

ESTUDO DO ESCOAMENTO TURBULENTO COM TRANSFERÊNCIA DE CALOR ATRAVÉS DE UMA OBSTRUÇÃO SENOIDAL AXISSIMÉTRICA COM UMA CAMADA POROSA

Marcelo Assato¹

Marcelo J.S. De-Lemos²

Departamento de Energia – IEME

Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA, 12228-900 – São José dos campos – S.P. – Brasil

¹e-mail assato@mec.ita.br, ²e-mail: delemos@mec.ita.br

Resumo. Este trabalho apresenta resultados numéricos para a transferência de calor em um escoamento turbulento a $Re=15000$ através de um tubo contendo uma obstrução senoidal com uma camada porosa. O escoamento turbulento neste meio híbrido (meio limpo/meio poroso) é obtido-se usando dois modelos de turbulência macroscópicos: $k-\varepsilon$ linear e não linear. Parâmetros como a porosidade e a permeabilidade da camada porosa são variadas a fim de analisar seus efeitos sobre o escoamento, principalmente sobre a atenuação da bolha de recirculação que ocorre após a obstrução senoidal axissimétrica. A técnica numérica utilizada para a discretização das equações governantes é o método de volumes finitos em um sistema de coordenadas generalizadas. O algoritmo SIMPLE foi usado para corrigir o campo de pressão. A função de parede clássica foi usada para descrever o escoamento próximo à parede.

Palavras chave: obstrução senoidal, meios porosos, modelo não linear, transferência de calor, turbulência.

1. Introdução

Bolhas de recirculação aparecem em muitos escoamentos de interesse prático. Escoamentos após uma expansão abrupta (backstep), sobre superfícies curvas ou dentro de difusores, são exemplos de tais configurações. Às vezes, uma atenuação parcial ou total da bolha de recirculação é desejada. Em equipamentos que envolvem transferência de calor onde zonas de recirculação são presentes, o ponto de recolagem requer uma atenção especial. Neste ponto onde a velocidade é praticamente nula, pode ocorrer um aquecimento excessivo do material prejudicando o comportamento e o desempenho termo-mecânico de todo o sistema, como por exemplo no caso de uma turbina a gás. Um material poroso pode ser inserido ao longo da parede de forma a atenuar ou mesmo fazer desaparecer a bolha de circulação após a contração. Para que esta atenuação seja efetiva, a influência de alguns parâmetros como a espessura, a porosidade e a permeabilidade do material poroso no padrão do escoamento precisam ser investigada. Ainda, muitas aplicações em engenharia possuem escoamentos envolvendo interfaces entre um meio poroso e um meio limpo. O problema da condição de interface entre meio limpo/poroso tem sido tratado por diversos autores como Beavers & Joseph (1967), Vafai & Tien (1981), Vafai & Kim (1990) e mais recentemente por Ochoa-Tapia & Whitaker (1995).

Mudanças na zona de recirculação, com sua atenuação ou desaparecimento, tem sido estudadas por Rocamora & de Lemos (2000), Chan et al. (2000), Assato et al. (2002) e de Lemos & Assato (2002a) para o caso do escoamento num canal com expansão abrupta colocando um inserto poroso logo após a expansão. Os dois primeiros trabalhos apresentaram resultados laminar e turbulento com transferência de calor e usaram modelos de turbulência linear. Em Assato et al. (2002) e de Lemos & Assato (2002a) resultados para escoamento turbulento foram obtidos usando modelo linear e não linear de turbulência. Assato et al. (2002) apresenta resultados de escoamento isotérmico, e de Lemos & Assato (2002a) escoamento turbulento com transferência de calor. Rocamora & de Lemos (2000), Assato et al. (2002) e de Lemos & Assato (2002a) tratam a interface entre o meio poroso e o meio limpo seguindo o trabalho de Ochoa-Tapia & Whitaker (1995). Chan et al. (2000) consideram o escoamento na interface como sendo contínuo. Cabe ressaltar que a presença da extensão do modelo de Brinkman [Brinkman (1948)] na equação do meio poroso elimina a necessidade de impor uma condição de interface explícita de acordo com Nield & Bejan (1992).

No presente trabalho, resultados numéricos para escoamento turbulento com transferência de calor através de um tubo contendo uma obstrução senoidal com uma camada porosa são apresentados. Parâmetros da camada porosa como a permeabilidade e porosidade são variados a fim de se analisar seus efeitos no comprimento da bolha de recirculação que aparece após a obstrução axissimétrica. Ambos modelos de turbulência macroscópico, *linear* e *não-linear*, são empregados. Aqui, as condições de contorno na interface meio poroso/meio limpo são as mesmas usadas por Assato et al. (2002) e de Lemos & Assato (2002a).

2. Equações de transporte e constitutiva

O desenvolvimento apresentado nas referências Pedras & de Lemos (2001b), de Lemos & Pedras (2001)] assume escoamento monofásico em um meio poroso rígido e saturado (ΔV_f independente do tempo), para o qual a operação média no tempo sobre as variáveis comuta com a média espacial. Para esta situação, Pedras & de Lemos (2001b) apresentam o seguinte sistema de equações macroscópicas:

Equação da continuidade macroscópica:

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_D = 0, \quad (1)$$

onde, $\bar{\mathbf{u}}_D$ é a velocidade de Darcy. A equação (1) representa a equação da continuidade macroscópica para um fluido incompressível.

