

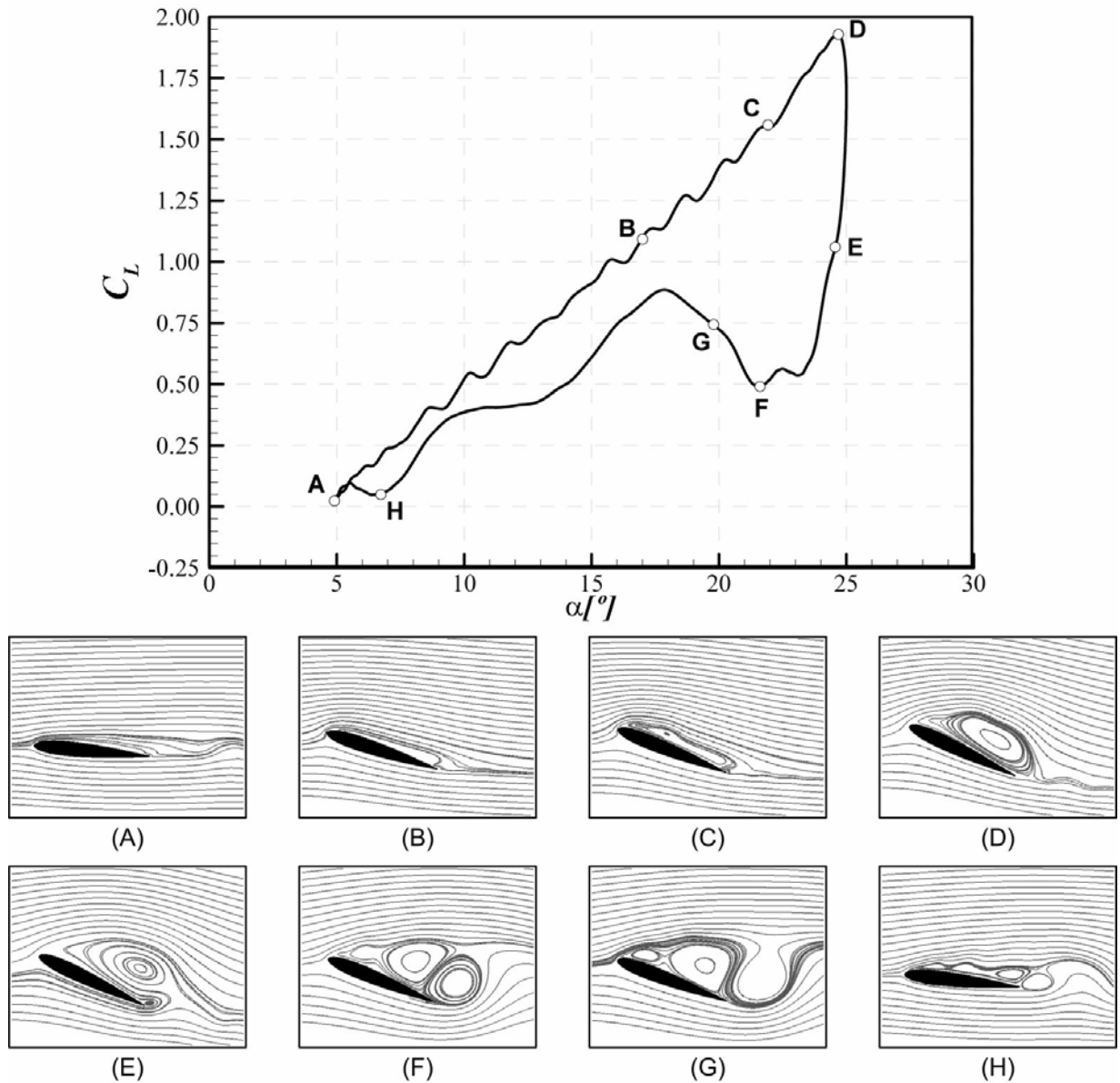


Figura 6.25 - Eventos característicos do estol dinâmico no coeficiente de sustentação e linhas de corrente; $Re_c = 10^4$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$, $\Delta\alpha = 10^\circ$ e $\kappa = 0, 25$.

O ciclo de histerese obtido na simulação para o caso *O5* apresenta diferenças consideráveis com relação às outras simulações. Como já foi observado anteriormente os ciclos de histerese ocorreram no sentido anti-horário. Como se sabe a formação do vórtice no bordo de ataque é o principal responsável pelo aumento no coeficiente de sustentação, devido à sucção que ele induz na superfície superior do aerofólio. Note que esta frequência de oscilação do ae-

rofólio é bastante elevada e acaba por inibir a formação de vórtices durante o movimento de subida do aerofólio e a formação do primeiro vórtice ocorre somente no final da subida (ponto *D*) de forma bem incipiente.

