

5 Ângulo de Incidência de $\alpha = 1^\circ$

O presente capítulo tem por objetivo apresentar e analisar os resultados das simulações realizadas com os modelos baseados em médias de Reynolds (RANS) e Grandes Escalas (LES) para o escoamento turbulento e incompressível com alto número de Reynolds sobre uma placa plana e fina, com ângulos de incidência $\alpha = 1^\circ$. Os resultados referentes aos ângulos de incidência α de três e cinco graus são apresentados nos Capítulos 6 e 7, respectivamente.

Como já mencionado, as simulações foram realizadas com base no trabalho de Crompton (2001), que possui informações sobre a placa plana e fina para ângulos de ataque $\alpha = 1^\circ$ a 5° graus e número de Reynolds $Re = 2,13 \times 10^5$, o qual é definido em função da corda c da placa e da velocidade da corrente livre U_∞ como

$$Re = \frac{U_\infty c}{\nu} = 2,13 \times 10^5 \quad (5.1)$$

A qualidade das simulações é avaliada através de comparações com os dados experimentais fornecidos por Crompton (2001). Os resultados do presente trabalho também são comparados com os resultados numéricos obtidos por Collie et al (2008) e Sampaio (2006), para exatamente a mesma geometria e número de Reynolds. Collie et al (2008) realizou simulações bi-dimensionais, com os modelos RANS $\kappa - \omega$ (Wilcox, 1998) e SST (Menter, 2003), para ângulos de inclinação $\alpha = 1^\circ$ e 3° . Os resultados foram obtidos através do programa CFX (CFX-International, 2003) com o esquema de interpolação *Upwind* de Segunda Ordem e com somente 49625 volumes de controle. Sampaio (2006) obteve resultados tri-dimensionais transientes através de Simulações de Grandes Escalas (LES) com o tradicional modelo de uma equação (Kim & Menon, 1997) e com uma abordagem sub-malha alternativa, denominada f-LES. Ambas as formulações de sub-malha LES encontram-se descritas no Apêndice A, e foram implementadas no software de domínio público OpenFoam. Devido à restrições computacionais, Sampaio (2006) utilizou apenas o ângulo de inclinação $\alpha = 1^\circ$, com um domínio computacional reduzido

(indicado no Apêndice B) e uma malha com 800.000 células, bem menos refinada que as malhas utilizadas neste trabalho. Como esquema de interpolação, Sampaio (2006) empregou a aproximação de Diferenças Centrais.

Os resultados das simulações numéricas apresentadas neste capítulo foram realizadas para o ângulo $\alpha = 1^\circ$, e tiveram por objetivo fornecer informações sobre a versatilidade e eficiência dos diversos modelos de turbulência aplicados e um maior entendimento do fenômeno físico envolvido.

As simulações RANS foram realizadas empregando os modelos Spalart-Allmaras (Spalart & Allmaras, 1992), SST (Menter, 2003) e RSM (Launder, 1989) em regime permanente, bi-dimensional e com o domínio computacional proposto por Collie (2005) e Collie et al (2008).

Os resultados obtidos com os modelos RANS e a declarada necessidade de um domínio com maior número de volumes de controle (Sampaio, 2006), estimularam a realização de simulações com malhas tridimensionais mais refinadas com a utilização da metodologia LES. Foi adotado o modelo sub-malha Smagorinsk Dinâmico (Germano et al., 1991; Lilly, 1992).

5.1.

Dados Experimentais

O trabalho realizado por Crompton (2001) consiste de medidas experimentais do escoamento sobre uma placa plana com pequeno ângulo de incidência. Crompton apresenta um trabalho experimental detalhado sobre a estrutura da bolha formada no escoamento, que vem sendo examinada desde os estudos de Gault (1957) e Newman & Tse (1992). A técnica experimental utilizada para se obter o campo de velocidade e outras grandezas turbulentas foi a Velocimetria Laser Doppler (*Laser Doppler Velocimetry* – LDV). Crompton utilizou sondas de pressão estática colocadas sobre a placa para registrar as pressões na superfície.

Para o experimento em túnel de vento foi utilizada uma placa com 160 mm de corda, 800 mm de envergadura e 6 mm de espessura, feita de aço para proporcionar maior rigidez. A extremidade principal da placa foi chanfrada a 20 graus para prover uma ponta em forma de faca, proporcionando a separação da camada cisalhante livre logo nesta extremidade. Um corte transversal do modelo é ilustrado na Figura 5.1 .

Crompton (2001) adotou número de Reynolds $Re = 2,13 \times 10^5$ para os experimentos em túnel de vento, além de disponibilizar dados para ângulos de

ataque $\alpha = 1^\circ, 2^\circ, 3^\circ, 4^\circ$ e 5° . Em $\alpha = 5^\circ$ os experimentos mostraram que o escoamento está separado em quase todo o comprimento da corda, e para $\alpha = 6^\circ$ não há mais recolamento.

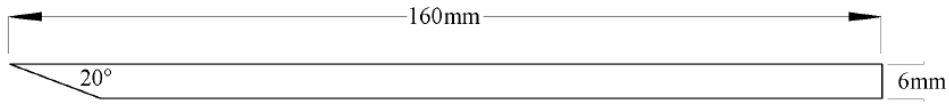


Figura 5.1 – Dimensões da placa utilizada por Crompton.

Crompton (2001) mediu, no túnel de vento de seu experimento e para todo o campo do escoamento, a intensidade de turbulência, definida como

$$I = \frac{\sqrt{\frac{1}{3}(\overline{u_i' u_i'})}}{U_\infty} = \sqrt{\frac{2}{3}} \kappa \quad (5.2)$$

como sendo igual a 0,05 %.

Para ângulo de ataque $\alpha = 1^\circ$, o comprimento da bolha fina e longa medida por Crompton (2001) é igual a 14% do comprimento da corda (comprimento de recolamento). Crompton (2001) informou que o erro máximo nos resultados obtidos através das medições foi de 2%, sem apresentar uma análise profunda de incerteza das medições. Estes erros foram creditados à influência das paredes do túnel de vento e ao próprio processo de medição.

Os perfis de velocidade e grandezas turbulentas (estatísticas de segunda ordem) no interior da camada limite foram obtidos nos experimentos realizados por Crompton (2001) em nove diferentes estações localizadas sobre a placa, conforme a Tabela 5.1 e a Figura 5.2. Crompton (2001) também forneceu dados referentes a distribuição da pressão ao longo da placa. Visando comparar os resultados obtidos com as diferentes simulações com os dados experimentais, estes foram obtidos nas mesmas estações.

Tabela 5.1 – Posição das estações de medição dos perfis de velocidade.

ESTAÇÃO	POSIÇÃO x/c	ESTAÇÃO	POSIÇÃO x/c	ESTAÇÃO	POSIÇÃO x/c
1	0,031	4	0,375	7	0,750
2	0,125	5	0,500	8	0,875
3	0,250	6	0,625	9	1,000

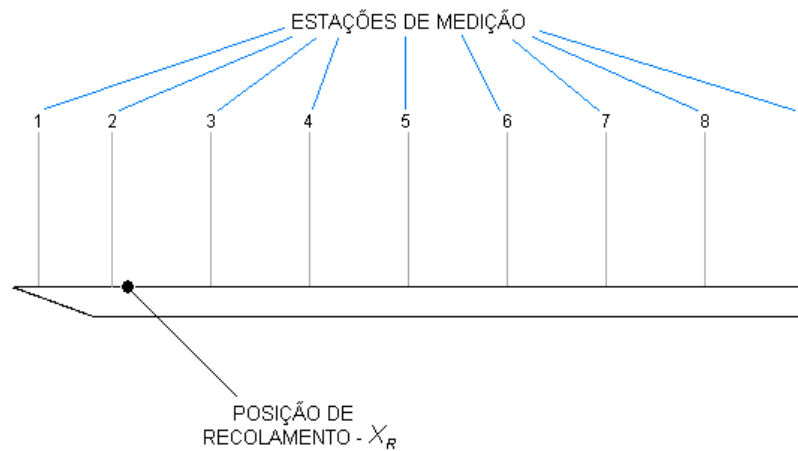


Figura 5.2 – Estações de medição sobre a placa e posição de recolamento para $\alpha = 1^\circ$.

5.2. Domínio Computacional e Condições de Contorno

A Figura 5.3 ilustra o domínio computacional empregado, assim como os tipos de condições de contorno, com a placa com corda c , localizada no interior do domínio. As condições de entrada do escoamento encontram-se a esquerda e abaixo do domínio, enquanto que as condições de saída localizam-se nas fronteiras acima e a direita da Figura 5.3. No caso das simulações RANS, foi adotado um domínio bi-dimensional. Já para as Simulações de Grandes Escalas, utilizou-se um domínio tri-dimensional. Neste caso, o tamanho do domínio na direção da envergadura foi definido como igual a $0,25\ c$, como descrito no Apêndice B.

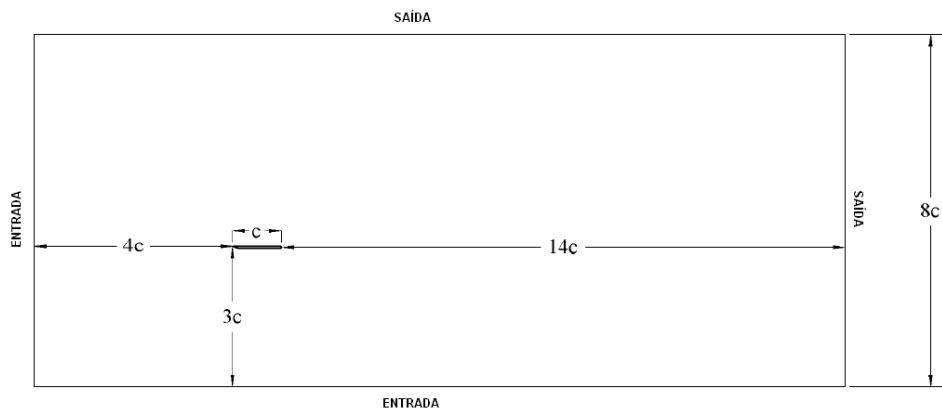


Figura 5.3 – Detalhes do domínio computacional utilizado neste trabalho.

Para definir o tamanho do domínio computacional, assim como a malha a ser utilizada, testes preliminares foram realizados, os quais se encontram detalhados no Apêndice B. Assim como no trabalho de Collie et al. (2008), o domínio apresentado na Figura 5.3 mostrou-se adequado, pois as condições de contorno longe da placa tiveram influências desprezíveis na solução do escoamento próximo à região de interesse.

Para os casos RANS, selecionou-se uma malha não uniforme de 149389 células (denominada malha 150K), as quais são concentradas na região da placa. Já para os casos LES utilizou-se, para os planos x-y, a mesma configuração de malha, sendo que a mesma foi expandida na direção z, com 16 subdivisões, gerando uma malha tridimensional com 2.390.324 volumes de controle, denominada malha 2,4M. Todas as malhas utilizadas foram definidas de forma a garantir $y^+ \leq 1$ (Eq. (3.70)) para o primeiro ponto de malha sobre toda a placa, conforme ilustrado nas Figuras B.3 e B.4 do Apêndice B.

5.2.1. Condições de Contorno

Na entrada do escoamento no domínio computacional, prescreveu-se a velocidade de corrente livre, U_∞ , inclinada do ângulo α em relação à horizontal, visando representar o ângulo de ataque na placa, Eq.] (5.3).

$$\vec{u}_{entrada} = U_\infty \cos(\alpha) \vec{i} + U_\infty \sin(\alpha) \vec{j} + 0 \vec{k} \quad (5.3)$$

Diversos testes foram realizados para identificar a influência da intensidade de turbulência da entrada do domínio nos resultados do presente trabalho e encontram-se ilustrados no Apêndice C. Concluiu-se que o valor da intensidade de turbulência da corrente livre é irrelevante para a determinação do escoamento sobre a placa, devido a elevada geração de turbulência sobre a mesma. Os resultados apresentados neste capítulo para as simulações RANS foram obtidos considerando a intensidade de turbulência da corrente livre igual a 0,001%. Já para os casos LES, desprezou-se a intensidade de turbulência da corrente livre de acordo com o procedimento utilizado por Sampaio (2006).

Nas fronteiras de saída, a pressão manométrica é arbitrada como sendo nula. Para a placa são adotadas as condições de não-deslizamento e impermeabilidade.

Nas simulações tri-dimensionais, empregou-se condição de contorno periódica na direção transversal z.

5.3. Modelos RANS

Os resultados obtidos com os três modelos RANS selecionados e descritos no Capítulo 3 são apresentados a seguir, para o ângulo de ataque $\alpha = 1^\circ$.

Os comprimentos de recolamento (X_R) obtidos com os modelos RANS de Spallart-Allmaras (denominado SA), $\kappa-\omega$ SST (referenciado simplesmente como SST) e Tensões de Reynolds (denominado RSM) encontram-se na Tabela 5.2, juntamente com os valores obtidos por Collie et al (2008), para o modelo $\kappa-\omega$ padrão e SST e com o dado medido experimentalmente por Crompton (2001). Nesta tabela também foi incluído o valor do ponto de recolamento obtido no presente trabalho com o modelo $\kappa-\omega$ SST, com esquema de interpolação *Power-Law*. Todos os outros resultados foram obtidos com o esquema de interpolação de segunda ordem QUICK, enquanto que Collie et al (2008) empregaram o esquema *Upwind de 2a. ordem*.

Tabela 5.2 – Comprimentos de recolamento normalizados (X_R) e os respectivos erros.

	X_R / c	Erro
Experimental Crompton (2000)	0,140	
SA	0,152	8,35 %
SST (QUICK)	0,167	19,3%
SST (Power Law)	0,144	2,86%
RSM	0,137	-2,21%
$\kappa - \omega$ (Collie et al, 2008)	0,184	24,0 %
SST (Collie et al, 2008)	0,149	5,80 %

Analisando a Tabela 5.2 observa-se que todos os modelos superestimaram o valor do ponto de recolamento, com exceção do modelo RSM, que apresentou a melhor previsão desta grandeza. O pior resultado foi obtido com o modelo $\kappa-\omega$ tradicional de Collie et al (2008).

Ainda analisando a Tabela 5.2, observa-se que o valor previsto para X_R com o modelo SST de Collie et al (2008) é maior que o previsto no presente trabalho. Visando identificar a causa desta diferença de desempenho das duas

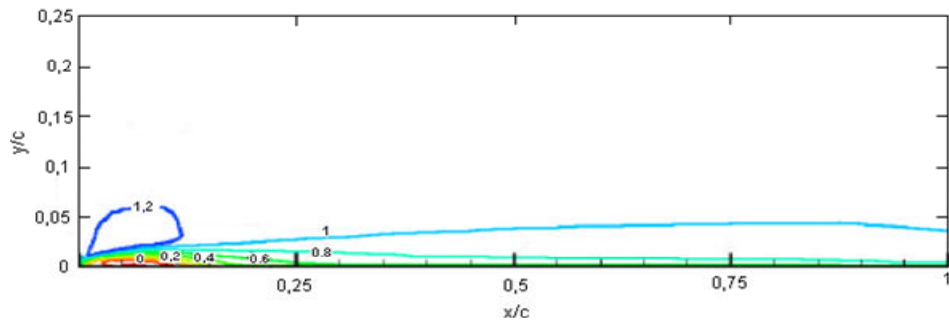
simulações utilizando o modelo SST, investigou-se a influência do esquema de discretização, resolvendo-se o problema com o esquema *Power-Law*. Pode-se observar a melhora significativa na previsão do valor do ponto de recolamento, o que indica que o modelo SST não fornece a difusão necessária para a previsão adequada do escoamento. Ao introduzir uma difusão artificial, com o modelo de ordem inferior, obteve-se uma melhor previsão do tamanho da bolha de recirculação. O melhor resultado obtido por Collie et al (2008) com o esquema *Upwind de 2a. ordem*, corroboram a informação, já que foi utilizada uma malha como aproximadamente 3 vezes menos células do que a malha empregada neste trabalho, e sabidamente reconhece-se que malhas grosseiras introduzem difusão numérica na solução.

Uma vez que a capacidade de previsão correta do ponto de recolamento, não necessariamente indica que as características turbulentas do escoamento foram corretamente modeladas, os resultados apresentados a seguir foram normalizados pelo valor de X_R , de forma que cada dimensão esteja na mesma posição relativa com relação ao ponto de recolamento, conforme recomendado por (Sampaio, 2006; Collie et al., 2008). Exemplificando essa normalização, que vale para todas as dimensões, a posição relativa da estação 1 é $X = 0,031 c (X_{Rnum} / X_{Rexp})$, onde X_{Rnum} e X_{Rexp} são os comprimentos de recolamento obtidos numericamente e experimentalmente, respectivamente. Portanto, sempre que estiver indicado nas figuras as normalizações x/c e y/c significa que estas adimensionalizações incluem o comprimento de recolamento. Se houver a necessidade de se realizar a adimensionalização através do comprimento real, este será indicado por x/c_{exp} e y/c_{exp} .

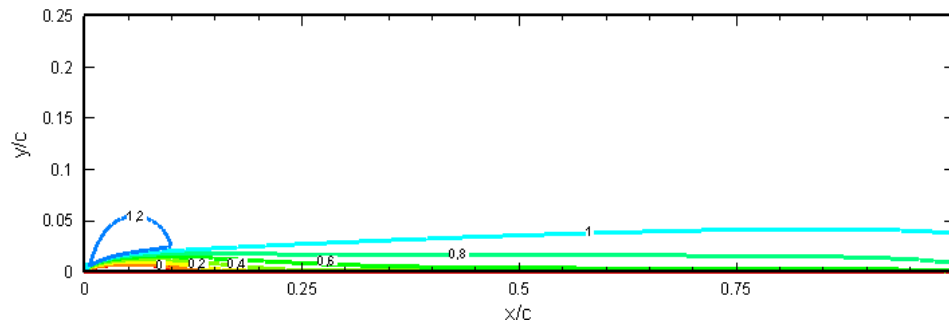
5.3.1.

Campo de Velocidade

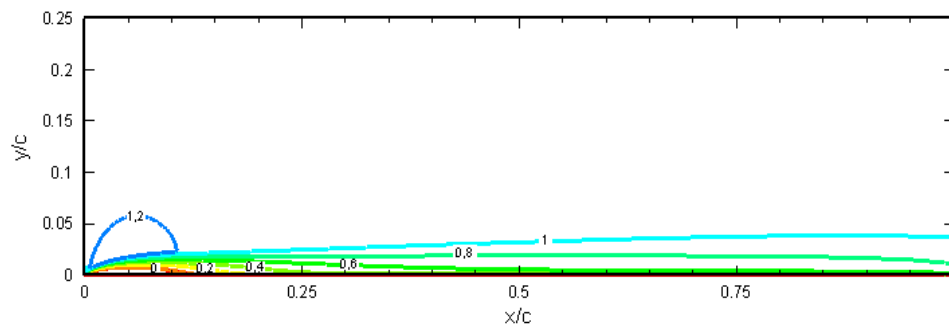
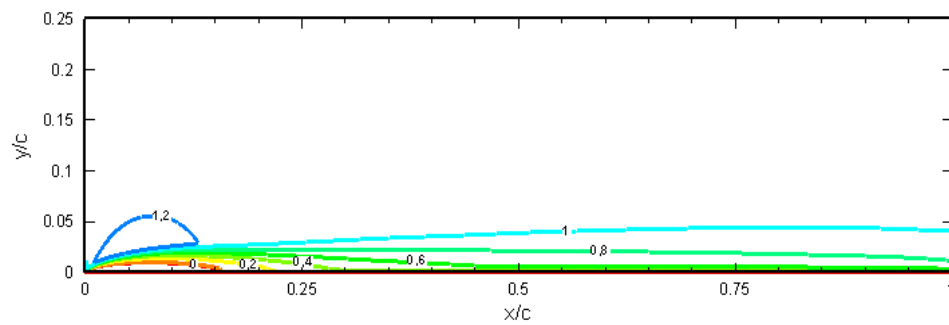
Os contornos de velocidade média u/U_∞ constante, obtidos por Crompton (2001) são apresentados na Figura 5.4, juntamente com os contornos para os três modelos RANS testados. Verifica-se que em geral os modelos RANS estão em concordância com os experimentos realizados em túnel de vento e capturaram o tamanho e a forma da bolha de forma satisfatória.



(a) Experimental (Crompton,2001).



(b) Modelo Spalart-Allmaras (SA).

(c) Modelo $\kappa-\omega$ SST.

(d) Modelo RSM.

Figura 5.4 – Contornos de velocidade média u/U_∞ para $\alpha = 1^\circ$. Modelos RANS.

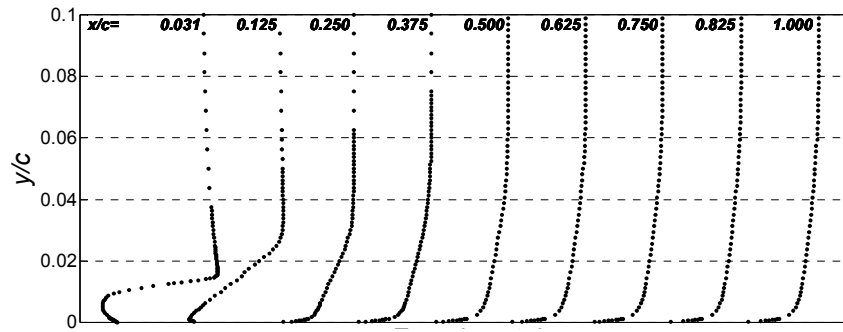
O espaçamento mínimo entre os contornos de velocidade próximos a ponta da placa demonstram a existência de gradientes de velocidade acentuados. A mudança abrupta da velocidade próxima ao bordo de ataque provoca um forte cisalhamento no escoamento. Este fenômeno é comum em muitas geometrias que possuem arestas com pontas, onde o escoamento freqüentemente separa na extremidade afiada gerando uma camada cisalhante livre. Esta camada cisalhante é uma região de mistura entre o escoamento livre e a região com baixa velocidade.

A camada cisalhante é uma importante fonte de turbulência, provocada por instabilidades que surgem entre as camadas de fluido que se movem a diferentes velocidades. A camada cisalhante aumenta lentamente desde a extremidade principal até aproximadamente 5% do comprimento da corda, a partir daí a taxa de crescimento da camada é substancialmente maior. A taxa de crescimento é aumentada devido à transição da camada cisalhante laminar para o regime turbulento.

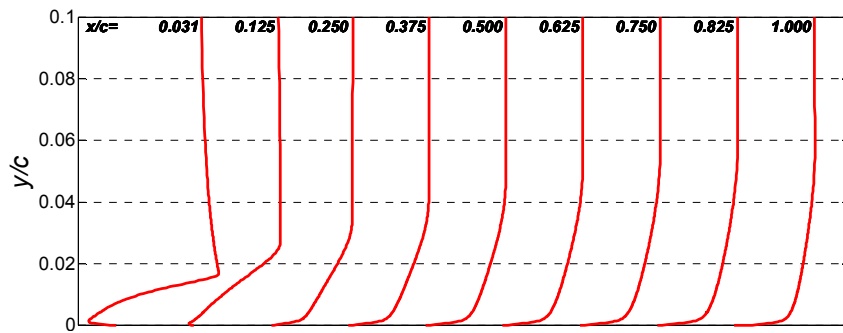
A Figura 5.5 apresenta de forma qualitativa a evolução do perfil de velocidade nas nove estações. Nota-se a reversão do escoamento próximo à borda de ataque seguido do desenvolvimento da camada limite após o recolamento. Todos os modelos apresentaram resultados compatíveis, qualitativamente, com os dados experimentais.

Para $\alpha = 1^\circ$ apenas as duas primeiras estações estão contidas dentro do comprimento de recolamento, conforme a Figura 5.2. A Figura 5.6 mostra os perfis do componente x de velocidade média para estas duas estações.

