

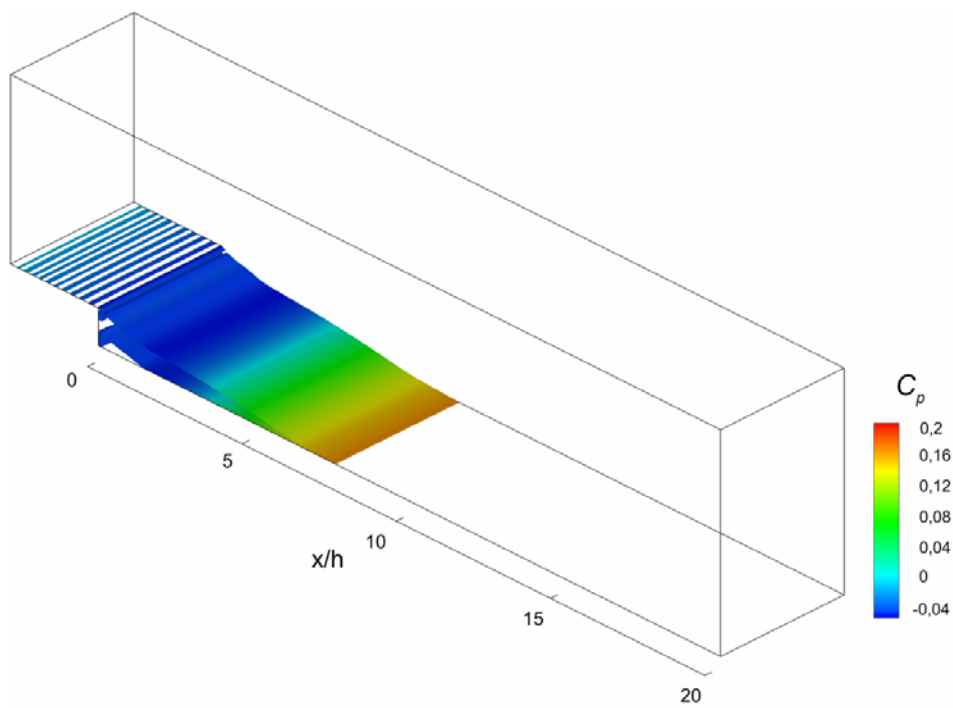


Figura 5.12. Iso-superfície de velocidade  $u = 0$ . Caso SA,  $t = 2000h/U_0$ .

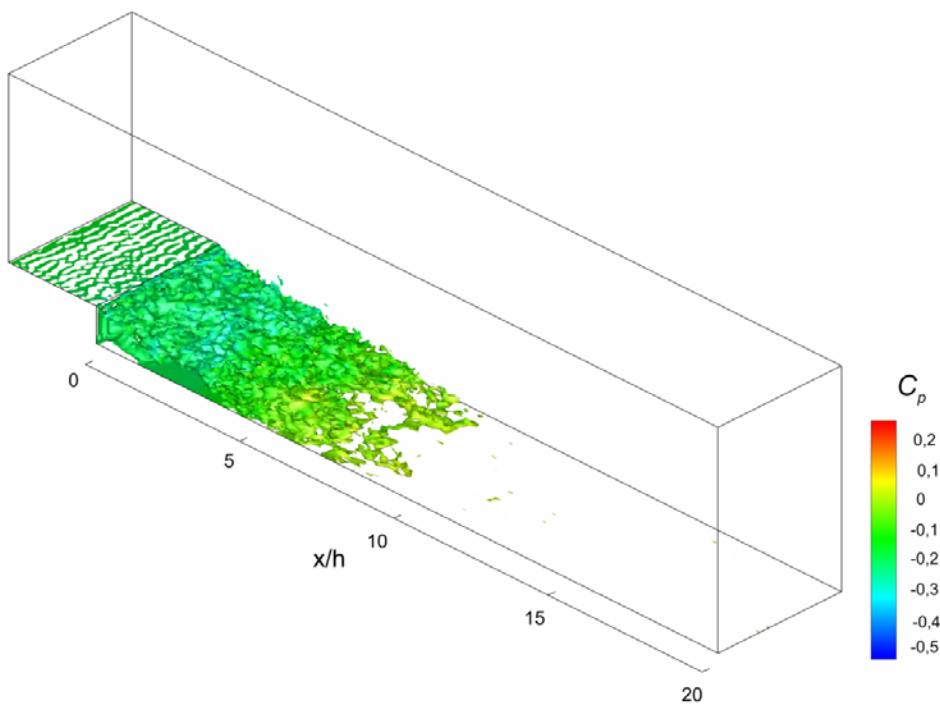


Figura 5.13. Iso-superfície de velocidade  $u = 0$ . Caso DES -  $t = 2000h/U_0$ .

Esse comportamento bastante difusivo do modelo de Spalart-Allmaras fica mais claro quando observamos o campo de viscosidade efetiva em um plano x-y, Fig. 5.14.

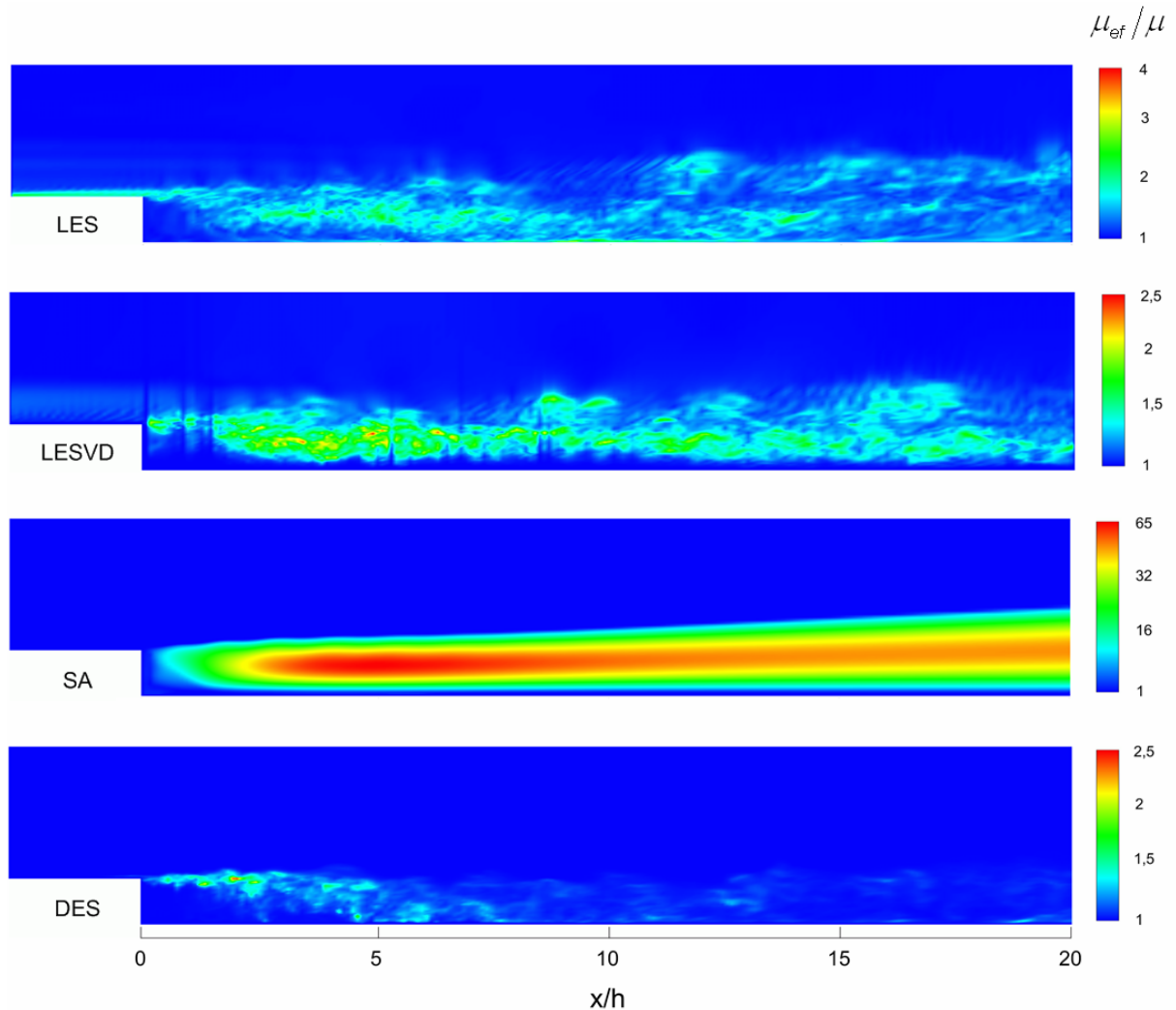


Figura 5.14. Campos de viscosidade efetiva. Plano  $x$ - $y$ ,  $z = W/2$  e  $t = 2000h/U_0$ .

Os níveis de viscosidade efetiva gerados pelo modelo SA são bastante elevados quando comparado aos outros modelos, sendo o pico máximo 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 se refinando a malha, o modelo diminui a sua contribuição através da viscosidade gerada. Os modelos RANS e URANS são quase insensíveis ao refinamento, produzindo campos de viscosidade com níveis praticamente idênticos depois de atingido um certo refinamento da malha.

Para demonstrar essa independência de malha no caso SA e a dependência no caso DES, o escoamento foi simulado novamente utilizando a metade dos volumes na direção  $x$  e  $z$ . Conforme se observa na Fig. 5.15, o campo de viscosidade no caso SA é praticamente idêntico ao da Fig. 5.14, diferindo apenas na escala, com um aumento de cerca de 10% na viscosidade máxima. Já o caso DES mostrou-se muito mais sensível à variação do refinamento da malha, apresentando um aumento de 500% na viscosidade máxima. Resultados semelhantes são observados para o caso LESVD, onde o aumento na viscosidade máxima foi de 100%.

Esses resultados já eram esperados, pois modelagens sub-malha têm a característica de diminuir a viscosidade turbulenta a medida que a malha diminui. No limite, com a malha muito refinada, chega-se a escala de Kolmogorov e a viscosidade turbulenta torna-se nula.

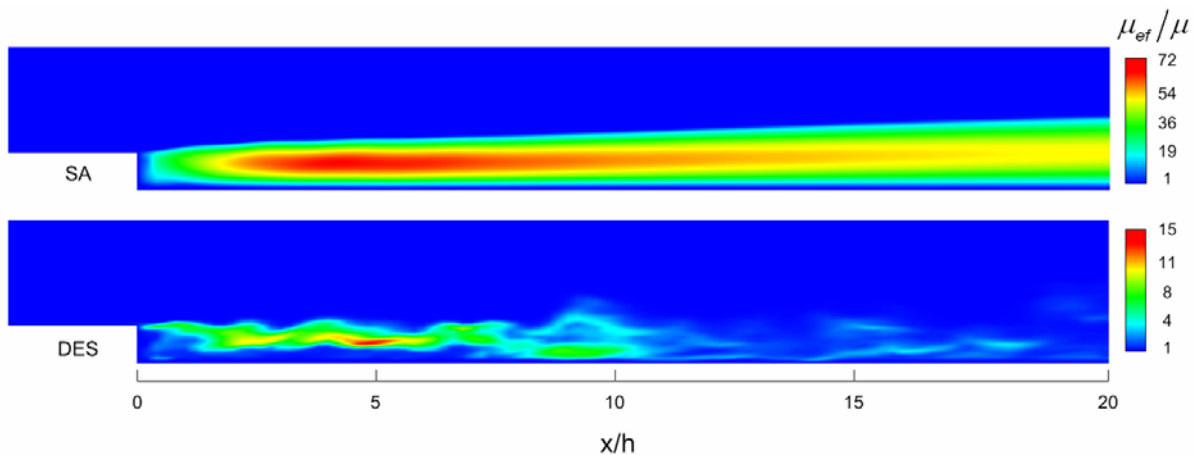


Figura 5.15. Campos instantâneos de viscosidade, malha (115 x 81 x 20). Plano  $x$ - $y$ .

As altas viscosidades geradas acabam diminuindo localmente o número de Reynolds, impossibilitando que flutuações ou oscilações do escoamento se formem e se propaguem. Comportamentos desse tipo acabam por eliminar a física envolvida no escoamento, descaracterizando completamente o fenômeno e fulminando qualquer formação de instabilidade.