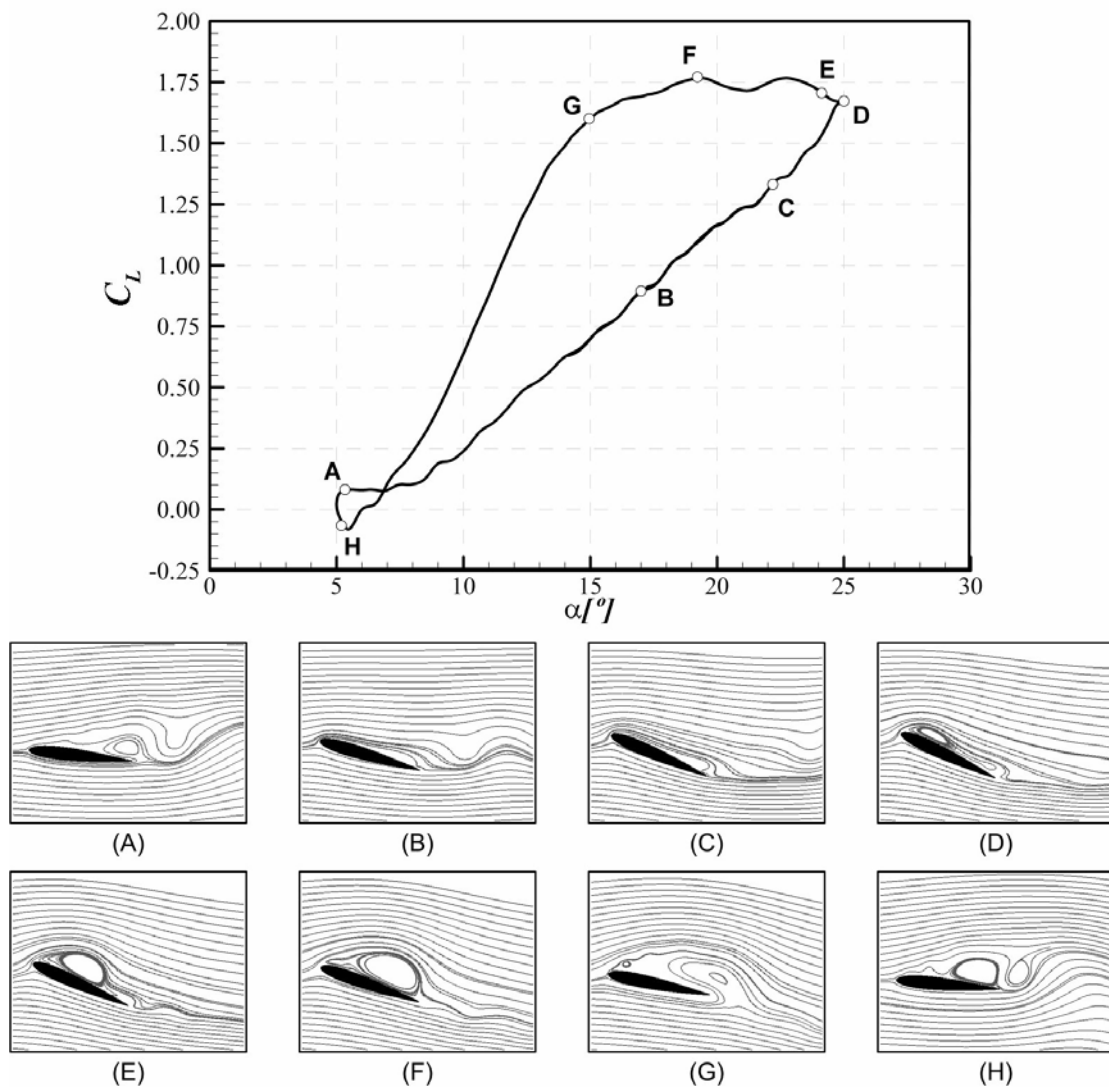


Figura 6.26 - Eventos característicos do estol dinâmico no coeficiente de sustentação e linhas de corrente; $Re_c = 10^4$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$, $\Delta\alpha = 10^\circ$ e $\kappa = 0,50$.

No ponto *E*, o LEV já se encontra desenvolvido quando então começa a ser advectado ao longo do aerofólio, provocando aumento na força de sustentação durante a movimentação de descida. O descolamento total do escoamento ocorre no ponto *G*, já com o ângulo de ataque em $\alpha \approx 15^\circ$. Como a movimentação do aerofólio é bastante rápida, não ocorre o desenvolvimento de

nenhum outro LEV e todo ciclo de oscilação é completado com o desprendimento de apenas um vórtice. Observe que não há tempo para o escoamento se recuperar do descolamento. Como se pode ver, as linhas de corrente próximas ao bordo de ataque, ponto H , não estão alinhadas com a superfície do aerofólio, apresentando instabilidades que caracterizam a presença de estruturas no escoamento. O coeficiente de sustentação alcança valores negativos para valores bem próximos do ângulo de ataque mínimo $\alpha_{\min} = 5^\circ$, ainda durante o movimento de descida. Como não ocorre o recolamento, o aumento do coeficiente de sustentação, do ponto H para A , se deve ao início do movimento de subida do próximo ciclo.

Gráficos do desenvolvimento do campo de vorticidade para o escoamento em torno do aerofólio, em vários ângulos de ataque são mostrados para os casos até agora analisados: caso $O4$ na Fig. 6.27, caso $O3$ Fig. 6.28 e, finalmente o caso $O5$ é mostrado na Fig. 6.29. Todos os campos foram obtidos durante o último ciclo de oscilação. Foi utilizada a mesma escala de valores em todos os gráficos ($-50 \leq \omega_z \leq 50$). As áreas claras representam valores negativos e as escuras valores positivos da vorticidade. Os 15 instantes foram escolhidos de acordo com o ângulo de incidência, diferente das figuras anteriores onde a escolha dos pontos priorizavam os eventos mais relevantes do escoamento. Com isto, nesta seqüência de figuras pretende-se evidenciar o desenvolvimento temporal do escoamento sobre o aerofólio. Avalia-se, assim, a influência da frequência reduzida no efeito de atraso de tempo (*time-lag*) das estruturas.

O escoamento permanece junto ao aerofólio durante grande parte do movimento de subida superando o ângulo de descolamento estático, Fig. 6.27(a-e). Na seqüência, Fig. 6.27(f-h), já é possível observar o crescimento e transporte do primeiro LEV no extradorso do aerofólio, sendo que em (h) o escoamento já está completamente descolado. Foi identificado anteriormente na Fig. 6.24, ponto E , que próximo do ângulo de ataque máximo temos um *overshot* do coeficiente de sustentação. Observe que este evento coincide com a formação de um grande e energizado vórtice no bordo de fuga do aerofólio (do inglês *Trainling-Edge Vortex*, TEV), Fig. 6.27(h). O LEV que se desprende colide com o TEV arrastando quantidade de movimento para o extradorso do aerofólio, o que provoca o aumento repentino do coeficiente de sustentação, mesmo com o escoamento completamente descolado. Durante toda a descida, Fig. 6.27(i-n), o escoamento encontra-se completamente separado, apresentando a formação e desprendimento de vários LEV, bastante energizados, que se estendem do bordo de ataque até aproximadamente um quarto de corda aerofólio. O escoamento volta a se recolar completamente à superfície do aerofólio na Fig. 6.27(o), já no final do ciclo.

