



SIMULAÇÃO DO PROBLEMA DO DEGRAU COM RANS E LES

JOSÉ D. M. ABRUNHOSA¹, ANGELA O. NIECKELE²

¹Departamento de Engenharia Mecânica, IME
Praça General Tibúrcio 80 – Praia Vermelha, 22290-270, Rio de Janeiro, RJ, Brasil

²Departamento de Engenharia Mecânica, PUC/Rio
R. Marquês de São Vicente 225 – Gávea, 22453-900, Rio de Janeiro, RJ, Brasil

(Recibido 2 de abril de 2004, para publicación 9 de julio de 2004)

Resumen – No presente trabalho, é realizada a comparação das previsões do escoamento bidimensional turbulento em degrau ('backstep'), utilizando-se modelos κ - ϵ para baixo número de Reynolds (RANS) e o modelo de Smagorinsky em uma simulação bidimensional tipo grandes escalas (LES). Os resultados mostraram que a simulação de grandes escalas utilizando modelagem bidimensional é inadequada, resultando em previsões mais pobres das estatísticas de turbulência, além de requerer um maior esforço computacional.

1. INTRODUÇÃO

Escoamentos turbulentos com separação têm recebido uma grande atenção devido a sua importância prática. Em muitos escoamentos reais, separação da camada limite é seguida por um reatamento da camada separada com a superfície sólida. Compreender as características do reatamento e o conseqüente desenvolvimento do perfil de velocidade é um importante problema em muitas aplicações de engenharia.

O problema do escoamento turbulento em uma geometria de placas planas com um degrau ('Backward-Facing Step') tem sido muito utilizado no estudo dos escoamentos com separação, devido a simplicidade de sua geometria. Além de permitir o estudo de um escoamento cisalhante complexo com separação, esse escoamento é um caso clássico, freqüentemente utilizado na avaliação do desempenho dos modelos de turbulência e das metodologias de solução.

Uma avaliação crítica dos modelos de turbulência de duas equações para alto Reynolds foi realizada por Thangam e Speziale [1], através da simulação numérica do escoamento turbulento em degrau, a fim de estabelecer a capacidade desses modelos predizerem precisamente escoamentos separados. No mesmo ano, Yakhot et al. [2] publicaram uma versão dos modelos κ - ϵ renormalizados (κ - ϵ RNG) para altos números de Reynolds e, novamente utilizando a geometria do degrau, mostraram a habilidade do modelo em predizer escoamentos separados. Já Dutta e Acharya [3] e Lien e Leschziner [4] testaram modelos de turbulência de duas equações não lineares empregando a mesma geometria. Contudo, foi na avaliação dos modelos para baixo número de Reynolds que o referido escoamento foi mais utilizado, conforme pode ser visto em diversos trabalhos [5-12].

Silveira Neto et al. [13] realizaram uma simulação de grandes escalas do escoamento em degrau, investigando as estruturas coerentes após a parede do degrau. Ghosal et al. [14] apontam algumas inconsistências matemáticas na formulação original do chamado modelo submalha dinâmico e propõem um novo modelo dinâmico para a simulação de grandes escalas. Os autores também testaram seu modelo através do escoamento turbulento em degrau. Mais recentemente, Neumann e Wengle [15] realizaram uma simulação direta e de grandes escalas desse mesmo escoamento. Entretanto, merece destaque o estudo conduzido por Le et al. [16]. Os autores realizaram uma detalhada simulação direta do escoamento turbulento com dupla expansão e baixo número de Reynolds. Um trabalho que tem sido utilizado como referência em muitos outros estudos [12].

Vários trabalhos experimentais também têm sido realizados sobre esse importante escoamento [17-21]. Todos estes trabalhos permitiram se obter um maior e melhor conhecimento das características do escoamento em degrau, possibilitando ainda se verificar hipóteses sobre algumas propriedades da

turbulência. Observou-se que o comprimento de recolamento aumenta com a razão de expansão e com o número de Reynolds até $Re \approx 1200$, sendo o número de Reynolds baseado na altura do degrau e na velocidade da corrente livre [16]. A extensão da região de recirculação diminui no intervalo de transição, $1200 < Re < 6600$, permanecendo relativamente constante, quando o escoamento torna-se completamente turbulento ($Re > 6600$) [16]. A existência da região de recirculação secundária e o comportamento oscilatório do ponto de recolamento, observados experimentalmente [17], também foram reproduzidos nos experimentos numéricos [16]. Detalhes da estrutura da turbulência, na região próxima às paredes do degrau, nos quais incluem-se o campo da energia cinética turbulenta (κ) e de sua taxa de dissipação (ϵ), muitas vezes inacessíveis às técnicas experimentais, estão agora disponíveis. Os dados são ainda referentes aos escoamentos turbulentos em baixo número de Reynolds, mas possibilitam o exame minucioso do comportamento dos modelos e da própria metodologia de solução na região do degrau.

