

## SIMULAÇÃO HÍBRIDA RANS/LES DE ESCOAMENTOS TURBULENTOS

### **Cleber Spode**

Universidade Federal de Uberlândia - 38400-902 Uberlândia – MG, Brasil.  
cleber.spode@ufu.br

### **Rubens Campregher**

Dalhousie University – Mechanical Engineering Department, Canada.  
rubenscamp@dal.ca

### **Aristeu da Silveira Neto**

Universidade Federal de Uberlândia - 38400-902 Uberlândia – MG, Brasil.  
aristeus@mecanica.ufu.br

***Resumo.** A Simulação Numérica Híbrida RANS/LES juntamente com o método dos Volumes Finitos é aqui utilizada para simular o escoamento turbulento sobre o degrau em uma aproximação adiabática, tridimensional e transiente. Este caso clássico constitui um excelente teste para a avaliação de novas metodologias de modelagem da turbulência por apresentar, apesar da geometria simples, uma complexa formação de estruturas tridimensionais, influenciando enormemente o fenômeno da transição à turbulência e propriedades como frequências características de emissão de vórtices e comprimento de recolamento. Um modelo híbrido RANS/LES, baseado no modelo de Spalart-Allmaras, chamado DES (Detached-Eddy Simulation) é testado com o intuito de avaliar esse tipo de metodologia na descrição de escoamento com descolamentos e gradiente adverso de pressão. Os resultados para o comprimento de recolamento, perfis de velocidade, tensor de Reynolds e coeficiente de pressão, demonstram que métodos híbridos RANS/LES são eficazes na descrição de escoamentos turbulentos.*

*Palavras chave:* Turbulência, Modelagem Híbrida RANS/LES.

### **1. Introdução**

A turbulência nos fluidos tem sido pesquisada por mais de um século, mas nenhuma teoria completamente fechada sobre ela foi escrita (Tennekes & Lumley, 1994). A diversidade de escalas e frequências envolvidas em um escoamento turbulento aumenta de forma estrondosa à medida que cresce o número de Reynolds.

Calcular todas as escalas da turbulência definitivamente não é uma tarefa fácil. Metodologias como a Simulação Numérica Direta (DNS – Direct Numerical Simulation), que consiste em resolver as equações de Navier-Stokes diretamente, sem a imposição de um modelo, procuram resolvê-las. Isso implica na utilização de uma malha capaz de descrever todo o espectro de frequências, desde as menores (grandes estruturas) até a as maiores (Escala de Kolmogorov – pequenas estruturas de altas frequência). Além do refino de malha, são exigidos esquemas de discretização espacial e temporal de alta ordem, que não imponham difusão numérica ao cálculo. Soma-se a isso o cuidadoso uso de condições de contorno adequadas com níveis de perturbação específicos para cada caso. O emprego da DNS tem aumentado consideravelmente nos últimos anos devido ao avanço dos computadores, que, mais potentes, já são capazes de processar cálculos para números de Reynolds mais elevados. Estudos referentes à camada limite e escoamentos de base têm utilizado DNS, obtendo resultados muito interessantes, que auxiliam no estudo da topologia de estruturas turbilhonares e da transição à turbulência.

Não podendo resolver todas as escalas da turbulência, surge o conceito de decomposição das escalas da turbulência, podendo ser realizada via filtragem temporal ou espacial. Quando se aplicada a filtragem temporal, decompondo a velocidade em uma parte média e outra flutuante, obtêm-se as Equações Médias de Reynolds (RANS – Reynolds Average Navier-Stokes). Para os casos onde é aplicada a filtragem espacial das equações de Navier-Stokes surgem as equações utilizadas na metodologia de Simulação de Grandes Escalas (LES – Large-Eddy Simulation). Diferente dos métodos RANS onde todo o espectro de energia é modelado, na metodologia LES as grandes escalas são resolvidas e apenas as menores escalas são modeladas, dependendo obviamente da discretização espacial e temporal empregadas.

Independente da metodologia, o problema em fazer uma filtragem temporal ou espacial é o surgimento de novos termos nas equações de Navier-Stokes, ficando assim com um sistema que possui mais incógnitas do que equações: é o chamado problema de fechamento da turbulência. Modelos são desenvolvidos para suprir essa necessidade, os chamados modelos de turbulência, que tem por objetivo modelar o tensor de Reynolds, o mais importante termo derivado do processo de filtragem.

Boussinesq, em 1877, através do conceito de viscosidade turbulenta introduz o fechamento das equações de Navier-Stokes modelando o tensor de Reynolds em uma analogia ao modelo de viscosidade molecular adotado por Stokes, existindo duas grandes correntes filosóficas de modelagem da turbulência baseado nessa hipótese:

- As equações médias de Reynolds (RANS – Reynolds-Average Navier-Stokes), através das quais as escalas da turbulência são divididas em uma parte média e outra flutuante;

- Equações de Navier-Stokes filtradas, através das quais as grandes escalas são resolvidas e apenas as pequenas são modeladas, é a chamada Simulação de Grandes Escalas (LES – Large Eddy Simulation).

Procurando tirar proveito das duas metodologias acima, um terceiro campo de pesquisa na modelagem da turbulência surge recentemente:

- A modelagem híbrida da turbulência, que vem a utilizar a boa descrição parietal de escoamentos turbulentos das metodologias RANS juntamente com a boa descrição dos escoamentos livres das metodologias LES, são os chamados modelos híbridos RANS/LES.

O foco do presente trabalho é apresentar essa nova linha de modelos híbridos RANS/LES, demonstrando sua potencialidade na descrição de escoamentos turbulentos através do modelo DES (Detached-Eddy Simulation) aplicado à simulação do escoamento sobre o degrau. O modelo DES é uma modificação do modelo RANS proposto por Spalart-Allmaras (1994) onde a distância à parede recebe um tratamento especial, fazendo com que o modelo opere como RANS em regiões parietais e como LES em zonas de escoamento cisalhante livre. Outros modelos na linhagem híbrida são encontrados em publicações recentes, destacando-se:

- O modelo de Nichols e Nelson (2001), desenvolvido em conjunto com o modelo SST a duas equações de Menter e Rumsey (1994) e recebeu o nome de Multi-Scale. Esse método apresenta uma suave transição entre as partes modelada por URANS e LES, Nichols e Nelson (2003);

- O modelo Híbrido LES-RANS de Davidson e Peng (2001), que combina o modelo de Yoshizawa (1993) juntamente com um modelo  $k-\omega$ . Nesse modelo há uma linha bem definida que divide a parte modelada por LES e por RANS, sendo essa distância imposta explicitamente pelo usuário do modelo;

