19), e depois usando parâmetros não-dimensionais tem-se

$$q_0^+(x) = q_*^1 \left[ 1 + \left( \frac{2\lambda}{\pi} \right)^2 \right] \sin\left(\frac{\pi x}{\lambda}\right) + q_*^2 [\lambda + 1 + 2(x\lambda - x^2)] + t_{re}^4 (0,5 + \lambda - x)(t_{ri}^4 - t_{re}^4)/(1 + \lambda) \quad (20)$$

onde 1 corresponde ao índice referente ao termo senoidal e 2 ao termo constante e pela Eq. (7)

$$t_w^4(x) = \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon} q_w^+(x) + q_0^+ \quad (21)$$

Para o caso de fluxo de calor constante,  $q_*^1 = 0$  e para um fluxo de calor sensoidal,  $q_*^2 = 0$ .

### **2.4. Solução para Convecção Pura**

A solução para a convecção pura é trivial e somente será apresentada. Para um fluxo da parede descrito pela Eq. (10), usando  $h$  constante, tem-se após integrar a equação de balanço e não-dimensionalizando

$$t_g(x) - t_{gi} = \frac{\lambda S}{\pi H} q_*^1 \left[ 1 - \cos\left(\frac{\pi x}{\lambda}\right) \right] + \frac{S}{H} q_*^2 x \quad (22)$$

e

$$t_w(x) - t_{gi} = \frac{q_*^1}{H} \left\{ \frac{S\lambda}{H} \left( 1 - \cos\left(\frac{\pi x}{\lambda}\right) \right) + \sin\left(\frac{\pi x}{\lambda}\right) \right\} + \frac{q_*^1}{H} (Sx + 1) \quad (23)$$

### **2.5. Procedimento Numérico**

A solução das Eqs. (10) e (11) foram obtidas primeiramente admitindo os perfis para  $t_g$  e  $t_w$ . As integrais foram então calculadas de forma a obter uma estimativa da solução. Iterações subseqüentes foram feitas usando os mais recentes resultados até que variações significativas nas variáveis não eram detectadas.

As integrais na Eq. (10), foram resolvidas utilizando-se a regra de Simpson. Um total de 50 segmentos axial foi usado para um tubo de comprimento de cinco diâmetros. O critério de convergência adotado consiste na comparação da diferença entre as duas últimas tentativas com um erro pré-selecionado. Esse erro estava na faixa de  $1 \times 10^{-4}$  para os cálculos presentes.

## 2.6. Modificações para tubos não circulares

As modificações realizadas na formulação acima se deram principalmente na determinação do comprimento equivalente adimensional do tubo, para as diferentes seções, e as expressões para os fatores de forma.

### 2.6.1. Seção Quadrada

Para todas as seções, foi assumido que a área da seção transversal dos tubos é equivalente. Assim, uma relação entre o diâmetro  $D$  de um tubo circular (Figura 2) e o lado da seção quadrada  $h$  (Figura 1a) pode ser determinada como  $D/h=1,1284$ . Portanto, para um tubo circular com  $L/D=5$  há a equivalência de  $L/h=5,64$  para a seção quadrada. Ou seja, o tubo quadrado com comprimento de 5,64 vezes o lado da seção equivale a um tubo circular de cinco diâmetros. Ainda, da literatura [Howell (2002)] obtém-se os fatores de forma correspondentes às equações (4) e (5) do modelamento original. Assim, o fator  $K$  pode ser reescrito como  $dF_{d1-d2}$  na equação abaixo.

$$dF_{d1-d2} = \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{1}{A^{3/2}} \tan^{-1} \left( \frac{1}{A^{1/2}} \right) + \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{A^2}{Y^2(A+1)} \right] \right\} dY_2 \quad (24)$$

e o fator  $F$ , por sua vez, pode ser reescrito como

$$dF_{d1-2} = \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{Y}{2} \ln \frac{Y^2(A+1)}{A^2} - \frac{Y}{A^{1/2}} \tan^{-1} \frac{1}{A^{1/2}} + \tan^{-1} \frac{1}{Y} \right\} \quad (25)$$

sendo  $Y=y/h$ ;  $y$  a coordenada ao longo do tubo quadrado e  $A=Y^2+1$ .

