

7

Ângulo de Incidência de $\alpha = 5^0$

Neste capítulo são analisados os resultados para o escoamento sobre a mesma placa plana fina investigada nos capítulos anteriores, com um ângulo de incidência de cinco graus, $\alpha = 5^0$, e número de Reynolds igual $Re = 2,13 \times 10^5$. Da mesma forma que a seção anterior, a apresentação dos resultados consiste na comparação entre modelos RANS (Spalart-Allmaras e SST) e LES Dinâmico. Sempre que possível, os dados experimentais de Crompton (2001) estarão presentes.

Collie et al. (2005, 2008) e Sampaio (2006) não simularam o escoamento para $\alpha = 5^0$, seja com os modelos RANS ou LES.

Assim como nos casos anteriores para ângulos de incidência iguais a 1^0 e 3^0 (Capítulos 5 e 6), as simulações com os modelos RANS (Spalart-Allmaras e SST) foram realizadas utilizando o mesmo domínio e malha, conforme apresentado no Apêndice B.1, onde garantiu-se $y^+ \leq 1$ para o primeiro ponto nodal ao longo da placa.

Também como no caso anterior para $\alpha = 3^0$, não foi possível obter solução convergida com o mesmo esquema de discretização espacial (QUICK) utilizando o modelo RSM.

A simulação com o LES Dinâmico foi realizada empregando o mesmo domínio e malha que o caso com ângulo de incidência de 1^0 , com 2,4 M células, e conforme ilustrado no Apêndice B.2, foi possível garantir $y^+ \leq 1$ para o primeiro ponto nodal ao longo da placa.

Os casos RANS foram modelados como bi-dimensionais e em regime permanente, logo, os resultados obtidos correspondem às grandezas médias. Para o caso LES Dinâmico, considerou-se o escoamento tri-dimensional transiente. Portanto, após o desenvolvimento do escoamento, as médias temporais e espaciais foram determinadas de forma a permitir analisar as características da solução no regime estatisticamente permanente. O tempo de amostragem utilizado corresponde a cerca de 8,6 vezes o tempo de residência.

Os valores dos comprimentos de recolamento (X_R) obtidos pelos modelos de turbulência para bolha principal são mostrados na Tabela 7.1. Os resultados dos modelos RANS reforçam a acertada escolha da malha 150K para obtenção das soluções. O modelo SST obteve o menor erro, enquanto que o modelo Spalart-Allmaras superestimou o resultado.

O modelo LES Dinâmico apresentou um valor de erro de recolamento intermediário entre os dois modelos RANS estudados. Apesar de ser esperado um erro maior, com um comprimento de recolamento bem menor, devido à experiência anterior para $\alpha = 3^\circ$ com a malha 2,4M, o erro foi de 2,44%.

A coordenada do ponto de recolamento secundário X_S também foi incluída na Tabela 7.1. Pode-se observar que para $\alpha = 5^\circ$ o modelo SST foi capaz de prever o ponto de recolamento secundário, assim como o LES Dinâmico. Apesar do valor previsto de X_S não ser preciso, a capacidade de um modelo de prever a bolha secundária, indica que o modelo é capaz de prever corretamente as estruturas do escoamento.

Tabela 7.1 – Comprimentos de recolamento normalizados X_R e X_S para $\alpha = 5^\circ$.

	X_R / c_{exp}	Erro	X_S / c_{exp}
Experimental (Crompton,	0,941		0,05
LES Dinâmico	0,918	2,44%	0,08
SST	0,928	1,33%	0,035
Spalart-Allmaras	0,971	3,19%	--

Sob um baixo ângulo de ataque (até $\alpha = 5^\circ$), o dobramento da camada de mistura permite o recolamento do escoamento na superfície, em alguma distância após a transição da camada cisalhante. A região de recolamento é altamente instável e divide o escoamento entre uma porção que vai rumo à montante do escoamento, gerando o fluxo reverso, e em outra a jusante rumo ao bordo de saída da placa. Esta instabilidade é decorrente de desequilíbrios entre as quantidades de fluido que entram pela camada de mistura e retornam pelo fluxo reverso do escoamento. Além disso, grandes estruturas turbulentas que se desenvolvem na camada cisalhante causam uma instabilidade adicional quando a camada de mistura bifurca. Crompton (2001) mostrou que as estruturas energéticas presentes na camada de mistura são difundidas ao longo da região de recuperação, a jusante do ponto de recolamento, e mudam as suas formas

obtidas na camada cisalhante livre para outras mais conhecidas na camada limite formada após o recolamento.

A jusante do recolamento, a camada limite recém criada exibe um perfil muito diferente da camada limite turbulenta convencional. Consiste em uma região de gradiente de velocidade acentuado próximo da superfície, muito fina, onde a parte interna desta camada está se desenvolvendo e externamente há uma larga região de gradiente de velocidade aproximadamente constante que se estende até a condição de corrente livre. Durante o processo de recuperação e logo após o recolamento, a primeira metade desta região sobre a placa é acelerada pela alta energia do escoamento que é injetada sobre esta zona, sendo que o perfil externo, com gradiente de velocidade quase constante, permanece inalterado. Bradshaw & Wong (1972) e Castro & Epik (1998) mostraram que este processo de recuperação é muito lento e no presente estudo, exceto para ângulos de ataque muito baixos ($\alpha = 1^\circ$), o escoamento alcança a extremidade final da placa antes que tenha se recuperado completamente.

Portanto, o caso do ângulo de incidência $\alpha = 3^\circ$ está mais sujeito à influência das regiões antes e após o recolamento. Consequentemente, a previsão numérica do escoamento para este ângulo de incidência é mais crítica, pois há a severidade da captação correta da zona de recirculação aliada a uma previsão coerente da zona de recuperação que não se completa totalmente, tornando-se mais difícil à correta determinação do valor de X_R . Para $\alpha = 1^\circ$, a bolha de recirculação é menor e há a recuperação completa do escoamento após o recolamento. No ângulo de ataque $\alpha = 5^\circ$, o valor de X_R cobre quase toda a extensão da placa e não há praticamente influência da zona de recuperação para previsão deste valor. Conclui-se que a região após o recolamento influencia numericamente o resultado do comprimento X_R , sendo que para tornar todos os resultados compatíveis, deve-se ter uma malha muito refinada e uniforme nesta região.

Nos casos RANS, devido a hipótese de Boussinesq, há a atenuação dos detalhes destes fenômenos e, portanto, o cálculo do comprimento de recolamento fica menos sujeito a este tipo de erro.

Para $\alpha = 5^\circ$ a normalização das coordenadas através do razão entre os comprimentos X_R obtidos numericamente e experimentalmente foi mantida. De

uma forma geral, esta normalização não trará grandes efeitos, pois os erros na determinação do valor de X_R foram pequenos.

De forma análoga ao realizado para os ângulos de incidência $\alpha = 1^\circ$ e 3° , os resultados obtidos para o campo de velocidade e estatísticas de segunda ordem são analisados nas nove estações de medidas utilizadas por Crompton (2001), as quais se encontram indicadas esquematicamente na Figura 5.2 e listadas na Tabela 5.1. A Figura 7.1 mostra a posição do ponto de recolamento relativo aos locais das estações (Tabela 5.1).

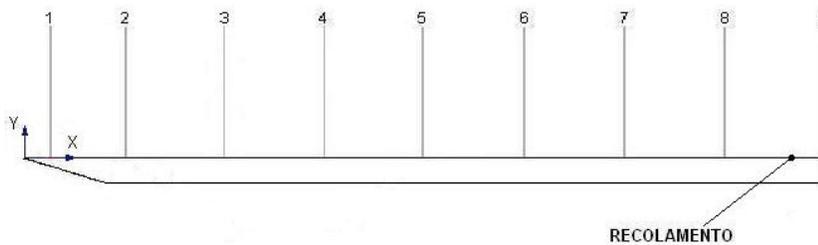
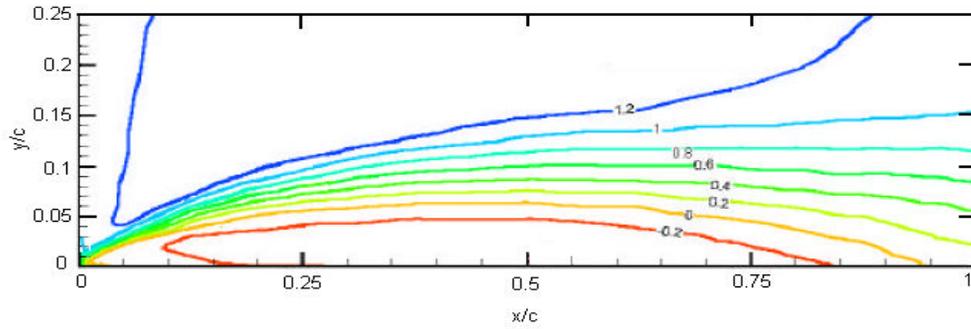


Figura 7.1 – Localização do ponto de recolamento para $\alpha = 5^\circ$.

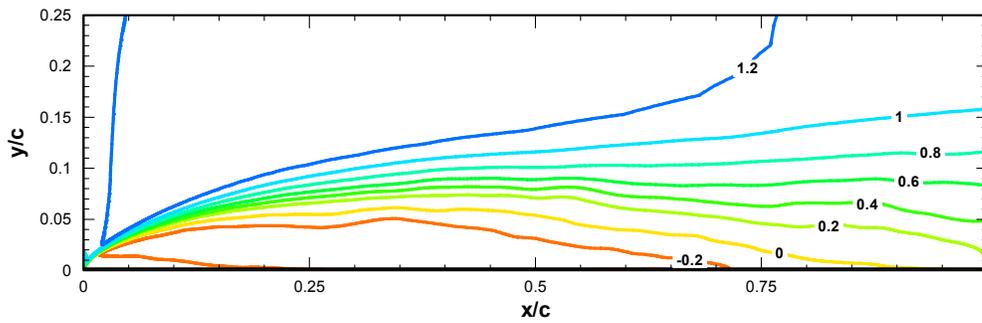
A seguir, informações referentes ao campo de velocidade, pressão e grandezas turbulentas são apresentadas. Novamente, utilizou-se a convenção de não utilizar barras para representar a variável de interesse, isto é, u_i representa a velocidade sem distinção entre as médias das velocidades calculadas $\overline{u_i}$ (Eqs. (5.7) e (5.8)) pelo modelo LES Dinâmico e $\overline{u_i}$ dos modelos RANS.