- O modelo LNS – Limited Numerical Scales proposto por Baten et al. (2002) faz uma mescla de um modelo k-e com o modelo de Smagorinsky e através de um fator  $\alpha$  decide automaticamente o uso de URANS ou LES;

- O modelo BLS – Baldwin-Lomax-Smagorinsky proposto por Camelli e Löhrner (2002) utiliza o clássico modelo de Baldwin-Lomax para as regiões parietais e o modelo de Smagorinsky para as demais localidades do escoamento. Os resultados obtidos são animadores, porém a necessidade de um ponto de divisão entre as duas modelagens deixa o modelo suscetível ao erro do usuário ao definir uma distância incorreta;

- O modelo SAS – Scale-Adaptive Simulation de Menter et al. (2003) que tem sua formulação baseada em uma equação de transporte adicional para a viscosidade cinemática com um termo de destruição que dinamicamente decide pela utilização de URANS ou LES;

As seguir são apresentadas as equações de Navier-Stokes filtradas juntamente com as três metodologias de modelagem da turbulência LES, RANS e Híbrida RANS/LES avaliadas no presente trabalho.

## 2. Modelagem Matemática e Método Numérico

O processo de filtragem espacial ou temporal das Equações de Navier-Stokes, apesar de diferentes em essência, convergem para as equações filtradas:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i u_j}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right], \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0. \quad (2)$$

Ambas as metodologias (RANS ou LES) partem da decomposição:

$$f(\vec{x}, t) = \overline{f}(\vec{x}) + f'(\vec{x}, t), \quad (3)$$

onde  $\overline{f}(\vec{x})$  representa o comportamento médio e  $f'(\vec{x}, t)$  o comportamento flutuante do sinal de pressão ou velocidade para metodologias RANS, e  $\overline{f}(\vec{x})$  representa as escalas filtradas e  $f'(\vec{x}, t)$  as escalas flutuantes ou sub-malha para metodologias LES.

A grande diferença entre as metodologias se dá no tratamento do produto filtrado  $(\overline{u_i u_j})$ , que não apresenta uma solução direta, sendo interessante reescrevê-lo como:

$$\overline{u_i u_j} = \overline{u_i} \overline{u_j} + \tau_{ij}, \quad (4)$$

obtendo a Eq. (1) na forma:

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i u_j}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \tau_{ij} \right]. \quad (5)$$

Através da modelagem do tensor  $\tau_{ij}$ , via hipótese de Boussinesq, que o correlaciona com a viscosidade turbulenta, numa alusão ao modelo de viscosidade de Stokes, se dá o processo de fechamento das Equações Filtradas de Navier-Stokes. A proposta de Boussinesq consiste em expressar esse tensor extra em função da taxa de deformação gerada pelo campo de velocidades filtrado e da energia cinética turbulenta:

$$\tau_{ij} = -\nu_t \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} k \delta_{ij}, \quad (6)$$

onde a viscosidade turbulenta  $\nu_t$  pode ser calculada via um modelo de turbulência e a energia cinética turbulenta é incorporada à pressão, sendo gerada uma pressão modificada  $p^*$ .

Considerando as hipóteses acima, podemos reescrever a Eq. (5) na forma:

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i u_j}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p^*}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\nu + \nu_t) \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \right], \quad (7)$$

restando definir o modelo para calcular a viscosidade turbulenta  $\nu_t$ . Os modelos aqui utilizados são: Smagorinsky e Smagorinsky com função de amortecimento para a metodologia LES, Spalart-Allmaras (SA) para a metodologia RANS e o modelo híbrido RANS/LES *Detached-Eddy Simulation* (DES).

## 2.1 O Modelo de Smagorinsky

A avaliação da viscosidade turbulenta proposta por Smagorinsky (1963) é dada por:

$$\nu_t = (C_s \ell)^2 \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}}, \quad (8)$$

onde  $C_s$  é o coeficiente de Smagorinsky,  $\ell$  é o comprimento característico e  $S_{ij}$  o tensor taxa de deformação:

$$\ell = \sqrt[3]{\prod_{i=1}^3 \Delta x_i}, \quad (9)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \right). \quad (10)$$

A dependência do tensor taxa de deformação e do filtro utilizado garantem um caráter totalmente tridimensional ao modelo. Fisicamente, a hipótese de que os turbilhões se comportam como moléculas é bastante razoável para escoamentos turbulentos totalmente desenvolvidos, sendo possível calibrar o modelo para essa classe de escoamentos através da constante  $C_s$ . Lilly (1966) determinou  $C_s = 0,18$  para turbulência homogênea isotrópica, entretanto, seu valor em aplicações práticas é na faixa de  $0,05 \leq C_s \leq 0,30$ .

Essa dependência da constante de proporcionalidade de Smagorinsky tem fortes efeitos colaterais quando tratamos com escoamentos parietais, devido aos altos gradientes de velocidade que acarretam produção excessiva de viscosidade turbulenta devida a dependência do tensor taxa de deformação. Diferentemente dos chamados modelos dinâmicos, onde a constante é função do tempo e espaço, o modelo de Smagorinsky não faz nenhuma consideração com relação à proximidade de paredes, sendo necessário adicionar uma função externa de amortecimento que compute esse efeito e leve a zero o seu valor próximo às paredes.

Uma solução bem sucedida para zerar a constante próximo a paredes de forma consistente é o amortecimento de Van Driest, que modifica a constante  $C_s$  conforme:

$$C_s = C_{s0} \left(1 - e^{-d^+/A^+}\right)^2 \quad (11)$$

onde  $d^+ = du_\tau/\nu$  é a distância à parede,  $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$  a velocidade de cisalhamento,  $\tau_w$  a tensão de cisalhamento junto a parede,  $A^+$  uma constante de valor 25 (Ferziger e Peric, 1999) e  $C_{s0} = 0,05 - 0,3$  é a constante de Smagorinsky.

## 2.2 O Modelo de Spalart-Allmaras

O modelo de Spalart-Allmaras foi desenvolvido e calibrado com base em relações empíricas de diferentes tipos de escoamentos e análise dimensional. O modelo é baseado em uma equação de transporte para a variável auxiliar  $\tilde{\nu}$ :

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j \tilde{\nu}) = c_{b1} \tilde{S} \tilde{\nu} - c_w f_w \left[ \frac{\tilde{\nu}}{d_w} \right]^2 + \frac{1}{\sigma} \left[ \frac{\partial}{\partial x_j} \left( (\nu + \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right) + c_{b2} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right]. \quad (12)$$

A Eq. (12) constitui o modelo de Spalart-Allmaras em uma versão simplificada, desconsiderando os termos de transição, que são inexpressivos em escoamentos turbulentos completamente desenvolvidos como o caso do degrau aqui analisado.

