

## 7

### Resultados

Neste capítulo são apresentados e analisados os resultados das simulações de grandes escalas para o escoamento aerodinâmico incompressível sobre uma placa plana e fina, a pequenos ângulos de ataque (AOA), e elevado número de Reynolds. Devido às similaridades físicas constatadas experimentalmente para diversos ângulos de incidência e números de Reynolds, este capítulo concentra-se, primordialmente, no caso de ângulo de ataque  $\theta = 1^\circ$ , a número de Reynolds  $Re = 2,13 \times 10^5$ , para o qual Crompton (2001) disponibiliza uma quantidade suficiente de dados experimentais, possibilitando uma avaliação da acurácia das metodologias empregadas. Dentre os vários ângulos de incidência examinados por Crompton, escolheu-se o menor deles,  $1^\circ$ , por admitir uma concentração de volumes de controle numa região menor do domínio, tendo em vista que o comprimento e altura da bolha de recirculação são também menores (aproximadamente 14% da corda da placa). Com isso, obteve-se um menor custo computacional, o que permitiu um maior número de simulações.

Duas abordagens para a modelagem sub-malha são utilizadas e comparadas. Primeiramente, o tradicional modelo de uma equação (Yoshizawa e Horiuti, 1985) é empregado, para o qual é feito um pequeno estudo de malha. Este estudo de malha envolveu uma malha inicial e posteriores refinamentos em diferentes direções e planos, a fim de se avaliar, isoladamente, suas respectivas influências nas previsões numéricas. A malha mais adequada foi identificada e escolhida para as simulações posteriores. A concordância destes resultados com os dados experimentais disponíveis (Crompton, 2001) foi bem melhor do que a de simulações envolvendo metodologias RANS (Collie et al., 2003). Constatou-se, no entanto, que ainda havia necessidade de melhorias, as quais poderiam ser obtidas, possivelmente, através de um refinamento ainda maior da malha, em todas as direções.

Uma vez que um refinamento adicional da malha elevaria muito o custo computacional envolvido, optou-se por desenvolver uma abordagem alternativa para a modelagem sub-malha, como apresentada no Capítulo 5

e validada no Capítulo 6. Uma das vantagens referentes à utilização de uma solução alternativa aos já consagrados e testados modelos de sub-malha é a expectativa de que esta complementaria o entendimento, ou, no mínimo, traria um ponto de vista distinto sobre algumas questões fundamentais das metodologias numéricas e modelagens físicas envolvidas nas simulações de escoamentos turbulentos. Assim, o modelo proposto foi usado com a malha identificada como a mais adequada pelo estudo de malha, sendo sua sensibilidade aos parâmetros  $\alpha_f$  e  $\beta_f$ , descritos no Capítulo 5, analisada através de várias simulações, todas elas também a  $\theta = 1^\circ$  e  $Re = 2,13 \times 10^5$ . Os resultados obtidos com a modelagem proposta foram também comparados com os resultados do modelo de uma equação (Yoshizawa e Horiuti, 1985), mostrando-se como uma opção viável, não só para a modelagem física das pequenas escalas, como também para a estabilização de esquemas numéricos.

Embora, teoricamente, a malha escolhida para  $\theta = 1^\circ$  tenha sido idealizada levando-se em conta as dimensões esperadas para a bolha de recirculação, ao final deste Capítulo, esta mesma malha é empregada numa simulação envolvendo ângulo de ataque de  $\theta = 3^\circ$ , e  $Re = 2,13 \times 10^5$ . A rigor, uma nova malha deveria ter sido projetada de forma a melhor representar a bolha longa que, para este caso de  $\theta = 3^\circ$ , se estende por quase metade da placa. Conforme já comentado anteriormente, numa região de intensa atividade turbulenta, tal como a região próxima a bolha, é conveniente o emprego de malhas as mais regulares possíveis, a fim de se reduzirem os erros de comutatividade cometidos no processo de filtragem das equações. Isto, no entanto, elevaria o custo computacional da simulação, tornando-a inviável. Se por um lado, a utilização de uma malha não ideal acarreta maiores erros, por outro serve como um pequeno teste para a robustez da modelagem proposta, face às inadequações nos espaçamentos e nas variações de dimensões nos volumes de controle, ao longo do domínio.

## 7.1

### Modelo Sub-malha Tradicional – 1 Grau de Ângulo de Ataque

Apesar do avanço experimentado pela modelagem da turbulência nas últimas décadas, na prática, ainda não é possível partir-se para uma simulação numérica sem nenhum conhecimento prévio do escoamento e das estruturas envolvidas. Mais precisamente, para que as simulações computacionais se tornem autosuficientes e independentes de resultados experimentais, é necessário um grande número de testes de validação, envolvendo

diferentes níveis de refinamento de malha, diversos tamanhos de passos de tempo, e, no caso de LES, várias combinações largura de filtro-espessura de malha. Se no caso de abordagens RANS isso já representa um enorme custo adicional, no caso de Simulações de Grandes Escalas, que envolvem tempos de processamento extremamente longos, pode determinar a inviabilidade da metodologia para aplicações de interesse prático. Em relação ao RANS, nas Simulações de Grandes Escalas isto é em parte compensado pela maior universalidade da modelagem física, com menor grau de empiricismo e maior confiabilidade nos modelos.

A necessidade de alargamento de volumes de controle nas direções das fronteiras, imposta por uma limitação de recursos computacionais, provoca, conforme exposto no Capítulo 3, erros de comutatividade. Embora seja comum ignorar esse erro de comutatividade em prol de maiores esforços na modelagem física, o conhecimento de seu efeito no esquema numérico é importante na etapa de definição da malha ou mesmo na tentativa de se prevenir instabilidades numéricas.

Germano (2000) constatou anteriormente que, dependendo do processo de filtragem, os efeitos dos erros de comutatividade podem corresponder aos de uma dissipação espúria. Em particular, se o espaçamento de malha aumenta no sentido do escoamento, a viscosidade espúria, associada ao erro de comutatividade, pode se tornar negativa a ponto de causar fortes instabilidades numéricas, caso não seja compensada por outros efeitos viscosos. Neste caso, a solução fatalmente diverge após algumas interações. Por outro lado, se a malha se alarga no sentido do escoamento, a viscosidade espúria normalmente assume valor positivo, o que, se de um modo ajuda na estabilidade numérica, por outro, pode causar atenuação maior que a necessária, o que também não é desejável.

Esse erro de comutatividade está presente, tanto em metodologias baseadas em RANS quanto em LES, e se manifesta de forma significativa no termo advectivo. Em geral, a modelagem RANS não é muito afetada pelas instabilidades numéricas, devido ao emprego de esquemas altamente dissipativos, tais como os esquemas *Upwind* padrão de primeira ordem ou *Power Law* (Patankar, 1980) que contrabalançam tais viscosidades espúrias. O uso desses esquemas em Simulações de Grandes Escalas normalmente causa excessiva atenuação de importantes estruturas turbulentas, embora exista uma classe de modelos que utiliza essa propriedade para eliminar, de forma controlada, a energia que chega às menores estruturas, via cascata de energia (Fuerby e Grinstein, 1999 e 2002). Nesses modelos, denominados "Monotonic Integral Large Eddy Simulation" (MILES), diz-se que a modelagem

física está implícita no esquema numérico dissipativo. Alguns críticos dessa abordagem argumentam que ela é extremamente dependente da malha, e de certa forma, sem sentido físico.

Felizmente, num escoamento aerodinâmico externo, a atividade turbulenta e as estruturas vorticiais estão normalmente confinadas a regiões próximas ao objeto de interesse (aerofólio ou placa plana, no presente caso), e, na pior situação, podem também incluir uma região de esteira, formada à jusante do mesmo.

Assim sendo, a solução adotada no presente trabalho, que viabiliza a utilização de esquemas numéricos e modelos sub-malha tradicionais em escoamentos externos, consiste no particionamento do domínio em duas regiões, uma com intensa atividade turbulenta e outra na qual domina o escoamento laminar, em regime permanente. Na região de atividade turbulenta, adota-se uma malha o mais uniforme possível, com esquemas numéricos virtualmente não-dissipativos, tal como o baseado em “diferenças centradas”. Já na região sem turbulência, permite-se o emprego de malhas altamente não-uniformes, com esquemas numéricos dissipativos. Desta maneira, é possível eliminar problemas de instabilidade numérica, sem que estruturas importantes sejam demasiadamente atenuadas.

Essa estratégia pode ser utilizada com diversas combinações de esquemas dissipativos e não dissipativos, assim como diversas modelagens sub-malha. Este trabalho, no entanto, restringe-se ao uso combinado do esquema de Diferenças Centrais e *Upwind* padrão, de primeira ordem, em conjunto com o modelo de uma equação (Yoshizawa e Horiuti, 1985), descrito em detalhes na seção 3.6.3.

Embora o esquema *Upwind* seja excessivamente dissipativo, sua escolha é baseada no fato de que sua ação ficará restrita à região delimitada, a priori, como a região laminar, onde nenhuma estrutura transiente importante estará presente. Por sua vez, a motivação para o emprego do modelo de uma equação vem da sua habilidade em lidar com situações de não-equilíbrio, onde produção e dissipação de pequenas escalas turbulentas não se cancelam.

Deve-se reforçar que, sem esta estratégia mista, ou em outras palavras, empregando-se diferenças centradas em todo domínio com uma modelagem baseada em viscosidade turbilhonar, todas as tentativas de simulação resultaram em instabilidades numéricas que levaram à interrupção prematura das mesmas, devido à explosão numérica obtida (*number overflow*).

A Figura 7.1 mostra a geometria da placa plana empregada nos trabalhos de Crompton e Barret (2000), Crompton (2001) e Collie et al.

(2003), onde pode-se observar a extremidade chanfrada com um ângulo de  $20^\circ$ . No presente trabalho, adota-se a mesma geometria, porém, para evitar trabalhar com valores de velocidade ou de viscosidade muito pequenas que levam a problemas associados a erros de truncamento, utilizou-se um fator de escala de tal forma que o comprimento (corda) da placa seja  $c = 16$  m, o que, combinado com uma velocidade de corrente livre de módulo igual a  $U_\infty = 10$  m/s e uma viscosidade cinemática igual a  $\nu = 7,5 \times 10^{-4}$  m<sup>2</sup>/s, resulta no número de Reynolds  $Re = (U_\infty c)/\nu = 2,13 \times 10^5$ , para o qual se dispões de detalhados dados experimentais (Crompton e Barret, 2000).

O plano  $x - y$  do domínio computacional é apresentado na Fig. 7.2, o qual possui uma região acima e abaixo da placa com dimensão igual a corda  $c$ , assim como a montante da placa. A jusante da placa, devido a formação de esteira, especificou-se uma região com comprimento igual a 3 vezes a corda  $c$ , o que corresponde a mais de 20 vezes a extensão da bolha de recirculação principal. Considerou-se a envergadura da placa com dimensão  $L$ . No caso das simulações bi-dimensionais com RANS esta dimensão é irrelevante, enquanto nos experimentos de Crompton (2001), houve uma grande preocupação de que esta fosse suficientemente grande para minimizar a influência das paredes do túnel, garantindo um escoamento estatisticamente homogêneo na direção da envergadura. Para a obtenção de uma solução numérica satisfatória com a metodologia de Grandes Escalas, a um custo computacional razoável, a envergadura da placa pode e deve ser menor do que a utilizada no experimento. É importante, no entanto, que seja grande o suficiente para representar todas as estruturas turbulentas relevantes, e que as estruturas das fronteiras não se encontrem correlacionadas. Testes preliminares foram realizados para definir esta dimensão, a qual foi fixada como sendo igual a 0,25 da corda,  $L = 0,25c$ .

As fronteiras também são indicadas na Fig. 7.2, juntamente com os tipos de condições de contorno. Para representar a inclinação da placa, a velocidade da corrente livre é especificada inclinada em relação a horizontal de  $\theta$ , isto é,

$$\bar{\mathbf{u}} = U_\infty \cos(\theta) \vec{i} + U_\infty \sin(\theta) \vec{j}, \quad (7-1)$$

logo as fronteiras inferior e esquerda são fronteiras de entrada de escoamento, enquanto as fronteiras norte e direita são de saída de escoamento. Considera-se que não há turbulência na corrente livre, logo a energia cinética turbulenta de sub-malha na entrada é nula. Adicionalmente, o gradiente de pressão normal às fronteiras de entrada também é nulo. Nas fronteiras de saída, despreza-se a difusão axial de todas as variáveis, i.e., os gradientes

normais às fronteiras dos componentes da velocidade e da energia cinética da sub-malha são nulos. A pressão de referência é prescrita na saída, sendo arbitrada como zero. Não há deslizamento na placa e o gradiente normal da pressão na placa é prescrito como nulo. Para representar a placa infinita, condições de contorno periódicas são impostas na direção  $z$ . As condições de contorno prescritas encontram-se resumidas na tabela 7.1.

Na Fig. 7.3 um detalhe do domínio próximo à placa é apresentado, onde regiões auxiliares, numeradas, ajudam na distribuição de volumes de controle de acordo com os diferentes requisitos dos diferentes regimes de escoamento. O bloco de número 15 é de especial interesse, por englobar toda a bolha de recirculação do bordo de ataque, foco do presente estudo, de acordo com os dados experimentais de (Crompton e Barret, 2000).

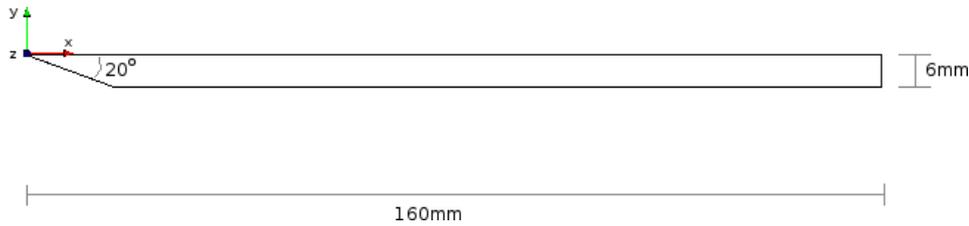


Figura 7.1: Geometria da placa plana e fina empregada

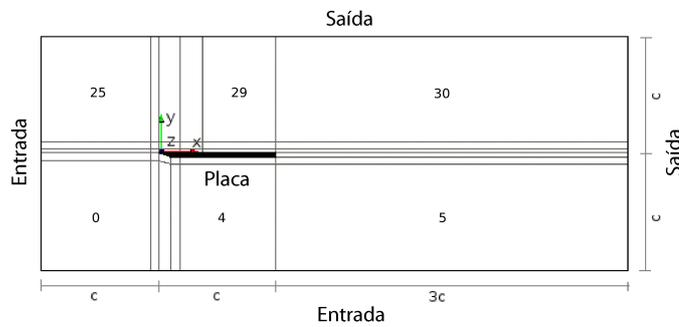


Figura 7.2: Domínio computacional

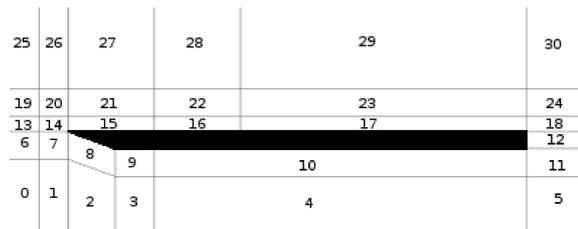


Figura 7.3: Detalhe do domínio computacional, com blocos auxiliares numerados

Tabela 7.1: Condições de Contorno

Campo	Entrada	Saída	Placa	Planos-Z
$\mathbf{u}$	$(9,9985; 0,1745; 0)$	$\nabla_n \mathbf{u} = (0; 0; 0)$	$(0; 0; 0)$	periódico
$p$	$\nabla_n p = 0$	0	$\nabla_n p = 0$	periódico
$k_{SGS}$	$k_{SGS} = 0$	$\nabla_n k_{SGS} = 0$	$k_{SGS} = 0$	periódico

A delimitação entre as regiões “turbulentas” e as “laminares” é mostrada na Fig. 7.4. Neste escoamento, em particular, a disponibilidade de dados experimentais facilitou a definição do limite entre essas duas regiões, muito embora a meta de qualquer simulação numérica deva ser a de substituir completamente os experimentos, e não depender dos mesmos. Dentro da caixa denotada com “CD” na Fig. 7.4, que contém os blocos 7, 8, 9,10, 14, 15, 16 e 17, assim como uma pequena parte dos blocos 11, 12, e 18, o esquema diferenças centradas é empregado, enquanto no restante, denotado por “UW”, utiliza-se o esquema *Upwind* de primeira ordem. Vale ressaltar que, como já comentado, na região onde o esquema centrado é utilizado, a malha deve ser o mais regular possível a fim de evitar efeitos espúrios e instabilidades numéricas.

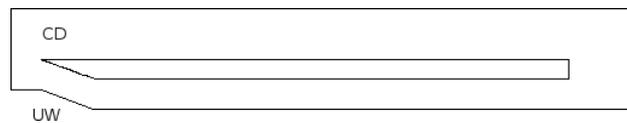
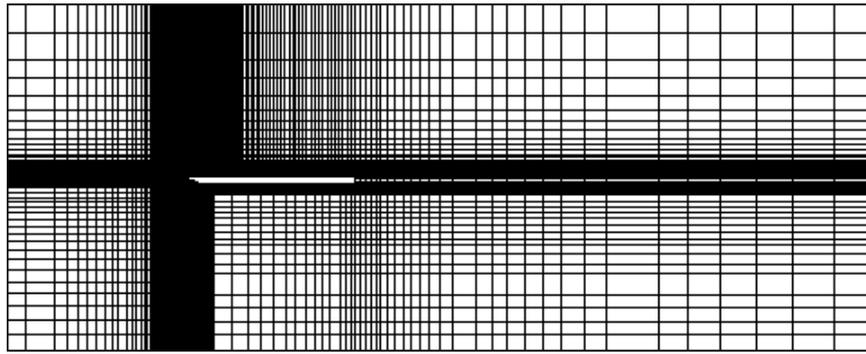


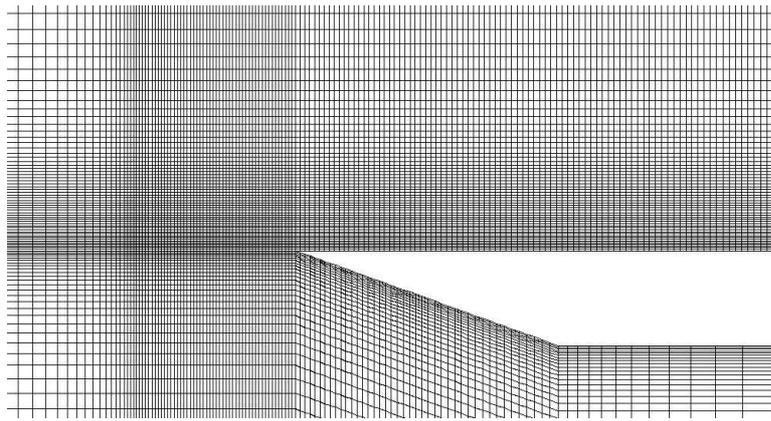
Figura 7.4: Regiões de aplicação dos esquemas de diferenças centrais, CD e *Upwind*, UW

Embora malhas não-estruturadas sejam mais adaptáveis, malhas estruturadas são mais eficientes no preenchimento do domínio, requerendo menor número de volumes de controle. Além disso, potencialmente, apresentam menores erros de não-ortogonalidade, sendo, devido a esses fatores, escolhidas para este trabalho. No entanto, todos os esquemas utilizados e desenvolvidos neste estudo são imediatamente extensíveis a malhas não-estruturadas, a serem utilizadas em trabalhos futuros.

A malha inicialmente escolhida, para as simulações envolvendo o modelo sub-malha de uma equação, consiste de 418.992 volumes de controle, com 16 divisões ao longo da envergadura  $L$  (direção  $z$ ), a qual por sua vez mede 25% da corda da placa, ou seja,  $L = 0,25c = 4$  m. Esta malha foi denominada “malha 400k” e o plano  $x - y$  da mesma encontra-se ilustrado na Fig. 7.5.



(a) Geral



(b) Proximidade do bordo de ataque

Figura 7.5: Malha empregada

O menor volume de controle encontra-se no interior do bloco de número 15, medindo  $0,01 \times 0,04 \times 0,25 \text{ m} = 0,000625 \times 0,0025 \times 0,015625 \text{ c}$ , correspondente a Altura  $\times$  Largura  $\times$  Profundidade, o que garante valores de  $y^+$  abaixo de 10 para o primeiro ponto da malha em toda superfície superior da placa. O valor de  $y^+$  é calculado por

$$y^+ = \frac{u_\tau d}{\nu}, \quad \text{com} \quad u_\tau = \sqrt{\frac{|\tau_w|}{\rho}}, \quad \text{e} \quad \tau_w = \rho \nu_{eff} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)_{y=0}, \quad (7-2)$$

sendo  $d$  a distância à placa do primeiro centróide adjacente à mesma, e  $\nu_{eff} = \nu + \nu_{SGS}$  a viscosidade efetiva, ou melhor, a soma das viscosidades laminar e sub-malha.

Embora estes valores de  $y^+$  não sejam adequados a uma genuína Simulação de Grandes Escalas, principalmente em escoamentos onde a correta previsão da transição turbulenta é crítica, no presente caso não devem representar problemas, uma vez que a separação da camada limite é ditada por uma geometria abrupta e ocorre num ponto bem definido. Uma

vez que a transição da camada de mistura para regime turbulento ocorre, para números de Reynolds superiores a  $1 \times 10^5$ , logo após a separação, nas vizinhanças do bordo de ataque, estes valores de  $y^+$  também não devem afetar significativamente a previsão do restante do escoamento. A exceção a ser feita é a previsão da bolha secundária, formada no interior da bolha longa de recirculação, já que a mesma tem origem após um processo de relaminarização, seguido de separação da camada limite. Assim, o local exato dessa separação secundária e a extensão dessa bolha são fortemente influenciados pela intensidade turbulenta à montante da mesma, de forma que, neste caso, os valores de  $y^+$  deveriam ser bem mais baixos nessa região do que aqueles ora adotados. A fim de se manter os custos das simulações em níveis aceitáveis, no entanto, mantém-se  $y^+ < 10$  como critério de projeto da malha. A Figura 7.6 ilustra valores instantâneos de  $y^+$  sobre a placa, após o desenvolvimento estatístico do escoamento. Nota-se que, de fato, os valores permaneceram nos patamares desejados, sendo que a média sobre a superfície superior, para o instante de tempo ilustrado foi de aproximadamente 3,75.