Por outro lado, os limitados resultados obtidos com os modelos de tensão de Reynolds e o contínuo crescimento da capacidade computacional vem fazendo com que cresça o interesse pelo uso da metodologia de simulação de grandes escalas. O objetivo da metodologia é simular as grandes estruturas do escoamento turbulento, enquanto se modelam as menores escalas. A ideia básica origina-se da observação que as grandes estruturas do escoamento turbulento variam fortemente de escoamento para escoamento, sendo conseqüentemente difícil modelá-las de modo universal. Em contrapartida, as pequenas estruturas de turbulência são aproximadamente isotrópicas, muito mais universais, e assim mais propícias a uma modelagem geral. Portanto, modelos para as pequenas escalas podem ser formulados sem depender fortemente da geometria do escoamento.

Embora a simulação de grandes escalas, em relação a simulação numérica direta (DNS), apresente uma efetiva redução do esforço computacional, este é ainda muito alto, quando comparado ao esforço exigido pelos modelos de turbulência de duas equações κ - ϵ . Com o objetivo de reduzir o tempo de computação, alguns trabalhos têm realizado simulações numéricas bidimensionais e transientes, tipo simulação de grandes escalas, de escoamentos turbulentos complexos [22, 23]. Neste contexto, este trabalho se propõe avaliar a capacidade de predição e o esforço computacional despendido com este tipo de solução, face a resultados obtidos pelos modelos de viscosidade turbulenta de duas equações κ - ϵ de baixo número de Reynolds, nomeadamente as versões de Launder e Sharma [24] e Sarkar [5].

2. SITUAÇÃO FÍSICA

O problema considerado é o escoamento turbulento de um fluido viscoso e incompressível, através de um canal com dupla expansão de área. A Fig. 1 mostra o domínio computacional utilizado. A entrada foi especificada a uma distância de dez vezes a altura do salto ($10H$), a montante do mesmo. Adotou-se um comprimento de canal, após o salto, de trinta vezes a altura do salto ($30H$). O número de Reynolds baseado na velocidade máxima na entrada, \bar{u}_{\max} , e na altura do salto, H , é $Re = \rho \bar{u}_{\max} H / \mu = 5100$, onde ρ e μ são a massa específica e a viscosidade dinâmica, respectivamente. O perfil de

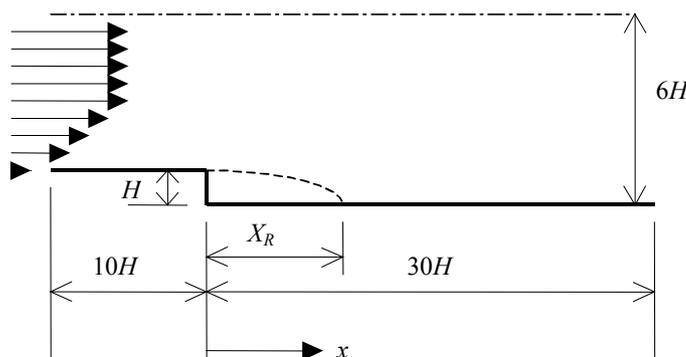


Fig. 1. Canal com salto de área.

velocidade média axial na entrada, $\bar{u}(y)$, é obtido do perfil de camada limite, para $Re_\theta = \rho \bar{u}_{\max} \theta / \mu = 670$, onde θ é a espessura da camada limite da quantidade de movimento. A espessura da camada limite é $\delta_{99} = 1,2 H$.

Como este escoamento tem se mostrado altamente transiente, mesmo sem a introdução de pequenas perturbações no perfil de entrada [13] e perturbações físicas são difíceis de serem geradas numericamente, optou-se por não serem introduzidas perturbações no perfil de entrada, quando da simulação tipo grandes escalas. No caso da simulação com média de Reynolds, os perfis de energia cinética turbulenta κ e taxa de dissipação de energia cinética turbulenta ε na entrada foram impostos como $\kappa = 0,005 (\bar{u}(y))^2$ e $\varepsilon = 4,0 \times 10^{-2} \kappa^2$. As predições foram comparadas aos resultados da simulação direta de Le et al. [16].

3. EQUAÇÕES DE GOVERNO

Em simulação de grandes escalas, o procedimento de filtragem das equações de Navier-Stokes define formalmente o processo de separação das escalas. A operação de filtragem sobre uma função $f(x,t)$, com um filtro de banda Δ constante, é definida por [25]:

$$\tilde{f}(x,t) = \int_{-\infty}^{\infty} G(x-\eta, t) f(\eta, t) d\eta \quad (1)$$

onde G é a função filtro. A parte filtrada da função, $\tilde{f}(x,t)$, é a variável para a qual é derivada a equação de governo. Na verdade, ao se realizar a operação de filtragem, divide-se o campo do escoamento turbulento em grandes estruturas ou grandes escalas, a parte filtrada da função, e pequenas estruturas, $f''(x,t)$, que correspondem as escalas inferiores à dimensão da malha (submalha). Deste modo, a função $f(x,t)$ pode ser escrita como $f(x,t) = \tilde{f}(x,t) + f''(x,t)$. Os efeitos das flutuações das menores escalas sobre o campo resolvido deverão ser modelados. Como, neste trabalho, foi empregado o método dos volumes finitos, utilizou-se o filtro 'top-hat', o qual é definido, para uma malha uniforme, como:

$$G(x) = 1/\Delta^3 \quad \text{se } |x-x_i| \leq \Delta/2 \quad \text{ou} \quad G(x) = 0 \quad \text{se } |x-x_i| > \Delta/2 \quad (2)$$