Os termos do lado direito da Eq. (12) representam a produção, destruição, difusão molecular e turbulenta, dissipação de viscosidade respectivamente.

A viscosidade turbulenta  $\nu_t$  é definida através da viscosidade modificada  $\tilde{\nu}$  e amortecida pela função  $f_{v1}$  junto a paredes:

$$\nu_t = \tilde{\nu} f_{v1}, \quad f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^3} \quad \text{e} \quad \chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu}. \quad (13)$$

Para regiões distantes da parede a função de amortecimento  $f_{v1}$  tende à unidade, obtendo-se:  $\nu_t = \tilde{\nu}$ .

O termo de produção também apresenta dependência com relação à distância parietal, sendo amortecido pela função  $f_{v2}$ :

$$\tilde{S} = S + \frac{\tilde{\nu}}{(kd_w)^2} f_{v2} \quad \text{e} \quad f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}}, \quad (14)$$

onde  $d_w$  é a distância à parede mais próxima e  $S$  o módulo do tensor taxa de deformação:

$$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}. \quad (15)$$

A função  $f_w$  é definida como unitária para a região logarítmica da camada limite, intensificando o termo de produção à medida que se aproxima da parede e tendendo a zero para as regiões mais distantes, sendo definida como:

$$f_w = g \left( \frac{1+c_{w3}^6}{g^6+c_{w3}^6} \right)^{1/6}, \quad g = r + c_{w2} (r^6 - r) \quad \text{e} \quad r \equiv \frac{\tilde{v}}{\tilde{S}k^2 d_w^2}. \quad (16)$$

As demais constantes de modelo são:

$$c_{w1} = \frac{c_{b1}}{k^2} + \frac{(1+c_{b2})}{\sigma}, \quad c_{w2} = 0,3, \quad c_{w3} = 2, \quad k = 0,41$$

$$c_{v1} = 7,1, \quad \sigma = 2/3, \quad c_{b1} = 0,1355, \quad c_{b2} = 0,622, \quad (17)$$

$$c_{t1} = 1, \quad c_{t2} = 2, \quad c_{t3} = 1,2, \quad \text{e} \quad c_{t4} = 0,5.$$

A quantidade de variáveis do modelo deixa claro que ele foi projetado com base em escoamentos conhecidos, principalmente camada limite turbulenta.

### 2.3 Modelagem Híbrida RANS/LES

Peculiaridades à parte, a formulação final das equações de Navier-Stokes filtradas no espaço ou no tempo converge para uma só idéia através do conceito da viscosidade turbulenta de Boussinesq, proporcionando intercambiabilidade entre as formulações LES e RANS.

Spalart *at al.* (1997) propuseram uma nova abordagem de modelagem da turbulência, procurando tirar proveito de características positivas das metodologias de Grandes Escalas (LES) e Equações Médias de Reynolds (RANS) através do modelo *Detached-Eddy Simulation* (DES). O modelo é em essência o modelo de Spalart-Allmaras (SA) com a substituição da distância à parede  $d_w$  por uma distância modificada  $\tilde{d}$ , que automaticamente seleciona as regiões onde o modelo atuará como LES ou RANS.

$$\tilde{d} = \min(d_w, C_{DES}\Delta) \quad \text{onde} \quad \Delta = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z). \quad (18)$$

Essa nova distância  $\tilde{d}$  age como um filtro, um novo comprimento de escala para o modelo de Spalart-Allmaras. Em regiões de camada limite ( $\tilde{d} < \Delta C_{DES}$ ) o modelo atua como RANS, recuperando a formulação original do modelo SA. Já para regiões afastadas de paredes ( $\tilde{d} > \Delta C_{DES}$ ) o comprimento de escala torna-se dependente do tamanho da malha ( $\tilde{d} = \Delta C_{DES}$ ), fazendo com que os termos de produção e destruição sejam balanceados e o modelo opere de forma muito semelhante a um modelo sub-malha algébrico, onde  $\tilde{v} \propto S\Delta^2$ . Além disso, o modelo DES apresenta uma constante de proporcionalidade, assim como no modelo de Smagorinsky, calibrada para turbulência homogênea e isotrópica ( $C_{DES} = 0,65$ ).

### 2.4 Método Numérico

As equações são resolvidas utilizando o método dos Volumes Finitos em um domínio cartesiano, com acoplamento pressão velocidade SIMPLEC e arranjo co-localizado com interpolação de Rhie-Chow. A discretização espacial é de segunda ordem centrada e o avanço temporal feito pelo esquema implícito *three-time-level*. O *solver* SIP é utilizado para a equação de correção da pressão e o *solver* SOR para as componentes de velocidade  $u$ ,  $v$ , e  $w$  bem como para a viscosidade modificada,  $\tilde{\nu}$ , no modelo de Spalart-Allmaras.

### 3. Domínio computacional, condições de contorno e avanço temporal

A configuração básica do domínio computacional utilizado no presente estudo é apresentada na Figura 1 e parâmetros de malha dados pela Tabela 1. Suas dimensões são:  $L = 23h$ ,  $H = 6h$ ,  $W = 4h$  e  $X_i = 3h$ .

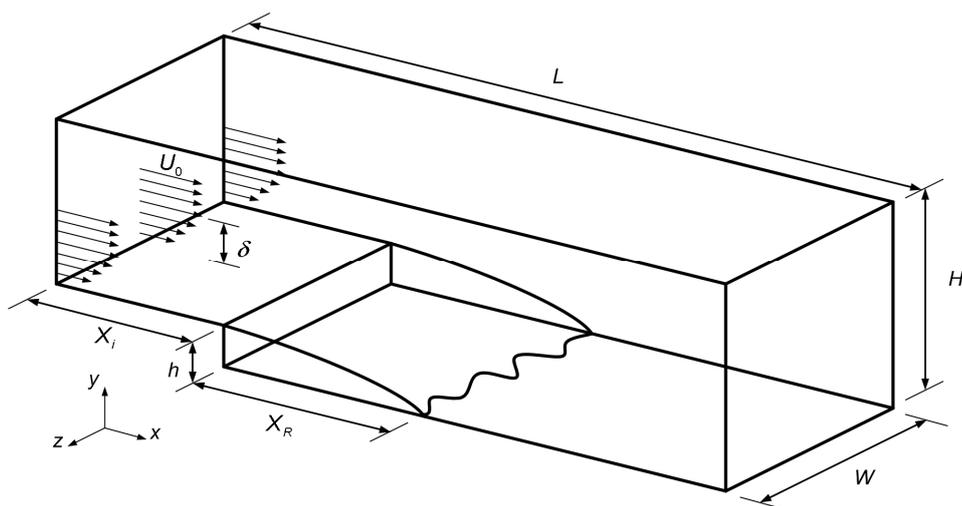


Figura 1. Domínio computacional utilizado.