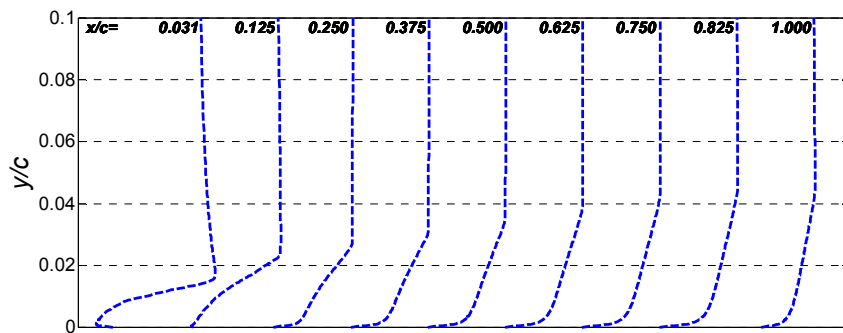
A partir do ponto de recolamento, a parcela de fluido que segue a montante do escoamento é acelerada devido à presença do gradiente de pressão favorável, formando uma camada limite invertida. Os dados experimentais indicam que a máxima velocidade média reversa do escoamento vale $-0,4U_\infty$, localizado próximo do centro da bolha de recirculação. Este movimento inverso do fluido é particularmente energético, pois aproximadamente 95% da camada cisalhante livre é turbulenta (Crompton, 2001). Desta forma, verifica-se um contraste com as bolhas curtas formadas em aerofólios arredondados, onde grande parte da camada cisalhante livre (até 80% do comprimento) é laminar (Gault, 1955), gerando uma velocidade reversa que não ultrapassa o valor de $-0,2U_\infty$.



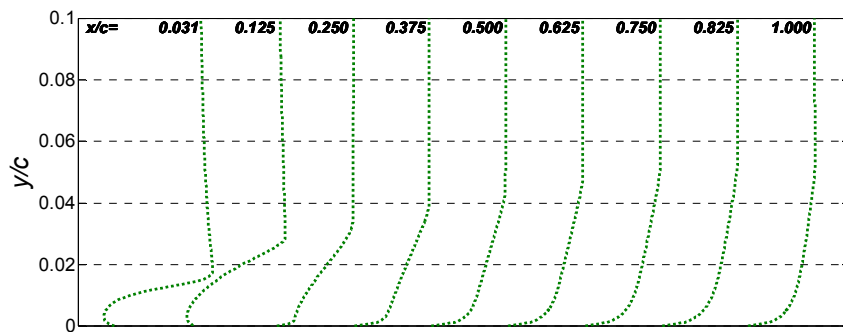
(a) Experimental



(b) SST



(c) Spalart Allmaras



(d) RSM

Figura 5.5 – Evolução dos perfis de velocidade u/U_∞ . Modelos RANS. $\alpha = 1^\circ$

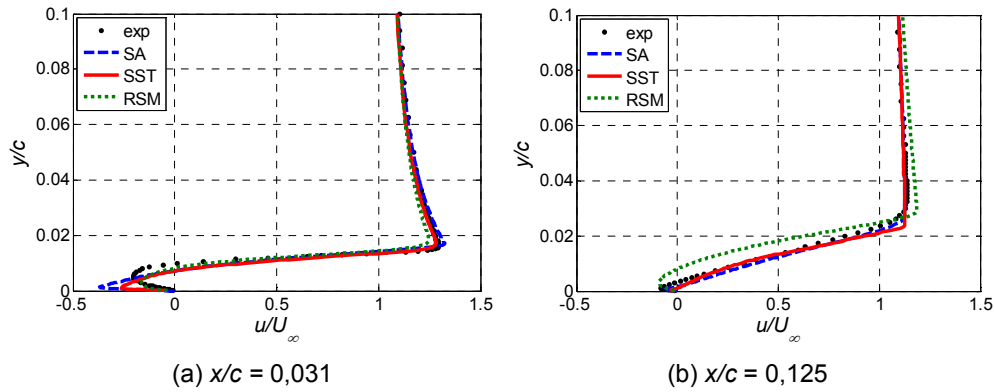


Figura 5.6 – Perfis de velocidade u/U_∞ para as estações antes do recolamento.

Modelos RANS. $\alpha = 1^\circ$

Porém no caso da bolha de recirculação fina a transição antecipada resulta em uma alta taxa de mistura na camada cisalhante livre. Assim, nas fronteiras internas e externas da camada cisalhante são observadas maiores velocidades.

Os modelos Spalart-Allmaras (SA), SST e RSM apresentaram os valores $-0,398U_\infty$, $-0,271U_\infty$ e $-0,171U_\infty$, respectivamente, para máxima velocidade média reversa, os quais são menores que o valor máximo obtido experimentalmente. Esses valores ocorrem próximos ao centro da bolha de recirculação principal. Nos modelos SST e RSM, a taxa de mistura é menor e, assim, a magnitude da velocidade dentro da bolha também é menor. O modelo Spalart-Allmaras amortece muito a energia cinética turbulenta na camada de mistura, conseqüentemente não consegue prever com precisão a transição do escoamento, provocando um pico de velocidade reversa próxima a placa. Isto também poderá ser verificado mais adiante, quando forem apresentados os gráficos e os contornos dos componentes do tensor de Reynolds para este e outros ângulos de ataque.

A parte do escoamento que segue em direção reversa no interior da bolha, para montante, sofre o processo de relaminarização (Crompton, 2001). Este processo é provocado pelo forte gradiente de pressão favorável, que leva a parte interna da camada cisalhante a mostrar características laminares.

A Figura 5.7 mostra o detalhe dos perfis de velocidade na estação 1. O perfil experimental é muito mais laminar do que os calculados pelos modelos de turbulência RANS testados. O modelo RSM por apresentar melhor distribuição das tensões turbulentas no interior da bolha é o que proporciona o perfil mais laminar dentre os modelos RANS estudados.

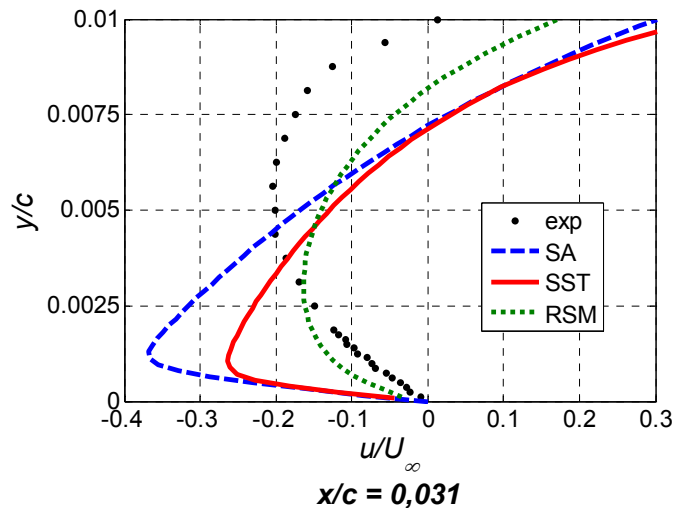


Figura 5.7 – Detalhe do perfil de velocidade u/U_∞ para a estação 1 ($x/c = 0,031$).

Modelos RANS. $\alpha = 1^\circ$

Outro detalhe importante é a presença da bolha de recirculação secundária nos resultados experimentais de Crompton (2001) e que está ausente nos resultados RANS. Este fato está diretamente relacionado aos perfis de velocidade previstos pelas simulações RANS serem mais turbulentos, tornando o escoamento no interior da bolha mais resistente a separação. Assim, nas simulações RANS, a camada limite reversa permanece presa à placa em todo o percurso até a extremidade chanfrada, não ocorrendo a separação secundária.

Os perfis de velocidade a jusante do ponto de recolamento são ilustrados na Figura 5.8. De uma forma geral os resultados obtidos com os modelos RANS mostraram-se coerentes com os resultados experimentais obtidos por Crompton e Barret (2000) e Crompton (2001).

Logo após o recolamento, o perfil da camada limite formado próximo a X_R é diferente de um perfil de camada limite turbulento convencional. Esta camada caracteriza-se por um aumento linear da velocidade desde bem próximo à parede até a fronteira da camada limite (Horton, 1969). A Figura 5.8 mostra que esta camada limite se desenvolve desde o ponto de recolamento, e é acelerada devido ao aumento da taxa de mistura através de sua fronteira superior. Tanto experimentalmente quanto numericamente, a subcamada laminar se desenvolve através de uma região fina com gradientes de velocidade acentuados.

À jusante do escoamento, mais afastado do ponto de recolamento, a camada limite começa a mostrar o perfil típico de uma camada limite turbulenta.

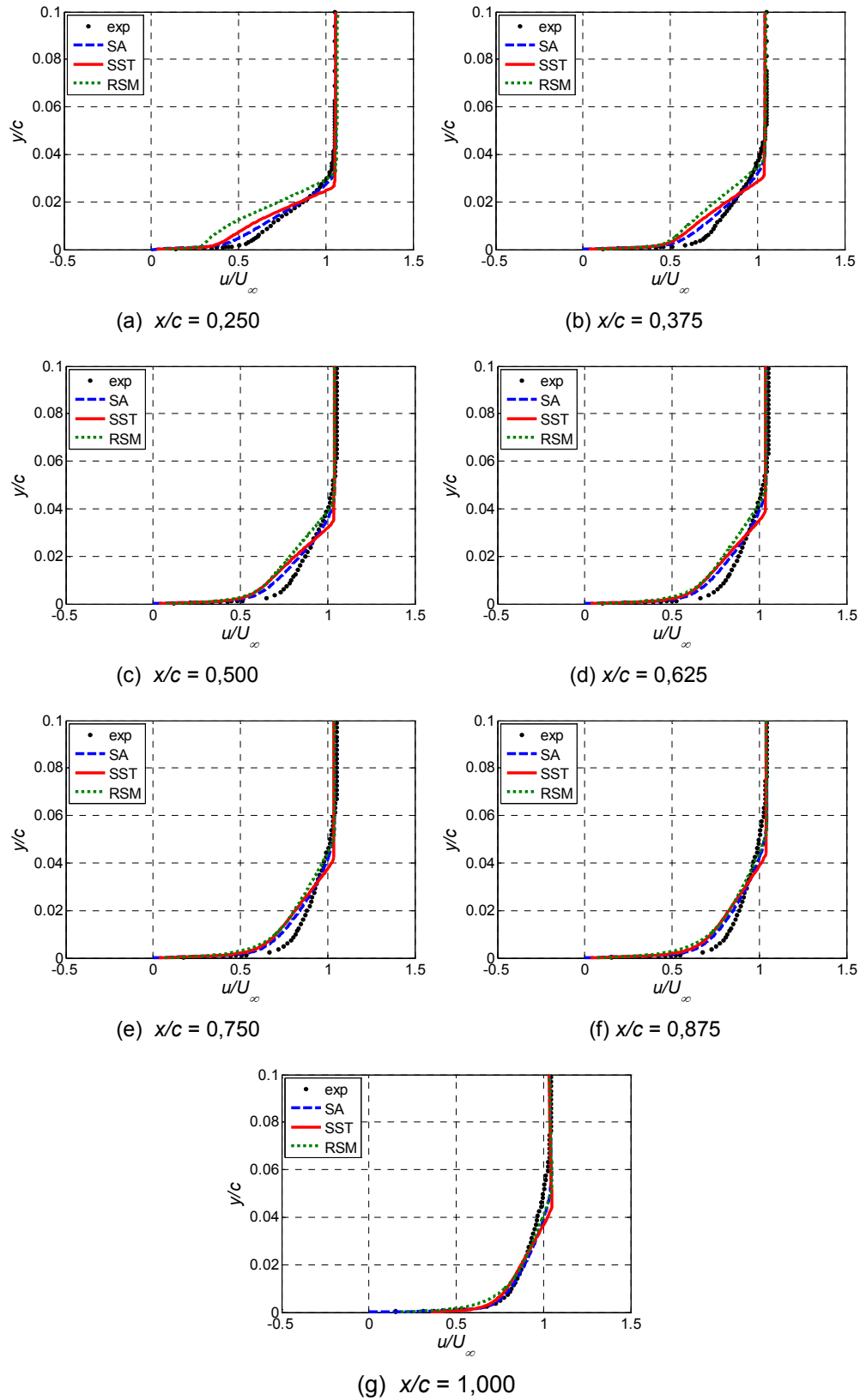


Figura 5.8 – Perfis de u/U_∞ para as estações localizadas após o recolamento. Modelos RANS. $\alpha = 1^\circ$

A Figura 5.9 apresenta o perfil de velocidade em unidade de parede, isto é, a velocidade u é normalizada através da velocidade de atrito u_τ , ou seja

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} \quad (5.4)$$

e utiliza escala logarítmica para y^+ , para a estação 8 ($x/c = 0,875$). O cálculo de u_τ e y^+ são obtidos da eq. (3.70). Nesta Figura 5.9 também se encontra uma camada limite turbulenta, obtida experimentalmente (Österlund, 1999) com gradiente de pressão nulo (*zero pressure gradient - ZPG*). A curva experimental do trabalho de Crompton (2001) não aparece, pois a tensão cisalhante na superfície não foi fornecida.

Como pode ser visto na Figura 5.9, os resultados obtidos pelos modelos Spalart-Allmaras e SST foram bons, mostrando que ambos os modelos concordaram com os resultados para camada limite, na região logarítmica e com o perfil experimental de gradiente de pressão nulo (Österlund, 1999), na região após o recolamento. O modelo RSM não mostrou a mesma eficiência, pois não conseguiu reproduzir o perfil da sub-camada laminar, e que a falha na previsão desta região trouxe consequências para a previsão do escoamento sobre a placa, como é ilustrado a seguir, através da visualização das linhas de corrente na região da bolha.

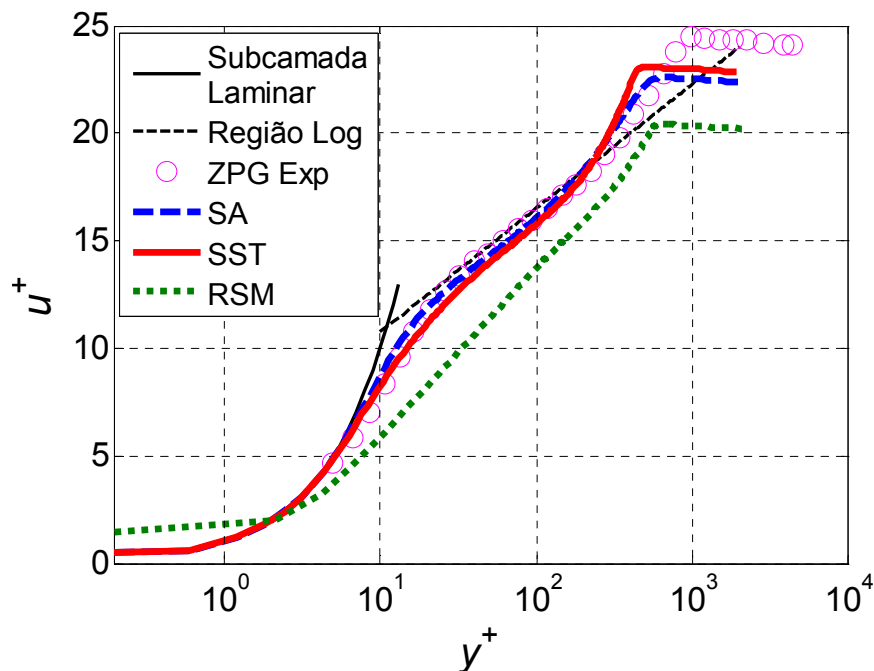


Figura 5.9 – Perfil de velocidade para u^+ em $x/c = 0,875$. Modelos RANS. $\alpha = 1^\circ$

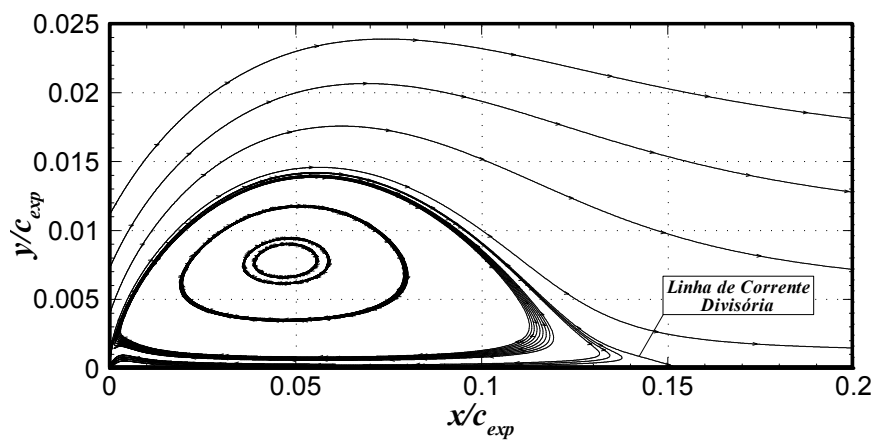
O problema com o modelo RSM pode ser explicado através da Figura 5.10, que mostra as linhas de corrente obtidas com as simulações RANS para as regiões da bolha e de recolamento. Na Figura 5.10 utilizou-se a normalização pelo comprimento da placa original para visualização do comprimento de recolamento. Nota-se que as linhas de corrente obtidas com os modelos SA e SST são análogas, porém, as linhas de corrente para o modelo RSM, apresentam uma curvatura irrealista na direção de montante próximo ao ponto de recolamento (Figura 5.10c). Trata-se de um resultado espúrio, relativo à inclinação para trás da linha de corrente que divide o escoamento no ponto de recolamento e a existência de dobras nos perfis de velocidade próxima a parede.

Hanjalic e Jakirlic (1998) relatam sobre o mesmo tipo de anomalia no resultado obtido utilizando-se o modelo RSM LRR no escoamento sobre um degrau, nas regiões próximas a zona de recolamento. Este problema surgiu no resultado numérico obtido com o modelo RSM para placa plana, mesmo utilizando o tratamento mencionado para região da parede na seção 3.2.2.5.

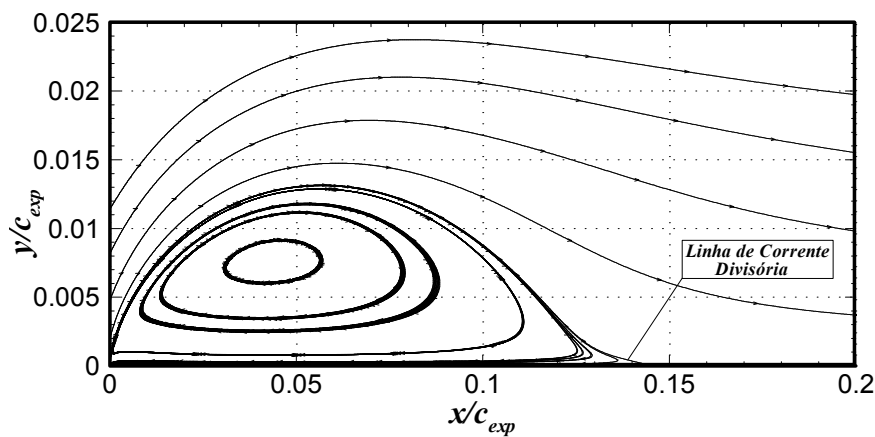
Segundo os relatos de Hanjalic & Jakirlic (1998), este problema parece ser mais evidente quando se utiliza malhas refinadas (caso desta tese). No caso de malhas menos refinadas com utilização de lei de parede logarítmica, há a tendência de se mascarar esta anomalia. Foram discutidas várias possíveis causas da anomalia, incluindo erro numérico e inadequação da lei de parede utilizada, porém concluiu-se, sem identificar a fonte específica do resultado espúrio, que o modelo era inadequado ao uso em escoamentos que possuem camada cisalhante livre.

Em relação às causas da anomalia, Lasher e Taulbee (1992) atribuem em parte a inadequação dos coeficientes do modelo LRR (para o termo de pressão Φ_{ij} , Seção 3.2.2.3), e em parte ao modelo de dissipação viscosa ε_{ij} (Seção 3.2.2.1).

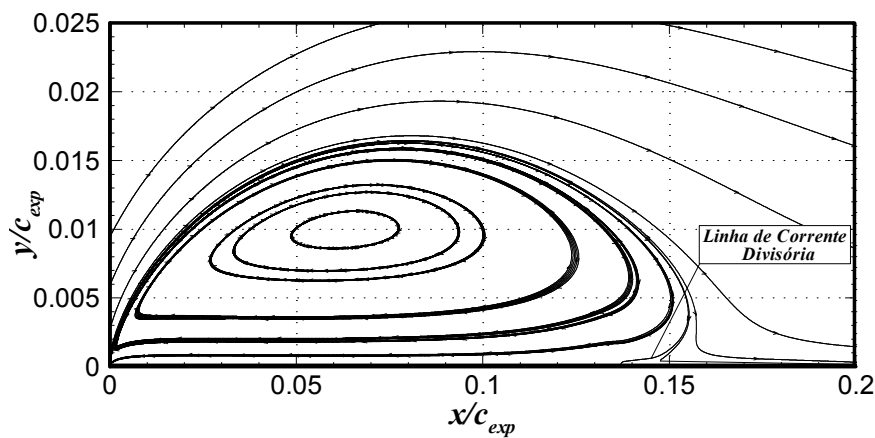
Visando evitar o aparecimento desta anomalia apresentada pelo modelo LRR do termo de pressão, ao utilizar o modelo RSM, investigou-se no presente trabalho outros dois modelos RSM. O primeiro deles é o modelo RSM SSG (Speziale et al., 1991) que adota um modelo quadrático para o termo de pressão Φ_{ij} ; e o outro é um modelo que mescla os modelos RSM e $\kappa - \omega$ (Wilcox, 2006). Em ambos os testes não houve convergência. Esta dificuldade de convergência é explicitamente descrita no trabalho de Lasher e Sonnenmeier (2008), que para conseguir alguns resultados adotou o esquema *Upwind* de Primeira Ordem para interpolação dos termos advectivos.



(a) Modelo Spalart-Allmaras.



(b) Modelo SST.



(c) Modelo RSM.

Figura 5.10 – Linhas de corrente para os modelos RANS. $\alpha = 1^\circ$

Fadai-Ghotbi et al. (2008) também discutem sobre este problema de convergência em simulações transientes (URANS - *Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes*), onde adotaram o esquema *Upwind* de Primeira Ordem e ao final das simulações obtiveram os mesmos resultados que o modelo RSM em regime permanente.

Numa observação final e conclusiva das Figuras 5.4 até 5.10, os perfis de camada limite mostraram que os modelos Spalart-Allmaras e SST obtiveram bons resultados, enquanto o modelo RSM apresentou a anomalia descrita anteriormente, que influenciou todo o escoamento sobre a placa. Porém todos os casos demonstram a necessidade de uma simulação mais robusta para uma previsão da bolha fina com mais detalhes e exatidão, que é o caso da Simulação de Grandes Escalas – LES.

5.3.2. Estatísticas de Segunda Ordem

O campo de velocidade e conseqüentemente o campo de pressão sobre a placa plana dependem diretamente do campo de turbulência presente no escoamento. A turbulência exerce influência significativa no desenvolvimento à jusante do escoamento, principalmente quando a separação é iminente. Conseqüentemente a correta predição das estatísticas de segunda ordem é fundamental para a determinação das características do escoamento. As Figuras 5.11 e 5.12 comparam as estatísticas de segunda ordem $\overline{u'u'}$ obtidas pelos modelos RANS com os dados experimentais para a inclinação $\alpha = 1^\circ$ nas estações antes e após o recolamento, respectivamente.

