

transiente é observada nas simulações. Aqui é interessante destacar a influência dos diferentes tipos de modelagem, observando que as oscilações induzidas na esteira pelos vórtices são bem mais suaves para URANS. Para DES e LES os escoamentos são mais instáveis apresentando uma maior amplitude e frequência.

A Figura 6.14(a) mostra a visualização experimental do escoamento sobre um cilindro para alto número de Reynolds, reproduzida de Schlichting (1979). Pode-se observar a separação da camada limite sobre o cilindro em aproximadamente $\theta \approx 90^\circ$ e a formação de estruturas assimétricas transientes atrás do cilindro. Uma visualização de linhas de corrente obtida na simulação do presente trabalho é também mostrada na Fig. 6.14(b).

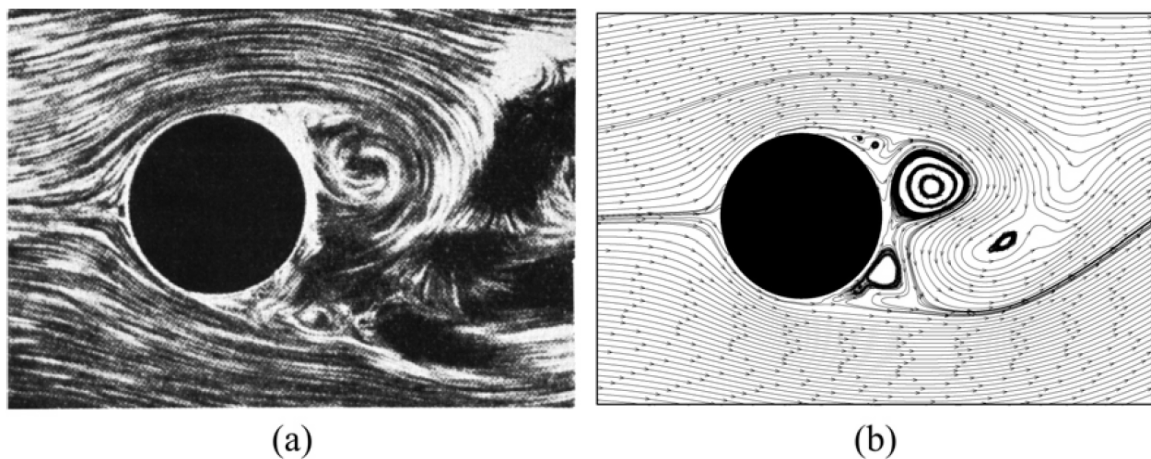


Figura 6.14 - Estruturas transientes do escoamento: (a) visualização experimental tirada de Schlichting (1979) e (b) resultados numéricos obtidos com LES para $Re_D = 10^4$.

A visualização das linhas de corrente instantâneas do escoamento que é apresentada na Fig. 6.14(b), foi obtida com a metodologia LES usando o modelo submalha de Smagorinsky. As estruturas previstas pela simulação numérica são bem próximas das visualizadas experimentalmente. Observa-se a presença de um grande vórtice principal na parte superior à jusante do cilindro e um vórtice contra-rotativo menor junto ao cilindro na parte inferior. Também na região entre o cilindro e o vórtice principal, que está se desprendendo, são observadas recirculações secundárias. Um ponto de confluência formado atrás do cilindro, resultado do encontro das linhas de corrente também pode ser observado nas Fig. 6.14(a) e Fig. 6.14(b). O tamanho das estruturas previstas numericamente pela metodologia LES é da mesma ordem de tamanho das que são visualizadas experimentalmente. Observando a Fig. 6.13 percebe-se que as estruturas atrás do

cilindro calculadas com URANS são excessivamente alongadas, de comprimento de aproximadamente duas vezes o diâmetro do cilindro, comprovando assim que LES é mais adequada para predição de estruturas físicas e comportamento transiente do escoamento.

Os resultados para o campo médio do módulo da velocidade ($0,0 \leq \|\vec{V}\|/U_\infty \leq 1,3$) são apresentados na Fig. 6.15, para as três estratégias de modelagem. Pode-se observar nos campos médios diferenças bastante significativas, as quais estão associadas às próprias características do tipo de modelagem utilizada.

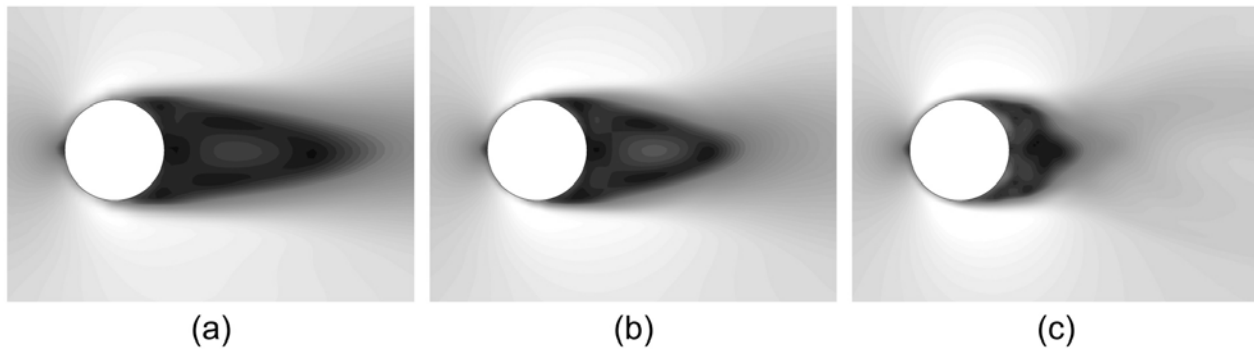


Figura 6.15 - Campo médio do módulo da velocidade para $Re_D = 10^4$: (a) URANS, (b) DES e (c) LES.