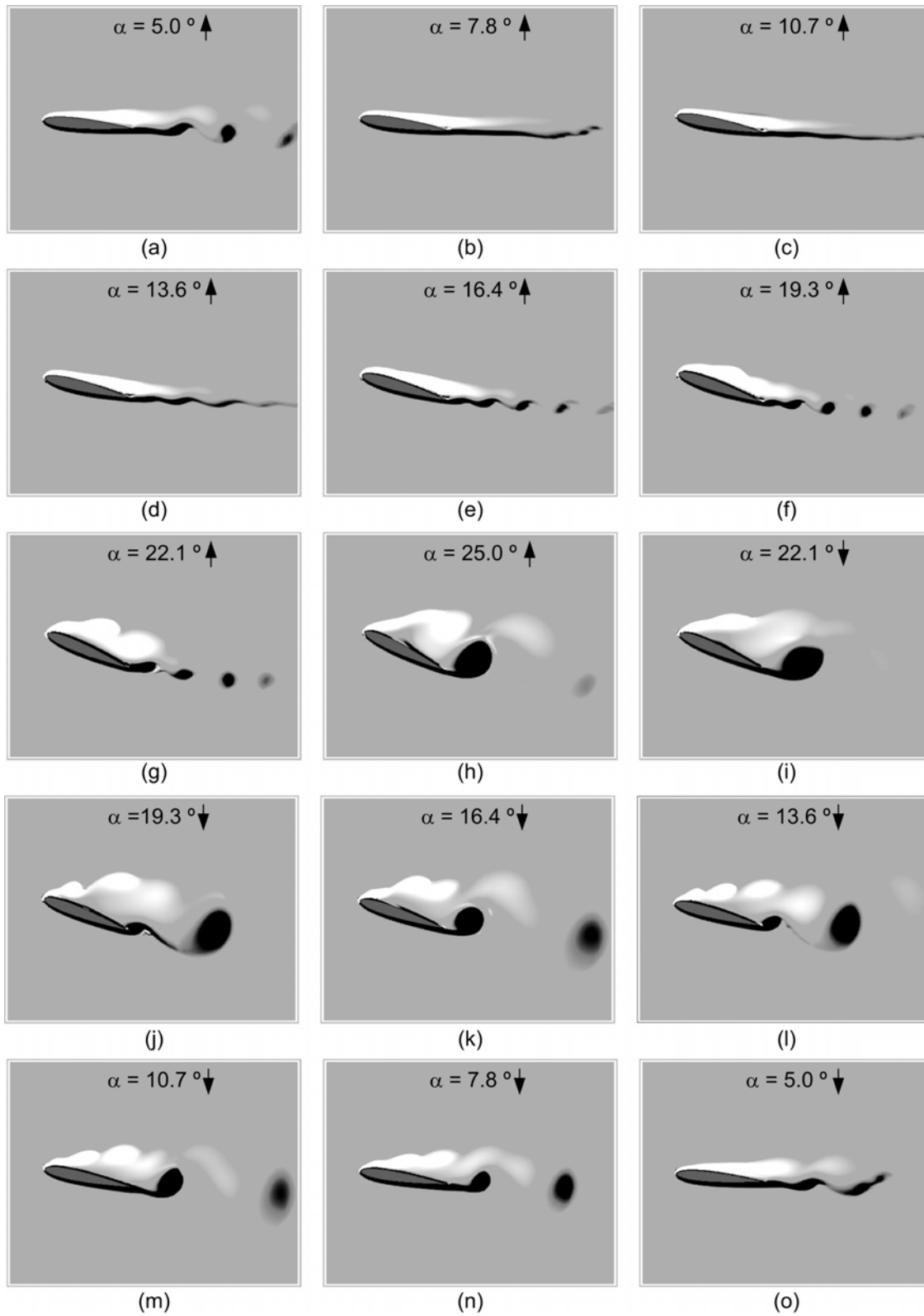


Figura 6.27 - Campos de vorticidade instantâneos ($-50 \leq \omega_z \leq 50$) para diferentes fases durante o último ciclo de oscilação; $Re_c = 10^4$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$, $\Delta\alpha = 10^\circ$ e $\kappa = 0, 15$.

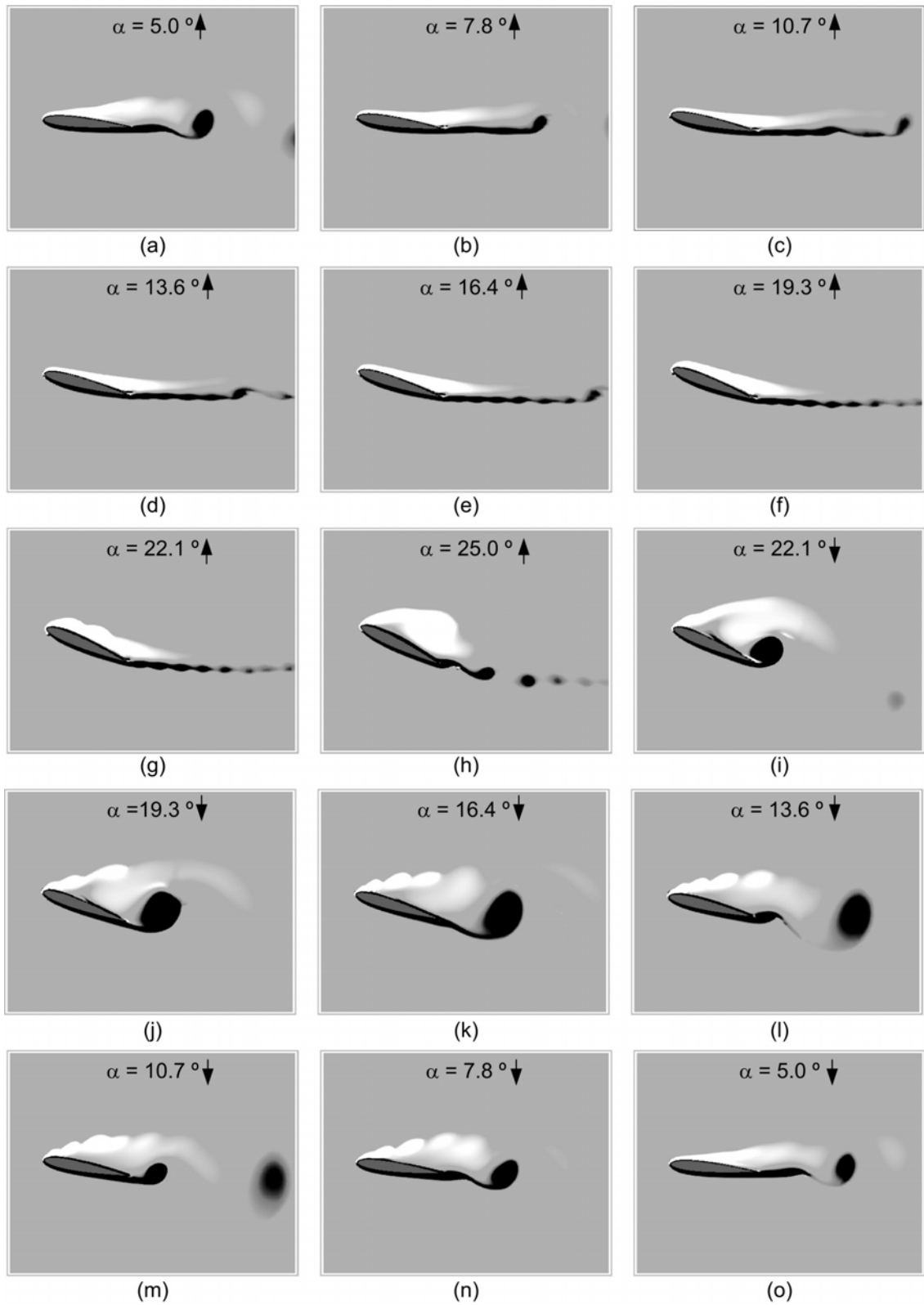


Figura 6.28 - Campos de vorticidade instantâneos ($-50 \leq \omega_z \leq 50$) para diferentes fases durante o último ciclo de oscilação ; $Re_c = 10^4$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$, $\Delta\alpha = 10^\circ$ e $\kappa = 0, 25$.