Na Fig. 5.15 deve-se considerar o fato de que em uma malha mais grosseira, a parcela sobre a qual o modelo híbrido LES/RANS vai operar como RANS cresce, especialmente devido ao fato do refinamento na direção  $y$  ter sido mantido. Isso faz com que os volumes fiquem com um alongamento elevado. Considerando o tipo de filtro empregado na modelagem híbrida, onde o modelo opta pela metodologia RANS se a distância à parede for menor que a maior dimensão do volume ponderada por uma constante. Isso explica em

parte o crescimento da máxima viscosidade no caso da malha mais grosseira, porém, se observarmos com cuidado a Fig. 5.15, nota-se que o pico de viscosidade ocorre em uma região onde com certeza o modelo opera como LES.

Voltando à Fig. 5.14, constata-se que o modelo LES apresenta um campo de viscosidade contínuo, com níveis máximos superiores aos casos LESVD e DES. Esse patamar mais elevado de viscosidade é justificável, uma vez que o modelo não incorpora nenhuma correção com relação às paredes. Por isso, nessas regiões, onde naturalmente os gradientes de velocidade são mais elevados, o modelo puro de Smagorinsky empregado tende a gerar viscosidade mais alta devido a sua dependência direta do tensor taxa de deformação.

Ainda na Fig. 5.14, temos os resultados para o campo de viscosidades do caso LESVD. Diferentemente do caso LES, o campo apresenta-se com descontinuidades, principalmente na região de recirculação. Esse fenômeno já é esperado quando da utilização do modelo de Smagorinsky juntamente com a função de amortecimento de Van Driest, dada por:

$$C_s = C_{s0} \left( 1 - e^{-d^+/A^+} \right)^2, \quad (5.5)$$

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.

A dependência da função com relação à velocidade de cisalhamento, deixa o modelo exposto a falhas quando utilizado em um escoamento com recirculação ou zonas onde a velocidade junto à parede pode assumir valores muito pequenos ou nulos, zonas essas comuns no escoamento sobre o degrau. Esse tipo de ocorrência faz com que a velocidade de cisalhamento assuma valores fora da faixa prevista pelo modelo, gerando pequenas linhas onde a constante de Smagorinsky é corrigida de forma errônea, levando assim a descontinuidades no campo de viscosidade como as identificadas na Fig. 5.14. Em malhas refinadas como a utilizada na presente dissertação, esses efeitos são suprimidos, mas sem dúvida, descontinuidades não são aceitáveis, mesmo não introduzindo efeitos visíveis. Esse tipo de comportamento compromete o modelo de turbulência utilizado, mesmo produzindo resultados estatísticos de qualidade.

Apesar dos problemas locais de descontinuidade, a função de amortecimento cumpre o seu papel, suavizando a produção de viscosidade junto às paredes. Em zonas onde a

velocidade apresenta-se sempre na mesma direção, como na entrada do domínio e em  $x > 9h$ , o campo é livre de discontinuidades.

Apresentando um comportamento bastante satisfatório e coerente, o caso DES na Fig. 5.14, apresenta baixos níveis de viscosidade, um campo livre de discontinuidades com a viscosidade turbulenta anulando-se junto às paredes. Percebe-se claramente a influência das duas metodologias, LES e URANS, visto que a viscosidade turbulenta anula-se nas paredes como no caso SA e assume valores comparáveis aos produzidos pelos casos LES e LESVD no interior da camada cisalhante.

Reforçando o caráter transiente e tridimensional obtido com os modelos LES, LESVD e DES e praticamente bidimensional e estacionário obtido para o caso SA, nas figuras Fig. 5.16 à Fig. 5.19 temos iso-superfícies do módulo da vorticidade, coloridos pelo coeficiente de pressão. Novamente, os casos LES, LESVD e DES apresentam um comportamento muito semelhante, com estruturas de tamanho e intensidade praticamente idênticos, descrevendo uma camada cisalhante fortemente perturbada pela recirculação principal, gerando um escoamento totalmente turbulento.

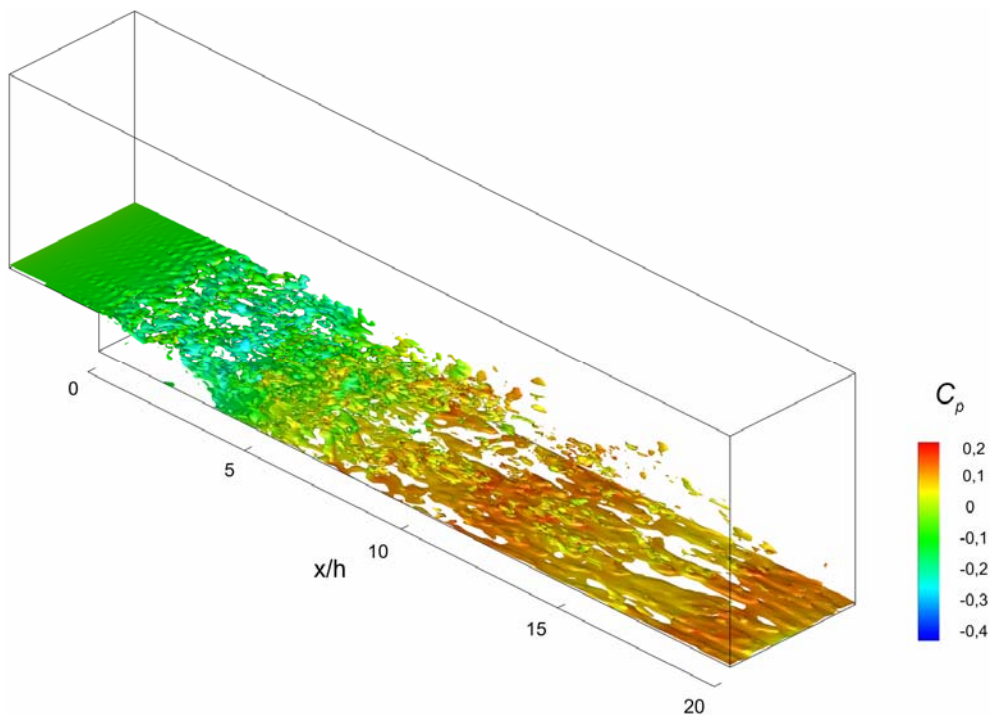


Figura 5.16. Iso-superfície de vorticidade  $|\omega| = 4 U_0/h$ ,  $t = 2000h/U_0$ . Caso LES.

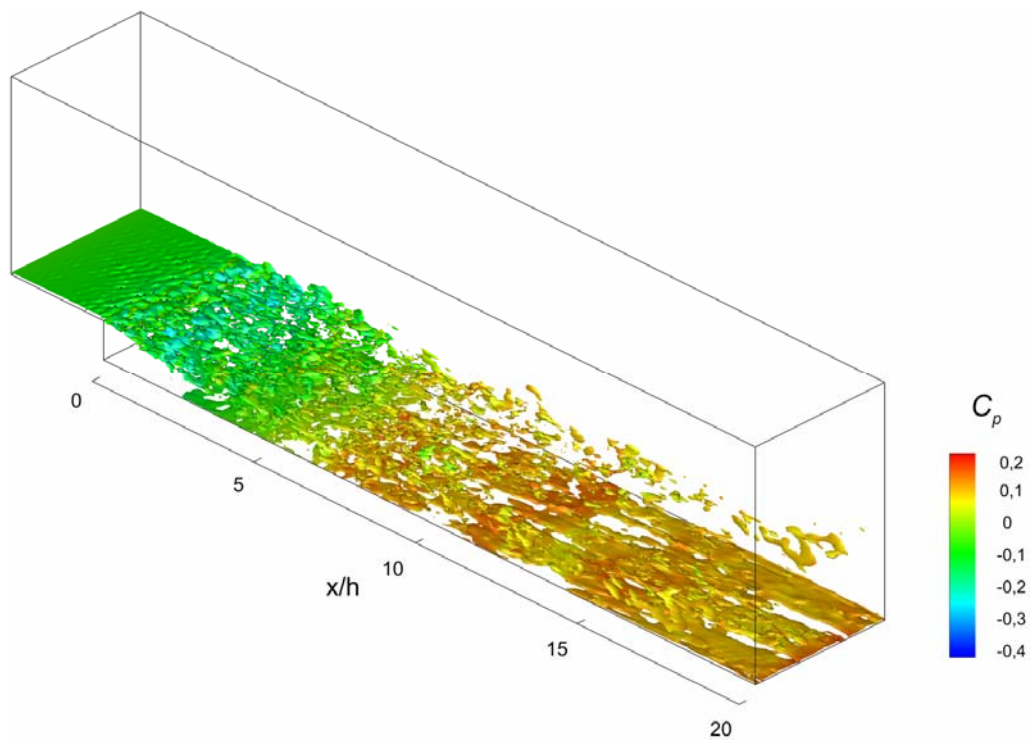


Figura 5.17. Iso-superfície de vorticidade  $|\omega| = 4 U_0/h$ ,  $t = 2000h/U_0$ . Caso LESVD.

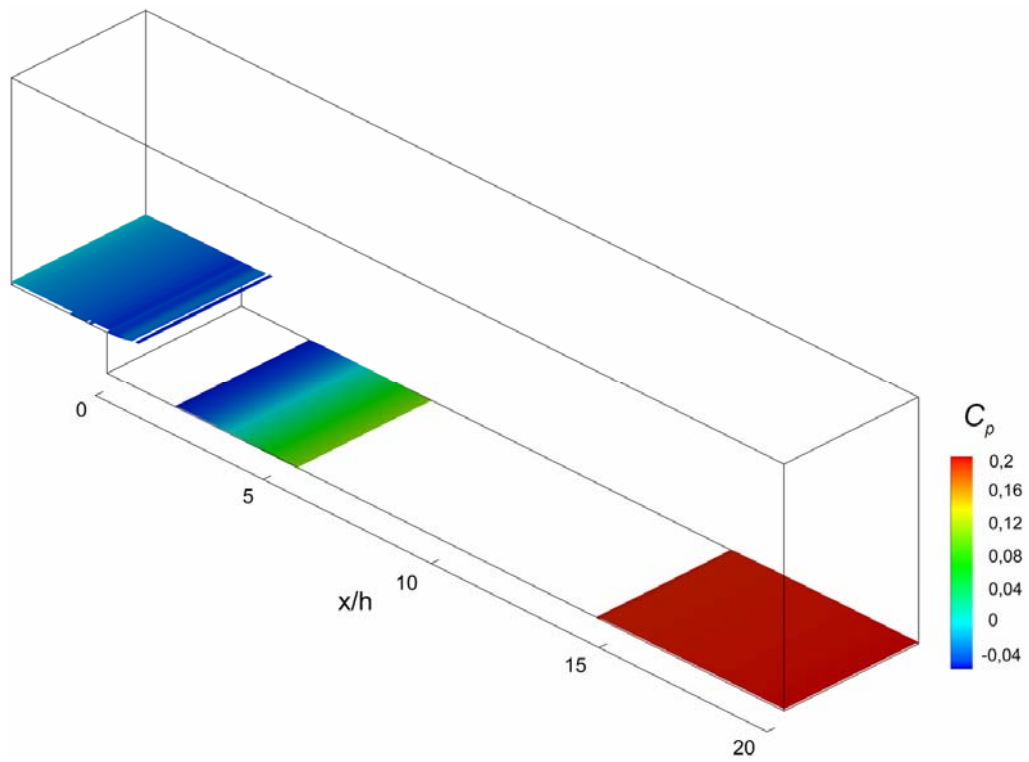


Figura 5.18. Iso-superfície de vorticidade  $|\omega| = 4 U_0/h$ ,  $t = 2000h/U_0$ . Caso SA.