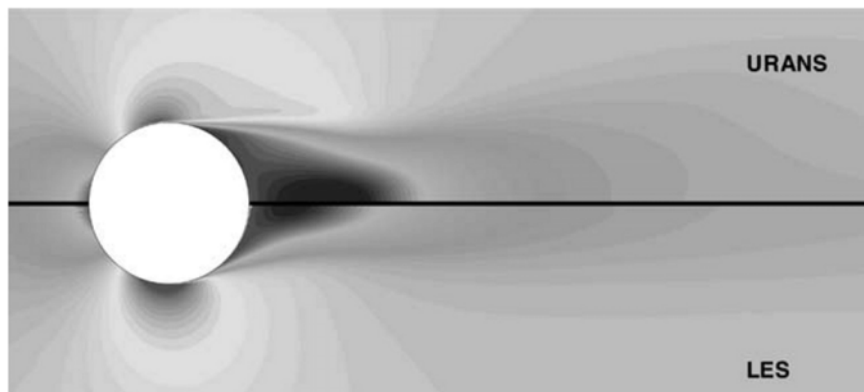


Figura 6.16 - Campo médio do módulo da velocidade para $Re_D = 10^6$, tirado de Catalano *et al.* (2003).

Resultados das simulações realizadas por Catalano *et al.* (2003) são mostrados na Fig. 6.16. Observa-se que os resultados do presente trabalho apresentaram um comportamento qualitativamente semelhante ao obtido nas simulações realizadas por esses autores, que utilizaram um código com malha não-estruturada e tratamento do contorno do cilindro com lei de parede.

Perfis médios da componente horizontal da velocidade foram extraídos ao longo do eixo

vertical na região da esteira, Fig. 6.17, em três secções distintas. O déficit de velocidade na secção I ($x/D = 0,50$) da esteira é bastante similar para todos os modelos. Na posição central da bolha de recirculação ($y/D = 0,0$) a componente horizontal da velocidade é aproximadamente zero. Nesta secção a esteira já é menor que o diâmetro do cilindro e a recuperação do perfil de velocidade unitário ocorre próximo a $y/D = 0,50$. A natureza dissipativa do modelo S-A é evidenciada observando as secções II ($x/D = 0,75$) e III ($x/D = 3,0$), onde o déficit no perfil de velocidade é bem menor com LES que com URANS e DES.

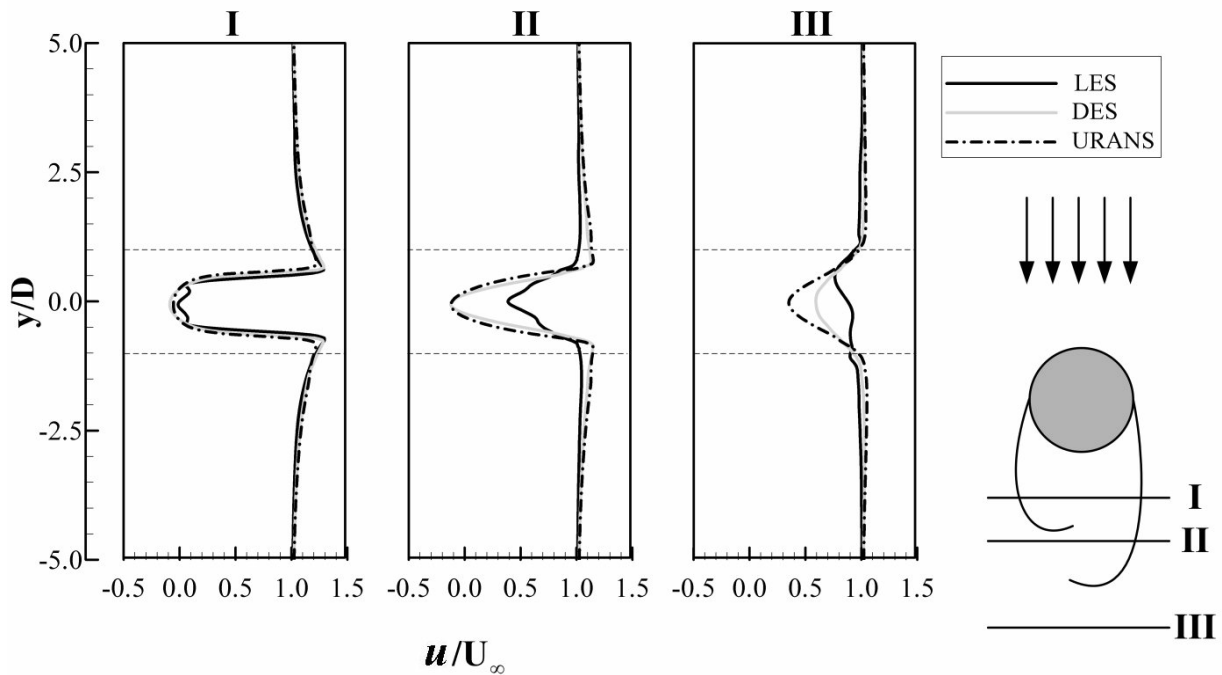


Figura 6.17 - Perfis médios da componente u da velocidade sobre a esteira: secção I em $x/D = 0,50$, secção II em $x/D = 0,75$ e secção III em $x/D = 3,0$.

A evolução temporal, nos instantes iniciais do escoamento sobre o cilindro, pode ser acompanhada na Fig. 6.18. Inicialmente no instante $tU/D = 5$ tem-se o desenvolvimento de uma bolha de recirculação estacionária de comprimento aproximadamente igual a $1,5D$. As diferenças entre as modelagens da turbulência começam a aparecer a partir do tempo $tU/D = 10$.

A transição para o regime instável ocorre mais rápido com o modelo S-A. No segundo quadro das Fig. 6.18(b) e 6.18(c) a bolha de recirculação atrás do cilindro já está bastante alongada e começa a se desestabilizar, dando início ao desprendimento de vórtices coerentes já a partir de $tU/D = 15$. A transição para o regime instável é bem mais demorada para a simulação LES, Fig. 6.18(a). No segundo quadro $tU/D = 10$, a bolha de recirculação permanece ainda

bastante estável e continua crescendo até o instante $tU/D = 15$, quando alcança um comprimento de $3,0D$. Em $tU/D = 25$ já se observa uma assimetria na bolha de recirculação, com o desprendimento de vórtices ocorrendo para $tU/D = 35$. Somente em $tU/D = 50$ observa-se o estabelecimento de um padrão coerente de formação de vórtices.