O número de Reynolds baseado na altura do degrau é definido como:

$$Re = \frac{U_0 h}{\nu} = 5000, \quad (19)$$

sendo  $U_0$  a velocidade média na corrente livre,  $\nu$  a viscosidade cinemática e  $\delta = 1,15h$  espessura da camada limite.

Tabela 1. Dados da malha.

Dimensão	Nº de volumes	
$x \rightarrow L = 23h$	230	$\Delta x^+ \approx 24$
$y \rightarrow H = 6h$	81	$\Delta y_{\max}^+ \approx 83, \Delta y_{\min}^+ \approx 3,7$
$z \rightarrow W = 4h$	40	$\Delta z^+ \approx 24$

A malha é uniforme na direção  $x$  e  $z$  e não uniforme na direção  $y$ , com refinamento próximo às paredes. Dos 81 volumes utilizados na direção  $y$ , 36 deles foram utilizados na região abaixo do degrau e o restante acima. Um elevado número de volumes acima do degrau se fez necessário para uma boa descrição da camada limite de entrada.

As condições de contorno aplicadas ao domínio são de fluxo nulo na face superior,

$$v = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial w}{\partial y} = 0. \quad (20)$$

Na direção  $z$  o escoamento é assumido como homogêneo e a periodicidade é aplicada e na face inferior e sobre o degrau é assumida condição de não deslizamento. Na face leste do domínio, à saída, aplica-se a condição de derivada nula da componente  $u$  da velocidade e anulam-se as componentes  $v$  e  $w$ :

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad v = w = 0. \quad (21)$$

Um perfil de velocidade é aplicado na entrada do domínio, obtido dos dados de Jovic e Driver (1994) e interpolados através de uma *spline* para os nós da malha.

O avanço temporal é constante e o  $\Delta t = 0,01h/U_0$ , com um tempo total de simulação  $T_{\text{total}} = 2500h/U_0$ , dos quais, os primeiros  $500h/U_0$  são descartados das estatísticas, eliminando resquícios das condições iniciais impostas.

#### 4. Resultados

A comparação entre os modelos de turbulência aqui analisados se dá através de dados qualitativos de campos de velocidade e viscosidade; e de forma quantitativa através do comprimento de recolamento, coeficiente de pressão, perfis de velocidade média, flutuações de velocidade e tensor de Reynolds.

Os casos computados são nomeados e classificados de acordo com as diferentes metodologias utilizadas e nomeadas de acordo com a Tabela 2.

Tabela 2. Nomenclatura dos casos analisados.

CASO	Descrição
LES	Metodologia de Grandes Escalas (LES) aplicando o modelo de Smagorinsky ( $C_s = 0,1$ ).
LESVD	Metodologia de Grandes Escalas (LES), modelo de Smagorinsky ( $C_s = 0,1$ ) com adição da função de amortecimento de Van Driest.
SA	Metodologia de Equações Médias de Reynolds (URANS ou RANS), utilizando o modelo de Spalart-Allmaras.
DES	Metodologia híbrida, utilizando o modelo de Spalart-Allmaras modificado para atuar como URANS junto às paredes e LES no restante do domínio.

#### 4.1 Resultados Topológicos

A presença de estruturas coerentes no escoamento sobre o degrau foi objeto de amplo estudo de Silveira Neto *et al* (1993). O comportamento semelhante a uma camada de mistura foi evidenciado, com a existência de instabilidade de Kelvin-Helmholtz e vórtices longitudinais contrarrotativos. Delcayre e Lesieur (1997) também conseguiram através de simulação de grandes escalas e modelo de função estrutura de velocidade evidenciar estruturas coerentes no escoamento sobre o degrau a Reynolds 5.000. Entretanto, a existência de estruturas coerentes em escoamentos altamente turbulentos sobre o degrau é objeto de discussão, sendo defendido por muitos autores que em um escoamento em que a camada limite de entrada é turbulenta, estruturas coerentes não são facilmente identificáveis, ou ocorrem apenas em um breve período de transição.

Campos de velocidade instantânea  $u$  são apresentados na Figura 2 para as metodologias de modelagem aplicadas em um plano  $x$ - $y$  central na coordenada  $z=W/2$ . Percebe-se a descrição transiente obtida com as metodologias LES, LESVD e DES, com a formação de estruturas características de uma camada cisalhante turbulenta que incide sobre a parede inferior do domínio. Para o modelo SA, há ausência de estruturas, apresentado um campo totalmente médio.

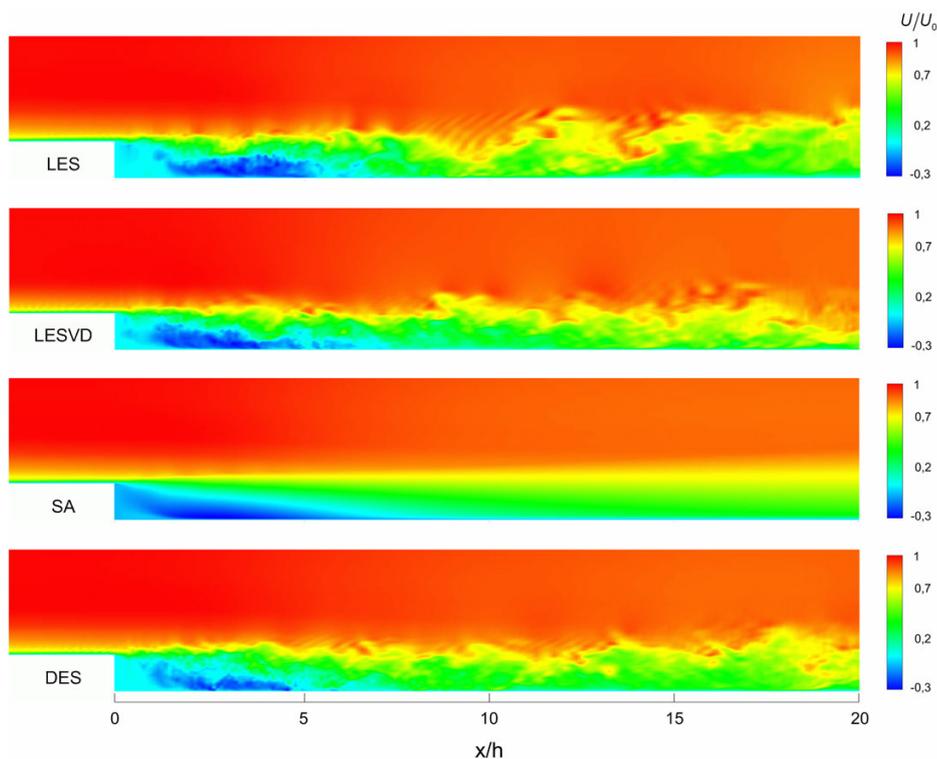


Figura 2. Campos de velocidade instantânea  $u$ ,  $z = W/2$  e  $t = 2000h/U_0$ .