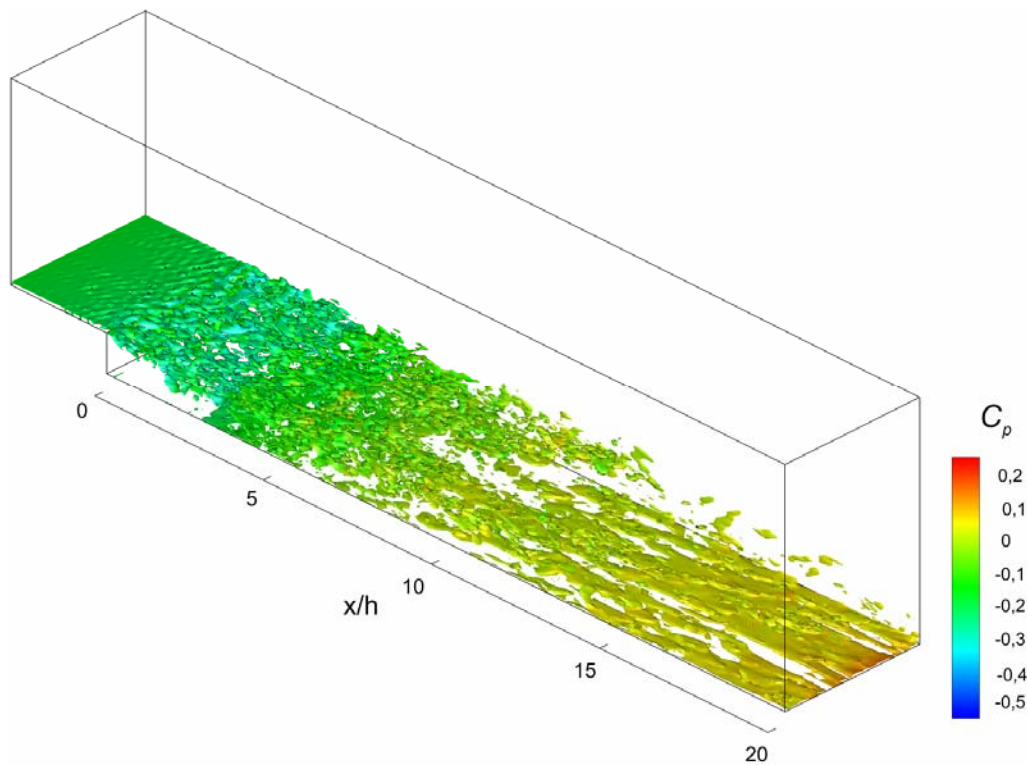


Figura 5.19. Iso-superfície de vorticidade  $|\omega| = 4 U_0/h$ ,  $t = 2000 h/U_0$ . Caso DES.

É interessante observar nas iso-superfícies de vorticidade para os casos LES, LESVD e DES que, à jusante da zona de recirculação e recolamento, há intensa atividade turbulenta. O escoamento passa por uma zona de desenvolvimento de uma nova camada limite, igualmente turbulenta. Estrias alongadas já são visíveis, apesar de tímidas, indicando que o escoamento tende a assumir um padrão de camada limite turbulenta. Essa fraca presença de estrias mesmo a  $20h$  depois do ponto de descolamento, indica que a camada limite ainda não está totalmente desenvolvida. Esse lento desenvolvimento é, em parte, justificado pelo forte gradiente de pressão na direção  $x$  envolvido no escoamento. Bradshaw e Wong (1972) e Smyth (1979) em seus experimentos constataram que mesmo depois de  $50h$  a camada limite não assume o padrão da lei *log*, devido às fortes influências do gradiente de pressão e da camada cisalhante formada no escoamento.

Analisando os campos de vorticidade e velocidade apresentados acima, percebe-se que as instabilidades geradas na camada cisalhante têm seus efeitos propagados para os casos LES, LESVD e DES. Uma espécie de ondulação se forma na camada cisalhante e esta é propagada contra o sentido do escoamento, fazendo com que a camada limite de entrada torne-se perturbada, ver detalhe na Fig. 5.20.

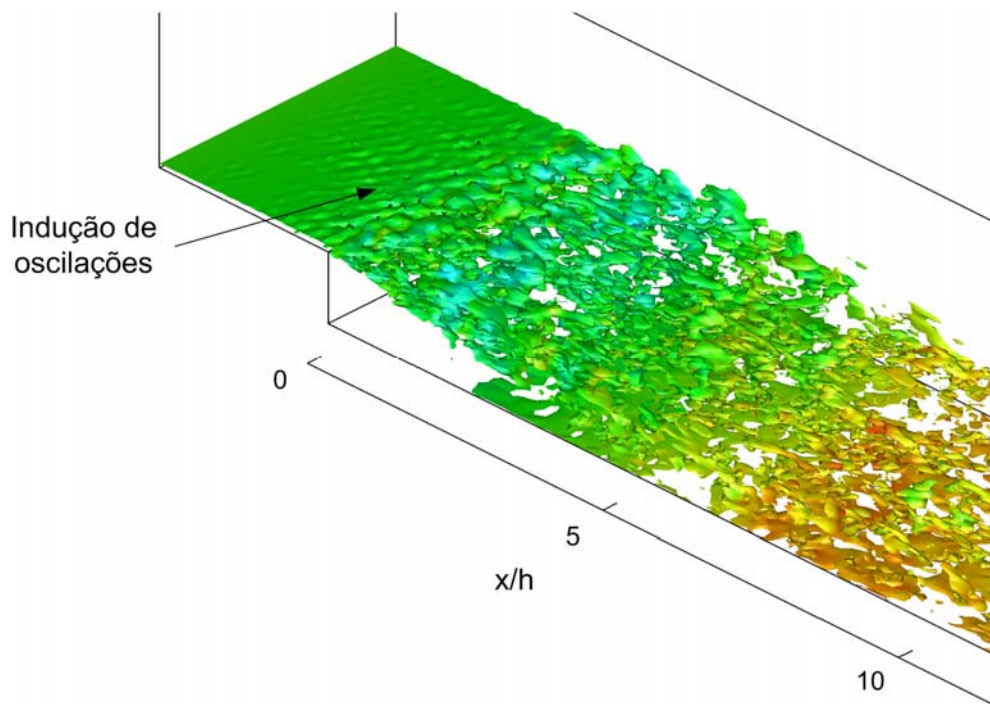


Figura 5.20. Indução de oscilações na camada limite de entrada. Caso LESVD.

Esse efeito é tido como insignificante por muitos autores, que o desprezam. Em casos onde a camada limite de entrada apresenta sua espessura reduzida quando comparada à altura do degrau, esse tipo de fenômeno pode ser suprimido. Mas, em casos onde a espessura da camada limite de entrada é da mesma ordem da altura do degrau, baixas velocidades são encontradas em uma faixa mais larga nas proximidades da parede, fazendo com que a inércia das oscilações providas da bolha de recirculação principal consigam influenciar a camada limite, gerando a oscilação observada.

Além das oscilações verticais causadas por esse efeito, a camada limite de entrada tem um acréscimo nas flutuações da componente  $u$ , que se traduz em uma retração no comprimento de recolamento. O mecanismo de perturbação da camada limite de entrada é demonstrado na Fig. 5.21, onde se apresenta uma seqüência de campos de velocidade ao longo do tempo, demonstrando um ciclo de oscilação. Quando a componente vertical da velocidade  $v$  cresce em uma posição imediatamente após o degrau, uma massa de fluido é deslocada perpendicularmente à corrente da camada limite de entrada. Essas duas correntes se encontram e interagem, resultando na mudança de direção da camada cisalhante.

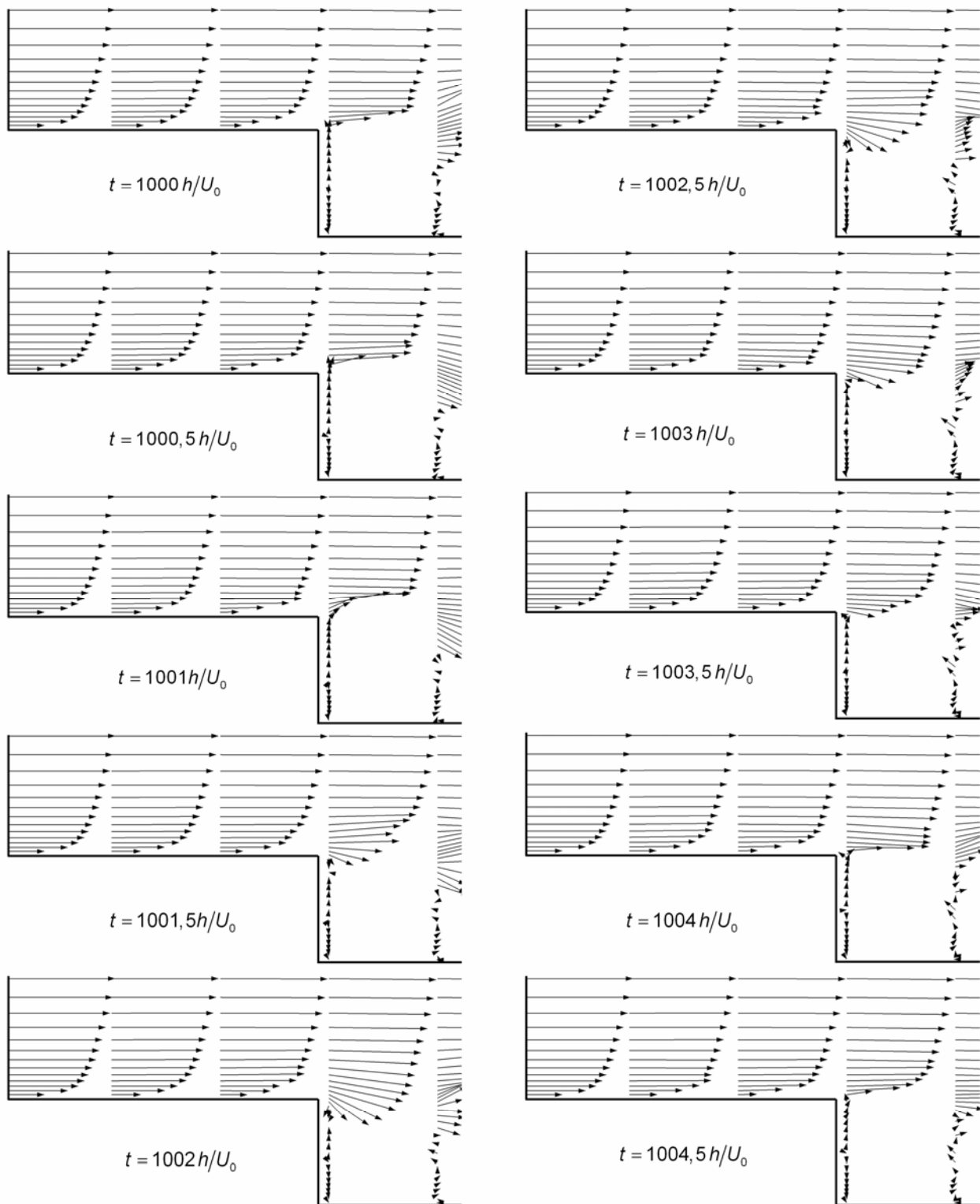


Figura 5.21. Mecanismo de perturbação da camada limite de entrada. Caso LESVD. São mostrados vetores em apenas alguns nós da malha.

Devido ao caráter transiente do escoamento, a formação de correntes ascendentes que saem da bolha de recirculação principal e colidem com a camada limite de entrada é cíclica, ocorrendo com períodos e amplitudes variadas. O que se percebe na Fig. 5.21, é que, quando a velocidade vertical de uma partícula imediatamente após o degrau é alta ocorre uma diminuição da componente horizontal da velocidade na camada limite. O fluido provindo da bolha de recirculação cria uma espécie de “parede” que redireciona a corrente da camada limite, diminuindo sua componente horizontal.

De forma semelhante, quando o escoamento imediatamente após o degrau apresenta-se predominantemente em uma corrente descendente, a camada limite de entrada não encontra nenhum obstáculo e tem sua velocidade  $u$  aumentada. Esse fenômeno fica bastante claro ao analisar a Fig. 5.22.

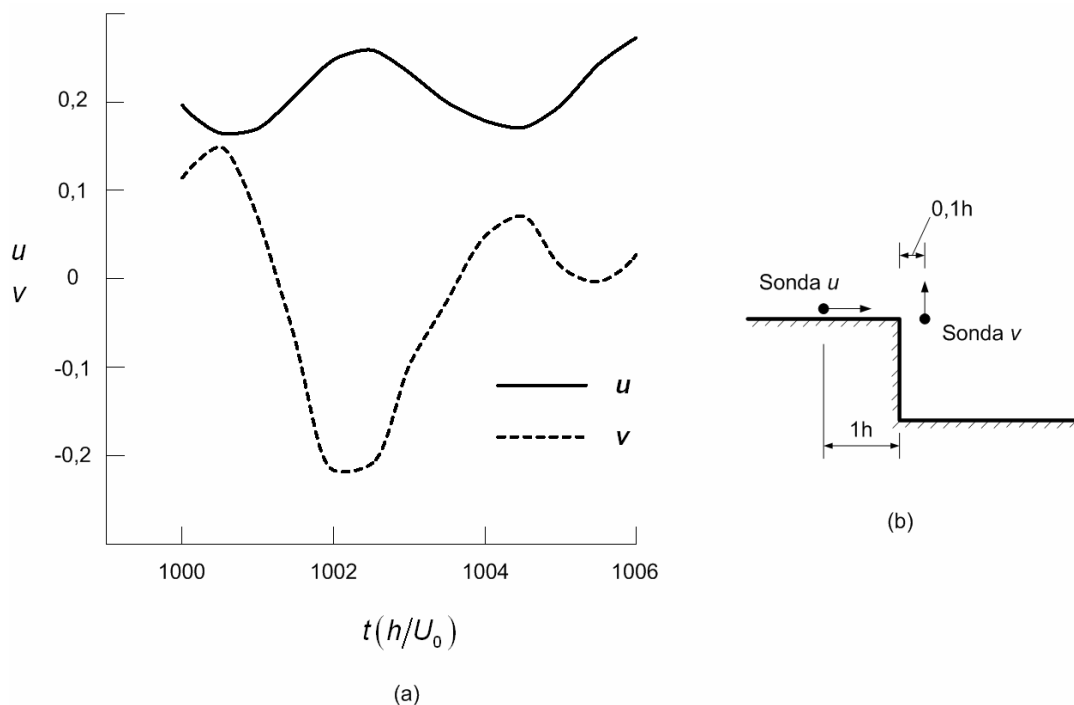


Figura 5.22. Influência da recirculação sobre a camada limite de entrada. Caso LESVD.