Do início deste capítulo até o momento, foi realizado um breve estudo comparativo entre as diferentes metodologias de modelagem da turbulência implementadas com o método IB/VPM. Os resultados foram comparados com dados numéricos e experimentais de outros autores disponíveis na literatura. Os principais parâmetros que caracterizam o escoamento sobre o cilindro como, número de Strouhal, coeficiente de arrasto e distribuição de pressão foram preditos com boa precisão até a crise do arrasto. As simulações no regime supercrítico apresentaram resultados imprecisos, entretanto, acredita-se que simulações $2D$ sem modelos específicos para modelagem da camada limite são incapazes de fornecer resultados realísticos. Como foi mostrado, a determinação do ponto de separação do escoamento é uma difícil tarefa, devido a fina espessura da camada limite. Deve-se enfatizar que os resultados obtidos para o ponto de separação são somente qualitativos e apenas fornecem uma estimativa da localização.

O principal objetivo desta parte do trabalho foi mostrar que o método IB/VPM é apropriado para a simulação de escoamentos a altos números de Reynolds. A palavra 'apropriado' é usada no sentido de que nenhuma dificuldade de implementação foi introduzida pelo uso de fronteira imersa. Portanto, como se tentou deixar claro ao longo do texto, os problemas verificados são os mesmos acometidos pelas metodologias tradicionais. Neste sentido, nenhuma contribuição é feita. Nos resultados apresentados teve-se como foco a extensão e validação do método para altos Reynolds, desenvolvimento natural do trabalho de Lima e Silva *et al.* (2003). Cabe aqui ressaltar que não se pretende usar o método IB/VPM para competir com as metodologias clássicas em problemas estacionários. Para estes problemas os métodos clássicos apresentam implementações superiores ou mesmo que ainda não foram testadas no âmbito de fronteira imersa como, malha adaptativa, leis de parede e esquemas de alta ordem. De maneira geral, os resultados das simulações mostraram uma boa acuracidade, considerando que foi utilizado um código $2D$. Os resultados são promissores, o que estimulou o estudo de problemas envolvendo geometrias móveis, como será apresentado a seguir.

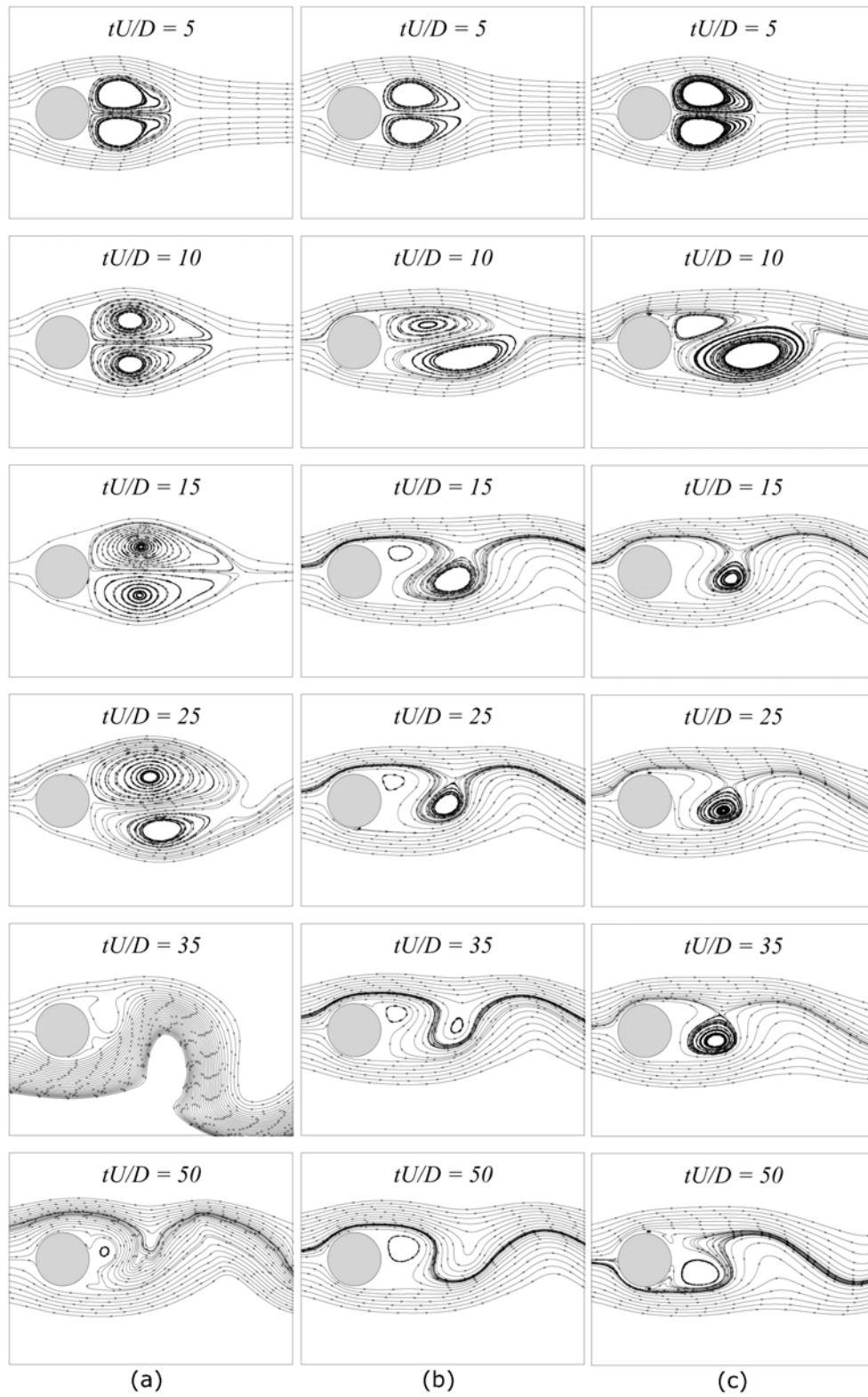


Figura 6.18 - Instantes iniciais das simulações para: (a) LES (b) DES e (c) URANS.