Quando a operação de filtragem é aplicada às equações de Navier-Stokes e da continuidade, para um fluido Newtoniano e escoamento de fluido incompressível, obtém-se as equações de movimento das grandes escalas na forma:

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad \text{e} \quad \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \tilde{\tau}_{ij}}{\partial x_j} \right) \quad (3)$$

onde $\tilde{\tau}_{ij}$ é o tensor das tensões à escala submalha, definido como $\tilde{\tau}_{ij} = (\overline{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)$, \tilde{p} é a pressão, \tilde{u}_i são os componentes da velocidade das grandes escalas e $\nu = \mu/\rho$ é a viscosidade cinemática. O tensor à escala submalha é uma nova incógnita e conseqüentemente necessita ser modelado.

4. MODELOS DE TURBULÊNCIA

O modelo submalha mais conhecido é o modelo de Smagorinsky, o qual assume que a tensão submalha é diretamente proporcional à taxa de deformação das escalas resolvidas [25]:

$$\tilde{\tau}_{ij} - \frac{1}{3} \tilde{\tau}_{kk} \delta_{ij} = -2 \nu_t \tilde{S}_{ij} \quad \text{e} \quad \tilde{S}_{ij} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (4)$$

O problema do fecho das equações é então reduzido à determinação da viscosidade turbulenta escalar, ν_t , como função das variáveis do campo resolvido. A viscosidade turbulenta submalha no modelo de Smagorinsky, conforme vastamente documentado na literatura [25, 26], é dada por $\nu_t = (C_s f_s \Delta)^2 |\tilde{S}|$, onde $|\tilde{S}| = \sqrt{2 \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij}}$, Δ é a escala de comprimento espacial associada ao filtro e f_s é uma função de amortecimento. O valor da constante de Smagorinsky mais utilizado tem sido $C_s=0,1$ [25]. Quando a malha tem espaçamento diferente para cada direção, a escala de comprimento característico (Δ) é geralmente definida como sendo a raiz cúbica do volume de malha $\Delta = (\Delta_x \Delta_y \Delta_z)^{1/3}$ [25]. No presente trabalho, fez-se $\Delta_z = 1$ e $f_s = 1 - \exp[-(y^+ / 25)]$, onde $y^+ = u_\tau y / \nu$ e $u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho}$ é a velocidade de atrito, sendo τ_w a tensão cisalhante na parede.

No caso da modelagem com média de Reynolds, as equações de governo permanecem as mesmas da técnica de simulação de grandes escalas. Contudo a barra sobre as variáveis agora significa um processo de média, conforme proposto por Reynolds, e $\overline{\tau_{ij}}$ é o tensor das tensões de Reynolds ($\overline{\tau_{ij}} = \overline{u'_i u'_j}$). Nos modelos baseados na clássica hipótese de Boussinesq, o tensor de tensões de Reynolds toma a forma:

$$\overline{\tau_{ij}} = \frac{2}{3} \kappa \delta_{ij} - 2 C_\mu f_\mu \frac{\kappa^2}{\varepsilon} \overline{S_{ij}} ; \quad \overline{S_{ij}} = - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \quad (5)$$

onde $\overline{S_{ij}}$ é a taxa média do tensor deformação, f_μ é uma função de amortecimento e C_μ é uma constante. As equações de governo das quantidades turbulentas, nomeadamente a energia cinética e a sua taxa de dissipação, podem ser expressas genericamente como:

$$\frac{\partial \kappa}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{u_j} \kappa)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\kappa} \right) \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right] + P_\kappa - \varepsilon + \chi ; \quad P_\kappa = \overline{\tau_{ij} S_{ij}} \quad (6)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{u_j} \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_1 \frac{\varepsilon}{\kappa} P_\kappa - C_2 f_2 \frac{E}{\kappa} \varepsilon + \xi \quad (7)$$

onde E é uma dissipação modificada, χ e ξ são funções de correção, para a região da parede, e f_2 é uma função de amortecimento. C_1 , C_2 , σ_κ , σ_ε são coeficientes dos modelos. Foram selecionados os modelos κ - ε de baixo Reynolds de Launder e Sharma [24], referenciado por LS e de Sarkar [5], referenciado por SA. Para adotar um valor nulo de ε na parede, Launder e Sharma essencialmente não resolvem a equação (7), para a dissipação ε . A variável resolvida é a pseudo dissipação $\tilde{\varepsilon}_w = \varepsilon - 2 \nu (\partial \sqrt{\kappa} / \partial x_j)^2$. Deste modo, sua condição de contorno é $\tilde{\varepsilon}_w = 0$. Já $\varepsilon_w = 2 \nu (\partial \sqrt{\kappa} / \partial x_j)_w^2$ é adotada por SA. É a especificação de todos os parâmetros e funções que estabelecerá os diferentes modelos. Estes parâmetros e funções estão resumidos nas Tabelas 1 e 2. Os números de Reynolds são definidos como $Re_t = \kappa^2 / \nu \varepsilon$, $Re_y = y \sqrt{\kappa} / \nu$ e $Re_d = (\varepsilon \nu)^{1/4} y / \nu$. Na Tabela 1, ε^* , utilizado pelo modelo SA, é dado por $\varepsilon^* = \varepsilon - 2 \nu \kappa / y^2$.