Para a frequência de $\kappa = 0,25$, o primeiro indício da formação do LEV é adiado para o instante mostrado no quadro (g) da Fig. 6.28, com o descolamento completo ocorrendo em Fig. 6.28(i). Para a caso anterior, frequência reduzida $\kappa = 0,15$, o completo descolamento ocorreu para $\alpha = 25^\circ$, Fig. 6.27(h). Eventos bastante semelhantes à simulação anterior ocorrem também para este caso, como por exemplo, a colisão de vórtices, efeito este bem evidenciado na Fig. 6.28(i), que precede a primeira forte oscilação na força de sustentação durante o movimento de descida. O escoamento segue semelhante à situação anterior, porém com o desprendimento de uma quantidade menor de LEV. Ressalta-se aqui as principais diferenças entre as duas simulações, o que leva a diferentes ciclos de histerese na força de sustentação. Tem-se a posição (ângulo de incidência do aerofólio) em que as estruturas são formadas e o número de estruturas desprendidas durante o ciclo. Também para este caso, na Fig. 6.28(o), o escoamento já se apresenta completamente recolado à superfície do aerofólio.

Finalmente na Fig. 6.29, são mostrados os instantes da simulação para a frequência $\kappa = 0,50$. Inicia-se o movimento de subida ao final do último ciclo oscilatório, Fig. 6.29(a), e o escoamento ainda não se recuperou do descolamento ocorrido durante o ciclo anterior. Progressivamente, à medida que se aumenta o ângulo de incidência, o escoamento volta a se recolar junto à superfície do aerofólio. Como a movimentação já é bastante rápida, o recolamento deve-se mais ao próprio movimento de subida do aerofólio que força o recolamento do que a recuperação do escoamento. Observe que ao chegar em $\alpha = 10,7^\circ$, Fig. 6.29(c), o comprimento de recolamento alcança a posição média do aerofólio. O escoamento está completamente recolado ao aerofólio somente no instante da Fig. 6.29(f), para um ângulo de ataque bastante elevado, $\alpha = 19,3^\circ$. De forma ainda bastante incipiente, no final do movimento de subida, Fig. 6.29(h), identifica-se a formação do primeiro LEV. Na Fig. 6.29(i) é possível identificá-lo com uma melhor definição, pois o LEV já está bastante coerente, alcançando já a posição média da corda do aerofólio. Nesta frequência de oscilação tem-se tempo para o desprendimento de apenas um grande LEV que ocorre na sequência, Fig. 6.29(j-l) o vórtice está sendo advectado pelo escoamento sobre o extradorso do aerofólio, provocando o aumento do coeficiente de sustentação. Observe que nos instantes de (k-n) da Fig. 6.29, existe o desprendimento de pequenos vórtices seqüenciados, conhecidos como instabilidades de Kelvin-Helmholtz, que se se formam no escoamento separado a partir do bordo de ataque. Como estas estruturas não interagem com a superfície do aerofólio elas não provocam oscilações nas forças aerodinâmicas.