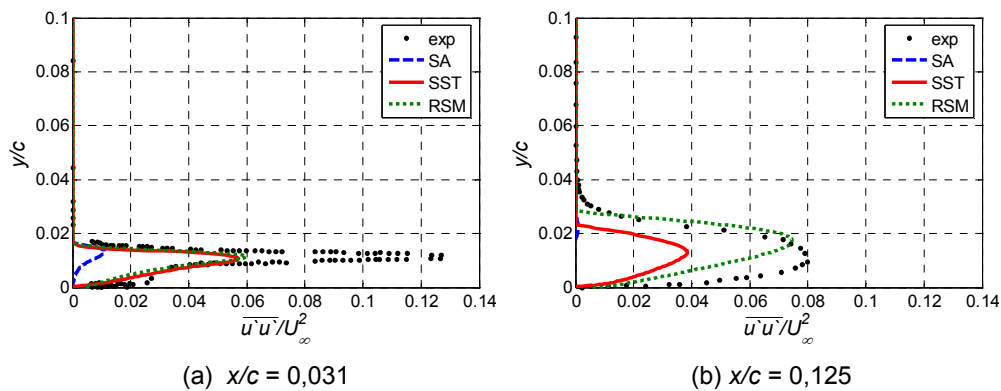


Figura 5.11 – Perfis de $\overline{u'u'}/U_\infty^2$: estações localizadas antes do recolamento.

Modelos RANS. $\alpha = 1^\circ$

Observa-se na Figura 5.11a, que na estação 1 ($x/c = 0,031$), a tendência principal da curva e as rápidas mudanças nas inclinações do perfil de $\overline{u'u'}/U_\infty^2$ próximo a parede não foram bem capturadas por nenhum modelo. Na estação 2 (Figura 5.11b) os modelos SST e RSM apresentam o mesmo comportamento para a tensão turbulenta normal que os dados de Crompton, relativamente ao formato do perfil, mas variando com a intensidade. Nota-se que o modelo SA subestima muito $\overline{u'u'}/U_\infty^2$.

Para as estações após o ponto de recolamento (Figura 5.12) observa-se novamente o péssimo desempenho do modelo SA, e a consistência do modelo RSM, o qual acompanha a intensidade da tensão normal de Reynolds. Verifica-se ainda que os picos de $\overline{u'u'}$ acontecem mais próximos à parede nos dados experimentais que em todos os modelos analisados. Na região próxima à parede, observa-se um desvio nos resultados RSM, ocasionado pelo comportamento anômalo do escoamento próximo ao ponto de recolamento.

Analisando os gráficos das Figuras 5.11 e 5.12 observa-se que o modelo RSM foi superior aos outros dois modelos considerados, pois de um modo geral, a magnitude e a forma das curvas previstas pelo modelo de transporte das tensões de Reynolds foram melhores quando comparado com os outros modelos. Isto era esperado, pois $\overline{u'u'}$ é calculado através de sua equação de transporte, diferente dos modelos Spalart-Allmaras e SST. Nota-se ainda, que o modelo de Spalart-Allmaras (SA) não consegue prever $\overline{u'u'}/U_\infty^2$, a qual é praticamente desprezível em todas as estações. O modelo Spalart-Allmaras usa uma função de amortecimento viscoso para representar melhor a subcamada laminar e a camada amortecedora, mas esta característica resulta em uma diminuição da taxa de mistura e, conseqüentemente, a menores níveis de turbulência próxima a parede. Porém, a principal razão do modelo SA sub-prever as tensões de Reynolds normais é devido ao fato do modelo não possuir um termo para representar a pressão dinâmica das flutuações (Eq. 3.20), que é predominante neste cálculo.

O modelo SST apresenta resultados intermediários entre SA e RSM. Na região da camada limite turbulenta o modelo SST usa o modelo $\kappa - \omega$ padrão na região próxima à parede, e através de uma função de mistura passa a utilizar o modelo $\kappa - \varepsilon$ na região externa a camada limite. No interior da camada cisalhante livre o modelo SST sofre grande influência do modelo $\kappa - \varepsilon$ e, portanto a equação de transporte de ε é resolvida nesta região, resultando em menor dissipação da turbulência, levando a uma previsão maior no nível total de turbulência na camada cisalhante livre, o que de fato melhora os resultados

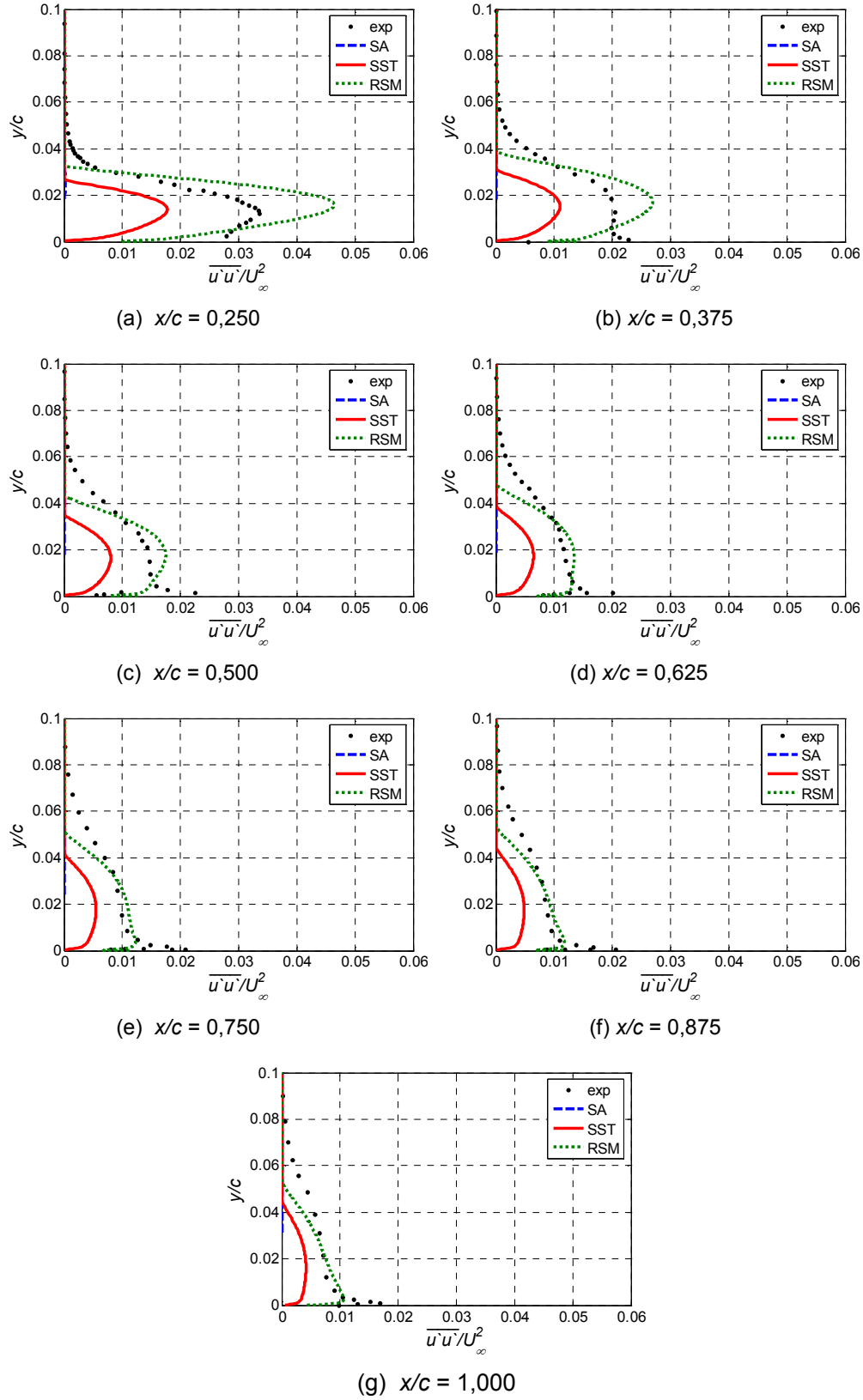


Figura 5.12 – Perfis de $\overline{u'u'}/U_\infty^2$: estações localizadas após o recolamento.

Modelos RANS. $\alpha = 1^\circ$

do modelo SST. Este efeito está compensando parcialmente a inabilidade do modelo em simular o aumento da taxa de mistura na camada cisalhante livre.

As Figuras 5.13 e 5.14 comparam as tensões normais de Reynolds $\overline{v'v'}$ obtidas pelos modelos RANS para a inclinação $\alpha = 1^\circ$ nas estações antes e depois do recolamento, respectivamente. Infelizmente não há dados experimentais disponíveis para a comparação destes modelos RANS, relativos aos componentes $\overline{v'v'}$ e $\overline{u'v'}$ do tensor de Reynolds.

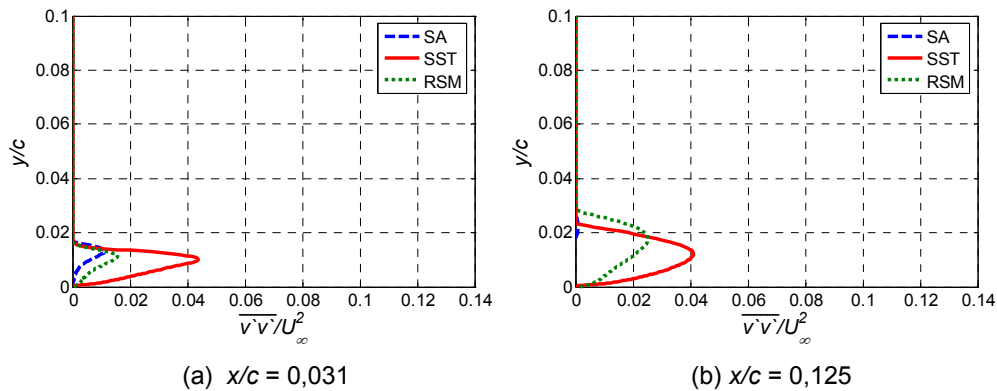


Figura 5.13 – Perfis de $\overline{v'v'}/U_\infty^2$: estações localizadas antes do recolamento. Modelos RANS. $\alpha = 1^\circ$

Observa-se, comparando as Fig. 5.11a e Fig. 5.13a, correspondentes a primeira estação, que o modelo SA não consegue prever a anisotropia do escoamento, prevendo iguais tensões de Reynolds normais, $\overline{u'u'}$ e $\overline{v'v'}$. Nas outras estações o modelo SA não consegue prever as tensões turbulentas normais, como já discutido.

Analisando a Figura 5.14, verifica-se que os modelos SST e RSM apresentam perfis semelhantes de $\overline{v'v'}$, porém somente o modelo RSM consegue melhor previsão da anisotropia do escoamento, uma vez que não adota a hipótese de Boussinesq.

Como visto anteriormente (Figura 5.10), todos os modelos RANS não capturaram a segunda bolha de recirculação. Porém, além dessa deficiência, os modelos Spalart-Allmaras e SST produzem pouca quantidade de informações devido à utilização da hipótese de Boussinesq, que resume toda a complexidade das estruturas turbulentas por meio de uma única constante escalar, que é a viscosidade turbulenta ν_t . Isso significa que o tensor de Reynolds está sempre alinhado com o tensor taxa de deformação, o que não acontece na prática, a não ser para estruturas muito pequenas (isotrópicas), como no caso da viscosidade molecular.

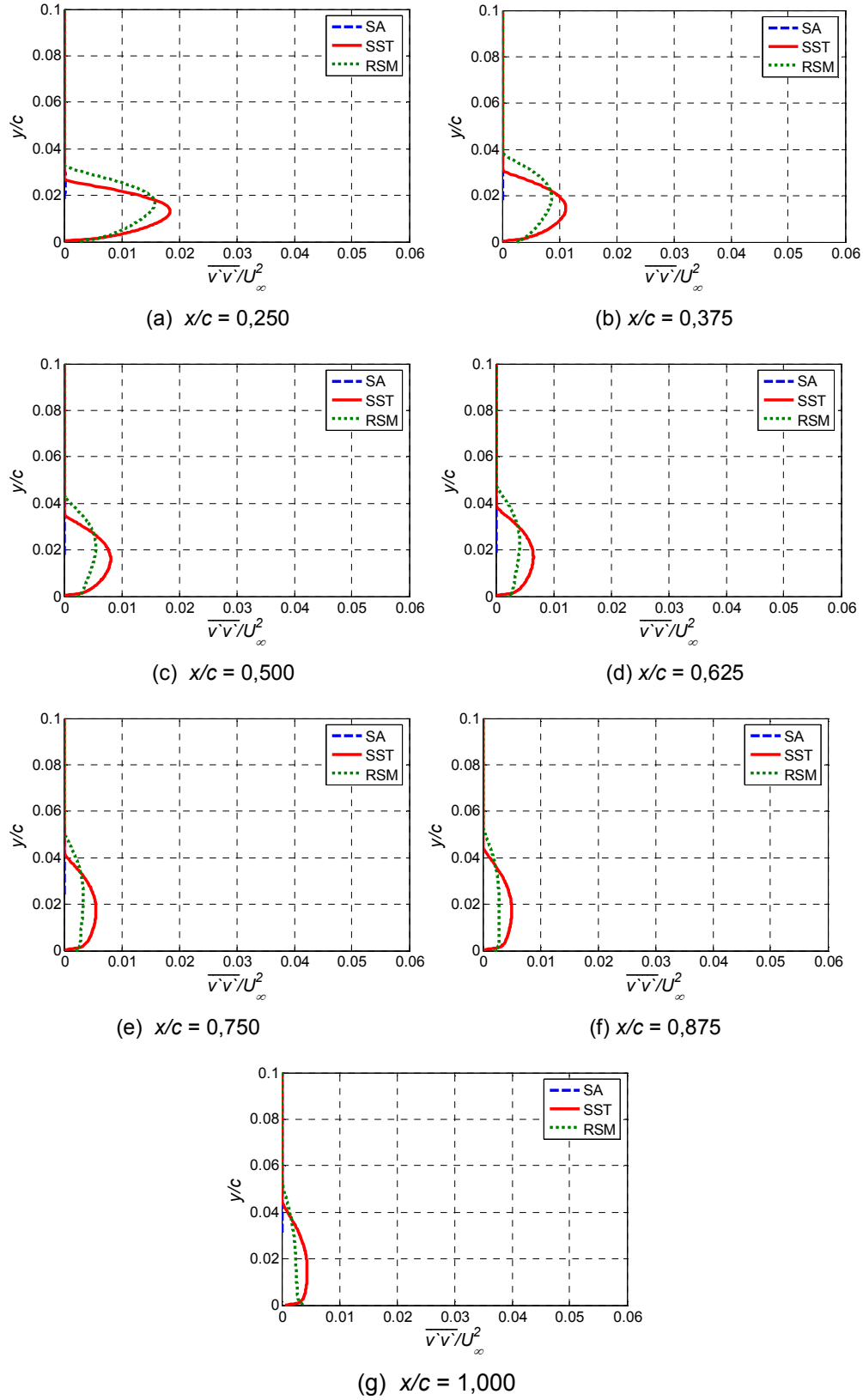


Figura 5.14 – Perfis $\overline{v'v'}/U_\infty^2$: estações localizadas após o recolamento. Modelos RANS.

$$\alpha = 1^\circ$$

As curvas das tensões cisalhantes de Reynolds $\overline{u'v'}$ calculadas pelos modelos Spalart-Allmaras, SST e RSM são apresentadas nas Figuras 5.15 e 5.16, para $\alpha = 1^\circ$ nas estações antes e depois do recolamento, respectivamente. Novamente, não há dados experimentais disponíveis para $\overline{u'v'}$.

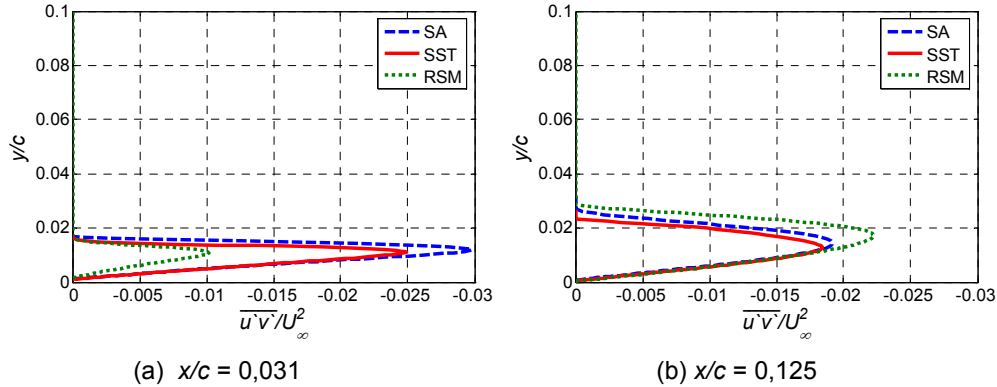


Figura 5.15 – Perfis de $\overline{u'v'}/U_\infty$: estações localizadas antes do recolamento. Modelos RANS. $\alpha = 1^\circ$

Na estações $x/c = 0,031$ e $x/c = 0,125$ (Figura 5.15) os modelos RANS mostram um pico de tensão cisalhante $\overline{u'v'}$. Este fato torna difícil a formação da segunda bolha de recirculação, conforme comentado anteriormente. O modelo Spalart-Allmaras apresenta o maior pico apenas na estação $x/c = 0,031$, mas nas outras estações este valor é menor que os outros modelos. O modelo RSM mostra que na primeira estação e em quase todo o interior da bolha a tensão cisalhante é menor que os outros dois modelos, porém próximo à região de recolamento e na região a jusante da bolha esta tendência se inverte. O modelo SST exibe valores intermediários entre os modelos RSM e Spalart-Allmaras.

Numa análise geral, os resultados para a tensão cisalhante de Reynolds $\overline{u'v'}$, relativos aos três modelos RANS, mostraram-se mais compatíveis entre si do que os resultados apresentados para as tensões normais ($\overline{u'u'}$ e $\overline{v'v'}$). Devido a esta observação, Heschl et al. (2005) propôs um modelo RSM híbrido onde as tensões normais são calculadas através de suas respectivas equações de transporte e a tensão cisalhante ($\overline{u'v'}$) obtida através da hipótese de Boussinesq. Os resultados deste modelo RSM híbrido mostraram-se compatíveis com resultados experimentais relativos ao clássico problema do jato incidente, demonstrando um menor esforço computacional e maior estabilidade quando comparado ao modelo RSM tradicional. Em simulações futuras é possível investigar o desempenho deste modelo para prever o escoamento ao redor da placa plana.

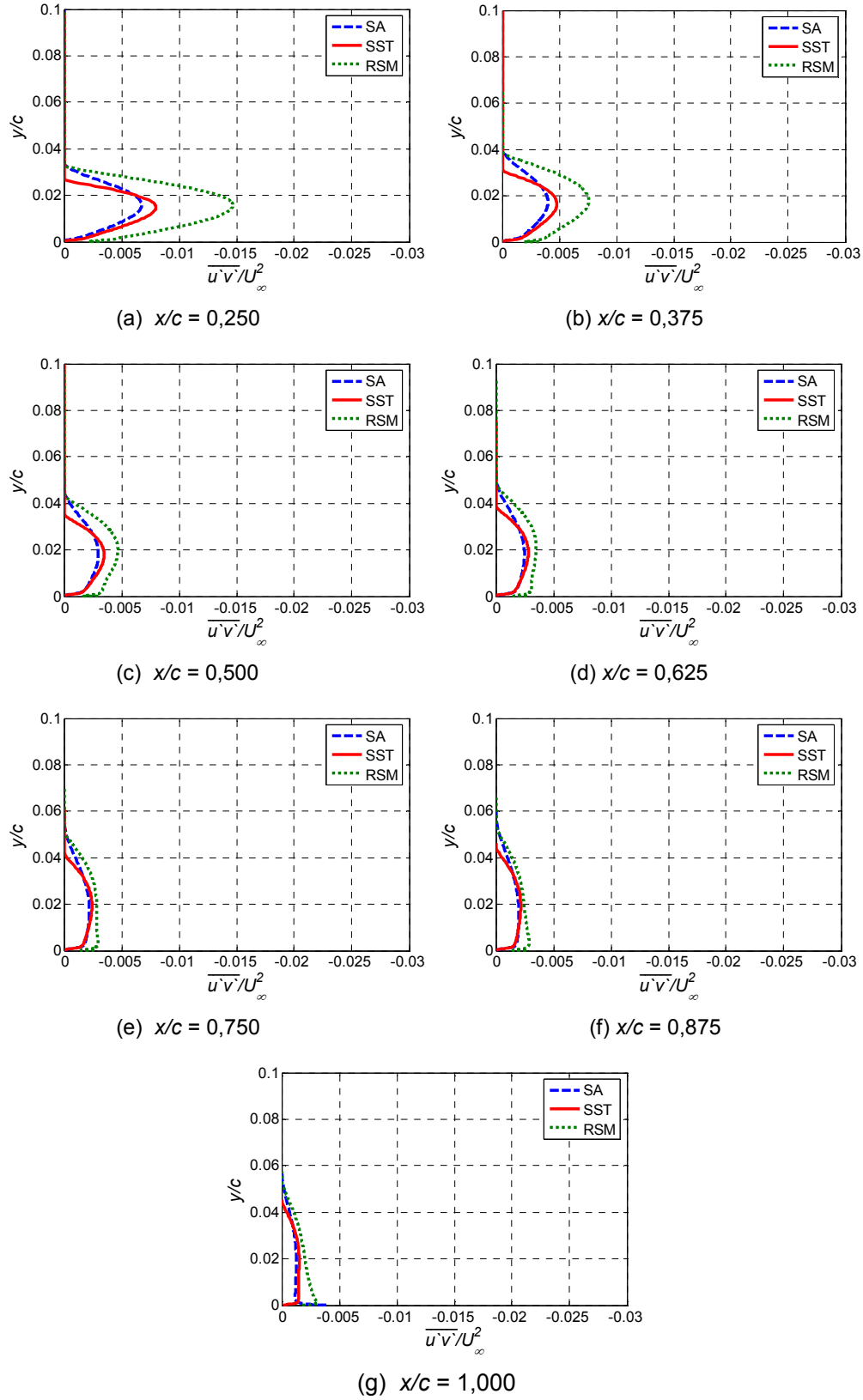


Figura 5.16 – Perfis de $\overline{u'v'}/U_\infty$: estações localizadas após o recolamento. Modelos RANS. $\alpha = 1^\circ$

As Figuras 5.17, 5.18 e 5.19 apresentam os contornos para os componentes $\overline{u'u'}$, $\overline{v'v'}$ e $\overline{u'v'}$ do tensor de Reynolds.

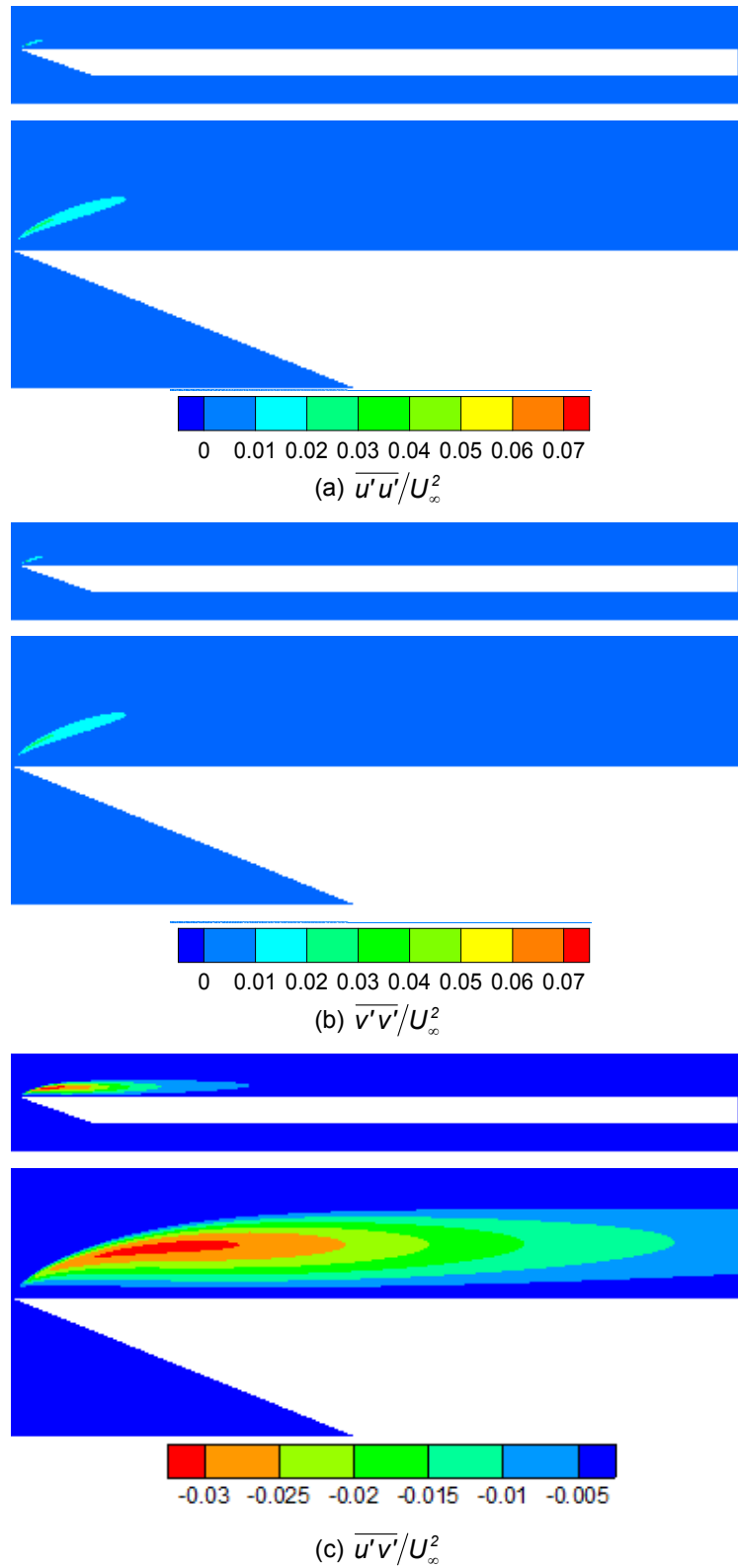


Figura 5.17 – Contornos das tensões de Reynolds - modelo SA ($\alpha = 1^\circ$).