5. MÉTODO NUMÉRICO

As equações de governo foram resolvidas utilizando o método de volumes finitos [27]. Para solução do acoplamento pressão-velocidade utilizou-se o algoritmo SIMPLEC de van Doormall e Raithby [28]. Na simulação tipo grandes escalas, os fluxos na direção axial foram aproximados pelo esquema de diferença central de quarta ordem, enquanto na direção transversal (y) utilizou-se o esquema QUICK de interpolação [29]. A integração no tempo das equações foi realizada com o esquema Crank-Nicolson. Na solução do escoamento com modelos κ - ε de baixo Reynolds, os fluxos foram aproximados pelo esquema

Tabela 1. Funções de correção para a vizinhança parietal e constantes dos modelos considerados.

Modelo	χ	E	ξ	σ_κ	σ_ε	C_1	C_2	C_μ
LS	$-2\nu(\partial\sqrt{\kappa}/\partial x_j)^2$	$\tilde{\varepsilon}$	$2\nu_i\nu[\partial/\partial x_j(\partial\bar{u}_i/\partial x_k)]^2$	1,00	1,30	1,44	1,92	0,090
SA	0,0	ε	$\exp[-(Re_d/40)^2] \times [-0,57(\varepsilon E)/\kappa + 0,5(\varepsilon^*)^2/\kappa - 2,25\varepsilon/\kappa P_\kappa]$	1,00	1,45	1,50	1,83	0,096

Tabela 2. Funções de amortecimento dos modelos considerados.

Modelo	f_μ	f_2
LS	$\exp[-3,4/(1,0+Re_d/50)^2]$	$1,0-0,3\exp(-Re_d^2)$
SA	$(1+3/Re_d^{3/4})[1+80\exp(-Re_d)] \times [1-\exp(-Re_d/43-Re_d^2/330)]^2$	1,00

da lei de potência. O sistema de equações algébricas foi resolvido com o algoritmo TDMA linha por linha [27]. Para aumentar a velocidade de convergência utilizou-se o algoritmo de correção por blocos [30]. Uma malha não uniforme, com 222×157 pontos nodais, foi empregada nos cálculos com modelos κ - ε . Concentrou-se os pontos nas regiões próximas da parede, garantindo-se um mínimo de 15 pontos na região de $y^+ < 11$ e 30 pontos na região de $y^+ < 50$. Para a convergência da solução numérica, controlou-se os resíduos da equação da continuidade e das equações de conservação de todas as outras variáveis. Já na simulação tipo LES, uma malha uniforme, com 202×242 pontos nodais foi empregada. Para a identificação da condição estatisticamente permanente, foi monitorado o comportamento de convergência dos coeficientes de atrito e de pressão na parede, do módulo da tensão de cisalhamento em três posições, da extensão da região de recirculação e das velocidades u e v em oito posições. O número de Courant-Friedrich-Lewy foi sempre da ordem de 0,1.

6. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Inicialmente serão discutidas algumas observações que foram extraídas da análise do movimento das grandes estruturas na simulação tipo grandes escalas. A Fig. 2 exibe a localização do ponto de recolamento, em função do tempo. Para determinar o ponto de recolamento, investigou-se a inversão de sinal da velocidade no primeiro ponto nodal acima da parede. Da análise da figura, verifica-se que os resultados obtidos mostram um efetivo comportamento oscilatório a baixa frequência, como observado nos experimentos de Eaton e Johnston [18], Jovic e Driver [21] e Kim et al. [17], e previsto pela simulação direta de Le et al. [16]. Contudo, o ponto de recolamento médio não é corretamente previsto como será visto posteriormente.

A Fig. 3 mostra o comportamento da velocidade axial (u) no primeiro ponto adjacente à da parede inferior após o salto, em duas seqüências de passos de tempo. O tempo foi adimensionalizado pela velocidade máxima e a altura do canal ($t^* = t u_{max} / H$). Observando-se a figura, verifica-se nitidamente o processo de formação dos vórtices e contra-vórtices. No tempo adimensional $t^* = 15,37$, verifica-se a existência de um vórtice positivo ($\omega_z \hat{k}$) e o início da formação de um vórtice negativo ($-\omega_z \hat{k}$). Já no tempo $t^* = 20,47$, é possível ver esse pequeno vórtice negativo formado, deslocando-se após o vórtice positivo. Os tempos seguintes ($t^* = 25,57$ e $t^* = 30,67$) mostram com mais clareza essas observações. Todo

