

TRANSFERÊNCIA DE CALOR TURBULENTO NUM CANAL COM EXPANSÃO ABRUPTA USANDO UM MODELO $k-\varepsilon$ NÃO LINEAR

Marcelo Assato * - e-mail: assato@mec.ita.br

Francisco D. Rocamora Jr. ** - e-mail: rocamora@mec.ita.br

Marcelo J.S. de-Lemos * - e-mail: delemos@ita.cta.br

*Departamento de Energia - IEME, Instituto Tecnológico de Aeronáutica - ITA
12228-900 São José dos Campos - SP - Brasil

**Depto. de Energia Nuclear, Instituto de Estudos Avançados - IEAv/CTA
12231-970, São José dos Campos - SP - Brasil

***Resumo.** Neste trabalho são apresentados resultados numéricos para escoamento turbulento com transferência de calor. É mostrado que o modelo de turbulência $k-\varepsilon$ não linear prediz melhor os campos hidrodinâmico e térmico que o modelo $k-\varepsilon$ padrão quando comparados com resultados experimentais. As funções de parede, embora pouca apropriadas para escoamento com recirculação, foram utilizadas para simplicidade dos cálculos. O método numérico empregado para a discretização das equações é o de volumes finitos num sistema de coordenadas não-ortogonal. O algoritmo SIMPLE é utilizado para correção do campo de pressão. Resultados para o escoamento turbulento em um canal com expansão abrupta (“backward facing step”) são apresentados, verificando uma melhor predição na região de recirculação utilizando o modelo de turbulência não linear.*

***Palavras-chave:** Turbulência, Volumes finitos, Não linear, Transferência de calor*

1. INTRODUÇÃO

Entre os vários problemas de mecânica dos fluidos, os escoamentos que apresentam separação com recirculação tem sido alvo de enormes pesquisas nas últimas décadas. Tais escoamentos ocorrem em reatores nucleares, turbinas a gás, circuitos eletrônicos, e equipamentos de transferência de calor em geral. Este tipo de escoamento sempre foi visto como um dos mais sérios problemas para o engenheiro termo-hidráulico descrever. Para que se possa obter valores confiáveis do coeficiente de transferência de calor em escoamento com separação, é de extrema importância usar modelos de turbulência que possam simular precisamente os campos de velocidade e temperatura. Em termos gerais, os critérios para ter um bom modelo de turbulência são: (i) mínima complexidade (isto é, conter um número mínimo de equações diferenciais, constantes e funções empíricas apresentando boa precisão e resultados coerentes com o fenômeno físico); (ii) robustez (ou seja, promover convergência estável e não apresentar dificuldade em resolver altos gradientes nas regiões próximas à

paredes); (iii) possuir aplicabilidade extensiva (isto é, poder ser aplicado a uma ampla faixa de escoamentos sem ajustes das constantes empíricas).

O modelo $k-\varepsilon$ padrão (linear) em combinação com a hipótese do número de Prandtl turbulento constante, Pr_t , tem sido frequentemente usado para descrever a transferência de calor em escoamentos com separação. No entanto, o modelo $k-\varepsilon$ padrão, por sua característica isotrópica, fornece consideráveis imprecisões na região com recirculação. Os modelos de viscosidade turbulenta não lineares surgiram para suprir estas deficiências através da inclusão de termos não lineares na relação tensão vs. taxa de deformação. Trabalhos como os de Speziale (1987), Yoshizawa (1987), Rubinstein & Barton (1990), Shih et al. (1993), apresentam produtos quadráticos envolvendo os tensores taxa de deformação e vorticidade no cálculo do tensor de Reynolds. Esses modelos vem apresentando resultados tão bons quanto os modelos de segunda ordem, porém com algumas vantagens como: manter as mesmas qualidades do modelo $k-\varepsilon$ padrão (robustez, grande faixa de aplicação), ser de fácil implementação e apresentar um menor esforço computacional por não ser preciso resolver as equações de transporte para cada componente individual do tensor de Reynolds, necessário para os modelos de segunda ordem.

Neste trabalho, com a finalidade de estudar escoamentos com separação (com recirculação), são analisados os campos hidrodinâmico e térmico num canal com expansão abrupta (“backward facing step”). Os resultados numéricos obtidos utilizando o modelo $k-\varepsilon$ não linear de Shih et al. (1993) mostram uma melhor concordância com os dados experimentais de Vogel & Eaton (1985) quando comparados com o modelo $k-\varepsilon$ padrão.