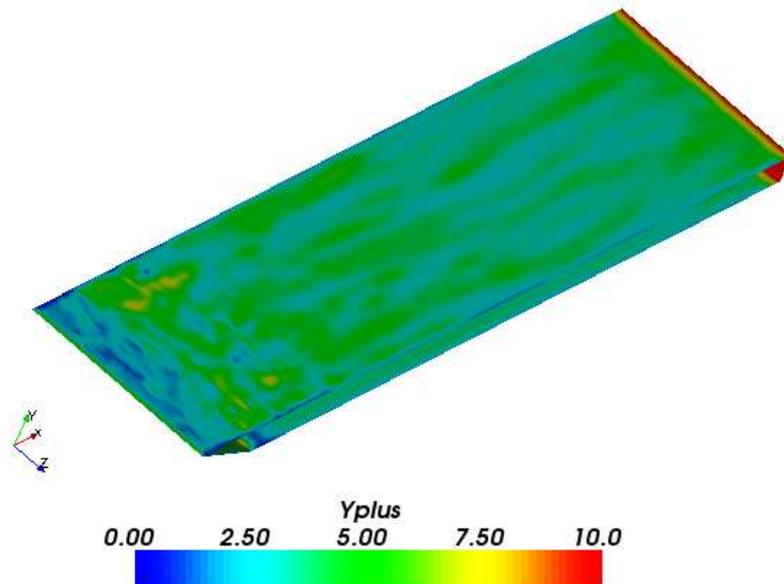


Figura 7.6: Valores instantâneos de  $y^+$  após o desenvolvimento estatístico do escoamento

Como o principal objetivo deste estudo é capturar e entender os mecanismos envolvidos na formação e desenvolvimento da bolha de recirculação

longa, as recomendações usuais para malhas em LES são ligeiramente relaxadas fora dessa região. Assim, a taxa de expansão de volumes de controle consecutivos é mantida abaixo de 0,5% apenas no interior do bloco de número 15. Fora do mesmo, admite-se um alargamento maior, da ordem de 5%, o que pode prejudicar em parte as previsões do escoamento a jusante da bolha, devido a dissipações espúrias, oriundas de erros de comutatividade. Entretanto, espera-se que isso não afete as previsões na região de interesse (bolha longa), por ser um escoamento a alto número de Reynolds, no qual informações a jusante têm pouca influência sobre estruturas a montante.

Os campos de velocidade e pressão foram inicializados com os resultados de uma simulação RANS com o modelo de Spalart-Almaras (Spalart, 1994), de forma que a etapa transiente, necessária para que o regime estacionário no sentido estatístico fosse atingido, foi encurtada. Somente após um longo período de evolução do escoamento, após o qual não se constatou mudanças nas estatísticas de primeira e segunda ordem, reinicializa-se as médias, dando início ao cálculo dos resultados em regime estatisticamente permanente. Utilizou-se, em todas as médias apresentadas, períodos de amostragem de pelo menos 16 segundos, o que corresponde a 10 vezes o tempo necessário para que uma partícula, transportada por advecção, percorra toda a extensão (corda) da placa. Em todas as simulações apresentadas, o passo de tempo é escolhido de forma que o número de Courant não ultrapasse o valor de 0,125.

A qualidade dos resultados das simulações é avaliada a partir de comparações com os dados experimentais, disponíveis para a média temporal do componente  $x$  da velocidade,  $\langle \bar{u}_x \rangle$ , coeficiente de pressão sobre a placa,  $cp$ , e estatísticas temporais de segunda ordem,  $R_{ij}$ , avaliados no plano central  $x - y$  da placa, definidos respectivamente como:

$$\langle \bar{u}_x \rangle = \frac{1}{\Delta t} \int_{\Delta t} \bar{u}_x dt, \quad (7-3)$$

$$cp = \frac{\langle \bar{p} \rangle - p_\infty}{\rho U_\infty^2 / 2}, \quad (7-4)$$

$$R_{ij} = \langle u'_i u'_j \rangle, \quad u'_i = \bar{u}_i - \langle \bar{u}_i \rangle, \quad (7-5)$$

sendo  $\langle \rangle$ , o operador média temporal, e  $p_\infty$  a pressão modificada na corrente livre.

É interessante salientar que avaliação da estatística temporal de segunda ordem,  $R_{ij}$  no limite do refino de malha utilizando LES, coincide com

o valor que seria obtido através de DNS. Adicionalmente, vale mencionar que, neste caso limite, o tensor  $R_{ij}$  é exatamente o tensor de Reynolds que as metodologias RANS tentam modelar.

Para o presente caso, com de ângulo de ataque  $\theta = 1^\circ$ , Crompton (2000) disponibilizou, no plano central da placa, dados de velocidades médias,  $\langle \bar{u}_x \rangle$ , e estatísticas de segunda ordem,  $R_{11}$ , ao longo das quatro estações de medição, normais à placa, cujas localizações são mostradas em linhas azuis na Fig. 7.7, e correspondem às posições  $x = 0,031c$ ;  $0,125c$ ;  $0,25c$  e  $0,375c$ . Na mesma Fig. 7.7 são mostradas, por meio de pontos verdes, as posições de cinco sondas, onde amostras dos sinais de velocidade são tomadas para cada instante de tempo simulado, para posterior processamento. Duas dessas sondas localizam-se sobre a primeira estação, outras duas sobre a segunda, e a última, sobre a terceira estação. As duas primeiras estações ( $0,031c$  e  $0,125c$ ) localizam-se no interior da bolha longa, segundo os dados experimentais de Crompton, enquanto as duas últimas ( $0,25c$  e  $0,375c$ ) fora da bolha.

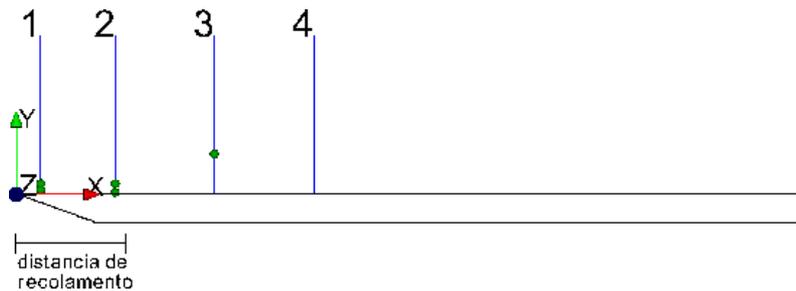


Figura 7.7: Localização das estações de medição e das sondas

A Fig. 7.8 ilustra, para o plano central da placa, os perfis de velocidade média adimensionalizada pela velocidade da corrente livre  $U_\infty$  ao longo da coordenada vertical  $y$  adimensionalizada pela corda  $c$ . Estes dados são comparados com os resultados experimentais de Crompton e Barret (2000) e os dados obtidos pelo modelo  $\kappa - \omega$  (RANS) por Collie et al. (2003). Conforme pode ser constatado, resultados satisfatórios foram obtidos com essa primeira malha (400k), principalmente se comparados com os obtidos pelo modelo  $\kappa - \omega$  (RANS). Notadamente, na região próxima à parede, na primeira estação dentro da bolha, Fig. 7.8(a), a metodologia RANS prevê, erroneamente, um gradiente de velocidade muito acentuado, enquanto o LES representa mais fielmente esta estrutura.

Já na segunda estação, observa-se que a solução obtida com a malha 400k também corresponde a uma estação no interior da bolha, porém

apresenta uma reversão do escoamento maior que a medida experimentalmente, enquanto pelo modelo  $\kappa - \omega$ , a segunda estação já corresponde a uma posição fora da bolha. Na região à jusante da mesma, no entanto, notou-se um indesejável efeito dissipativo, sugerido pela excessiva suavidade nas curvaturas dos referidos perfis. Na hipótese deste efeito ser devido a uma inadequada distribuição dos volumes de controle, foram então testadas duas outras malhas, com refinamentos em direções diferentes, a fim de se verificar suas respectivas influências na solução final. Assim, na segunda malha, denominada "malha 800k", dobra-se o número de subdivisões na direção  $z$ , mantendo-se inalteradas a envergadura,  $L$ , e a distribuição de elementos no plano  $x - y$ . Uma terceira malha, consistindo de 1.254.096 volumes de controle e denominada "1200k", preserva a mesma envergadura e divisões na direção  $z$  da malha "400k", porém melhora a distribuição de elementos no plano  $x - y$ , aumentando a regularidade da malha na região à jusante da bolha, particularmente nos blocos de número 16 e 17.

A Tab. 7.2 apresenta o número de subdivisões nas três direções  $(N_x, N_y, N_z)$ , em cada um dos blocos auxiliares.

Os resultados obtidos com essas outras duas malhas são também mostrados na mesma Fig. 7.8. Observa-se que, na primeira estação, mostrada na Fig. 7.8(a), o refinamento no plano  $x - y$  (1200k) foi ligeiramente mais eficiente do que o refinamento na direção  $z$  (800k). Na segunda estação, Fig. 7.8(b), no entanto, o refinamento em  $z$  (800k) mostrou-se mais eficiente, principalmente na região mais externa da camada de mistura, próxima ao escoamento externo à bolha. Esta estação localiza-se muito próximo ao ponto de recolamento, sendo especialmente sensível às imperfeições numéricas.

Na região à jusante da bolha, Figs. 7.8(c) e (d), todas as malhas testadas falham nas previsões, não só em termos quantitativos, como também em termos qualitativos, apresentando curvaturas muito suaves para os perfis. Isto está em desacordo com os dados experimentais, nos quais os perfis são descritos por segmentos de reta, sendo a transição entre estes bem abrupta. Não obstante, entre as três malhas, a de 800k parece ser a que mais se aproxima dos dados experimentais, ao capturar essa tendência "linear por partes" dos perfis, mesmo que de forma apenas qualitativa.

Costuma-se, para escoamentos com recirculação, renormalizar as coordenadas das estações em função do comprimento de recolamento,  $x_R$ , de forma a melhor compreender e separar as diversas fontes de erro. Assim, resultados qualitativos em termos de evolução dos perfis médios não são mascarados por discrepâncias na previsão do ponto de recolamento. Seguindo-se essa convenção, as coordenadas das estações de amostragens

Tabela 7.2: Subdivisões da malha

Blocos	400k (Nz=16) e 800k (Nz=32)		1200k (Nz=16)	
	Nx	Ny	Nx	Ny
0	43	18	43	23
1	49	18	49	23
2	42	18	42	23
3	12	18	12	23
4	15	18	120	23
5	30	18	52	23
6	43	25	43	25
7	49	25	49	25
8	42	25	42	25
9	12	25	12	25
10	15	25	120	25
11	30	25	52	25
12	30	3	52	3
13	43	35	43	48
14	49	35	49	48
15	86	35	140	48
16	26	35	116	48
17	29	35	277	48
18	30	35	52	48
19	43	20	43	24
20	49	20	49	24
21	86	20	140	24
22	26	20	116	24
23	29	20	277	24
24	30	20	52	24
25	43	13	43	21
26	49	13	49	21
27	86	13	140	21
28	26	13	116	21
29	29	13	277	21
30	30	13	52	21

utilizadas nesse trabalho são, na verdade, dadas por  $x = 0,031 c (x_R/x_{Rexp})$ ,  $0,125 c (x_R/x_{Rexp})$ ,  $0,25 c (x_R/x_{Rexp})$ , e  $0,375 c (x_R/x_{Rexp})$ , onde  $c$  é a corda da placa,  $x_{Rexp}$  é a distância obtida experimentalmente, e  $x_R$  são as coordenadas obtidas nas diversas simulações, conforme mostradas na Tab. 7.3. Percebe-se, no entanto, da Tab. 7.3, que essa renormalização não tem grandes conseqüências no presente caso das Simulações de Grandes Escalas,

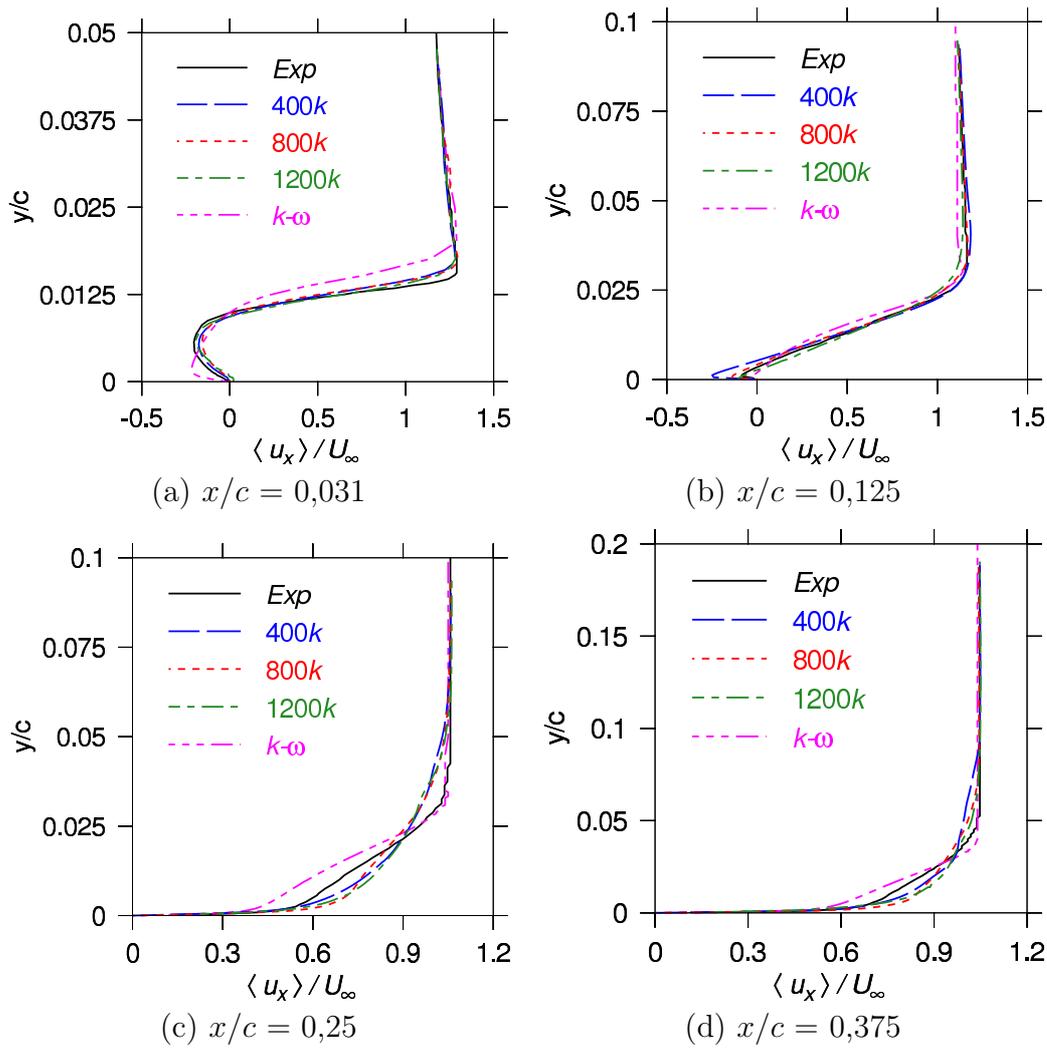


Figura 7.8: Perfis de velocidade média em estações localizadas em: a)  $x/c = 0,031$ ; b)  $x/c = 0,125$ ; c)  $x/c = 0,25$ ; d)  $x/c = 0,375$ .

uma vez que as distâncias de recolamento estão bem próximas dos dados experimentais. Mesmo assim, optou-se por seguir essa estratégia de renormalização, já que a mesma foi também adotada por Collie et al. (2003), nos casos simulados com RANS, utilizados para comparação.

As distâncias de recolamento obtidas com as diversas malhas são apresentadas na Tab. 7.3, juntamente com os respectivos erros em relação aos dados experimentais de Crompton (2001).

Nota-se que a previsão obtida para o comprimento de recolamento com todas as malhas apresentou uma concordância com os dados experimentais bem superior à obtida com o tradicional modelo  $\kappa - \omega$  RANS (Collie et al, 2003). Entre as simulações de grandes escalas, a que apresentou melhor resultado foi a de 800k.

O coeficiente de pressão, avaliado no plano central ao longo da superfície superior da placa, mostrado na Fig. 7.9, revela que nenhuma

Tabela 7.3: Distâncias de Recolamento obtidas

Caso	Distância de Recolamento (% da corda)	Erro (%)
Exp. (Crompton, 2001)	14%	—
$\kappa - \omega$ (Collie et al., 2003)	18,41%	24%
Malha 400k	14,53%	3,8%
Malha 800k	13,95%	0,37%
Malha 1200k	13,25%	5,4%

das malhas foi capaz de capturar a sucção no bordo de ataque provocada pela bolha. Além de um erro na localização do valor máximo, os resultados exibem um comportamento praticamente linear entre o extremo do bordo de ataque da placa e o pico de sucção, contrastando com o comportamento suave, praticamente parabólico constatado por Crompton (2001). O fato de que a solução obtida com a malha 1200k se aproxima mais dos dados experimentais pode ser um indício de que seja necessária maior resolução no plano  $x - y$ , principalmente na região vizinha ao bordo de ataque. Em comparação com os resultados obtidos por Collie et al. (2003), com a metodologia RANS, modelo  $\kappa - \omega$ , também mostrados na mesma figura, nota-se que os resultados das Simulações de Grandes Escalas estão bem mais próximas dos dados experimentais.

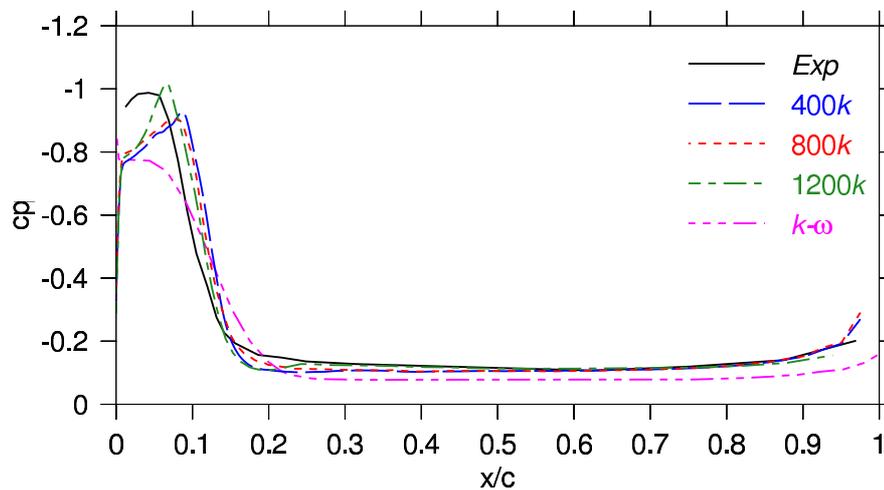


Figura 7.9: Coeficiente de pressão

Análises de estatísticas turbulentas de segunda ordem,  $R_{11} = \langle u' u' \rangle$ , apresentadas na Fig. 7.10, mostram que, para a primeira estação, Fig. 7.10 (a), a maior parte da energia cinética turbulenta ainda não está sendo resolvida, seja devido à utilização de malhas ainda grosseiras ou a uma superestimativa da viscosidade sub-malha por parte do modelo. Embora

um refinamento grande da malha certamente resolveria este problema, é importante verificar se outras alternativas para a modelagem sub-malha seriam capazes de, com a mesma malha, obter resultados melhores.

Também é evidente que o pico das estatísticas de segunda ordem é tardiamente detectado nas simulações: enquanto experimentalmente se constata que logo na primeira estação essas estatísticas assumem valor máximo, computacionalmente, as maiores intensidades de  $R_{11}$  ocorrem na segunda estação. Essa observação sugere que os efeitos combinados das diversas fontes de dissipação estão atrasando a transição da camada de mistura para um regime turbulento.

Em todas as estações, a solução obtida com a malha 400k consistentemente apresenta os maiores valores de  $R_{11} = \langle u' u' \rangle$ . Nota-se ainda que, a partir da segunda estação, os valores de  $R_{11}$  obtidos em todas as simulações superam os valores experimentais. Os altos valores de  $R_{11}$  refletem o fato de que os diferentes modelos estão estimando flutuações mais elevadas do que a observada experimentalmente. Na quarta estação, Fig. 7.10 (d), observa-se um perfil de  $R_{11}$  com oscilações, aparentemente irrealistas, o que indica a possibilidade de instabilidades numéricas. Note que instabilidades numéricas estão associadas a valores mais elevados das flutuações, podendo explicar porque todos os modelos super-estimaram o valor de  $R_{11}$ .

Embora haja indícios de que os dados experimentais sofram com problemas de vibrações do bordo de ataque, provocadas pela interação fluido-estrutura, isto não é suficiente para justificar as disparidades entre os resultados experimentais e numéricos.

Também é evidente, das Fig. 7.10 (b)-(d), que as três simulações, notadamente a 400k, superestimam o transporte de energia para longe da placa, na direção normal à mesma. Desta forma, as simulações acusam erroneamente atividades turbulentas em regiões supostamente livres de turbulência.