6.2 Escoamentos sobre aerofólios

Com o objetivo de avaliar a metodologia IB/VPM para problemas de aeronáutica, foram realizadas simulações de escoamentos com um perfil NACA 0012. Estas simulações foram realizadas utilizando o modelo de turbulência de Spalart-Allmaras, modo URANS. O domínio de cálculo utilizado nas simulações tem um comprimento de $10c$ por uma altura de $8c$, onde c é a corda do aerofólio. Essas dimensões foram escolhidas de modo a minimizar os efeitos do contorno no desenvolvimento do escoamento. Um estudo de refinamento de malha também foi realizado para verificar a independência dos resultados e a partir daí foi definida a malha utilizada. Todas as simulações foram realizadas em uma malha não-uniforme com 278×198 pontos distribuídos em três regiões distintas para cada direção, como pode ser visualizado na Fig. 6.19.

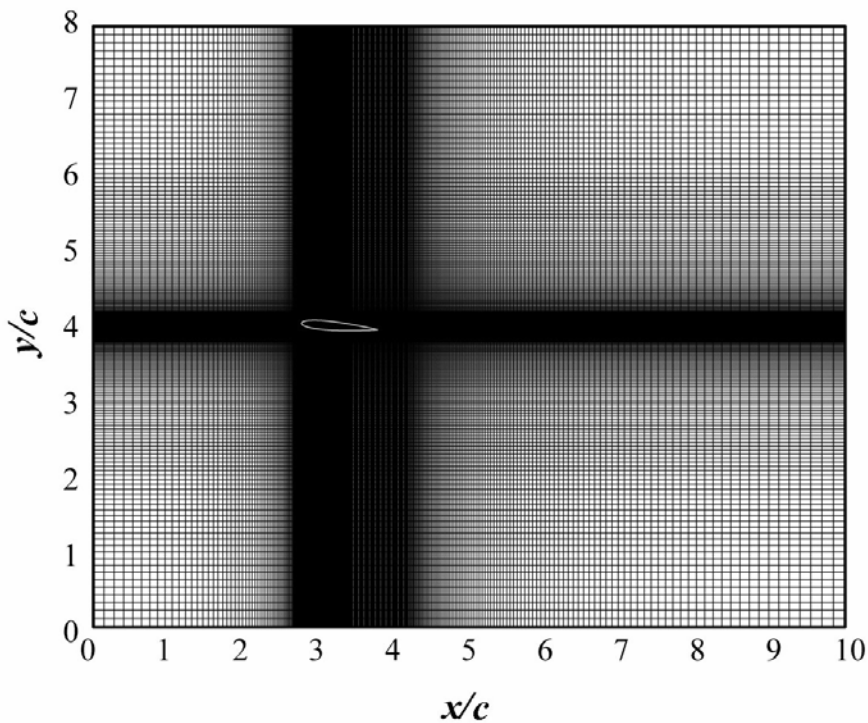


Figura 6.19 - Malha computacional utilizada nas simulações.

Na direção x a primeira seção tem 50 pontos e se estende até a posição $2,7c$. A última seção tem $5,8c$ de comprimento com 120 pontos. Na direção y as duas regiões de malha não-uniforme são idênticas e de comprimento $3,83c$, discretizado com 84 pontos em cada seção. O aerofólio foi posicionado dentro de uma caixa retangular de malha uniforme, de dimensões $1,5c$

de comprimento por $0,36c$ de altura, ver Fig. 6.20.

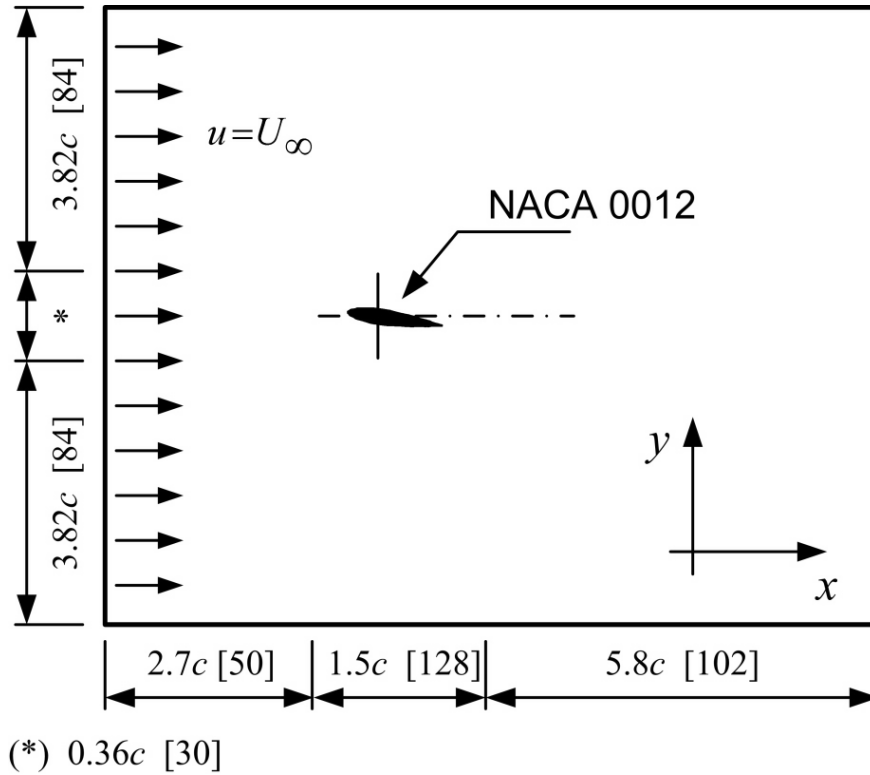


Figura 6.20 - Esquema do domínio de cálculo e posição do aerofólio.

O aerofólio foi posicionado a $3,3c$ da fronteira esquerda e centrado verticalmente em $4c$. Um perfil de velocidade uniforme $u = U_\infty$ é imposto na entrada do domínio, de maneira que o escoamento ocorra da esquerda para a direita (Fig. 6.20). Condições de contorno de Neumann foram impostas para a velocidade em todas as outras faces do domínio. Para a correção de pressão, foi imposta derivada nula na entrada do domínio e zero nas demais faces.

Deve se destacar que mesmo com a movimentação do aerofólio, a malha euleriana permanece fixa e inalterada. Somente a malha lagrangiana é transportada dinamicamente, variando o ângulo de ataque em função do tempo. A variação do ângulo de ataque em função do tempo para a movimentação oscilatória harmônica em torno de um eixo posicionado no quarto de corda do aerofólio é dado pela seguinte equação:

$$\alpha(t) = \bar{\alpha} + \Delta\alpha \sin(\Omega t), \quad (6.3)$$

onde $\bar{\alpha}$ é o ângulo de ataque médio e $\Delta\alpha$ é a amplitude de oscilação do movimento de arfagem.