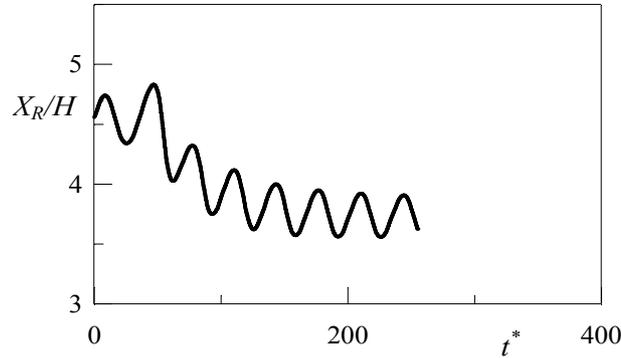
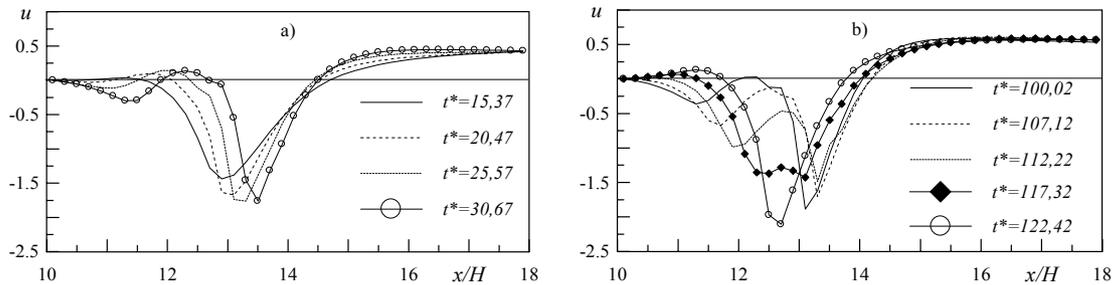


Fig. 2. Ponto de recolamento previsto LES.

Fig. 3. Velocidade axial (u) no primeiro ponto ($y(2)$) da parede inferior após salto.

esse processo se repete ao longo do tempo. Pode-se observar nitidamente a sucessão de vórtices e contra-vórtices que se formam e deslocam através da região de recirculação. Esta seqüência de curvas também permite ver que o vórtice positivo é dissipado antes do final da região de recirculação, fazendo com que os vórtices negativos se unam em único vórtice ($t^*=117,32$). Estas curvas confirmam a região de recirculação com a estrutura observada em experimentos e em simulações numéricas diretas [16], ou seja: (i) um grande vórtice negativo, na chamada região de recirculação principal; (ii) um vórtice menor, girando em sentido contrário, sendo esta região chamada de recirculação secundária; (iii) e um pequeno vórtice junto ao degrau, girando no sentido do grande vórtice.

A análise das linhas de corrente da simulação de grandes escalas, em vários passos de tempo, permitiu serem realizadas importantes observações da dinâmica da região do degrau, particularmente quanto a camada de cisalhamento e ao comportamento do pequeno vórtice junto à parede vertical. Na Fig. 4 são exibidos dois dos gráficos de linhas de corrente da região de recirculação, referentes aos tempos adimensionais $t^*=229,55$ e $t^*=244,87$. A análise da seqüência de padrões do escoamento possibilitou verificar o movimento vertical da camada de cisalhamento. O grande vórtice, ao expandir-se e posteriormente contrair-se, faz com que a camada de cisalhamento tenha um movimento vertical. Le et al. [16] também constataram este movimento da camada de cisalhamento, que apontaram como causa da oscilação da posição do ponto de recolamento. Os resultados aqui observados confirmam essa análise. Há uma efetiva variação da forma da camada de cisalhamento, indicando uma forte interação entre as camadas. Foi também estudado o comportamento do pequeno vórtice existente em contra-rotação junto à parede inferior. Os gráficos analisados mostraram que o vórtice existente na parede inferior sofre um processo de deformação, imposto pelo grande vórtice, fazendo com que ele se dissipe e o ponto de recolamento oscile. Por fim, deve-se registrar que todas estas observações são parciais, tendo em vista os efeitos tridimensionais do escoamento não terem sido considerados.

O ponto de recolamento experimental varia entre $6,0H$ e $6,1H$, enquanto a simulação direta obteve, em média, $6,28H$ [16]. Neste trabalho, o ponto de recolamento foi localizado de três modos diferentes: utilizou-se a condição de tensão de cisalhamento nula ($\tau_w=0$) na parede, a velocidade axial nula a nível de

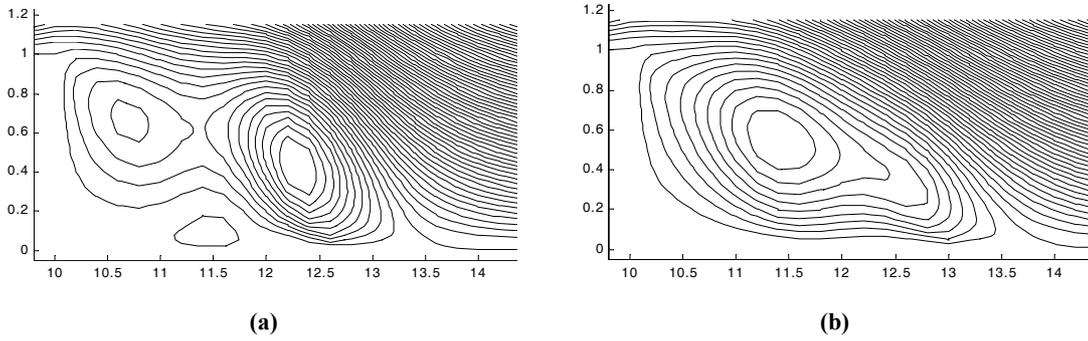


Fig. 4. Linhas de corrente na região do degrau: a) $t^*=229,55$; b) $t^*=244,87$.