Equação de momento macroscópica:

$$\left[\nabla \cdot \left(\rho \frac{\bar{\mathbf{u}}_D \bar{\mathbf{u}}_D}{\phi} \right) \right] = -\nabla(\phi \langle \bar{p} \rangle^i) + \mu \nabla^2 \bar{\mathbf{u}}_D + \nabla \cdot (-\rho \phi \langle \overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'} \rangle^i) - \left[\frac{\mu \phi}{K} \bar{\mathbf{u}}_D + \frac{c_F \phi \rho |\bar{\mathbf{u}}_D| \bar{\mathbf{u}}_D}{\sqrt{K}} \right], \quad (2)$$

onde os dois últimos termos na equação (2), representam as contribuições de Darcy-Forchheimer. O símbolo K é a permeabilidade do meio poroso, c_F é a forma do coeficiente de arrasto (coeficiente de Forchheimer), $\langle \bar{p} \rangle^i$ é a pressão média intrínseca do fluido, ρ é a densidade do fluido, μ representa a viscosidade do fluido e ϕ é a porosidade do meio poroso. O Tensor de Reynolds Macroscópico $-\rho \phi \langle \overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'} \rangle^i$ e demais relações são apresentados a seguir:

Tensor de Reynolds Macroscópico (Boussinesq):

$$-\rho \phi \langle \overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'} \rangle^i = \mu_{t_\phi} \langle \bar{\mathbf{D}} \rangle^v - \frac{2}{3} \phi \rho \langle k \rangle^i \mathbf{I}, \quad (3)$$

onde,

$$\langle \bar{\mathbf{D}} \rangle^v = \left[\nabla \bar{\mathbf{u}}_D + [\nabla \bar{\mathbf{u}}_D]^T \right], \quad (4)$$

representa o tensor taxa de deformação médio e \mathbf{I} o tensor unitário.

Viscosidade turbulenta macroscópica:

$$\mu_{t_\phi} = \rho c_\mu \frac{\langle k \rangle^i}{\langle \varepsilon \rangle^i} \quad (5)$$

onde $c_\mu = 0.09$ e $\langle k \rangle^i$ e $\langle \varepsilon \rangle^i$ são as médias intrínsecas da energia cinética turbulenta e sua taxa de dissipação, respectivamente.

Equação da energia cinética turbulenta macroscópica:

$$\rho \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}_D \langle k \rangle^i) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_{t_\phi}}{\sigma_k} \right) \nabla (\phi \langle k \rangle^i) \right] - \rho \langle \overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'} \rangle^i : \nabla \bar{\mathbf{u}}_D + c_k \rho \frac{\phi \langle k \rangle^i |\bar{\mathbf{u}}_D|}{\sqrt{K}} - \rho \phi \langle \varepsilon \rangle^i \quad (6)$$

onde $-\rho \langle \overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'} \rangle^i$ é definida pela equação (3) e $\sigma_k = 1.0$.

Equação da taxa de dissipação de energia cinética turbulenta macroscópica:

$$\rho \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}_D \langle \varepsilon \rangle^i) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_{t_\phi}}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla (\phi \langle \varepsilon \rangle^i) \right] + c_{1\varepsilon} (-\rho \langle \overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'} \rangle^i : \nabla \bar{\mathbf{u}}_D) \frac{\langle \varepsilon \rangle^i}{\langle k \rangle^i} + c_{2\varepsilon} c_k \rho \frac{\phi \varepsilon_\phi |\bar{\mathbf{u}}_D|}{\sqrt{K}} - c_{2\varepsilon} \rho \phi \frac{\langle \varepsilon \rangle^i}{\langle k \rangle^i} \quad (7)$$

onde $\sigma_\varepsilon = 1.33$, $c_{1\varepsilon} = 1.44$, $c_{2\varepsilon} = 1.92$ e c_k assume um valor igual a 0.28 encontrado por [Pedras & de Lemos (2001c), Pedras & de Lemos (2001a)].

Equação de energia macroscópica:

$$\nabla \cdot \left(\rho \bar{\mathbf{u}}_D T - \frac{k_{eff}}{c_{pf}} \nabla T \right) = s_T \quad (8)$$

onde k_{eff} é a condutividade efetiva do meio poroso saturado, c_{pf} é o calor específico do fluido e T é a temperatura média.

É importante mencionar que as quantidades mediadas no volume são relacionadas às quantidades médias intrínsecas através da porosidade ϕ como:

$$\langle \phi \rangle^v = \phi \langle \phi \rangle^i \quad (9)$$

Também, as mesmas equações dadas acima são válidas para o meio limpo, fazendo $\phi = 1$, $K \rightarrow \infty$ e descartando os dois últimos termos na equação (2).

Modelo de turbulência não linear macroscópico:

Neste trabalho, resultados produzidos pelos modelos chamados de Não-Linear [Non-Linear Eddy-Viscosity Models – NLEVM] são investigados. A relação linear tensão- taxa de deformação da eqn. 3 acima é modificada como será

apresentadi abaixo. Estes modelos não lineares, desenvolvidos para meio limpo, tiveram sua origem em uma proposta geral feita por Pope (1975). No entanto, somente na década de 80 tais modelos tiveram grandes avanços, particularmente devido aos trabalhos de Speziale (1987), Nisizima & Yoshizawa (1987), Rubinstein & Barton (1990) e Shih et al (1993), entre outros. Nestes trabalhos, produtos quadráticos foram introduzidos envolvendo os tensores deformação e vorticidade com diferentes derivações e calibrações para cada modelo. Estas formas quadráticas produzem um certo grau de anisotropia entre as tensões normais, que torna possível prever, entre outros processos, a presença de movimento secundário em dutos de seção transversal não circular como mostra o trabalho de de Lemos & Assato (2002b).

O modelo de turbulência não linear, aqui proposto, é constituído pelo mesmo sistema de equações (1)-(7) de Pedras & de Lemos (2001b). A diferença entre ambos modelos macroscópico, conforme mencionado, está na expressão para a tensão de Reynolds. Mantendo até a segunda ordem, ela pode ser escrita na seguinte forma:

$$\begin{aligned}
-\rho\phi\langle\overline{u'_i u'_j}\rangle^i &= \left(\mu_{t_p}\langle\overline{D}_{ij}\rangle^v\right)^L - \left(c_{1NL}\mu_{t_p}\frac{\langle k\rangle^i}{\langle\varepsilon\rangle^i}\left[\langle\overline{D}_{ik}\rangle^v\langle\overline{D}_{kj}\rangle^v - \frac{1}{3}\langle\overline{D}_{kl}\rangle^v\langle\overline{D}_{kl}\rangle^v\delta_{ij}\right]\right)^{NL1} \\
&\quad - \left(c_{2NL}\mu_{t_p}\frac{\langle k\rangle^i}{\langle\varepsilon\rangle^i}\left[\langle\overline{\Omega}_{ik}\rangle^v\langle\overline{S}_{kj}\rangle^v + \langle\overline{\Omega}_{jk}\rangle^v\langle\overline{S}_{ki}\rangle^v\right]\right)^{NL2}, \\
&\quad - \left(c_{3NL}\mu_{t_p}\frac{\langle k\rangle^i}{\langle\varepsilon\rangle^i}\left[\langle\overline{\Omega}_{ik}\rangle^v\langle\overline{\Omega}_{jk}\rangle^v - \frac{1}{3}\langle\overline{\Omega}_{lk}\rangle^v\langle\overline{\Omega}_{lk}\rangle^v\delta_{ij}\right]\right)^{NL3} - \frac{2}{3}\phi\delta_{ij}\rho\langle k\rangle
\end{aligned} \tag{10}$$