Duas sondas foram posicionadas de acordo com a Fig. 5.22 (b). Uma a montante do degrau, adquirindo a componente  $u$  da velocidade próximo à parede, e outra imediatamente após o degrau adquirindo a componente  $v$  da velocidade. Apesar dos efeitos tridimensionais presentes, observa-se clara tendência da camada limite em diminuir sua velocidade quando a corrente ascendente se faz presente ( $v$  é positivo). A Fig. 5.22 (a) demonstra isso através do grande vale observado na componente vertical da velocidade combinado com o pico da

velocidade horizontal para o instante de tempo  $t = 1002h/U_0$ . Salvo alguns raros instantes, onde efeitos tridimensionais podem mascarar esse fenômeno, essa influência cíclica da bolha de recirculação sobre a camada limite de entrada se faz presente e possui efeitos muito interessantes sobre o escoamento no degrau, alterando o comprimento de recolamento e por consequência os perfis de velocidade e flutuações. Dados mais precisos e detalhados sobre a influência da camada limite de entrada serão apresentados em seções seguintes.

#### **5.4 Comprimento de recolamento**

Sendo o resultado mais importante no escoamento sobre o degrau, o comprimento de recolamento é uma medida única que acumula todas as influências e iterações de diferentes zonas do escoamento. Perfis de velocidade média, flutuações e coeficiente de pressão são alterados de acordo com o comprimento de recolamento, que se mostrou sensível à modelagem da turbulência e principalmente à perturbação da camada limite de entrada.

Dois métodos foram utilizados para medir o comprimento de recolamento  $X_R$ :

- Localização do ponto de velocidade média nula no primeiro volume na coordenada  $z$  acima da parede inferior;
- Método p.d.f., onde o comprimento de recolamento é determinado pela fração  $\Gamma(\%)$  que mede a porcentagem de tempo em que o escoamento atua na direção positiva em relação ao tempo total de amostragem em uma linha de pontos junto à parede inferior do domínio. O ponto de recolamento é a localização onde essa fração atinge 50%.

As distribuições de velocidade média  $U$  e fração  $\Gamma(\%)$  para os casos LES, LESVD, SA e DES em função da coordenada  $x/h$  são apresentadas nas Fig.s 6.23 e 6.24 respectivamente.

Os métodos fornecem valores muito próximos, sendo o comprimento de recolamento determinado pelo método p.d.f. ligeiramente maior que o comprimento calculado pela velocidade média, apresentando um acréscimo médio de 2,34%, ver Tab. 5.4. Acréscimos semelhantes foram encontrados por Le, Moin e Kim (1997) ao utilizar quatro diferentes métodos.

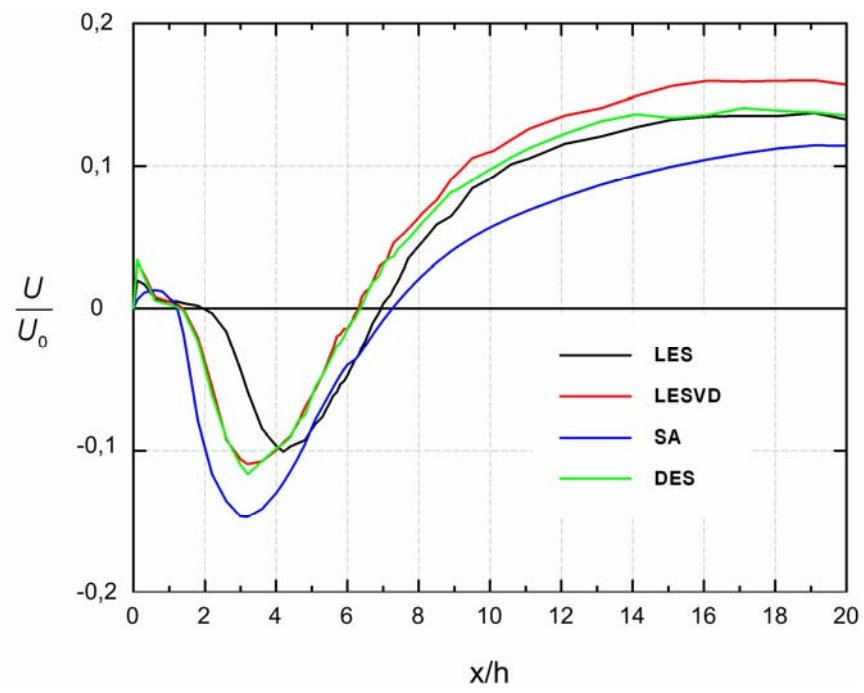


Figura 5.23. Comprimento de recolamento determinado pela velocidade média.

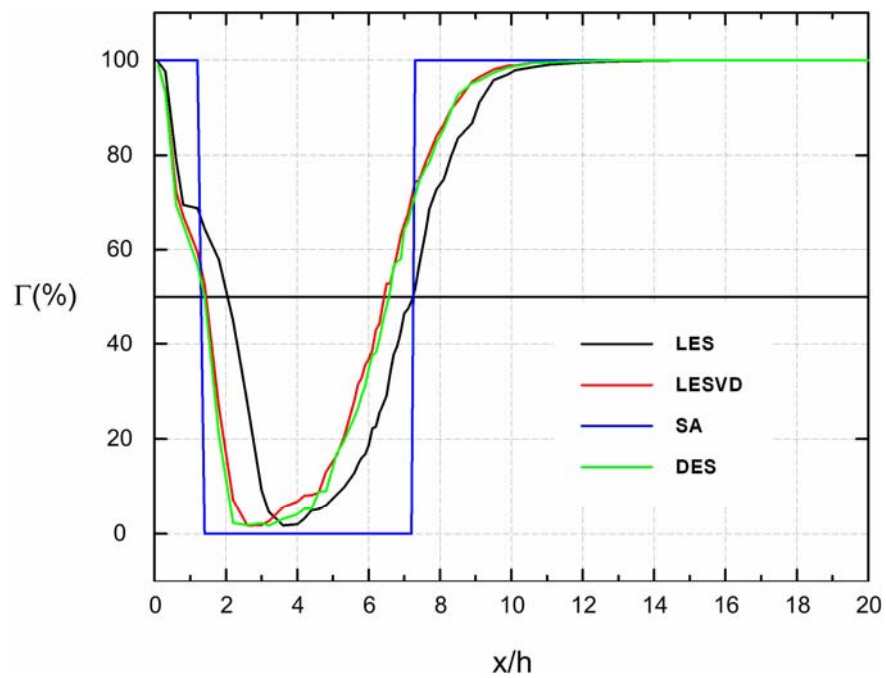


Figura 5.24. Comprimento de recolamento determinado pelo método p.d.f.

Tabela 5.4. 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±0,15    | -        |
| Le, Moin e Kim (1997) - DNS          | -                                | -            | 6,28        | 4,6%     |
| 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%     |

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) e de simulação numérica direta de Le, Moin e Kim (1997).

Novamente 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, é esperado um comprimento de recolamento ruim, visto que a ausência de estruturas tridimensionais denuncia sua má descrição do comportamento turbulento do escoamento. No caso LES, apesar da topologia seguir o mesmo padrão dos casos LESVD e DES, um comprimento de recolamento superior ao experimental é verificado.

Além de apresentar um  $X_R$  maior que os outros modelos, o caso SA possui uma velocidade média mínima menor que as outras metodologias, ver Fig. 5.23. Em relação aos casos LESVD e DES, o ponto de velocidade média mínima coincide na coordenada  $x/h$ , ocorrendo em  $3,2h$ , mas a velocidade é cerca de 30% menor. Quando comparado ao caso LES, as diferenças são maiores, onde o ponto de mínimo acontece em  $4,2h$ , apresentando o caso SA uma velocidade média mínima em torno de 45% menor que o caso LES. A diferença entre as mínimas velocidades médias pode estar relacionada aos diferentes níveis de viscosidade turbulenta gerados pelos modelos próximo à fronteira inferior.

Voltando às Fig.s 6.23 e 6.24, percebe-se a existência de outra recirculação, marcada pelo primeiro cruzamento da linha de velocidade média por zero na Fig. 5.23 e pela passagem da curva pela marca de 50% na Fig. 5.24. Friedrich e Arnal (1990) através de simulação de grandes escalas, identificaram essa recirculação, ressaltando seu comportamento tridimensional na coordenada  $z$ . Na presente dissertação, essa recirculação apresenta formações tridimensionais quando analisada do ponto de vista instantâneo, mas

em média é bidimensional. Os resultados de simulação numérica direta de Le, Moin e Kim (1997) descrevem essa bolha de recirculação como bidimensional em média, estendendo-se até  $1,76h$  na coordenada  $x$ . Os resultados para o tamanho médio da bolha de recirculação  $X_s$  considerando a velocidade média e da fração  $\Gamma(\%)$  são apresentados na Fig. 5.25.

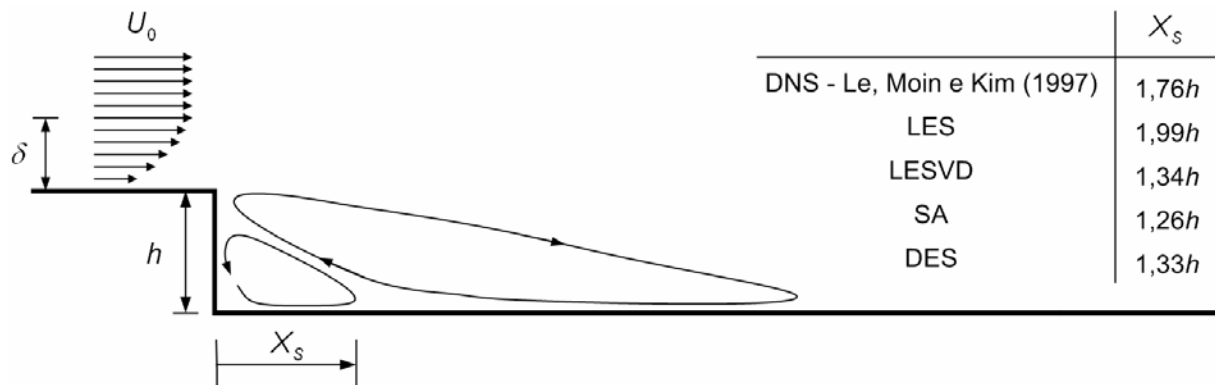


Figura 5.25. Bolha de recirculação secundária.

Diferente do comprimento de recolamento, para bolha secundária o resultado do caso LES é o que mais se aproxima dos dados de Le, Moin e Kim (1997). Percebe-se que, enquanto na bolha principal o comprimento de recolamento é superestimado, na bolha secundária, a exceção do caso LES, o seu tamanho é subestimado. Inclusive, diferença no comprimento de recolamento entre o caso SA e aos casos LESVD e DES não é observada para a bolha secundária, onde  $X_s$  é praticamente o mesmo para os três modelos. Para o caso LES tanto o comprimento  $X_R$  quanto o comprimento  $X_s$  apresentam-se cerca de 13% superiores aos resultados de DNS de Le, Moin e Kim (1997), sendo o único modelo a manter essa proporção entre as bolhas, ver Tab. 5.5.

Tabela 5.5. Proporção entre as bolhas de recirculação.

| CASO                        | $X_R/X_s$ |
|-----------------------------|-----------|
| Le, Moin e Kin (1997) - DNS | 3,57      |
| LES                         | 3,56      |
| LESVD                       | 4,75      |
| SA                          | 5,76      |
| DES                         | 4,85      |

### 5.5 Coeficiente de pressão

O coeficiente de pressão é definido como:

$$C_p = \frac{P - P_{REF}}{\frac{1}{2} \rho U_0^2}, \quad (5.6)$$

onde  $P_{REF}$  é a pressão de referência,  $P$  a pressão na parede inferior do domínio,  $\rho$  a massa específica do fluido e  $U_0$  a velocidade da corrente livre. A pressão de referência  $P_{REF}$  é a pressão média sobre o degrau na estação  $x/h = -3$ .