7.1. Campo de Velocidade

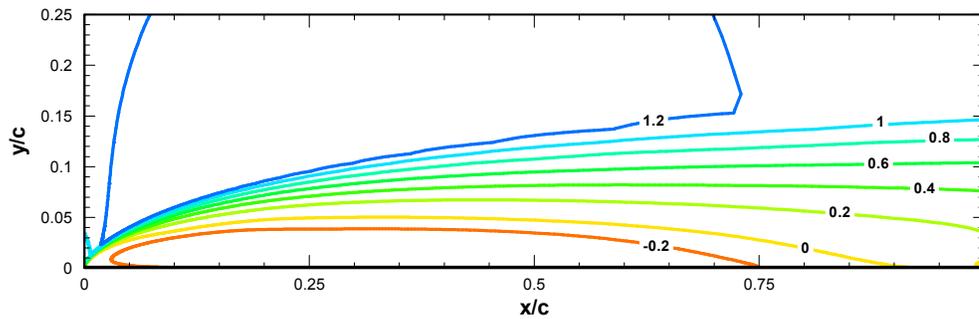
Os contornos de velocidade u/U_∞ são ilustrados na Figura 7.2. Qualitativamente, os modelos de turbulência apresentaram boa concordância com o dado experimental, como ocorrido nos casos anteriores. A ocorrência da segunda bolha de recirculação pode ser apreciada através das curvaturas dos contornos de velocidade para o valor $-0,2$, nas proximidades do bordo de ataque. Pode-se observar, que os modelos LES Dinâmico e SST conseguem prever esta curvatura, apesar da mesma ser menor e mais suave do que a medida por Crompton (2001).



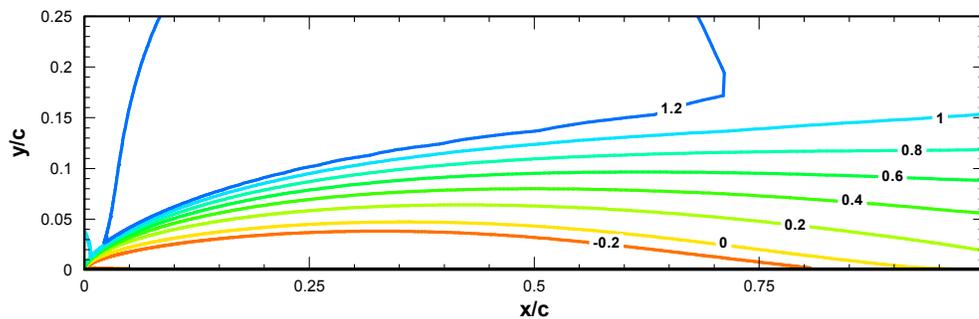
(a) Experimental (Crompton, 2001).



(b) LES Dinâmico.



(b) Modelo SST.



(c) Modelo Spalart-Allmaras.

Figura 7.2 – Contornos Contornos de velocidade u/U_∞ para $\alpha = 5^\circ$. Modelos RANS e LES.

A Figura 7.3 apresenta de forma qualitativa a evolução dos perfis de velocidade nas nove estações. De um modo geral, através da visualização da Figura 7.3, a solução dada pelos modelos LES Dinâmico, SST e Spalart-Allmaras foram coerentes com os dados experimentais. Verifica-se que o modelo LES Dinâmico proporcionou a melhor concordância, conforme esperado.

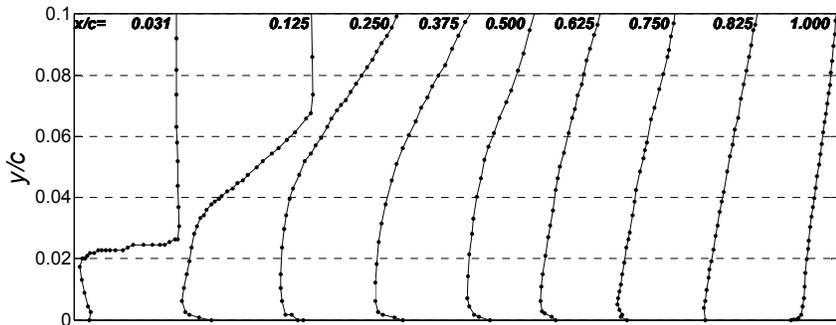
Neste caso, como o ponto de recolamento ocorre muito próximo do bordo de fuga, o perfil de velocidade típico de camada limite desenvolvida não é observado, como nos casos anteriores. No entanto, uma comparação da Figura 7.3 com as Figuras 5.5 e 6.6 mostra, qualitativamente, que dentro da região de recirculação os escoamentos apresentam uma certa similaridade. Nota-se a semelhança na forma do perfil de velocidade referente a primeira estação para os casos $\alpha = 3^\circ$ e 5° devido a presença da segunda bolha de separação. Pode-se observar também uma certa semelhança no desenvolvimento do escoamento até o ponto de recolamento.

A curva de velocidade ampliada para a primeira estação ($x/c = 0,031$) e os perfis de velocidade para as oito primeiras estações localizadas no interior do comprimento de recolamento estão presentes nas Figuras 7.4 e 7.5, respectivamente.

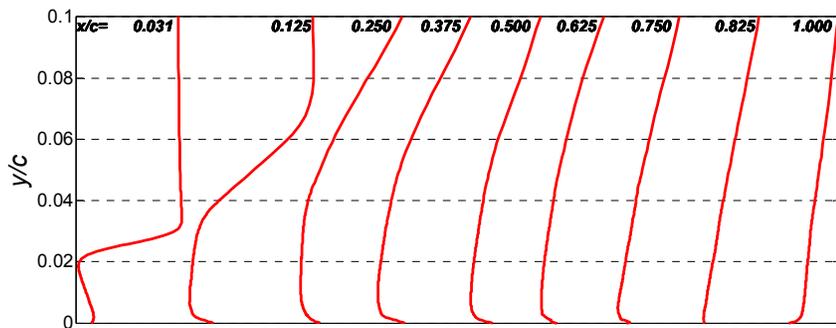
Uma análise do perfil de velocidade ilustrado na Figura 7.4 mostra que o modelo SST apresenta um perfil laminar em desenvolvimento, o que conseqüentemente tornou possível a formação da segunda bolha de recirculação para este modelo. Nota-se que a segunda recirculação prevista pelo modelo SST possui um comprimento de recolamento menor do que a apresentada pelos dados experimentais e pelo modelo LES Dinâmico.

Ainda analisando a Figura 7.4, observa-se que o modelo Spalart-Allmaras (SA) foi o único que não previu a segunda bolha de recirculação, mostrando que a função de amortecimento viscoso, Eq. (3.23), é insuficiente para tratar a camada amortecedora e a subcamada laminar no nível do resultado desejado.

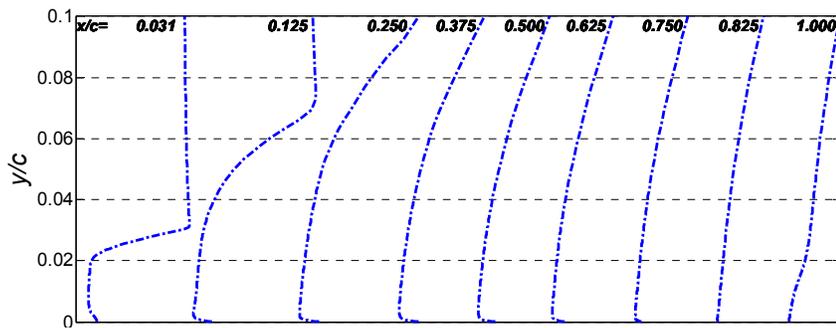
Considerando o perfil de velocidade obtido pelo modelo SST na estação 1 (Fig. 7.4), nota-se que o percurso maior que o escoamento reverso possui, para o caso de $\alpha = 5^\circ$, permite que haja a relaminarização do fluxo, pois a modelagem da turbulência dada à camada de mistura, baseado na hipótese de Bradshaw (1967) e na função de mistura entre os modelos $\kappa - \varepsilon$ e $\kappa - \omega$, é mais eficaz que o fornecido pelo modelo Spalart-Allmaras.



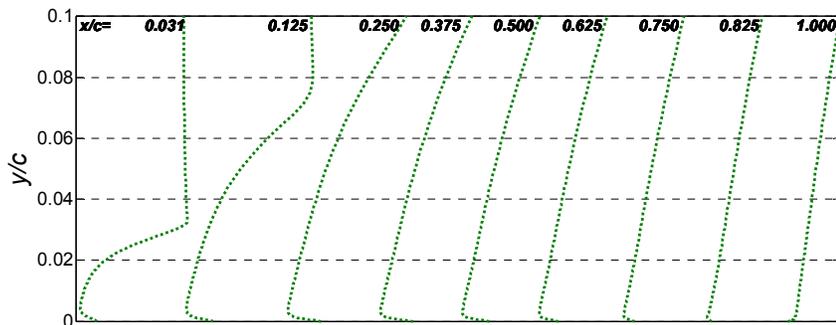
(a) Experimental



(b) LES Dinâmico



(c) SST



(d) Spalart Allmaras

Figura 7.3 – Evolução dos perfis de velocidade u/U_∞ para $\alpha = 5^\circ$.

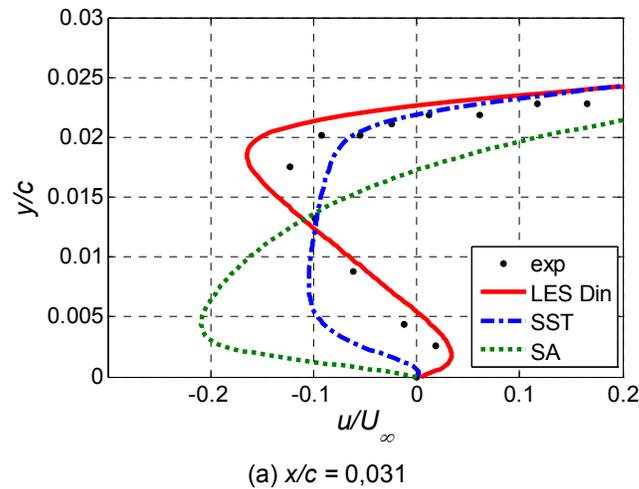


Figura 7.4 – Detalhe dos perfis de velocidade u/U_∞ para $x/c = 0,031$.

Comparação entre LES e RANS. $\alpha = 5^\circ$.

Avaliando os perfis de velocidade média na direção x , apresentados na Figura 7.5, verifica-se-se que todos os modelos mostraram coerência nas forma das curvas, porém numa análise quantitativa pode-se afirmar que o modelo LES Dinâmico demonstrou maior compatibilidade com os resultados experimentais. O modelo Spalart-Allmaras apresentou em todas as estações um pico de velocidade reversa próxima à superfície da placa, com um perfil turbulento que não permite a formação da segunda bolha de recirculação.

Além disso, na terceira estação ($x/c = 0,250$) ilustrada na Figura 7.5c, os perfis de escoamento reverso de Crompton (2001) e do modelo LES Dinâmico estão em processo de relaminarização, sendo a camada limite mais espessa que a prevista pelos modelos Spalart-Allmaras e SST. O modelo SST inicia este processo em $x/c = 0,031$ (Figura 7.5a), permitindo concluir que esta estrutura de recirculação secundária será bem pequena.

Como nos casos anteriores, o forte gradiente de velocidade apresentado na estação 1, $x/c = 0,031$ (Figura 7.5a) demonstra a alta taxa de cisalhamento presente no escoamento nesta região.

Entre as estações $x/c = 0,375$ e $x/c = 0,500$ ilustradas nas Figuras 7.5d e 7.5e, encontra-se a posição média da bolha de recirculação principal. Nesta região as velocidades atingem o máximo valor, tanto fora da bolha quanto no escoamento reverso no seu interior. O caso experimental atinge um valor de $-0,39U_\infty$, para o modelo LES Dinâmico é igual a $-0,37U_\infty$, para o SST vale $-0,28U_\infty$ e para o Spalart-Allmaras é $-0,45U_\infty$.