onde δ_{ij} é o delta de Kronecker; os sobrescritos L e NL na equação (10) indicam contribuições **L**inear e **N**ão-**L**inear, respectivamente, μ_{t_p} representa a viscosidade turbulenta macroscópica dada pela equação (5), $\langle\overline{D}_{ij}\rangle^v$ e $\langle\overline{\Omega}_{ij}\rangle^v$ são os tensores taxa de deformação e vorticidade, escritos na forma indexada como:

$$\langle\overline{D}_{ij}\rangle^v = \left(\frac{\partial\overline{u}_{iD}}{\partial x_j} + \frac{\partial\overline{u}_{jD}}{\partial x_i}\right), \quad \langle\overline{\Omega}_{ij}\rangle^v = \left(\frac{\partial\overline{u}_{iD}}{\partial x_j} - \frac{\partial\overline{u}_{jD}}{\partial x_i}\right). \tag{11}$$

A tabela 1 mostra os diferentes valores de c_μ , c_{1NL} , c_{2NL} e c_{3NL} propostos na literatura.

Tabela 1 – Modelos de turbulência Não Lineares

Modelos	c_μ	c_{1NL}	c_{2NL}	c_{3NL}	Termos Extra
Nisizima & Yoshizawa (1987)	0.09	-0.76	0.18	1.04	
Speziale (1987)	0.09	-0.1512	0.0	0.0	T_{SPE}
Rubinstein & Barton (1990)	0.0845	0.68	0.14	-0.56	
Shih et al (1993)	$\frac{2}{3}$ $\frac{1.25 + s + 0.9\Omega}{1.25 + s + 0.9\Omega}$	0.75 $\frac{0.75}{c_\mu(1000 + s^3)}$	3.8 $\frac{3.8}{c_\mu(1000 + s^3)}$	4.8 $\frac{4.8}{c_\mu(1000 + s^3)}$	
Park & Sung (1995)	0.09	0.6	0.4	0.005	

$$T_{SPE} = -0.3024\mu_{t_p}\frac{\langle k\rangle^i}{\langle\varepsilon\rangle^i}\left\{\tilde{D}_{ij} - \frac{1}{3}\tilde{D}_{mm}\delta_{ij}\right\}, \quad \text{onde: } \tilde{D}_{ij} = \frac{\partial\langle\overline{D}_{ij}\rangle^v}{\partial t} + \tilde{V}_D \cdot \langle\overline{D}_{ij}\rangle^v - \frac{\partial V_{iD}}{\partial x_k}\langle\overline{D}_{kj}\rangle^v - \frac{\partial V_{jD}}{\partial x_k}\langle\overline{D}_{ki}\rangle^v$$

$$e, \quad s = \frac{\langle k\rangle^i}{\langle\varepsilon\rangle^i}\sqrt{\frac{1}{2}\langle\overline{D}_{ij}\rangle^v\langle\overline{D}_{ij}\rangle^v}, \quad \Omega = \frac{\langle k\rangle^i}{\langle\varepsilon\rangle^i}\sqrt{\frac{1}{2}\langle\overline{\Omega}_{ij}\rangle^v\langle\overline{\Omega}_{ij}\rangle^v}.$$

Condições de interface entre o meio poroso/meio limpo:

A interface entre o meio poroso e o meio limpo é tratada seguindo Ochoa-Tapia & Whitaker (1995) conforme as seguintes equações:

$$\overline{\mathbf{u}}_{D, \text{meio lim po}} = \overline{\mathbf{u}}_{D, \text{meio poroso}} \tag{12}$$

$$\langle\overline{\mathbf{p}}\rangle^i_{\text{meio lim po}} = \langle\overline{\mathbf{p}}\rangle^i_{\text{meio poroso}} \tag{13}$$

$$\frac{1}{\phi} \frac{\partial U_{D//,meio\ poroso}}{\partial n} - \frac{\partial U_{D//,meio\ lim\ po}}{\partial n} = \frac{\beta}{\sqrt{K}} U_{D//,meio\ poroso} \quad (14)$$

onde $U_{D//}$ é a componente da velocidade média paralela a interface, n é a coordenada normal a interface do meio poroso para o meio limpo, e β é o coeficiente que expressa a condição de salto da tensão cisalhante na interface. Para todos os casos tratados neste artigo, o coeficiente β foi assumido como nulo, *i.e.*, $\beta=0$.

3. Método Numérico e Resultados

O escoamento turbulento através de um tubo com uma obstrução senoidal mostrado na Figura 1, com ou sem uma camada porosa, foi analisado usando um código computacional em volumes finitos num sistema de coordenadas generalizadas. A função de parede clássica foi utilizada juntamente com os modelos de turbulência $k-\varepsilon$ linear e não linear, que aqui são designados respectivamente como L_HRN e NL_HRN. O raio do tubo com uma obstrução senoidal é descrito pelas expressões:

$$\begin{aligned} r_{wall}(X) &= 1 - \frac{1}{4} \left[1 + \cos\left(\frac{1}{2}\pi X\right) \right] & (-2 \leq X \leq 2) \\ r_{wall}(X) &= 1 & (|X| > 2) \end{aligned} \quad (15)$$

onde $X = x/R_o$, R_o representa o raio do tubo sem obstrução, r e x são as coordenadas radial e axial, respectivamente. A espessura da camada porosa designada por a , é dada pela relação $a/R_o = 0.163$.