A formação e transporte de estruturas turbilhonares são observados nas metodologias LES, LESVD e DES. Algumas diferenças são observadas quanto ao comprimento de recolamento, que, apesar de instantâneo, é maior para o caso LES em relação aos casos LESVD e DES.

O comportamento difusivo do modelo de Spalart-Allmaras fica mais claro quando observamos o campo de viscosidade efetiva (viscosidade molecular + viscosidade turbulenta) em um plano  $x$ - $y$ , Figura 3.

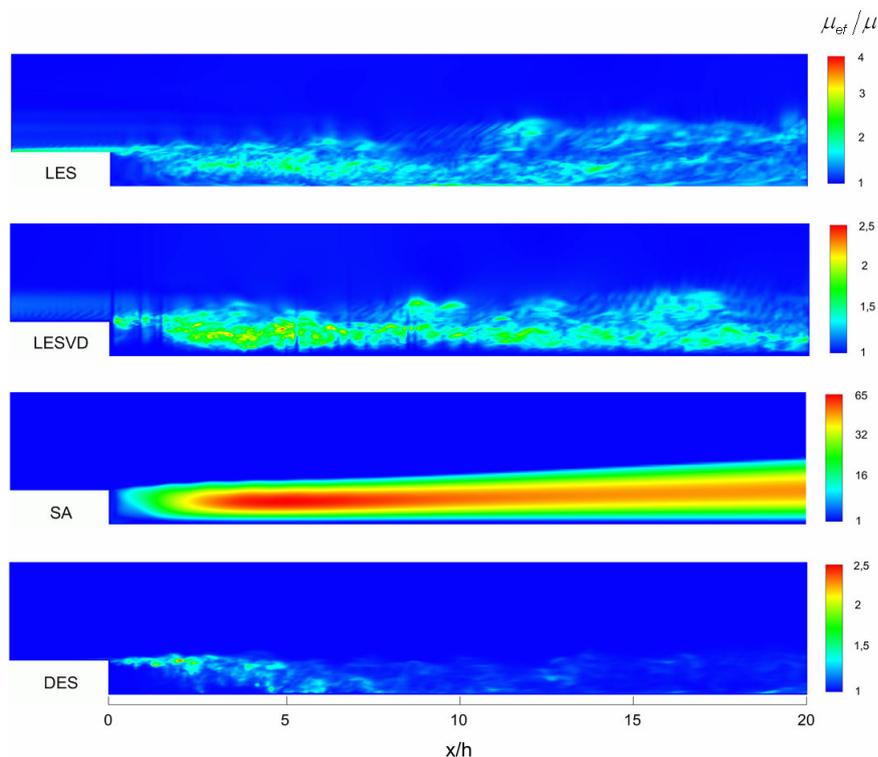


Figura 3. Campos de viscosidade efetiva. Plano  $x$ - $y$ ,  $z = W/2$  e  $t = 2000h/U_0$ .

Os níveis de viscosidade efetiva gerados pelo modelo SA são bastante elevados quando comparado aos outros modelos, sendo o pico cerca de 25 vezes maior que a viscosidade gerada pelos modelos LESVD e DES. Esse comportamento revela uma característica problemática dos modelos URANS, que é o excesso de produção de viscosidade. Agravando esse fato, o refinamento da malha não auxilia na diminuição substancial desses altos níveis. Diferentemente dos modelos LES e híbridos RANS/LES, onde com o refinando da malha, o modelo diminui a sua contribuição através da viscosidade gerada. Os modelos RANS e URANS se mostram menos sensíveis ao refinamento, não apresentando grande dependência desse parâmetro depois de certo ponto.

Um fato interessante é observado no caso LESVD na Figura 3, onde discontinuidades são observadas devido a forma de cálculo de amortecimento da constante de Smagorinsky no modelo de Van Driest. Apesar dessas discontinuidades, os demais resultados topológicos e quantitativos se mostram satisfatórios para o caso LESVD.

#### 4.2 Comprimento de recolamento, coeficiente de pressão e perfis de velocidade

O comprimento de recolamento reúne em uma só quantidade todas as propriedades do escoamento sobre o degrau. Os resultados para os diferentes modelos são apresentados na Tabela 3.

Tabela 3. Comprimento de recolamento.

CASO	Comprimento de recolamento $X_R$			Erro (%)
	Velocidade Média (x/h)	p.d.f. (x/h)	Média (x/h)	
Jovic e Driver (1994) - Experimental	-	-	$6,0 \pm 0,15$	-
LES	6,94	7,23	7,09	18,2%
LESVD	6,31	6,43	6,37	6,1%
SA	7,26	7,26	7,26	21%
DES	6,36	6,56	6,46	7,6%

Duas metodologias foram utilizadas para a determinação do comprimento de recolamento, uma baseada na velocidade média nula na célula imediatamente superior à face inferior do domínio e outra na função densidade de probabilidade de velocidade (p.d.f.). Confirmando as expectativas e observações dos campos de velocidade instantânea apresentados anteriormente, os casos LESVD e DES foram os que apresentaram o melhor comprimento de recolamento quando comparados aos resultados experimentais de Jovic e Driver (1994).

O caso SA foi o que apresentou o pior resultado, seguido pelo caso LES, que também apresenta um comprimento de recolamento bastante superior ao experimental. No caso SA, já é esperado um comprimento de recolamento ruim, visto que a ausência de estruturas tridimensionais denuncia sua má descrição do comportamento turbulento do escoamento. Já no caso LES, apesar da descrição topológica seguir o mesmo padrão dos casos LESVD e DES, um comprimento de recolamento bastante superior ao experimental é verificado.