Tabela 3. Coordenada do ponto de recolamento.

	Experimental	DNS	LS	SA	LES-2D
X_r/H	6,0 – 6,1	6,28	5,43 13,5%	6,41 2,1%	3,85 38,7%

primeiro ponto interno e através das linhas de corrente. As diferenças percentuais entre estas três formulações foram sempre menores que 4%. Os valores obtidos a partir das linhas de corrente, com a respectiva diferença percentual em relação ao resultado da simulação direta, estão indicados na Tabela 3. A coordenada do ponto de recolamento da simulação tipo grandes escalas é o valor médio entre os tempos adimensionais 150 e 250. Pode-se observar dos resultados que a simulação de grandes escalas subavalia fortemente a extensão da região de recirculação. Já o resultado do modelo SA concorda bem com a simulação direta de Le et al. [16].

Os perfis médios de velocidade axial (u) resultantes das várias simulações são apresentados na Fig. 5. Da análise da figura, verifica-se que não há uma efetiva correspondência entre das previsões obtidas pela simulação de grandes escalas com a simulação direta e os dados experimentais, especialmente na região de recirculação e início da recuperação do escoamento. Em parte, este problema está associado ao prematuro recolamento obtido pela simulação. Os resultados obtidos com os modelos de tensão de Reynolds, apesar de também exibirem deficiências, concordam melhor com a simulação direta e com os dados experimentais.

O coeficiente de atrito, definido como $C_f = (2u_\tau^2 / u_{max}^2)$ é mostrado na Fig. 6. Verifica-se que as previsões dos modelos κ - ϵ de baixo número de Reynolds aproximam-se mais do comportamento observado pelos dados experimentais e pela simulação direta [16]. A simulação tipo grandes escalas apresenta um comportamento bastante insatisfatório na região de recirculação, embora, na região após a recuperação do perfil de velocidade ($x/H > 15$), o coeficiente de atrito seja bem previsto.

O coeficiente de pressão foi definido como $C_p = (\bar{p} - \bar{p}_c) / (\rho u_{max}^2)$, onde \bar{p} e \bar{p}_c são respectivamente, as médias temporais da pressão ao longo da parede e sobre a linha de centro na entrada. As variações obtidas para este coeficiente, na região após o salto, são comparadas, nas Fig. 7. Os modelos de tensão de Reynolds LS e SA apresentam os melhores resultados. O modelo SA prediz muito bem os dados experimentais e o comportamento da simulação direta a partir de $x/H = 2,5$. O modelo LS reproduz melhor o comportamento até $x/H = 2,5$, porém na região próxima ao ponto de recolamento, observa-se um afastamento dos dados previstos em relação aos dados experimentais. Já a simulação tipo de grandes escalas apresenta um comportamento da pressão, na parede inferior, totalmente inconsistente.