É preciso avaliar se as estruturas na direção  $z$  estão bem representadas, assim como se a dimensão utilizada para a envergadura  $L$  foi adequada. Para tal, amostra-se, num determinado instante de tempo, o componente principal do vetor velocidade,  $\bar{u}_x$ , ao longo da envergadura, em diversas coordenadas  $(x, y)$ . O coeficiente de correlação espacial,  $\rho$ , ou simplesmente, a correlação do sinal amostrado traz algumas informações relevantes a esta análise. Pode-se calcular esse coeficiente, através de uma integral do produto de uma função, no caso  $\bar{u}_x$ , amostrada ao longo da envergadura, por essa mesma função com uma defasagem  $z' - z$ . No caso discreto, isso se reduz a

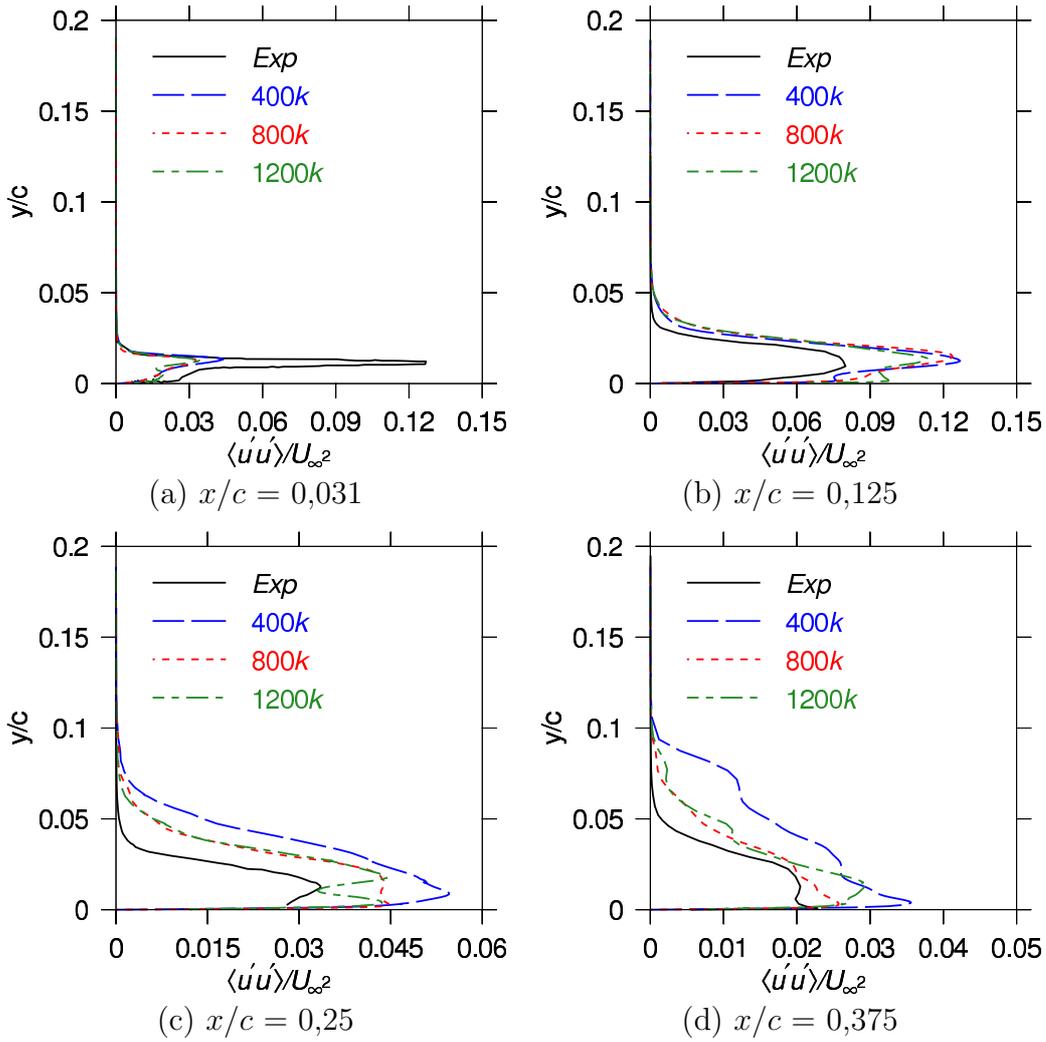


Figura 7.10: Perfis de  $R_{11}$  em estações localizadas em: a)  $x/c$  0,031; b)  $x/c = 0,125$ ; c)  $x/c = 0,25$ ; d)  $x/c = 0,375$ .

um somatório ao longo da direção  $z$ , a qual possui  $N_z$  pontos,

$$\varrho_{u_x}(n) = \frac{1}{N_z \sigma_{u_x}^2} \sum_{i_z=0}^{N_z-1} u'_x(i_z \Delta z) u'_x((i_z - n) \Delta z), \quad (7-6)$$

$$n = 0, 1, \dots, (N_z - 1),$$

sendo

$$u'_x = \bar{u}_x - \frac{1}{N_z} \sum_{i_z=0}^{N_z-1} \bar{u}_x(i_z \Delta z), \quad (7-7)$$

e

$\sigma_{u_x}^2$  a variância de  $\bar{u}_x$ , dado por

$$\sigma_{u_x}^2 = \frac{1}{N_z} \sum_{i_z=0}^{N_z-1} [u'_x(i_z \Delta z)]^2. \quad (7-8)$$

Assim, é importante que o coeficiente de correlação caia significativamente antes de atingir o outro extremo do domínio. Isto significaria, em termos físicos, que as estruturas de um extremo da envergadura da placa praticamente não sofrem nenhuma influência das do outro, ou, em outras palavras, estão descorrelacionadas. Caso isto não aconteça, deve-se aumentar a envergadura usada na simulação, a fim de se obter maior grau de descorrelação. Outra razão da importância da medida de correlação reside na sua direta ligação com o tamanho das estruturas turbulentas, sendo que quanto maior o espaço necessário,  $n\Delta z$ , para se atingir determinada autocovariância, maiores são as estruturas presentes.

As Figuras 7.11 (a) e (b) ilustram, para a malha 400k, as autocovariâncias em 10 coordenadas diferentes, onde cinco delas, Fig. 7.11 (a), estão bem próximas da placa ( $y/c = 0,0125$ ,  $x$  diversos) enquanto as outras cinco, Fig. 7.11 (b), encontram-se localizadas um pouco mais afastadas ( $y/c = 0,031$ ,  $x$  diversos). O eixo das abscissas apresenta a distância para qual a correlação é medida, em termos de número de subdivisões em  $z$ . De uma forma geral, observa-se que, para posições mais próximas da placa, a autocovariância diminui mais rapidamente do que para as mais afastadas. Isto era de certa forma esperado, uma vez que à medida que se aproxima da placa, as estruturas turbulentas vão ficando cada vez menores, e estruturas menores se descorrelacionam em espaços mais curtos. As mesmas observações podem ser feitas para as malhas 800k, Figs. 7.11 (c) e (d), e malha de 1200k, Figs. 7.11 (e) e (f), para as coordenadas  $y/c = 0,0125$  e  $y/c = 0,031$ , respectivamente.

A partir dos resultados obtidos nessas primeiras simulações, se nota um dos grandes problemas encontrados na metodologia de Grandes Escalas (LES): a dificuldade de se prover uma malha satisfatória e eficiente em diversas regiões do escoamento. Neste caso específico, a julgar pela região próxima à parede, poder-se-ia diminuir a envergadura a fim de aumentar a resolução na direção  $z$ . No entanto, a região mais afastada requer um maior espaçamento que permita uma maior queda da autocorrelação, havendo, portanto, um conflito de requerimentos.

Note-se, ainda, que as menores estruturas não estão muito bem resolvidas, principalmente na região próxima à parede, onde se observa oscilações espaciais muito rápidas, com números de onda muito próximos

à espessura da malha, impondo um aumento do número de subdivisões na direção  $z$ , ou alternativamente, uma diminuição da envergadura, o que agravaria o problema citado no parágrafo anterior.

Apesar das dificuldades comentadas, pode-se concluir que as estruturas na direção  $z$  estão relativamente bem representadas, portanto a envergadura  $L = 0,25c$  foi considerada satisfatória para a presente análise.

Para apresentação do demais resultados obtidos com o modelo tradicional de uma equação selecionou-se a malha de 800k.

Os espectros temporais dos sinais de  $\bar{u}_x$  e  $\bar{u}_y$ , amostrados nas cinco sondas das três estações indicadas na Fig. 7.7, localizadas no plano central da placa, são apresentados nas Figs. 7.12 a 7.16, com os respectivos histogramas.

O espectro temporal numa determinada posição é calculado como o quadrado do módulo da transformada de Fourier do sinal,

$$S(f) = |U_i(f)|^2, \quad (7-9)$$

onde  $f$  é a freqüência, e  $U_i(f)$  a transformada de Fourier do componente  $i$  da velocidade,  $\bar{u}_i(t)$ . Em prol da simplicidade, omitiu-se a coordenada  $x$  em  $S$ ,  $U_i$  e  $\bar{u}_i$ .

Como no presente caso a amostragem se dá no domínio do tempo, e não no domínio espacial, deve-se substituir, na transformada de Fourier anteriormente apresentada (Eq. 6-4b), o número de onda  $k$  por  $2\pi f$  e a coordenada  $x$  pelo tempo,  $t$ . Assim, a operação resultante é escrita como:

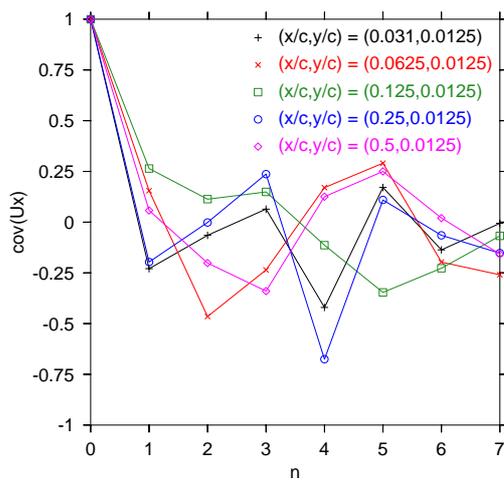
$$U_i(f) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{u}_i(t) e^{-i2\pi ft} dt, \quad (7-10)$$

ou, no caso discreto, como

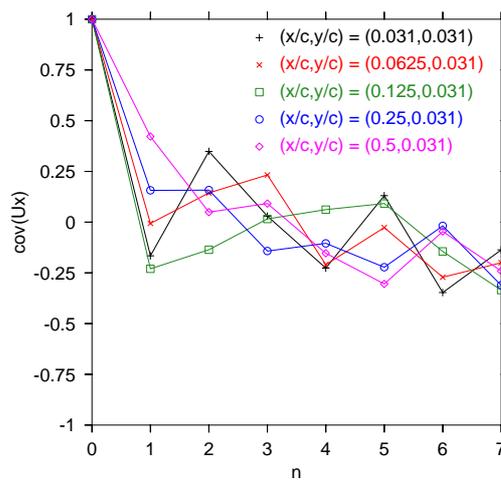
$$U_i(f) = \frac{1}{M_T} \sum_{m=0}^{M_T-1} \bar{u}_i(m\Delta t) e^{-i2\pi fm\Delta t}. \quad (7-11)$$

Aqui,  $\Delta t$  é o intervalo entre duas amostragens consecutivas, enquanto  $M_T$  é o número total de amostras do sinal, de forma que o período do mesmo é  $T = M_T\Delta t$ . As freqüências para as quais o somatório representado na Eq. 7-11 é calculado são aquelas múltiplas do inverso do período do sinal, ou seja,  $f = f_n = n\Delta f = n/T$ , sendo  $\Delta f$  a resolução de freqüência.

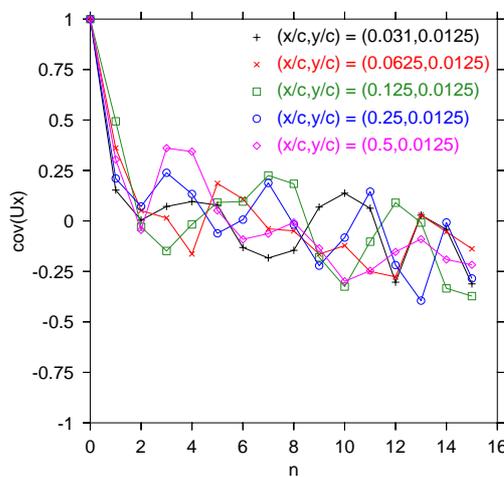
Visando a comparação do espectro de energia obtido nas simulações com o espectro de Kolmogorov, nas Figs. 7.12 a 7.16 traçou-se também uma



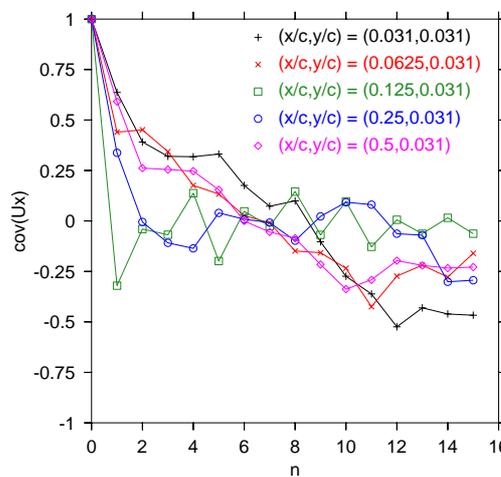
(a) 400k,  $y/c = 0,0125$



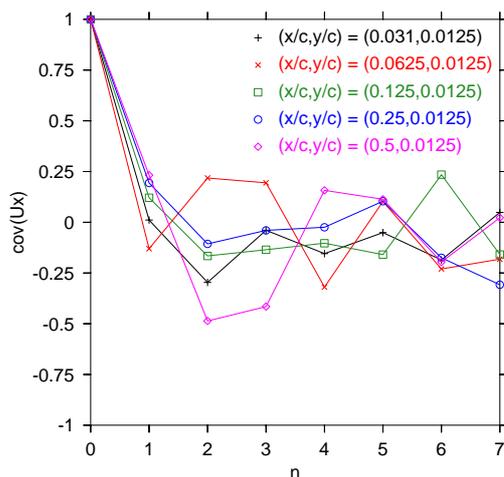
(b) 400k,  $y/c = 0,031$



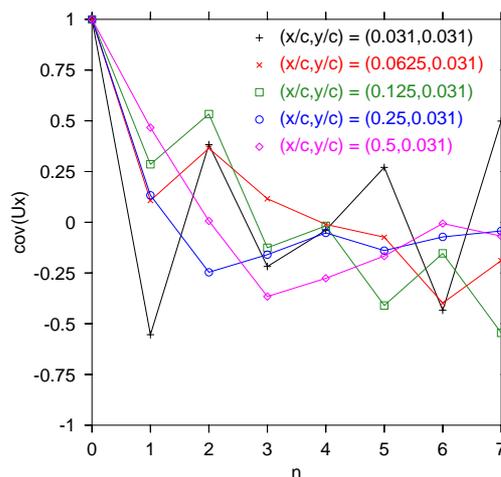
(c) 800k,  $y/c = 0,0125$



(d) 800k,  $y/c = 0,031$



(e) 1200k,  $y/c = 0,0125$



(f) 1200k,  $y/c = 0,031$

Figura 7.11: Coeficiente de correlação espacial,  $\rho$ : a) 400k,  $y/c = 0,0125$ ; b) 400k,  $y/c = 0,031$ ; c) 800k,  $y/c = 0,0125$ ; d) 800k,  $y/c = 0,031$ ; e) 1200k,  $y/c = 0,0125$ ; f) 1200k,  $y/c = 0,031$ .

reta com inclinação igual a  $-5/3$ . Pode-se observar em várias dessas sondas uma extensa faixa inercial do espectro obedecendo à lei de  $-5/3$ .

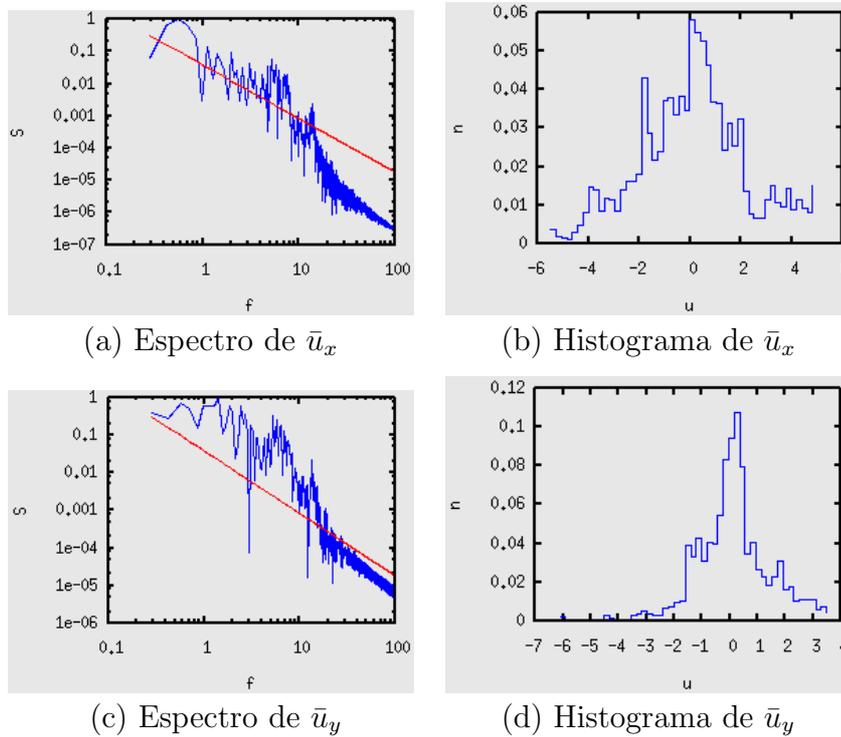


Figura 7.12: Espectros temporais e histogramas de  $\bar{u}_x$  e  $\bar{u}_y$  na sonda localizada na coordenada  $(x, y) = (0, 5; 0, 08)$  sobre a Estação 1.

Experimentalmente, foram observadas, para ângulos de ataque maiores, instabilidades transientes na camada de mistura, que fazem a mesma tremular. Essas instabilidades apareceriam no espectro de energia sob forma de máximos locais isolados, centrados exatamente na frequência principal, correspondente ao inverso do período de oscilação característico.

A sonda próxima à camada de mistura, localizada sobre as coordenadas  $(x; y) = (0, 5; 0, 2)$ , Figs. 7.13 (a) e (b), parece apresentar tais picos no espectro, ainda que de forma tênue. De fato, na frequência de aproximadamente 13 Hz, há um máximo de energia, que pode ser talvez associado a uma tremulação, de período igual ou próximo a 77 ms. Apesar de tênue, esse pico foi consistentemente identificado nas duas sondas sobre a Estação 1, conforme pode ser observado nas Figs. 7.12 (a) e (c), o que reforça a idéia de que está de fato associado a uma instabilidade coerente da camada limite. Da mesma forma, uma outra instabilidade, embora bem menos definida do que a anterior, pode, possivelmente, ser identificada próxima à frequência de 5 Hz, correspondendo a tremulações de período 0,2 segundos.

Note que nos espectros das demais sondas, mostrados nas Figs. 7.14 a 7.16, esta protuberância praticamente desaparece em meio ao ruído de

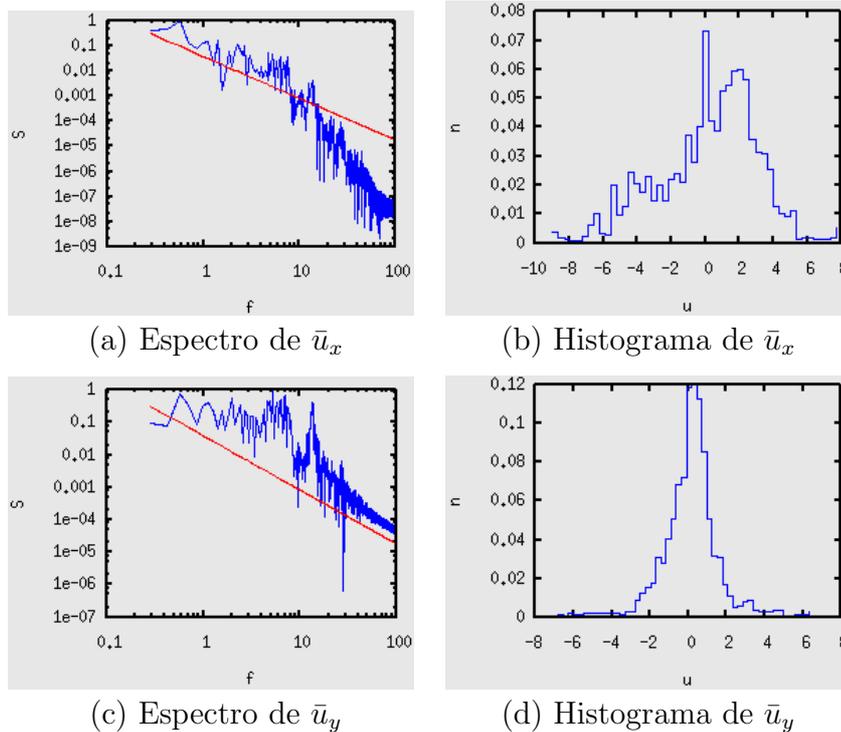


Figura 7.13: Espectros temporais e histogramas de  $\bar{u}_x$  e  $\bar{u}_y$  na sonda localizada na coordenada  $(x; y) = (0, 5; 0, 2)$  sobre a Estação 1.

fundo. Nestes casos, as respectivas faixas inerciais estão bem mais definidas e cobrem uma extensão maior, talvez devido ao fato da turbulência já ter tido mais tempo para se desenvolver.

Nos histogramas apresentados nas Figs. 7.12 a 7.16, o número de eventos observados para cada intervalo de  $\bar{u}_i$ , representado no eixo das ordenadas, foi normalizado pelo número total de amostras,  $M_T$ , de forma que, nos gráficos,  $n$  constitui a probabilidade de encontrar velocidades numa determinada faixa do eixo das abscissas, ou melhor, a frequência com que tal evento ocorre.

Os histogramas trazem informações que não podem ser inferidas de grandezas médias ou mesmo do espectro. Assim, baseado em tais gráficos, pode-se obter informações adicionais sobre as flutuações, tais como o valor mais provável, que não necessariamente coincide com o valor esperado, e quão grandes são os desvios em torno da média.

É claro que, em todos os casos, a componente  $x$  da velocidade se afasta mais do valor esperado do que a componente  $y$ . Nota-se, por exemplo, que na Fig. 7.12 (b), valores extremos, como  $u_x = 4m/s$  ou  $-4m/s$ , são esporadicamente encontrados na primeira sonda. Essas velocidades são consideradas elevadas, tendo em vista a posição da medição, interna à bolha principal. Neste mesmo local, e com a mesma frequência encontra-se

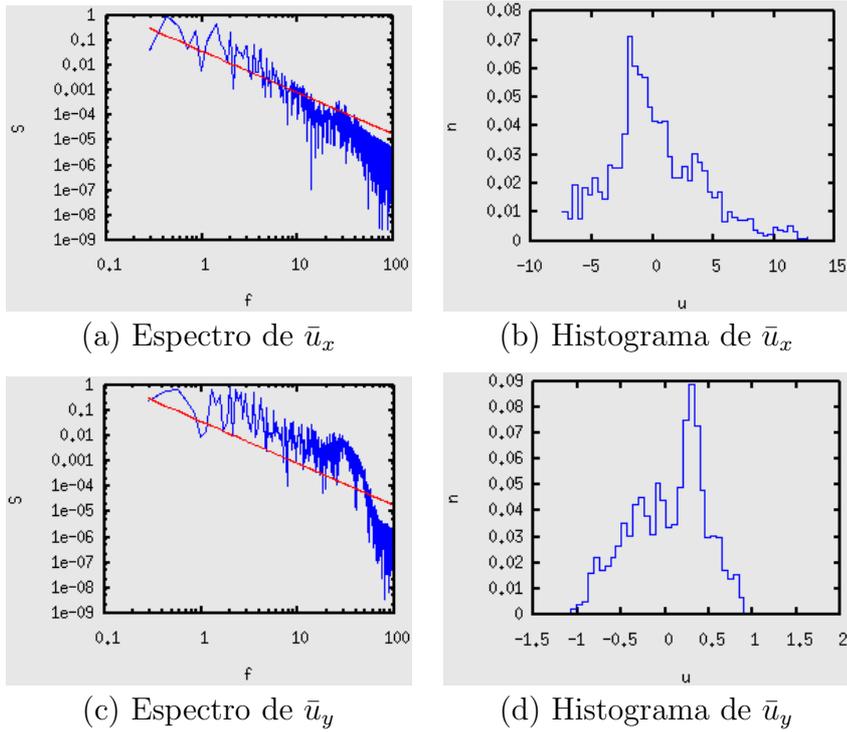


Figura 7.14: Espectros temporais e histogramas de  $\bar{u}_x$  e  $\bar{u}_y$  na sonda localizada na coordenada  $(x; y) = (2; 0, 02)$  sobre a Estação 2.