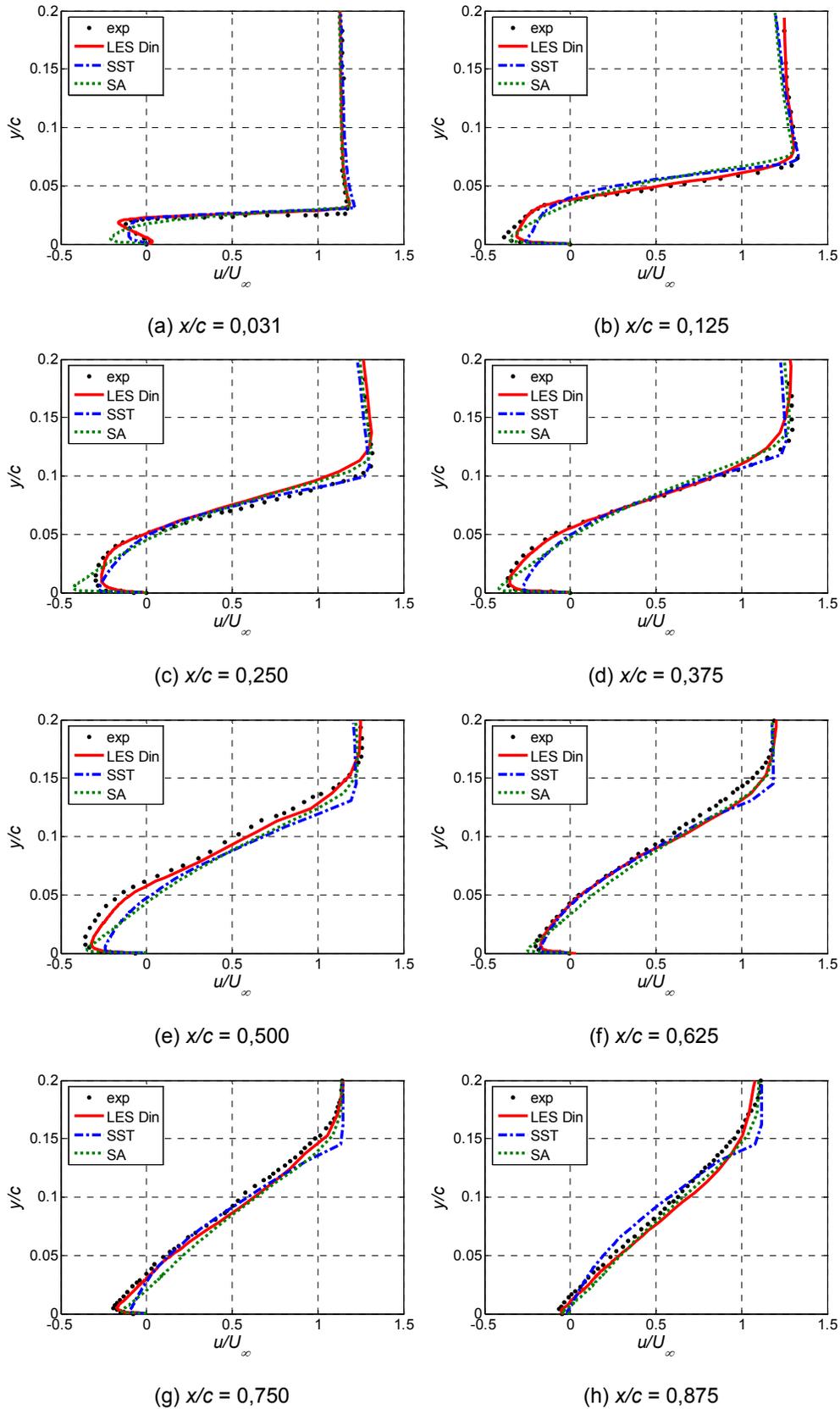


Figura 7.5 – Perfis de velocidade u/U_∞ . Comparação entre LES e RANS. $\alpha = 5^\circ$

O modelo Spalart-Allmaras apresenta, em todos os casos de ângulo de ataque estudados, uma velocidade reversa maior e próxima à superfície da placa. Isto se deve ao grande amortecimento da energia cinética turbulenta na camada cisalhante livre, como pode ser visto nos casos anteriores, o que induz a diminuição da taxa de mistura e resulta num perfil reverso diferente do experimental.

As Figuras 7.6, 7.7 e 7.8 mostram as linhas de corrente para os modelos LES Dinâmico, SST e Spalart-Allmaras, respectivamente. Como nos casos anteriores, estes gráficos foram normalizados pelo valor da corda da placa usada nas experiências de Crompton (2001), visando mostrar a posição real do ponto de recolamento.

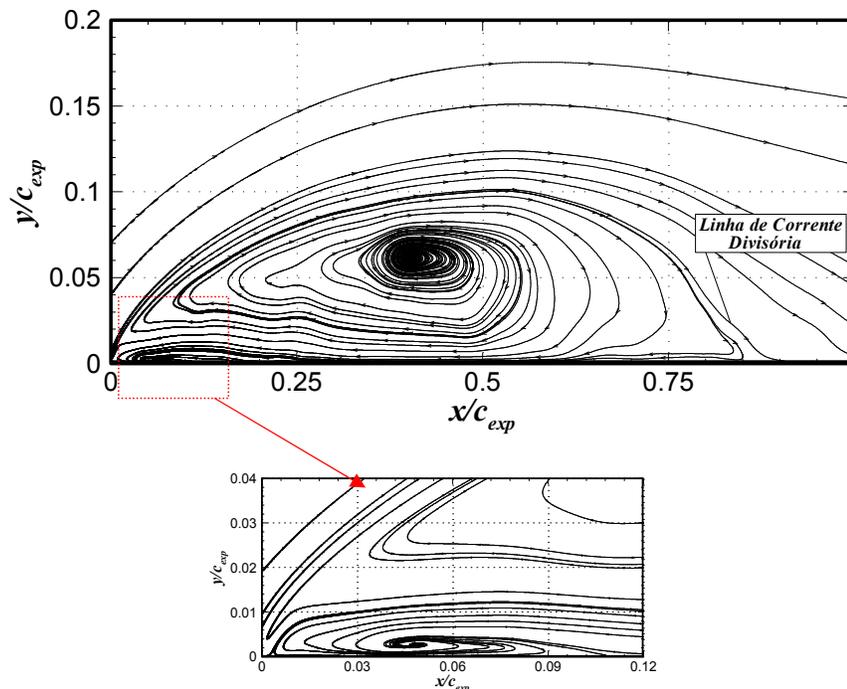


Figura 7.6 – Linhas de corrente – Modelo LES Dinâmico com detalhe da segunda bolha de recirculação ($\alpha = 5^\circ$).

A relaminarização do escoamento reverso no interior da bolha principal reduz o gradiente de velocidade adjacente a superfície da placa, devido a diminuição das características turbulentas. Assim, a camada limite reversa encontra um gradiente adverso de pressão, que ocorre na porção dianteira da bolha principal, gerando uma nova separação e a conseqüente formação de uma bolha de separação secundária. Este fenômeno é verificado para todos os ângulos de incidência ($\alpha = 1^\circ$, 3° e 5°) estudados. Verifica-se que para $\alpha = 5^\circ$, os modelos LES Dinâmico e SST mostram a existência da segunda recirculação (Figuras 7.6 e 7.7, respectivamente), como ilustrado no detalhes das figuras.

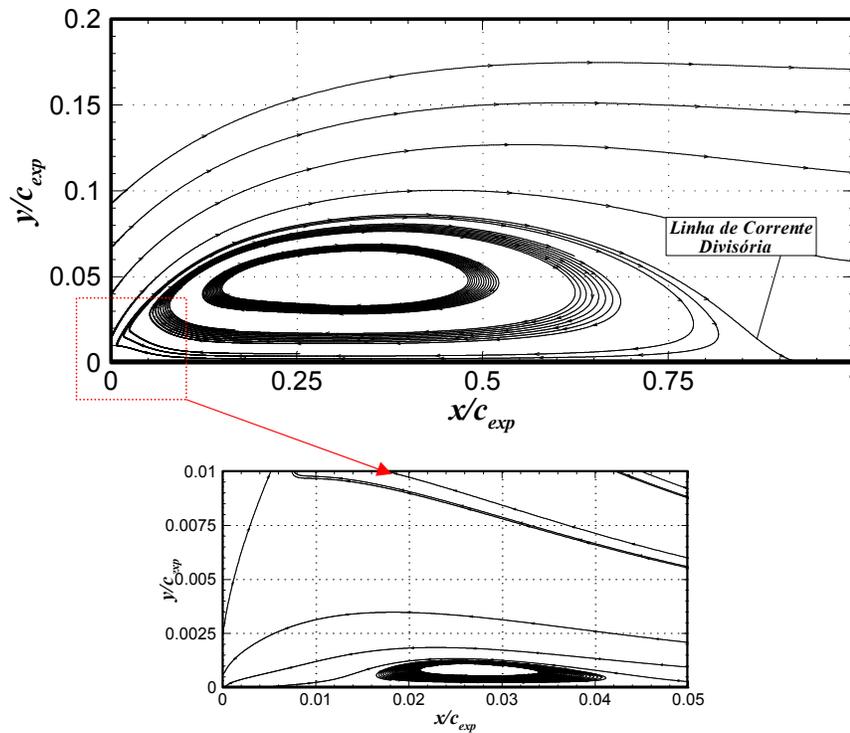


Figura 7.7 – Linhas de corrente – Modelo SST com detalhe da segunda bolha de recirculação ($\alpha = 5^\circ$).

O escoamento reverso separa de uma forma semelhante ao observado para uma bolha de separação curta, recolando próximo à extremidade em forma de faca, quando encontra um forte gradiente adverso pressão, causado pela separação da camada cisalhante. Ao contrário da bolha curta encontrada em aerofólios convencionais, a posição de recolamento é determinada pelo gradiente de pressão externo e o tamanho da segunda bolha dependerá da posição do ponto de separação do escoamento reverso. A bolha secundária gira na direção oposta à bolha principal e é comparável a um turbilhão de canto, mas tem uma influência muito maior na camada cisalhante principal.

O maior efeito da bolha de separação secundária é aumentar a turbulência da camada cisalhante livre, imediatamente após a separação do escoamento na de extremidade principal, devido à velocidade contrária em seu lado interno. Isto aumenta o gradiente de velocidade na camada de mistura, com conseqüente influência na transição do escoamento. Desta forma, a força motriz para a bolha de separação secundária não é a camada cisalhante principal que se opõe a sua rotação, mas sim o fluxo existente no local de separação do escoamento reverso e o gradiente adverso de pressão perto da extremidade principal.