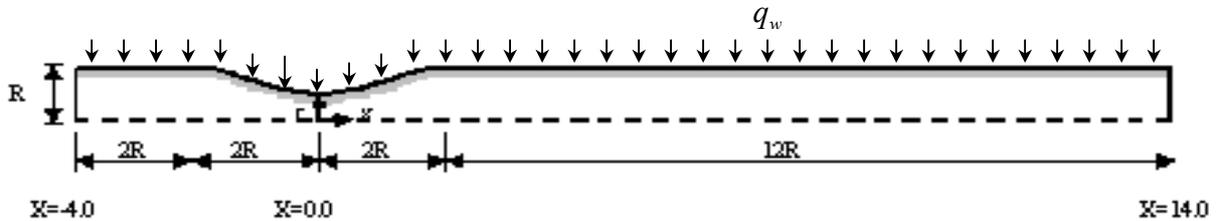


Figura 1 – Geometria do tubo com obstrução senoidal e uma camada de material poroso.

Os cálculos foram conduzidos para um número de Reynolds de 15000. As condições de entrada da Figura 1, isto é, os perfis de U_{in} , k_{in} e ε_{in} foram obtidos, primeiramente, dos valores de saída do escoamento turbulento completamente desenvolvido num tubo para $Re = 15000$. Para obtenção destes perfis desenvolvidos, a condição de periodicidade espacial foi aplicada num tubo de segmento finito até o escoamento atingir o regime de totalmente desenvolvido. Para a geometria da Figura 1, a parede do tubo é aquecida com um fluxo de calor constante de $q_w = 3000.0 [W/m^2]$. O fluido de trabalho é a água ($\rho = 1000.0 [kg/m^3]$, $\mu = 5.5 \times 10^{-4} [Ns/m^2]$, $Pr = 7.0$, $c_{pf} = 4183.0 [J/Kg^\circ C]$) a qual entra no tubo com obstrução senoidal com uma temperatura de entrada uniforme $T_{in} = 25^\circ C$. O modelo não linear proposto por Shih et al (1993) (ver tabela 1) foi usado para este caso do tubo com obstrução senoidal.

Anteriormente, investigações numéricas para esta mesma geometria, porém sem material poroso, foram realizadas por Assato & de Lemos (2001) para os dois modelos de turbulência, versões linear e não-linear, respectivamente. Uma malha de 120x25 proporcionou resultados independentes da malha e valores de y_N^+ dentro da faixa esperada, onde y_N^+ representa a distância adimensional do primeiro pontos nodal adjacentes à parede. Assato & de Lemos (2001) compararam os resultados obtidos com trabalhos numéricos e experimentais dados na literatura. Para o presente trabalho, um estudo sobre a malha computacional também foi realizado e tem indicado que a mesma malha pode ser utilizada. Na malha usada existem volumes de controle não ortogonais somente na faixa de $(-2 \leq X \leq 2)$ os quais possuem espaçamentos iguais na direção vertical.

A Tabela 1 mostra o comprimento de separação L/R_o calculado pelos modelos de turbulência empregados. Dados experimentais de Desphande e Giddens (1980) foram usados para avaliar os modelos. Observa-se que os modelos apresentam grandes desvios ao valor encontrado no experimento. O modelo NL_HRN foi o que apresentou melhor resultados. Outros resultados numéricos encontrados na literatura, como no trabalho de Lien (1992), também mostram grandes desvios. Lien (1992) usa o modelo de tensão de Reynolds (Reynolds Stress Model – RSTM) combinado com leis de parede. Este modelo apresenta desvio de -18.2% em relação ao comprimento de separação experimentalmente obtido por Desphande e Giddens (1980).

Tabela 1 - Comprimento de separação para o escoamento turbulento através de uma obstrução senoidal axissimétrica sem camada porosa.

Modelo	Ponto de separação: x_s / R_o	Ponto de recolagem: x_r / R_o	Comprimento de separação: L / R_o	Desvios[%]
Experimental	0.5	4.0	3.5	
L_HRN	0.866	2.874	2.008	42.6
NL_HRN	0.787	3.622	2.835	19.0

A Tabela 2 mostra os resultados para a geometria com camada porosa de espessura de $a / R_o = 0.163$ usando os dois modelos de turbulência. Dependendo da porosidade e da permeabilidade, os modelos determinam diferentes comprimento de separação.

Tabela 2 – Comprimento de separação para o escoamento turbulento através de obstrução senoidal axissimétrica com uma camada porosa de espessura de $a / R_o = 0.163$.

ϕ	K (m ²)	L_HRN	NL_HRN	ϕ	K (m ²)	L_HRN	NL_LRN
0.85	10^{-2}	$x_s / R_o = 1.08$	$x_s / R_o = 1.02$	0.95	10^{-2}	$x_s / R_o = 0.86$	$x_s / R_o = 0.79$
		$x_r / R_o = 2.36$	$x_r / R_o = 2.83$			$x_r / R_o = 2.99$	$x_r / R_o = 3.6$
		$L / R_o = 1.28$	$L / R_o = 1.81$			$L / R_o = 2.13$	$L / R_o = 2.81$
	10^{-3}	$x_s / R_o = 1.02$	$x_s / R_o = 1.02$		10^{-3}	$x_s / R_o = 0.79$	$x_s / R_o = 0.79$
		$x_r / R_o = 2.75$	$x_r / R_o = 3.27$			$x_r / R_o = 3.23$	$x_r / R_o = 3.86$
		$L / R_o = 1.73$	$L / R_o = 2.25$			$L / R_o = 2.44$	$L / R_o = 3.07$

Como podemos observar dos dados da Tabela 2 e linhas de corrente da Figura 2, o modelo não linear, NL_HRN, sempre prediz uma maior zona de recirculação que a versão linear, L_HRN, para todas as combinações da porosidade e permeabilidade. Notemos também que, conforme diminuimos o valor da permeabilidade, os modelos predizem um maior comprimento de separação. A respeito do efeito da porosidade, observa-se que, à medida que aumentamos a porosidade, os modelos simulam uma maior bolha de recirculação. Vale lembrar que, sempre quando se aumenta a porosidade, chega-se mais perto da situação de meio limpo.