2. EQUAÇÕES DE TRANSPORTE E CONSTITUTIVA

As equações de conservação de massa, momento e escalar, que descrevem o escoamento de fluidos podem ser escritas, respectivamente, como:

$$\operatorname{div}(\rho \vec{v}) = 0, \quad \operatorname{div}(\rho \vec{v} U_i - \vec{t}_i) = s_{u_i}, \quad \operatorname{div}(\rho \vec{v} \phi - \vec{q}_\phi) = s_\phi, \quad (1)$$

onde \vec{t}_i contém a tensão agindo no direção- i , e s_{u_i} representa todos os termos fonte, incluindo o termo de pressão e gravitacional. O símbolo ϕ representa uma quantidade escalar, \vec{q}_ϕ é seu fluxo difusivo e s_ϕ representa a fonte ou sumidouro de ϕ . As equações para \vec{t}_i , \vec{q}_ϕ e s_{u_i} são dadas, respectivamente, por:

$$\vec{t}_i = \tau_{ij} \cdot \vec{i}_j, \quad \vec{q}_\phi = \Gamma_\phi \operatorname{grad} \phi = \Gamma_\phi \left(\frac{\partial \phi}{\partial y^j} \vec{i}_j \right), \quad s_{u_i} = -\frac{\partial P}{\partial y^i}, \quad (2)$$

onde, $P = p + \rho gh$. O coeficiente de transporte Γ_ϕ , e os termos fontes s_ϕ para as equações da energia cinética turbulenta k , a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta ε , e temperatura T , são expressos na tabela 1. Sendo μ_t e P_k a viscosidade turbulenta e o termo de produção de turbulência de k , respectivamente dados por:

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad P_k = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}, \quad (3)$$

Tabela 1. Coeficientes de transporte e termos fonte

ϕ	k	ε	T
Γ_ϕ	$\frac{\mu_t}{\sigma_k}$	$\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}$	$\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t}$
s_ϕ	$P_k - \rho\varepsilon$	$C_1 \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k}$	0

onde $C_\mu = 0.09$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.33$, $C_1 = 1.44$ e $C_2 = 1.92$. No coeficiente Γ_ϕ da equação da energia encontra-se o número de Prandtl molecular Pr e o número de Prandtl turbulento Pr_t .

A equação constitutiva apresentada por Shih et al. (1993) tem termos lineares e quadráticos. A expressão para as tensões de Reynolds são escritas como:

$$\hat{\sigma}_{ij} = -(\mu_t S_{ij})^L + \left(c_{1NL} \mu_t \frac{k}{\hat{a}} [S_{ik} S_{kj} - \frac{1}{3} S_{kl} S_{kl} \delta_{ij}] \right)^{NLI} + \left(c_{2NL} \mu_t \frac{k}{\hat{a}} [\Omega_{ik} S_{kj} + \Omega_{jk} S_{ki}] \right)^{NL2} + \left(c_{3NL} \mu_t \frac{k}{\hat{a}} [\Omega_{lk} \Omega_{jk} - \frac{1}{3} \Omega_{lk} \Omega_{lk} \delta_{ij}] \right)^{NL3}, \quad (4)$$

onde δ_{ij} é o delta de Kronecker, os sobrescritos na equação (4) indicam contribuições **L**inear e **N**ão **L**inear, S_{ij} e Ω_{ij} representam os tensores deformação e vorticidade, respectivamente, dados por:

$$S_{ij} = \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad \Omega_{ij} = \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (5)$$

No modelo de Shih et al. (1993) os valores de c_{1NL} , c_{2NL} e c_{3NL} são calculados da seguinte forma:

$$c_{1NL} = \frac{0.75/c_\mu}{1000 + s^3}, \quad c_{2NL} = \frac{3.8/c_\mu}{1000 + s^3}, \quad c_{3NL} = \frac{4.8/c_\mu}{1000 + s^3}, \quad (6)$$

$$\text{onde, } c_\mu = \frac{2/3}{1.25 + s + 0.9\Omega}, \quad s = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{\frac{1}{2} S_{ij} S_{ij}}, \quad \Omega = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{\frac{1}{2} \Omega_{ij} \Omega_{ij}}. \quad (7)$$