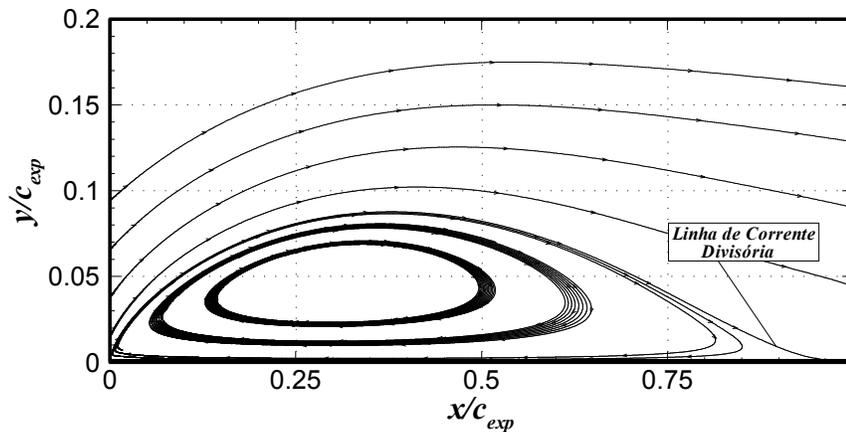


Figura 7.8 – Linhas de corrente – Modelo Spalart-Allmaras ($\alpha = 5^\circ$).

O comprimento da segunda bolha de recirculação medido por Crompton (2001) foi de aproximadamente 5% do comprimento da corda c . Como o processo de relaminarização do escoamento reverso no modelo SST iniciou-se mais atrasado, o comprimento da bolha secundária foi menor, no valor de 3,5% de c . Para o LES Dinâmico, este valor foi de 8% de c , mostrando que o processo de relaminarização iniciou-se mais cedo, conforme pode ser notado através dos perfis de velocidade das estações $x/c = 0,125$ e $x/c = 0,250$ da Figura 7.5b e 7.5c.

A Figura 7.9 mostra os perfis de velocidade na direção perpendicular a superfície da placa. Devido a abrupta separação no bordo de ataque, em $x/c = 0,031$ (Figura 7.9a), observa-se um forte gradiente de velocidade, no sentido de afastamento da superfície da placa. De $x/c = 0,031$ (Figura 7.9a) até $x/c = 0,375$ (Figura 7.9d), há um relaxamento deste gradiente de velocidade, sendo que o valor da velocidade vertical vai diminuindo até o valor próximo de zero em $x/c = 0,500$ (Figura 7.9d). Entre $x/c = 0,500$ (Figura 7.9d) e $x/c = 0,875$ (Figura 7.9h), verifica-se que o sentido da velocidade inverte, pois a camada limite separada está sendo direcionada ao recolamento.

De uma forma geral, com relação aos perfis de velocidade normais à placa, os modelos de turbulência mostraram boa concordância entre si. O valor nulo calculado na superfície da placa por todos os modelos deve-se a condição de contorno de impermeabilidade aplicada nesta situação.

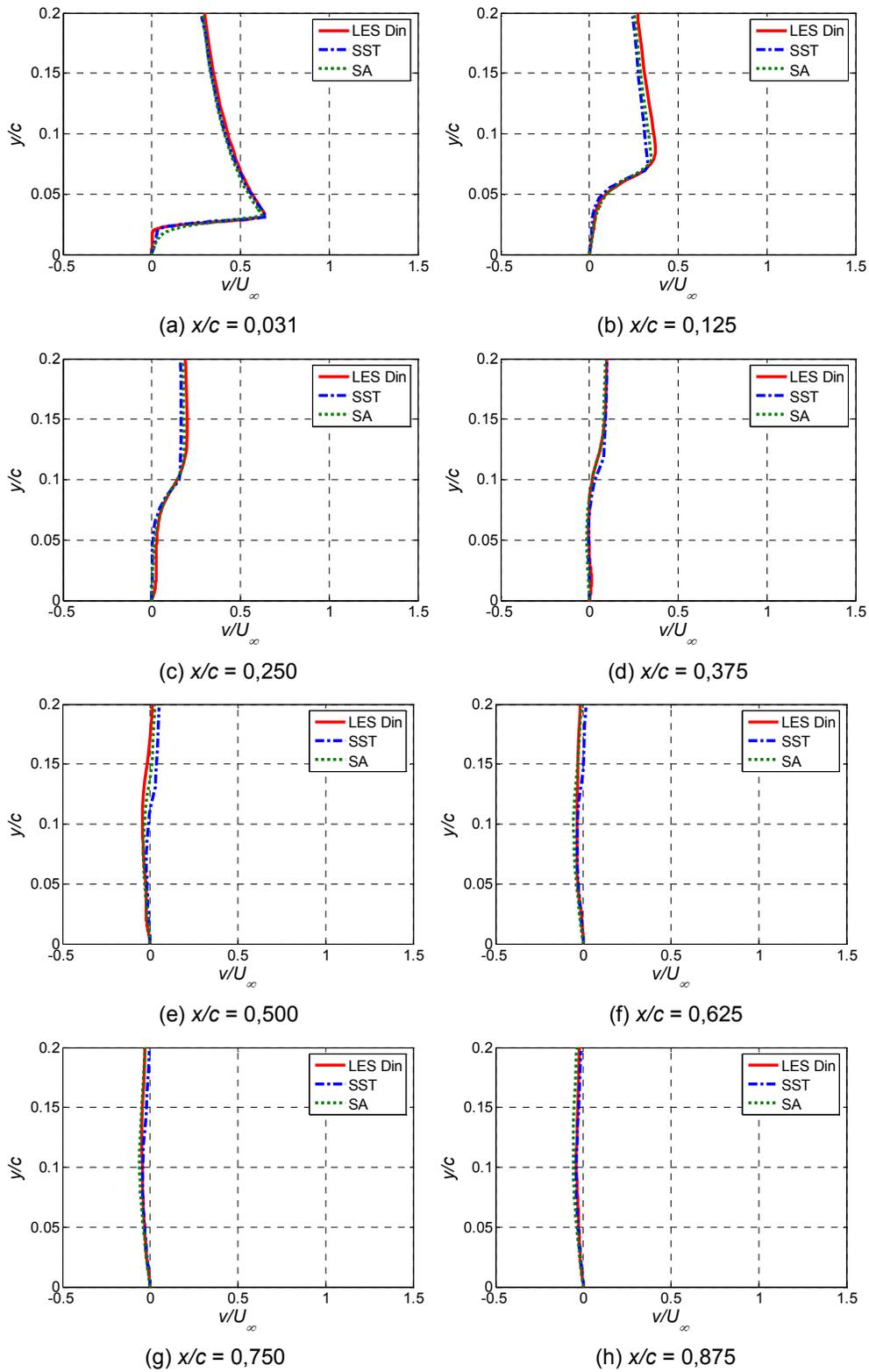


Figura 7.9 – Perfis de velocidade v/U_∞ . Comparação entre LES e RANS. $\alpha = 5^\circ$.

Uma amostra do campo instantâneo de velocidade na região da bolha longa é ilustrada na Figura 7.10, para um certo instante do período estatisticamente desenvolvido. Nesta figura, a região em verde que separa a bolha principal do restante do escoamento, localizada entre as cores vermelho e azul, é a camada de mistura, que se apresenta bastante instável e trêmula. À medida que se desenvolve, há um rápido aumento de sua espessura e das dimensões das principais estruturas turbulentas. Além disso, após a separação no bordo de ataque, esta camada de mistura continua laminar por uma distância aproximadamente igual à espessura da placa. A partir daí, as instabilidades começam a ser percebidas, sendo que o regime turbulento é completamente atingido numa distância da ordem de 12% do comprimento da corda.

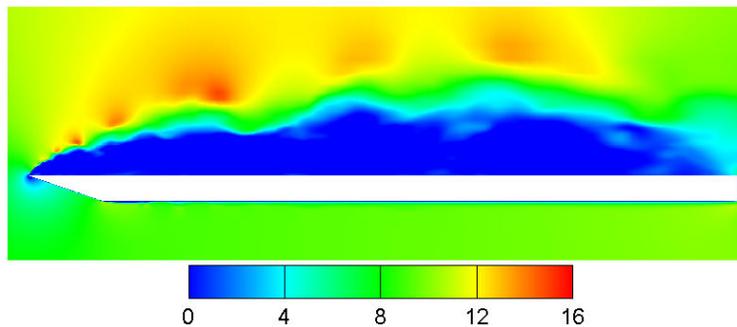


Figura 7.10 – Contornos do módulo da velocidade instantânea normalizado por U_∞ .
 $\alpha = 5^\circ$.

A solução obtida é bastante suave em regiões livres de turbulência, como por exemplo na região a montante do bordo de ataque, não havendo sido observadas oscilações espaciais espúrias. Desta forma, demonstra-se claramente que o esquema de Diferença Central adotado foi muito eficiente para o sucesso da solução.

7.2. Estatísticas de Segunda Ordem

Para o ângulo de incidência igual a 5° , Crompton (2001) só forneceu dados para as tensões normais $u'u'$ alinhadas com a placa, e estas são comparadas com os resultados dos modelos SA, SST e LES Dinâmica na Figura 7.11.

Assim como nos outros casos, as tensões normais $u'u'$ são bem maiores que as tensões normais $v'v'$, conseqüentemente, a energia cinética turbulenta, definida pela soma das tensões normais, apresenta uma distribuição análoga a de $u'u'$. A energia cinética turbulenta κ pode ser encontrada na Figura 7.12,

enquanto que os perfis das estatísticas de segunda ordem $v'v'$ e $u'v'$ são apresentadas para oito estações nas Figuras 7.13 e 7.14, respectivamente. Nas Figuras 7.11 e 7.12, a seqüência dos perfis de $u'u'$ e da energia cinética turbulenta mostram que a intensidade da turbulência próxima a superfície da placa está diminuindo, correspondendo ao processo de relaminarização citado anteriormente.

Verifica-se, através de uma análise dos perfis de $u'u'$ para as estações de $x/c = 0,125$ (Figura 7.11b) até $x/c = 0,625$ (Figura 7.11f), que os níveis de turbulência previstos pelo modelo LES Dinâmico, na região adjacente à placa, são maiores que os medidos experimentalmente. Desta forma era de se esperar que o comprimento da bolha secundária para o modelo LES Dinâmico fosse menor, o que não aconteceu. O fato da segunda bolha de recirculação ser maior que o esperado também foi constatado, em situações semelhantes, através dos modelos LES de uma Equação e f-LES nos estudos de Sampaio (2006), para $\alpha = 1^\circ$. Segundo Sampaio (2006), isso é uma consequência de um exagerado processo de relaminarização, devido a imperfeições destes modelos sub-malha para o LES, que pode ser reafirmado neste presente estudo para $\alpha = 5^\circ$. Outra hipótese levantada por Sampaio (2006) foi a malha excessivamente grosseira utilizada naquela investigação, porém pode se concluir que esta idéia está praticamente descartada, pois a malha neste trabalho é bem mais refinada e homogênea na região próxima a superfície superior da placa.