A velocidade angular do movimento é dada por $\Omega = 2\pi f$ e a frequência de oscilação é representada pela variável f . Usualmente f é escrita em termos da frequência reduzida κ , definida como :

$$\kappa = \frac{\pi f c}{U_\infty}. \quad (6.4)$$

Com o objetivo de avaliar a acuracidade da metodologia IB/VPM, diversos casos foram simulados para escoamentos em torno de um perfil de aerofólio NACA 0012 móvel. As simulações estão aqui divididas nas seguintes seções: aerofólio estacionário, movimento harmônico de arfagem a baixas e altas frequências reduzidas. Os resultados proporcionam informações quantitativas e qualitativas sobre o escoamento, as quais são usadas para validar o método para escoamento em torno de aerofólios móveis a baixos números de Reynolds.

6.2.1 Aerofólio estacionário

Antes de se prosseguir com as simulações para aerofólios móveis, foram realizadas simulações para o aerofólio estático para diferentes ângulos de ataque na faixa de $0^\circ \leq \alpha \leq 24^\circ$, para número de Reynolds $Re_D = 10^4$. Os resultados médios para os coeficientes de força de sustentação e arrasto obtidos com o método IB/VPM em função do ângulo de ataque são mostrados na Fig. 6.21.

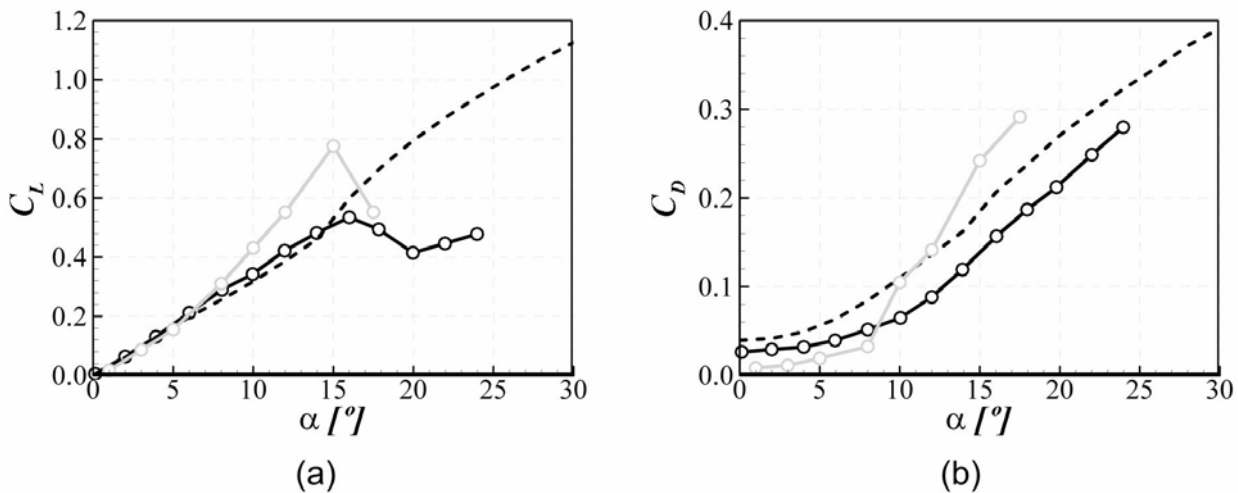


Figura 6.21 - Coeficientes de (a) sustentação e (b) arrasto em função do ângulo de ataque para um aerofólio estático a $Re_D = 10^4$; —○— presente trabalho, —○— Akbari e Prince (2003) e - - - XFOIL (Drela, 1989).

Para o caso simulado não foi encontrada na literatura nenhuma referência experimental, uma vez que resultados de ensaios experimentais para números de Reynolds relativamente baixos são bastante raros. Felizmente nos últimos anos, devido principalmente ao advento de novas tecnologias e possibilidade prática de aplicação, tem-se retomando o interesse por este tipo de escoamentos. Um exemplo disto é o projeto de pesquisa LSATs (*Low-Speed Airfoil Tests*) da Universidade de Illinois (UIUC, 2005) iniciado em 1993, que é uma tentativa de organizar e disponibilizar dados experimentais para aerofólios a baixos números de Reynolds. Na falta de resultados experimentais são apresentados na Fig. 6.21, para fim de comparação, resultados numéricos de Akbari e Prince (2003) e também resultados obtidos com o XFOIL (Drela, 1989) um código de domínio público (GNU) para projeto e análise de aerofólios.

Para o coeficiente de sustentação, Fig. 6.21(a), foi verificado um bom ajuste com resultados de Akbari e Prince (2003) até o ângulo de ataque $\alpha \approx 10^\circ$. A partir deste ponto os resultados do coeficiente de sustentação se distanciam, sendo menores que os de Akbari e Prince (2003). O coeficiente de sustentação máximo obtido no presente trabalho foi de $C_{L\ max} = 0,53$ contra $C_{L\ max} = 0,77$ obtido pelos outros autores. Os ângulos de estolagem ficaram bastante próximos, $\alpha \approx 16^\circ$ com a metodologia IB/VPM e $\alpha \approx 15^\circ$ no trabalho usado como referência. Os resultados da simulação realizados com o XFOIL também são apresentados. Um bom ajuste é conseguido até a posição próxima ao ângulo de estolagem. Na Figura 6.21(b) são mostrados resultados para o coeficiente de arrasto. Uma tendência de aumento do arrasto para maiores ângulos de incidência é verificada em todas as simulações. O comportamento do C_D obtido no presente trabalho é semelhante aos resultados fornecidos pelo XFOIL, enquanto que as simulações de Akbari e Prince (2003) apresentaram um coeficiente de arrasto bastante pequeno do início até $\alpha \approx 8^\circ$, seguido por um considerável aumento do arrasto para maiores ângulos de ataque.