3. LEI DE PAREDE HIDRODINÂMICA E TÉRMICA

Hidrodinâmica: a lei de parede (padrão) de duas camadas, é empregada juntamente com o modelo de turbulência k- ε . A força de cisalhamento por unidade de área agindo num volume de controle adjacente a superfície da parede (tensão de cisalhamento na parede) pode ser expressa por:

$$\vec{\tau}_w = -\lambda \frac{\delta \vec{V}_p}{\delta n}, \quad (8)$$

onde $\overrightarrow{\delta V}_p$ é a diferença entre as velocidades paralela a parede no ponto P próximo a parede e no nodo da parede; δn é a distância entre o nodo próximo a parede P e a parede, e λ é um coeficiente definido como:

$$\lambda = \mu \quad \text{para escoamento laminar,} \quad (9)$$

$$\lambda = \frac{\rho C_\mu^{\frac{1}{4}} \kappa k_p^{\frac{1}{2}} \delta n}{\ln(E y_p^+)} \quad \text{para escoamento turbulento,} \quad (10)$$

onde E pode ser variada para simular a rugosidade da parede; $\kappa=0.41$ é a constante de Kármán; e y_p^+ representa a distância adimensional do nodo P próximo a parede, expressa por:

$$y_p^+ = \frac{\rho C_\mu^{\frac{1}{4}} k_p^{\frac{1}{2}} \delta n}{\mu}. \quad (11)$$

O subscrito P refere ao ponto próximo a parede; assim k_p é o valor da energia turbulenta neste ponto. Embora se compreenda as limitações do uso da lei da parede em escoamentos com recirculação, o uso das equações acima é aqui considerado tendo em vista o desconhecimento de modelos mais sofisticados para a solução numérica sem uso das chamadas funções de "Baixo Re". A aplicação da equação (10) fica condicionada a um valor de y_p^+ acima de 11.6.

Térmica: A lei de parede térmica foi desenvolvida baseada numa analogia feita à lei de parede hidrodinâmica, ou seja, um fluxo de calor por unidade de área atravessando um volume de controle adjacente a superfície da parede pode ser dado por:

$$q_w = -\lambda_T c_p \frac{\delta T}{\delta n}, \quad (12)$$

onde c_p é o calor específico do fluido, δT é a diferença entre a temperatura no ponto P próximo à parede e no nodo da parede, e λ_T é um coeficiente para o campo térmico definido como:

$$\lambda_T = \frac{\mu}{Pr} \quad \text{escoamento laminar,} \quad (13)$$

$$\lambda_T = \frac{\rho C_\mu^{\frac{1}{4}} k_p^{\frac{1}{2}}}{T^+} \delta n \quad \text{escoamento turbulento,} \quad (14)$$

onde T^+ representa a temperatura adimensional do nodo P próximo a parede, dada por:

$$T^+ = \alpha \ln y^+ + \beta, \quad (15)$$

sendo $\alpha = A Pr_t$ uma constante da equação da temperatura universal; $A = 1/\kappa$; e β é função do número de Prandtl molecular. Baseado num melhor ajuste aos dados experimentais de Kader & Yaglom (1972), é calculada da seguinte forma:

$$\beta = 12.5 Pr^{\frac{2}{3}} + 2.12 \ln Pr - 5.3 \quad \text{se } Pr \geq 0.5, \quad (16)$$

$$\beta = 12.5 Pr^{\frac{2}{3}} + 2.12 \ln Pr - 1.5 \quad \text{se } Pr < 0.5. \quad (17)$$

4. MÉTODO DE DISCRETIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES

O método numérico empregado para a discretização das equações é o método dos volumes finitos num sistema de coordenadas não-ortogonal. O algoritmo SIMPLE é utilizado para correção do campo de pressão. A figura abaixo mostra um volume de controle genérico com suas notações, distâncias e índices usados na transformação das equações para o sistema de coordenadas $\eta - \xi$.

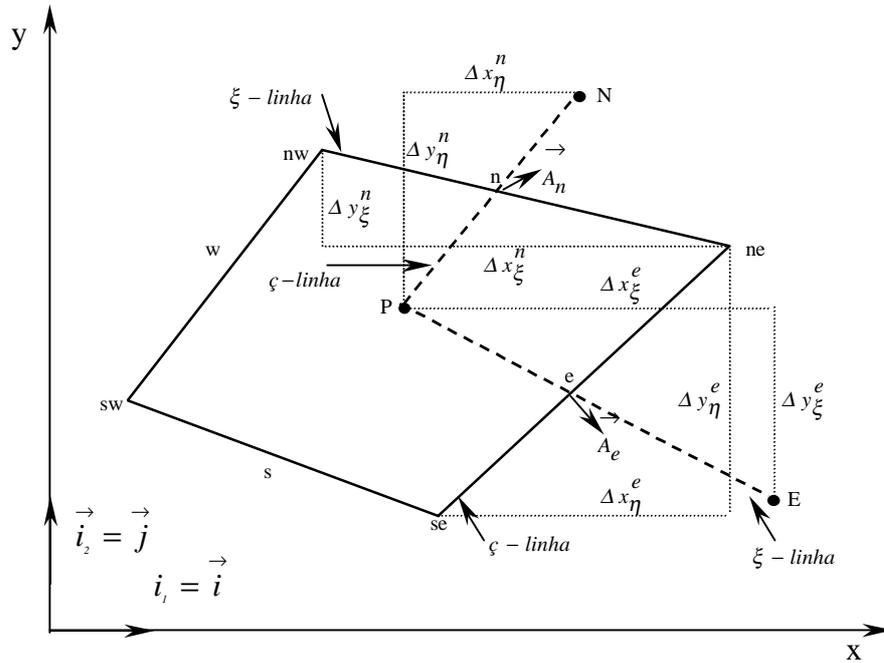


Figura (1) - Volume de controle e notações.