Ainda analisando a Figura 7.11a, referente à $u'u'$, podendo-se inferir análise semelhante à energia cinética turbulenta κ (Figura 7.12a), tem-se que em $x/c = 0,031$ há os dois picos de energia, previstos também para os casos $\alpha = 1^\circ$ e 3° , descritos anteriormente. O primeiro pico, de menor valor, está associado com a bolha de separação secundária. A fronteira externa desta bolha é uma região de grande cisalhamento, na qual há um aumento da produção de energia cinética turbulenta. O segundo pico acontece no ponto de inflexão do perfil de velocidade, na parte externa da camada de mistura, onde o cisalhamento atinge o seu máximo. Este pico é maior que o primeiro, pois é gerado principalmente pelas grandes velocidades do escoamento. Além disso, outros dois fatores contribuem para o aumento da intensidade turbulenta nesta região. Primeiramente, a camada cisalhante é instável e oscila próximo ao bordo de ataque, causando um aumento da taxa de mistura e, conseqüentemente, da energia cinética turbulenta. Em segundo lugar, a bolha de recirculação secundária aumenta o cisalhamento nesta na região, contribuindo para uma maior produção de energia cinética turbulenta.

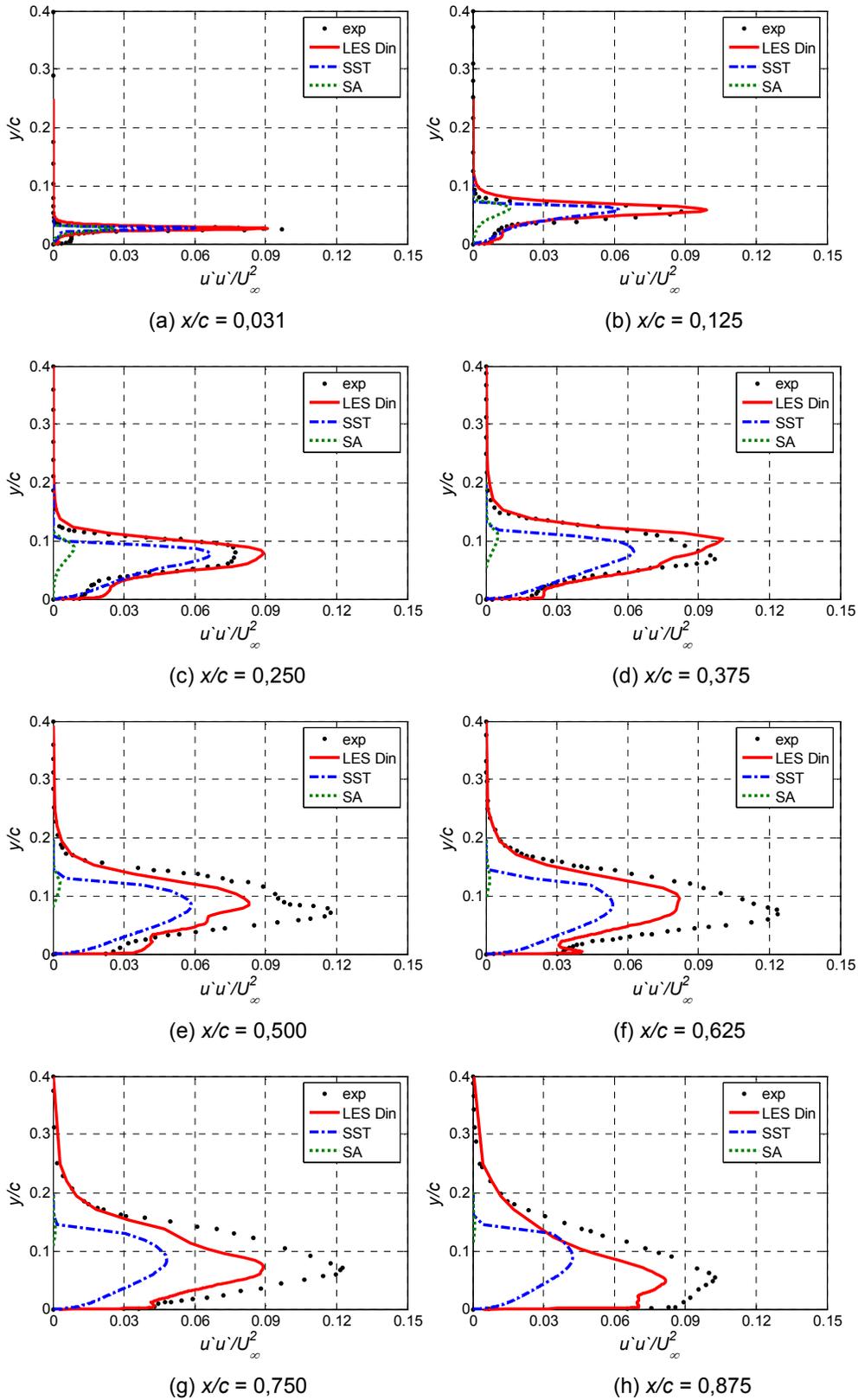


Figura 7.11 – Perfis de $u'u'/U_\infty^2$. Comparação entre LES e RANS. $\alpha = 5^\circ$.

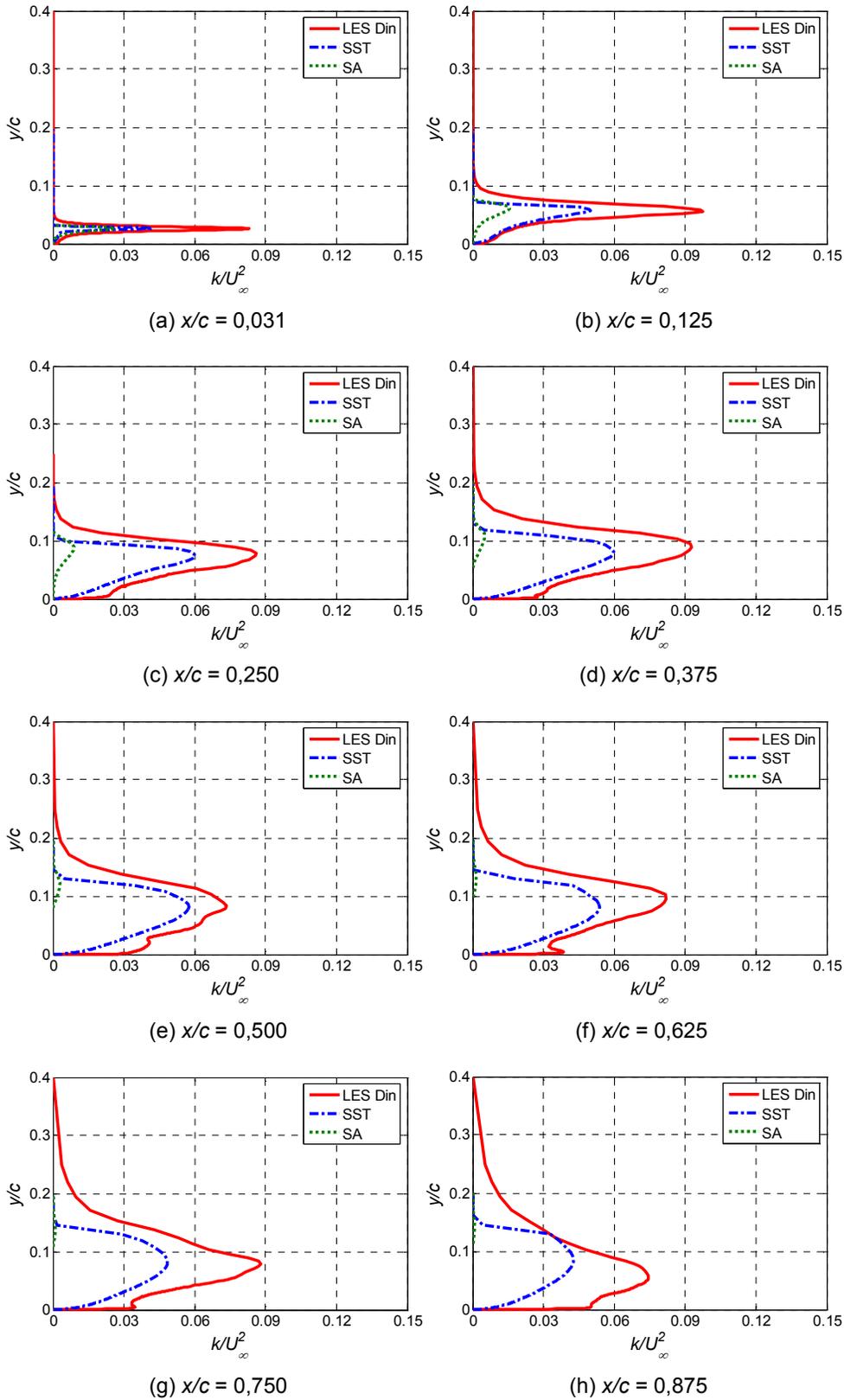


Figura 7.12 – Perfis de energia cinética turbulenta.

Comparação entre LES e RANS. $\alpha = 5^\circ$.

Analisando a Figura 7.11a, nota-se que os modelos LES Dinâmico e SST, em $x/c = 0,031$, previram o valor do pico relativo à segunda recirculação menor que o dado experimental, pois esta estrutura foi captada com uma forma diferente pelos modelos de turbulência citados. O modelo Spalart-Allmaras não mostrou este pico pois não previu a segunda bolha. Com relação ao pico máximo o modelo LES Dinâmico mostrou melhor desempenho que os modelos RANS.

Na estação $x/c = 0,125$ (Figura 7.11b), nota-se que o valor experimental de $u'u'$ é menor que o dado na estação anterior. Isto é devido à diminuição do efeito da segunda bolha de recirculação, que se estende somente até $x/c \cong 0,06$. Esta redução de $u'u'$, que também pode ser observada na Figura 7.12 referente a κ , está associada com a difusão das estruturas turbulentas que foram observadas na camada cisalhante perto do bordo de ataque. Como o modelo LES Dinâmico previu um comprimento da bolha secundária maior, mostrou um aumento do valor de $u'u'$. Nas simulações RANS, o modelo Spalart-Allmaras mostrou mais uma vez o fraco desempenho devido à excessiva difusão da turbulência (Launder & Sadham, 2001) e a falta de uma equação de transporte para o cálculo de κ , o que leva a não incorporar o termo associado as flutuações referentes a pressão dinâmica no modelo para as tensões normais (Eq. 3.20). Já o modelo SST demonstrou o melhor resultado. Verifica-se que as curvas obtidas para o distribuição de $u'u'$ pelos dois modelos de turbulência e medidas experimentalmente, para esta estação, sofrem um alargamento do pico, pois há o engrossamento da camada cisalhante livre. A medida que as curvas se aproximam da superfície da placa, os dados experimentais e os modelos LES Dinâmico e SST mostram baixos níveis de energia cinética turbulenta, que é um resultado de relaminarização da camada de limite invertida.

Entre $x/c = 0,250$ e $x/c = 0,625$, os resultados experimentais indicam que a energia cinética turbulenta na camada cisalhante livre continua aumentando (Figuras 7.11 e 7.12) e que a taxa de mistura máxima ainda não foi alcançada. A camada cisalhante prevista pelo modelo SST alcança o equilíbrio local prematuramente, pois a hipótese de Bradshaw (1967) reduz a quantidade de tensão turbulenta cisalhante e, conseqüentemente, a produção de κ . O modelo LES Dinâmico demonstrou o melhor resultado comparativamente com os dados experimentais, porém com níveis de turbulência menores que os experimentais.