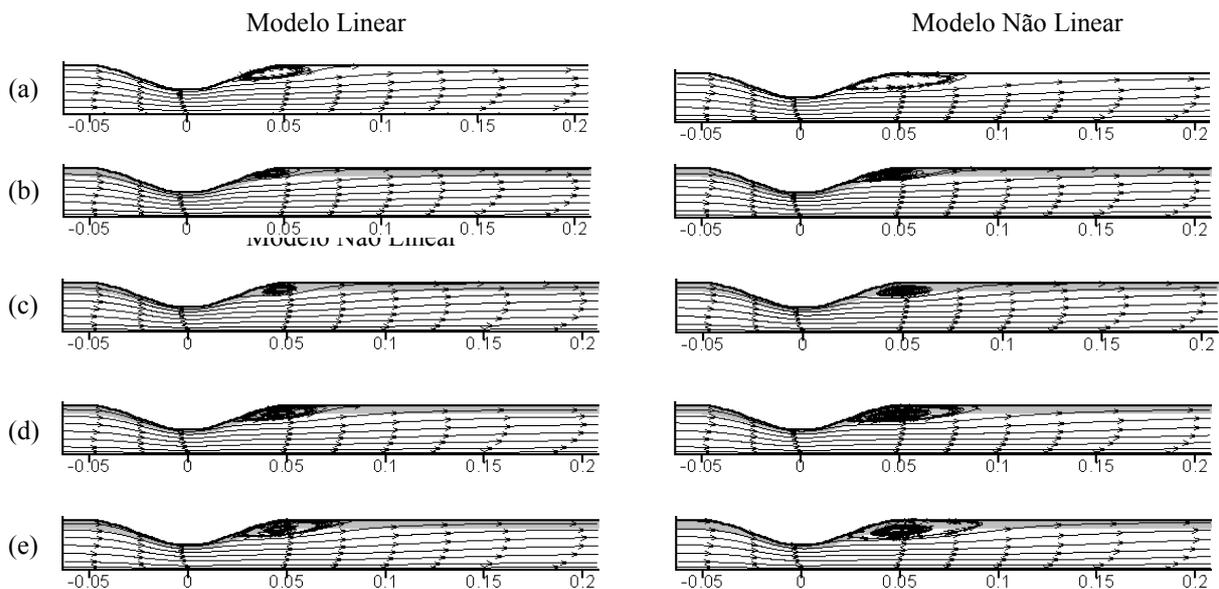


Figura 2 - Comparação das linhas de corrente entre os modelos L_HRN e NL_HRN. (a) Sem camada porosa; (b) $\phi = 0.85$; $K = 10^{-2}$; (c) $\phi = 0.85$; $K = 10^{-3}$; (d) $\phi = 0.95$; $K = 10^{-2}$; (e) $\phi = 0.95$; $K = 10^{-3}$.

A Figura 3 mostra os campos da energia cinética turbulenta adimensionalizada entre seus limites mínimo e máximo, da forma,

$$k^+ = \frac{k - k_{\min}}{k_{\max} - k_{\min}}. \quad (16)$$

Observa-se que os valores baixos de k ocorrem na entrada da geometria e continuam ao longo do tubo perto da linha de centro. Como pode ser visto destas figuras, a turbulência é gerada perto da superfície curva da obstrução e distribuída ao longo do tubo (à jusante). Nota-se também que o modelo NL_HRN sempre prediz uma maior distribuição de k que a versão linear, L_HRN.

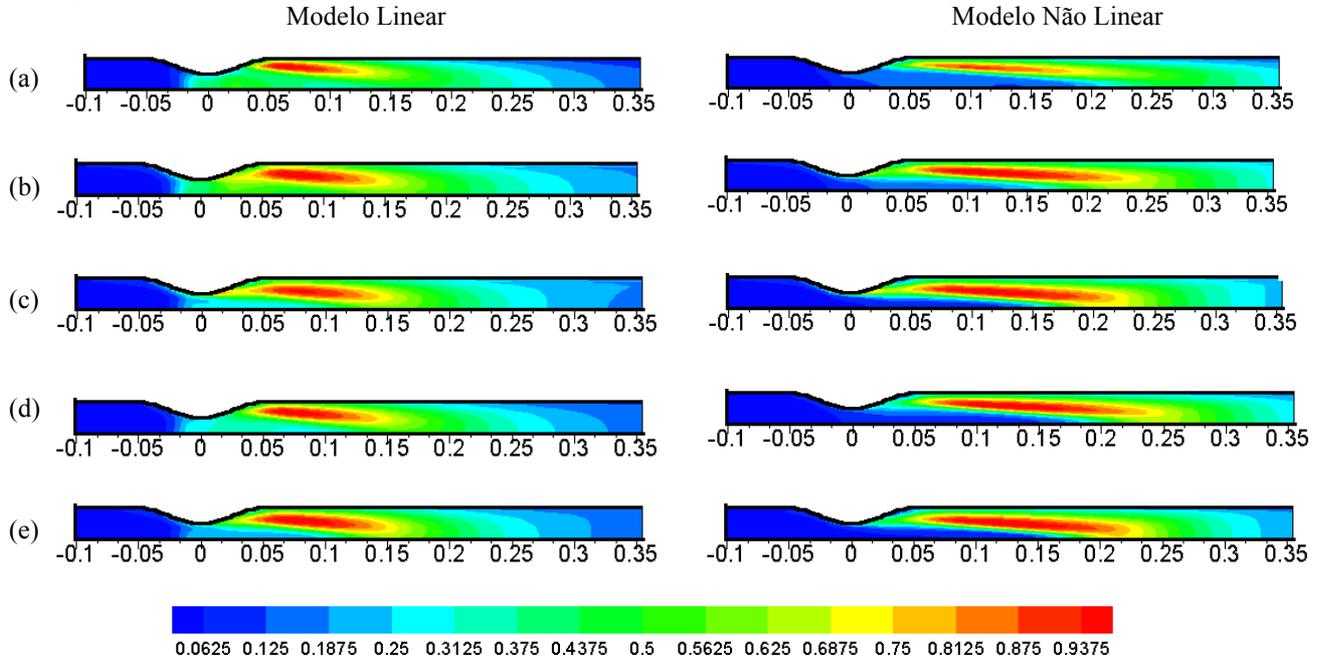


Figura 3 - Comparação de k^+ obtida com os modelos L_HRN e NL_HRN. (a) Sem camada porosa; (b) $\phi = 0.85$; $K = 10^{-2}$; (c) $\phi = 0.85$; $K = 10^{-3}$; (d) $\phi = 0.95$; $K = 10^{-2}$; (e) $\phi = 0.95$; $K = 10^{-3}$.