Da figura (1) é definido as seguintes distâncias geométricas usadas no processo de discretização:

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{x}_\eta^e &= (\mathbf{x}_{ne} - \mathbf{x}_{se}), & \Delta \mathbf{x}_\xi^e &= (\mathbf{x}_E - \mathbf{x}_P), & \Delta \mathbf{y}_\eta^e &= (\mathbf{y}_{ne} - \mathbf{y}_{se}), & \Delta \mathbf{y}_\xi^e &= (\mathbf{y}_E - \mathbf{y}_P), \\ \Delta \mathbf{x}_\xi^n &= (\mathbf{x}_{ne} - \mathbf{x}_{nw}), & \Delta \mathbf{x}_\eta^n &= (\mathbf{x}_N - \mathbf{x}_P), & \Delta \mathbf{y}_\xi^n &= (\mathbf{y}_{ne} - \mathbf{y}_{nw}), & \Delta \mathbf{y}_\eta^n &= (\mathbf{y}_N - \mathbf{y}_P), \\ \Delta \mathbf{x}_\xi^p &= (\mathbf{x}_e - \mathbf{x}_w), & \Delta \mathbf{x}_\eta^p &= (\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_s), & \Delta \mathbf{y}_\xi^p &= (\mathbf{y}_e - \mathbf{y}_w), & \Delta \mathbf{y}_\eta^p &= (\mathbf{y}_n - \mathbf{y}_s). \end{aligned} \quad (18)$$

Todo o tratamento numérico e processo de discretização dos termos convectivo e difusivo linear e não linear, são mostrados em detalhes no trabalho feito por Assato & de Lemos (1998). O tratamento numérico apresentado por Assato & de Lemos (1998) para os termos difusivos não lineares referentes as equações de momento, foi totalmente explícito, determinados no termo fonte. Num subsequente trabalho Assato & de Lemos(1999) trataram os termos difusivos não lineares de forma implícita e explícita com a finalidade de melhorar a estabilidade numérica do código computacional.

No modelo de Shih et al. (1993) desenvolvendo as equações (6) e (7), respectivamente tem-se:

$$s = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{2 \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2}, \quad \Omega = \frac{k}{\varepsilon} \left(\frac{\partial U}{\partial y} - \frac{\partial V}{\partial x} \right). \quad (19)$$

Discretizando em coordenadas generalizadas, as derivadas podem ser expressas como:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)_P &= \frac{(y_n - y_s)(U_e - U_w) - (y_e - y_w)(U_n - U_s)}{(y_n - y_s)(x_e - x_w) - (y_e - y_w)(x_n - x_s)} = \frac{\Delta y_\eta^P \cdot \Delta U_\xi^P - \Delta y_\xi^P \cdot \Delta U_\eta^P}{\Delta y_\eta^P \cdot \Delta x_\xi^P - \Delta y_\xi^P \cdot \Delta x_\eta^P} = \frac{\pi_a^P}{\Pi_P} \\ \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)_P &= \frac{(U_n - U_s)(x_e - x_w) - (U_e - U_w)(x_n - x_s)}{(y_n - y_s)(x_e - x_w) - (y_e - y_w)(x_n - x_s)} = \frac{\Delta U_\eta^P \cdot \Delta x_\xi^P - \Delta U_\xi^P \cdot \Delta x_\eta^P}{\Delta y_\eta^P \cdot \Delta x_\xi^P - \Delta y_\xi^P \cdot \Delta x_\eta^P} = \frac{\pi_b^P}{\Pi_P} \\ \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)_P &= \frac{(y_n - y_s)(V_e - V_w) - (y_e - y_w)(V_n - V_s)}{(y_n - y_s)(x_e - x_w) - (y_e - y_w)(x_n - x_s)} = \frac{\Delta y_\eta^P \cdot \Delta V_\xi^P - \Delta y_\xi^P \cdot \Delta V_\eta^P}{\Delta y_\eta^P \cdot \Delta x_\xi^P - \Delta y_\xi^P \cdot \Delta x_\eta^P} = \frac{\pi_c^P}{\Pi_P} \\ \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)_P &= \frac{(V_n - V_s)(x_e - x_w) - (V_e - V_w)(x_n - x_s)}{(y_n - y_s)(x_e - x_w) - (y_e - y_w)(x_n - x_s)} = \frac{\Delta V_\eta^P \cdot \Delta x_\xi^P - \Delta V_\xi^P \cdot \Delta x_\eta^P}{\Delta y_\eta^P \cdot \Delta x_\xi^P - \Delta y_\xi^P \cdot \Delta x_\eta^P} = \frac{\pi_d^P}{\Pi_P} \end{aligned} \quad (20)$$