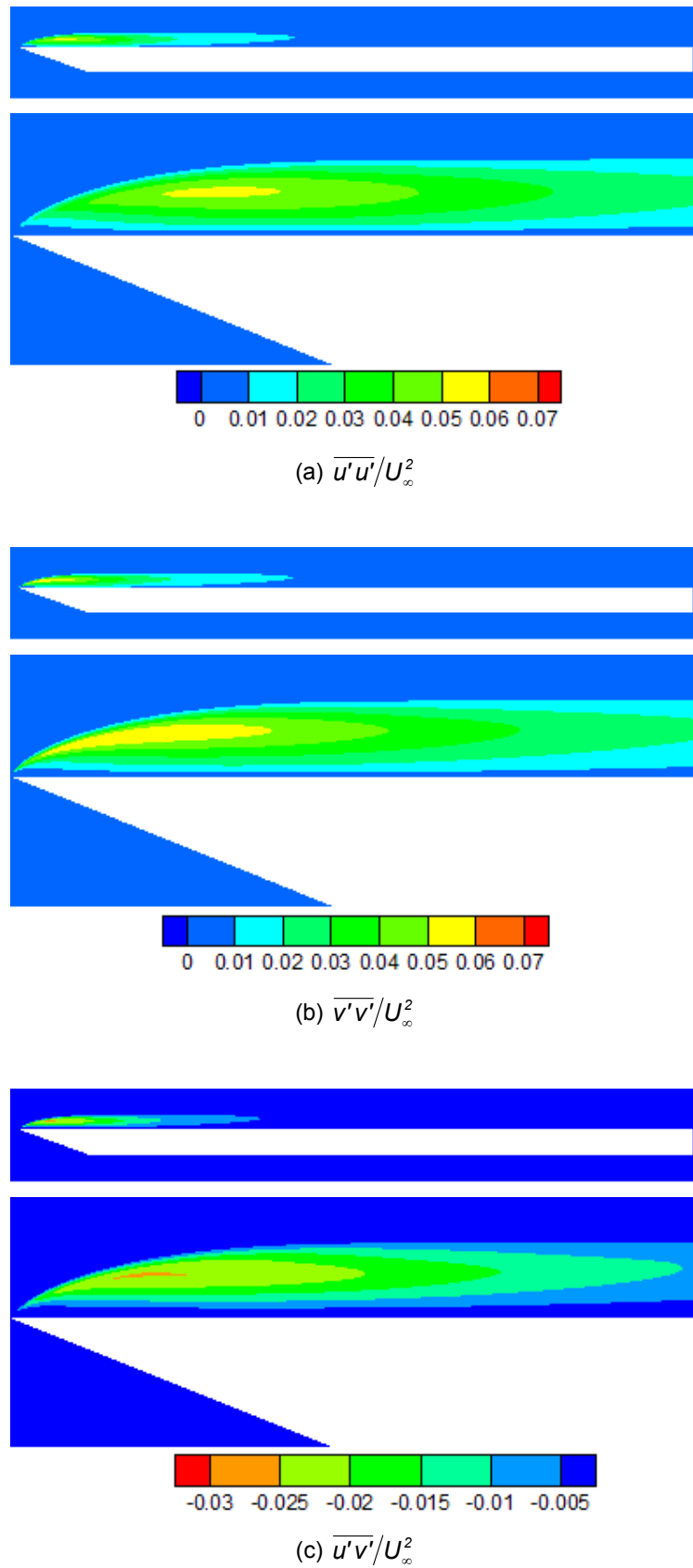


Figura 5.18 – Contornos das tensões de Reynolds - modelo SST ($\alpha = 1^\circ$).

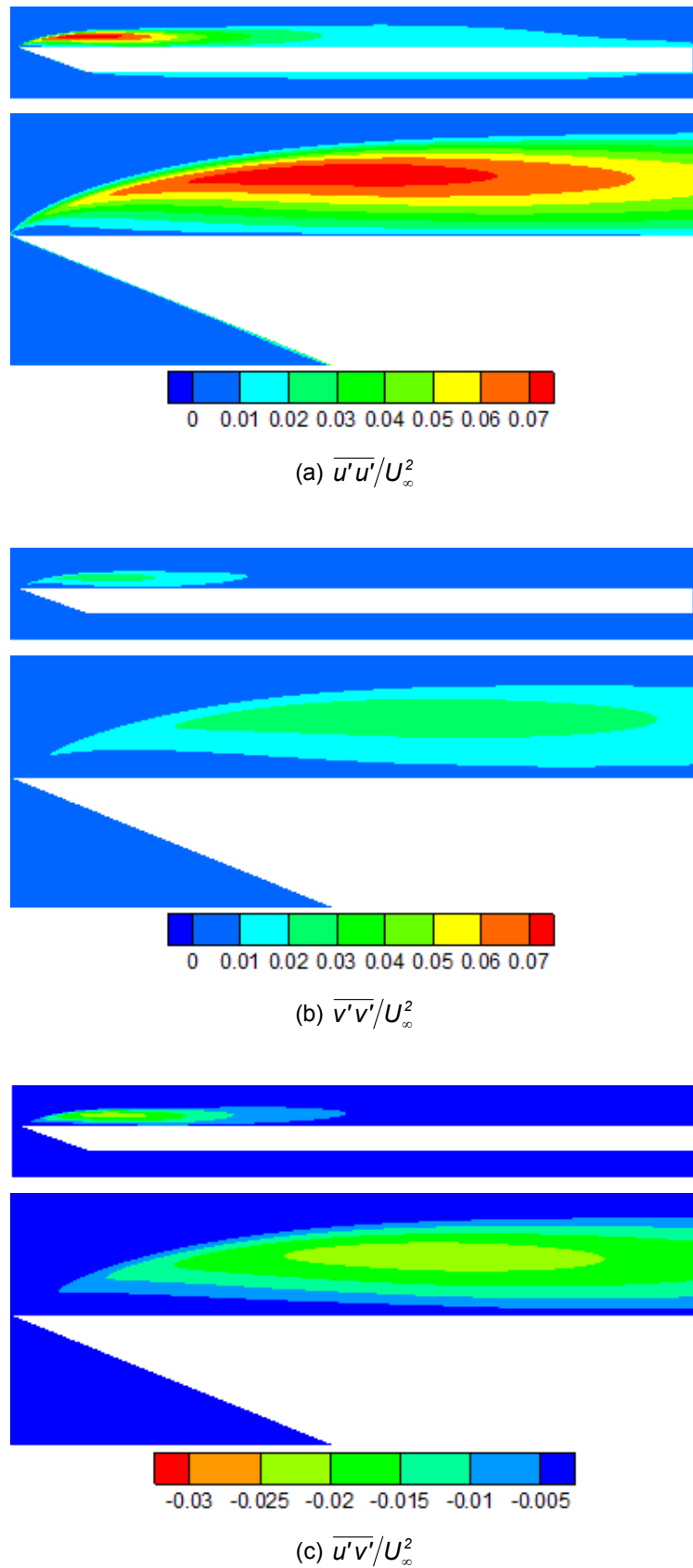


Figura 5.19 – Contornos das tensões de Reynolds - modelo RSM ($\alpha = 1^\circ$).

Pode-se verificar mais uma vez, nos contornos a seguir, que os modelos Spalart-Allmaras e SST são mais isotrópicos em relação as tensões normais, diferentemente do modelo RSM. Como verificado anteriormente, o modelo Spalart-Allmaras prevê o menor valor para as tensões normais.

5.3.3

Coeficiente de Atrito e de Pressão

A Figura 5.20 apresenta o coeficiente de tensão de cisalhamento ou coeficiente de atrito superficial (C_f) para os modelos RANS em estudo, sendo

$$C_f = \frac{|\tau_s|}{0,5 \rho U_\infty^2} \quad (5.5)$$

onde τ_s é a tensão cisalhante na parede.

Na Figura 5.20, observa-se que o ponto das curvas onde $C_f = 0$ é o ponto de recolamento. Antes do ponto de recolamento, o maior valor da tensão cisalhante é para o modelo Spalart-Allmaras, pois possui a maior velocidade reversa nesta região, quando comparado com os outros modelos (Figura 5.6). Após o recolamento, o modelo RSM assume os maiores valores, e como visto na Figura 5.9 não consegue reproduzir o perfil universal de velocidade após o recolamento.

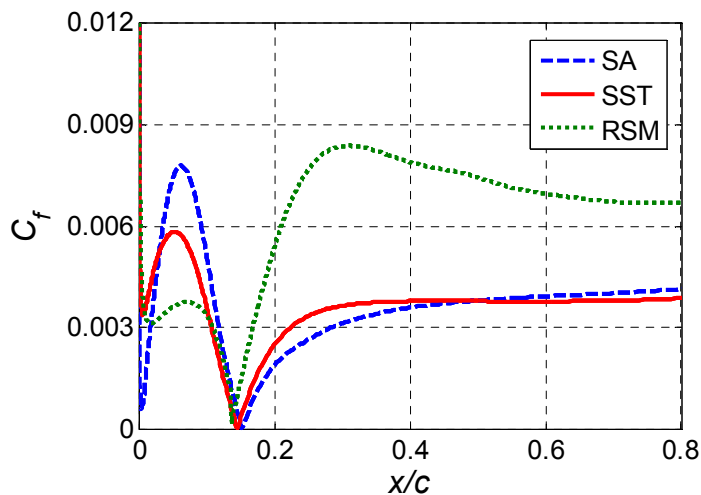


Figura 5.20 – Coeficiente de atrito superficial para $\alpha = 1^\circ$. Modelos RANS.

A distribuição de pressão é analisada através do coeficiente de pressão, que é definido por

$$C_P = \frac{p - p_\infty}{0,5 \rho U_\infty^2} \quad (5.6)$$

onde p é a pressão estática e p_∞ é a pressão na corrente livre.

A Figura 5.21 apresenta a variação do coeficiente de pressão ao longo da superfície superior da placa. Mais uma vez os modelos RANS são comparados com os dados experimentais.

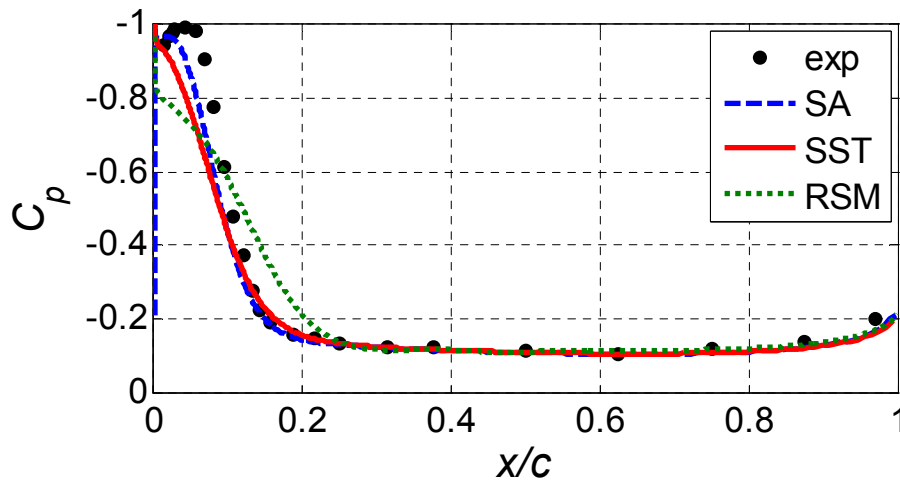


Figura 5.21 – Coeficiente de pressão para $\alpha = 1^\circ$.

Estes resultados confirmam a tendência dos perfis de velocidade obtidos na Figura 5.6, ou seja, como os modelos de turbulência obtiveram maiores velocidades próximos à parede na região da bolha, então é de se esperar que a distribuição de pressão nesta região seja menor.

Nenhum dos modelos RANS foi capaz de capturar corretamente a formação da zona de recirculação, que apresenta uma visível sucção dentro desta região. Aparentemente, os modelos Spalart-Allmaras e SST apresentam o mesmo tipo de deficiência intrínseca que resulta em um mínimo de pressão próximo da extremidade chanfrada, seguido por uma rápida queda no coeficiente de pressão, que deveria ser sustentado por um pouco mais de tempo segundo o resultado experimental. O modelo RSM demonstra mais uma vez a influência da anomalia no resultado do coeficiente de pressão, pois a forma da curva reflete o comportamento espúrio provocado pelo modelo na região de recolamento.

Nos dados experimentais a pressão diminui a jusante da extremidade principal e alcança um mínimo em torno de $x/c \cong 0,065$. Os modelos RANS

mostram um pico de sucção menor e inclinado. Estes modelos não experimentam a diminuição gradual da pressão sobre a porção frontal da primeira metade da bolha, que é visualizada no resultado experimental, devido à inabilidade dos modelos de turbulência em prever o local correto da transição e em solucionar a região de recirculação secundária. Estes resultados mostram a necessidade de uma investigação deste caso através de um modelo mais robusto, como a Simulação de Grandes Escalas (LES), apesar de ser muito mais onerosa computacionalmente.

Concluindo esta seção, os modelos de turbulência Spalart-Allmaras (Spalart & Allmaras, 1992), SST (Menter, 2003) e RSM (Launder, 1989) foram aplicados para determinar o escoamento incompressível sobre uma placa plana fina com uma aresta chanfrada a uma inclinação de $\alpha = 1^\circ$. Os resultados foram comparados com dados experimentais de Crompton (2001). Os perfis de velocidade foram coerentes com os resultados experimentais; porém nenhum dos modelos RANS captou a segunda bolha de recirculação e uma correta taxa de mistura na camada cisalhante livre, provocando desvios nos resultados dos campos de velocidade e pressão na região da bolha.

A falha na previsão do comportamento correto do escoamento na região da bolha de recirculação pelos modelos RANS está em grande parte associado ao fato de que estes modelos não são capazes de prever a transição do escoamento laminar para turbulento, e vice-versa. Como discutido anteriormente, ambos os fenômenos são encontrados no presente escoamento.

De uma forma geral, o modelo SST demonstrou superioridade sobre os outros dois modelos, mostrando um tempo de simulação intermediário (8 dias) e resultados mais coerentes de uma forma generalizada. O modelo Spalart-Allmaras confirmou as expectativas quanto ao menor tempo de processamento (6 dias), porém demonstrou deficiência na previsão das grandezas de segunda ordem. O modelo RSM mostrou bons resultados para as tensões de Reynolds, mas teve muita dificuldade de convergência, alto custo computacional (4 semanas de processamento) e a anomalia descrita anteriormente.

Na seção seguinte, são apresentados os resultados da Simulação de Grandes Escalas (LES), que tem por objetivo aumentar a precisão dos resultados numéricos através de uma simulação tridimensional e transiente.

5.4. Simulação de Grandes Escalas (LES)

O escoamento sobre uma placa plana fina e inclinada possui características próprias (descritas anteriormente) que dificultam a perfeita captura dos fenômenos físicos envolvidos através dos métodos numéricos. Essa dificuldade pôde ser observada através da análise das simulações RANS apresentadas na seção anterior.

Nesta seção, pretende-se obter maiores detalhes da região da bolha de recirculação e uma melhor qualidade dos resultados numéricos através de uma simulação transiente e tridimensional utilizando a Simulação de Grandes Escalas (LES) para inclinação da placa $\alpha = 1^\circ$.

Com o objetivo de diminuir o tempo de simulação da fase transiente, utilizou-se o modelo Spalart-Allmaras (Spalart & Allmaras, 1992) para inicializar os campos de velocidade e pressão.

Conforme descrito no Capítulo 4, as simulações LES necessitam esquemas de pelo menos segunda ordem para as discretizações temporais e espaciais, tendo sido adotado, para interpolação dos termos advectivos, o esquema de Diferenças Centrais Limitado (Seção 4.2.1.3).

Para acompanhar o desenvolvimento temporal da simulação, definiu-se diversas sondas numéricas, próximas à superfície da placa. A localização das sondas encontra-se na

Figura 5.22 e na Tabela 5.3 e

Tabela 5.4.

As sondas P1, P2, P3, P4, P5 e P6 encontram-se nas proximidades da bolha de recirculação e perto da camada de mistura. As sondas P1 e P4 encontram-se no plano central, na mesma coordenada axial, mas a diferentes distâncias verticais da placa. As sondas P2 e P3, assim como P5 e P6 foram posicionadas de forma simétrica em relação ao plano central, nas mesmas cotas de altura de P1 e P4, respectivamente. As Figuras 5.23 a 5.26 ilustram a variação temporal dos componentes da velocidade nas direções x , y e z , normalizados pela velocidade da corrente livre obtidas pelas sondas P1, P2 e P3, enquanto que a Figura 5.26 corresponde às medidas para o componente x da velocidade obtidas pelas sondas P4, P5 e P6. Analisando estas figuras, pode-se observar o alto nível de turbulência encontrado nestas posições. Flutuações da ordem de 30% a 40% de U_∞ podem ser observadas para o componente u da velocidade (Figuras 5.23 e 5.26). Já os componentes verticais e transversais apresentam flutuações da ordem de 20% e 10% de U_∞ . Analisando as Figuras 5.23 e 5.26 observa-se claramente, que as sondas encontram-se posicionadas

na região da bolha, pois as sondas inferiores (P1, P2 e P3) apresentam velocidade médias negativas, enquanto que as sondas P4, P5 e P6 posicionadas acima das anteriores, apresentam velocidade média positiva.

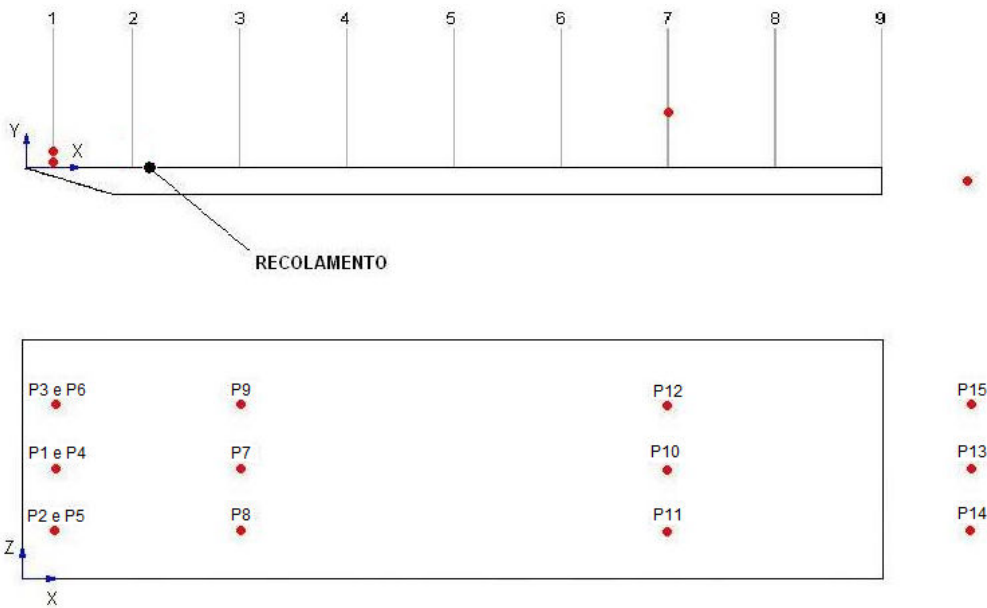


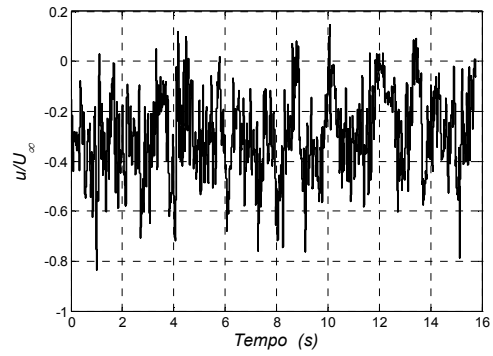
Figura 5.22 – Posicionamento das sondas sobre a placa. $\alpha = 1^\circ$.

Tabela 5.3 – Coordenadas normalizadas das sondas sobre a placa ($\alpha = 1^\circ$).

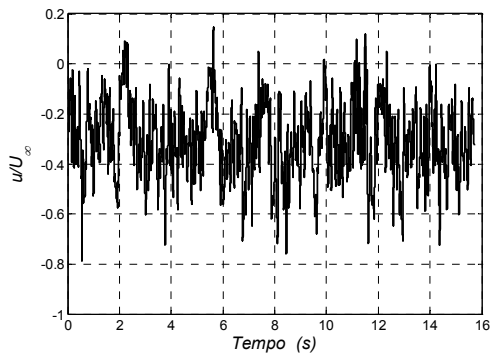
SONDA	POSIÇÃO			SONDA	POSIÇÃO		
	x/c	y/c	z/c		x/c	y/c	z/c
P1	0,031	0,005	0,125	P7	0,250	0,05	0,125
P2	0,031	0,005	0,0625	P8	0,250	0,05	0,0625
P3	0,031	0,005	0,1875	P9	0,250	0,05	0,1875
P4	0,031	0,0125	0,125	P10	0,750	0,05	0,125
P5	0,031	0,0125	0,0625	P11	0,750	0,05	0,0625
P6	0,031	0,0125	0,1875	P12	0,750	0,05	0,1875

Tabela 5.4 – Coordenadas normalizadas das sondas na esteira da placa ($\alpha = 1^\circ$).