O coeficiente de pressão médio para os casos computados é exibido na Fig. 5.26. Os resultados apresentam-se próximos aos dados experimentais de Jovic e Driver (1994), com exceção do caso LES onde há uma certa defasagem, com sua curva adiantada em relação ao experimento e aos demais modelos. Essa defasagem está associada ao comprimento de recolamento estimado, maior no caso LES que nos demais. Além da defasagem, o patamar atingido na região de desenvolvimento da nova camada limite é inferior ao experimento e a curva apresenta uma inclinação positiva, enquanto os dados experimentais seguem uma linha próxima da horizontal para a região  $x/h > 20$ .

Apesar do comprimento de recolamento ter sido superestimado pelo modelo SA, o coeficiente de pressão apresenta certa fidelidade ao experimento, efeito esse inesperado de acordo com o que foi argumentado para o modelo LES. A partir de  $x/h = 4$  os resultados se aproximam muito bem dos resultados experimentais, apresentando apenas uma pequena divergência no ponto final  $x/h = 20$ . O modelo SA é o que primeiro apresenta o aumento de pressão, ocorrendo em  $x/h = 2$ .

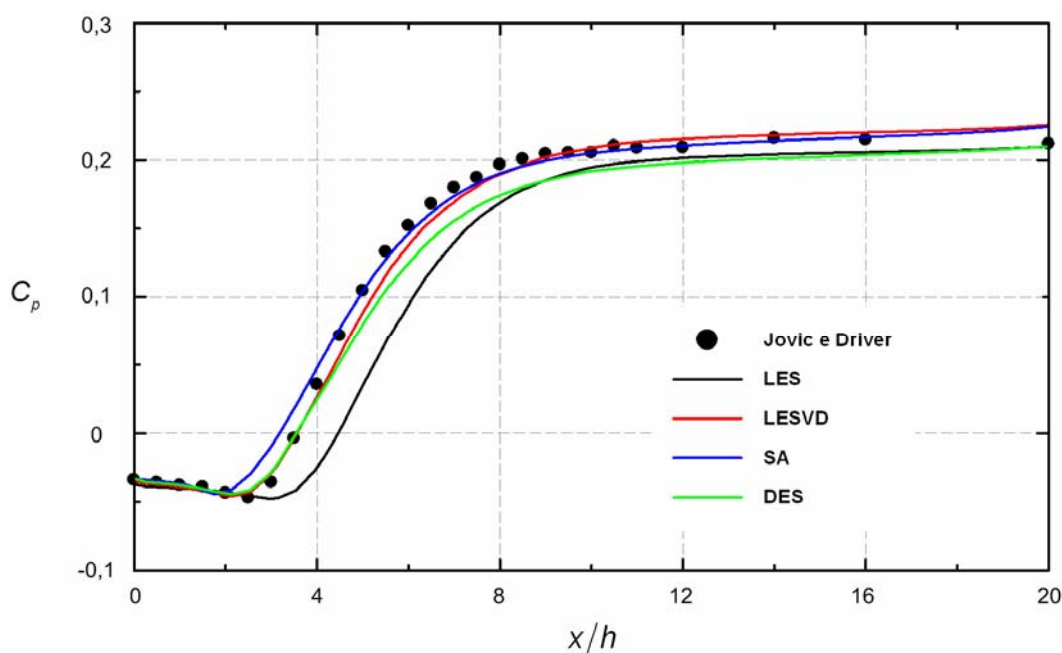


Figura 5.26. Coeficiente médio de Pressão ao longo da parede a jusante do degrau.

Para os casos LESVD e DES os resultados são praticamente idênticos até  $x/h = 4$ , sendo que o caso LESVD tende a manter a mesma inclinação, enquanto que o caso DES tem sua inclinação diminuída, atingindo um patamar abaixo do experimental. Para o caso LESVD, a curva segue fiel ao experimento, com uma pequena defasagem entre  $x/h = 4$  e  $x/h = 8$ , mas atinge o patamar experimental a partir daí.

É interessante observar que, apesar das diferenças constatadas, a inclinação das curvas de  $C_p$  na faixa entre  $x/h = 2$  e  $x/h = 6$  é muito semelhante, mostrando que o gradiente de pressão na direção  $x$  previsto por todos os modelos são equivalentes, diferindo apenas no início e final de sua atuação. Outra tendência apresentada por todos os resultados é a inclinação positiva das curvas na faixa entre  $x/h = 10$  e  $x/h = 20$ . Este comportamento também foi identificado por Le, Moin e Kim (1997) em suas simulações numéricas diretas.

Roshko e Lau (1965) sugerem uma forma de normalização do coeficiente de pressão que busca colapsar a uma só curva dados de diferentes número de Reynolds de escoamentos sobre o degrau. Essa normalização cobre, além de variações do número de Reynolds, variações de espessura da camada limite de entrada. Adams et al. (1984) utilizaram essa normalização com sucesso para o escoamento sobre o degrau para 5 números de Reynolds diferentes, obtendo o colapso de todas as curvas em uma só.

A Fig. 5.27 traz os dados de coeficiente de pressão normalizados de acordo com Roshko e Lau (1965). Percebe-se que além da modificação na apresentação do  $C_p$ , a coordenada  $x$  é escrita em função do comprimento de recolamento  $X_R$ .

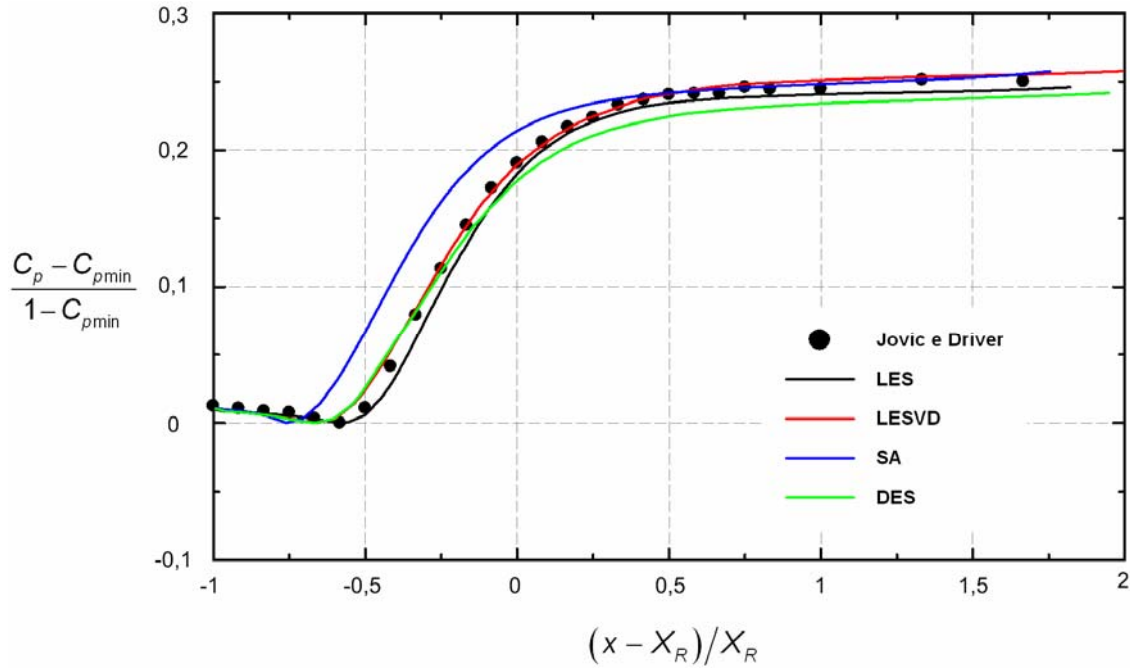


Figura 5.27. Coeficiente de pressão normalizado em função da distância normalizada.

A normalização realça fatos interessantes sobre o coeficiente de pressão. A defasagem da curva do caso LES observada na Fig. 5.26 praticamente desaparece, devido à normalização da coordenada  $x$  e o patamar alcançado é mais próximo do experimental. Os casos LESVD e DES praticamente não sofrem influência, demonstrando a consistência de seus resultados. Essa pequena modificação é justificável, tendo em vista que os melhores valores do comprimento de recolamento foram obtidos com essas metodologias.

O caso mais prejudicado com a normalização foi o SA, que, devido ao grande comprimento de recolamento, teve sua curva atrasada em relação aos demais casos, demonstrando falta de consistência dos resultados gerados pelo modelo de Spalart-Allmaras.

Considerando o ponto de recolamento, onde  $(x - X_R)/X_R = 0$ , os casos LES, LESVD e DES apresentam praticamente o mesmo  $C_p$ , enquanto o caso SA apresenta um valor maior.

### 5.6 Velocidade média, flutuações e tensor de Reynolds

Contornos de velocidade longitudinal instantânea  $u$  são apresentados na Fig. 5.28 em um plano  $x$ - $y$ , sendo as velocidades negativas identificadas por linhas tracejadas. Há formação da camada cisalhante na aresta do degrau desenvolvendo-se até a colisão com a parede inferior do domínio. Assim como em todos os resultados anteriores, o modelo SA apresenta um comportamento estacionário, eliminando qualquer tipo de instabilidade captada com os demais modelos.

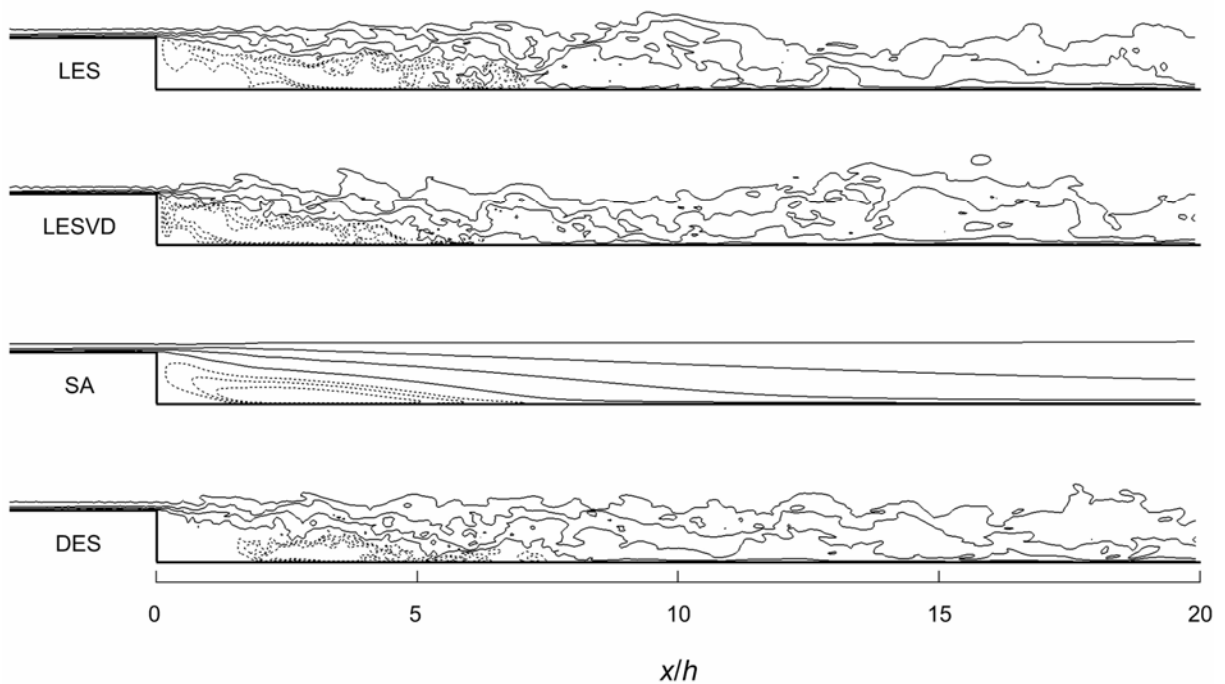


Figura 5.28. Contornos de velocidade longitudinal instantânea  $u/U_0$ . — contornos positivos: 0,1, 0,3, 0,5 e 0,7. ----- contornos negativos: -0,1, -0,05 e -0,01.

A alternância de regiões de velocidade vertical instantânea  $v$  positivas e negativas na Fig. 5.29 indica a presença de vórtices cujos eixos são paralelos à direção  $z$  (*spanwise vortices*) para os casos LES, LESVD e DES.