Os deltas envolvendo as variáveis independentes ($\phi = x, y$) e variáveis dependentes ($\phi = U, V, T, k, \varepsilon$) e outras demais, podem ser generalizadas da seguinte forma:

$$\Delta \phi_\xi^P = (\phi_e - \phi_w), \quad \Delta \phi_\eta^P = (\phi_n - \phi_s). \quad (21)$$

Desta forma as equações discretizadas para s e Ω respectivamente ficam:

$$s = \frac{k}{\varepsilon \Pi_P} \sqrt{2(\pi_a^P)^2 + (\pi_b^P + \pi_c^P)^2 + 2(\pi_d^P)^2}, \quad \Omega = \frac{k}{\varepsilon \Pi_P} (\pi_b^P - \pi_c^P). \quad (22)$$

5. RESULTADOS

5.1 Escoamento turbulento em um canal com expansão abrupta

O problema de escoamento turbulento num canal com expansão abrupta (“turbulent flow past a backward facing step”) é importante em muitas aplicações tecnológicas, e tem sido muito usado como um caso teste padrão para quantificar a performance de modelos de turbulência, muitas vezes tomando como referência a predição do ponto de recolagem (“reattachment”) do escoamento que se dá após a expansão. A Fig. (2) abaixo ilustra o escoamento em questão.

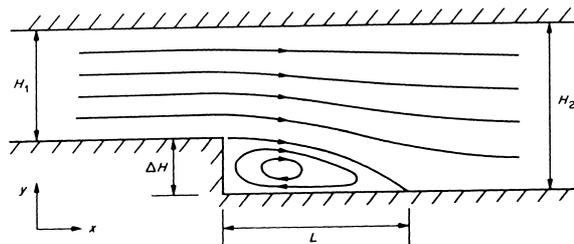


Figura (2)- Canal com expansão abrupta.

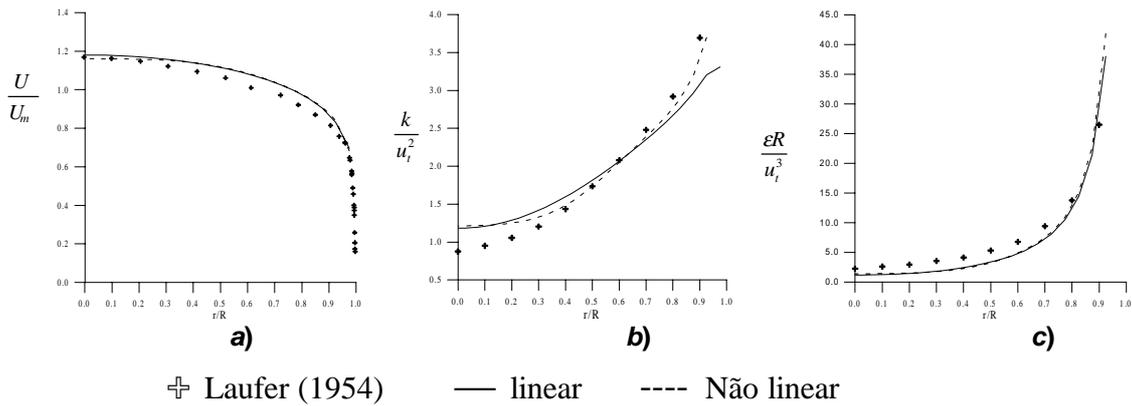


Figura (3) - Validação dos valores usados na entrada do escoamento na Fig. (2): a) velocidade média U_{in} , b) Energia cinética de turbulência, k_{in} , c) ϵ_{in} , taxa de dissipação de energia cinética. Resultados experimentais de Laufer, (1954), para tubos.