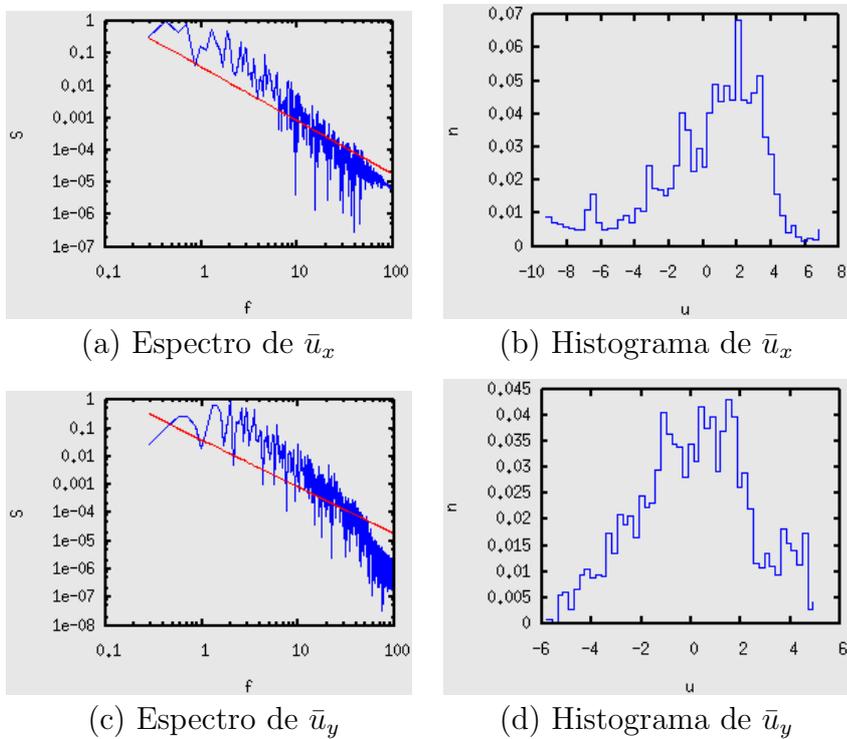


Figura 7.15: Espectros temporais e histogramas de  $\bar{u}_x$  e  $\bar{u}_y$  na sonda localizada na coordenada  $(x; y) = (2; 0, 2)$  sobre a Estação 2.

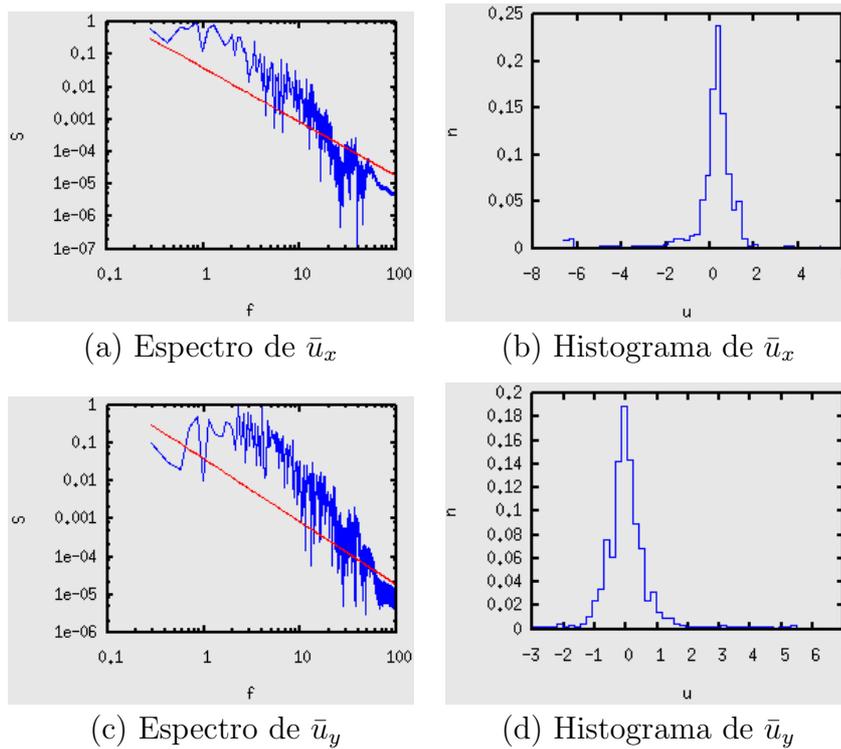


Figura 7.16: Espectros temporais e histogramas de  $\bar{u}_x$  e  $\bar{u}_y$  na sonda localizada na coordenada  $(x; y) = (4; 0, 8)$  sobre a Estação 3.

extremos de  $u_y$  tipicamente duas vezes menores.

Os desvios nas sondas 1, 2, 3, e 4 (Fig. 7.12, Fig. 7.13, 7.14, e 7.15) são claramente mais elevados que os observados na quinta sonda (Fig. 7.16). Isso é consistente com os níveis de turbulência em cada uma dessas posições, ilustrados nos perfis de  $R_{11}$  da Fig. 7.10.

Embora para muitos processos aleatórios encontrados na Natureza a distribuição estatística é Gaussiana, simétrica em relação ao valor esperado, no caso da turbulência, observa-se que em várias sondas a forma do histograma é assimétrica. Este fato é característico de regiões próximas a camadas de mistura.

Em regiões livres de turbulência e estruturas transientes, o histograma esperado seria composto de um único valor para a velocidade, com probabilidade unitária. Embora, de acordo com dados experimentais, este seria o caso da sonda 5 (Fig. 7.16), as simulações prevêem flutuações nesta localidade, as quais podem ser constatadas tanto pelos perfis de  $R_{11}$  da Fig. 7.10, quanto pelos histogramas mostrados nas Fig. 7.16 (b) e (d), que, adicionalmente, informam que desvios da ordem de 0,5 são esporadicamente observados.

Uma amostra da viscosidade sub-malha instantânea é apresentada na Fig. 7.17. Observa-se que os valores máximos são da ordem de  $7 \times 10^{-3}$ , o que

corresponde a aproximadamente 10 vezes a viscosidade molecular utilizada. Nota-se que os maiores valores são encontrados exatamente sobre a camada de mistura cisalhante, próximo ao bordo de ataque.

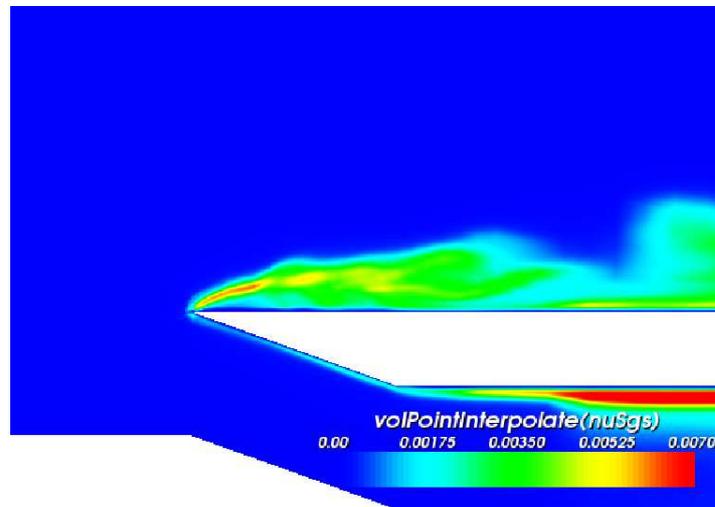


Figura 7.17: Contornos da viscosidade sub-malha  $\nu_{SGS}$  ( $m^2/s$ ).

A Figura 7.18 ilustra, através das linhas de corrente obtidas no plano central da placa, uma bolha de recirculação secundária formada no interior da bolha longa principal. A presença desta bolha secundária foi constatada também experimentalmente, porém nenhum dos modelos RANS utilizados por Collie et al. (2003) foi capaz de capturá-la. Após o recolamento da camada de mistura, uma nova camada limite turbulenta se forma junto à parede. Entre o ponto de recolamento e a zona de baixa pressão formada na região central da bolha, esta camada limite experimenta um gradiente de pressão favorável, que induz um processo de relaminarização da mesma. Entretanto, no percurso entre o pico mínimo de pressão e o bordo de ataque, a camada limite sofre novamente uma força contrária a seu movimento, devido a um gradiente de pressão adverso. Quanto maior tiver sido o efeito da relaminarização, mais suscetível estará a camada limite a uma nova separação, e mais cedo esse processo ocorrerá.

Como se pode notar, os mecanismos de formação dessa bolha secundária se assemelham aos da bolha curta, vistos na seção 2.1.1, uma vez que ambos são provocados por um gradiente de pressão adverso. Sendo assim, resta saber se as demais características da bolha secundária também seguem o mesmo padrão encontrado em bolhas curtas. É interessante ressaltar que um dos defeitos apresentados pelos modelos RANS examinados em Collie et al. (2003) é justamente a incapacidade de capturar tais estruturas.

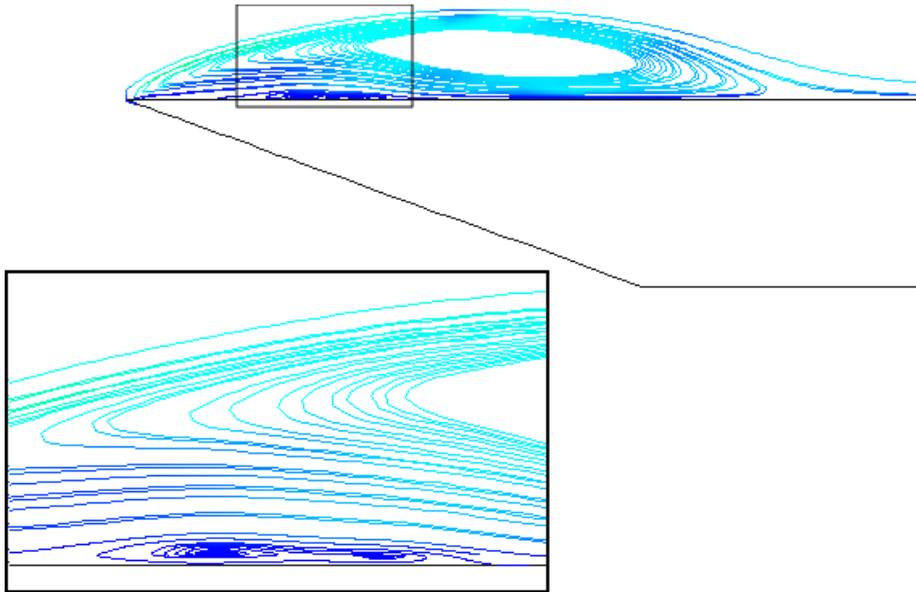
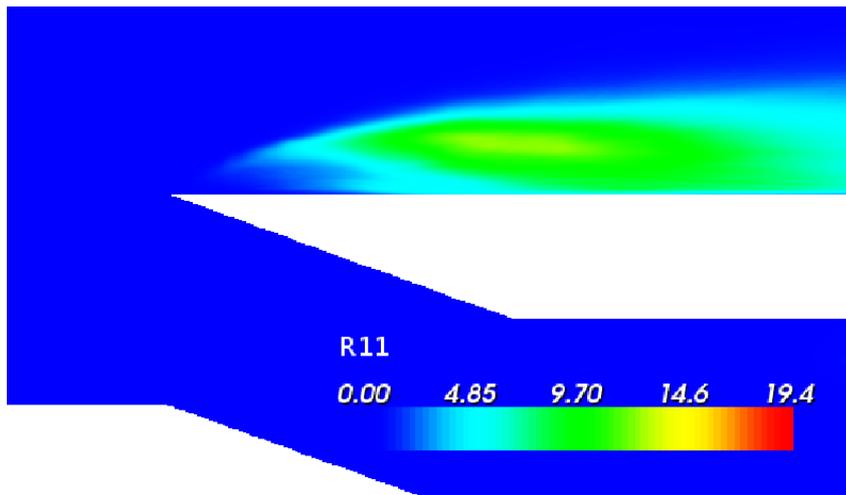


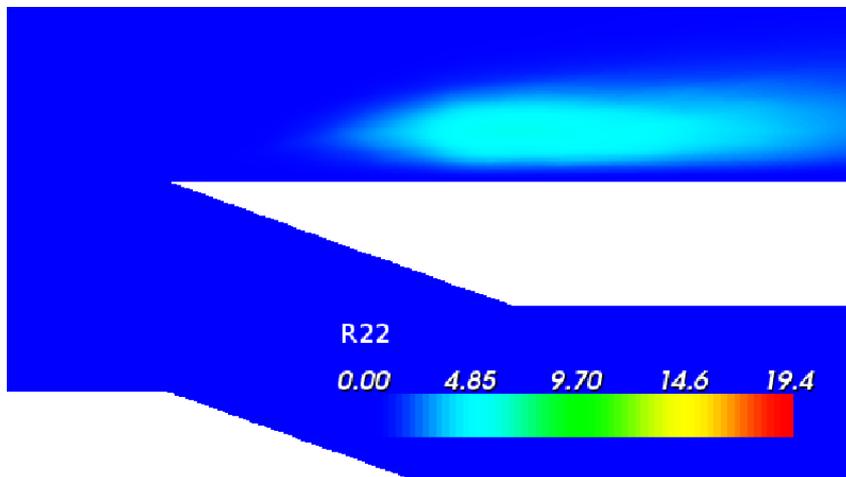
Figura 7.18: Bolha secundária

Talvez mais grave do que o fato dos modelos RANS não capturarem corretamente a bolha secundária, é a pouca quantidade de informações representadas pela hipótese de Boussinesq, que tenta sintetizar toda a complexidade das estruturas turbulentas por meio de uma única constante escalar,  $\nu_t$ . 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, como no caso da viscosidade molecular. Em particular, a homogeneidade na direção  $z$ , na metodologia RANS, implicaria num componente de  $R_{33}$  nulo, o que não é verdade, conforme se nota na Fig. 7.19, que ilustra contornos de estatísticas temporais de segunda ordem. Também é evidente desta mesma figura, obtida com a presente Simulações de Grandes Escalas, que o componente  $R_{22}$  decai mais rapidamente que os outros dois, à medida que se aproxima da parede pela direção normal. A princípio, isso não significa necessariamente que a metodologia RANS falhará na previsão do escoamento médio, uma vez que o termo que efetivamente aparece nas equações de N-S é o divergente do tensor de Reynolds, de forma que ainda há uma possibilidade, ainda que remota, de que os erros nos diversas componentes do tensor se compensem mutuamente após o operador divergente ser aplicado. Entretanto, a complexidade espacial das estruturas anisotrópicas, mostradas na Fig. 7.19, torna esta coincidência altamente improvável, apresentando, na prática, um grande desafio aos modelos baseados em RANS.

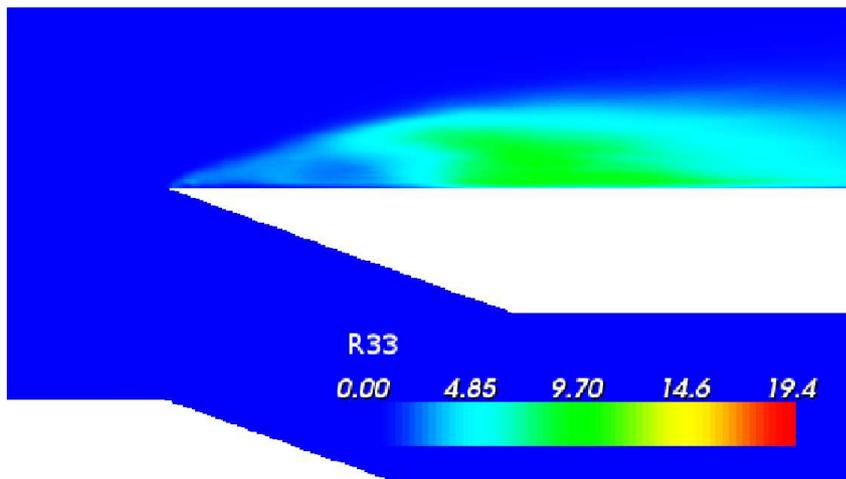
Um outro aspecto qualitativo que se pode evidenciar com estas simu-



(a)  $R_{11}$



(b)  $R_{22}$



(c)  $R_{33}$

Figura 7.19: Contornos de estatísticas temporais de segunda ordem ( $m^2/s^2$ ): a)  $R_{11}$ ; b)  $R_{22}$ ; c)  $R_{33}$ .

lações é o desenvolvimento da turbulência através da evolução dos tubos de vórtices. É esperado que os tubos de vórtices, que anteriormente à separação abrupta da camada limite eram retilíneos, se deformem, encurvando-se à medida que são transportados pelo escoamento médio, devido a instabilidades intrínsecas. Isto é claramente verificado nos resultados mostrados na Fig. 7.20, que apresenta os tubos de vórtices coloridos pelo módulo da vorticidade. Observa-se que os mesmos vão ficando cada vez mais desorganizados, com menor intensidade, à medida que se progride em direção ao bordo de fuga. A fim de auxiliar a visualização, em segundo plano são apresentados os contornos do módulo da vorticidade capturados à meia envergadura, correspondentes aos tubos de vorticidade apresentados em primeiro plano.

Uma consequência direta desta 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.

A Figura 7.21 é uma amostra instantânea do segundo invariante do gradiente de velocidade,  $Q$ , Eq. 6-19, que identifica as estruturas vorticiais coerentes, conforme definição apresentada na seção 6.2. 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*.

É importante reforçar que, na Fig. 7.21, o que é quebrado é a coerência dos vórtices de acordo com algum critério – neste caso, o critério  $Q$  – e não os tubos de vórtices, que só podem terminar numa fronteira. Como mostrado na Fig. 7.20, esses tubos de fato nunca se partem, embora eles evoluam para estruturas mais desorganizadas e encurvadas, predominantes na parte posterior da placa.

Baseado nos resultados apresentados até então, a malha de 800k é selecionada para as demais simulações envolvendo o modelo proposto para o escoamento com ângulo de ataque  $\theta = 1^\circ$ , apresentadas a seguir.

## 7.2

### Modelo Proposto – 1 Grau de Ângulo de Ataque

Um inconveniente da metodologia adotada para obtenção da solução, apresentada na seção anterior, seção (7.1), é que a definição do particionamento do domínio nas regiões “UW” e “CD” depende fortemente de um

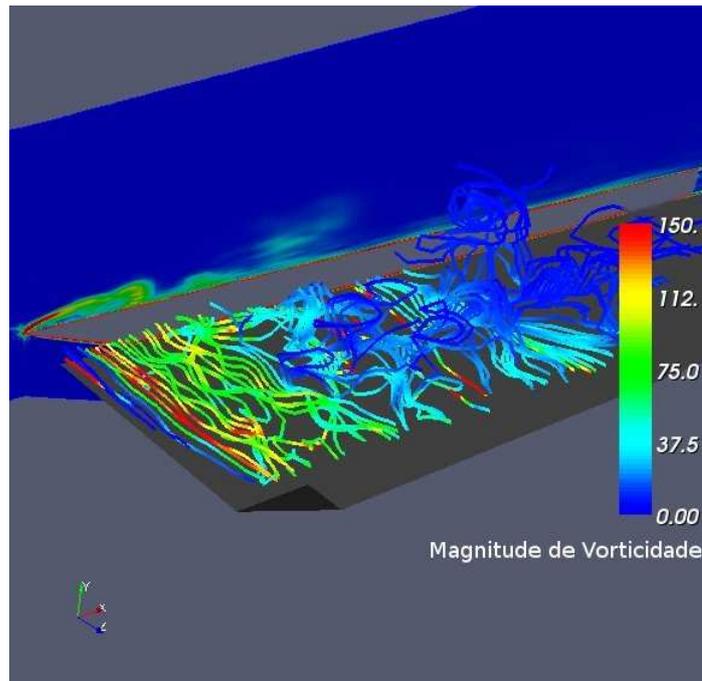


Figura 7.20: Tubos de vorticidade coloridos por magnitude da vorticidade.

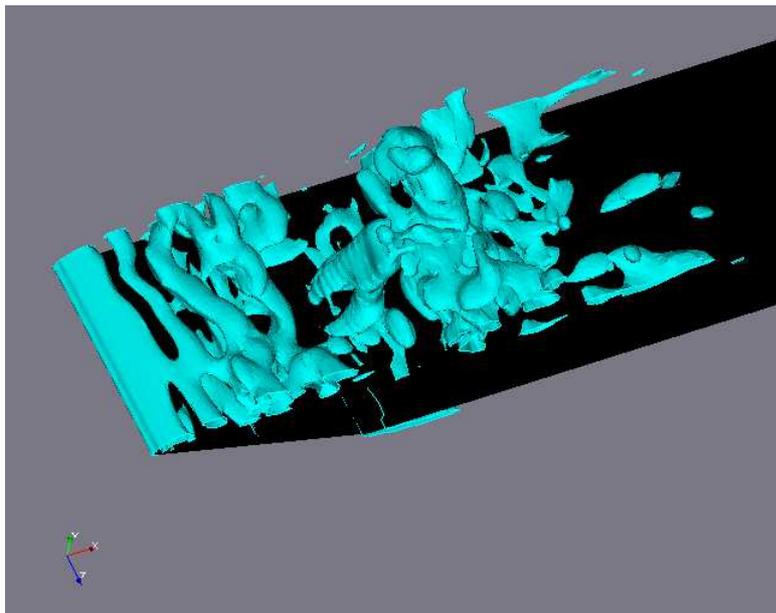


Figura 7.21: Vórtices coerentes de acordo com o critério do segundo invariante

conhecimento prévio do escoamento, geralmente só obtido com experimentos de túnel de vento. A alternativa apresentada no Capítulo 5 e validada no 6 dispensa esse artifício de particionamento e requer apenas um esquema numérico, não dissipativo, a ser utilizado em todo o domínio. Assim, em relação à metodologia mista empregada na seção anterior, seção (7.1), a nova

proposta é menos dependente de conhecimentos prévios do escoamento.

Os testes de validação apresentados no Capítulo 6 comprovam que o esquema proposto é robusto em situações simples, envolvendo transporte de escalar passivo. Resta, então, testá-lo numa situação mais real e prática, na qual se deve lidar, não só com diversos regimes de escoamento, como também com uma malha que apresenta grandes anisotropias e variações de espaçamento.

São testadas algumas combinações de parâmetros  $\alpha_f$  e  $\beta_f$ , definidos no Capítulo 5, empregando a mesma malha de 800k da seção anterior, seção (7.1). Embora algumas dessas combinações não tenham sido consideradas adequadas pelos testes com turbulência isotrópica homogênea, seção 6.2, julga-se importante compreender seu comportamento diante dos diversos regimes de escoamento, presentes num escoamento menos acadêmico. A tabela 7.4 apresenta os casos testados nesta seção, juntamente com os respectivos códigos adotados nas legendas dos gráficos, distâncias de recolamento e comprimentos da bolha secundária ( $d_S$ ) obtidos. Por questão de comodidade, reproduz-se nessa mesma tabela os valores experimentais de Crompton (2001), e os dados obtidos com o caso 800k, utilizando a modelagem tradicional de sub-malha, com a metodologia numérica mista, apresentada na seção 7.1.

Tabela 7.4: Combinações de parâmetros testadas, distâncias de recolamento, e comprimento da bolha secundária.