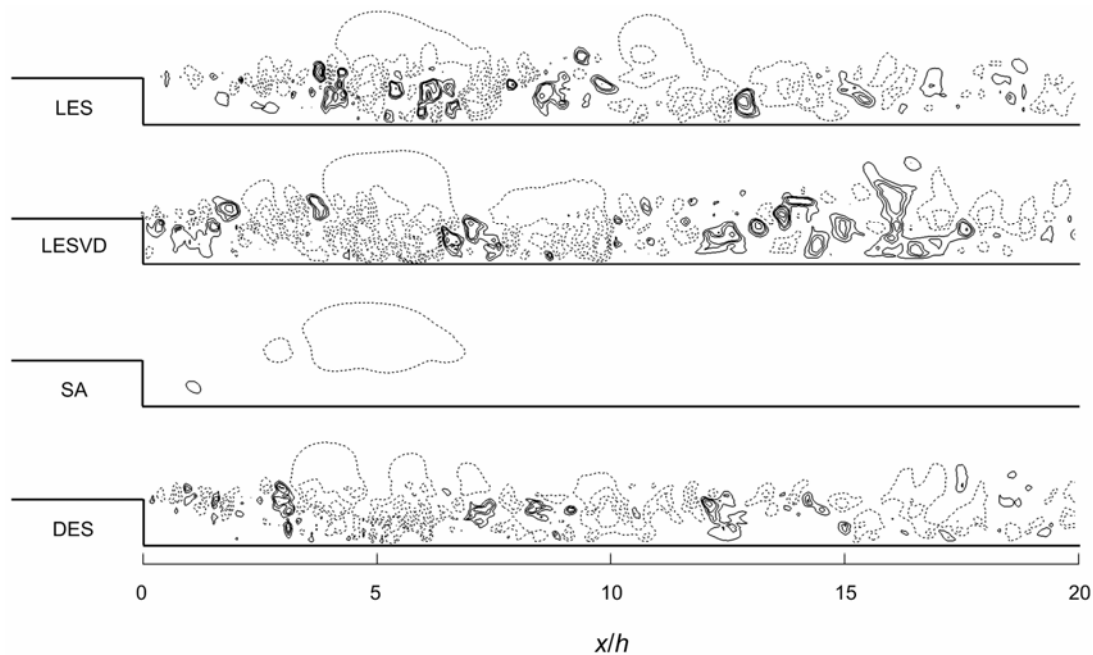


Figura 5.29. Contornos de velocidade vertical instantânea  $v/U_0$ . — contornos positivos: 0,05, 0,08, 0,1, 0,15 e 0,2. ----- contornos negativos: -0,2, -0,15, -0,1 e -0,05.

As Fig.s 5.28 e 5.29 apresentam apenas alguns contornos de velocidade, porém essas componentes podem atingir valores maiores do que os indicados, chegando a  $|u/U_0|_{\max} = 1,25$  e  $|v/U_0|_{\max} = 0,6$  nos casos LES, LESVD e DES. As velocidades máximas ocorrem nas proximidades do ponto de recolamento. Na direção  $x$  o ponto de maior velocidade ocorre no interior da camada cisalhante e na direção  $y$  próximo à parede inferior. Os valores encontrados para o modelo SA são bastante modestos. Esses resultados concordam com os dados de Le, Moin e Kim (1997):  $|u/U_0|_{\max} = 1,3$  e  $|v/U_0|_{\max} = 0,8$ , mas com diferenças, principalmente na componente vertical, ver Tab. 5.6.

Tabela 5.6. Valores máximos e mínimos das componentes de velocidade  $u$  e  $v$  e máximo de viscosidade.

| CASO  | $u_{\max}/U_0$ | $u_{\min}/U_0$ | $v_{\max}/U_0$ | $v_{\min}/U_0$ | $\mu_{ef_{\max}}/\mu$ |
|-------|----------------|----------------|----------------|----------------|-----------------------|
| LES   | 1,23           | -0,57          | 0,50           | -0,60          | 4,86                  |
| LESVD | 1,25           | -0,55          | 0,42           | -0,60          | 4,04                  |
| SA    | 1,00           | -0,21          | 0,06           | -0,07          | 65,00                 |
| DES   | 1,22           | -0,52          | 0,47           | -0,59          | 4,45                  |

As diferenças na componente vertical são bastante acentuadas quando comparadas aos resultados de *DNS* de Le, Moin e Kim (1997), não sendo encontrados motivos aparentes para uma diferença tão grande. O que se destaca mais uma vez é o comportamento totalmente diferente do modelo de Spalart-Allmaras que, devido à falta de flutuações nas três componentes da velocidade, apresenta um comportamento médio controlado pelo grande valor de viscosidade calculado pelo modelo.

Os perfis de velocidade média  $U$  na direção  $x$  são apresentados na Fig. 5.30 em quatro estações de interesse: antes do recolamento ( $x/h = 4$ ), próximo ao recolamento ( $x/h = 6$ ), depois do recolamento ( $x/h = 10$ ) e afastado do recolamento ( $x/h = 19$ ).

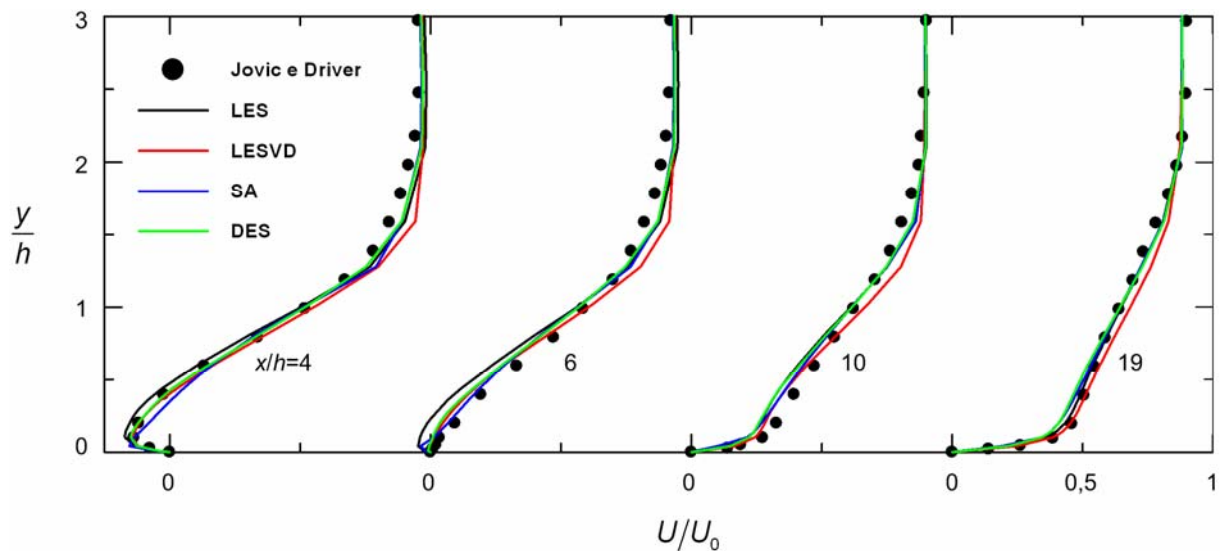


Figura 5.30. Perfis de velocidade média  $U$  em quatro estações distintas.

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  $x/h = 4$  quanto  $x/h = 6$ , causando o seu afastamento dos dados experimentais 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. Essa mesma mudança brusca é observada na estação  $x/h = 6$ , próxima ao comprimento de recolamento.

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. Esta defasagem tende a se dissipar originando um perfil adiantado na estação  $x/h = 19$ . O caso DES é o que apresenta os melhores resultados, reproduzindo os dados experimentais com grande acurácia 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  $x/h = 19$ .

Essa defasagem sistemática que todos os modelos apresentam nas estações  $x/h = 4$  e  $x/h = 6$  para  $1,5 < y/h < 2$  também foi obtida por Le, Moin e Kim. (1997) em suas simulações numéricas diretas.

Na região de recolamento os resultados se apresentam bastante próximos, recuperando com acurácia os efeitos de desenvolvimento da nova camada limite, mas ainda sentindo os efeitos da expansão do degrau, deixando os perfis em  $x/h = 10$  e  $x/h = 19$  com um certo grau de inflexão. Isto é um indicativo que a camada limite depois do recolamento não segue o padrão de uma camada limite turbulenta mesmo depois de uma grande distância de desenvolvimento. Assim, notam-se acentuadas diferenças quando os perfis são apresentados juntamente com a lei *log* para a camada limite, como pode ser constatado na Fig. 5.31, a qual apresenta a velocidade para uma estação logo após o ponto de recolamento  $x/h = 10$ , percebendo-se que nenhum modelo consegue acompanhar os dados experimentais em toda a faixa de  $y^+$  mostrada. A tendência dos dados experimentais é bem descrita pelos modelos LES, LESVD e DES, já o caso SA apresenta uma evolução bastante discrepante, ultrapassando os dados experimentais sem apresentar uma região logarítmica definida.

O caso LES rproduz razoavelmente bem os dados experimentais, tendo coerência na inclinação da região logarítmica, mas com velocidades inferiores às medidas por Jovic e Driver (1994) para  $y^+ < 200$ , a partir de onde apresenta uma velocidade levemente superior. Apesar da defasagem, o caso LES é o que tem os resultados mais próximo para  $u^+$  máximo igual a 27.

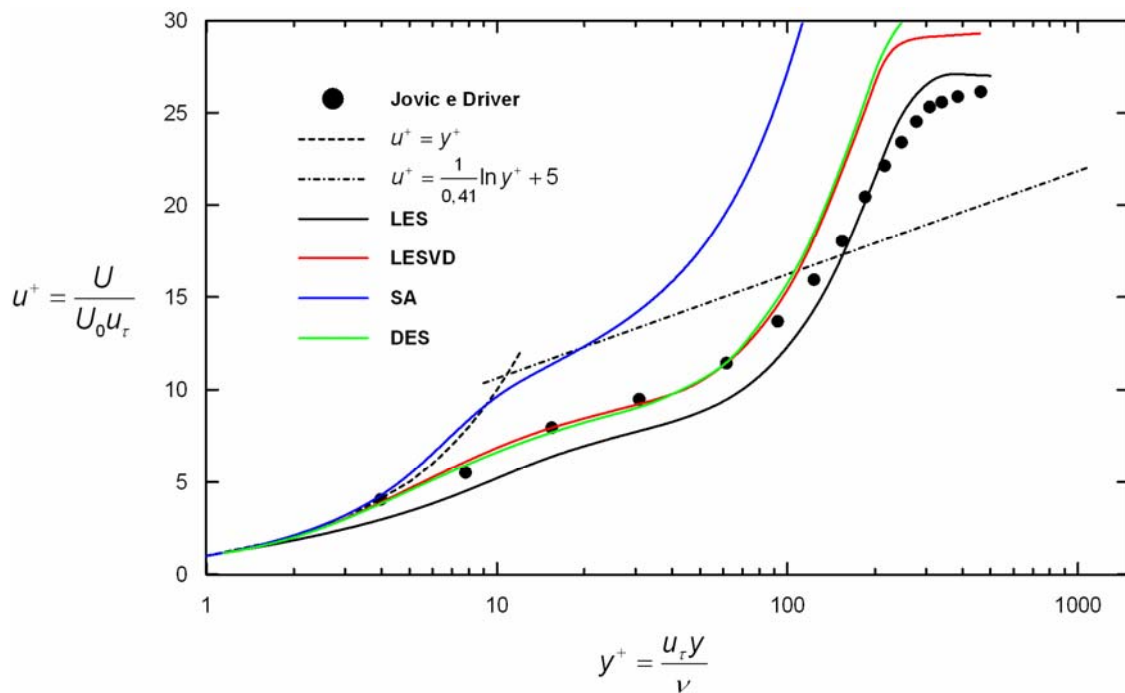


Figura 5.31. Perfis de velocidade média  $u^+$  em função de  $y^+$ . Estação  $x/h = 10$ .

Os casos LESVD e DES mantêm a similaridade constada em todos os dados apresentados anteriormente, sendo os únicos modelos a descrever a inclinação e o patamar da região logarítmica satisfatoriamente. A descrição é fiel para  $y^+ < 100$ , a partir de onde valores superiores aos experimentais são observados. O valor de  $u^+$  máximo obtido para o caso DES é bastante superior ao experimental, enquanto o caso LESVD apresenta um valor menor, mas ainda superior ao experimental.

As diferenças observadas são esperadas para o modelo LES, visto que este apresenta dificuldades conhecidas em regiões parietais. Sua modificação através da função de amortecimento de Van Driest tende a corrigir esse problema, porém a partir de  $y^+ = 100$  os resultados do caso LESVD se afastam do experimento, tendo o modelo DES o mesmo comportamento. A boa descrição parietal dos modelos RANS é posta em questão, pelo menos para o modelo de Spalart-Allmaras, quando observamos os resultados do modelo SA da Fig. 5.31.