### 2.6.2. Seção Retangular 1x2

Seguindo o raciocínio aplicado no caso da seção quadrada, obtém-se uma relação  $L/h=7,98$  ( $D/h=1,598$ ), sendo  $h$  o lado menor da seção retangular da Figura 1b. Assim, o fator  $K$  pode ser reescrito como  $dF_{d1-d2}$  na equação abaixo.

$$dF_{d1-d2} = \frac{1}{3\pi} \left\{ \frac{4}{B^{3/2}} \tan^{-1} \left( \frac{1}{B^{1/2}} \right) + \frac{2}{A^{3/2}} \tan^{-1} \left( \frac{2}{A^{1/2}} \right) + \ln \left[ \frac{AB}{Y^2(B+1)} \right] \right\} dY_2 \quad (26)$$

e o fator  $F$ , por sua vez, pode ser dado como

$$dF_{d1-2} = \frac{1}{3\pi} \left\{ Y \ln \frac{Y^2(B+1)}{AB} + \tan^{-1} \left( \frac{1}{Y} \right) - \frac{2Y}{A^{1/2}} \tan^{-1} \frac{2}{A^{1/2}} + 2 \tan^{-1} \left( \frac{2}{Y} \right) - \frac{Y}{B^{1/2}} \tan^{-1} \frac{1}{B^{1/2}} \right\} \quad (27)$$

sendo  $Y=y/h$ ;  $A=Y^2+1$ ,  $B=Y^2+4$ .

### 2.6.3. Seção Hexagonal

Para dutos de seção hexagonal de mesma área que um tubo de diâmetro  $D$ , obtém-se a relação  $D/\ell = 0,55$ , sendo  $\ell$  o lado do hexágono da Figura 1c. A Tabela 1 mostra os fatores de forma entre duas superfícies hexagonais paralelas distantes de  $h$ , sendo  $Z=\ell/h$  na tabela.

Tabela 1 - Fatores de forma entre duas superfícies hexagonais paralelas

Z	0.05	0.10	0.20	0.30	0.40	0.50	0.60	0.70
$F_{H-H}$	0.002056	0.008134	0.031042	0.065003	0.105661	0.149277	0.193186	0.35742

Para os cálculos dos fatores de forma entre dois “anéis” hexagonais distantes de  $\delta h$  e entre um anel e a superfície hexagonal distantes de  $h$ , partiu-se da interpolação dos valores da tabela. A diferença entre dois fatores entre placas distantes de  $\delta h$ , em relação a outra superfície ou a outro anel, fornece os fatores  $F$  e  $K$  correspondentes às equações (4) e (5), respectivamente.

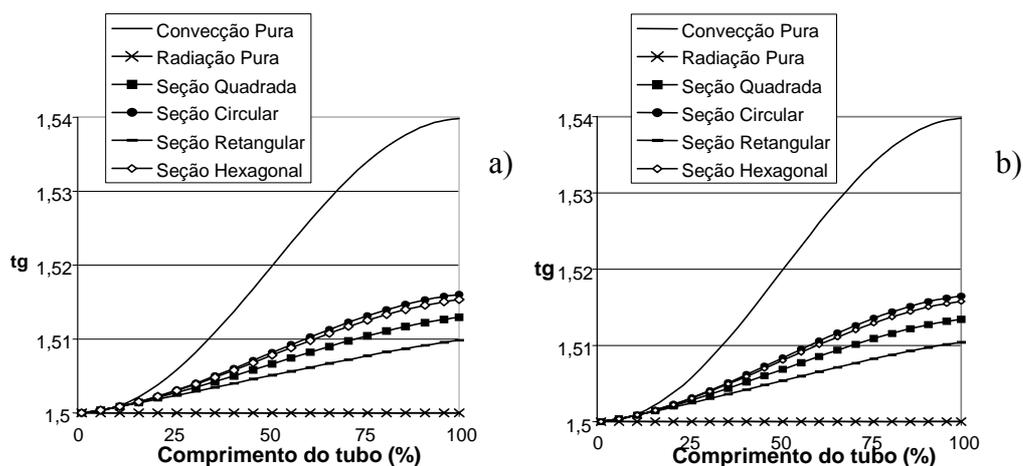


Figura 3. Temperatura do gás para: a)  $\epsilon = 1$  e b)  $\epsilon = 0,5$

### 3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Em uma análise anterior foi desenvolvido um programa em plataforma C com o objetivo de executar os cálculos para tubos de seção circular (Feroni & de Lemos (2000) ). Este programa foi modificado de modo a se obter os resultados para tubos quadrados, retangulares e hexagonais (Feroni & de Lemos (2001) ). Os cálculos foram realizados para tubos com áreas transversais equivalentes de forma que a relação original  $L/D=5$  usada para tubos circulares foi mantida.