De forma geral, os resultados obtidos no presente trabalho para situações estáticas apresentaram comportamentos bastante semelhantes aos resultados de Akbari e Prince (2003), porém, em relação à magnitude obteve-se uma pobre concordância. Cabe aqui destacar que os resultados do XFOIL devem ser usados com cautela, principalmente em ângulos de ataque elevados. Entretanto para baixos ângulos de ataque o código é bastante preciso em relação a resultados experimentais, como pode ser verificado em muitos casos na literatura, e portanto pode ser considerado uma boa ferramenta para estudos iniciais. Uma comparação com dados experimentais seria, sem dúvida, o ideal para avaliar a acuracidade do método IB/VPM. Frente à impossibilidade de obtenção dos mesmos, dá-se por satisfeito uma vez que o comportamento

(tendência e ângulo de estol) obtidos foi bastante semelhante quando comparado com dados da literatura.

6.2.2 Aerofólio móvel – oscilação harmônica

Um resumo dos casos simulados para aerofólios oscilantes é apresentado na Tab. 6.5. Os experimentos foram planejados de maneira a avaliar os efeitos do número de Reynolds e da frequência reduzida no escoamento.

Tabela 6.5 - Casos simulados para aerofólios em movimento oscilatório de arfagem.

Caso	κ	$\bar{\alpha}$	$\Delta\alpha$	Re_c
O1	0.25	15°	10°	1×10^3
O2	0.25	15°	10°	5×10^3
O3	0.25	15°	10°	1×10^4
O4	0.15	15°	10°	1×10^4
O5	0.50	15°	10°	1×10^4

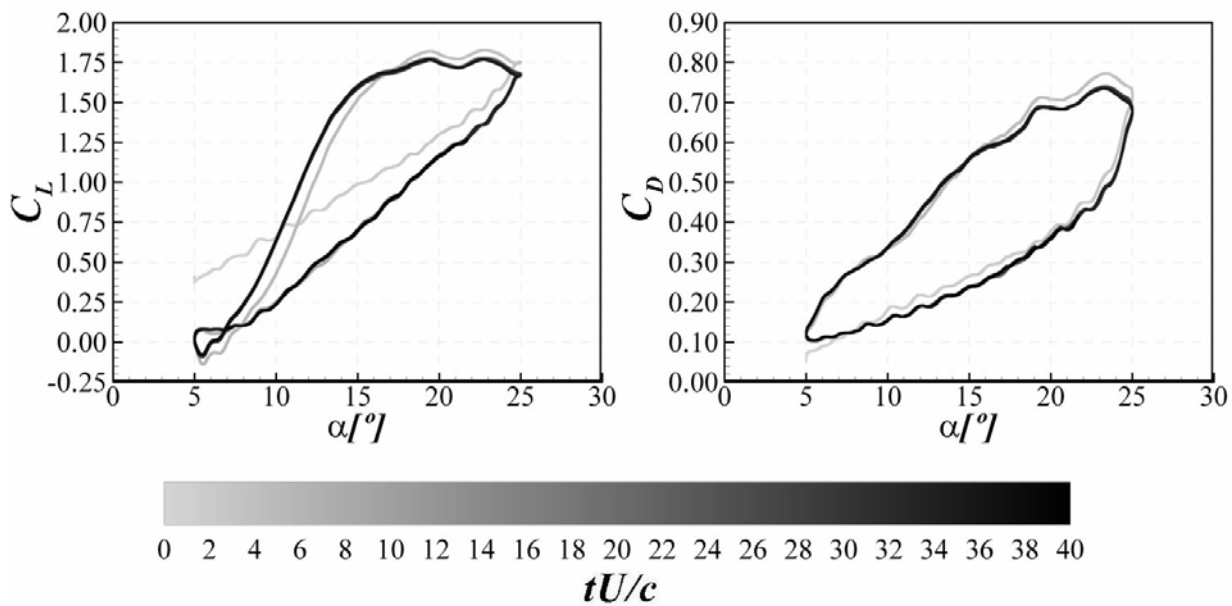


Figura 6.22 - Evolução temporal do coeficiente de (a) sustentação e (b) arrasto durante seis ciclos oscilatórios; $Re_c = 10^4$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$, $\Delta\alpha = 10^\circ$ e $\kappa = 0, 50$.

O tempo de simulação variou de acordo com a frequência de oscilação. Foi estabelecido que o aerofólio executasse 6 ciclos oscilatórios completos de arfagem durante cada simulação. Na Fig. 6.22 é mostrada a evolução temporal dos coeficientes de força aerodinâmica para o caso

O5. A tonalidade das linhas variam com a escala de tempo.

Os ciclos consecutivos são bastante semelhantes, exceto para o primeiro ciclo que apresenta um comportamento ligeiramente diferente, tendo influência do resultado em regime permanente para $\alpha = 5^\circ$, usado como condição inicial na simulação. Para a apresentação dos próximos resultados sobre o aerofólio oscilante foi realizada uma média entre os três últimos ciclos de oscilação, o que eliminou o efeito da condição inicial nos resultados.

Efeito da frequência reduzida

Na Fig. 6.23 são mostrados os coeficientes de sustentação e arrasto para simulações a Reynolds $Re_c = 10^4$, um ângulo médio de incidência igual a $\bar{\alpha} = 15^\circ$, uma amplitude de oscilação de $\Delta\alpha = 10^\circ$ e com o movimento oscilatório sendo executado no quarto de corda do aerofólio ($x/c = 0,25$). Foram simuladas três diferentes frequências reduzidas: Fig. 6.23(a) caso O4 com $\kappa = 0,15$, Fig. 6.23(b) caso O3 com $\kappa = 0,25$ e Fig. 6.23(c) caso O5 com $\kappa = 0,50$. O movimento oscilatório imposto provoca uma histerese nos coeficientes de força, ou seja, as forças aerodinâmicas possuem magnitudes diferentes, dependendo se o aerofólio está em movimento de subida (*cabrar*) ou descida (*picar*). Este comportamento é atribuído às diferenças existentes entre os escoamentos que ocorrem sobre o aerofólio, já que a sua movimentação afeta significativamente a dinâmica de formação e desprendimento dos vórtices e, principalmente, o descolamento e recolamento da camada limite. Note que o efeito de histerese é observado em todas as simulações da Fig. 6.23, independente da frequência reduzida. Entretanto, o comportamento é fortemente dependente da magnitude de κ . Nas Fig. 6.23(a) e Fig. 6.23(b) observando o coeficiente de sustentação, verifica-se que a histerese ocorre porque a força de sustentação durante o movimento ascendente do aerofólio é maior do que durante o movimento descendente, provocando um ciclo de histerese no sentido horário. Já para frequência reduzida $\kappa = 0,50$, Fig. 6.23(c), o ciclo de histerese ocorre no sentido anti-horário com a força de sustentação maior durante o decréscimo do ângulo de ataque. Sendo assim, os eventos que levam ao surgimento da histerese na força são essencialmente diferentes e dependem da frequência reduzida, como será mostrado mais adiante.