Aqui $\Delta H = H_2 - H_1$ representa a altura do degrau e L o comprimento de separação do escoamento. No presente trabalho, os resultados obtidos foram comparados com dados experimentais de Vogel & Eaton (1985). O número de Reynolds de entrada é igual a 28000, com uma taxa de expansão de $H_2 / H_1 = 1.25$. As condições de contorno para o campo térmico são: fluxo de calor uniforme na parede inferior após o degrau, ou seja, em $x > 0$: $q_w = 270 [W]$, e fluxo zero para parede superior (adiabática). O ar foi utilizado como o fluido de trabalho ($Pr = 0.71$) apresentando uma temperatura de entrada uniforme de $T = 25^\circ C$. O domínio computacional utilizado foi de: $-3.8\Delta H \leq x \leq 50\Delta H$ com uma malha de: 144×50 , apresentando um maior refinamento na região de recirculação. O número de Prandtl turbulento foi de $Pr_t = 0.9$. Os perfis de entrada para o escoamento, *i.e.*, U_{in} , k_{in} e ϵ_{in} , foram obtidos empregando-se primeiramente o programa na simulação de um canal de altura H_1 . Os valores obtidos na saída foram então usados como condição de entrada para a geometria da Fig. (2). A comparação destes resultados com valores experimentais é mostrado na Fig. (3) para o caso de tubos circulares. Os resultados para escoamento entre placas,

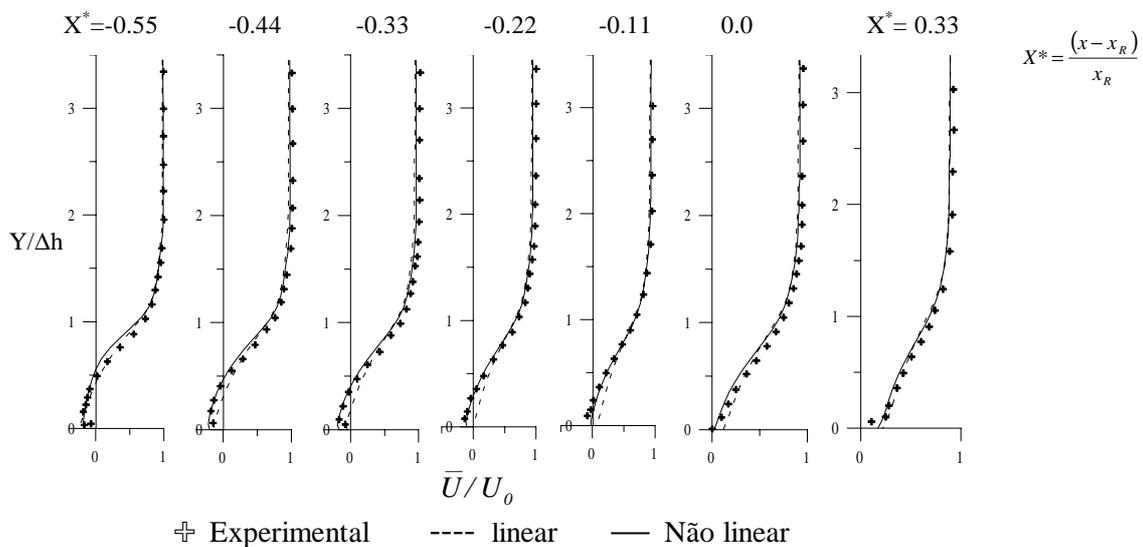


Figura (4) – Campo da velocidade média adimensional \bar{U}/U_o .

similares àqueles da Fig. (3), também indicaram boa concordância com experimentos e a adequação no uso destes valores como condição de contorno para o degrau da Fig. (2).

O comprimento de separação $X_R=L/\Delta H$ utilizando o modelo $k-\varepsilon$ linear foi de 5.0, enquanto que o modelo $k-\varepsilon$ não linear de Shih et al, 1993 forneceu um comprimento de separação de 6.0. Dados experimentais de Vogel & Eaton (1985) indicam $X_R \approx 6.67$. A figura (4) mostra o campo de velocidade média adimensional \bar{U}/U_0 em várias seções do canal, utilizando o valor experimental como referência para X_R . A velocidade U_0 é a velocidade média de entrada. Nota-se uma melhor concordância do campo da velocidade média aplicando o modelo não linear, com exceção da primeira estação ($X^* = -0.55$). O mesmo ocorre para o campo da intensidade turbulenta adimensional u'/U_0 mostrado na figura (5).

O campo da temperatura média é mostrado na figura (6), e pode-se notar que os modelos apresentam resultados bastante semelhantes. O modelo linear apresenta uma melhor concordância que o modelo não linear em relação ao experimental próximo ao degrau. Nas demais estações os resultados de ambos os modelos praticamente coincidem.