Visto que o comprimento de recolamento previsto pelos modelos variou bastante, a Fig. 5.32 apresenta os resultados para velocidade média  $u^+$  em uma estação bastante a jusante do ponto de recolamento. Os fortes indícios topológicos apresentados nas seções anteriores são aqui confirmados pelos dados experimentais e numéricos, os quais indicam que mesmo depois de uma distância longitudinal de  $19h$ , a camada limite formada após o

recolamento não se apresenta totalmente desenvolvida, convergindo lentamente para a lei *log*. Isso é resultado da influência da camada cisalhante presente no escoamento a montante.

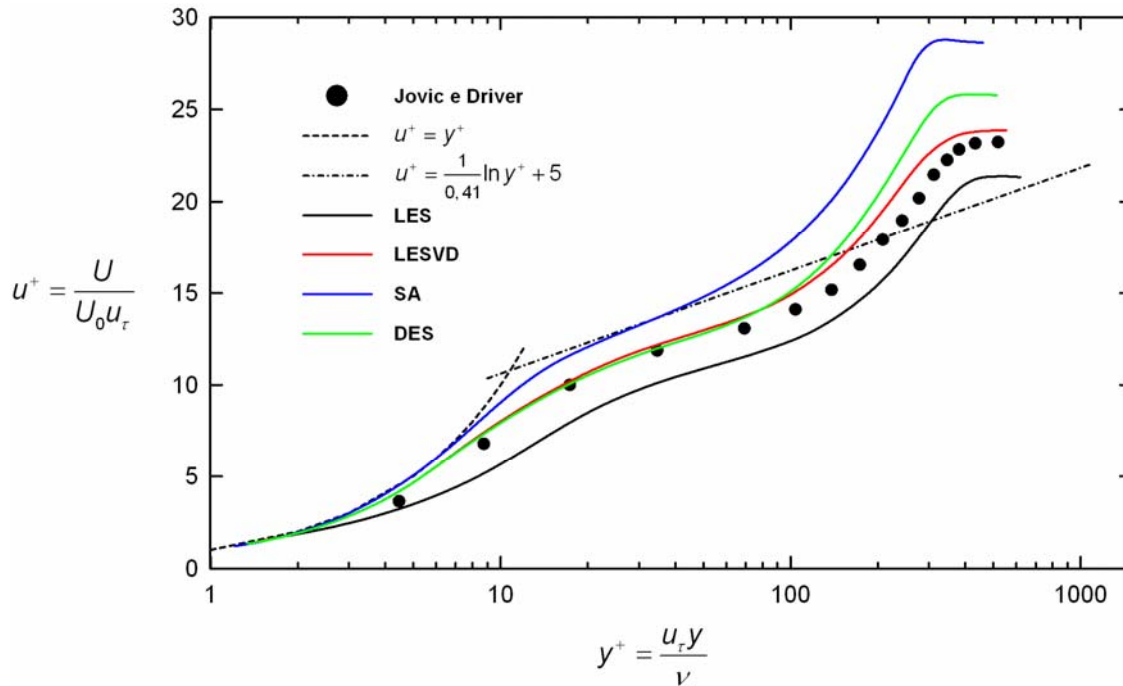


Figura 5.32. Perfis de velocidade média  $u^+$  e coordenadas  $y^+$ . Estação  $x/h = 19$ .

Além do efeito da camada cisalhante, a presença de um forte gradiente de pressão acaba por modificar os perfis de velocidade, afastando-os dos resultados previstos pela lei *log*, válida para camadas limites sem gradiente de pressão. Uma avaliação do uso da lei *log* para escoamentos com gradiente adverso de pressão foi feita por Nagano, Tagawq e Tsuji (1991). As conclusões dos experimentos são as mesmas encontradas nos resultados para o degrau de Jovic e Driver (1994) e obtidas aqui para os casos LES, LESVD e DES.

Uma comparação entre os resultados obtidos para os casos LESVD, DES com os dados de Nagano, Tagawq e Tsuji (1991) juntamente com os dados de Jovic e Driver (1994) e a lei *log* encontra-se na Fig. 5.33. Os dados experimentais de Nagano, Tagawq e Tsuji (1991) correspondem a uma camada limite turbulenta sob forte gradiente de pressão. Outros resultados para gradientes de pressão menores também estão disponíveis, sendo nesses casos a defasagem em relação à lei *log* menor.

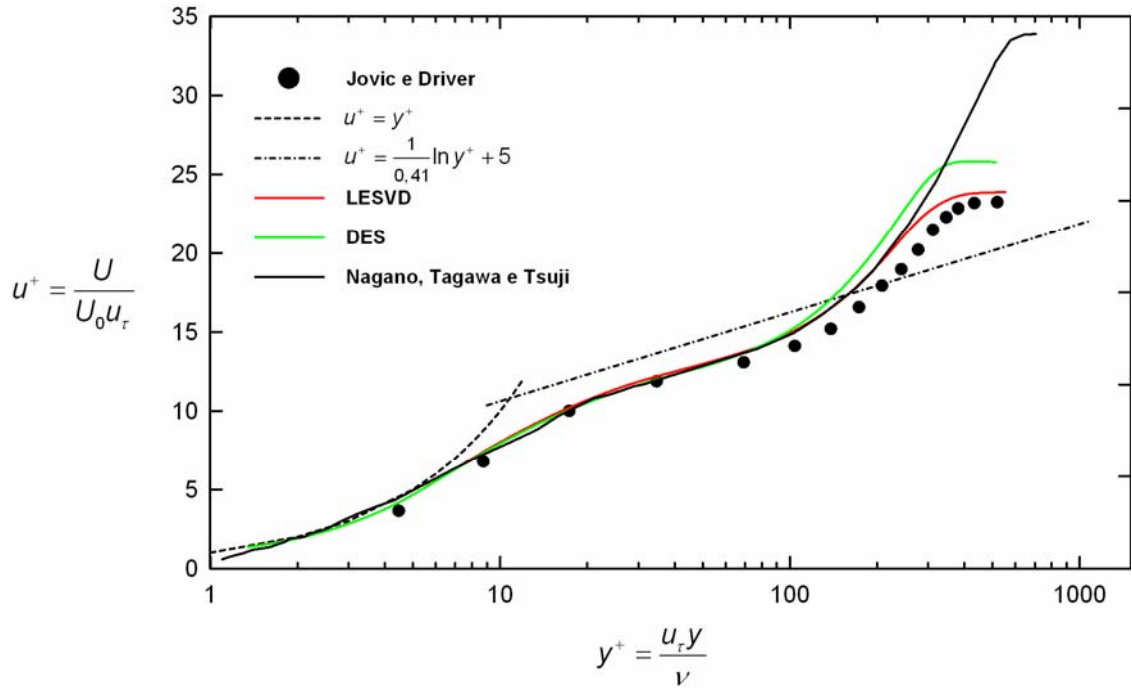


Figura 5.33. Efeito do gradiente adverso de pressão. Estação  $x/h = 19$ .

As características da camada limite turbulenta de Nagano, Tagawa e Tsuji (1991) referentes ao gradiente adverso de pressão são expressas através de:

$$P_+ = \frac{\nu}{\rho u_\tau^3} \frac{\partial p}{\partial x} = 0,0251, \quad (5.7)$$

$$G = \frac{\delta^*}{\tau_w} \frac{\partial p}{\partial x} = 0,46. \quad (5.8)$$

onde  $P_+$  é um parâmetro adimensional e  $G$  o parâmetro de Clauser.

A comparação com os dados do degrau não é trivial, visto que o gradiente de pressão na direção  $x$  não é constante, variando bastante com a direção longitudinal de acordo com a Fig. 5.27. Mas, percebe-se que os modelos LES, LESVD e DES são sensíveis ao gradiente de pressão encontrado nas proximidades da região de recolamento.

Comparando-se a Fig. 5.31 com a Fig. 5.32, percebe-se que o  $u^+$  máximo tem seu valor diminuído para todos os casos, ficando os resultados dos casos LESVD, DES e SA mais próximos do experimento. O caso LES tem seu  $u^+$  máximo também diminuído, ficando agora com uma defasagem praticamente constante.

É interessante observar na Fig. 5.34 que, quando comparadas a evolução dos perfis de velocidade entre as estações  $x/h = 10$  e  $x/h = 19$ , diferentemente dos casos LES, LESVD e DES, o caso SA não apresenta a defasagem da parte logarítmica em relação à lei  $\log$ , mesmo na estação  $x/h = 10$  onde o gradiente de pressão é bastante forte devido à proximidade da zona de recolamento. Além disso, um curioso comportamento é constatado ao observarmos o ponto de inflexão do caso SA, que independente da posição  $x/h$ , ocorre sempre sobre a região logarítmica da lei  $\log$ .

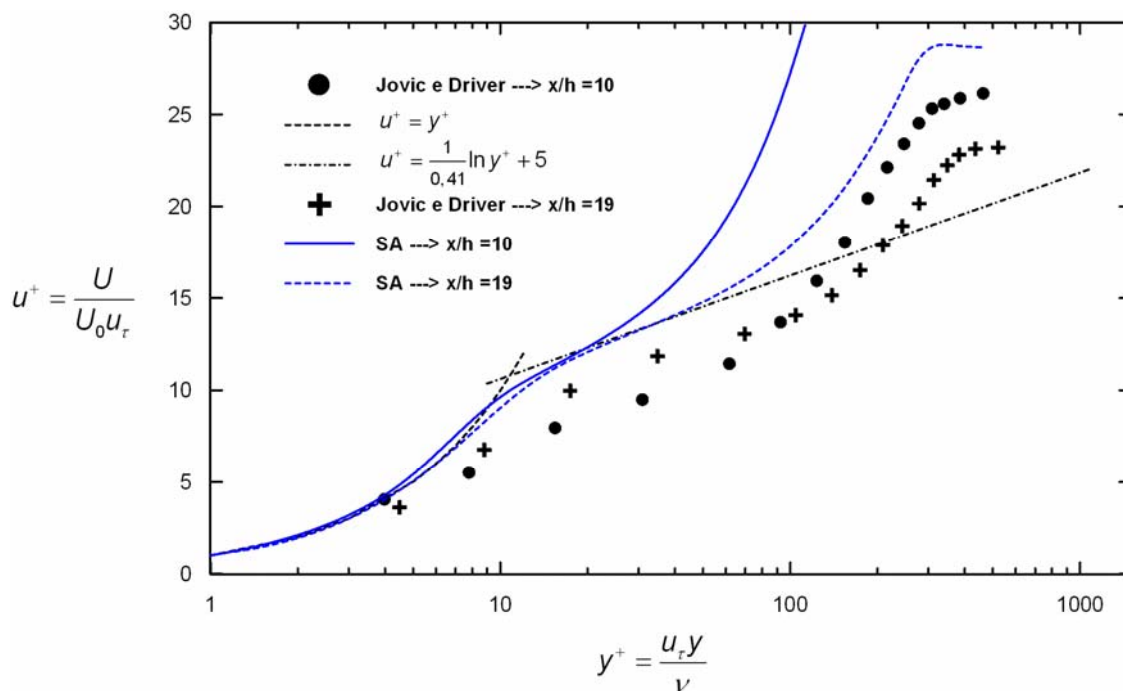


Figura 5.34. Perfis de velocidade média  $u^+$ . Caso SA,  $x/h = 10$ .

Esse comportamento é comum em modelos RANS, que são “treinados” para descrever escoamentos do tipo camada limite, com muitas constantes que calibram os modelos para essa classe de escoamento, mas sempre a gradiente de pressão nulo. O que aparenta estar acontecendo no escoamento sobre o degrau é que, simplesmente o modelo desconsidera o gradiente adverso de pressão e modela a região de recolamento como uma camada limite em desenvolvimento com gradiente de pressão nulo.

Essa constatação é sustentada pela localização do ponto de inflexão do perfil de velocidade, onde o modelo força o seu desenvolvimento exato sobre a lei  $\log$ , efeito este bastante visível na estação  $x/h = 19$ . Esta característica de falta ou fraca sensibilidade ao gradiente adverso de pressão pode comprometer a aplicação do modelo de Spalart-Allmaras em escoamentos com descolamentos onde ele é utilizado. Um estudo mais

apurado sobre o assunto se faz necessário, avaliando em outras situações a ocorrência ou não desse fenômeno.