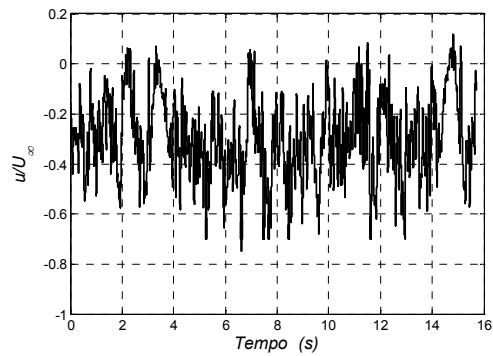
SONDA	POSIÇÃO		
	x/c	y/c	z/c
P13	1,125	-0,01875	0,125
P14	1,125	-0,01875	0,0625
P15	1,125	-0,01875	0,1875



(a) Sonda P1

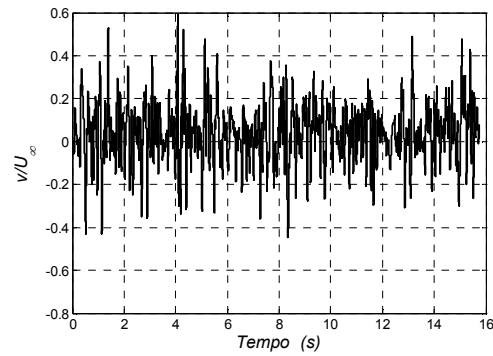


(b) Sonda P2

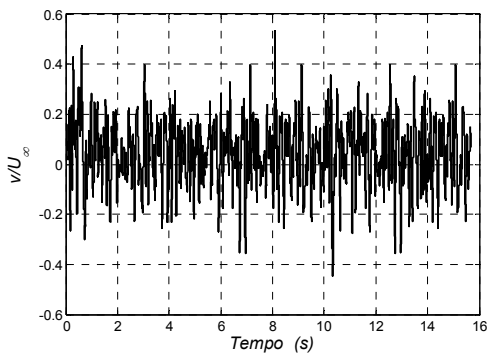


(c) Sonda P3

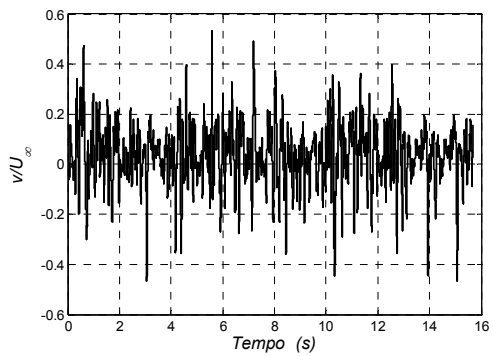
Figura 5.23 - Evolução da velocidade no tempo na direção X - sondas P1, P2 e P3. $\alpha = 1^\circ$



(a) Sonda P1

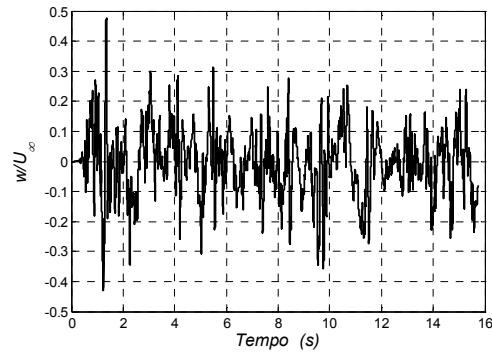


(b) Sonda P2

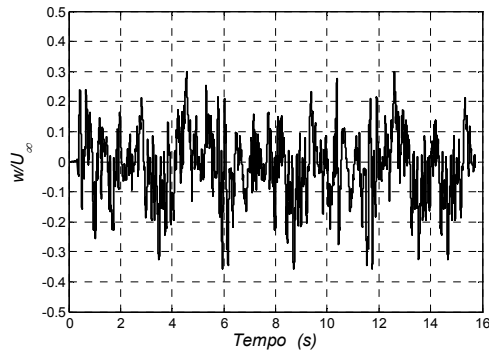


(c) Sonda P3

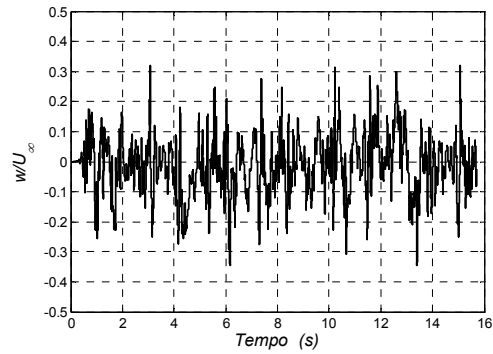
Figura 5.24 - Evolução da velocidade no tempo na direção y - sondas P1, P2 e P3. $\alpha = 1^\circ$



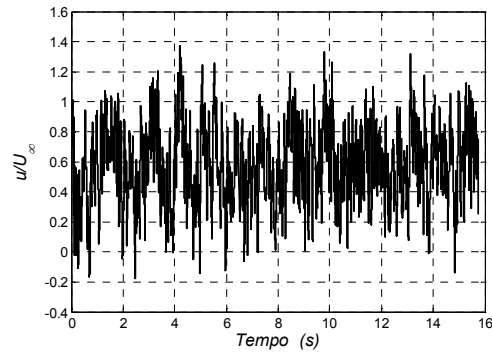
(a) Sonda P1



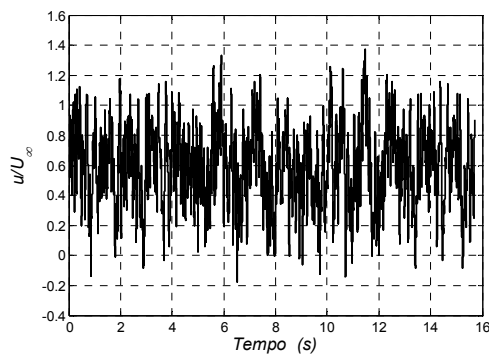
(b) Sonda P2



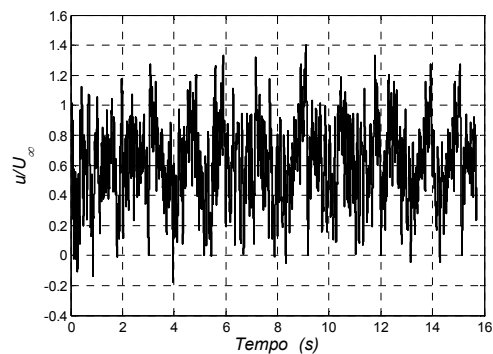
(c) Sonda P3

Figura 5.25 - Evolução da velocidade no tempo na direção Z - sondas P1, P2 e P3. $\alpha = 1^\circ$ 

(a) Sonda P4



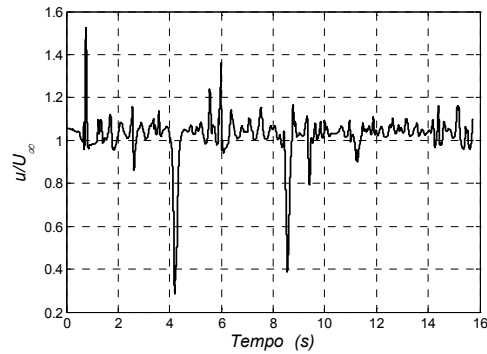
(b) Sonda P5



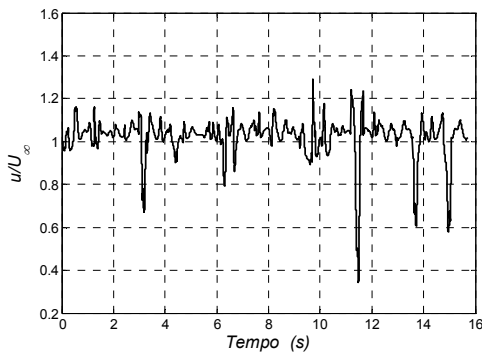
(c) Sonda P6

Figura 5.26 - Evolução da velocidade no tempo na direção X - sondas P4, P5 e P6. $\alpha = 1^\circ$

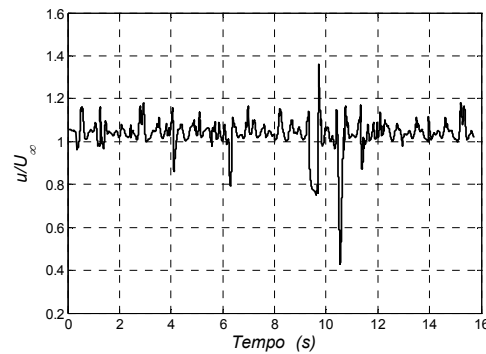
As sondas P7 a P12 foram posicionadas fora da zona de recolamento, na mesma cota de altura vertical, seguindo o mesmo padrão com relação ao plano central, que as sondas posicionadas próximo à borda de ataque da placa. As sondas P7, P8 e P9 localizam-se próximo ao ponto de recolamento, enquanto que as sondas P10, P11 e P12 localizam-se na região onde a camada limite já se encontra estabelecida. Observando as variações temporais do componente x de velocidade medidos pelas sondas P7, P8 e P9, na Figura 5.27 nota-se como esperado uma perturbação bem menor do escoamento, da ordem de 50% da velocidade da corrente livre. Observando as flutuações medidas pelas sondas P10, P11 e P12 na Figura 5.28, nota-se que estas apresentam a magnitude das flutuações da ordem de 5%, mas periodicamente esta magnitude cresce para 20 a 25% de U_∞ , indicando a conhecida presença de “bursts” na região da camada limite.



(a) Sonda P7



(b) Sonda P8



(c) Sonda P9

Figura 5.27 – Evolução da velocidade no tempo na direção x - sondas P7, P8 e P9.

Apesar de não ser objeto deste trabalho analisar o escoamento na esteira da placa, três sondas (P13, P14 e P15) foram posicionadas depois da placa, abaixo do nível superior da placa, sendo a sonda P13 localizada no plano central e as outras duas simetricamente deslocadas para a direção z (Figura 5.22).

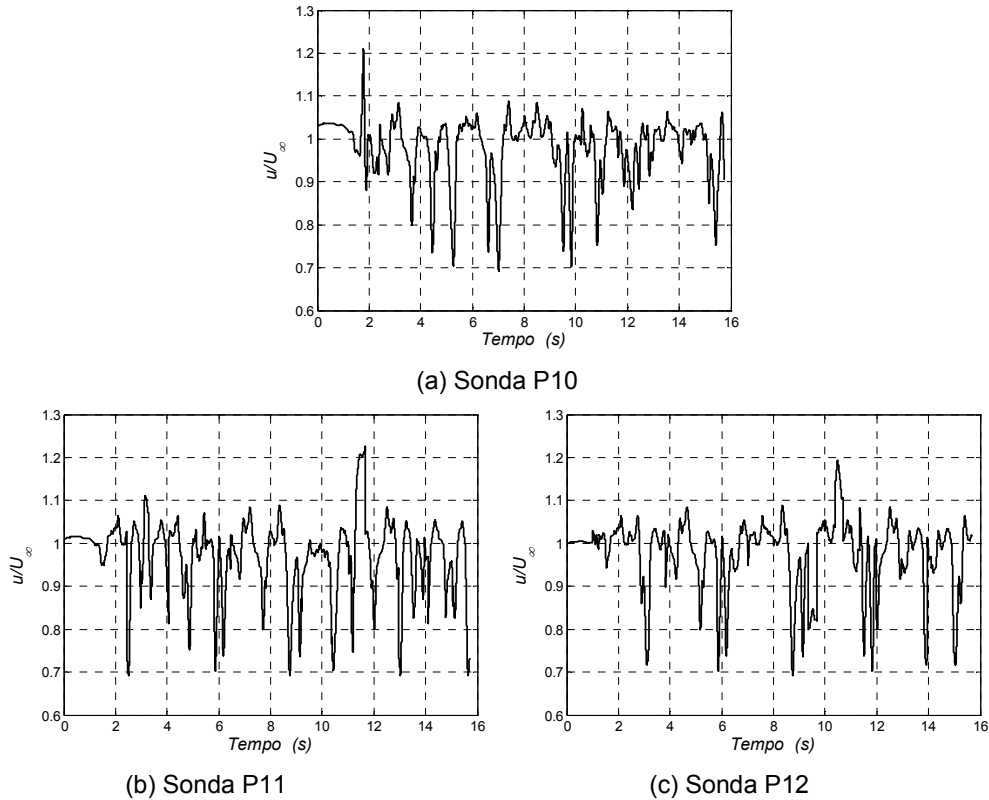


Figura 5.28 – Evolução da velocidade no tempo na direção X - sondas P10, P11 e P12.

Observa-se na Figura 5.29 que a velocidade média é mais baixa que a medida pelas sondas P7 a P12, e as flutuações são maiores, aproximadamente da ordem de 10% de U_∞ .

Como pode ser observado na Figura 5.22, as sondas foram posicionadas de tal forma que para uma mesma posição x havia três sondas em diferentes cotas do eixo z . Assim, através da análise das Figuras 5.23 a 5.29, observa-se que a evolução dos três componentes da velocidade em diferentes posições do eixo z mantém o mesmo padrão de flutuação, confirmando a análise favorável realizada por Sampaio (2006) quanto ao uso do comprimento da envergadura em $0,25c$ e a sua respectiva subdivisão em 16 partes.

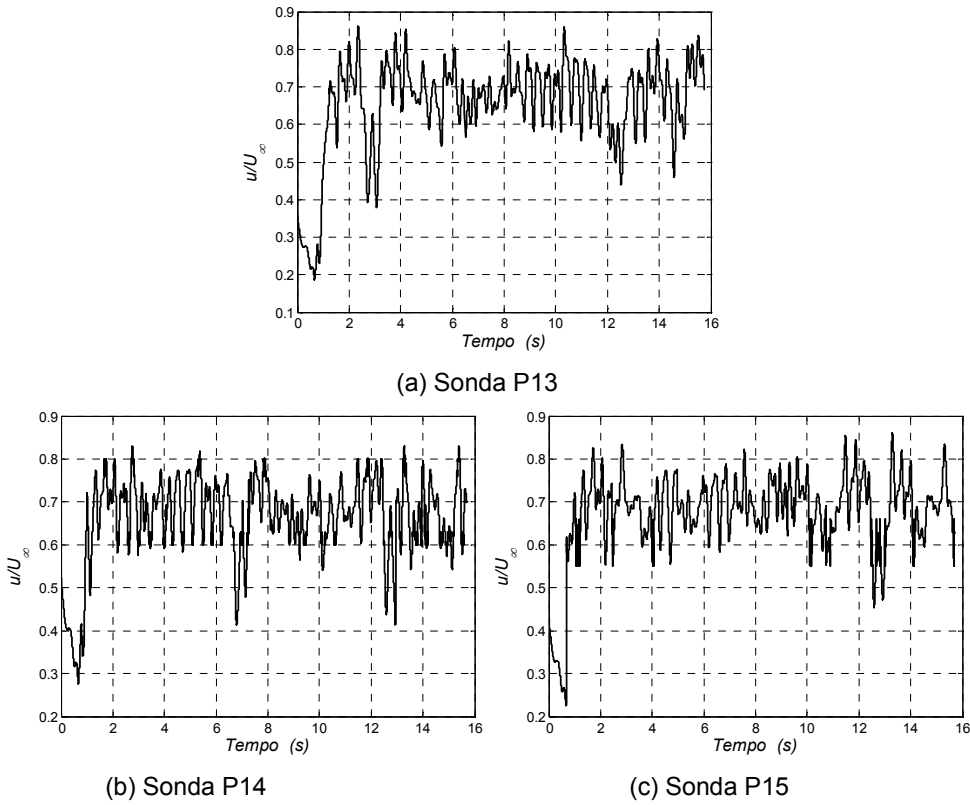


Figura 5.29 – Evolução da velocidade no tempo na direção X - sondas P13, P14 e P15.

O regime de escoamento estatisticamente permanente foi analisado através de médias temporais e espaciais das variáveis de interesse do problema. Estas médias foram realizadas em dois passos. O primeiro passo consiste na média temporal sobre todo o domínio, ou seja,

$$\|\phi\| = \frac{1}{t_a} \int_{t_a} \bar{\phi} dt \quad (5.7)$$

onde $\|\cdot\|$ é o operador média temporal, t_a é o período de amostragem e ϕ a variável em estudo.

Após a média temporal, foi determinada a média espacial na direção z sobre a placa, definida como

$$\bar{\phi} = \frac{1}{Z_p} \int_{Z_p} \|\phi\| dz \quad (5.8)$$

onde Z_p é o comprimento da envergadura da placa e $\vec{\phi}$ é a média espacial na direção z .

Para determinar o tempo de amostragem, recomenda-se utilizar o tempo de residência de uma partícula de fluido no domínio, isto é, o tempo necessário para que uma partícula, transportada por advecção, percorra toda a extensão da corda da placa. Uma boa estimativa do tempo de residência é a razão entre o comprimento da corda (c) e a velocidade do escoamento livre (U_∞). De forma a obter boas estatísticas e garantir médias com boa precisão, utilizou-se no presente trabalho para o tempo de amostragem, 8 vezes o tempo de residência.

Os resultados LES obtidos neste trabalho com o modelo Smagorinsky Dinâmico para $\alpha = 1^\circ$ são comparados com outros três resultados. O primeiro é o resultado de Crompton (2001), que fornece dados experimentais para o componente de velocidade na direção x , coeficiente de pressão e estatísticas de segunda ordem, como descrito na seção 5.1. O outro é a simulação RANS bidimensional com o modelo SST, considerado o melhor resultado da seção anterior. Finalizando, estão presentes os resultados da solução com o modelo f-LES (Sampaio, 2006), que adotou uma malha com 800.000 volumes de controle e $y^+ \leq 10$, conforme comentado no Apêndice B. No trabalho de Sampaio (2006), os resultados foram obtidos apenas através da média temporal sobre o plano central $x - y$ da placa.

A Tabela 5.5 apresenta os comprimentos de recolamento para bolha principal (X_R) e bolha secundária (X_S) obtidos pelos modelos LES.

Tabela 5.5 – Comprimentos de recolamento X_R e X_S para os modelos LES.

	X_R / c	Erro X_R/c	X_S / c	Erro X_S/c
Experimental (Crompton, 2000)	0,140		0,028	
LES Dinâmico	0,1409	0,64 %	0,032	14,3%
f-LES (Sampaio, 2006)	0,1359	-3,00%	0,044	57,1%
SST	0,1440	3,21%	--	

Analisando a Tabela 5.5 pode-se observar que a simulação de grandes escalas é capaz de prever a bolha secundária, a qual os modelos RANS não conseguiram reproduzir. Nota-se ainda uma excelente previsão do presente trabalho com relação ao comprimento de recolamento da bolha principal, devido à utilização com o modelo LES Dinâmico com uma malha bem refinada, o que permite que grandes escalas de pequeno tamanho, presentes na região próxima às superfícies sólidas sejam previstas diretamente, sem modelagem alguma. O uso da malha mais refinada proporcionou o resultado mais preciso que o obtido com o modelo f-LES por Sampaio (2006). Acredita-se que numa malha mais refinada o modelo f-LES melhore a sua previsão.

Para avaliação do campo de velocidade e estatísticas turbulentas de segunda ordem, utilizou-se as estações selecionadas por Crompton (2001) (Tabela 5.1 e a Figura 5.2). O mesmo procedimento utilizado na seção anterior para normalizar as coordenadas x e y , utilizando a razão entre o ponto de recolamento numérico e experimental, foi empregado nesta seção. Apesar desta normalização ser desnecessária no caso das Simulações de Grandes Escalas, uma vez que as distâncias de recolamento numéricas encontram-se bem próximas dos dados experimentais, optou-se por seguir essa convenção, já que a mesma foi adotada por Sampaio (2006) e Collie et al. (2008).

5.4.1. Campo de Velocidade

Visando facilitar a convenção utilizada nos gráficos apresentados a seguir será adotado o termo u_i para velocidade, representando indistintamente as médias das velocidades calculadas $\overrightarrow{u_i}$ (Eqs. (5.7) e (5.8)) pelo modelo LES Dinâmico, $\|u_i\|$ do modelo f-LES (Eq. (5.7)) e $\overline{u_i}$ dos modelos RANS.

A Figura 5.30 apresenta os perfis de velocidade média para as duas primeiras estações ($x/c = 0,031$ e $x/c = 0,125$), as quais estão contidas dentro do comprimento de recolamento. Nota-se que em geral, todos os resultados LES mostraram uma excelente precisão relativa aos dados experimentais, e especialmente quando comparados com a simulação SST. Isto é válido até mesmo para malha menos refinada utilizada no modelo f-LES.

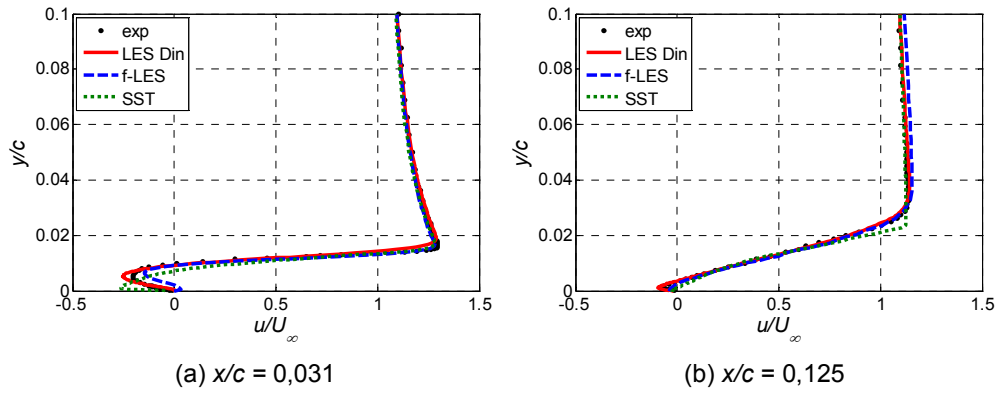


Figura 5.30 – Perfis de velocidade u/U_∞ : estações localizadas antes do recolamento.

Comparação entre LES e RANS. $\alpha = 1^\circ$

Para melhor visualizar a capacidade de previsão do perfil de velocidade pelas diferentes modelagens, na região próxima à superfície, apresenta-se na Figura 5.31, uma ampliação do perfil de velocidade nas estações 1 e 2 ($x/c = 0,031$ e $x/c = 0,125$). Analisando a Figura 5.31a ($x/c = 0,031$), verifica-se que há um adiantamento da previsão da segunda bolha com o modelo f-LES, enquanto que o modelo LES Dinâmico apresentou o perfil mais laminar como no dado experimental, porém previu um pico de velocidade reversa maior. Já o modelo SST prevê a velocidade reversa mais próxima à parede. Tanto o modelo SST com f-LES apresentaram uma recuperação mais lenta da velocidade (Figura 5.31b), sendo o resultado do modelo LES dinâmico melhor na coordenada $x/c = 0,125$.

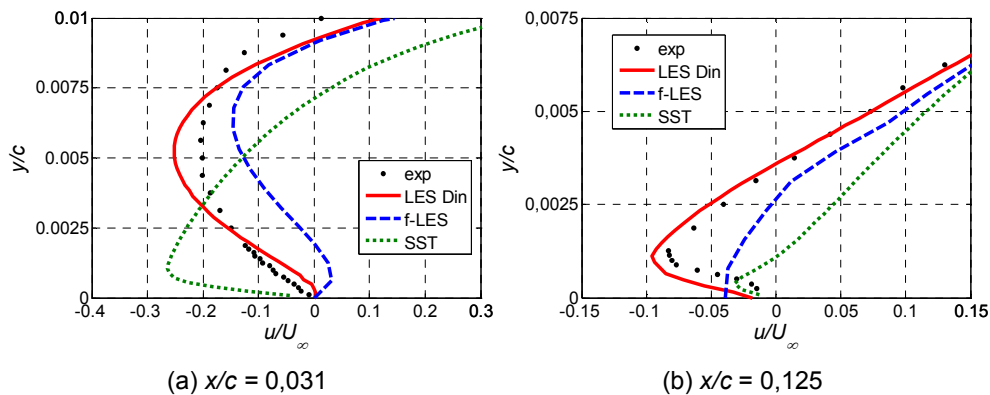


Figura 5.31 – Detalhe dos perfis de velocidade u/U_∞ para $x/c = 0,031$ e $x/c = 0,125$.

Comparação entre LES e RANS. $\alpha = 1^\circ$

Os perfis de velocidade médias para as estações na região à jusante da bolha são apresentados na Figura 5.32. Observa-se que os modelos LES foram capazes de prever corretamente o campo de velocidade, não só em termos qualitativos, como também quantitativos. Pode-se notar que as curvas obtidas são coincidentes com os dados experimentais de Crompton (2001). As simulações de grandes escalas foram capazes de prever corretamente as derivadas do perfil de velocidade, com duas variações abruptas da derivada entre a região próxima à parede e o escoamento ao longe, exatamente da mesma forma que o medido experimentalmente. Observa-se somente, na Figura 5.32g, referente à estação 9 ($x/c = 1,0$), uma pequena discrepância entre os resultados LES dinâmico e os dados experimentais, mas ainda assim, os resultados são melhores que os obtidos com o modelo SST. Nesta estação, o resultado obtido com f-LES não foi adequado, devido a malha empregada naquela simulação, pois a mesma foi bem concentrada próximo a borda de ataque, uma vez que o objetivo daquela simulação era prever a bolha de separação. Pode-se afirmar que para todos os modelos, o uso de malha com mudanças rápidas e pouco refinadas na região da esteira, influenciou o perfil de velocidade no bordo de fuga.