A Figura 4 mostra a distribuição do coeficiente de fricção, C_f , e do número de Stanton, St , ao longo da parede do tubo sem camada porosa. Estes parâmetros envolvendo a velocidade e a temperatura do escoamento são dados pela Equação (17), bem como também a coordenada adimensional, X . Nota-se que os picos de C_f e de St ocorrem na garganta do tubo, ou seja, em $X = 0$.

$$C_f = \frac{\tau_w}{\rho U_0^2 / 2}, \quad St = \frac{q_w}{\rho c_{pf} U_0 (T_w - T_m)}, \quad X = x / R_o \quad (17)$$

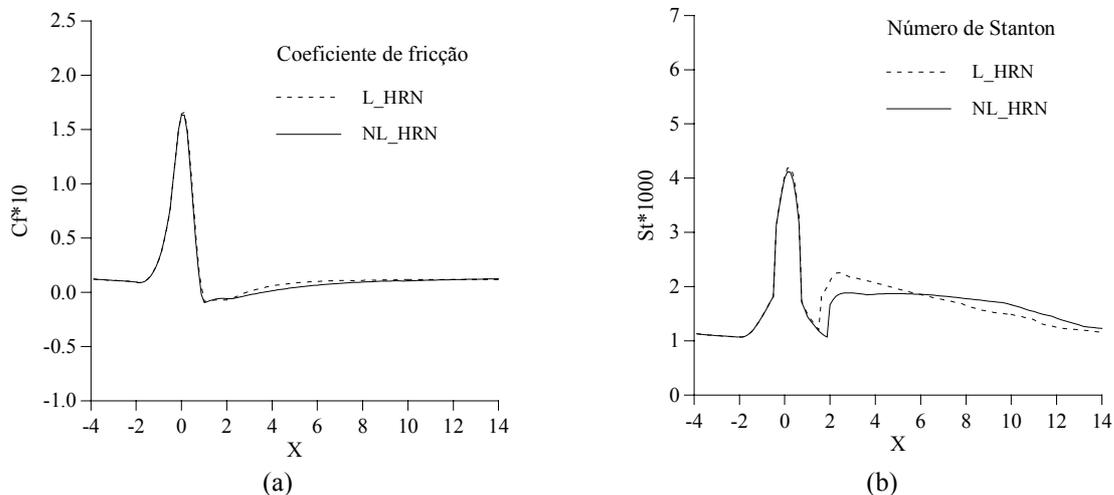


Figura 4 - Obstrução senoidal sem camada porosa usando modelos de turbulência. (a) Coeficiente de fricção; (b) Número de Stanton.

No domínio computacional totalmente limpo, o perfil de velocidade nesta seção atinge quatro vezes a velocidade média de entrada do tubo. Os modelos de turbulência linear e não linear predizem perfis de C_f com uma boa concordância entre eles. Para o número de Stanton, observa-se desvios após a obstrução senoidal.

As figuras a seguir mostram os perfis de C_f e St , respectivamente, sendo para a diversas figuras: Fig. 5: $K = 10^{-2} \text{ m}^2$ e $\phi = 0.85$; Fig. 6: $K = 10^{-3} \text{ m}^2$ e $\phi = 0.85$; Fig. 7: $K = 10^{-2} \text{ m}^2$ e $\phi = 0.95$; Fig. 8: $K = 10^{-3} \text{ m}^2$ e $\phi = 0.95$. Aqui também observa-se que os maiores desvios obtidos entre os modelos linear e não linear ocorrem para os perfis de St . Estas figuras também mostram que ocorre um pequeno decréscimo do pico de C_f e St quando uma camada porosa é introduzida ao longo da parede do tubo para a faixa de porosidade e permeabilidade investigadas.

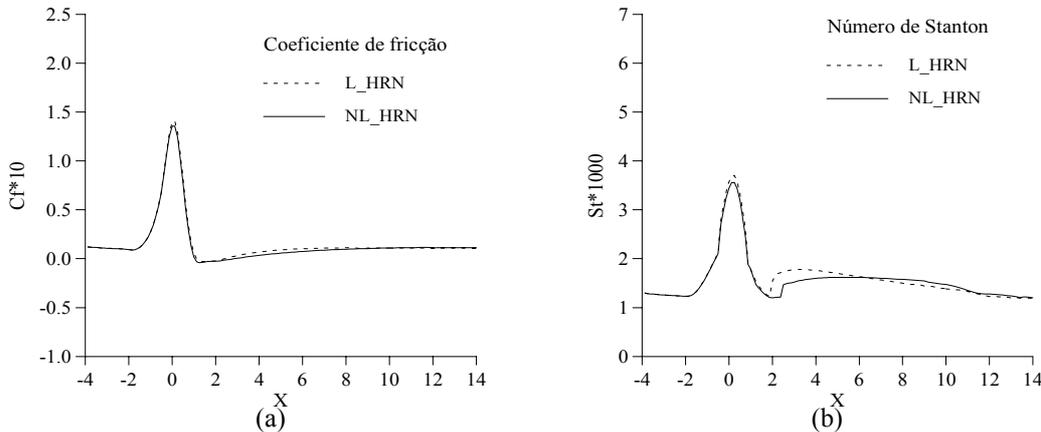


Figura 5 - Obstrução senoidal com camada porosa, $K = 10^{-2}$ e $\phi = 0.85$ usando modelos de turbulência. (a) Coeficiente de fricção; (b) Número de Stanton.