Código	$\alpha_f$	$\beta_f$	$x_R/c$ (%)	Erro de $x_R$ (%)	$d_S/c$ (%)
Exp	—	—	14	—	2,80
800k	—	—	13,95	-0,37	4,38
A3B12	0,75	1,2	13,75	-1,79	4,38
A2B12	0,50	1,2	12,63	-9,82	4,06
A1B12	0,25	1,2	12,00	-14,29	2,97
A4B10	1,00	1,0	14,13	0,89	4,75
A1B10	0,25	1,0	12,56	-10,27	3,25
A4B05	1,00	0,5	15,44	10,27	3,75
A3B05	0,75	0,5	14,00	0,01	4,94
A2B0	0,50	0,0	13,44	-4,02	5,63
A2B40	0,50	4,0	11,56	-17,41	3,44

A avaliação do desempenho do esquema de forçamento sub-malha no escoamento sobre placas planas, e sua comparação com a metodologia tradicional, é feita através dos resultados quantitativos disponíveis, ou seja, distância de recolamento, médias do componente  $x$  da velocidade,

estatísticas de segunda ordem ( $R_{11}$ ), e coeficientes de pressão ao longo da placa. As médias de velocidade e flutuações turbulentas são tomadas no plano central da placa, ao longo das mesmas quatro estações da Fig. 7.7, com coordenadas renormalizadas, possibilitando comparações diretas com os dados experimentais de Crompton (2001) e com os resultados do modelo tradicional com a malha 800k.

Assim como na seção anterior, as coordenadas selecionadas para comparação dos dados obtidos foram ajustadas em relação aos valores medidos e previstos para o ponto de recolamento sendo, na realidade, iguais a  $(x/c)$  ( $x_R/x_{Rexp}$ ). Novamente vale ressaltar que a razão  $(x_R/x_{Rexp}) \approx 1$ , não alterando significativamente a coordenada utilizada. Porém, o ajuste foi utilizado para manter a consistência na apresentação dos resultados.

Como visto no Capítulo 5, o parâmetro  $\alpha_f$  está relacionado com o número de células necessárias para atenuação dos modos indesejáveis. Já o parâmetro  $\beta$  permite-nos escolher o limite tolerável da razão de “energias” entre modos indesejáveis e desejáveis.

A sua influência no comportamento da simulação, mantendo  $\beta_f$  constante e igual a 1, 2, é analisada com base nas Figs. 7.22, 7.23 e 7.24.

Através dos perfis de velocidade média, apresentados na Fig. 7.22, constata-se que na primeira estação, o desempenho do modelo proposto foi ligeiramente melhor do que o modelo tradicional, para  $\alpha_f = 0,25$ , isto é, quando a distância necessária para a atenuação é de aproximadamente quatro células. Já para os valores maiores de  $\alpha$ , a concordância com os dados experimentais foi pior do que a do modelo tradicional. Em particular, tanto para  $\alpha_f = 0,75$  quanto para  $\alpha_f = 0,50$ , nota-se na Fig. 7.22 (a) um ponto de inflexão próximo à parede, inexistente nos dados experimentais, que indica a presença de uma bolha secundária. A existência dessa estrutura foi verificada experimentalmente, porém, de acordo com Crompton e Barret (2000), sua extensão não atingia a primeira estação, ficando a mesma confinada entre o bordo de ataque e aproximadamente 0,028% da corda. Como sua formação e suas dimensões são bastante dependentes do número de Reynolds, pode-se esperar valores entre 4,4% e 1,6% de  $c$  para seu comprimento, correspondendo a  $Re = 1 \times 10^5$  e  $Re = 3,3 \times 10^5$ , respectivamente. Observa-se, aqui, a ação da turbulência atrasando a separação da camada limite, consistentemente reproduzida pelas simulações, uma vez que a diminuição de  $\alpha_f$  na Fig. 7.22 (a) leva a formação de menores bolhas secundárias.

Assim, o fato da bolha secundária prevista com  $\alpha_f = 0,75$  e  $\alpha_f = 0,5$  ser maior do que o esperado parece ser consequência de um exagerado pro-

cesso de relaminarização, talvez devido a imperfeições no modelo proposto, ou talvez devido a uma malha excessivamente grosseira para se capturar corretamente essa estrutura.

Não obstante, o restante do perfil de  $\langle \bar{u}_x \rangle$ , ainda na mesma Estação 1, não é significativamente afetado por tais discrepâncias, o que sugere que a influência da bolha secundária é de fato restrita à sua vizinhança. Assim, logo após o fim da bolha secundária, antes mesmo de se atingir a região externa da bolha principal, os perfis de velocidade já praticamente reproduzem os dados experimentais.

Na segunda estação, todas as Simulações de Grandes Escalas apresentadas na Fig. 7.22 (b) representam fielmente o escoamento, o que já não se podia afirmar dos modelos RANS estudados por Collie et al. (2003), como visto na seção 7.1.

Surpreendente são as previsões do modelo de forçamento advectivo para as demais estações, Figs. 7.22 (c) e 7.22 (d), nas quais o modelo tradicional de uma equação foi incapaz de capturar corretamente as inclinações dos perfis e os valores de  $\langle \bar{u}_x \rangle$ . Nenhum dos três valores de  $\alpha_f$  analisados tiveram problemas em representar essa região do escoamento, o que parece desmistificar a necessidade de cuidados especiais para distribuir a malha, sugerida pelos testes com o modelo tradicional. Isto é, tudo indica, que a melhoria da qualidade da malha nas estações 3 e 4 em termos de regularidade e refinamento, considerada anteriormente custosa mas indispensável, não era sequer necessária, e os esforços iniciais no sentido de aprimorar a metodologia se mostraram promissores. Embora não se possa afirmar que o modelo proposto supere globalmente a abordagem comumente empregada, o fato é que o mesmo possui características que o distinguem dos demais, pelo menos em determinadas circunstâncias especiais. Acredita-se que o tratamento adotado na seção 5.2, Eq. 5-16, o torne mais imune a variações de espaçamento de malha e aos erros de comutação.

Os indícios de que a bolha secundária tenha sua área de influência limitada é mais uma vez confirmada pela distribuição do coeficiente de pressão ao longo da superfície superior da placa, à meia envergadura, ilustrada na Fig. 7.23. Mesmo com as dificuldades na previsão da bolha secundária, os três casos simulados com o forçamento advectivo proposto superaram o modelo tradicional de uma equação (SGSM) de Yoshizawa e Horiuti (1985), referenciado como 800k, conforme pode ser constatado na Fig. 7.23. Em especial, nota-se que os casos A1B12 e A2B12 – este último considerado ideal pelos testes espectrais da seção 6.2 – previram, com surpreendente exatidão, a distribuição de pressão sobre a maior parte da superfície, mostrando que

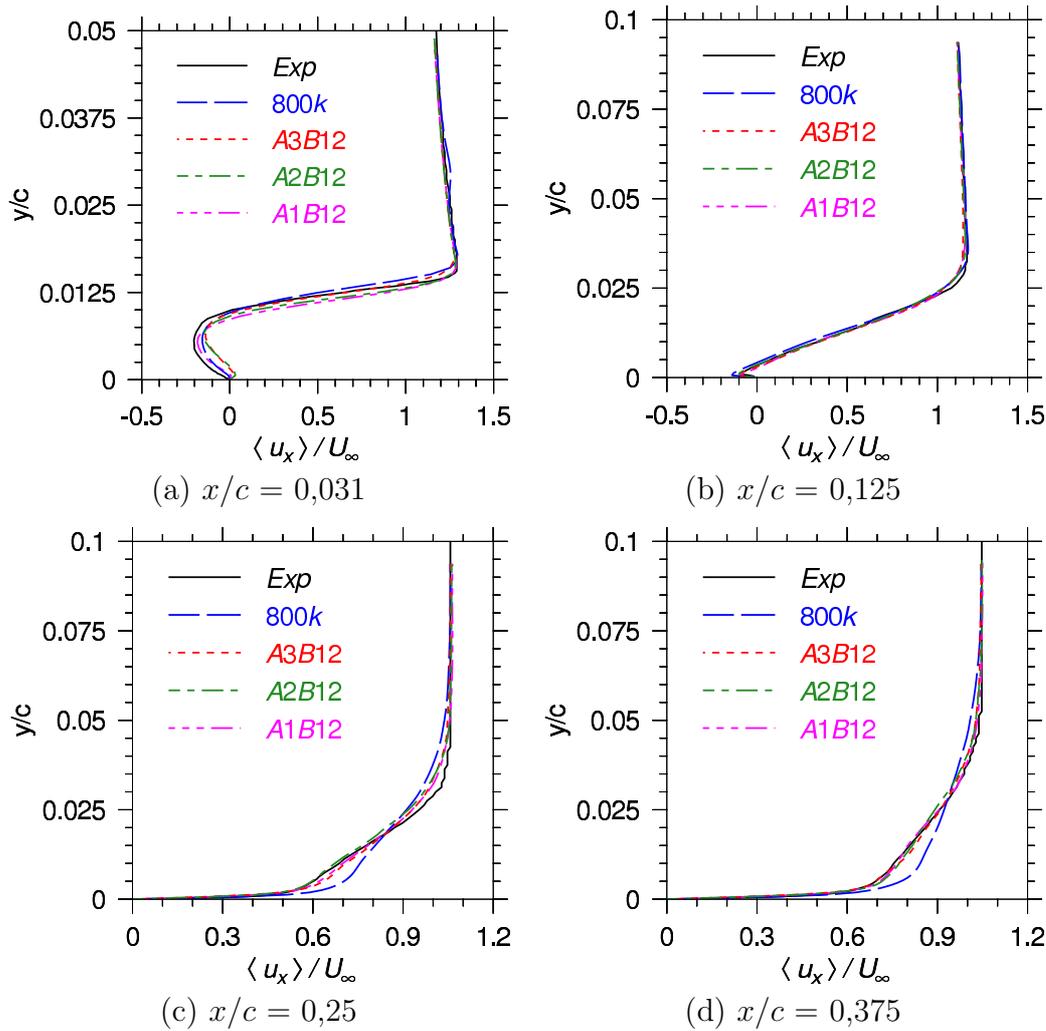


Figura 7.22: Influência de  $\alpha_f$  nos perfis de velocidade média em estações localizadas em: a)  $x/c = 0,031$ ; b)  $x/c = 0,125$ ; c)  $x/c = 0,25$ ; d)  $x/c = 0,375$ .

essa não é afetada pelo tamanho da bolha secundária. A tendência suave, parabólica, da curva próxima ao bordo de ataque foi corretamente capturada, bem como a transição entre a pressão mínima e a da região posterior da bolha principal. A região entre o bordo da placa e o pico de sucção, no entanto, ainda pode provavelmente se beneficiar de um refinamento de malha. Conforme mencionado anteriormente, o coeficiente de pressão é fundamental para aplicações práticas de engenharia, uma vez que compõe a maior parcela da força aerodinâmica resultante. Neste sentido, os resultados obtidos são, de certa forma, animadores.

Embora as simulações numéricas do escoamento em torno de placas planas e finas não sejam muito sensíveis à exatidão da previsão das estatísticas turbulentas de segunda ordem,  $R_{ij}$ , o mesmo não se pode dizer de situações mais complexas, envolvendo, por exemplo, superfícies curvas

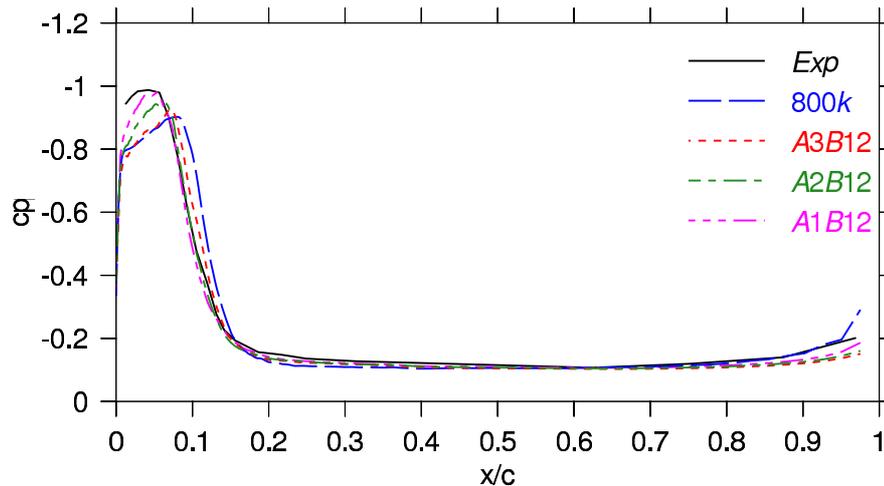


Figura 7.23: Influência de  $\alpha_f$  no coeficiente de pressão

de aerofólios ou membranas. Nesses casos, uma separação ainda maior pode ocorrer mais a montante, sendo a localização do ponto de descolamento muito sensível a flutuações turbulentas, e fundamental para cálculo da força total resultante. Assim, para futuras investigações envolvendo placas curvas, deve-se visar obter valores de  $R_{ij}$  em boa concordância com os dados experimentais.

A Fig. 7.24 apresenta os resultados de  $R_{11}$  para a placa plana, utilizando o modelo proposto, com os três valores de  $\alpha_f$  examinados, mantendo  $\beta_f = 1, 2$ . As previsões obtidas foram consistentemente melhores do que as obtidas com o SGS de uma equação. Na Estação 1, por exemplo, os picos de turbulência ficaram mais próximos dos valores experimentais, mostrando uma maior aptidão para capturar a rapidez da transição da camada de mistura para um regime turbulento. Além disso, o problema enfrentado pelo modelo tradicional, que prevê intensas atividades turbulentas em áreas supostamente laminares, foi amenizado e praticamente sanado em algumas localidades.

Os resultados alcançados com o próximo conjunto de simulações, apresentados nas Figs. 7.25, 7.26, e 7.27, permitem a análise comparativa entre os casos A4B05, A3B05, e A2B0, que correspondem aos parâmetros  $(\alpha_f = 1; \beta_f = 0,5)$ ,  $(\alpha_f = 0,75; \beta_f = 0,5)$ , e  $(\alpha_f = 0,5; \beta_f = 0)$ , respectivamente. O caso A2B0 foi selecionado, pois os testes com turbulência homogênea e isotrópica indicaram o mesmo como ideal, dentre aqueles com parâmetro  $\beta_f = 0$ .

As mesmas dificuldades enfrentadas pelos casos anteriores na região da bolha secundária, na coordenada  $x/c = 0,031$ , novamente se notam nos

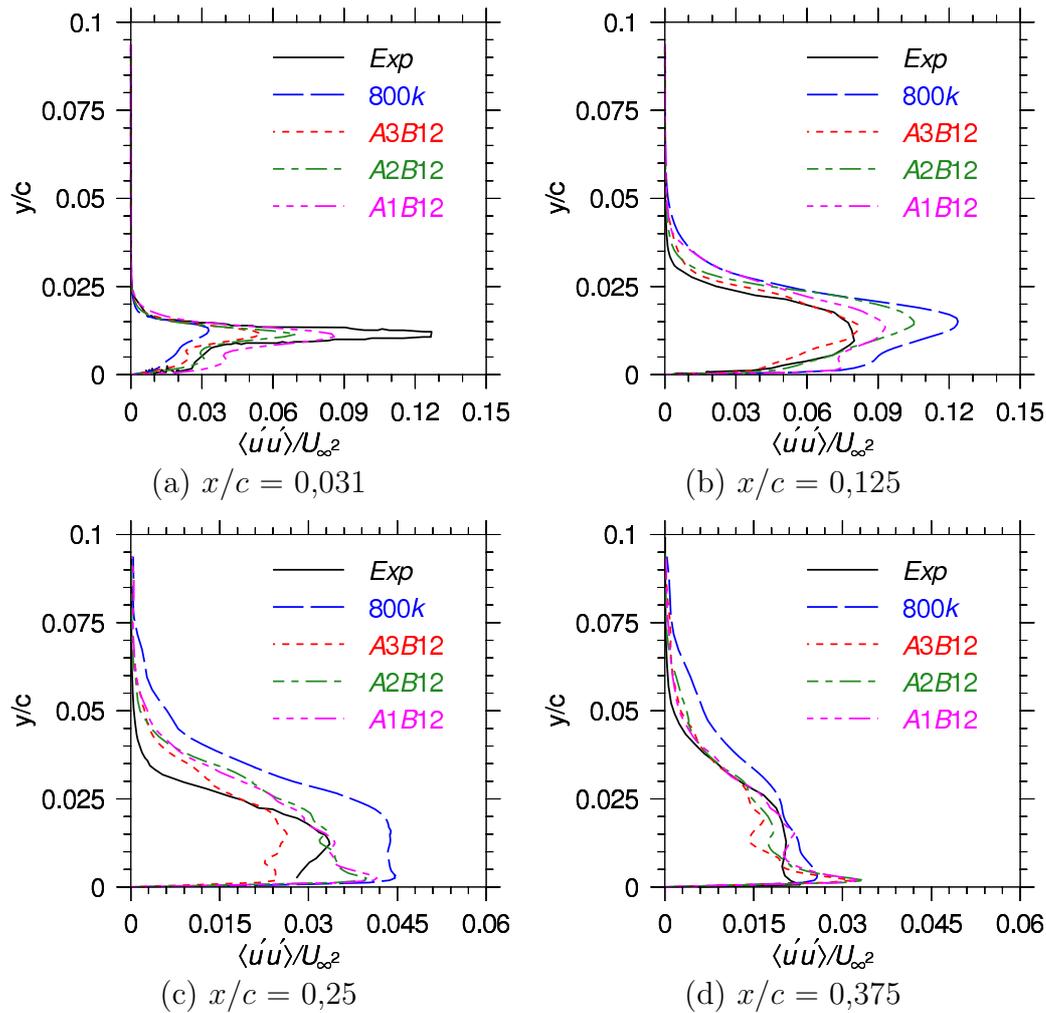


Figura 7.24: Influência de  $\alpha_f$  nos perfis de  $R_{11}$  em estações localizadas em: a)  $x/c = 0,031$ ; b)  $x/c = 0,125$ ; c)  $x/c = 0,25$ ; d)  $x/c = 0,375$ .

perfis de velocidade, mostrados na Fig. 7.25 (a), onde todos os casos obtidos com o modelo proposto apresentaram pior concordância com os dados experimentais do que o modelo tradicional (800k). Porém, da mesma forma que anteriormente, isso não afetou a distribuição de pressão sobre a placa (Fig. 7.26), para a qual os três casos em questão obtiveram resultados muito semelhantes ao modelo tradicional de uma equação. Nas demais estações, Fig. 7.25 (b)-(d), os perfis de velocidade, de forma análoga aos testes A3B12, A2B12 e A1B12, se aproximam bastante dos dados experimentais, fortalecendo a hipótese de que o modelo proposto é mais preciso e robusto em situações de alargamento de malha.

Para os perfis de  $R_{11}$ , o caso A3B05 ( $\alpha_f = 0,75$ ;  $\beta_f = 0,5$ ) foi o que forneceu os melhores resultados, sendo que, especialmente nas estações correspondentes a  $x/c = 0,125$ ;  $x/c = 0,25$  e  $x/c = 0,375$ , Figs. 7.27 (b) a (d), os dados experimentais foram quase fielmente reproduzidos. Na Estação 1,

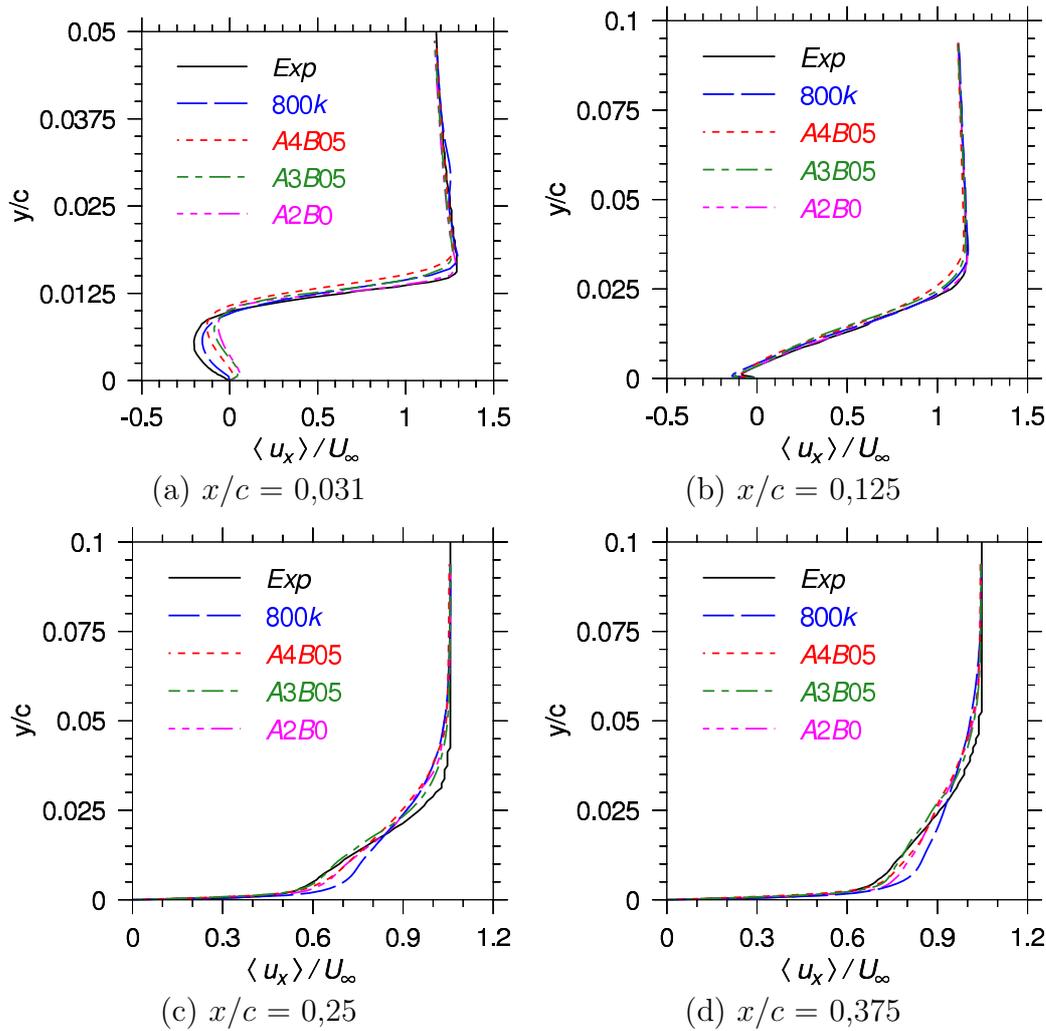


Figura 7.25: Influência de  $\alpha_f$  e  $\beta_f$  (casos A4B05, A3B05, A2B0) nos perfis de velocidade média em estações localizadas em: a)  $x/c = 0,031$ ; b)  $x/c = 0,125$ ; c)  $x/c = 0,25$ ; d)  $x/c = 0,375$ .