Entre $x/c = 0,625$ e $x/c = 0,875$ (Figuras 7.11f e 7.11h), observa-se que os dados experimentais mostram que há uma diminuição dos valores de $u'u'$. Nesta região, a camada cisalhante encurva-se na direção da superfície da placa, desacelerando até o ponto de recolamento. Os resultados do modelo LES Dinâmico para as flutuações da velocidade vertical (Figura 7.13) confirmam que há um decréscimo desta quantidade.

Analisando os resultados das estatísticas de segunda ordem $u'u'$ e $v'v'$, verifica-se que neste caso, o modelo LES Dinâmico superestima a conversão desta energia $v'v'$ para os componentes $u'u'$ e $w'w'$, acarretando num valor um pouco maior de $u'u'$ e κ , como pode ser notado na Figura 7.11g para $x/c = 0,750$. O modelo SST não consegue simular esta transferência de energia do componente vertical para os componentes paralelos à superfície da placa, pois assume a isotropia devido à viscosidade turbulenta. Para modelar este processo é necessário um modelo de turbulência RANS que simule melhor a anisotropia, como um modelo de tensão algébrico ou um modelo de fechamento de segunda-ordem. Em $x/c = 0,875$ (Figura 7.11h), os dados de Crompton (2001) e os perfis do modelo LES Dinâmico mostram os maiores valores de turbulência adjacentes à placa, demonstrando que a região de recolamento possui um alto nível de turbulência.

As Figuras 7.13 e 7.14 apresentam os perfis de $v'v'$ e $u'v'$, respectivamente, obtidos através dos modelos de turbulência. Comparando-se os perfis de $u'u'$ (Figura 7.11), e $v'v'$ (Figura 7.13), observa-se que a previsão dos modelos SST e Spalart-Allmaras corresponde a um escoamento isotrópico. Nas primeira e segunda estações (Figuras 7.13a e 7.13b), o modelo LES Dinâmico mostrou um maior valor de $v'v'$, pois é capaz de simular melhor a maior intensidade de turbulência provocada pela separação da camada cisalhante no bordo de ataque. Nas outras estações, o modelo SST apresenta incorretamente maiores valores de $v'v'$ do que o modelo LES Dinâmico, pois a direção principal do escoamento sugere que esta componente tenha menores valores de flutuação quando comparados com $u'u'$.

Com relação a tensão cisalhante de Reynolds $u'v'$ (Figura 7.14), os modelos de turbulência demonstraram concordância entre si. Apenas na primeira estação o modelo LES Dinâmico apresentou um valor de pico maior que os outros. Cabe notar, mais uma vez, que apesar do excessivo amortecimento das tensões normais, o modelo Spalart-Allmaras apresenta resultados compatíveis para $u'v'$, pois seu equacionamento através da hipótese de Boussinesq independe do valor de κ .

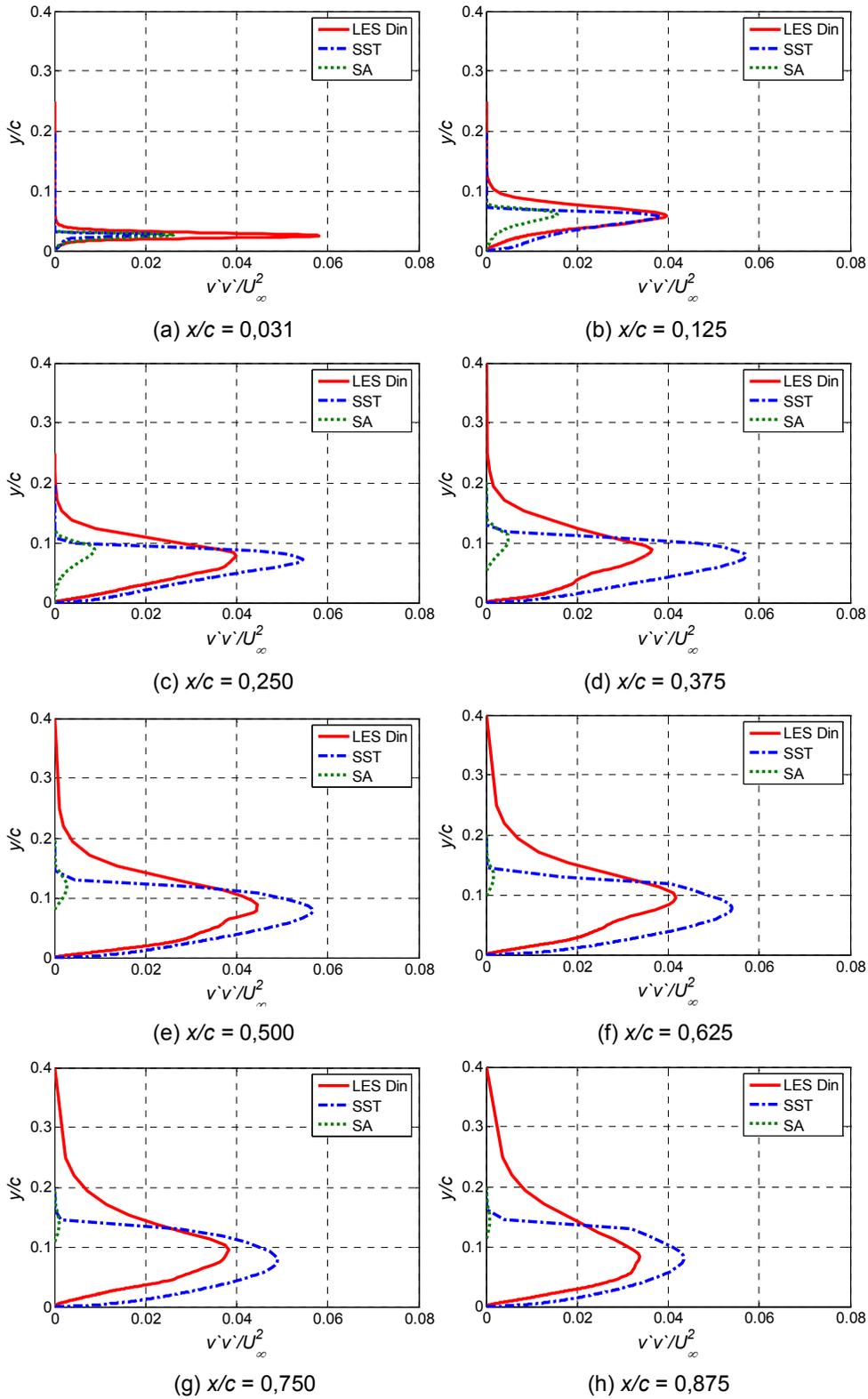


Figura 7.13 – Perfis de $v'v'/U_\infty^2$: Comparação entre LES e RANS. $\alpha = 5^\circ$.

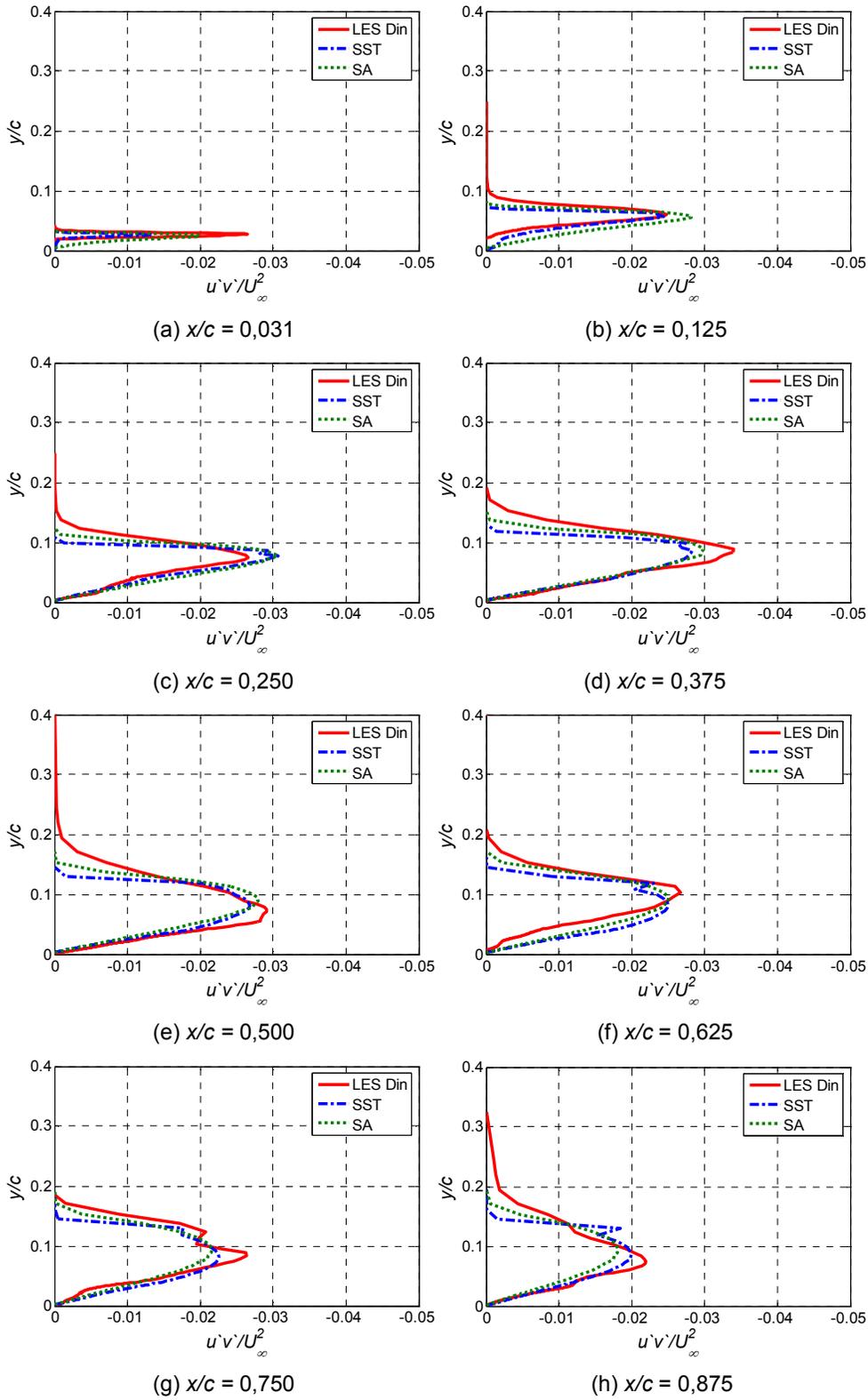


Figura 7.14 – Perfis de $u'v'/U_\infty^2$. Comparação entre LES e RANS. $\alpha = 5^\circ$.

As Figuras 7.15, 7.16 e 7.17, apresentam os contornos das grandezas de segunda ordem para os modelos Spalart-Allmaras, SST e LES Dinâmico, respectivamente. Para o modelo LES Dinâmico, apresenta-se também o contorno de $w'w'$.

A partir de uma análise da Figura 7.15, fica nítido, como nos casos anteriores de $\alpha = 1^\circ$ e 3° , que há uma tendência ao cálculo de menores valores das tensões normais de Reynolds para o modelo Spalart-Allmaras, além da isotropia já mencionada.