A zona de recirculação é outra região que apresenta particularidades no escoamento sobre o degrau. Dados experimentais indicam que essa zona apresenta um comportamento mais próximo do laminar do que turbulento, apesar das intensas flutuações encontradas em seu interior. Além disso, há um gradiente favorável de pressão no interior da recirculação, conforme mostra a Fig. 5.35.

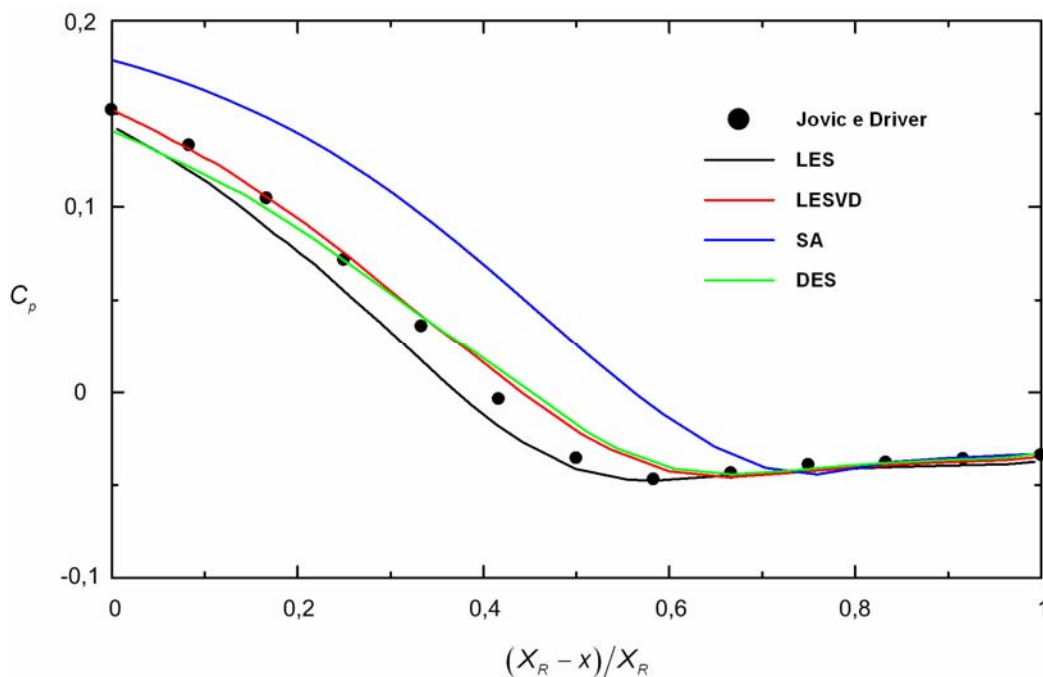


Figura 5.35. Gradiente de pressão favorável no interior da recirculação principal.

O gradiente é favorável até atingir  $(X_R - x)/X_R \approx 0,6$ , onde o escoamento encontra um gradiente adverso devido à presença da recirculação secundária. Quando analisada do ponto de vista do coeficiente de atrito e dos perfis de velocidade média junto à parede, esta camada limite apresenta características que se afastam dos valores comumente encontrados em uma camada limite turbulenta, a começar pelo fator de atrito, mais próximo do laminar do que do turbulento.

Simpson (1983) sugere uma normalização empírica para a região definida como  $(0,02 < y/N < 1)$  onde  $N$  é a distância da parede ao ponto de máxima velocidade negativa  $U_N$ , alegando que na região muito próxima à parede os efeitos viscosos dominam e a relação  $u^+ = y^+$  é válida, enquanto que, afastando-se da parede que  $U/U_N$  é função de  $y/N$ .

$$\frac{U}{U_N} = A \left[ \frac{y}{N} - \ln \left( \frac{y}{N} \right) - 1 \right] - 1; \quad A = 0,3. \quad (5.9)$$

Como pode ser visto na Fig. 5.36 a normalização não é muito precisa, mas percebe-se que todos os modelos seguem a tendência da curva e dos dados experimentais para  $x/h = 4$ .

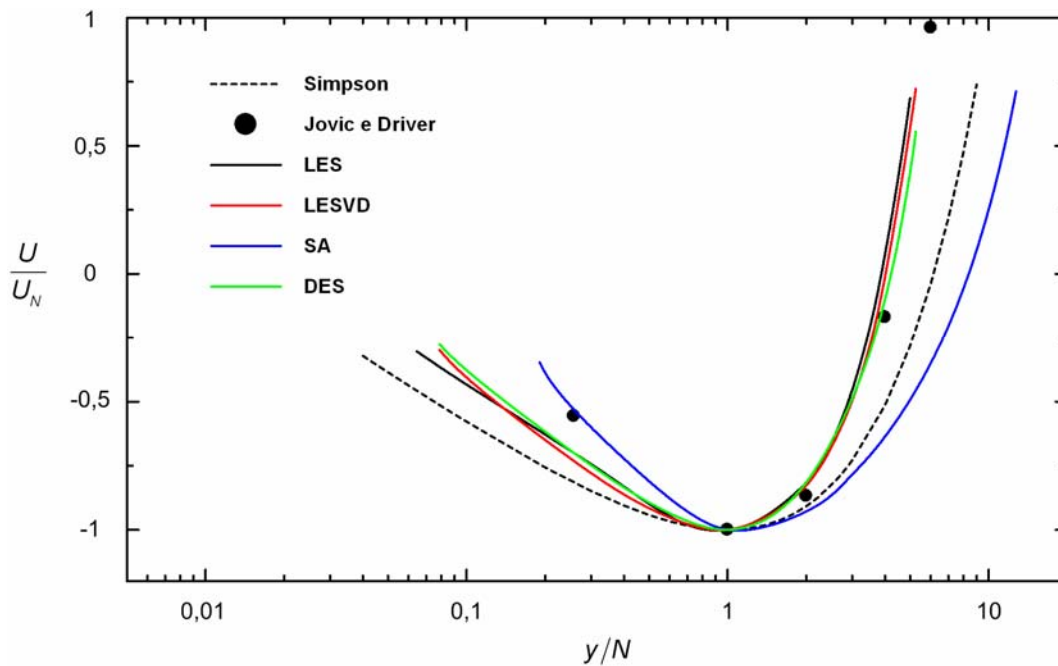


Figura 5.36. Velocidade normalizada no interior da recirculação. Estação  $x/h = 4$ .

É interessante observar que os modelos LES, LESVD e DES praticamente colapsam sobre a mesma curva. A representação desses modelos para  $y/N \geq 1$  é bastante coerente com os dados de Jovic e Driver (1994), mas há diferenças para a região parietal  $y/N < 1$ .

Efeito contrário ao dos modelos LES, LESVD e DES é apresentado pelo caso SA, que reproduz os dados experimentais junto à parede,  $y/N < 1$ , e falha na região  $y/N > 1$ . Este comportamento acaba por justificar a boa descrição parietal dos modelos RANS, mas deve-se levar em conta que a normalização de Simpson (1993) pode apresentar imprecisão. No entanto, Adams, Johnston e Eaton (1984) utilizaram a normalização de Simpson, obtendo certa coerência para diversos números de Reynolds e diferentes condições da camada limite de entrada.

A zona de recirculação é de grande interesse e apresenta peculiaridades, sendo resultado de interações de diferentes escoamentos, parietais e cisalhantes livres, apresentando características de escoamento turbulento, mas ao mesmo tempo de escoamento laminar. Dados experimentais de espectros de energia nessa região são encontrados em Adams, Johnston e Eaton (1984) e Simpson et al. (1990) onde essa mistura de comportamentos é abordada do ponto de vista estatístico.

Apesar dos resultados obtidos para camada limite no interior da recirculação principal indicarem que se trata de um escoamento laminar, a camada cisalhante turbulenta formada a partir camada limite de entrada induz altas perturbações na bolha de recirculação, dando um caráter turbulento ao escoamento. Este se manifesta na forma de um escoamento com altas flutuações nas três componentes de velocidade. A evolução transversal dos valores RMS das componentes  $u$  e  $v$  e a componente do Reynolds  $\overline{u'v'}$  são apresentados na Fig. 5.37 para quatro estações juntamente com os dados de Jovic e Driver (1994).

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 Fig. 5.37 (a), percebe-se que na estação  $x/h = 4$  todos os modelos apresentam um nível de flutuação  $u'$  mais baixo que o experimental, causado pelo déficit de intensidade turbulenta na camada limite de entrada. Esse déficit é amenizado ao longo do escoamento pela produção de turbulência na zona de recolamento e interação com a camada cisalhante. Além disso, para todos os casos, os níveis máximos de intensidade de  $u'$  são inferiores aos dados experimentais, podendo ser este fato decorrente da modelagem ou das condições de contorno constantes impostas.

Para a estação  $x/h = 10$  os dados de Jovic e Driver (1994) mostram 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  $x/h = 19$ , este 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.

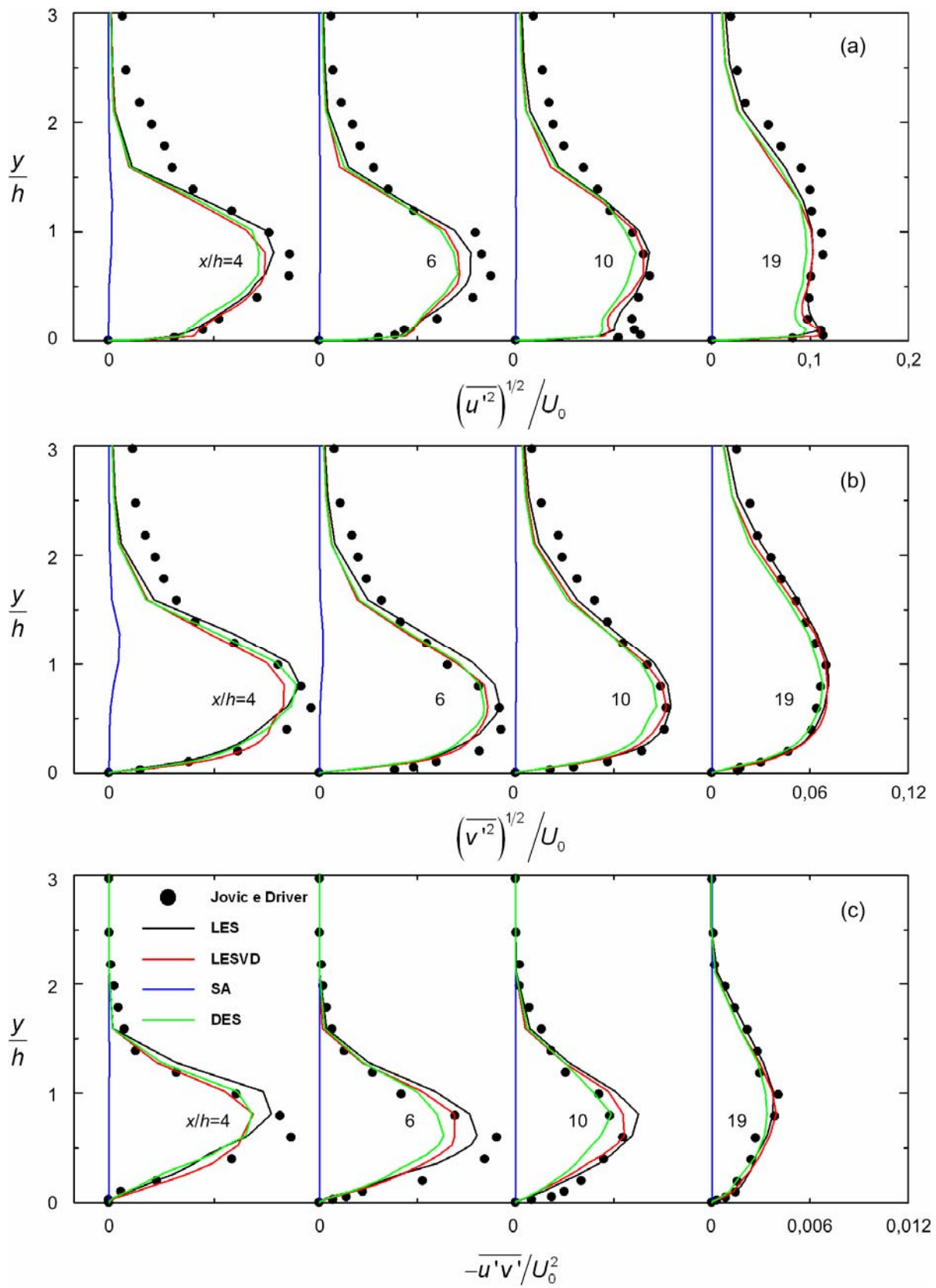


Figura 5.37. Perfis RMS de velocidade e componente  $\overline{u'v'}$  do Tensor de Reynolds.