As linhas de corrente do escoamento médio no plano x-y, obtidas com o modelo LES Dinâmico, são apresentadas na Figura 5.33, onde é observado a presença da segunda bolha de recirculação. Dentro da bolha principal, após o ponto de recolamento e na direção a jusante do escoamento, forma-se uma nova camada limite turbulenta adjacente à superfície superior da placa. Esta camada limite sofre um processo de relaminarização, devido à ocorrência de um gradiente de pressão favorável entre o ponto de recolamento e a zona de baixa pressão existente na região central da bolha. Contudo, devido a um gradiente de pressão adverso formado entre a extremidade chanfrada e o pico de pressão mínima, a camada limite sofre mais uma vez um forçamento contrário ao seu movimento. Desta forma, quanto maior for a intensidade do efeito da relaminarização, mais facilmente ocorrerá uma nova separação da camada limite (bolha secundária), e mais cedo esse processo acontecerá.

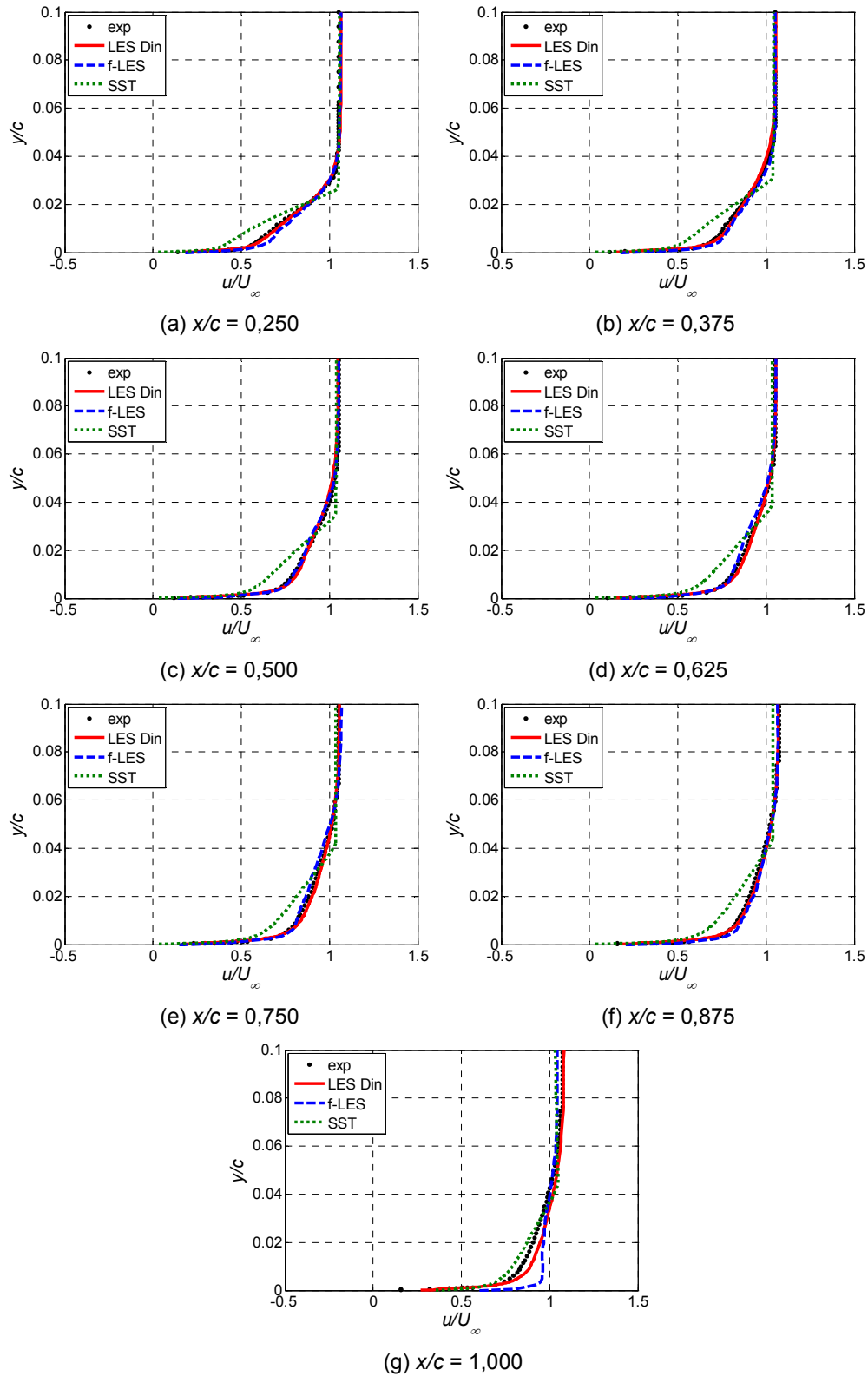


Figura 5.32 - Perfis de velocidade u/U_∞ : estações localizadas após o recolamento.

Comparação entre LES e RANS. $\alpha = 1^\circ$

A forma como se desenvolve essa segunda bolha de recirculação é semelhante ao mecanismo da bolha curta, comentado na Seção 2.1, pois ambos acontecem devido a um gradiente de pressão adverso. Esta bolha secundária, presente também nos experimentos de Crompton (2001), não foi detectada pelos modelos Spalart-Allmaras, SST e RSM (Figura 5.10). A importância da previsão da bolha secundária está relacionada com o deslocamento do centro da bolha de recirculação para montante, o que influencia diretamente o campo de pressão.

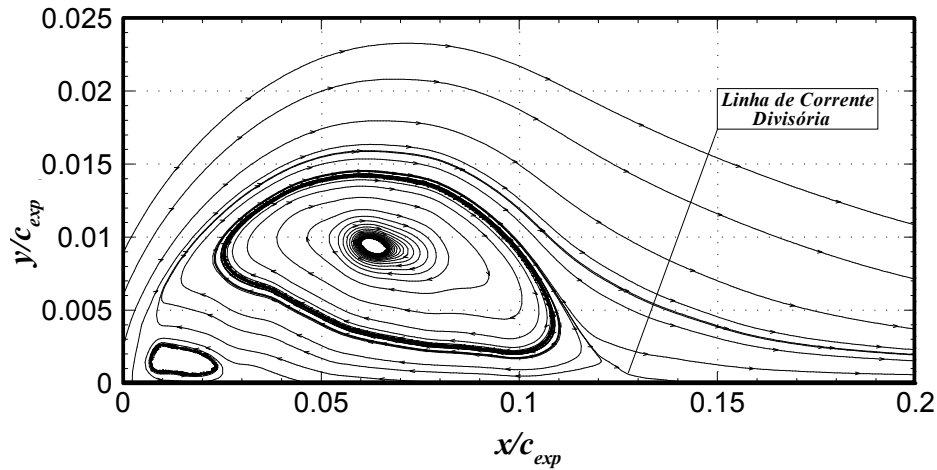


Figura 5.33 – Linhas de corrente para o modelo LES Dinâmico. $\alpha = 1^\circ$

5.4.2. Estatísticas de Segunda Ordem

A flutuação da velocidade (u_i') para os modelos LES é obtida por

$$u_i' = \overline{u_i} - \|\overline{u_i}\| \quad (5.9)$$

As estatísticas de segunda ordem são então calculadas por

$$\|u_i' u_j'\| = \left\| \left(\overline{u_i} - \|\overline{u_i}\| \right) \left(\overline{u_j} - \|\overline{u_j}\| \right) \right\| \quad (5.10)$$

e a norma r.m.s (*root mean square* - u_{rms}) do componente da velocidade turbulenta

$$u_{rms} = \sqrt{\|u_i'^2\|} \quad (5.11)$$

É importante notar que as flutuações turbulentas definidas pela Eq. (5.9), são na realidade as flutuações em torno da velocidade média resolvida. A velocidade média real deveria incluir a parcela não resolvida, a qual é modelada com o tensor de Reynolds sub-malha, τ_{ij} , Eq. (3.100). Assim, não é esperado que os resultados reproduzam perfeitamente as flutuações obtidas experimentalmente.

Os resultados de Sampaio (2006) foram obtidos no plano x-y central, enquanto que no presente trabalho, a média espacial definida pelas Eqs. (5.7) e (5.8) também foi empregada para avaliar as estatísticas turbulentas de segunda ordem.

Para os gráficos dos perfis das estatísticas temporais de segunda ordem também adotou a convenção de utilizar o mesmo símbolo para todos os tipos de média, isto é, o símbolo $u'_i u'_j$ é empregado nos gráficos para os modelos LES e RANS, como realizado anteriormente para a velocidade u_i . As flutuações turbulentas são normalizados com o quadrado da velocidade da corrente livre, U_∞^2 , e as normas rms são normalizados pela velocidade da corrente livre, U_∞ .

Os perfis das flutuações turbulentas na direção da corrente livre $u'_i u'_j / U_\infty^2$ são comparados na Figura 5.34, correspondentes às estações 1 e 2. A característica principal do perfil da flutuação da velocidade é o pico central máximo que coincide com o ponto de inflexão do perfil de velocidade, que se localiza aproximadamente no centro da camada de mistura. Isso indica que o ponto de inflexão está associado com o mecanismo de amplificação das instabilidades na camada cisalhante livre. Este pico de flutuação da velocidade fica mais largo à medida que o escoamento avança a jusante, com o engrossamento da camada de mistura. Como a malha está bem refinada para o caso do LES Dinâmico, as flutuações numéricas aproximam-se mais dos dados experimentais, pois dependem menos da parcela do tensor de Reynolds sub-malha. No caso f-LES, nota-se que o uso da malha grossa subestima a intensidade das flutuações.

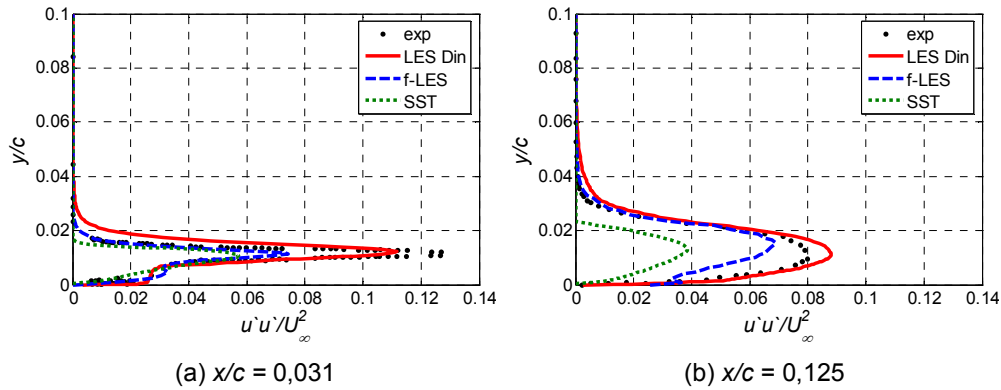


Figura 5.34 – Perfis de $u'u'/U_\infty^2$: estações localizadas após o recolamento.

Comparação entre LES e RANS. $\alpha = 1^\circ$

A Figura 5.35 apresenta as estatísticas turbulentas da direção x , $u'u'/U_\infty^2$, para as outras estações de medidas. Pode-se observar a superioridade dos resultados das simulações LES em relação ao resultado obtido com o modelo SST. Ambos as formulações LES prevêem a mesma variação de $u'u'/U_\infty^2$, porém, o valores obtidos pelo modelo f-LES são sub-estimados.

Em geral, a evolução de turbulência na direção da corrente livre, correspondente à sucessão mostrada nas Figuras 5.34 e 5.35, é bem capturado pelas simulações LES. Uma transição rápida para turbulência na camada de mistura, imediatamente após a separação na extremidade em forma de faca da placa, resulta num pico da flutuação da velocidade máximo na estação 1 ($x/c = 0,031$), com valor próximo de 12% (ou 35% rms), situado a $y/c = 0,0125$. Fica claro que a malha nesta região foi refinada o suficiente para capturar esta transição com precisão, como é o caso do LES Dinâmico. A jusante do escoamento, essa concentração de energia turbulenta começa a diminuir e espalhar, atenuando o valor do pico subsequente e alargando a zona de turbulência próximo à parede, como pode ser observado nas estações de 2 a 9, em um claro processo de difusivo. O fato dos níveis de turbulência na estação 2 estar superestimado é uma indicação que, por alguma razão, o processo de difusão de turbulência encontra-se mais lento do que deve ou que a geração numérica de turbulência ainda continua muito alta entre as estações 1 e 2.

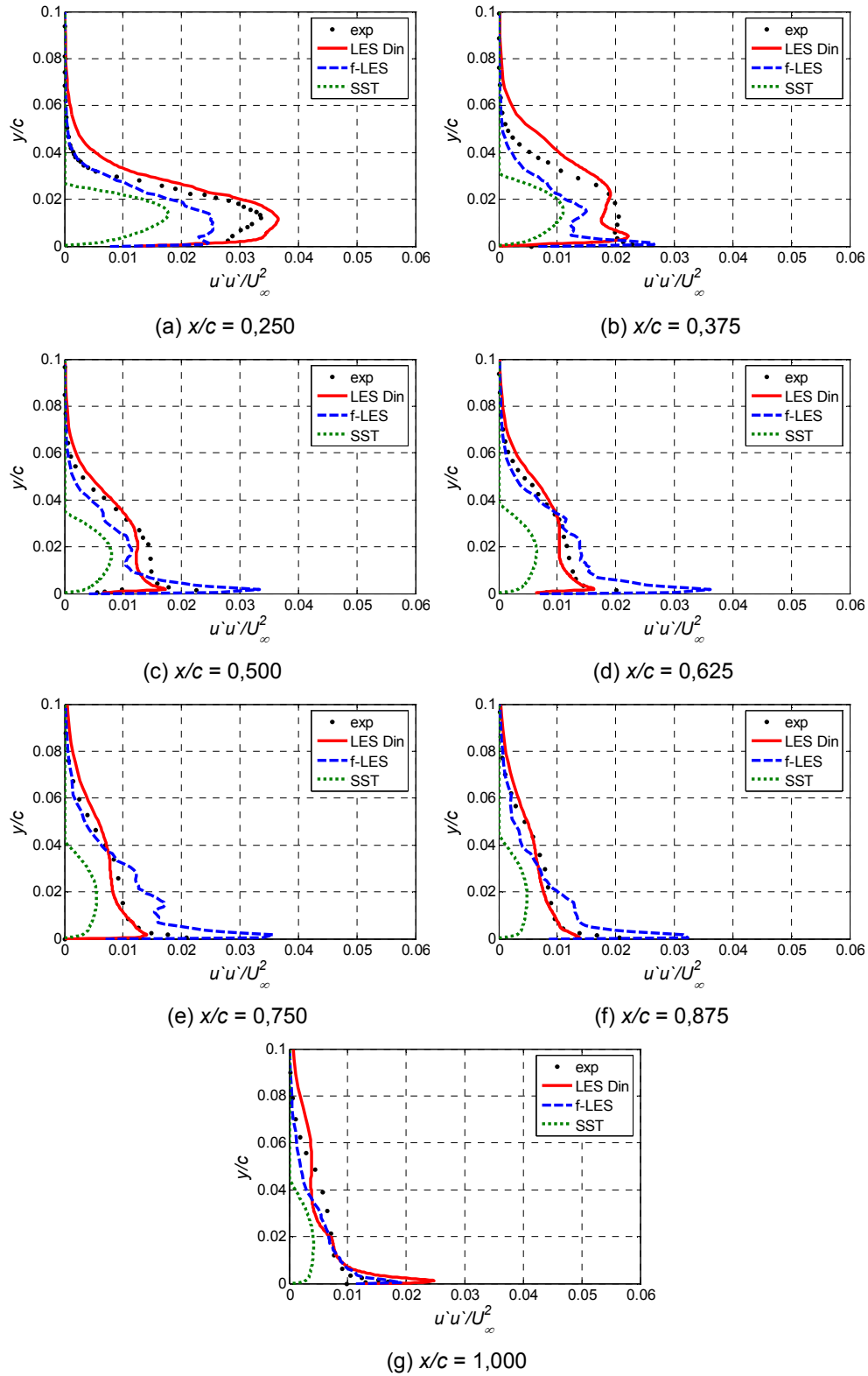
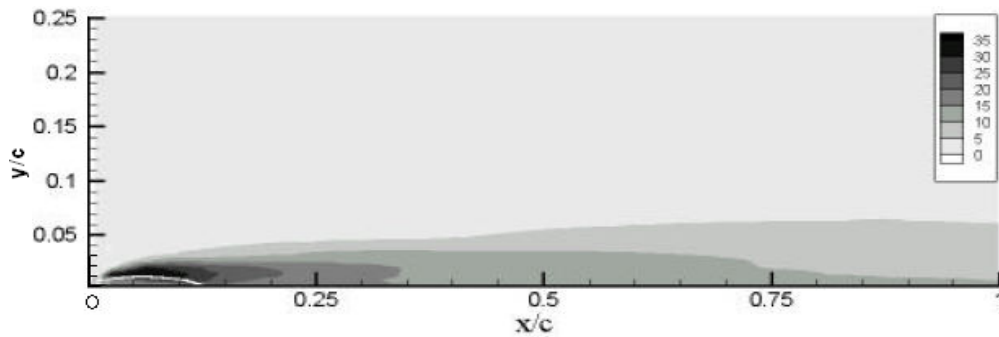


Figura 5.35 – Perfis de $u'u'/U_\infty^2$: estações localizadas após o recolamento.

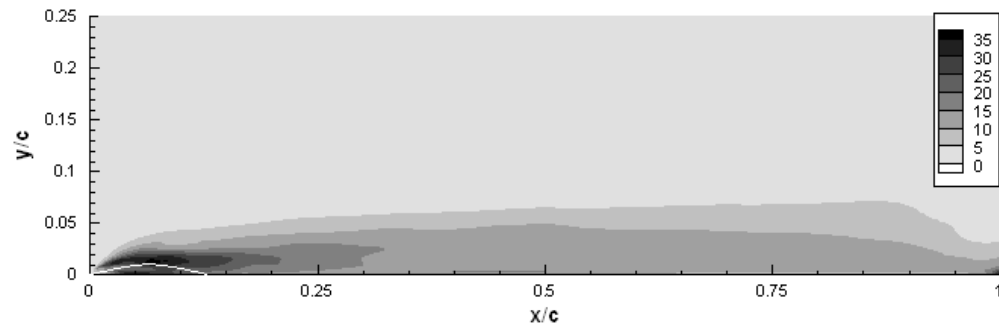
Comparação entre LES e RANS. $\alpha = 1^\circ$

As flutuações turbulentas na direção da corrente livre também podem ser avaliadas pela norma rms do componente x de velocidade. Isto é realizado através dos mapas de contornos de u_{rms} na Figura 5.36, sendo o modelo LES Dinâmico apresentado na Figura 5.36b juntamente com o mapa fornecido por Crompton (2001) e apresentado na Figura 5.36a. Observa-se a boa concordância com os dados experimentais, sendo que a diferença notada ao final da placa é causada pelo pouco refinamento da malha na região da esteira, influenciando esta região, como já mencionado.

Tanto nos perfis das Figuras 5.34 e 5.35 e nos contornos da Figura 5.36 verifica-se que os maiores valores de $u' u'$ concentram-se mais próximos a placa nos dados de Crompton (2001) do que nos resultados do modelo LES Dinâmico.



(a) Experimental (Crompton, 2001).



(b) Modelo LES Dinâmico.

Figura 5.36 – Contornos do u_{rms}/U_∞ (%). A linha branca representa $u/U_\infty = 0$. Ângulo de ataque $\alpha = 1^\circ$

Os perfis das estatísticas de segunda ordem $v' v' / U_\infty^2$ são apresentadas nas Figura 5.37 para as quatro primeiras estações, enquanto que os contorno de

$v'v'/U_\infty^2$ obtidos com o LES dinâmico são apresentados na Fig. 5.38, para uma região sobre a placa e na região da bolha de recirculação. De forma análoga, os perfis de $u'v'/U_\infty^2$ nas quatro primeiras estações são apresentados na Fig. 5.39, e os contornos são ilustrados na Fig. 5.40. Ressalta-se que não há dados experimentais disponíveis para $v'v'$ e $u'v'$, e que foram incluídos os resultados do modelo RSM.

Analisando-se as Figs. 5.37 a 5.40, nota-se que a Simulação de Grandes Escalas previu um maior valor de turbulência na região da bolha, mais precisamente na zona de mistura referente a essa região. Verifica-se ainda que os resultados obtidos com o modelo SST são mais próximos da solução obtida com o LES Dinâmico do que os obtidos com o modelos RSM. Na região de recuperação (após o recolamento) os valores obtidos de $v'v'$ e $u'v'$ para ambos os modelos RANS foram semelhantes e maiores do que os obtidos com o LES Dinâmico. Também se verifica que a dissipação dessas grandezas ocorre mais rapidamente no modelo LES Dinâmico do que nos modelos SST e RSM, o que pode ser explicado pelo fato de que uma melhor distribuição das tensões turbulentas na direção principal do escoamento, pode ocasionar uma recuperação sem grandes perturbações nas direções que não estejam alinhadas com a direção principal do escoamento.

Ainda analisando as Figuras 5.37 a 5.40, observa-se que o modelo LES manteve para os componentes $v'v'$ e $u'v'$, a mesma característica observada nos resultados de $u'u'$ (Figuras 5.34 a 5.36), ou seja, os maiores valores para as grandezas de segunda ordem $v'v'$ e $u'v'$ ocorrem em coordenadas verticais mais afastadas da superfície da placa, do que os obtidos com os modelos RANS.

Através da análise dos contornos obtidos para $v'v'$ e $u'v'$ e ilustrados nas Figs. 5.37 e 5.40, juntamente com os contorno das linhas de corrente (Fig. 5.33), nota-se que a geração de turbulência máxima está diretamente relacionada com o centro da recirculação.