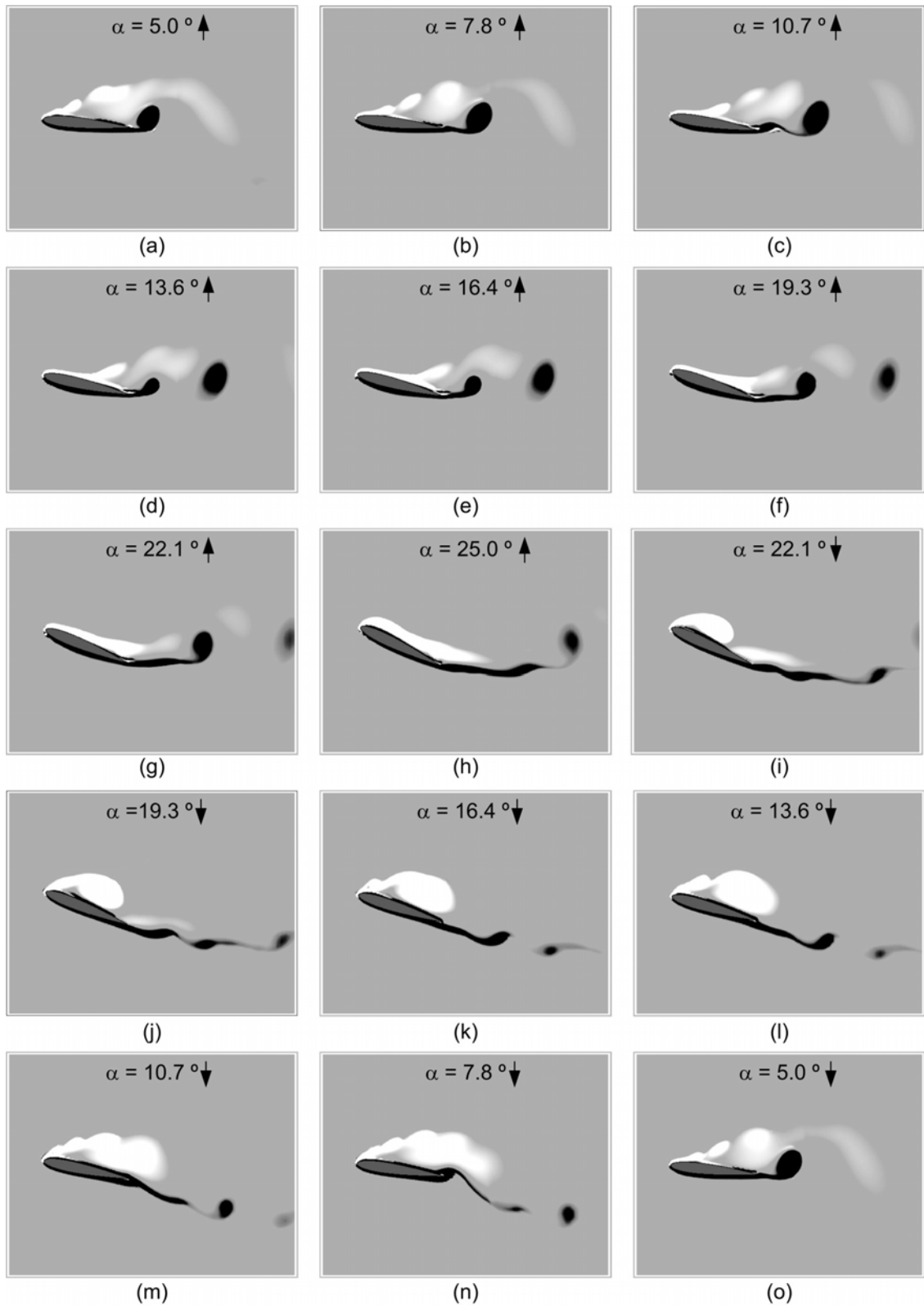


Figura 6.29 - Campos de vorticidade instantâneos ($-50 \leq \omega_z \leq 50$) para diferentes fases durante o último ciclo de oscilação; $Re_c = 10^4$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$, $\Delta\alpha = 10^\circ$ e $\kappa = 0, 50$.

Observe que ao final do ciclo, Fig. 6.29(o), o escoamento ainda permanece quase totalmente separado. Observe ainda que, para esta simulação o coeficiente de sustentação alcança valores negativos ao final do ciclo (Fig. 6.26, ponto *H*), porque o escoamento separado em baixos ângulos de ataque induz um aumento da pressão na parte superior do aerofólio. Como não há recolamento não se tem recuperação do coeficiente de sustentação ao final do ciclo, permanecendo assim com valores negativos.

Comparações com resultados numéricos (Fig. 6.30) e experimentais (Fig. 6.31) de outros autores são mostradas a seguir. Os resultados numéricos foram obtidos por Akbari e Prince (2003), que utilizaram formulação vorticidade-função corrente para resolver as equações de Navier-Stokes para um escoamento incompressível. A malha computacional é fixa ao corpo imerso e se move juntamente com o aerofólio à medida em que ele oscila no tempo. Para efeito de comparação com os resultados dos autores são apresentados o coeficientes normal (C_N) e o de arrasto (C_D).

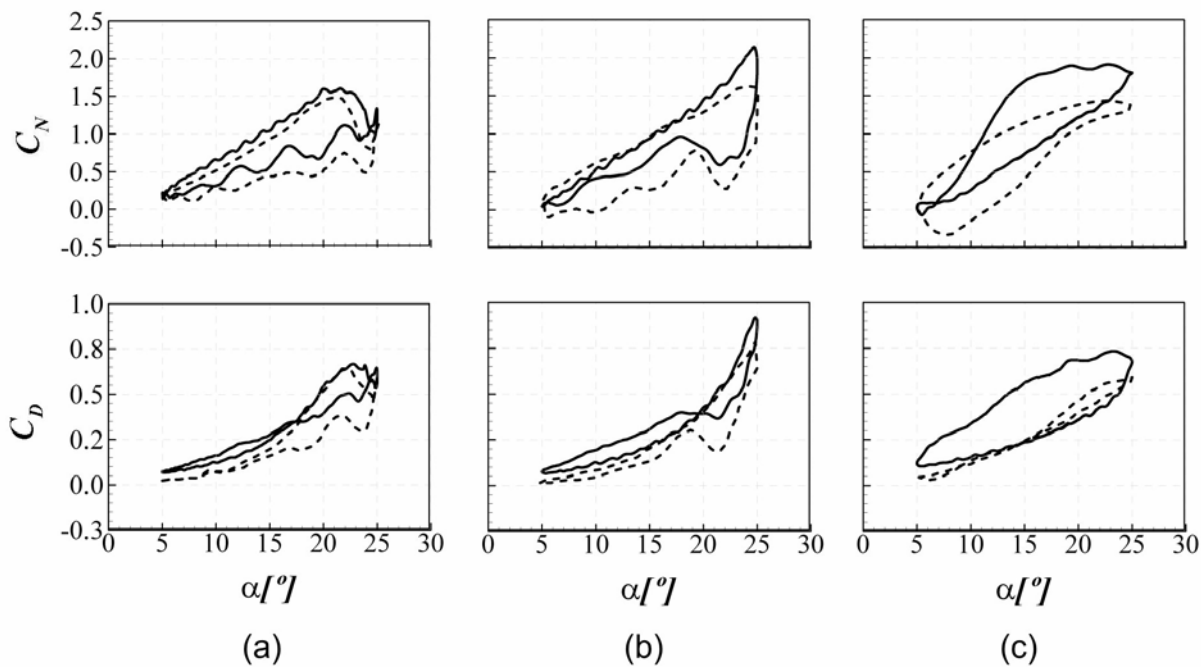


Figura 6.30 - Comparação do ciclo de histerese nos coeficientes normal e de arrasto para $Re_c = 10^4$: — presente trabalho e - - - resultados numéricos de Akbari e Prince (2003); (a) $\kappa = 0, 15$ (b) $\kappa = 0, 25$ e (c) $\kappa = 0, 50$.

O caso *O4*, para uma frequência reduzida $\kappa = 0, 15$, é apresentado na Fig. 6.30(a). Para esta simulação os resultados obtidos foram bastante similares em comportamento e magnitude.

Durante o movimento ascendente do aerofólio é observado um desvio sistemático da ordem de 5% com relação aos resultados da referência (Akbari e Prince, 2003). Observe que o estol é previsto na mesma posição para ambas as simulações. De forma geral os eventos são bastante similares, inclusive o *overshot* do coeficiente normal que ocorre próximo ao ângulo máximo de incidência. O número de oscilações de grande amplitude, devido ao desprendimento de grandes LEV, ao longo do ciclo de histerese, é o mesmo. Somente ao final do movimento de descida que se observa diferença na posição onde os dois últimos vórtices se desprendem. No presente trabalho os vórtices se desprendem próximo a $\alpha = 15^\circ$ e a $\alpha = 10^\circ$ contra $\alpha = 12^\circ$ e $\alpha = 7,5^\circ$ nos resultados obtidos pelos autores. A histerese verificada por Akbari e Prince (2003) é bem maior do que a observada em nossas simulações. Durante todo o movimento de descida o coeficiente normal calculado no presente trabalho apresentou valores aproximadamente 20% maiores. Também para o coeficiente de arrasto as diferenças são bastante significativas, sendo o valor calculado sempre superior aos resultados da referência. Próximo ao ângulo de ataque $\alpha \approx 16^\circ$ ocorre uma inversão no ciclo, ou seja, nesta posição a força de arrasto calculada durante o movimento descendente passa a superar os valores calculados durante o movimento ascendente. Evento semelhante foi observado no resultado usado como referência, porém com menor intensidade de modo que os resultados do arrasto durante a subida passaram a coincidir com os valores calculados durante a descida.