Outro efeito que está fortemente relacionado à frequência reduzida é o atraso ou total supressão do estol durante o movimento de subida, como se pode observar na Fig. 6.23. O estol foi atrasado, em relação à situação estática que ocorre em $\alpha \approx 15^\circ$, para $\alpha \approx 21^\circ$, isso para a menor das frequências reduzidas simuladas que foi $\kappa = 0,15$, caso O4. Para as maiores

freqüências reduzidas, caso $O3$, $\kappa = 0,25$ o estol ocorre bem próximo do ângulo máximo de incidência, $\alpha = 25^\circ$, já para o caso $O5$, $\kappa = 0,50$, não ocorre descolamento durante o movimento de subida e, em consequência, o estol é totalmente inibido. Pode-se então concluir que com aumento da freqüência reduzida o estol é postergado para maiores valores do ângulo de ataque α . Aumentando ainda mais a freqüência reduzida κ , suprime-se completamente o estol durante a subida.

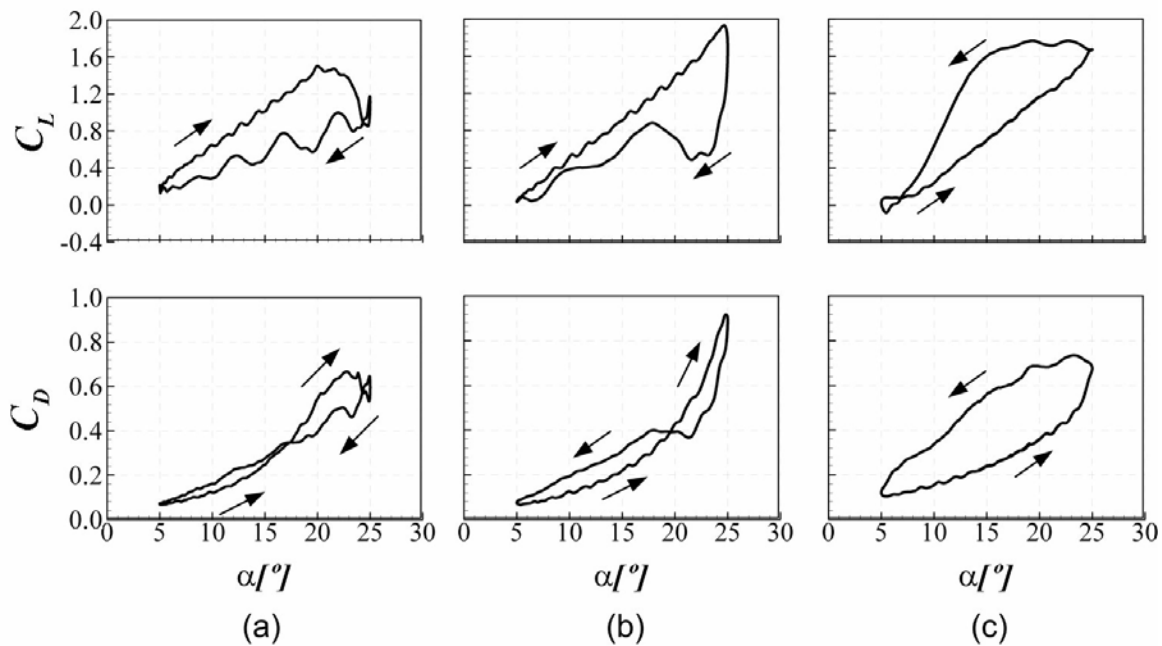


Figura 6.23 - Histerese nos coeficientes de sustentação e arrasto para aerofólios em movimento oscilatório; $Re_c = 10^4$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$, $\Delta\alpha = 10^\circ$ e freqüências reduzidas: (a) $\kappa = 0,15$ (b) $\kappa = 0,25$ e (c) $\kappa = 0,50$.

Como se pode verificar, para um aerofólio oscilando em grandes amplitudes, acima do seu ângulo de ataque estático, apresenta uma grande histerese nos coeficientes aerodinâmicos durante os ciclos. Consequência do aumento da complexidade dos eventos transientes na camada limite, o principal e mais influente dos eventos é, sem dúvida, o crescimento e desprendimento do vórtice de bordo de ataque (comumente conhecido na literatura como LEV do inglês *Leading-Edge Vortex*). A freqüência reduzida tem grande influência sobre o transiente da camada limite e consequentemente afeta o tempo dos eventos que provocam o estol dinâmico, provocando diferenças nos ciclos de histerese. Uma análise detalhada dos principais eventos do escoamento que afetam o comportamento da força de sustentação para cada freqüência reduzida é apresentada nas Fig. 6.24, 6.25 e 6.26. Foram escolhidos pontos representativos dos

principais eventos do escoamento. Nas figuras é também apresentada a visualização do escoamento por linhas de corrente do respectivo ponto, para o ultimo ciclo oscilatório. Pode-se assim, identificar e associar o efeito da estrutura característica do escoamento sobre o comportamento da força de sustentação.