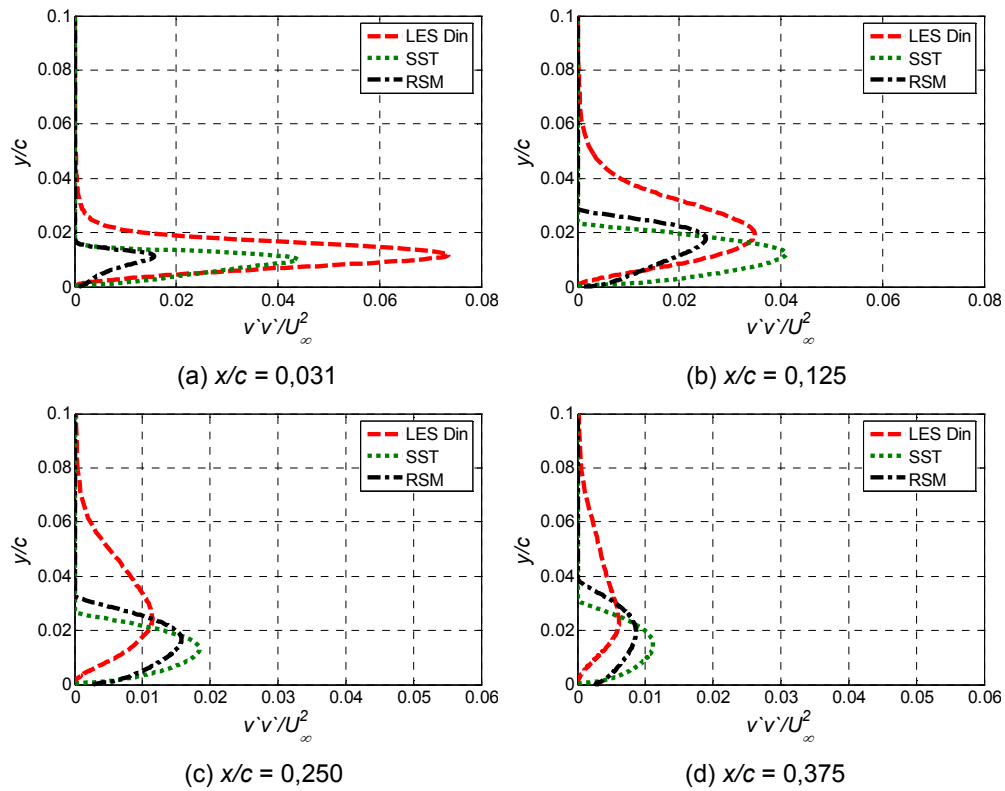


Figura 5.37 – Perfis de $v'v'/U_\infty^2$: primeiras quatro estações. Comparação entre LES e RANS. $\alpha = 1^\circ$

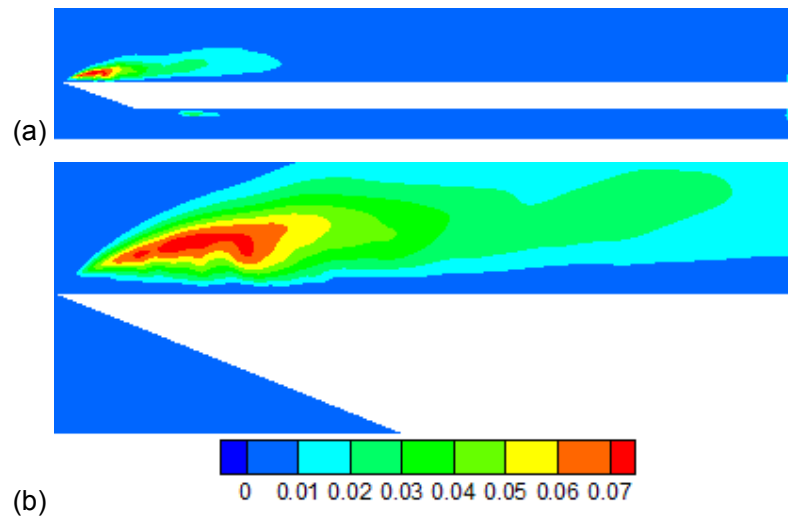


Figura 5.38 – Contornos de $v'v'/U_\infty^2$: LES Dinâmico, $\alpha = 1^\circ$. (a) Placa inteira (b) Região da bolha de separação

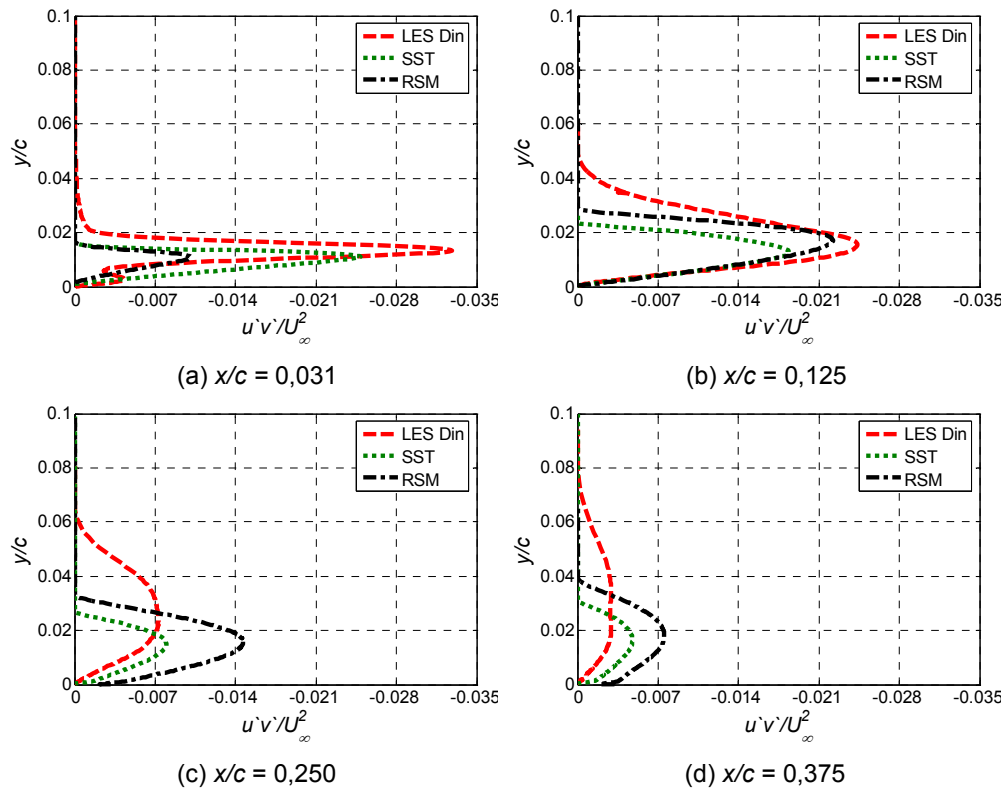


Figura 5.39 – Perfis de $u'v'/U_\infty^2$: primeiras quatro estações. Comparação entre LES e RANS. $\alpha = 1^\circ$

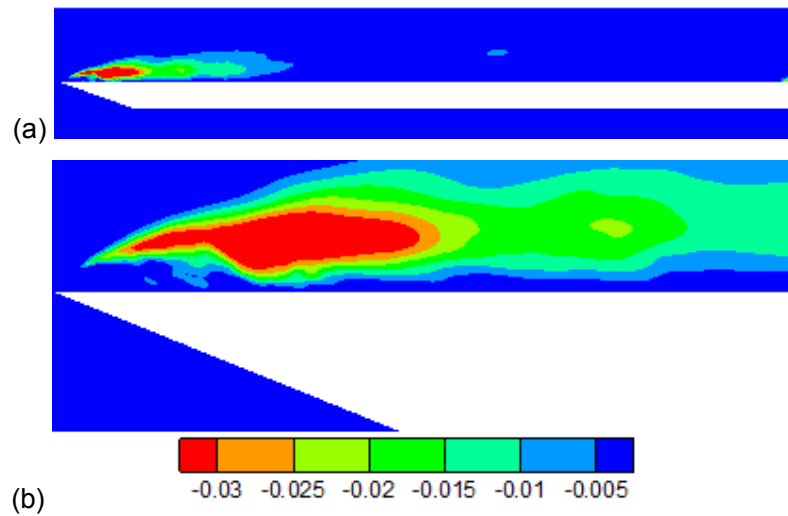


Figura 5.40 – Contornos de $u'v'/U_\infty^2$. LES Dinâmico, $\alpha = 1^\circ$. (a) Placa inteira (b) Região da bolha de separação

Como mencionado anteriormente, o escoamento sobre placa plana com pequeno ângulo de incidência apresenta forte anisotropia, o que foi capturado pelas simulações realizadas empregando o modelo LES Dinâmico, assim como pelo modelo RSM apresentado na seção anterior. Esta anisotropia em geral não é captada pelos modelos RANS baseados na hipótese de Boussinesq, que utiliza o conceito de viscosidade turbulenta, como observado nas simulações obtidas com os modelos Spalart-Allmaras e SST. Outra consequência do uso do conceito de viscosidade turbulenta está relacionado com a homogeneidade do escoamento na direção z obtida com essas metodologias, o que implica num componente $w'w'$ nulo. Este componente não é nulo, como pode ser observado nas Figuras 5.41, 5.42 e 5.43, que ilustram os perfis e os contornos de $w'w'$ para os modelos LES Dinâmico e RSM.

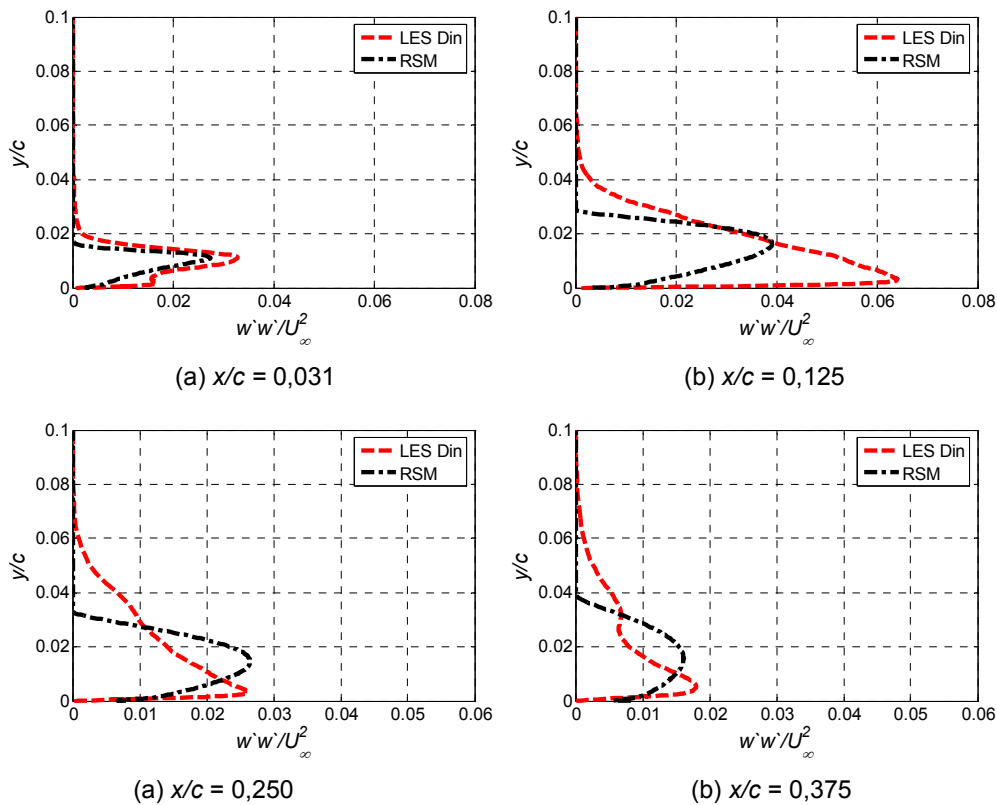


Figura 5.41 – Perfis de $w'w'/U_\infty^2$: primeiras quatro estações (LES Dinâmico). $\alpha = 1^\circ$.

Observa-se na Figura 5.41 que o modelo RSM foi capaz de prever a mesma intensidade de turbulência na direção transversal ao escoamento, do que o modelo LES Dinâmico, nas região da bolha, apesar das discrepâncias observadas na forma do perfil na direção vertical. No entanto, comparando as Figuras 5.42 e 5.43 observa-se que o problema obtido na previsão do

escoamento na região de recolamento com o modelo RSM, prejudicou totalmente a previsão correta dos níveis de turbulência após o recolamento.

Conforme apresentado nas Figuras 5.41 e 5.42, os maiores valores de $w'w'$ previstos pelo modelo LES Dinâmico ocorreram mais próximos da superfície da placa, diferentemente das outras tensões de Reynolds já apresentadas. Este fato já havia sido observado por Sampaio (2006), nas simulações com o modelo f-LES. O máximo valor de $w'w'/U_\infty^2$ obtido na solução f-LES foi 0,97 e com o modelo LES Dinâmico esse valor é 1,02, demonstrando a consistência dos resultados.

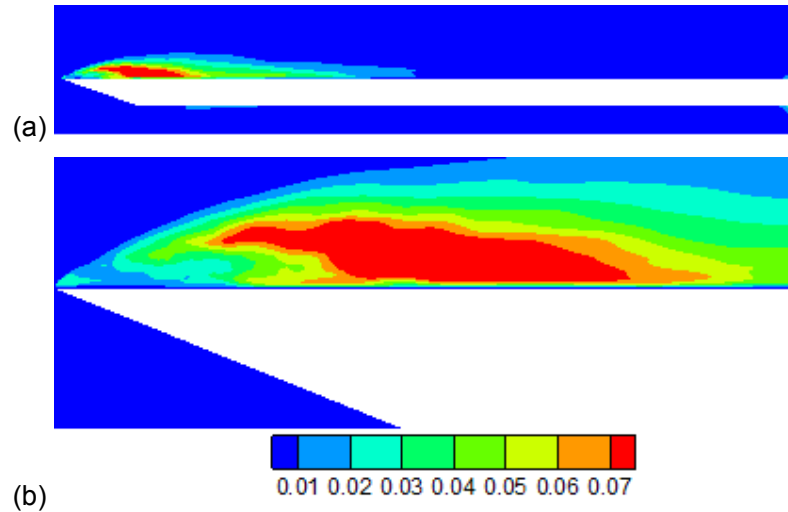


Figura 5.42 – Contornos de $w'w'/U_\infty^2$ - LES Dinâmico, $\alpha = 1^\circ$. (a) Placa inteira (b) Região da bolha de separação

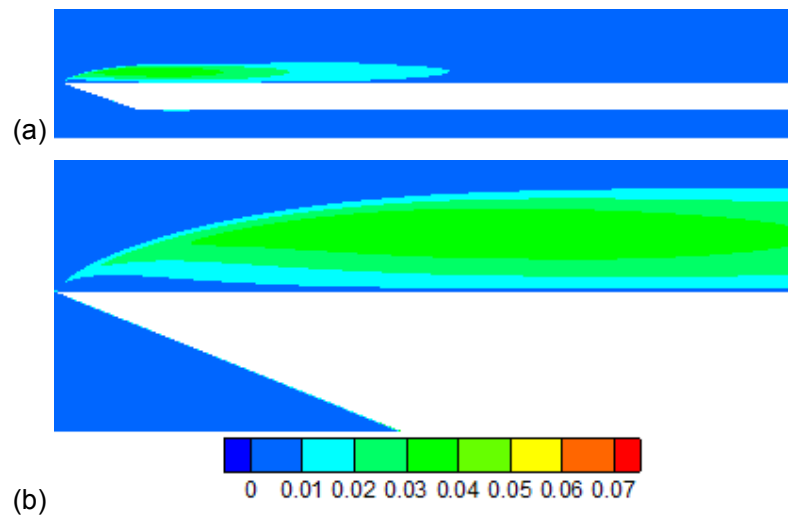


Figura 5.43 – Contornos de $w'w'/U_\infty^2$ - RSM, $\alpha = 1^\circ$. (a) Placa inteira (b) Região da bolha de separação

5.4.3. Distribuição de Pressão

A distribuição do coeficiente de pressão, C_p , ao longo da superfície superior da placa é ilustrada na Figura 5.44, onde pode ser visto que o modelo LES Dinâmico conseguiu reproduzir muito bem os dados experimentais na região da bolha de separação e ao longo de toda a placa plana. O modelo f-LES também apresenta excelente concordância na região da bolha, no entanto, observa-se um desvio da concordância com os dados experimentais próximo ao bordo de fuga. Sampaio (2006) atribuiu à discrepância encontrada a malha grossa utilizada, especialmente nesta região.

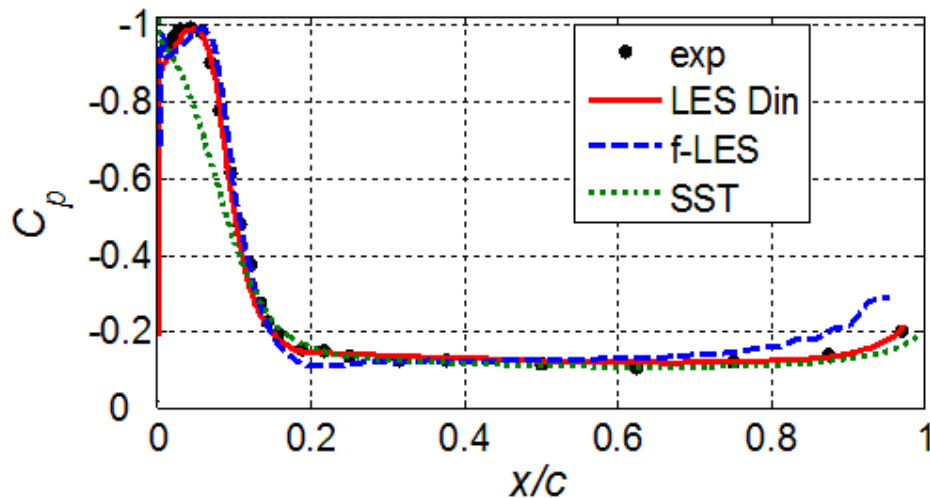


Figura 5.44 – Coeficiente de pressão nas simulações LES para $\alpha = 1^\circ$.

Na Figura 5.45 são mostrados os contornos do coeficiente de pressão para o modelo LES Dinâmico e SST. O fluido com baixa velocidade no interior da camada cisalhante livre é acelerado e necessita, devido à continuidade, que uma quantidade adicional de fluido seja reposta. Isto é provido através do constante fluxo ao longo da camada de mistura, que está presente em todo percurso do escoamento desde a extremidade chanfrada. A alta velocidade média da região de escoamento reverso tem o efeito de reduzir a pressão estática sob a camada cisalhante livre e, desta forma, aumentar sua curvatura para a superfície da placa. Em concordância, com o perfil de C_p ilustrado na Fig. 5.44, observa-se na Fig. 5.45 que uma região de sucção maior e mais pronunciada foi prevista com o LES Dinâmico em relação a previsão do modelo SST.

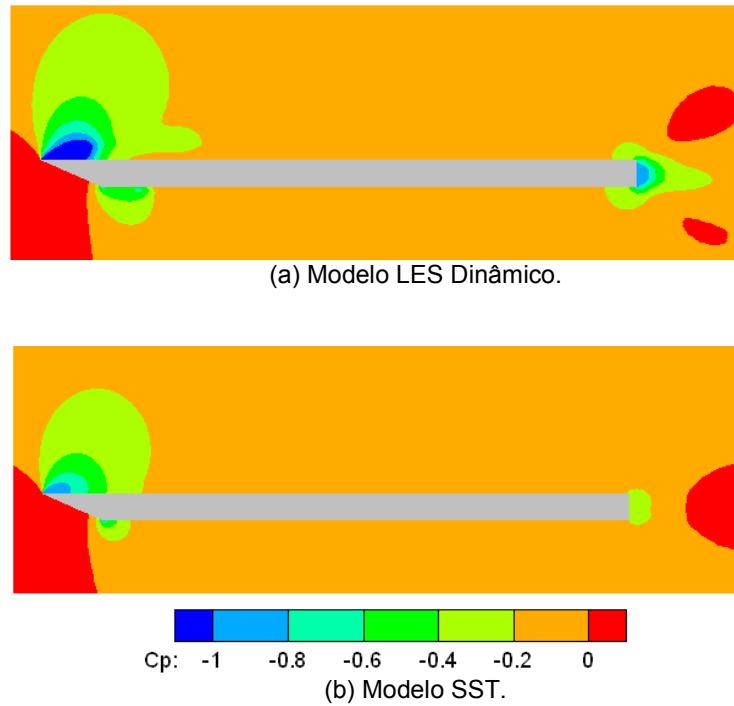


Figura 5.45 – Contornos do coeficiente de pressão nas simulações LES e SST ($\alpha = 1^\circ$).

5.4.4. Características do Escoamento Turbulento

Os próximos resultados visam examinar como a não-linearidade do termo advectivo da equação de Navier-Stokes dá origem a uma importante interação entre estruturas de diferentes dimensões características no escoamento turbulento sobre a placa plana, através da simulação LES Dinâmico.

Nos escoamentos homogêneos e isotrópicos esta interação é expressa através de uma “cascata de energia”, que é uma transferência de energia na qual a mesma flui das grandes para as pequenas estruturas, sendo finalmente dissipada por efeitos viscosos. Para esses escoamentos, as estruturas contidas num intervalo intermediário de comprimentos de onda do espectro de energia não sofrem qualquer influência da viscosidade molecular, sendo sua evolução ditada apenas pelos efeitos de inércia que regem a cascata de energia. O espectro de energia desse caso independe de parâmetros particulares, como a viscosidade, e de acordo com a Lei de Kolmogorov (Davidson, 2004), de 1941, assume a seguinte forma universal

$$E(k) = C \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (5.12)$$

onde $E(k)$ é o espectro de energia em função do número de onda k , ε é a dissipação e C é uma constante. A região de validade da Eq. (5.12) é denominada de região inercial do espectro, pois nessa região do espectro de energia há independência de parâmetros.

Desta forma, a análise do espectro resultante de simulações turbulentas, com relação à Lei de Kolmogorov, é a forma mais efetiva de se verificar se o modelo em estudo realmente fornece uma diferenciação maior entre a atenuação provocada em modos de diferentes comprimentos de onda.

Para representar essas escalas de energia é melhor utilizar o espaço de Fourier. Para uma sonda, o espectro temporal é determinado através do quadrado do módulo da transformada de Fourier do sinal,

$$S(f) = |H_i(f)|^2 \quad (5.13)$$

onde f é a frequência e $H_i(f)$ a transformada de Fourier do componente i da velocidade $\bar{u}_i(t)$.

Como a amostragem acontece no domínio do tempo, a transformada de Fourier (Sampaio, 2006) é escrita como

$$H(f) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{u}_i(t) e^{-i2\pi ft} dt \quad (5.14)$$

No caso discreto, a Eq. (5.14) fica

$$H(f_p) = \frac{1}{N} \sum_{q=0}^{N-1} \bar{u}_i(t_q) e^{-i2\pi f_p t_q} \quad ; \quad t_q = q \Delta t \quad (5.15)$$

Na Eq. (5.15), o valor do componente i da velocidade \bar{u}_i , no q -ésimo tempo de amostragem t_q , é representado por $\bar{u}_i(t_q)$. O intervalo de tempo entre duas amostragens consecutivas é representado por Δt e o número total de amostras do sinal é N . O período de amostragem total é $T = N\Delta t$. As frequências para as quais o somatório representado na Eq. (5.15) é calculado são aquelas múltiplas do inverso do período do sinal, ou seja, $f_p = p \Delta f = p/T$, sendo Δf a resolução de frequência e $p = 0, 1, 2, \dots, (N-1)$. O passo de

tempo foi $\Delta t = 0,000125$ segundos e o número de passos de tempo $N = 113000$.

Os espectros temporais e os histogramas dos sinais das velocidades, referentes às sondas P1, P4, P7, P10 e P13 da Figura 5.22, encontram-se ilustrados nas Figuras 5.46 a 5.50. Com o objetivo de comparar o espectro de energia obtido nas simulações com o espectro de Kolmogorov, adicionou-se nos gráficos uma reta com inclinação igual a $-5/3$ nessas figuras. Verifica-se uma extensa faixa inercial do espectro satisfazendo à lei de Kolmogorov em várias dessas sondas.