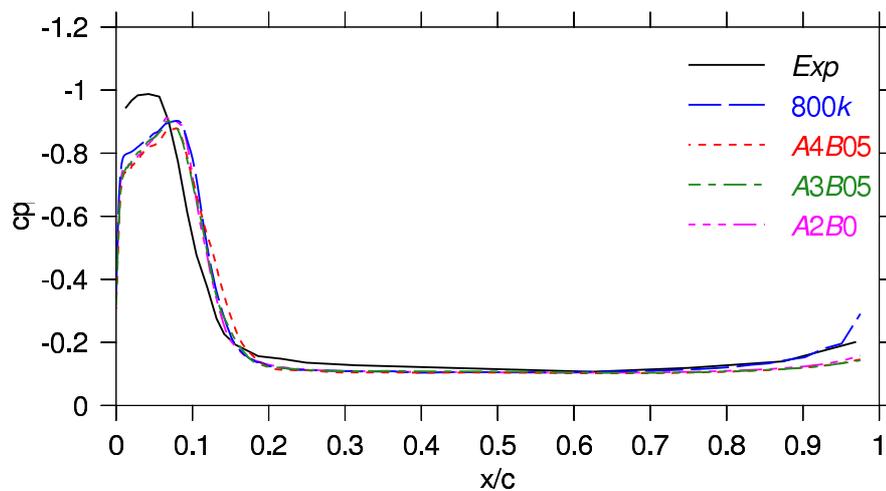


Figura 7.26: Influência de  $\alpha_f$  e  $\beta_f$  (casos A4B05, A3B05, A2B0) no coeficiente de Pressão

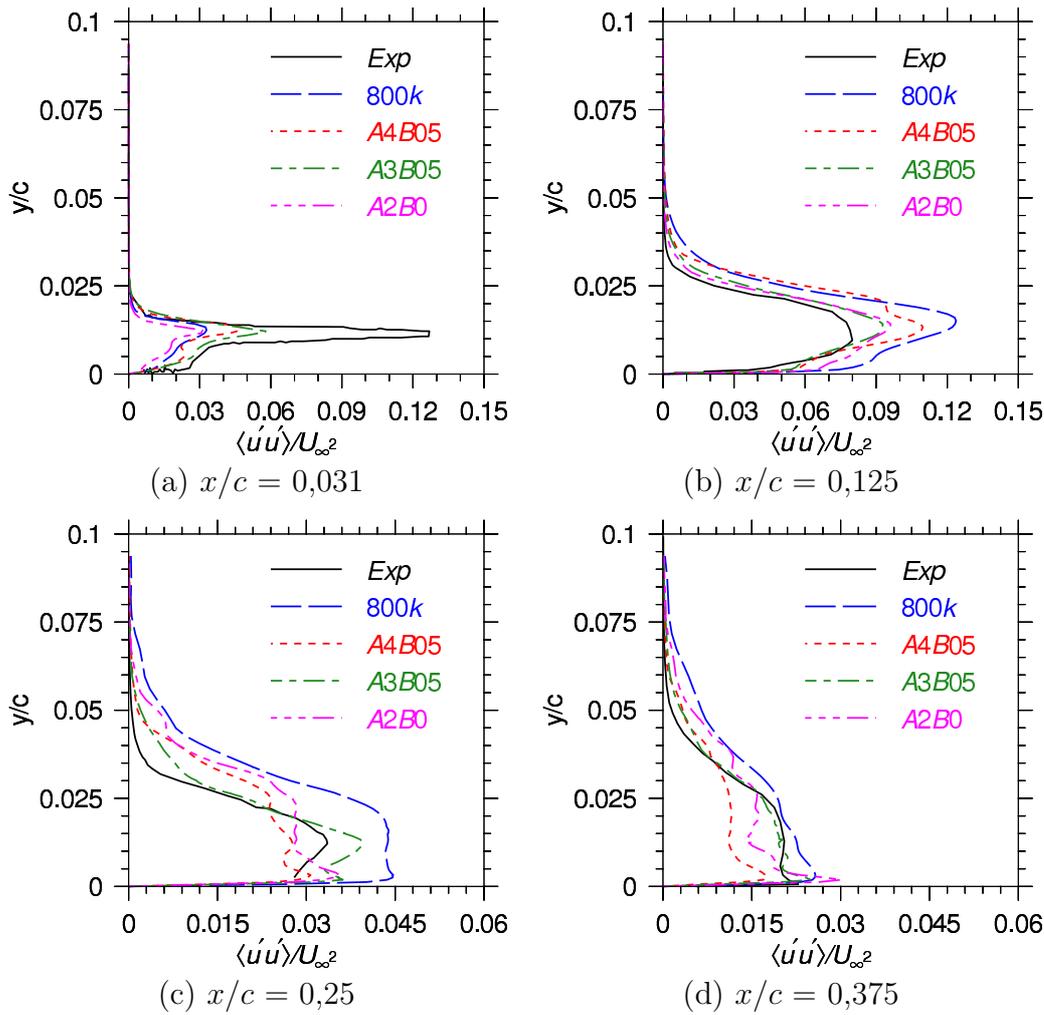


Figura 7.27: Influência de  $\alpha_f$  e  $\beta_f$  (casos A4B05, A3B05, A2B0) nos perfis de  $R_{11}$  em estações localizadas em: a)  $x/c = 0,031$ ; b)  $x/c = 0,125$ ; c)  $x/c = 0,25$ ; d)  $x/c = 0,375$ .

Fig. 7.27 (a), as máximas flutuações turbulentas continuam sendo sobrestimadas, mas uma vez mais, o caso A3B05 foi o que mais se aproximou do escoamento medido. Convém notar que os três casos analisados apresentaram evoluções mais coerentes com os dados experimentais, em relação ao SGS tradicional, em todas as regiões. A única exceção a ser feita é o A2B0, o qual, apenas na primeira estação, apresentou intensidades ligeiramente inferiores aos do modelo sub-malha de uma equação. Nas demais regiões, todos três casos utilizando o modelo proposto superaram o desempenho do modelo tradicional, que previa excessivos valores de flutuações em zonas afastadas das paredes, supostamente sujeitas a um regime laminar de escoamento.

Cumprе destacar que o caso A3B05, considerado o mais satisfatório dentre esses últimos testes, previu com excelente concordância com os dados

experimentais o comprimento de recolamento,  $x_R = 2, 24$ , conforme pode ser constatado na Tab. 7.4. Além disso, a combinação dos parâmetros ( $\alpha_f = 0,75$ ;  $\beta_f = 0,5$ ) foi considerada bastante satisfatória, em termos de espectro, pelos testes da seção 6.2.

Os resultados obtidos com os casos A4B10, A1B10, e A2B40, que correspondem aos parâmetros ( $\alpha_f = 1$ ;  $\beta_f = 1$ ), ( $\alpha_f = 0,25$ ;  $\beta_f = 1$ ), e ( $\alpha_f = 0,5$ ;  $\beta_f = 4$ ) são apresentados nas Figs. 7.28, 7.29, e 7.30, respectivamente. Os objetivos, aqui, são, não só confirmar a influência de  $\alpha_f$  nas previsões numéricas, o que é feito com base nos resultados de A4B10 e A1B10, como também verificar por meio de A2B40 se, mesmo com uma tolerância grande a modos indesejáveis ( $\alpha_f = 0,5$ , e  $\beta_f = 4$ ), a estabilidade numérica do modelo proposto é preservada. Não se espera resultados satisfatórios de A2A40, uma vez que, conforme havia sido constatado pelos testes de turbulência homogênea e isotrópica, o mesmo permite acúmulo exagerado de energia nos menores modos em detrimento das grandes escalas, fornecendo um espectro comprometido.

Apesar do teste A2B40 ter fornecido resultados insatisfatórios, tanto em termos de distância de recolamento, quanto em termos de evolução da velocidade média, ele provou que o algoritmo proposto permanece numericamente estável, mesmo nesse caso extremo de tolerância a modos indesejáveis. Não obstante, os resultados de  $R_{11}$  (Fig. 7.30) superaram os obtidos com o SGS tradicional. Mais surpreendente ainda é a excelente concordância entre os perfis de velocidade nas estações 3 e 4 (Figs. 7.28 (c)-(d)), e, principalmente, a do coeficiente de pressão sobre a superfície da placa, ilustrada na Fig. 7.29.

Dos perfis de velocidade média na primeira estação, Fig. 7.28 (a), conclui-se que a diminuição de  $\alpha_f$  contribui para uma melhor captura da bolha secundária. De fato, o caso A1B10 está, comparado ao A4B10, bem mais próximo dos dados obtidos com o SGS tradicional e experimentalmente. Os resultados nas estações 3 e 4, apresentados nas Figs. 7.28 (c)-(d), confirmam que a correta previsão dos perfis de velocidade a jusante da bolha de recirculação depende de baixos níveis de atenuação: apesar de superior ao modelo tradicional nessa região, o A4B10 se mostrou inferior ao A1B10 e ao A2B40, provando que a eliminação dos modos indesejáveis não pode ser muito rápida. Por outro lado, o A2B40 e outros casos extremos, como os A1B10 e A1B12, sugerem que uma atenuação lenta demais não prejudica tais previsões, embora afetem negativamente outras regiões do escoamento.

Da mesma forma, parece que uma maior tolerância a modos indesejáveis é benéfica às previsões do coeficiente de pressão, principalmente na

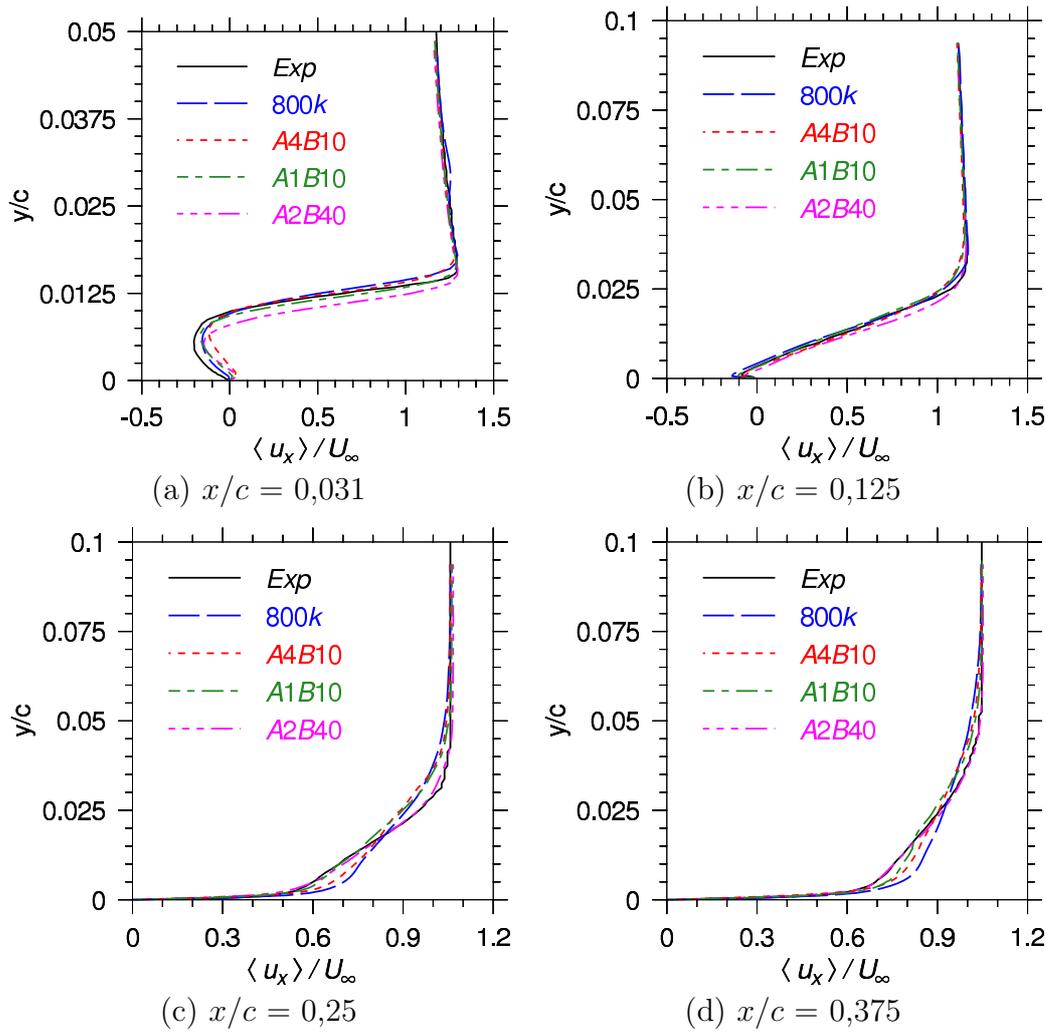


Figura 7.28: Influência de  $\alpha_f$  e  $\beta_f$  (casos A4B10, A1B10, A2B40) nos perfis de velocidade média em estações localizadas em: a)  $x/c = 0,031$ ; b)  $x/c = 0,125$ ; c)  $x/c = 0,25$ ; d)  $x/c = 0,375$ .

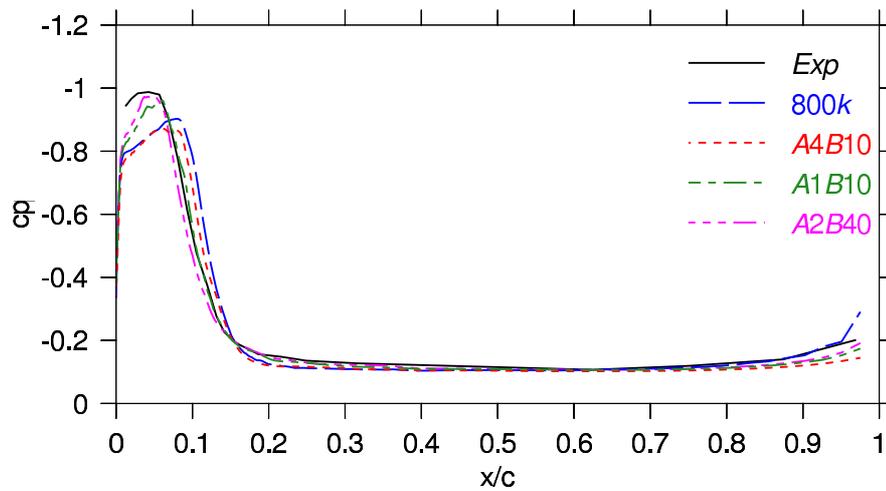


Figura 7.29: Influência de  $\alpha_f$  e  $\beta_f$  (casos A4B10, A1B10, A2B40) no coeficiente de Pressão

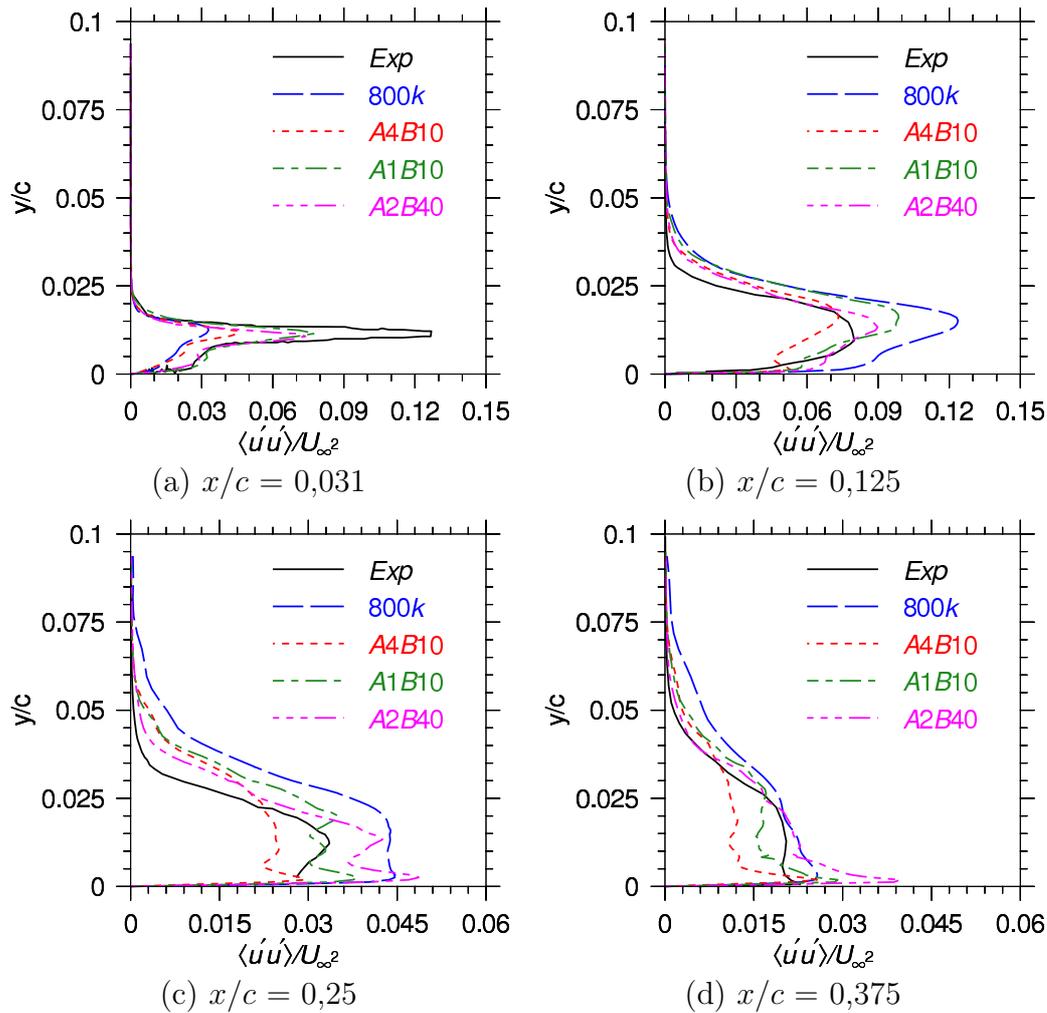


Figura 7.30: Influência de  $\alpha_f$  e  $\beta_f$  (casos A4B10, A1B10, A2B40) nos perfis de  $R_{11}$  em estações localizadas em: a)  $x/c = 0,031$ ; b)  $x/c = 0,125$ ; c)  $x/c = 0,25$ ; d)  $x/c = 0,375$ .

região próxima ao bordo de ataque. Conforme pode ser visto na Fig. 7.29, novamente a maior tolerância à pequenas oscilações espaciais, conseguida seja por meio de  $\alpha_f$  pequeno, como no caso A1B10, seja por meio de  $\beta_f$  grande, como no A2B40, propicia maior concordância da distribuição de pressão com dados experimentais. Nota-se na mesma figura que, apesar do caso A2B40 ter sido ligeiramente melhor na vizinhança do pico de sucção, o A1B10 reproduziu com perfeição o acentuado declive na transição entre a pressão mínima e a máxima, bem como a pressão no restante da placa. É possível que o caso A2B40 tenha sido, nesse sentido, um pouco prejudicado pela incorreta estimativa da distância de recolamento, já que se observa na Fig. 7.29 que o declive da curva, entre  $x/c = 0,6$  e  $1,2$ , está ligeiramente deslocado para a esquerda, condizente com uma bolha de recirculação mais curta.

As Figuras 7.31, 7.32, e 7.33 sintetizam os comentários anteriores, ao apresentar os módulos dos erros obtidos nas previsões numéricas de velocidade média, coeficiente de pressão, e estatísticas de segunda ordem, em relação aos dados experimentais de Crompton (2001). São comparados apenas os casos 800k, A1B10, A2B12 e A3B05, por terem apresentado os melhores resultados.

O erro utilizado nas figuras 7.31, 7.32, e 7.33 corresponde, na realidade, às diferenças absolutas entre os valores obtidos nas simulações e os dados experimentais. Observa-se na Fig. 7.31 que mesmo na Estação 1, onde o desempenho das simulações foi pior, as diferenças entre previsões são relativamente pequenas. Já na Fig. 7.32 as simulações com o modelo proposto apresentaram diferenças entre soluções bem inferiores ao modelo tradicional de 1 equação SGS (caso 800k). Finalmente, observa-se que as diferenças obtidas para as estatísticas de segunda ordem  $R_{11}$  diminuem ao longo da placa, como já comentado.

Embora se atribua (Collie et al., 2003) grande parte da responsabilidade pelo fracasso das simulações RANS à falha na captura da bolha secundária, as inúmeras simulações realizadas nesta seção mostram que a influência da mesma no restante das previsões é limitada. De fato, em várias delas, as dimensões foram superestimadas com diversos graus de imprecisão, sem contudo que isso afetasse a qualidade das previsões numéricas nas demais regiões. O perfil de velocidade, por exemplo, imediatamente fora da bolha secundária, já volta a praticamente coincidir com os dados experimentais de Crompton. Também a distribuição de pressão sobre a bolha não foi prejudicada, o que sugere se tratar realmente de uma bolha do tipo curto, encontrada comumente em aerofólios convencionais (seção 2.1.1).

Assim, embora interessante do ponto de vista acadêmico, a relevância da correta captura da bolha secundária por modelos RANS pode ser limitada. Deve-se então perseguir e aprimorar outras fraquezas, como a incapacidade de representar as complexas anisotropias, que parecem ser mais importantes para a evolução dos perfis médios, distribuição de pressão, e forças resultantes.