As Figuras 3 e 4 mostram as distribuições de temperaturas do gás e da parede, respectivamente, ao longo do comprimento do tubo. A solução combinada, conforme esperado, se encontra entre as soluções de radiação pura e de convecção pura.

Observa-se facilmente pelos gráficos que a mudança da forma da seção do tubo para seções quadradas, retangulares e hexagonais diminui a temperatura da solução combinada em relação às temperaturas da seção circular . Pode-se notar pelas fórmulas de fator de forma que os mesmos aumentam com a diminuição da simetria da seção do tubo, ou seja, o efeito da radiação térmica aumenta na seguinte ordem: circular, hexagonal, quadrada e retangular.

No trabalho anterior de Feroni & de Lemos (2001) foi observado que o mecanismo de radiação térmica exerce o efeito dissipador, diminuindo a temperatura da parede na parte central do tubo na solução combinada. Aqui é visto que a forma da seção altera o peso dos mecanismos de troca de calor devido à diferença dos fatores de forma para as diversas seções. Como comentado, nota-se que quanto mais assimétrica é a seção em relação ao eixo central, maiores são os fatores de forma e, portanto, maior a contribuição do mecanismo de radiação térmica no balanço global de energia. Assim, o uso de diferentes seções transversais para uma mesma vazão mássica pode acarretar em diferentes temperaturas caso radiação seja o mecanismo preponderante de troca de energia.

Em última análise, os resultados aqui apresentados podem ter aplicação no projeto e análise de equipamentos no sentido de se determinar a forma ótima de tubos para maior redução ou máxima elevação das temperaturas do fluido e da superfície da tubulação. Naturalmente, outros fatores como a perda de carga teriam também que ser avaliados em uma análise mais abrangente.

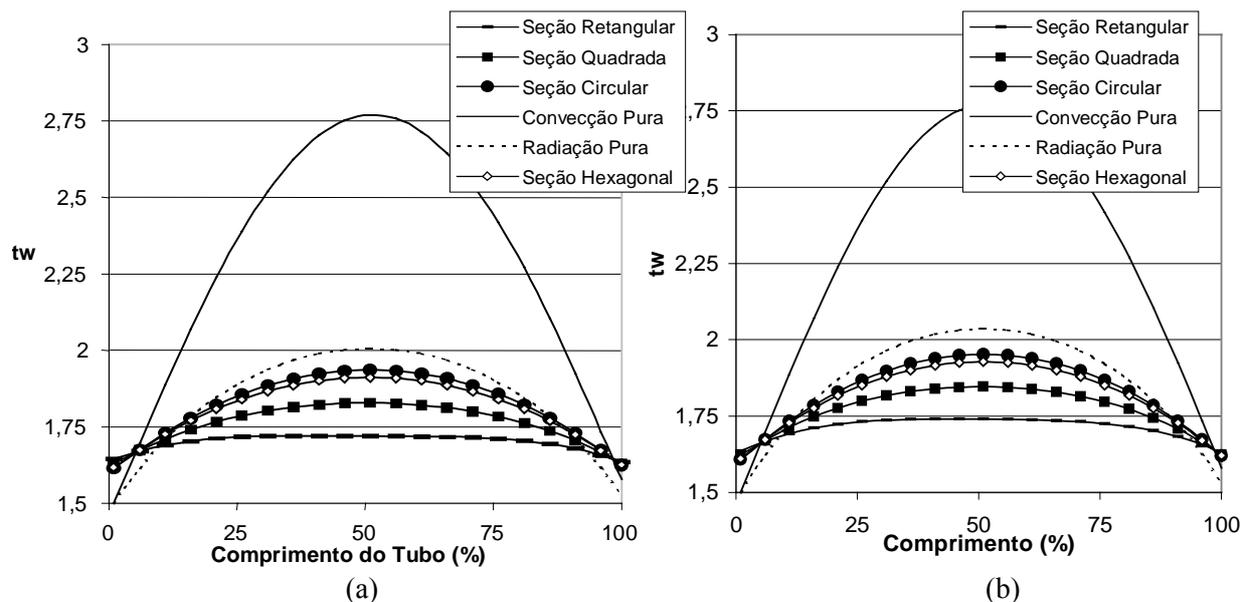


Figura 4: a) Temperatura da parede para seções distintas: a)  $\epsilon = 1$ , b)  $\epsilon = 0,5$