A distribuição do coeficiente de fricção C_f é simulada com sucesso, conforme mostra a figura (7)(a), apresentando uma melhor concordância usando o modelo não linear, principalmente na região de recirculação. Após o ponto de recolagem do escoamento, $X^* > 0$, os modelos utilizados não apresentam uma boa predição em relação ao trabalho de Vogel & Eaton (1985). Na figura (7)(b) pode-se observar uma concordância do número de Stanton muito boa usando o modelo não linear, apresentando uma pequena diferença somente nas proximidades do ponto de recolagem.

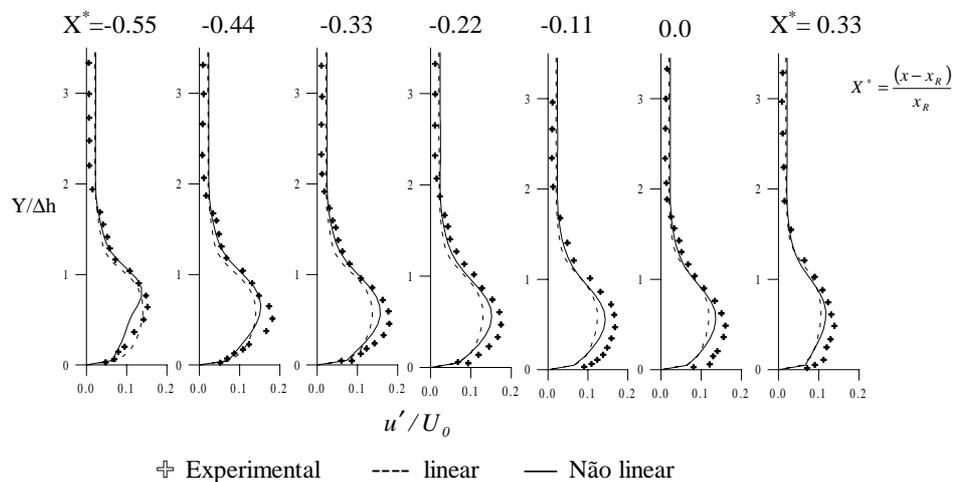


Figura (5) – Campo da intensidade turbulenta adimensional u'/U_0 .

6. CONCLUSÃO

Neste trabalho foi visto que o modelo $k-\varepsilon$ não linear melhora sensivelmente a predição dos campos hidrodinâmico e térmico. Para o escoamento com expansão abrupta, pode-se notar uma melhor predição para o campo hidrodinâmico analisado (velocidade média adimensional, intensidade turbulenta adimensional e coeficiente de fricção), usando o modelo não linear. Como um resultado numérico mais preciso do campo térmico depende diretamente

de uma boa predição do campo de velocidade, o modelo não linear apresentou uma melhor concordância do número de Stanton aos dados experimentais de Vogel & Eaton (1985). Para o campo de temperatura média foi observado que o modelo linear apresentou-se melhor que o modelo não linear na região próxima ao degrau. Nas demais localidades, ambos os modelos, apresentaram resultados muito semelhantes. É interessante notar que o modelo não linear apresentou imprecisões na região próxima ao degrau, conforme pode ser observado nas primeiras estações das figuras (4), (5) e (6). Porém, o modelo não linear prediz de forma bastante satisfatória os valores das tensões de cisalhamento na parede τ_w , e temperatura na parede T_w (responsáveis diretos no cálculo do C_f e St) ao longo de toda a parede, inclusive na região próxima ao degrau.

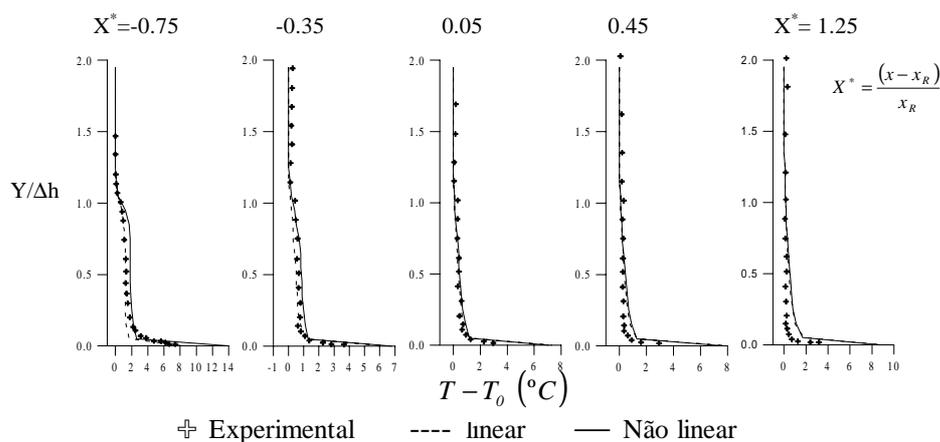


Figura (6) – Campo da temperatura média.