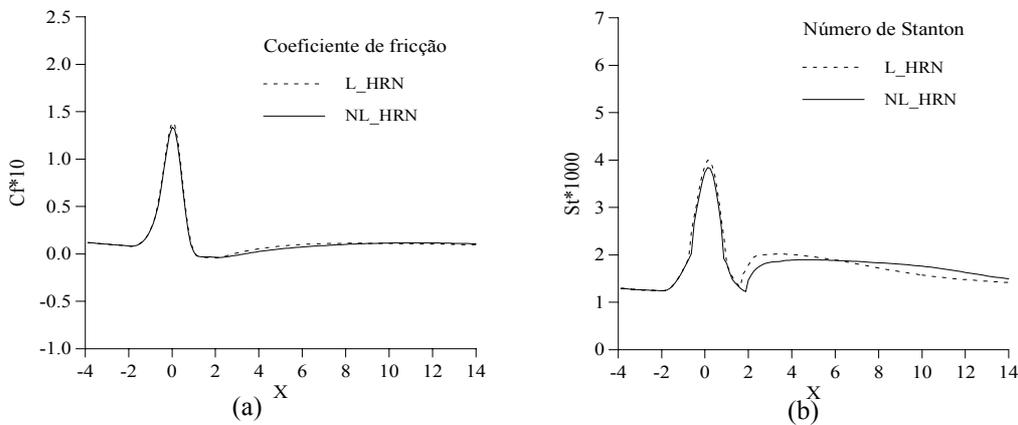


Figura 6 - Obstrução senoidal com camada porosa, $K = 10^{-3}$ e $\phi = 0.85$ usando modelos de turbulência. (a) Coeficiente de fricção; (b) Número de Stanton.

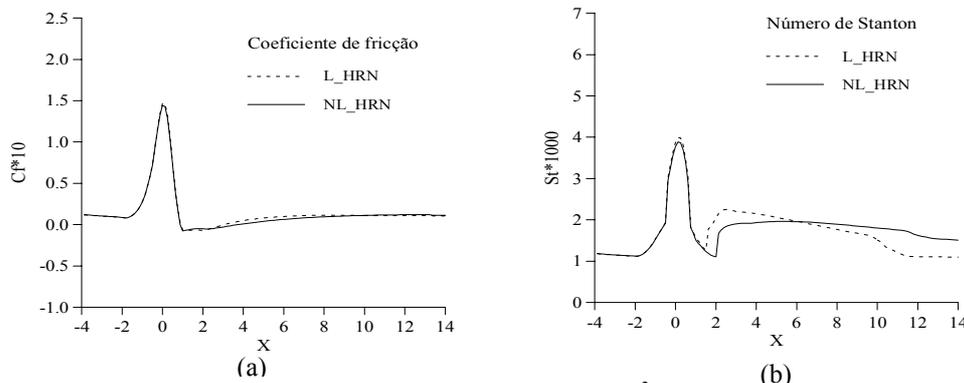


Figura 7 - Obstrução senoidal com camada porosa, $K = 10^{-2}$ e $\phi = 0.95$ usando modelos de turbulência. (a) Coeficiente de fricção; (b) Número de Stanton.

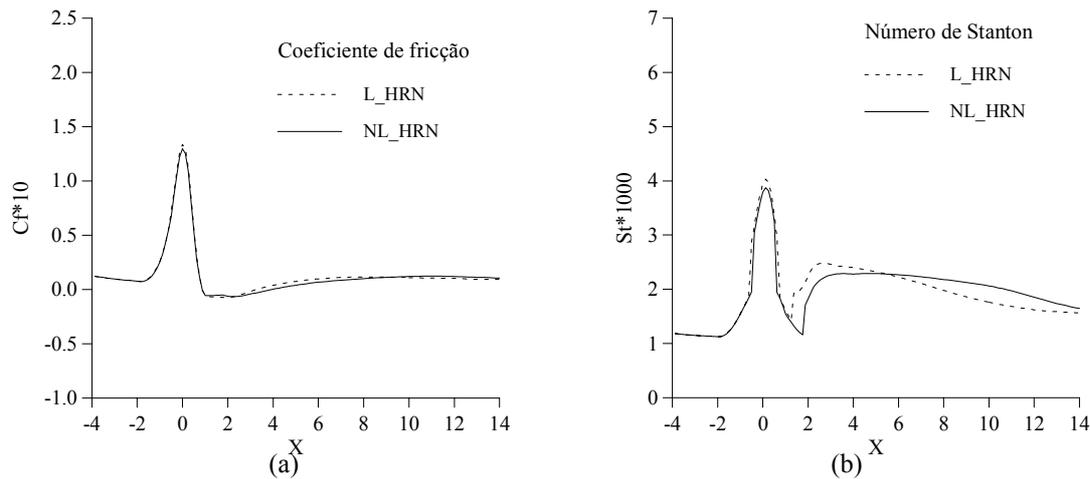


Figura 8 - Obstrução senoidal com camada porosa, $K = 10^{-3}$ e $\phi = 0.95$ usando modelos de turbulência. (a) Coeficiente de fricção; (b) Número de Stanton.

4. Conclusão

Neste trabalho, dois modelos de turbulência macroscópicos (linear e não linear) usando funções de parede foram usados para simular o escoamento turbulento com transferência de calor através de um tubo com obstrução senoidal. Uma camada porosa junto à parede do tubo foi introduzida. Parâmetros como a porosidade e permeabilidade do material poroso foram variados a fim de se analisar seus efeitos no escoamento. A espessura da camada porosa foi fixada como $a/R_o = 0.163$.

Para avaliação dos modelos, os resultados sem camada porosa foram comparados com dados experimentais de Desphande e Giddens (1980). Ambos modelos L_HRN e NL_HRN apresentaram grandes desvios do comprimento de separação da bolha de recirculação. Porém, o menor desvio foi dado pelo modelo NL_HRN, indicando produzir resultados mais realísticos.

Das Tabelas 1 e 2 e Figura 2 nota-se que com a camada porosa junto a parede do tubo tem-se diferentes escoamentos dependendo da combinação da porosidade e permeabilidade do material poroso. Mais especificamente, diferentes bolhas de recirculação são obtidas. É observado que para a porosidade $\phi = 0.85$ a bolha de recirculação é menor que sem a camada porosa, enquanto que para $\phi = 0.95$ temos uma maior bolha de recirculação. A presença de uma camada porosa na garganta do tubo provoca uma maior velocidade neste local no meio limpo, porém, dependendo da porosidade do material da camada, esta produz uma maior ou menor zona de recirculação. Portanto, se o objetivo for de diminuir a bolha de recirculação, ou mesmo desaparecer com esta característica por completo, é necessário estudar outras combinações de porosidade (ϕ), permeabilidade (K) e também de espessura (a) do material poroso. Também, têm sido observado que para as porosidades e permeabilidades investigadas neste trabalho a camada porosa diminui o coeficiente de fricção, C_f , e o número de Stanton, St . Assim, se a finalidade for a de diminuir a temperatura do ponto de recolagem, as combinações de ϕ e K não atenderiam a esta restrição. Uma investigação mais ampla é requerida, portanto, a fim de se obter uma maior atenuação ou desaparecimento da zona de recirculação. Este amortecimento da intensidade de recirculação pós a garganta eliminaria o pico observado no número de Stanton.