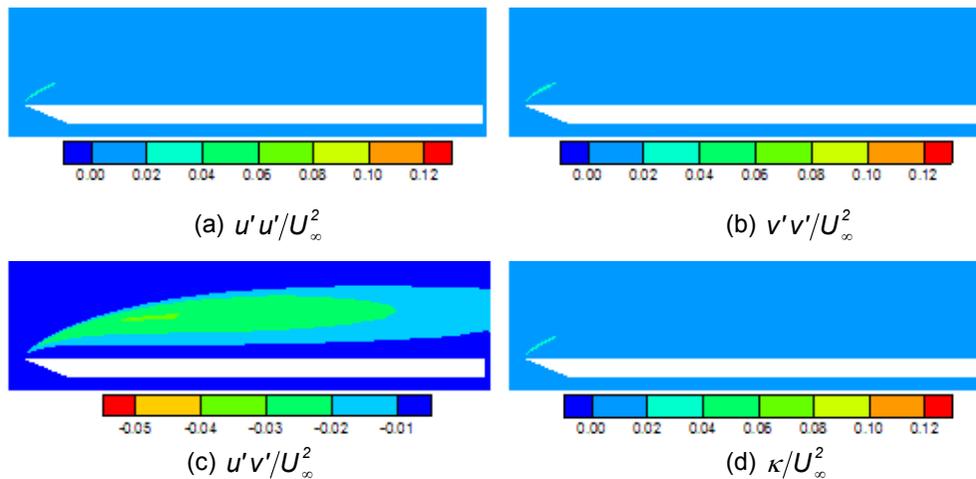


Figura 7.15 – Contornos das estatísticas de segunda ordem – Spalart Allmaras. $\alpha = 5^\circ$.

Analisando os resultados obtidos pelo o modelo SST (Figura 7.16) pode ser visto que os níveis de energia cinética turbulenta começam a ser ampliados um pouco mais a jusante da extremidade chanfrada do que o modelo LES Dinâmico (Figura 7.17). Apesar de ser enfatizado neste estudo que os modelos RANS não são de transição, cabe ressaltar que não é verdade afirmar que eles não modelam transição alguma.

Pode-se verificar, nos contornos das grandezas de segunda ordem obtidas pela simulação SST (Figura 7.16), que há uma região inicial bem próximo ao bordo de ataque onde não existe turbulência (ou seja, uma região laminar com as grandezas turbulentas nulas), que passa a ser uma região turbulenta onde os termos de produção das equações de κ e ω são positivos, porém incapazes de modelar o processo de transição adequadamente. Tipicamente, em escoamentos que possuem camada limite em transição, os modelos RANS de duas equações padrões prevêm que a transição aconteça pelo menos a um número de Reynolds que seja a uma ordem de magnitude menor do que o Re

do escoamento (Wilcox, 1998). Assim, observa-se na simulação SST que a transição acontece imediatamente após a separação e muito mais próximo ao bordo de ataque que o informado experimentalmente por Crompton (2001), que menciona que a transição ocorreu a uma distância de aproximadamente $5\% c$.

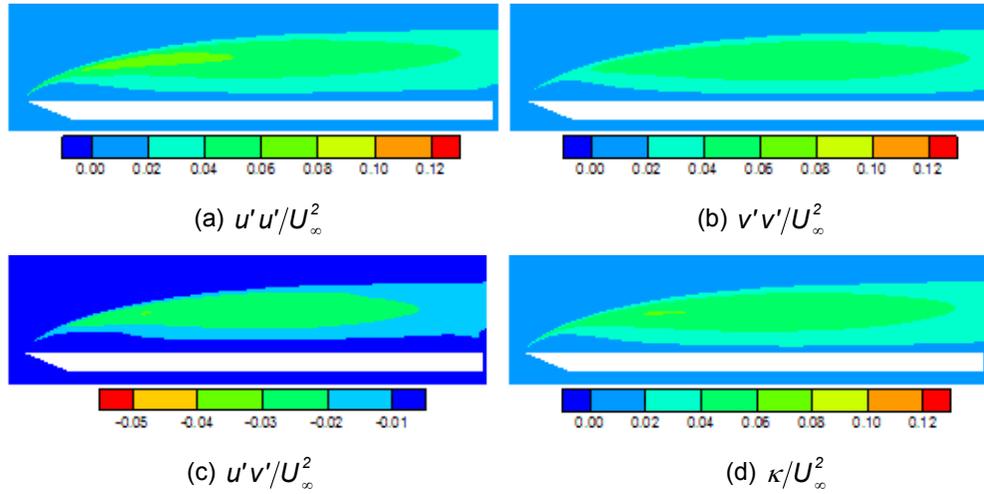


Figura 7.16 – Contornos das estatísticas de segunda ordem – SST. $\alpha = 5^\circ$.

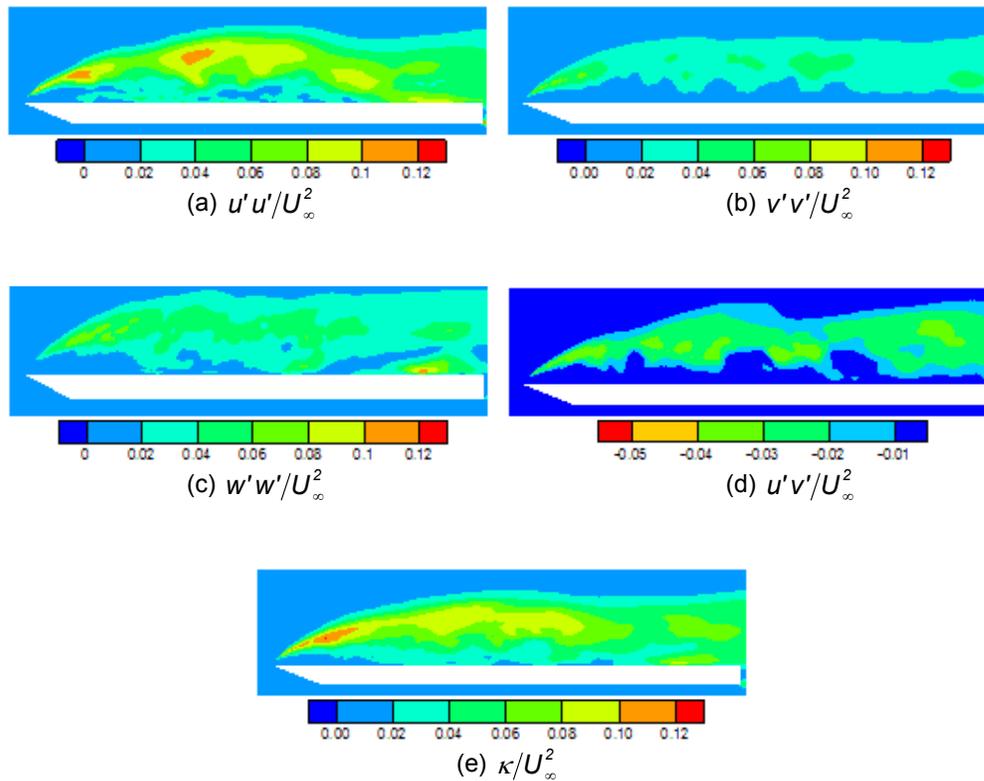


Figura 7.17 – Contornos das estatísticas de segunda ordem – LES Dinâmico. $\alpha = 5^\circ$.

Bem como diagnosticado nos perfis de $u'u'$ e $v'v'$ (Figuras 7.11 e 7.13) referentes ao modelo SST, a Figura 7.16 mostra a fraca anisotropia do modelo SST através dos contornos muito semelhantes dessas grandezas. No modelo LES Dinâmico esta característica não é observada, conforme a Figura 7.17.

Assim como observado nos casos anteriores para $\alpha = 1^\circ$ e 3° , o modelo LES Dinâmico (Figura 7.17) apresenta as distintas características dos principais componentes do tensor de Reynolds, que não são fornecidos pelos modelos RANS, e mostra que os valores de $u'u'$ são maiores que $w'w'$ e $v'v'$, conforme esperado.

Uma outra característica marcante, que pode ser observada nos contornos do modelo LES Dinâmico, é o pequeno acréscimo dos componentes $u'u'$ e $w'w'$ na região do recolamento. Conforme comentado anteriormente, a energia de $v'v'$ é distribuída pelos componentes paralelos à placa, na região do recolamento, que é para onde a camada cisalhante livre está direcionada.

Um último comentário referente aos resultados por todos os modelos, apresentados nas Figuras 7.15, 7.16 e 7.17, refere-se à condição de impermeabilidade da placa, onde tem-se a impressão de “flutuação” dos contornos de $u'u'$, $v'v'$ e $u'v'$.

7.3. Coeficiente de Pressão

A Figura 7.18 apresenta as curvas do coeficiente de pressão sobre a placa para os modelos de turbulência e para o caso experimental.

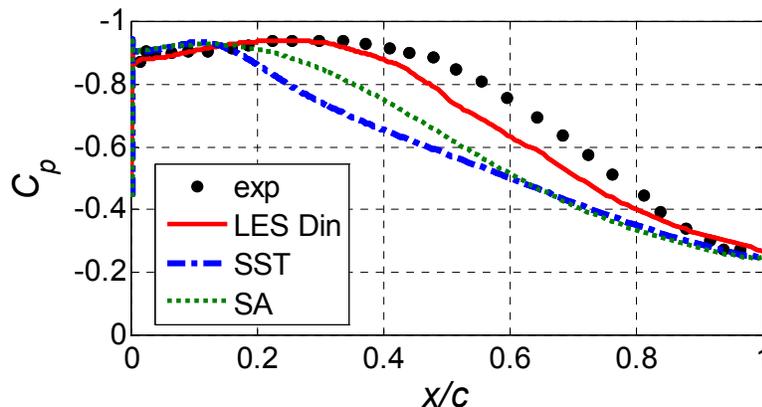


Figura 7.18 – Coeficiente de pressão - C_p . Comparação entre LES e RANS. $\alpha = 5^\circ$.

Conforme explicado anteriormente, o fluxo reverso no interior da bolha de recirculação é acelerado a partir do ponto de recolamento. Devido à conservação da massa, há a necessidade da entrada de um complemento de fluido através da camada de mistura, que está presente em toda a vizinhança da bolha principal. Assim, a velocidade reversa reduz a pressão estática sob a camada de cisalhante, aumentando o seu dobramento para a superfície.

O modelo LES Dinâmico calcula a taxa de mistura na camada cisalhante livre melhor que os modelos RANS, segundo os perfis e contornos das grandezas de segunda ordem mostrados na seção anterior. Desta forma, o LES Dinâmico possui velocidade média maior no interior da recirculação principal, causando menor pressão estática do que os outros modelos de turbulência nesta região, como pode ser visto na Figura 7.18. Conseqüentemente, o dobramento das linhas de corrente apresentado pelo modelo LES Dinâmico será mais acentuado que os outros modelos de turbulência, como pôde ser visto nas Figuras 7.6, 7.7 e 7.8 das linhas de corrente.