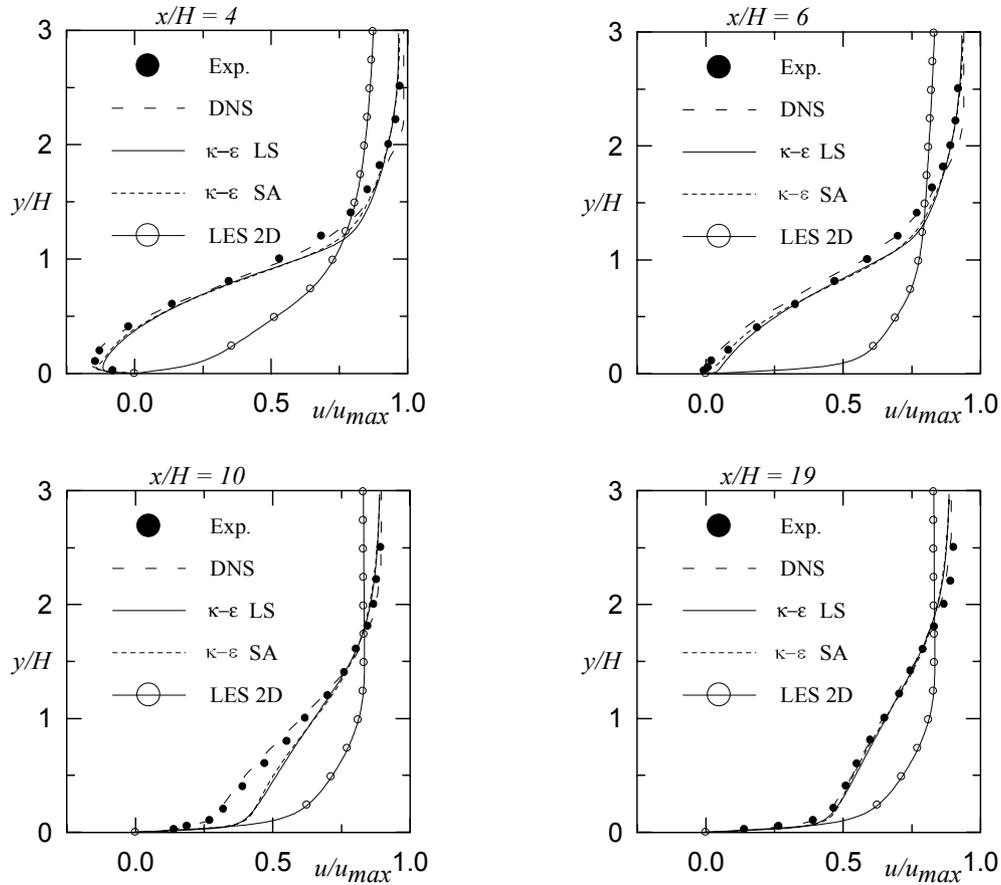


Fig. 5. Perfil de velocidade axial em várias seções.

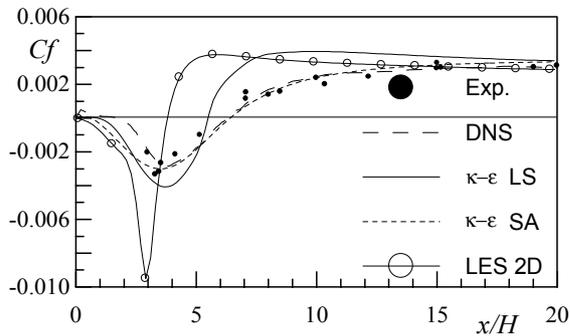


Fig. 6. Coeficiente de atrito na parede inferior.

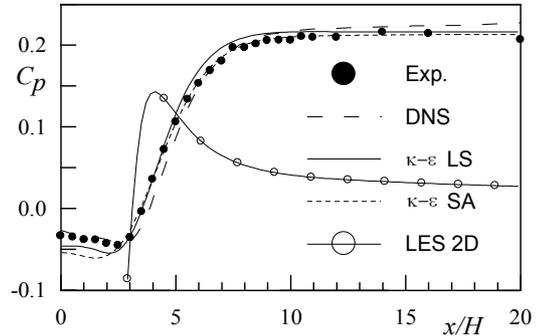


Fig. 7. Coeficiente de pressão na parede inferior.

7. CONCLUSÕES

Os modelos de tensão de Reynolds, com extensão para a região da parede, de Launder e Sharma e Sarkar e uma versão bidimensional do modelo submalha de Smagorinsky foram empregados para calcular um escoamento turbulento complexo ('backstep'). Os resultados indicaram um desempenho muito limitado da simulação bidimensional tipo grandes escalas, no que se refere as estatísticas de turbulência.

Os modelos de tensão de Reynolds obtiveram um melhor desempenho, com um esforço computacional cerca de quatro vezes menor.

AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem apoio recebido pelo CNPq.