### 7.3

#### **Modelo Proposto – 3 Graus de Ângulo de Ataque**

Nesta seção, investiga-se a influência do ângulo de ataque no escoamento sobre a mesma placa plana analisada nas seções anteriores. O ângulo

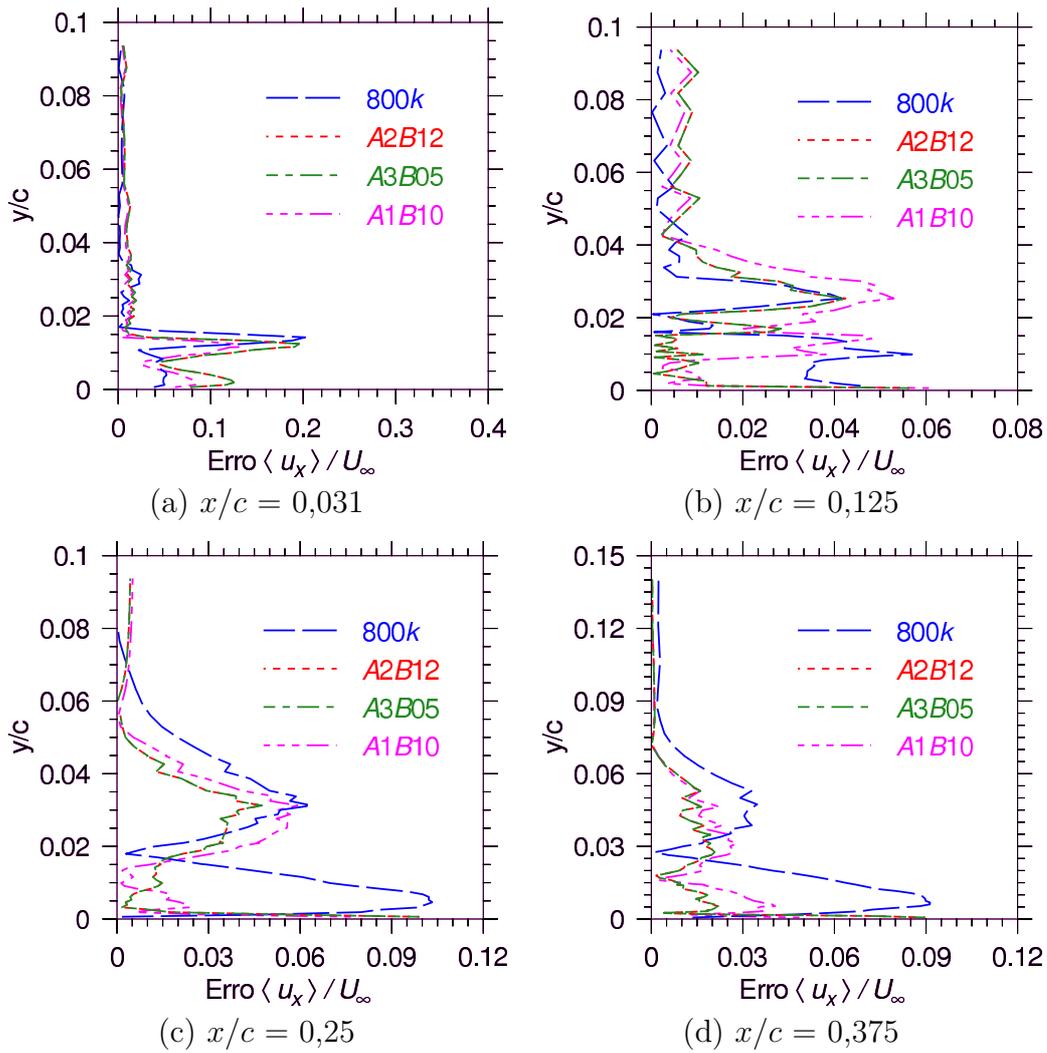


Figura 7.31: Módulo do erro das velocidades médias em estações localizadas em: a)  $x/c = 0,031$ ; b)  $x/c = 0,125$ ; c)  $x/c = 0,25$ ; d)  $x/c = 0,375$ .

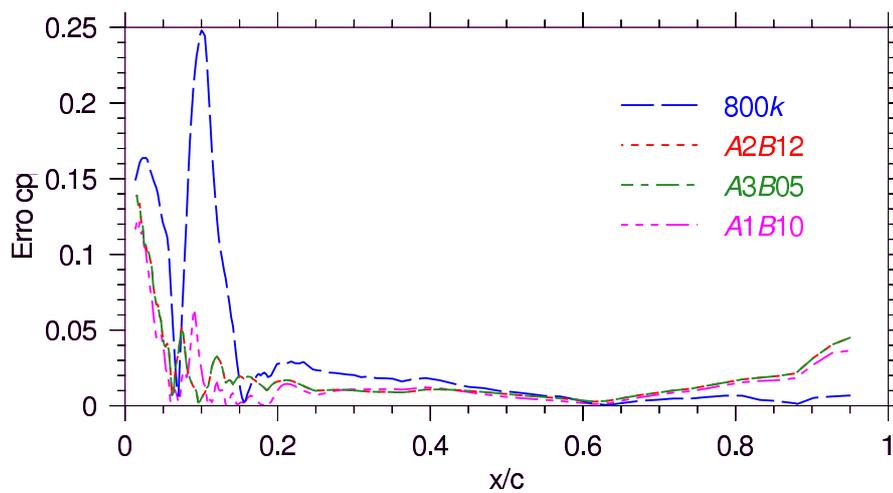


Figura 7.32: Módulo do erro no Coeficiente de Pressão

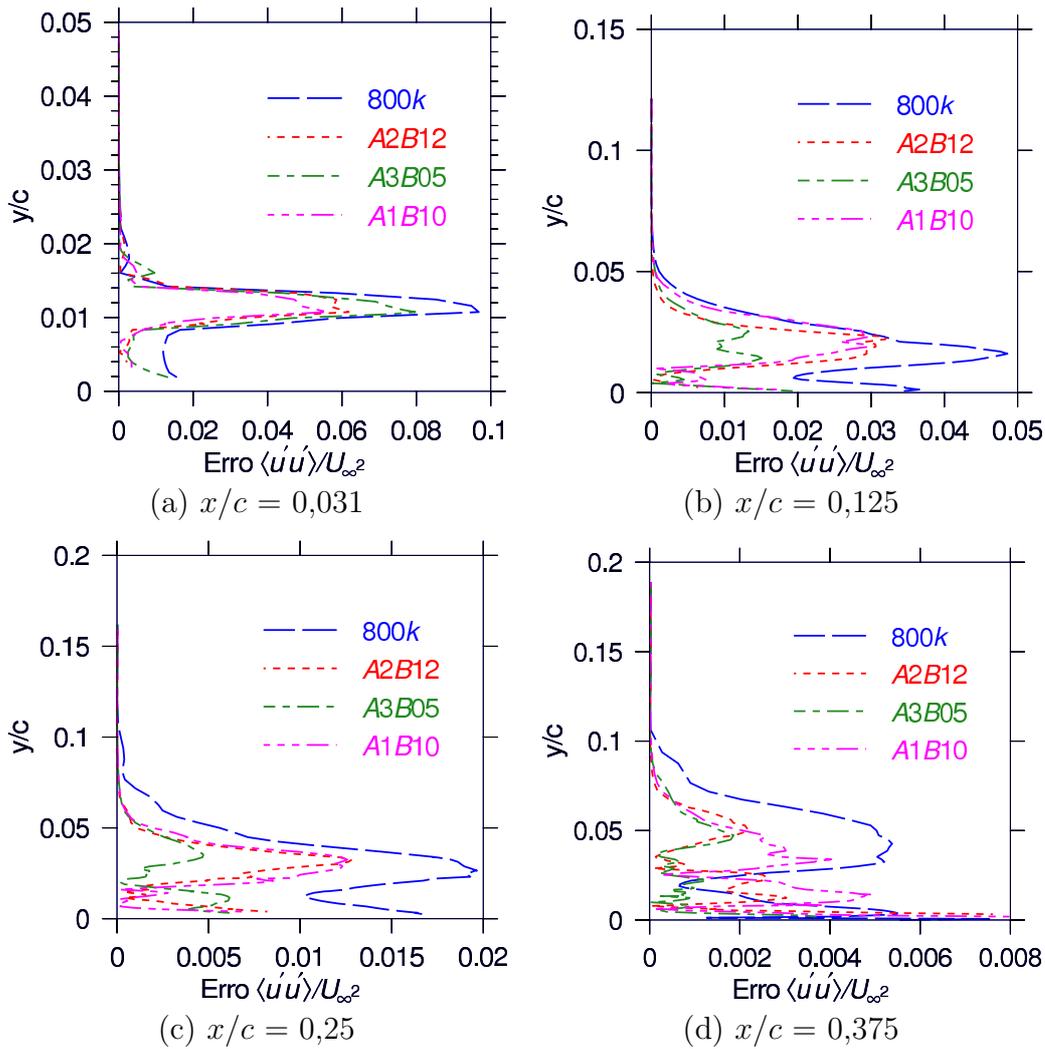


Figura 7.33: Módulo dos erros em  $R_{11}$  em estações localizadas em: a)  $x/c = 0,031$ ; b)  $x/c = 0,125$ ; c)  $x/c = 0,25$ ; d)  $x/c = 0,375$ .

de ataque é definido como sendo igual a três graus e o número de Reynolds é mantido constante e igual a  $2,13 \times 10^5$ .

A partir da análise apresentada na seção anterior, seção 7.2, selecionou-se investigar o escoamento utilizando o modelo de forçamento proposto, com os seguintes parâmetros:  $\alpha_f = 0,5$  e  $\beta_f = 1,2$ .

De acordo com os dados experimentais, no caso de ângulo de ataque igual a 3 graus, a bolha de recirculação se estende por aproximadamente metade (47%) da placa. Isso requer, para uma Simulação de Grandes Escalas bem sucedida, uma malha fina e o mais uniforme possível numa região muito grande do escoamento, o que, em termos práticos, tornaria a metodologia inviável para o presente trabalho.

Por outro lado, a simulação com ângulo de 3 graus complementaria o entendimento de escoamentos sobre placas planas, permitindo que se

examine, pelo menos de forma qualitativa, a influência da variação do ângulo de ataque nas estruturas presentes.

A fim de manter o custo computacional em níveis aceitáveis, optou-se então por empregar a mesma malha de 800k utilizada para o caso de 1 grau de ângulo de ataque. Como esta foi concebida para regiões turbulentas menores, fatalmente, apresenta espaçamentos inadequados para a representação das estruturas encontradas a 3 graus. Como conseqüência, dificilmente o ponto de recolamento e as dimensões da bolha principal serão previstos corretamente. De fato, o comprimento de recolamento medido experimentalmente por Crompton (2001) é igual a  $x_{RExp} = 0,47c$ , enquanto o valor obtido numericamente é bem inferior, sendo igual a  $x_R = 0,36c$ , correspondendo a uma diferença de 24%. Porém, espera-se que a estrutura do escoamento seja prevista corretamente, auxiliando a compreensão do fenômeno.

Os resultados obtidos numericamente são comparados com os dados experimentais de Crompton (2001), nas mesmas quatro seções indicadas na Fig. 7.7. Assim como nos casos anteriores, as coordenadas  $x/c$  são multiplicadas pelo fator de escala dado pela razão entre os pontos de recolamento determinado numericamente e medido experimentalmente,  $(x_R/x_{RExp})$ . Diferentemente dos casos anteriores, onde este fator de correção é aproximadamente igual a um, neste caso, o fator de correção é necessário, para permitir uma comparação qualitativa com significado.

Acredita-se que, se após a “renormalização” do escoamento, for constatada uma coincidência entre dados experimentais e numéricos, pode-se dizer que os resultados são similares e a simulação tem valor qualitativo, possibilitando um maior entendimento físico do problema. No presente caso, esta renormalização consiste em transformar as dimensões  $x$  e  $y$ , dividindo ambas pelo fator de escala, 0,76.

A Fig. 7.34 apresenta uma comparação entre os dados experimentais (Crompton, 2001), dados numéricos de Collie et al. (2003) com o modelo  $\kappa - \omega$ , e os da presente simulação, para os perfis do componente  $x$  da velocidade média.

Para as três primeiras estações, correspondentes às Fig. 7.34 (a)-(c), é nítida a superioridade da metodologia de Grandes Escalas sobre o modelo RANS, mesmo utilizando uma malha inadequada. Nas Estações 1 e 2, por exemplo, o acentuado gradiente da velocidade, previsto pelo modelo  $\kappa - \omega$  próximo à placa, indica uma incapacidade de capturar o processo de relaminarização da camada limite. Esta inaptidão é inerente à hipótese fundamental de equilíbrio energético. As Simulações de Grandes Escalas, por

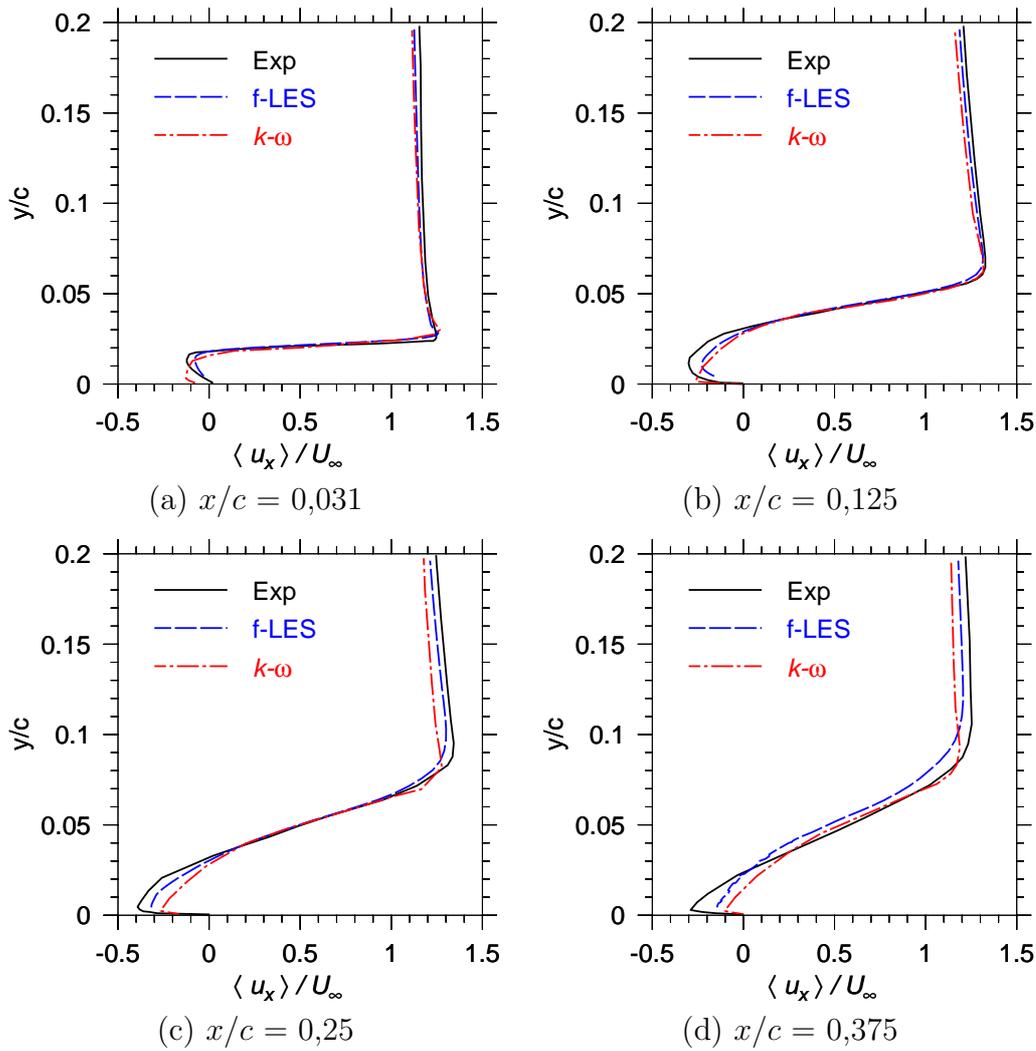


Figura 7.34: Perfis de velocidade média em estações localizadas em: a)  $x/c = 0,031$ ; b)  $x/c = 0,125$ ; c)  $x/c = 0,25$ ; d)  $x/c = 0,375$ .

sua vez, conseguem capturar de forma satisfatória esse processo, o que pode ser constatado por meio dos perfis obtidos, os quais, embora não coincidam perfeitamente com os dados experimentais, apresentam formas e curvaturas similares.

É também evidente das mesmas Fig. (7.34) que o desempenho de ambas as metodologias se deteriora à medida que se aproxima da extremidade posterior da bolha longa, na qual ocorre o recolamento da camada de mistura.

A Fig. 7.35 mostra os coeficientes de pressão ao longo da placa, obtidos tanto numericamente quanto experimentalmente, comparando os casos de 1 e 3 graus. A coordenada  $x$ , na abscissa, foi normalizada pelas respectivas distâncias de recolamento,  $x_R$ .

Nota-se, claramente, que a distribuição da pressão para os dois ângulos

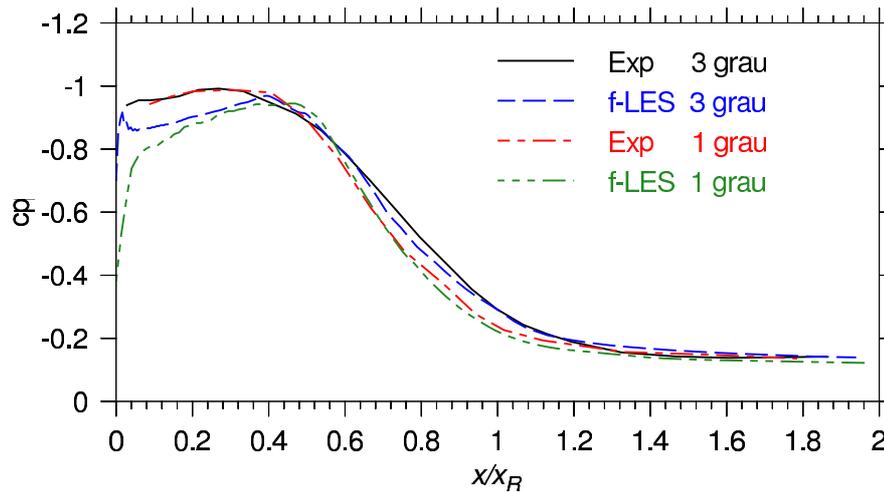


Figura 7.35: Coeficiente de pressão para 1 e 3 graus

de incidência praticamente colapsam quando é feita tal normalização, mostrando que os escoamentos são bastante similares. Isto indica que, havendo-se validado as metodologias estudadas para o caso de 1 grau, incidências maiores não constituem grandes desafios adicionais, a não ser em termos de exigências de malha, tempos de simulação, e custos computacionais.

A extensão da zona de baixa pressão é invariavelmente da ordem de grandeza de  $x_R$ , o que já era esperado, uma vez que a origem desta sucção está ligada à necessidade de gerar a força centrípeta que mantém o fluido circulando no interior da bolha. Como  $x_R$  depende diretamente do ângulo de ataque, está implicitamente ilustrado no gráfico o fato de que, para incidências maiores, o aumento repentino da pressão – o declive acentuado na Fig. 7.35 – ocorre em local mais afastado do bordo de ataque. Além disso, como os valores absolutos da pressão são também os mesmos para os dois ângulos de ataque, a força aerodinâmica resultante na face superior é diretamente proporcional à distância de recolamento, sendo tanto o arrasto quanto a sustentação mais intensos para placas mais inclinadas em relação à corrente livre.

A análise das estatísticas de segunda ordem  $R_{ij}$  é realizada através da energia cinética turbulenta  $\kappa$ , devido à disponibilidade destes dados no trabalho de Collie et al. (2003), o que permite uma comparação direta com o modelo RANS  $\kappa - \omega$ .

A avaliação da energia cinética turbulenta,  $\kappa$ , é obtida a partir dos dados experimentais e da simulação LES, utilizando-se os momentos

estatísticos de segunda ordem, de acordo com

$$\kappa = \frac{1}{2}[R_{11} + R_{22} + R_{33}]. \quad (7-12)$$

A Fig. 7.36 compara os resultados da metodologia proposta com os dados experimentais (Crompton, 2001) e do modelo  $\kappa - \omega$  (Collie et al, 2003) para a energia cinética turbulenta  $\kappa$ .

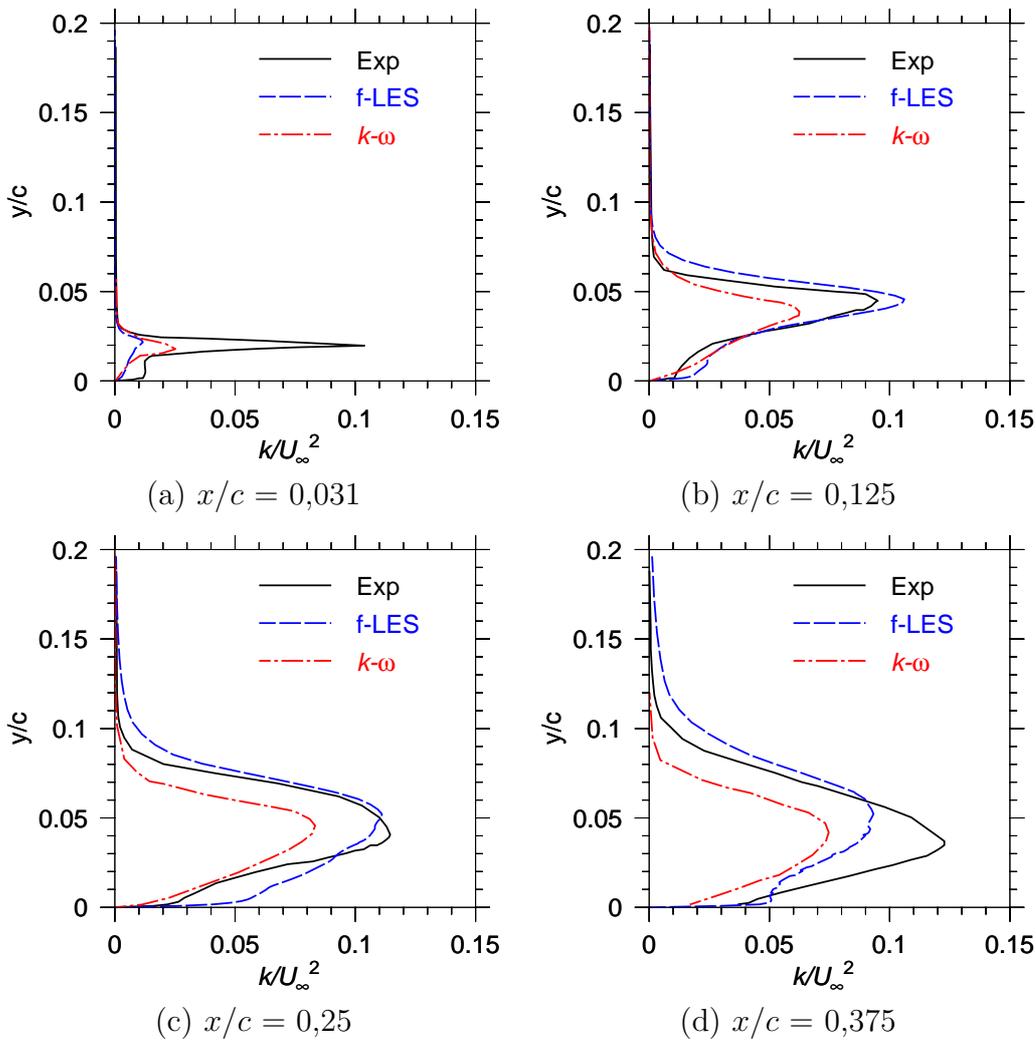


Figura 7.36: Perfis de energia cinética turbulenta  $k$  em estações localizadas em: a)  $x/c = 0,031$ ; b)  $x/c = 0,125$ ; c)  $x/c = 0,25$ ; d)  $x/c = 0,375$ .

Com a exceção da primeira estação, Fig. 7.36, onde possivelmente a malha não é refinada o suficiente para capturar a rápida transição da camada de mistura para regime turbulento, os demais resultados obtidos com f-LES e apresentados nas Figs. 7.36 (b) a (d) estão bastante próximos dos dados experimentais.

Na Fig. 7.36 (a) constata-se, para os dados experimentais, a presença de dois picos de energia, um máximo global e outro local. Esse último

está associado à bolha de recirculação secundária, mais especificamente à fronteira externa da mesma, onde as altas taxas de cisalhamento provocam intensa produção de turbulência.