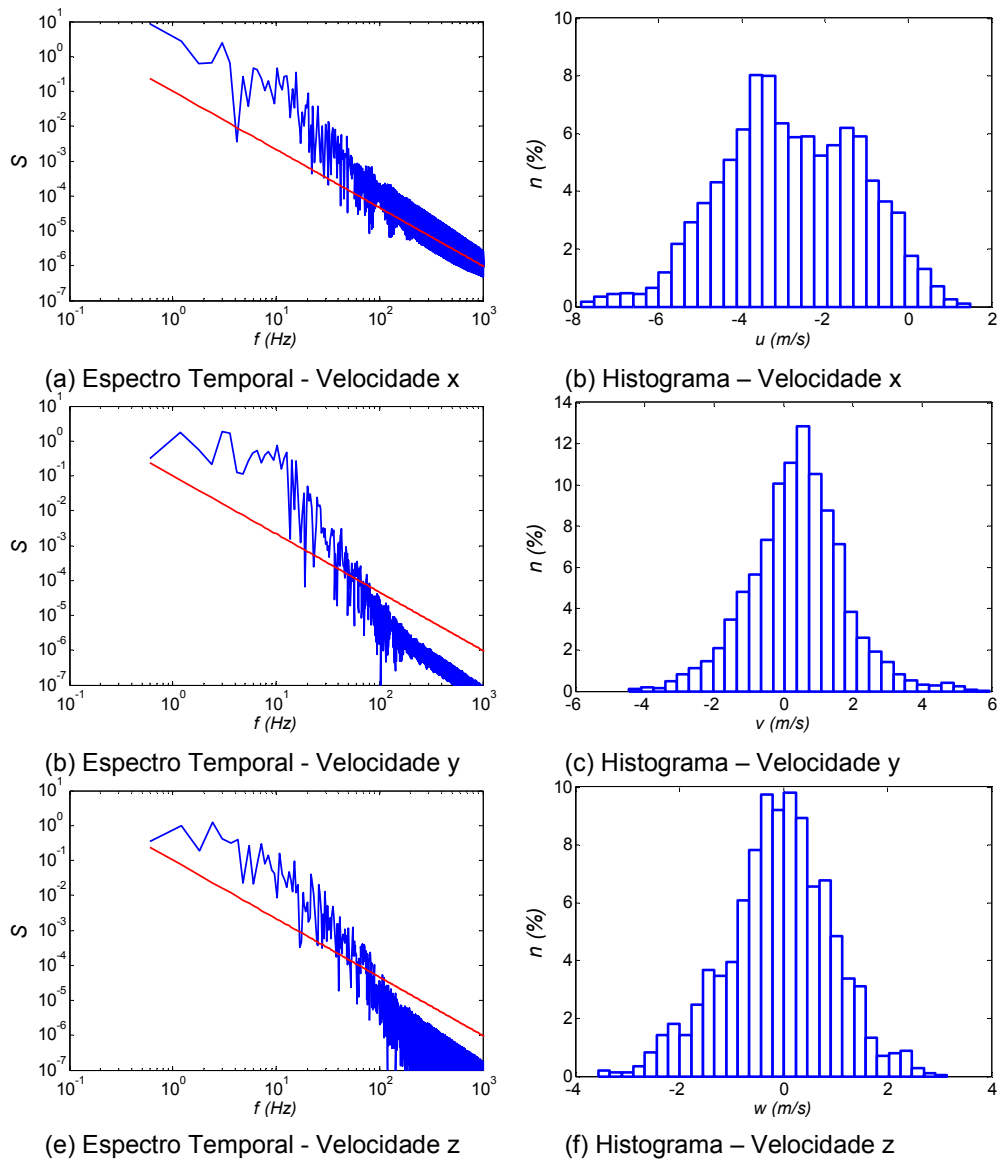


Figura 5.46 – Espectros temporais e histogramas para os três componentes da velocidade na sonda P1.

A Figura 5.46 apresenta o espectro e o histograma associados aos três componentes da velocidade medidos através da sonda P1, enquanto que a Figura 5.47 corresponde aos dados medidos para o componente x para a sonda P4.

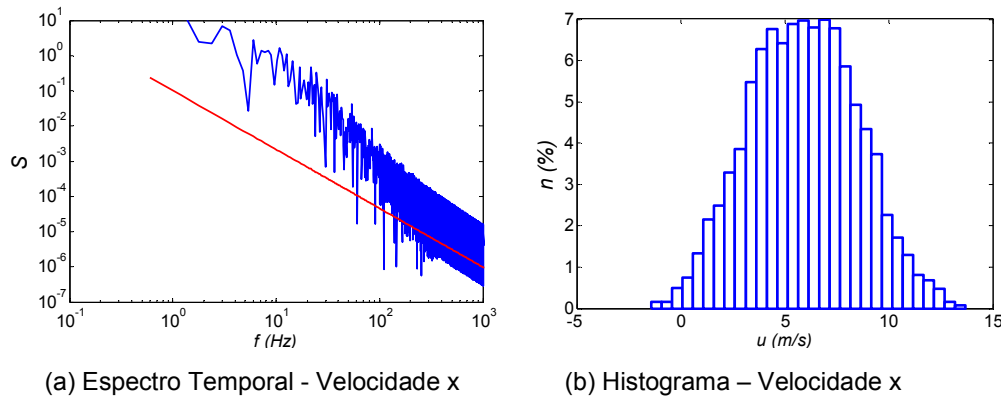


Figura 5.47 – Espectro temporal e histograma para o componente x da velocidade na sonda P4.

Sampaio (2001) observou no espectro de energia para o caso com a malha contendo 800.000 volumes de controle e ângulo de inclinação $\alpha = 1^\circ$, que havia alguns máximos locais isolados nas sondas P1 e P4, sendo um dos motivos citados a malha utilizada. Nos espectros mostrados nas Figuras 5.46 e 5.47 não há tais picos isolados, indicando que o refino utilizado para a malha do presente trabalho foi suficiente.

Analisando as Figuras 5.46 e 5.47, referentes as sondas P1 e P4 observa-se que há uma região do espectro que se afasta da reta de $-5/3$. Esse fato foi constatado por Crompton (2001) que verificou a presença tremulações na camada cisalhante livre devido às instabilidades transientes.

Os desvios dos espectros com relação a reta $-5/3$ observados nos dados obtidos pelas sondas P1 e P4 (Figuras 5.46 e 5.47) são visivelmente mais elevados que os observados nos espectros medidos pelas sondas P7, P10 e P13 (Figuras 5.48, 5.49 e 5.50). Observa-se que nessas três últimas sondas as respectivas faixas inerciais estão bem mais definidas e cobrem uma extensão maior do espectro. Os desvios mais elevados estão consistentes com os níveis

de turbulência encontrados em cada uma dessas posições, ilustrados nos perfis de $u'u'$ das Figuras 5.34 e 5.35.

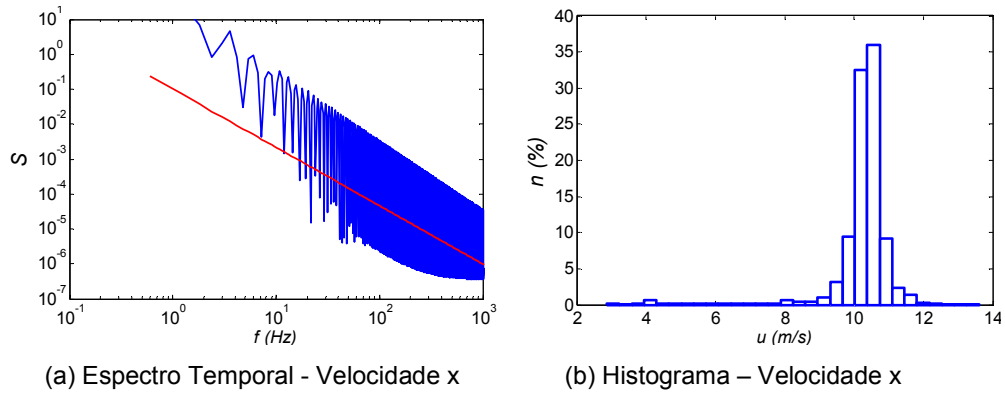


Figura 5.48 – Espectro temporal e histograma para o componente x da velocidade na sonda P7.

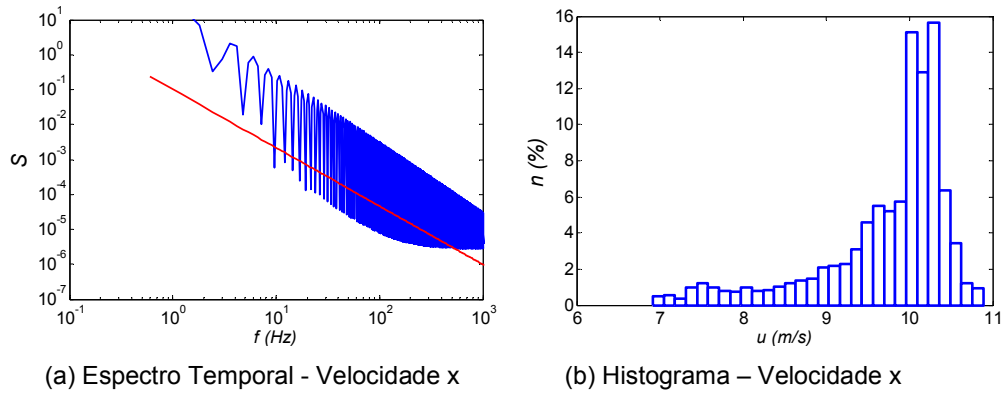


Figura 5.49 – Espectro temporal e histograma para o componente x da velocidade na sonda P10.

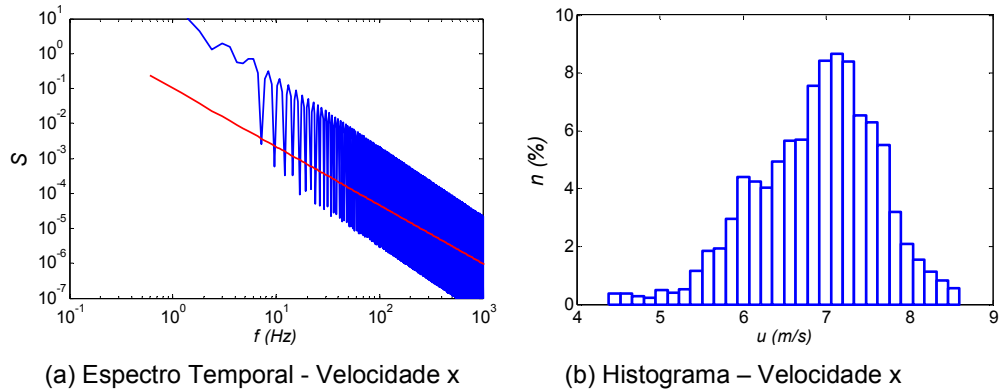


Figura 5.50 – Espectro temporal e histograma para o componente x da velocidade na sonda P13.

Nas Figuras 5.46 a 5.50, os histogramas mostram a quantidade de ocorrências de cada faixa de velocidade \bar{u}_i através da porcentagem n (%), relativo ao total de amostras N , contido no eixo das ordenadas. Esses histogramas denotam a frequência com que cada velocidade ocorre num certo intervalo do eixo das abscissas.

Determinados resultados que não podem ser obtidos através das grandezas médias ou do espectro, são conseguidas com o uso dos histogramas. Nesses gráficos podem-se acrescentar dados sobre as flutuações, tais como o valor mais provável e a magnitude dos desvios em torno da média.

Em diversos casos da natureza, a distribuição probabilística é simétrica em relação ao valor médio (distribuição Gaussiana), o que pode ser observado em várias das sondas, cujos histogramas encontram-se ilustrados nas Figuras 5.46 a 5.50. No histograma da Figura 5.46b fica evidente que o componente x da velocidade apresenta assimetria, afastando-se mais do valor esperado do que os componentes y e z , Figuras 5.46d e Fig. 5.46f, respectivamente. Essa ocorrência é típica de regiões adjacentes a camadas de mistura, como é o caso também da sonda P4 (Figura 5.47b).

Em contrapartida, nas sondas P7 e P10, que estão mais afastadas da camada de mistura, os histogramas mostram picos com os valores esperados (Figuras 5.48b e 5.49b). Na sonda P13 (Figura 5.50b) verifica-se um espalhamento maior do histograma, pois a sonda encontra-se em uma região de esteira turbulenta sujeita as maiores variações.

A Figura 5.51 apresenta os contornos da razão entre a viscosidade sub-malha e a viscosidade molecular (ν_{SM}/ν) no plano central da placa na direção da corda, num determinado instante de tempo. Verifica-se que, sobre a placa, a viscosidade sub-malha é no máximo sete vezes maior que a viscosidade cinemática e os maiores valores desta razão encontram-se na camada cisalhante livre, conforme esperado. No trabalho de Sampaio (2006) este valor máximo é da mesma ordem, igual a dez. O valor mais elevado da viscosidade sub-malha pode ser atribuída ao maior tamanho da malha empregado naquele caso. Observa-se ainda na Figura 5.51 que atrás da placa a razão ν_{SM}/ν aumenta para o valor dez, confirmando a informação que uma malha mais grosseira induz a uma viscosidade de sub-malha maior.

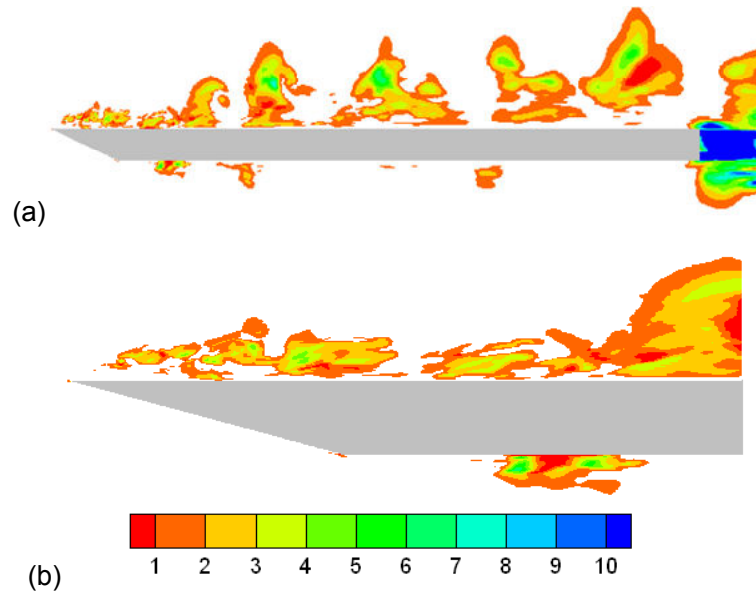


Figura 5.51 – Contornos da razão entre as viscosidades sub-malha e molecular (toda a placa e região da bolha). LES Dinâmico, $\alpha = 1^\circ$. (a) Placa inteira (b) Região da bolha de separação

Uma outra avaliação qualitativa que pode ser obtida, através da simulação com o modelo LES Dinâmico, é a formação das estruturas vorticiais coerentes.

Segundo Lesieur et al. (1997, 2005), vórtices coerentes são regiões de escoamento em que a concentração do módulo do vetor vorticidade ω deve ser alta o suficiente para que um enrolamento do fluido circundante seja possível. Essas estruturas são núcleos de baixa pressão, pois uma quantidade de fluido circulando ao redor de um vórtice estará em equilíbrio aproximado entre efeitos centrífugos e do gradiente de pressão. Assim, Lesieur et al. (1997, 2005) considera três formas principais de identificação de um vórtice coerente, através das regiões com alto valor do módulo do vetor vorticidade, com baixa pressão total e com auxílio do “critério Q”.

O vetor vorticidade é definido através do rotacional do vetor velocidade. Lesieur et al. (1997, 2005) define a pressão total como

$$P = \bar{p} + \frac{\rho}{2} \overline{u_i u_i} \quad (5.16)$$

O critério Q avalia as estruturas coerentes do escoamento através do segundo invariante do gradiente da velocidade,

$$Q = \frac{1}{2} \left(\overline{\overline{\Omega_{ij}}} \overline{\overline{\Omega_{ij}}} - \overline{\overline{S_{ij}}} \overline{\overline{S_{ij}}} \right) \quad (5.17)$$

onde os tensores taxa de rotação $\overline{\overline{\Omega_{ij}}}$ e taxa de deformação $\overline{\overline{S_{ij}}}$ do escoamento resolvido são

$$\overline{\overline{S_{ij}}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \quad \text{e} \quad \overline{\overline{\Omega_{ij}}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \quad (5.18)$$

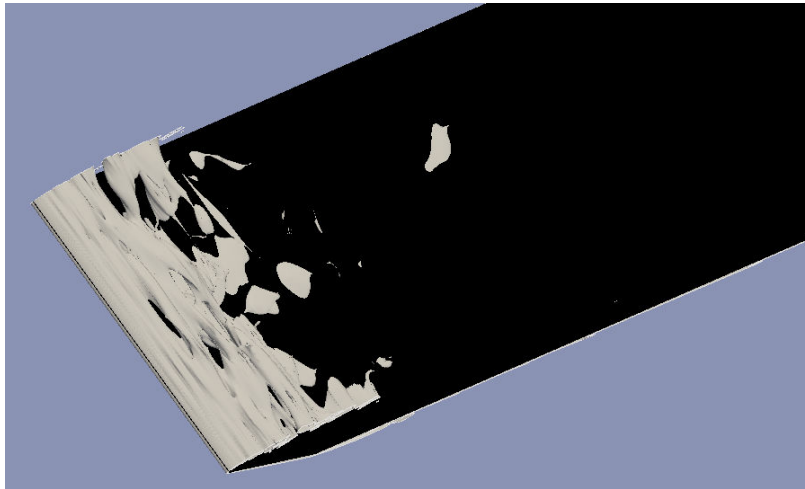
Considera-se coerentes as estruturas nas quais o valor de Q excede determinado limite positivo, arbitrariamente escolhido.

A Figura 5.52a apresenta as isosuperfícies de um alto valor do módulo de vorticidade ($|\omega|c/U_\infty = 160$), mostrando a quebra da estrutura alinhada em forma de lâmina (“*vortex sheet*”) formada no bordo de ataque em estruturas menores.

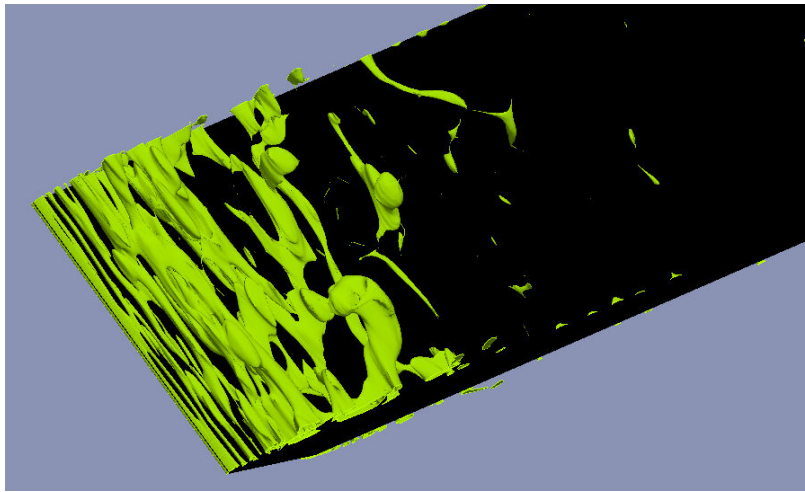
A Figura 5.52b é uma amostra instantânea do segundo invariante do gradiente de velocidade, Q , que identifica as estruturas vorticais coerentes. Os mapas de isosuperfícies de Q indicam o mesmo comportamento dos vórtices que o módulo de vorticidade, porém os vórtices são mais finos e há o desaparecimento do *vortex sheet* a montante. Nesse caso do critério Q , nota-se que as estruturas próximas ao bordo de ataque, inicialmente retilíneas e alinhadas na direção da envergadura, evoluem para formas mais caóticas, dobrando-se e quebrando-se à medida que são transportadas pelo escoamento, num processo conhecido como “*vortex breakdown*”.

A Figura 5.52c demonstra o mesmo comportamento dos vórtices através de superfícies isobáricas com valor baixo de pressão total. Através desse critério verifica-se a quebra das estruturas retilíneas em outras grandes e largas do tipo Λ vórtices (Lesieur et al., 2005).

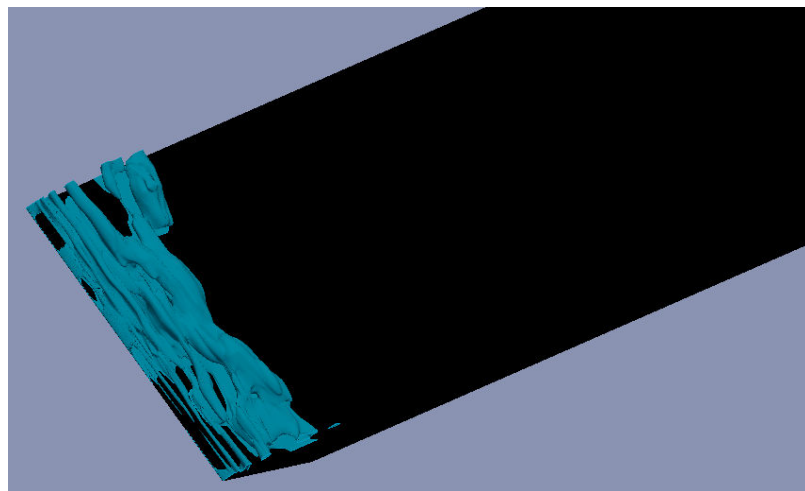
Cabe ressaltar observando a Figura 5.52 que os três critérios (alto $|\omega|$, critério Q e baixo P) apresentaram resultados coerentes. Além disso, os valores escolhidos para ilustração das isosuperfícies dos critérios descritos levaram em consideração a melhor forma de apresentação dos vórtices e foram normalizados conforme consta nas legendas. Assim como Lesieur et al. (2005), analisando a Figura 5.52 pode-se considerar o critério Q como sendo o de melhor visualização das estruturas coerentes.



(a) Região de alto módulo da vorticidade. Valor normalizado: $|\omega|c/U_\infty = 160$.



(b) Critério Q . Valor normalizado: $Qc/U_\infty = 160$



(c) Região de baixa pressão total. Valor normalizado: $P/(\rho U_\infty^2) = -0,38$.

Figura 5.52 – Estruturas coerentes sob diferentes critérios.

A Figura 5.53 apresenta a vista lateral da placa com as estruturas vorticais coerentes coloridas pela intensidade do módulo da vorticidade. A legenda refere-se aos valores do módulo da vorticidade normalizados como na Figura 5.52a. ($|\omega|c/U_\infty$).

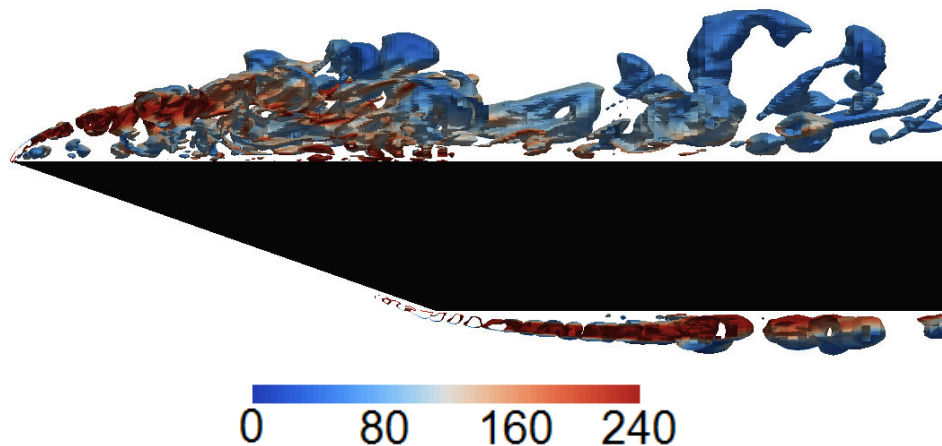


Figura 5.53 – Estruturas vorticais coerentes através do critério Q .

Nessa vista lateral, verifica-se que as estruturas coerentes do bordo de ataque são as que possuem maior magnitude de vorticidade, estando de acordo com a teoria anteriormente descrita.

Os vórtices inicialmente retilíneos no bordo de ataque são transportados pelo escoamento médio, que devido a instabilidades intrínsecas vão sendo quebrados à medida que o escoamento evolui. Isto pode ser verificado nos resultados mostrados nas Figuras 5.52 e 5.53.

Uma decorrência direta dessa evolução dos vórtices é que o escoamento pode ser considerado praticamente bidimensional nas regiões à jusante e imediatamente à montante do bordo de ataque, adquirindo características tridimensionais à medida que se caminha em direção ao bordo de fuga.

Com todos esses resultados, demonstra-se que o uso da Simulação de Grandes Escalas aliada ao uso de uma malha criteriosamente selecionada leva a resultados precisos e relevantes para um melhor conhecimento do fenômeno físico. Os resultados do modelo LES Dinâmico mostraram-se bem superior aos apresentados pelos modelos RANS. Acredita-se que o modelo f-LES também obtenha resultados melhores com a utilização da malha proposta por esse trabalho.

Nos próximos capítulos avalia-se o desempenho dos modelos e o escoamento para ângulo de ataque $\alpha = 3^\circ$ e 5° .