Assim como nos casos de $\alpha = 1^\circ$ e 3° , o platô existente no gráfico de C_p , referente da segunda bolha de recirculação, é melhor calculado pelo modelo LES Dinâmico. O modelo SST apresenta este platô menor, porém com o formato da curva do dado experimental, pois a bolha secundária prevista por este modelo foi menor. O modelo Spalart-Allmaras não previu a segunda bolha de recirculação e, conseqüentemente, seu gráfico de C_p apresenta o contorno do platô diferente do dado de Crompton (2001).

Devido à esta melhor captura dos fenômenos envolvidos, o modelo LES Dinâmico apresenta o resultado para o coeficiente de pressão mais próximo ao dado experimental. Acredita-se que um melhor refinamento e arranjo da malha possa melhorar este resultado.

A Figura 7.19 apresenta uma comparação entre os perfis do coeficientes de pressão obtidos experimentalmente e numericamente, para $\alpha = 1^\circ$, 3° e 5° . A coordenada x foi normalizada pelas respectivas distâncias de recolamento (X_R).

Observa-se, através da normalização feita na Figura 7.19, que a distribuição da pressão para os três ângulos de ataque quase colapsam, mostrando bastante similaridade entre os escoamentos. Assim, a posição do recolamento pode ser determinada relativamente à distribuição de pressão e está localizada próxima ao fim da ação do gradiente adverso de pressão.

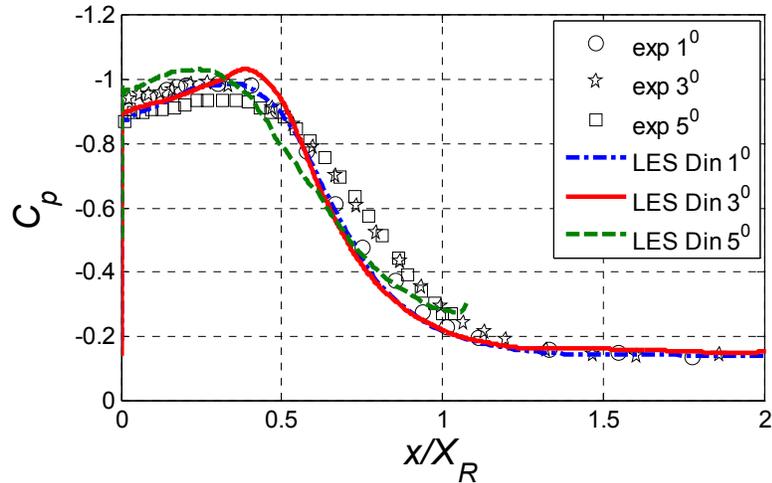


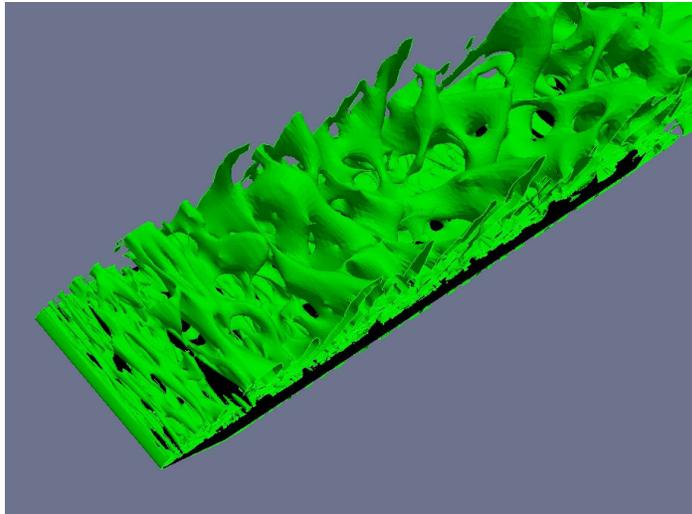
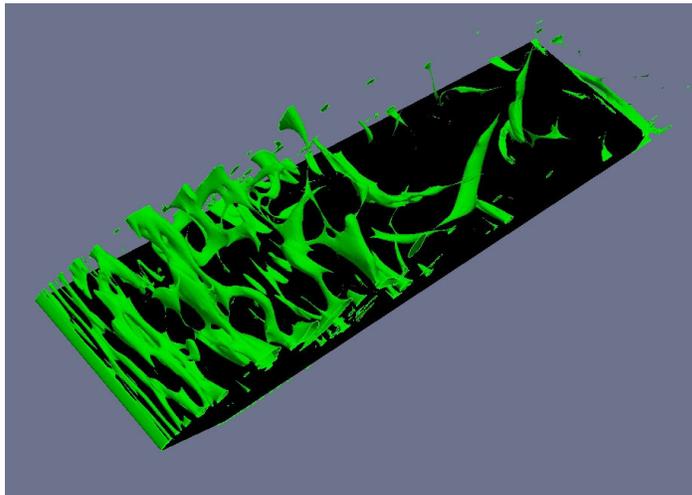
Figura 7.19 – Coeficiente de pressão - C_p . Comparação entre ângulos de incidência.

LES Dinâmico.

O tamanho da região da baixa pressão é sempre próxima ao comprimento de recolamento, pois a procedência desta sucção se deve a necessidade de manter o fluido circulando no interior da bolha, através da geração de força centrípeta. Como X_R depende diretamente de α , a Figura 7.19 mostra indiretamente que para maiores ângulos de ataque o aumento rápido de pressão (declive da curva) ocorre mais afastado do bordo de ataque. Conclui-se também, levando-se em consideração que os valores absolutos da pressão são os mesmos para $\alpha = 1^\circ$, 3° e 5° na Figura 7.19, que as forças de arrasto e sustentação são maiores em placas mais inclinadas em relação à U_∞ , sendo que a força aerodinâmica resultante na superfície superior é diretamente proporcional à distância de recolamento.

7.4. Estruturas Coerentes

O critério Q , que avalia as estruturas coerentes produzidas pelo modelo LES Dinâmico, é apresentado na Figura 7.20. Mais uma vez, o critério Q é apresentado para dois valores normalizados, que valem 0 e 160. Para Q normalizado igual a 0, as isosuperfícies estão presentes em toda a superfície da placa. Para o valor de 160, há a concentração na região na primeira metade da bolha principal.

(a) Critério Q . Valor normalizado: $Qc/U_\infty = 0$ (b) Critério Q . Valor normalizado: $Qc/U_\infty = 160$ Figura 7.20 – Estruturas coerentes analisadas através do critério Q . $\alpha = 5^\circ$.

O *vortex sheet*, correspondente a parte inicial do escoamento sobre a placa que se comporta como laminar, está presente nos contornos referentes aos dois valores apresentados. Um pouco mais a jusante do bordo de ataque, estruturas coerentes retilíneas começam a se desprender. Em seu percurso, em direção ao bordo de fuga, acontece o fenômeno denominado *vortex breakdown*.

A vista lateral das estruturas coerentes, obtidas a partir do critério Q , é mostrada na Figura 7.21. A intensidade da vorticidade confirma que os maiores valores estão próximos ao bordo de ataque.

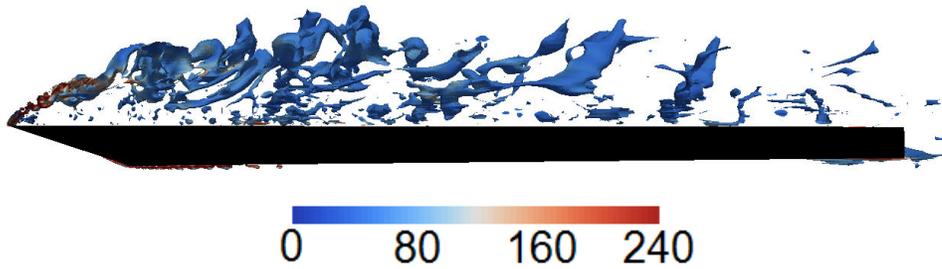


Figura 7.21 – Estruturas coerentes através do critério Q ($Qc/U_\infty = 160$) coloridas pela intensidade da magnitude da vorticidade ($|\omega|c/U_\infty$). $\alpha = 5^\circ$.

As Figuras 7.22 e 7.23 mostram as isosuperfícies relativas aos critérios que incluem regiões com alto módulo de vorticidade e com baixa pressão total, respectivamente.

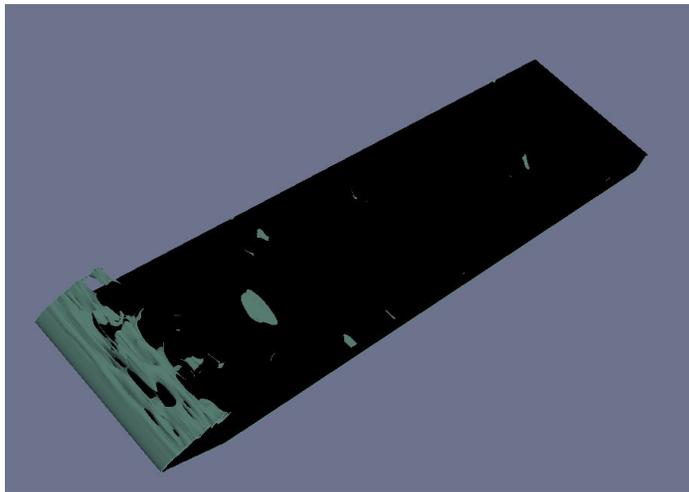


Figura 7.22 – Região de alto módulo da vorticidade. Valor normalizado:

$$|\omega|c/U_\infty = 160. \alpha = 5^\circ.$$

A região laminar (*vortex sheet*) adjacente ao bordo de ataque também está presente nos contornos obtidos pelos dois critérios. O *vortex breakdown* das estruturas retilíneas em outras estruturas grandes e largas do tipo Λ vórtices (Lesieur et al., 2005), podem ser observadas nas isobáricas da Figura 7.23.

Dos três critérios apresentados para visualização das estruturas coerentes, o critério Q foi o que mais demonstrou eficiência em todos os casos de ângulos de ataque apresentados.

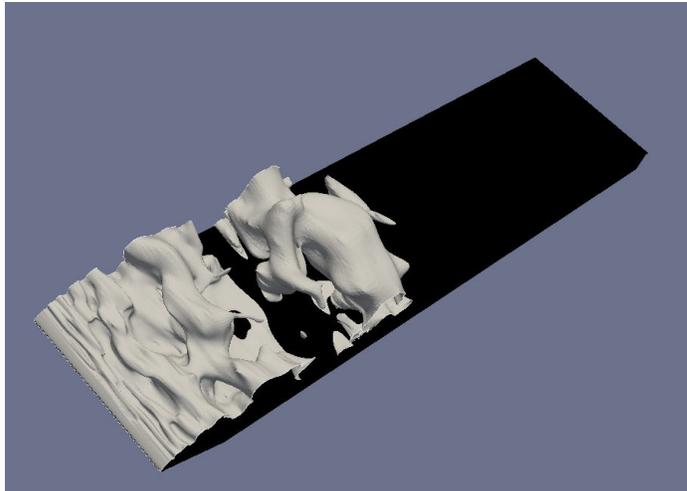


Figura 7.23 - Região de baixa pressão total. Valor normalizado:

$$P/(\rho U_\infty^2) = -0,38 .$$