Ao contrário do que ocorreu com o RANS, nas Simulações de Grandes Escalas, também se observou a intensificação da energia nessa mesma região, fronteira externa da bolha secundária, indicando a maior propensão em capturar esta estrutura. Isso é constatado para todas as estações, sendo interessante observar o gradativo desaparecimento da inflexão da curva, no escoamento reverso entre a Estação 3, Fig. 7.36 (c) e a Estação 4, Fig. 7.36 (d), reflexo da relaminarização da camada limite.

O segundo pico – máximo global – ocorre na fronteira externa da bolha principal, que, não por acaso, coincide com o ponto de inflexão do perfil de velocidade, visível nas Figs. 7.34 (a)-(d).

Havendo-se apresentado os resultados quantitativos, os quais puderam ser comparados com os dados experimentais disponíveis, segue-se uma análise mais qualitativa do escoamento, na qual são analisados contornos de velocidade, linhas de corrente, contornos de flutuações turbulentas ( $R_{ij}$ ), e as linhas de vórtices e suas estruturas coerentes.

Uma amostra do campo instantâneo de velocidade na região da bolha longa é ilustrada na Fig. 7.37, para o instante de tempo  $t = 30$  segundos.

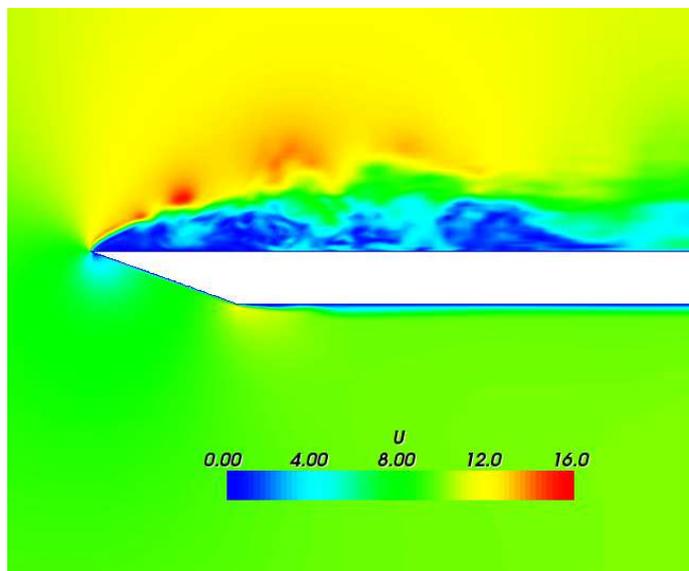


Figura 7.37: Contornos do módulo da velocidade em  $t = 30$  segundos.

Observa-se que a camada de mistura, que separa a bolha principal do restante do escoamento e pode ser identificada na Fig. 7.37 como a região em verde, entre as cores vermelho e azul, é bastante instável e trêmula. À medida que se desenvolve, ocorre 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 permanece laminar por uma distância aproximadamente igual à espessura da placa. Só então, as instabilidades começam a ser notadas, sendo que o regime turbulento é completamente atingido numa distância da ordem de três espessuras de placa, ou seja, tipicamente,  $0,11c$ .

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. Cabe ressaltar que a solução para placa a 1 grau de ângulo de ataque, envolvendo o modelo tradicional com um esquema misto, não esteve completamente livre de tais oscilações, mas apenas as manteve em níveis aceitáveis, sem causar divergência da solução. Algumas tentativas com essa metodologia tradicional, apresentadas na seção 7.1, para o caso de  $AOA = 3$ , fracassaram, seja por não conseguirem manter a estabilidade numérica, seja por atenuarem demais as estruturas – claramente, o particionamento do domínio para o uso de esquemas dissipativos e não dissipativos, foi, neste caso, crítico para o sucesso da solução.

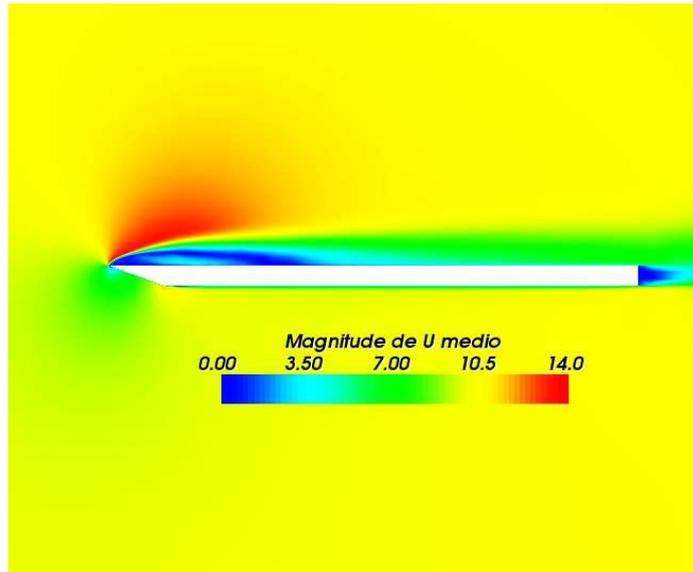
As Figs. 7.38 apresentam os contornos do módulo da velocidade média, ao redor da placa, Fig. 7.38(a), e na região da bolha principal, Fig. 7.38(b), onde também pode ser apreciado o alargamento da espessura da camada de mistura média, à medida que esta se desenvolve.

Nota-se, novamente, a ausência de oscilações espaciais espúrias, o que, geralmente só é conseguido com esquemas numéricos bem dissipativos, tal como o *Upwind* de primeira ordem.

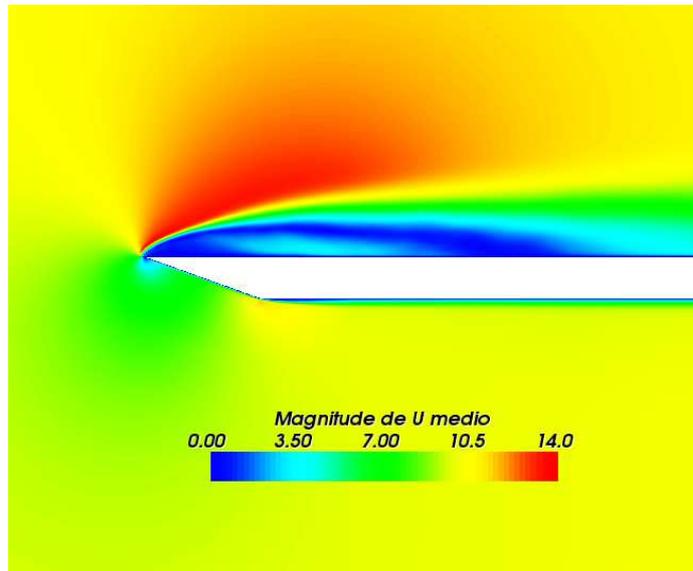
A partir do campo de velocidade média, são computadas as linhas de corrente médias, apresentadas na Fig. 7.39, na qual visualizam-se claramente as bolhas principal e secundária.

As semelhanças da bolha secundária com as bolhas laminares curtas examinadas na seção 2.1.1 são nítidas. Comparando a Fig. 7.39 com a Fig. 2.2, verifica-se que, levando em conta o sentido contrário dos escoamentos, ambas apresentam formas similares. Assim, a linha de corrente que delimita a recirculação apresenta, na parte anterior da bolha, uma suave curvatura, separando-se, de forma praticamente linear, da parede. Após a transição da camada de mistura circundante para o regime turbulento, observa-se uma abrupta curvatura dessa linha de corrente, até o ponto de recolamento, sendo essa parte posterior da bolha bem menor do que a parte anterior.

Com base nessa comparação, e em constatações numéricas anteriores (seção 7.2) de que a bolha secundária não afeta significativamente a distri-



(a) Região da placa



(b) Região da bolha principal

Figura 7.38: Contornos do módulo da velocidade média.

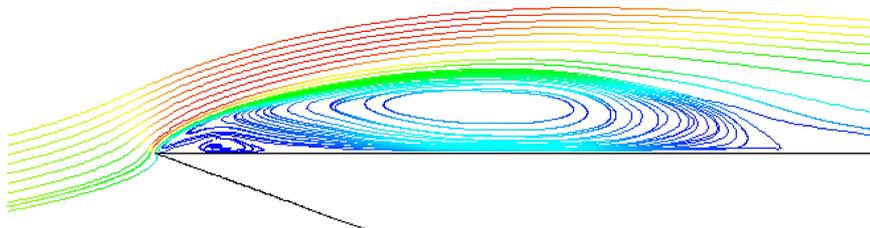


Figura 7.39: Bolha principal e secundária, visualizadas através de linhas de corrente médias.

buição de pressão, conclui-se tratar de uma bolha do tipo curta, para qual o mecanismo de separação é regido por um gradiente adverso de pressão. Se por um lado, isso significa que a correta previsão numérica dessa estrutura

requer uma precisão suficiente para capturar transições de regime, por outro, garante que a incompleta representação da mesma, seja sobrestimando ou superestimando suas dimensões, não redunde em maiores erros nos cálculos da força e outras grandezas de interesse prático.

Sendo assim, a Fig. 7.39 é bastante ilustrativa, no sentido de que apresenta, simultaneamente no mesmo escoamento, os dois tipos principais de bolhas de recirculação estudados na literatura e examinadas na seção 2.1.1, isto é, as bolhas curtas laminares e as bolhas longas, ou de aerofólios finos. Ficam evidenciadas, na mesma Fig. 7.39, as diferenças morfológicas entre elas.

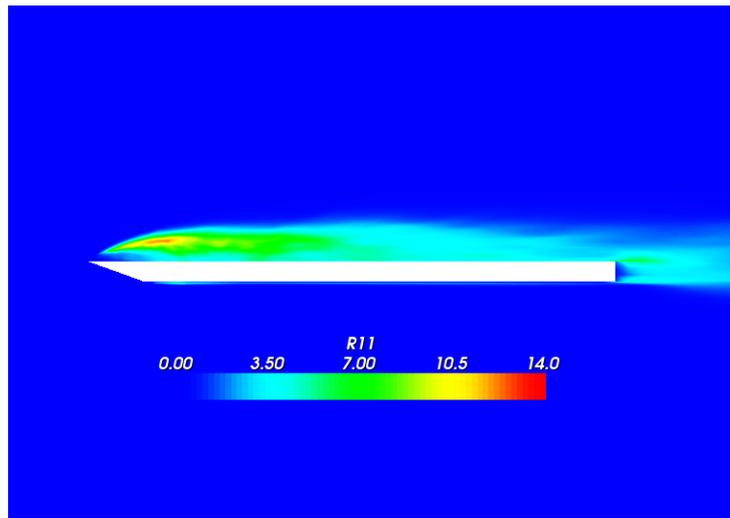
A Fig. 7.40 ilustra as diferentes características dos componentes principais do tensor  $R_{ij}$ , que são ignoradas em metodologias baseadas em média de Reynolds. É evidente que, dentre os três componentes principais de  $R_{ij}$ , a de maior intensidade é o da direção  $x$ ,  $R_{11}$ . Além disso, a condição de impenetrabilidade na placa obriga que  $R_{22}$  se anule à medida que se aproxima da parede, o que pode ser facilmente constatado da Fig. 7.40 (b). De fato, enquanto nas Figs. 7.40 (a) e (c) as regiões mais intensas "encostam" na parede, na Fig. 7.40 (b),  $R_{22}$  parece "descolar" da placa.

A Fig. 7.41 apresenta algumas linhas de vorticidade coloridas pelos respectivos módulos. A Fig. 7.41 (a) ilustra toda a placa, enquanto que uma ampliação da região da bolha é apresentada na Fig. 7.41(b). Nota-se uma rápida desorganização do escoamento, inicialmente constituído de filamentos de vórtices retilíneos, a montante da bolha de recirculação. Após um curto período, durante o qual estes percorrem uma pequena distância a partir do início da bolha e permanecem razoavelmente alinhados, as instabilidades físicas intrínsecas aos mesmos fazem com que eles se curvem, alcançando configurações mais caóticas.

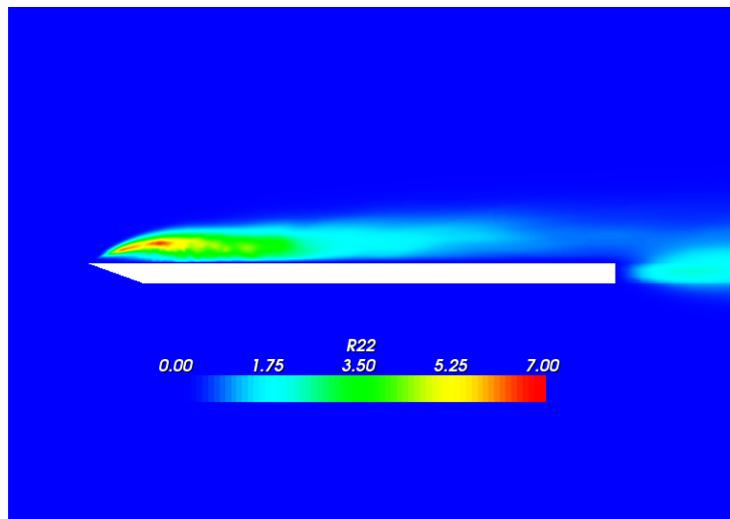
A coerência das estruturas vorticais é avaliada através do critério  $Q$ , calculado pela Eq. 6-19. Considera-se, então, coerentes, aquelas estruturas com valores de  $Q$  superiores a um determinado patamar, arbitrariamente escolhido.

A Fig. 7.42 apresenta contornos de  $Q$ , para dois patamares diferentes:  $Q = 0$  ilustrado nas Figs. 7.42 (a) e (b), e  $Q = 200$  ilustrado nas Figs. 7.42 (c) e (d). A Fig. 7.42 (a) engloba toda a região da placa plana, enquanto as demais Figs. 7.42 (b) a (d), se concentram na bolha de recirculação principal. Nas primeiras dessas três figuras, a placa plana foi ligeiramente alargada, para permitir uma melhor noção de perspectiva. Na última figura, Fig. 7.42 (d), os contornos foram coloridos com o módulo da vorticidade.

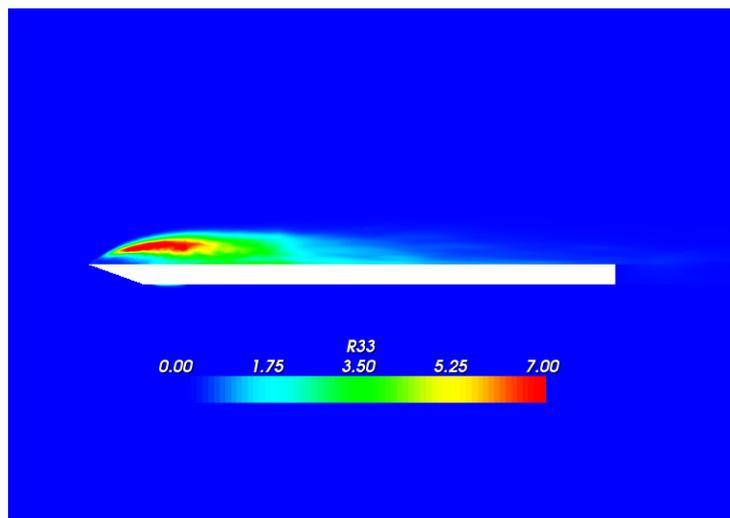
De forma análoga ao observado nos contornos de velocidades ins-



(a)  $R_{11}$

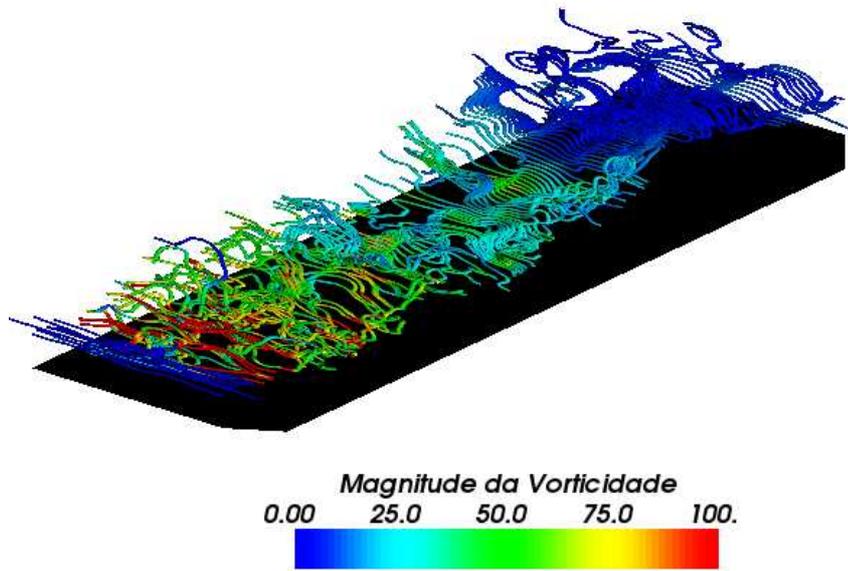


(b)  $R_{22}$

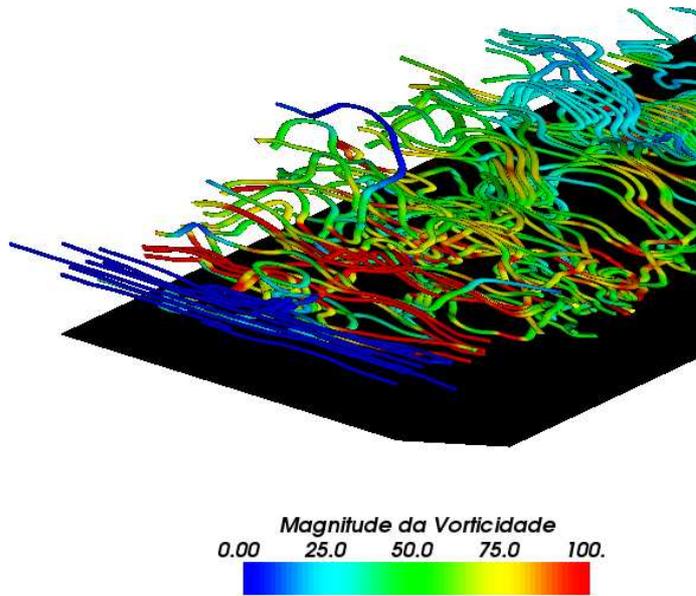


(c)  $R_{33}$

Figura 7.40: Contornos das médias turbulentas.



(a) Região da placa



(b) Região da bolha principal

Figura 7.41: Linhas de vorticidade coloridas pela respectiva intensidade.

tantâneas, Fig. 7.37, é visível, em todas as Figs. 7.42 (a)-(d), que a camada de mistura, formada a partir da separação da camada limite no bordo de ataque, permanece laminar por uma distância da ordem da espessura da placa. Só então começam a ser desprendidas estruturas coerentes que, aos

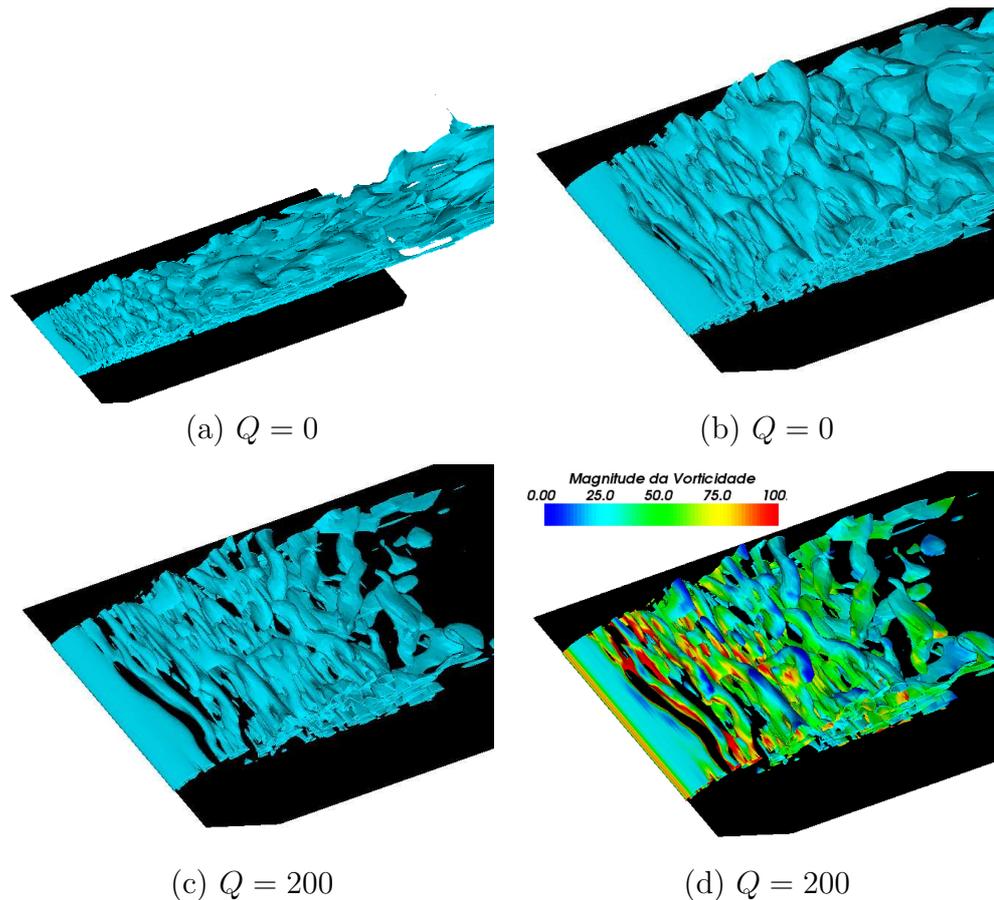


Figura 7.42: Contornos de  $Q$  identificando as estruturas coerentes.

poucos, vão se encurvando e quebrando, dando origem a estruturas com direção preferencial menos bem definida e alongamento mais próximo à unidade. É interessante ressaltar que as estruturas referentes a  $Q = 200$ , se encontram envoltas pelas estruturas correspondentes a  $Q = 0$ , o que explica porque as estruturas são menores e melhor definidas para  $Q = 200$ .

Pode-se observar ainda, na Fig. 7.42 (d) que os níveis mais elevados da vorticidade estão associados às estruturas localizadas próximo ao bordo da placa, na região da bolha de recirculação.

Assim, as simulações deste capítulo confirmam as similaridades entre bolhas de aerofólio finos observadas experimentalmente para diferentes ângulos de ataque pequenos. Não só a morfologia, como também aspectos quantitativos da bolha de recirculação principal, são basicamente preservados para ângulos de ataque de 1 e 3 graus. Obviamente, para ângulos de ataque maiores, o comportamento do escoamento muda radicalmente, e a presente investigação física não se aplica. Para ângulos acima de 5 graus, por exemplo, não há mais bolha de recirculação, pois o ponto de recolamento cai fora da placa.

Foi identificada uma bolha secundária, interior à principal, que pode ser classificada, de acordo com as simulações numéricas, como uma bolha curta ou laminar.