O coeficiente de pressão médio para os casos computados é exibido na Figura 4 e definido como:

$$C_p = \frac{P - P_{REF}}{\frac{1}{2} \rho U_0^2}, \quad (22)$$

onde  $P_{REF}$  representa a pressão de referência tomada sobre o degrau na estação  $x/h = -3$ .

Os resultados apresentam-se próximos aos dados experimentais de Jovic e Driver (1994), com exceção do caso LES onde há certa defasagem, com sua curva adiantada em relação ao experimento e aos demais modelos. Essa defasagem está associada ao comprimento de recolamento estimado, que sendo maior, provoca esse resultado. Além da defasagem, o patamar atingido na região de desenvolvimento da nova camada limite,  $x/h > 20$ , é inferior ao experimento e a curva apresenta uma inclinação positiva, enquanto os dados experimentais seguem uma linha próxima da horizontal.

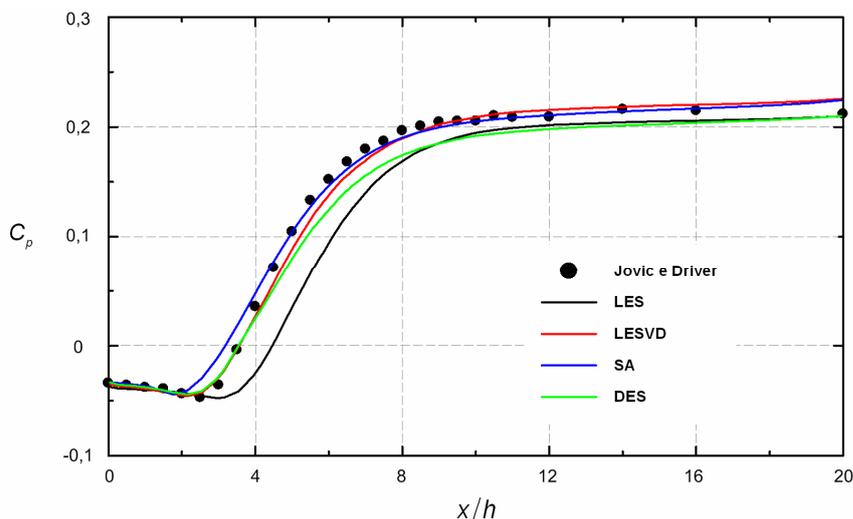


Figura 4. Coeficiente de pressão.

Os perfis de velocidade média  $U$  são apresentados na Figura 5 em quatro estações: antes do recolamento ( $x/h = 4$ ), próximo ao recolamento ( $x/h = 6$ ), depois do recolamento ( $x/h = 10$ ) e afastado do recolamento ( $x/h = 19$ ).

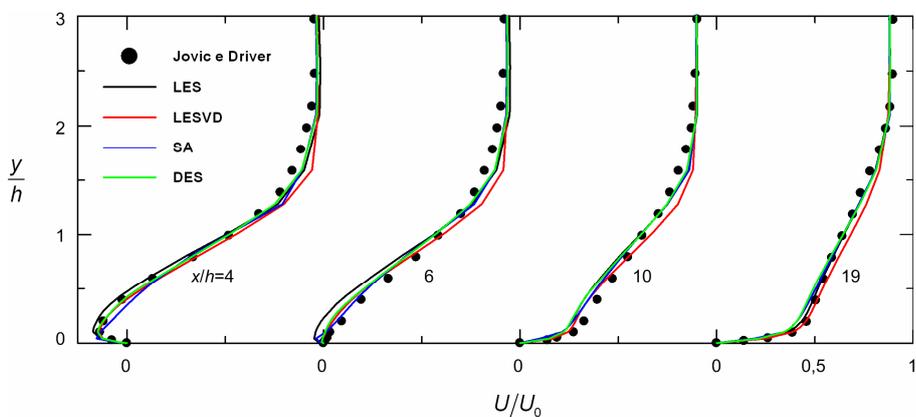


Figura 5. Perfis de velocidade média  $U$ .

Aparentemente todos os modelos apresentam bons resultados, sendo as discrepâncias mais visíveis a subpredição do modelo LES e a superpredição do modelo SA nas proximidades da parede inferior para a estação  $x/h = 4$ . O grande comprimento de recolamento previsto pelo caso LES tende a atrasar tanto o perfil de velocidade em  $x/h = 4$  e  $x/h = 6$ , causando o seu afastamento dos dados de Jovic e Driver (1994).

Apesar de muito próximo dos outros resultados, o caso SA apresenta uma forma diferente para o perfil de velocidade na estação  $x/h = 4$  próximo à parede inferior, com uma mudança brusca de velocidade, o que não acontece para os casos LES, LESVD e DES, onde os perfis têm uma mudança suave de velocidade, acompanhando a tendência dos dados experimentais.

O caso LESVD apresenta fidelidade para as regiões parietais assim como o caso DES, porém já possui uma certa defasagem na estação  $x/h = 4$  para  $y/h > 1$ , onde sua velocidade é superestimada. Essa defasagem tende a se dissipar originando um perfil adiantado na estação  $x/h = 19$ . O caso DES é o que apresenta os melhores resultados, praticamente reproduzindo os dados experimentais na estação  $x/h = 4$ , com uma pequena subpredição na estação  $x/h = 6$  para  $y/h < 0,5$  e seguindo muito bem os dados experimentais para  $x/h = 10$  e  $x/h = 19$ .

Perfis de valores RMS para as componentes  $u$  e  $v$  e para o tensor de Reynolds  $\overline{u'v'}$  são apresentados na Figura 6 para as quatro estações juntamente com os dados de Jovic e Driver (1994).