Agradecimentos

Os autores agradecem ao CNPq pela ajuda financeira durante preparação deste trabalho.

REFERÊNCIAS

- Assato, M., de Lemos, M.J.S., 1998, Development of a non-linear turbulence model for recirculating flows using generalized coordinates, *ENCIT98 – 7th Brazilian Congress of Engineering and Thermal Sciences*, vol. 2, Rio de Janeiro, pp. 1386-1391.
- Assato, M., de Lemos, M.J.S., 1999, Tratamento Numérico Implícito para a Implementação de um Modelo Não Linear de Turbulência em Coordenadas Generalizadas (em CD-ROM), *XV COBEM - Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica*, Águas de Lindóia, SP.
- Assato, M., de Lemos, M.J.S., 2000, Simulação numérica aplicando um modelo de turbulência k-ε não linear em coordenadas generalizadas, *aceito para apresentação no CONEM 2000 – Congresso Nacional de Engenharia Mecânica*, Natal, Rio Grande do Norte.
- Gnielinski, V., 1976, New equation for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow, *Int. Chem. Eng.*, vol. 16, pp. 359-368.
- Kader, B.A., Yaglom, A.M., 1972, Heat and mass transfer laws for fully turbulent wall flows, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 15, pp. 2329-2351.
- Laufer, J., 1954, The Structure of Turbulence in Fully Developed Pipe FLOW, NACA-TR-1174.

- Rubinstein, R. & Barton, J.M., 1990, Renormalization group analysis of the stress transport equation, *Phys Fluids A* 2, pp. 1472.
- Shih, T.H., Zhu, J., Lumley, J.L., 1993, A realisable Reynolds stress algebraic equation model, NASA TM-105993.
- Speziale, C.G., 1987, On nonlinear k-l and k- ϵ models of turbulence, *J. Fluid Mech.*, vol. 176, pp. 459-475.
- Vogel, J.C., Eaton, J.K., 1985, Combined heat transfer and fluid dynamic measurements downstream of a backward-facing-step, *J. Heat Transfer*, vol. 107, pp. 922-929.
- Yoshizawa, A., 1987, Statistical analysis of the deviation of the Reynolds stress from its eddy viscosity representation, *Phys. Fluids*, 27, pp. 1377-1387.

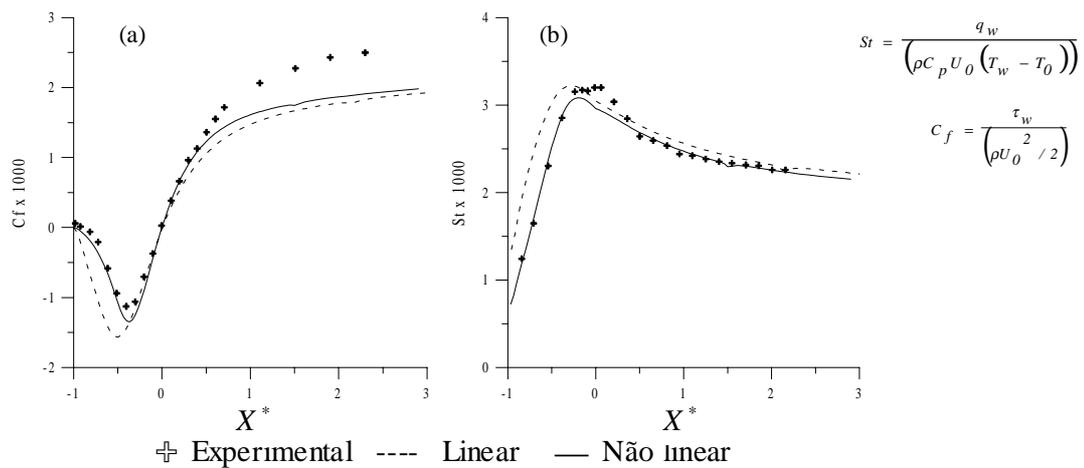


Figura (7)- (a) Coeficiente de Fricção; (b) Número de Stanton.

Abstract: Numerical results for turbulent flow and heat transfer are here presented. It is shown that the non-linear k - ϵ model predicts values closer to experimental data, for both hydrodynamic and thermal fields, when compared to their linear counterpart. Wall functions for velocity and temperature are used in order to bypass fine computation close to the wall. The control volume approach is employed for discretizing the flow governing equation and the SIMPLE algorithm is used for relaxing the solution. Results for turbulent flow in a channel with an abrupt expansion are presented. The recirculating length and mean flow quantities are better predicted with the use of a non-linear relationship between the shear stresses and the deformation rate tensor.