Na Fig. 6.30(b), para o caso O3 com frequência reduzida $\kappa = 0,25$, observou-se também um comportamento bastante semelhante. As maiores diferenças também ocorrem ao final do movimento descendente. Os resultados se assemelham em magnitude durante grande parte da subida, mas a diferença se acentua a partir do ângulo de ataque $\alpha \approx 20^\circ$. O aumento do coeficiente normal induzido pelo LEV é maior em nossa simulação, chegando a um valor de $C_N = 2,1$ contra um $C_N = 1,6$ da referência. Comparações para o caso O5 são mostradas na Fig. 6.30(c). De todas as simulações realizadas, as maiores diferenças foram observadas para esta frequência. A característica mais marcante para esta frequência reduzida é sem dúvida a inversão do ciclo de histerese, que passa a ocorrer no sentido anti-horário. Segundo as simulações de Akbari e Prince (2003), a evolução do coeficiente normal com o aumento do ângulo de ataque segue no sentido horário, não tendo sido observada nenhuma inversão com relação as simulações para as frequências reduzidas mais baixas. Comparando os resultados para esta frequência reduzida, $\kappa = 0,50$, observa-se que as simulações não guardam nenhum tipo de semelhança no comportamento, tanto para a força normal quanto para o arrasto. Além disso, os valores também

apresentam grande diferença em magnitude.

Não é uma tarefa fácil encontrar resultados experimentais de aerofólios móveis a baixos números de Reynolds, como pode ser constatado no artigo de Ekaterinaris e Platzer (1997). No passado, a maioria dos escoamentos sobre aerofólios, em que se estudava o fenômeno de estol dinâmico e se tinha realmente algum interesse prático, eram destinados a aplicações em aeronáutica e ocorriam na faixa de $0,5 \times 10^6 \leq Re_D \leq 4,0 \times 10^6$. Talvez por esta razão a maioria dos dados experimentais disponíveis na literatura cobrem esta faixa do número de Reynolds. Como já foi comentado, mais recentemente devido à possibilidade de aplicações práticas em outras áreas, surgiu o interesse em se estudar aerofólios em movimento de arfagem para baixos Reynolds ($Re_c \leq 10^5$).

Resultados experimentais obtidos por Panda e Zaman (1994) são apresentados na Fig. 6.31. Os autores ressaltam a dificuldade na medição direta das forças aerodinâmicas ou do campo de pressão estática, principalmente em regime transiente e para baixas velocidades. Como alternativa é proposta a determinação indireta da força de sustentação através da análise do campo de vorticidade na esteira. Uma comparação qualitativa foi realizada com resultados da literatura para Reynolds mais elevados, apresentando uma boa concordância. Os experimentos de Panda e Zaman (1994) foram realizados para baixos números de Reynolds $Re_c = 2,2 \times 10^4$ e $4,4 \times 10^4$, tendo sido a única referência experimental encontrada próxima a faixa de Reynolds simulado no presente trabalho ($Re_c = 10^4$). Por isso, a comparação com estes resultados é apresentada.

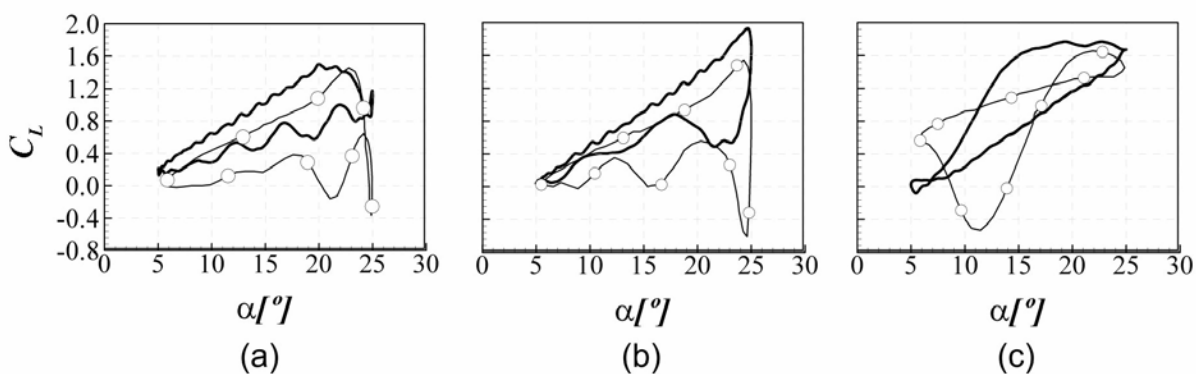


Figura 6.31 - Comparação do ciclo de histerese para o coeficientes de sustentação. — presente trabalho ($Re_c = 10^4$) (a) $\kappa = 0,15$ (b) $\kappa = 0,25$ e (c) $\kappa = 0,50$. e -o-o- experimental de Panda e Zaman (1994) ($Re_c = 4,4 \times 10^4$): (a) $\kappa = 0,16$ (b) $\kappa = 0,20$ e (c) $\kappa = 0,40$.

Os resultados do presente trabalho, já apresentados anteriormente na Fig. 6.23 para as

simulações $O4$, $O3$ e $O5$, são comparados com o resultados de Panda e Zaman (1994) para as frequências reduzidas $\kappa = 0,16$, $\kappa = 0,20$ e $\kappa = 0,40$. Ressalta-se aqui o caráter apenas qualitativo da comparação, devido as diferenças no número de Reynolds e nas frequências reduzidas. Mesmo assim é possível observar semelhanças no comportamento dos ciclos de histerese na força de sustentação.