5. Agradecimentos

Os autores gostariam de agradecer à FAPESP e ao CNPq, Brasil, pelo suporte financeiro durante a preparação deste trabalho.

6. Referências

- Assato, M., de Lemos, M.J.S., 2001, "Numerical Simulation of Turbulent Flow Through Axisymmetric Stenosis Using Linear and Non-Linear Eddy-Viscosity Models", *16th COBEM - Braz. Cong. Mech Eng.*, Uberlândia/MG, Brazil.
- Assato, M., Pedras, M.H.J., de Lemos, M.J.S., 2002, "Numerical Solution of Turbulent Flow Past a Backward-Facing-Step With a Porous Insert Using Linear and Non-Linear k-epsilon Models", *Proc. of APM2002 - 1st Inter. Conf. on Applications of Porous Media*, Paper APM-163, Eds. R. Bennacer and A.A. Mohamed, 2002. v.1. p. 539 – 550, June 2-8, Jerba, Tunisia.
- Beavers, G.S., Joseph, D.D., 1967, *J. Fluid Mechanics*, vol. 30, 197.

- Brinkman, H.C., 1948, "Calculations of the Flow of Heterogeneous Mixture Through Porous Media" Applied Science Research, 2, pp. 81-86.
- Chan, E.C., Lien, F.S., Yovanovich, M.M., 2000, "Macroscopic Numerical Study of Forced Convective Heat Transfer in a Back-step Channel Through Porous Layer", Proceedings of NTHC2000, ASME National Heat Transfer Conference, 20th–22th August, 2000, Pittsburgh, Pennsylvania, USA.
- de Lemos, M.J.S., Pedras, M.H.J., 2001, "Recent Mathematical Models for Turbulent Flow in Saturated Rigid Porous Media". ASME Journal of Fluids Engineering, vol. 123 (4), pp. 935-940.
- de Lemos, M.J.S., Assato, M., 2002, "Heat Transfer in a Suddenly Expanded Turbulent Flow Past A Porous Insert Using Linear and Non-Linear Eddy-Viscosity Models", ASME-IMECE02, 2002, New Orleans, USA, Paper 2-20-4-4, Session 2-20-4: Numerical Modeling of Turbulent Heat Transfer. New York, 2002 Nov. 17-22.
- de Lemos, M.J.S., Assato, M., 2002, "Simulation Of Axial Flow In A Bare Rod Bundle Using A Non-linear Turbulence Model With High And Low Reynolds Approximations", Proceedings of ICONE10, 10th International Conference on Nuclear Engineering, Arlington, VA, USA, April 14-18, 2002.
- Desphande, M.D., Giddens, D.P., 1980[a9], "Turbulence Measurements in a Constricted Tube", Journal Fluids Mechanics, vol. 97, part , pp. 65-89.
- Forchheimer, P., 1901, "Wasserbewegung durch Boden", *Z. Ver. Deutsch. Ing.*, vol. 45, pp. 1782-1788.
- Lien, F.S., 1992, "Computational Modelling of 3D Flow in Complex Ducts and Passages", Ph.D Thesis, University of Manchester.
- Nield, D.A., Bejan, A., 1992, "Convective in Porous Media", Springer-Verlag.
- Nisizima, S., Yoshizawa, A., 1987, "Turbulent Channel and Couette Flows Using an Anisotropic $k-\varepsilon$ Model", AIAA J., Vol. 25, N^o 3, p. 414.
- Ochoa-Tapia, J.A.; Whitaker, S., 1995, "Momentum Transfer at the Boundary between a Porous Medium and a Homogeneous Fluid-I. Theoretical Development.", Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 38, pp. 2635-2646.
- Park, T.S., Sung, H.J., 1995, "A Nonlinear Low-Reynolds-Number $k-\varepsilon$ Model for Turbulent Separated and Reattaching Flows", Int. J. Heat Mass Transfer, 38, pp. 2657-2666.
- Pedras, M.H.J., de Lemos, M.J.S., 2001, "On Mathematical Description and Simulation of Turbulent Flow in a Porous Medium Formed by an Array of Elliptic Rods". ASME Journal of Fluids Engineering, vol. 123 (4), pp. 941-947.
- Pedras, M.H.J., de Lemos, M.J.S., 2001, "Macroscopic Turbulence Modeling for Incompressible Flow Through Undeformable Porous Media". Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 44 (6), pp. 1081-1093.
- Pedras, M.H.J., de Lemos, M.J.S., 2001, "Simulation of Turbulent Flow in Porous Media Using a Spatially Periodic Array and a Low Re Two-Equation Closure". Numer. Heat Transfer Part A-Appl, vol. 39 (1), pp. 35-59.
- Pope, S.B., 1975, "A More General Effective-Viscosity Hypothesis", J. Fluid Mech., 72, pp.331.
- Rocamora, Jr., F.D., de Lemos, M.J.S., 2000, Heat Transfer in Suddenly Expanded Flow in a Channel with Porous Inserts", Proceedings of NTHC2000, ASME National Heat Transfer Conference, 20th –22th August, 2000, Pittsburgh, Pennsylvania, USA.
- Rubinstein, R., Barton, J.M., 1990, "Renormalization Group Analysis of the Stress Transport Equation", Phys Fluids A2(8), pp. 1472-1476.
- Shih, T.H., Zhu, J., Lumley, J.L., 1993, "A Realizable Reynolds Stress Algebraic Equation Model", NASA TM-105993.
- Speziale, C.G., 1987, "On Nonlinear $k-l$ and $k-\varepsilon$ Models of Turbulence", J. Fluid Mech., vol. 176, pp. 459-475.
- Vafai, K., Kim, S.J., 1990, Int. J. Heat and Fluid Flow, 11, 254.
- Vafai, K., Tien, C. L., 1981, "Boundary and Inertia Effects on Flow and Heat Transfer in Porous Media", Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 24, pp. 195-203.