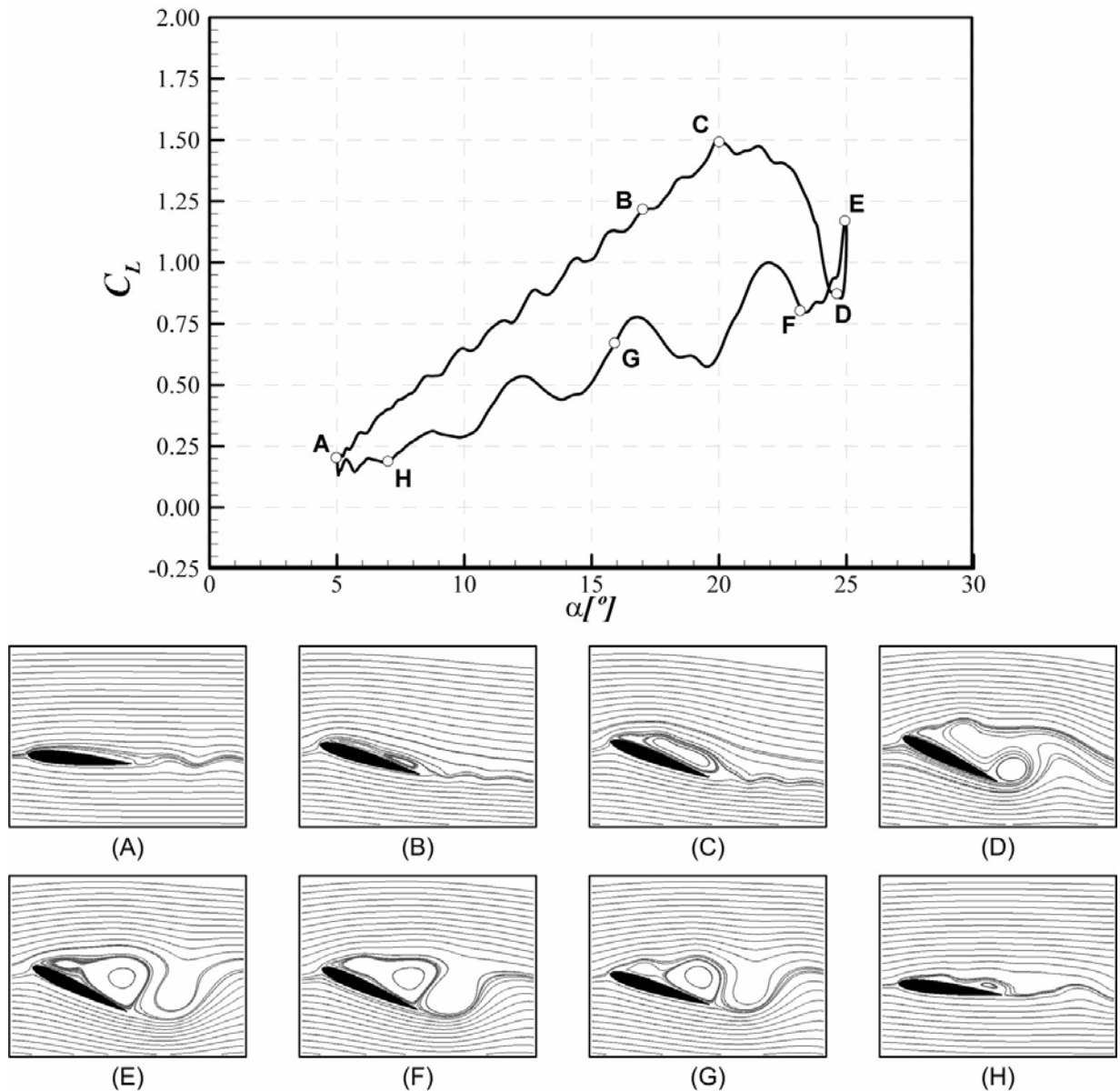


Figura 6.24 - Eventos característicos do estol dinâmico no coeficiente de sustentação e linhas de corrente; $Re_c = 10^4$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$, $\Delta\alpha = 10^\circ$ e $\kappa = 0, 15$.

Na Fig. 6.24 estão representados os principais eventos durante o ciclo de histerese para

a força de sustentação relativos a frequência reduzida $\kappa = 0,15$, caso *O4*. Inicia-se um novo ciclo a partir da posição de $\alpha_{\min} = 5^\circ$, ponto *A*, neste instante o escoamento está totalmente colado ao aerofólio. O coeficiente de sustentação aumenta com o aumento do ângulo de incidência, alcançando o ponto *B*, superando o ponto de estolagem estática. Já é possível visualizar a formação de uma bolha junto ao bordo de fuga do aerofólio, indicando o aparecimento de escoamento reverso no extradorso do aerofólio. No ponto *C*, o coeficiente de sustentação alcança o valor máximo e o escoamento reverso já está sobre quase toda a superfície do aerofólio. Em seguida ocorre o estol em $\alpha \approx 21^\circ$. No ponto *D* o coeficiente de sustentação alcança o menor valor durante o movimento de subida. O escoamento já está totalmente descolado e inicia-se o crescimento de um novo LEV que provoca um aumento súbito da sustentação no final do movimento de subida, ponto *E*. O LEV é transportado em direção ao bordo de fuga, causando redução do coeficiente de sustentação, trecho *E – F*. Como durante o movimento de descida o escoamento já está descolado o coeficiente de sustentação é menor do que durante a subida, apresentando o efeito de histerese. As oscilações de grande amplitude, durante o movimento de descida, são devidos a formação e desprendimento dos LEV. Finalmente ao final do ciclo, ponto *H*, o escoamento volta a recolar junto a parte superior do aerofólio.

Os eventos para a simulação na frequência reduzida $\kappa = 0,25$ estão representados no diagrama da Fig. 6.25. Observa-se que existem diferenças relevantes entre o ciclo de histerese com respeito a frequência $\kappa = 0,15$, as quais estão associadas às diferenças entre o tempo de formação das estruturas e seu deslocamento sobre o aerofólio. O estol ocorre agora próximo ao ângulo de incidência máximo $\alpha \approx 25^\circ$, ponto *D*, onde o coeficiente de sustentação alcança também o máximo valor. O completo descolamento do escoamento é postergado para o ponto *E*, já durante o movimento de descida, cabe aqui resaltar que o crescimento do primeiro LEV começou ainda durante o movimento de subida (ponto *D*). As oscilações no coeficiente de sustentação indicam a formação e desprendimento de pelo menos 3 LEV durante decréscimo do ângulo de ataque e pelo menos 5 LEV verificados durante o movimento descente para a simulação *O4* (Fig. 6.24). O segundo LEV é bem visualizado pelas linhas de corrente, ponto *G*. O recolamento ocorre no ponto *H* para ângulo de ataque $\alpha \approx 7^\circ$.