O fato mais relevante é observado na Fig. 6.31(c) onde os autores observaram um segundo *loop* de sentido anti-horário para os ângulos de incidência mais elevados. Os resultados de Akbari e Prince (2003) apresentados anteriormente na Fig. 6.30 para a frequência reduzida $\kappa = 0,50$, não apresentaram este comportamento, sendo esta a diferença mais relevante com relação aos resultados do presente trabalho. Entretanto, evidências experimentais de Panda e Zaman (1994) mostram que, já para a frequência reduzida $\kappa = 0,40$, verifica-se uma inversão do ciclo de histerese com relação aos resultados para as menores frequências reduzidas. Ainda em consonância com o presente trabalho, nos experimentos também foram observadas oscilações da força de sustentação durante o movimento de descida. Os autores acreditam que estas oscilações são físicas e as atribuem ao desprendimento e transporte de sucessivos vórtices após o desprendimento do chamado DSV¹ (*Dynamic Stall Vórtice*). Outra semelhança é o pequeno loop anti-horário com recuperação da força de sustentação que ocorre próximo ao ângulo de ataque máximo $\alpha = 25^\circ$, presente na Fig. 6.31(a), no final do movimento de subida devido ao desprendimento de um TEV.

Distribuição de pressão na superfície

Ao longo de uma oscilação do aerofólio a dinâmica do escoamento e o comportamento da camada limite afetam significativamente a distribuição de pressão na superfície do aerofólio. Na Fig. 6.32 é mostrada a evolução temporal do coeficiente de pressão para o último ciclo oscilatório da simulação $O3$. As curvas em cinza correspondem ao início e final dos movimentos de subida e de descida e estão destacadas na parte inferior da Fig. 6.32. O comportamento cíclico é bastante evidente nas curvas de distribuição de pressão em torno do aerofólio. À medida que o tempo aumenta durante o movimento de subida, tem-se o aumento da área entre as curvas de pressão, que está diretamente relacionada ao aumento da força de sustentação. No início do movimento de descida observa-se grande alteração do campo de pressão junto ao bordo de fuga devido à

¹ no presente trabalho preferiu-se convencionar a nomenclatura LEV. O termo DSV seria então interpretado como sendo o primeiro LEV que se desprende provocando o estol.

formação e desprendimento de um TEV. Ao final da descida a distribuição de pressão volta a apresentar uma distribuição típica, ou seja, sem a influência de eventos que caracterizam o estol dinâmico.

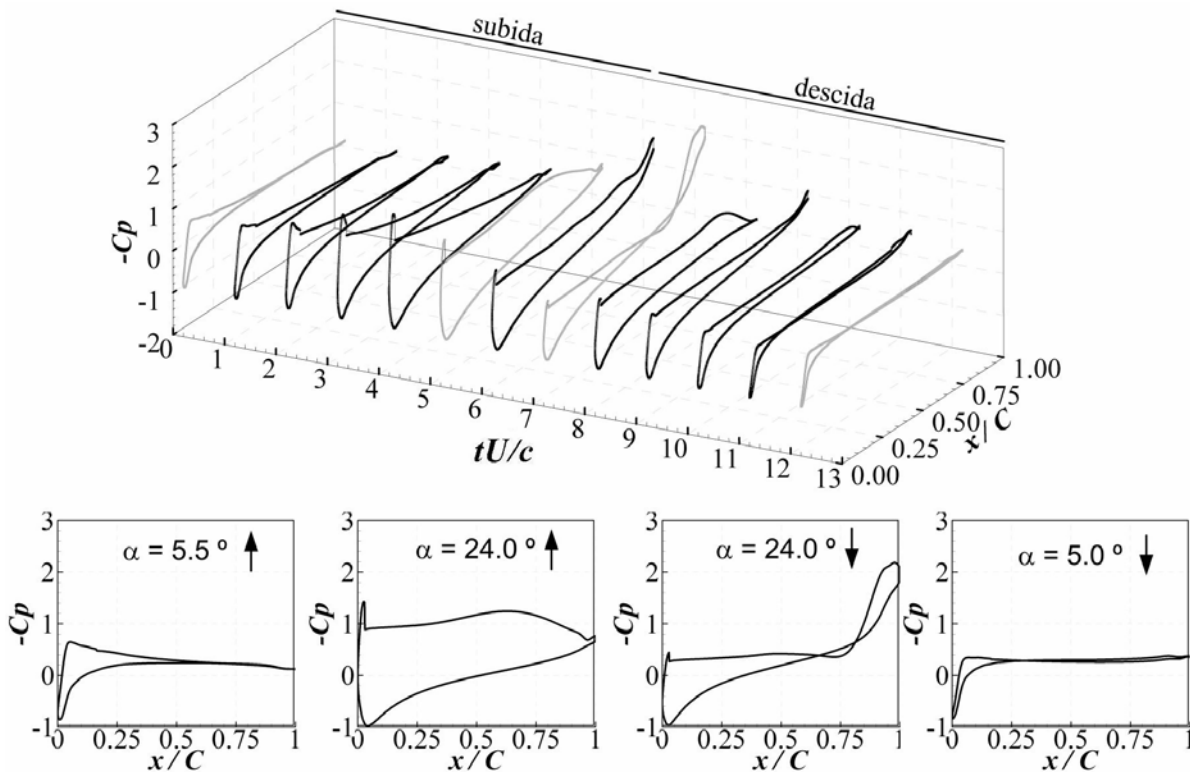


Figura 6.32 - Evolução temporal do coeficiente de pressão durante o último ciclo de oscilação a $Re_c = 10^4$ e $\kappa = 0,25$.

Efeito do número de Reynolds

Sabe-se que efeitos de compressibilidade passam a ser relevantes na maioria das situações experimentais para altos Reynolds e o como no presente trabalho utiliza-se uma formulação para escoamentos incompressíveis, não se espera que o código numérico forneça resultados confiáveis para situações experimentais a número de Reynolds muito acima de 10^4 disponíveis na literatura. Além disto, existe o fato de que o método de fronteira imersa ainda não é uma metodologia fechada para problemas a altos Reynolds, como observado por Moin (2002), podendo assim introduzir efeitos numéricos indesejáveis nos resultados.