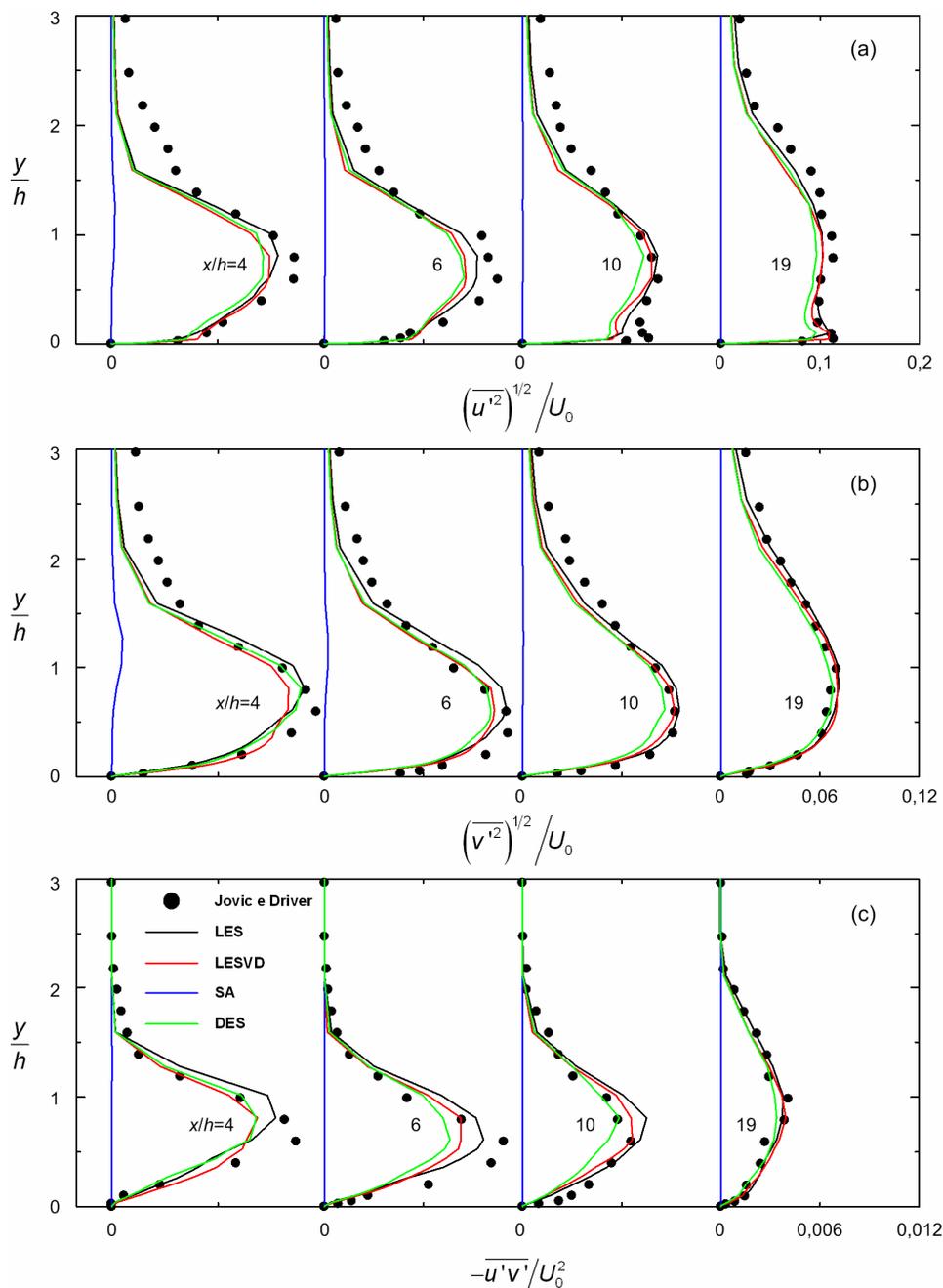


Figura 6. Perfis RMS de velocidade e Tensor de Reynolds.

Os resultados são satisfatórios para os casos LES, LESVD e DES, com boa reprodução dos dados experimentais, mas algumas diferenças também são visíveis. Já o caso SA simplesmente não apresenta qualquer nível de flutuação significativo. Na Figura 6(a), percebe-se que na estação  $x/h = 4$  todos os modelos apresentam um nível de flutuação  $u'$  mais baixo que o experimental, causado pela falta de informação turbulenta na camada limite de entrada. Esse déficit é amenizado ao longo do escoamento, com a produção de turbulência na zona de recolamento e interação com a camada cisalhante, mas mesmo na estação  $x/h = 10$  ela se mostra influente. Além disso, para todos os casos, os níveis máximos de flutuação  $u'$  média máxima são inferiores aos dados experimentais, podendo ser esse fato decorrente da modelagem ou das condições de contorno constantes impostas.

Para a estação  $x/h = 10$  os dados de Jovic e Driver (1994) têm o pico de flutuação mais desenvolvido junto à parede, fato esse ocorrido também na simulação numérica direta de Le, Moin e Kim (1997). Já na estação  $x/h = 19$ , esse pico é alcançado pelos casos LES e LESVD mas ainda é tímido no caso DES. Apesar de elevado, o pico no caso LES ocorre a uma altura  $y/h$  superior aos casos DES, LESVD e aos dados experimentais, possivelmente pelas dificuldades apresentadas pelo modelo em escoamentos parietais.

Na Figura 6 (b) nota-se também a falta de informação turbulenta da camada limite de entrada, sendo as flutuações  $v'$  captadas por todos os modelos abaixo dos níveis experimentais para  $y/h > 1,5$ . Com exceção dessa subpredição na região cisalhante, os níveis previstos pelos modelos LES, LESVD e DES são muito bons. Ainda que ínfimo, o caso SA apresenta um pequeno nível de flutuação nas proximidades de  $y/h = 1$ .

Diferenças maiores em relação aos dados experimentais e entre os diversos modelos testados são constatadas quando analisamos o tensor de Reynolds, Figura 6 (c). Para a estação  $x/h = 4$  o pico experimental não é alcançado por nenhum modelo, sendo o LES o que chega mais próximo. Os casos LESVD e DES apresentam resultados iguais, prevendo um pico máximo inferior ao experimental. Para a estação  $x/h = 6$  mantém-se essa subpredição, mas com um distanciamento entre os resultados dos casos LESVD e DES, com o LESVD prevendo um máximo mais próximo de experimental. Na estação  $x/h = 10$  os resultados já são melhores, acontecendo até uma superpredição do pico máximo pelo caso LES. Já o modelo LESVD prevê com acérrica a curva experimental, seguida pela curva do caso DES, levemente atrasada na faixa  $y/h < 1$  onde todos os modelos subestimam o tensor de Reynolds. Na estação  $x/h = 19$  os resultados são muito próximos aos experimentais, destacando-se o leve atraso da curva do caso DES.

Assim como para as componentes de flutuação  $u'$  e  $v'$  o tensor de Reynolds mostra-se nulo em todas as estações para o caso SA na Figura 6 (c). Diferente de muitos modelos RANS, onde a energia cinética turbulenta é uma das variáveis de transporte, o modelo de Spalart-Allmaras tem por sua variável uma viscosidade modificada. Isso faz com que não se possa pós-processar quantidades como flutuações, o que poderia ser feito em casos onde a energia cinética é uma variável do modelo, mesmo que não se manifestando fisicamente através do escoamento instantâneo.