REFERÊNCIAS

- [1] S. Thangam, C. G. Speziale, “Turbulent Flow Past a Backward Facing Step: A Critical Evaluation of Two-Equation Models”, *AIAA Journal*, vol. **30**, nº 5, pp. 1314-1320, (1992).
- [2] V. Yakhot, S. A. Orszag, S. Thangam, T. B. Gatski, C. G. Speziale, “Development of Turbulence Models for Shear Flows by a Double Expansion Technique”, *Phys. Fluids A*, vol. **4** (7), pp. 1510-1520, (1992).
- [3] S. Dutta, S. Acharya, “Heat transfer and flow past a backstep with the nonlinear - turbulence model and the modified - turbulence model”, *Numerical Heat Transfer, Part A*, Vol. **23**, pp. 281-301, (1993).
- [4] F. S. Lien, M. A. Leschziner, “Assessment of Turbulence-Transport Models Including Non-linear RNG Eddy-Viscosity Formulation and Second-Moment Closure for Flow Over a Backward-Facing Step”, *Computers Fluids*, vol. **23**, no 8, pp. 983-1004, (1994).
- [5] A. Sarkar, R. M. So, “A Critical Evaluation of Near-Wall Two-Equations Models Against Direct Numerical Simulation Data”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **18**, pp. 197-208, (1997).
- [6] K. Abe, T. Kondoh, Y. Nagano, “A new turbulence model for predicting fluid flow and heat transfer in separating and reattaching flows I. Flow field calculations”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. **37**, pp. 139-151, (1994).
- [7] K. Abe, T. Kondoh, Y. Nagano, “A new turbulence model for predicting fluid flow and heat transfer in separating and reattaching flows II. Thermal field calculations”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. **38**, pp. 1467-1481, (1995).
- [8] G. H. Rhee, H. J. Sung, “A low-Reynolds-number, four-equation heat transfer model for turbulent separated and reattaching flows”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. **18**, pp. 38-44, (1997).
- [9] J. W. Ahn, T. S. Park, H. J. Sung, “Application of a near-wall turbulence model to the flows over a step with inclined wall”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. **18**, pp. 209-217, (1997).
- [10] S. Chen, J. Lai, J. Milthorp, N. Mudford, “A new modified low-Reynolds-number – model”, *29th AIAA Fluid Dynamics Conference*, AIAA 98-2553, (1998).
- [11] C. B. Hwang, C. A. Lin, “Improved Low-Reynolds-Number $\kappa - \tilde{\epsilon}$ Model Based on Direct Numerical Simulation Data”, *AIAA Journal*, Vol. **36**, No 1, pp. 38-43, (1998).
- [12] J. Bredberg, S. Peng, L. Davidson, “An improved $\kappa - \epsilon$ turbulence model applied to recirculating flows”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. **23**, issue 6, pp. 731-743, (2002).
- [13] A. Silveira Neto, D. Grand, Et M. Lesieur, "A Numerical Investigation of Coherent Structures of Turbulence Behind A Backward-Facing-Step, *Journal Fluid Mechanics*, **256**, pp 1-25, (1993).
- [14] S. Ghosal, T. S. Lund, P. Moin, K. Akselvoll, “A dynamic localization model for large eddy simulation of turbulent flows”, *J. Fluid Mech.*, vol. **286**, pp. 229-255, (1995).
- [15] J. Neumann, H. Wengle, “DNS and LES of Passively Controlled Turbulent Backward-Facing Step Flow”, *Flow, turbulence and Combustion*, **71**, pp. 297-310, (2003).
- [16] H. Le, P. Moin, J. Kim, “Direct Numerical Simulation of Turbulent Flow Over a Backward Facing Step”, *Journal Fluid Mechanics.*, **330**, pp.349-374, (1997).
- [17] J. Kim, S. J. Kline, J. P. Johnston, “Investigation of a reattaching shear layer: flow over a backward facing step”, *ASME J. Fluids Eng.*, Vol. **102**, pp. 302-308, (1980).
- [18] J. K. Eaton, J. P. Johnston, “Turbulent flow reattachment: An experimental study of the flow and structure behind a backward-facing step”, *Rep. MD-39*, Thermosciences Division, Dep. of Mech. Eng., Stanford University, (1980).
- [19] J. C. Vogel, J. K. Eaton, “Combined Heat Transfer and Fluid Dynamic Measurements Downstream of a Backward-Facing Step”, *Journal of Heat Transfer*, vol. **107**, No 11, pp. 922-929, (1985).

- [20] D. M. Driver, H. L. Seegmiller, "Features of a reattaching turbulent shear layer in divergent channel flow", *AIAA Journal*, vol. **23**, pp. 163-171, (1985).
- [21] S. Jovic, D. M. Driver, "Backward-facing step measurement at low Reynolds number", *NASA Tech. Mem.* 108870, (1994).
- [22] A. Horvat, I. Kljenak, J. Marn, "Two-Dimensional Large-Eddy Simulation Of Turbulent Natural Convection Due To Internal Heat Generation", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **44**, pp. 3985-3995, (2001).
- [23] A. Matos, F. A. A. Pinho, A. Silveira Neto, "Large-Eddy Simulation of Turbulent Flow Over a Two-Dimensional Cavity with Temperature Fluctuations", *International Journal Heat And Mass Transfer*, **42**, pp 49-59, (1999).
- [24] E. Launder, B. I. Sharma, 1974, "Application of the Energy Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow Near a Spinning Disc", *Letters Heat Mass Transfer*, **1**, pp. 131-138, (1974).
- [25] U. Piomelli, "Large Eddy Simulation: Achievements and Challenges", *Progress Aerospace Sciences* **35**, pp. 335-362, (1999).
- [26] C. Härtel, L. Kleiser, "Analysis and Modeling Of Subgrid-Scale Motions in Near-Wall Turbulence", *Journal Fluid Mechanics*, **356**, pp. 327-352, (1998).
- [27] S. V. Patankar, 1980, "*Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*", McGraw-Hill, (1980)
- [28] J. P. Van Doormaal, J. P., G. D. Raithby, "Enhancements of the Simple Method for Predicting Incompressible Fluid Flows", *Numerical Heat Transfer*, **7**, pp. 147-163, (1984).
- [29] B.P. Leonard, "A Stable Accurate Convective Modeling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation", *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, **19**, pp. 59-88, (1979)
- [30] A. Settari, K. Aziz, "A Generalization of the Additive Correction Methods for the Iterative Solution of Matrix Equation", *Siam Journal of Numerical Analysis*, **10**, pp. 506-521, (1973).

SIMULATION OF THE BACKSTEP PROBLEM WITH RANS AND LES

Abstract – Comparisons are made of the numerical predictions of the two-dimensional turbulent flow over a backstep, using two versions of the low Reynolds κ - ϵ model and a 2-D large eddy simulation (LES) model. The numerical results showed that the use of large eddy simulation, in two-dimensional problems, is inadequate, resulting in poor prediction of the turbulent statistics and spending a much greater computing effort.