#### 4. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem ao CNPq pelo apoio financeiro durante a elaboração deste trabalho.

#### 5. REFERÊNCIAS

- de Lemos, M.J.S., 1985, Radiant and Convective Heat Transfer for Flow of a Transparent Gas in a Short Tube With Sinusoidal Wall Heat Flux, *International Communications in Heat & Mass Transfer*, vol. 12 (5), pp. 505-520.
- Froni, F.D., de Lemos, M.J.S., 2000, Solução Numérica Da Transferência De Calor Combinada Convecção-Radiação Em Dutos Circulares, *Anais do ENCIT2000 – 8º. Congresso Brasileiro de Ciências Térmicas*, Porto Alegre, RS, Brazil, 3-6 de outubro.
- Froni, F.D., de Lemos, M.J.S., 2001, Transferência De Calor Combinada Em escoamento Turbulento Em Dutos Não Circulares, *Anais do VII ENCITA - Encontro de Iniciação Científica e Pós-Graduação do ITA*, São José dos Campos, Instituto Tecnológico de Aeronáutica - ITA, v. 1, p. 211-216.
- Howell, J.R., 2002, URL: <http://www.me.utexas.edu/~howell>
- Kays, W.M., 1966, *Convective Heat and Mass Transfer*, McGraw-Hill, New York.
- Perlmutter, M., Siegel, R., 1961, Effect of Thermal Radiation Exchange in a Tube on Convection Heat Transfer to a Transparent Gas, *Amer. Soc. Mec. Engrs.*, Paper 61-WA-169.
- Siegel, R., Perlmutter, M., 1961, Convective and Radiant Heat Transfer for Flow in a Transparent Gas in a Tube with a Gray Wall.
- Sparrow, E.M. et al., 1962, Thermal Radiation Characteristics of Cylindrical Enclosures, *J. Heat Transfer*, CB4, 73.
- Sparrow, E.M., Cess, R.D., 1978, *Radiation Heat Transfer, Augmented Edition*, McGraw-Hill, New York.
- Sparrow, E.M., Jonsson, V.K., 1963, Radiant Emission Characteristics of Diffusive Conical Cavities, *J. Opt. Soc. Am.*, 53, 816.
- Usiskin, C.M., Siegel, R., 1960, Thermal Radiation from a Cylindrical Enclosure with Specified Wall

## COMBINED TURBULENT HEAT TRANSFER IN DUCTS OF NON-CIRCULAR CROSS-SECTION

### **Silvio Seiti Shimizu**

Departamento de Energia – IEME  
Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA  
12228-900 – São Jose dos Campos – SP – Brasil  
e-mail: [silvio03@h8.ita.br](mailto:silvio03@h8.ita.br)

### **Marcelo J.S. De-Lemos**

Departamento de Energia – IEME  
Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA  
12228-900 – São Jose dos Campos – SP – Brasil  
e-mail: [delemos@mec.ita.br](mailto:delemos@mec.ita.br)

### **Fernando D'Aléssio Foroni**

Departamento de Energia – IEME  
Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA  
12228-900 – São Jose dos Campos – SP – Brasil

***Abstract** The present analysis accounts for combined convective and radiant heat transfer to a fluid flowing in circular and non-circular short tubes with prescribed wall heat flux. A program in the language C for calculating the limiting cases of pure convection and pure radiation was developed. The tube wall and gas bulk temperatures were obtained by successive substitutions for the wall and gas energy balance equations. The integrals were approximated by Simpson's rule and initial guesses for the iterative process were based upon the limiting cases for pure radiation and pure convection.*

***Keywords:** turbulent flows, combined heat transfer, non-circular cross-section*