## 5. Conclusões

Com base nos dados apresentados no presente trabalho é possível avaliar as qualidades de cada um dos modelos de turbulência testados. Seus méritos e deficiências são realçados no escoamento sobre o degrau, que apesar de simples geometricamente, consegue simular regiões parietais, cisalhantes livres, descolamento, recolamento e interação entre essas zonas. Os casos LES, LESVD e DES apresentam resultados topológicos muito semelhantes, formando os mesmos tipos de estrutura e diferindo mais drasticamente no comprimento de recolamento. O caso SA é muito diferente, não gerando nenhum tipo de instabilidade ou flutuação, apresentando uma solução média no tempo e perdendo bastante informação da física do escoamento.

O uso do método híbrido RANS/LES através do modelo DES se mostrou bastante interessante, fazendo uma descrição bastante realista do escoamento do ponto de vista topológico e sendo eficiente do ponto de vista estatístico, sendo o seu uso recomendado na simulação numérica de escoamentos turbulentos.

A influência das condições de contorno de entrada afetam os resultados aqui obtidos, sendo as mesmas objeto de estudo de Spode *et al.* (2006) e Spode (2006), onde demonstra-se a sua influência na simulação do escoamento turbulento sobre o degrau.

## 6. Agradecimentos

Os autores Cleber Spode e Aristeu da Silveira Neto agradecem o financiamento do CNPq e Rubens Campregher à Dalhousie University pelo suporte.

## 7. Referências

- Baten, P. Goldberg, U., Chakravarthy, S., 2002. "LNS – An approach towards embedded LES", AIAA paper AIAA-2002-0427.
- Camelli, F. E., Löhner, R., 2002, "Combining the Baldwin Lomax and Samgorinsky Turbulence Models to Calculate Flows with Separation Regions". 40<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, AIAA-2002-0426.

- Davidson, L., Peng, S-H., 2001. "A Hybrid LES-RANS Model based on a one-equation SGS Model and Two-Equation  $k-\omega$  model". The Second Int. Symp. On Turbulence and Shear Flow Phenomena, Vol. 2, pp. 175-180. Stockholm, 2001.
- Delcayre, F., Lesieur, M., 1997. "Topological feature in the reattachment region of a backward facing step". First AFOSR International Conference on DNS and LES.
- Ferziger, J. e Peric, M, 2002, Computational Methods for Fluid Dynamics 3rd Ed. Springer Verlag, New York, USA.
- Jovic, S., Driver, D., 1994, "Backward-Facing Step Measurements at Low Reynolds Number,  $Re_h=5000$ ", NASA Technical Memorandum 108807.
- Le, H., Moin, P., Kim, J., 1997. "Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step". Journal of Fluid Mechanics, Vol. 330, pp. 349-374.
- Lilly, D. K., 1966, "On the Application of the Eddy Viscosity Concept in the Inertial Subrange of Turbulence". NCAR Manuscript 123.
- Menter, F., Roland, B., Kuntz, M. 2003. "A scale-adaptive simulation model for turbulent flow predictions" In 41st AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Reno, NV; USA; 6-9 Jan. 2003.
- Menter, F. R., Rumsey, C. L., 1994. "Assessment of Two-Equation Turbulent Models for Transonic Flows", AIAA-94-2343, June 1994.
- Nichols, R. H., Nelson, C. C., 2001. "Weapons Bay Acoustic Predictions Using a Multi-Scale Turbulence Model" Proceedings of the ITEA 2001 Aircraft-Stores Compatibility Symposium, March 2001.
- Nichols, R. H., Nelson, C. C., 2003. "Applications of Hybrid RANS/LES Turbulence Models". AIAA-2003-0083.
- Silveira Neto, A., Grand, D., Metais, O., Lesieur, Marcel., 1993. "A numerical investigation of the coherent vortices in turbulence behind a backward-facing step". Journal of Fluid Mechanics, Vol. 256, pp. 1-25.
- Smagorinsky, J., 1963, "General Circulation Experiments with Primitive Equations", Mon. Weather Rev., vol. 91, pp. 99-164.
- Spalart, P.R. and Allmaras, S.R. "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows", La Recherche Aéronautique, 1994, 1, p.5.
- Spalart, P. R., Jou, W-H., Strelets, M., Allmaras, S. R., 1997. "Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach". First AFOSR International Conference on DNS/LES, 4-8 August 1997, Rouston, LA. Advances in DNS/LES.
- Spode, C., 2006 "Simulação de Grandes Escalas e Simulação Híbrida RANS/LES do escoamento sobre o degrau com condições de contorno turbulentas". Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Uberlândia.
- Spode, C., Campregher, R., Silveira Neto, A., 2006, "Influência das condições de contorno na Simulação de Grandes Escalas de Escoamentos Turbulentos". Submetido à EPTT2006, Rio de Janeiro – Brasil.
- Tennekes, H. Lumley, J. L., 1994. "A First Course in Turbulence". 15ª ed. The MIT Press, Massachusetts.
- Yoshizawa, A., 1993. "Bridging between eddy-viscosity-type and second-order models using a two-scale DIA". In 9<sup>th</sup> Int. Symp. On Turbulent Shear Flow, Volume 3, pp. 23.1.1-23.1.6. Kyoto, Japan.

## HIBRID RANS/LES SIMULATION OF TURBULENT FLOWS

### **Cleber Spode**

Federal University of Uberlândia - 38400-902 Uberlândia – MG, Brazil.  
cleber.spode@ufu.br

### **Rubens Campregher**

Dalhousie University – Mechanical Engineering Department, Canada.  
rubenscamp@dal.ca

### **Aristeu da Silveira Neto**

Federal University of Uberlândia - 38400-902 Uberlândia – MG, Brazil.  
aristeu@mecanica.ufu.br

***Abstract.** Hybrid RANS/LES approach is used to predict the adiabatic three-dimensional turbulent flow over a backward-facing step by the Finite Volume Method applied to the incompressible Navier-Stokes equations. This classical flow is a benchmark for new fluid dynamics codes due to the fact that, despite its simple geometry, it presents a complex generation of three-dimensional structures, influencing transition phenomenon and the properties such as characteristic frequencies of vortex emission and re-attachment length. A hybrid RANS/LES technique based on the Spalart-Allmaras one equation model, also called DES (Detached-Eddy Simulation) was performed. The objective of this work is to evaluate the feasibility of hybrid methods to describe turbulent flows with massively separation by performing this test case. The results for re-attachment length around 6h, for the velocity profiles, and for Reynolds stress tensor present good agreement against experimental data.*

*Key-words:* Turbulence, Hybrid RANS/LES Modeling.