A fim de avaliar a influência do número de Reynolds nos ciclos de histerese, algumas simulações foram realizadas. Os casos O1 para $Re_c = 10^3$, O2 para $Re_c = 5 \times 10^3$ e O3 para $Re_c = 10^4$, descritos na Tab. 6.5, são apresentados nas Fig. 6.33(a-c), respectivamente. Com-

parando os resultados das simulações, não se observam diferenças significativas entre os casos simulados. Nesta faixa, o número de Reynolds não se mostrou muito influente como a frequência reduzida. As magnitudes dos valores das forças aerodinâmicas são bastante semelhantes para as simulações *O2* e *O3*. A maior diferença foi observada para o caso *O1*, que apresentou valores um pouco menores para as forças aerodinâmicas, com um coeficiente de sustentação máximo $C_L \approx 1,5$ contra $C_L \approx 1,9$ para os casos *O2* e *O3*. Mesmo os eventos que caracterizam o ciclo de histerese não sofreram muita influência da alteração do número de Reynolds. Os resultados apontam o mesmo número de oscilações durante o movimento descendente. A localização das oscilações é praticamente a mesma, o que indica que não houve alterações na dinâmica de desprendimento de vórtices.

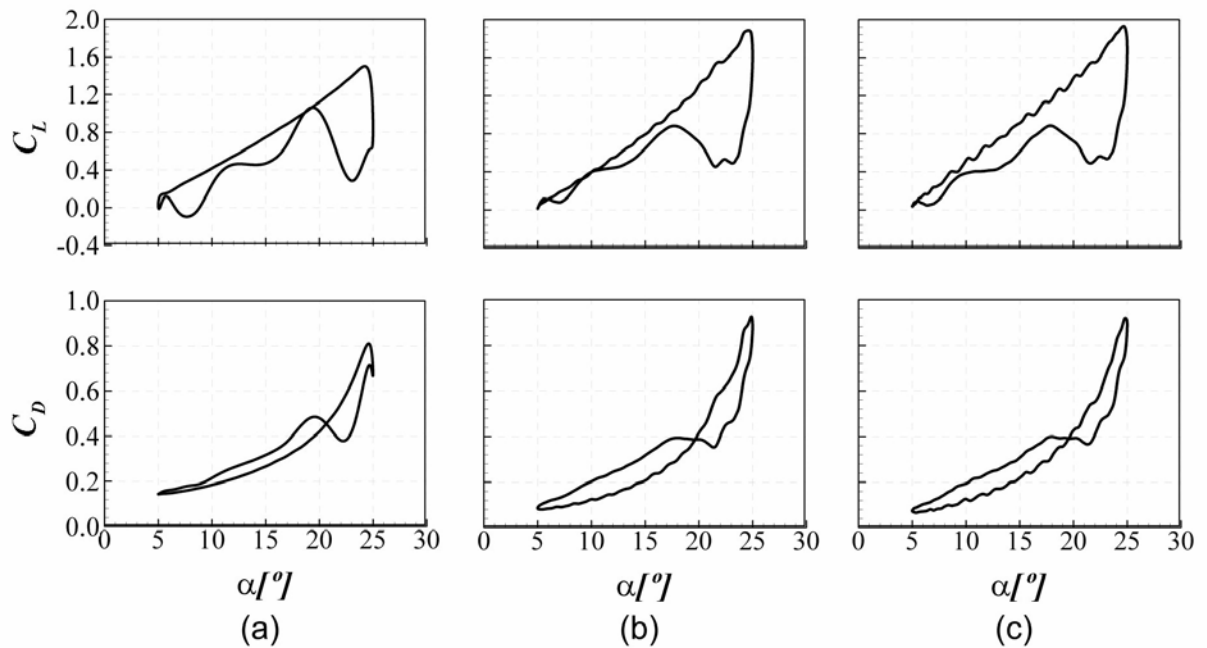


Figura 6.33 - Efeito do número de Reynolds na histerese dos coeficiente de sustentação e arrasto para aerofólios em movimento oscilatório; $\kappa = 0,25$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$, $\Delta\alpha = 10^\circ$ e números de Reynolds: (a) $Re_c = 10^3$, (b) $Re_c = 5 \times 10^3$ e (c) $Re_c = 10^4$.

Apesar dos resultados obtidos serem bastante semelhantes, pode-se entretanto, identificar pequenas influências da variação do número de Reynolds nos resultados. As oscilações que ocorrem durante o movimento de descida possuem uma maior amplitude para menores Re_c , como se pode observar na Fig. 6.33(a). De fato, o escoamento é mais organizado para menores números de Reynolds e isto permite a formação de vórtices mais coerentes. Observou-se também o aumento da histerese com o aumento do número de Reynolds. Outro fato interessante

observado foi o aparecimento de oscilações de pequena amplitude nos coeficientes de força aerodinâmica. Observe que na Fig. 6.33(a), para $Re_c = 10^3$, a curva é suave durante o movimento de subida, já com o aumento do número de Reynolds, Fig. 6.33(b) e Fig. 6.33(c), observa-se o aparecimento de pequenas oscilações. A princípio, não se sabe se são de origem física ou devido a oscilações numéricas introduzidas pelo método.

Visualização do escoamento

É apresentada na Fig. 6.34 uma seqüência de imagens em várias fases do ciclo oscilatório, no experimento realizado por Panda e Zaman (1994). Para $\kappa = 0,20$ e $Re_c = 4,4 \times 10^4$, foi utilizada a técnica de injeção de fumaça para visualização do escoamento fotografado com uma câmera de 35mm. O escoamento ocorre da esquerda para a direita e os quadros de (a) a (f) mostram fases do movimento de subida e de (g) a (i) fases durante a descida. Na mesma figura, abaixo de cada imagem experimental é apresentado um gráfico de linhas de corrente para o mesmo ângulo de incidência, extraídos dos resultados da simulação do presente trabalho, para $\kappa = 0,25$ e $Re_c = 10^4$.

Ressalta-se o caráter qualitativo da comparação apresentada. Já durante os primeiros instantes foi possível observar significantes diferenças. O escoamento apresentado na fotografia do instante (a), para o ângulo de ataque mínimo $\alpha_{\min} = 5^\circ$, está ainda bastante descolado do aerofólio por influência do ciclo anterior; as linhas de corrente da simulação indicam um escoamento bem mais junto ao aerofólio. As semelhanças começam a aparecer no quadro (d). É bem visível a presença do LEV na superfície do aerofólio, sendo a localização e tamanho da estrutura bem semelhantes, estendendo a partir de aproximadamente um quarto da corda até o bordo de fuga. No quadro (e) observa-se o LEV sendo advectado junto com o escoamento. A separação do escoamento é mais evidente, porém o estol ainda não ocorreu devido à sucção induzida pelo LEV. Em (f) fica bem evidente na fotografia e também na simulação a interação do LEV com o TEV dando origem a uma grande estrutura (chamada de 'cogumelo' pelos autores). Durante o movimento de descida (g-i) esta estrutura aumenta de tamanho, sendo também transportada pelo escoamento. A passagem da estrutura e o início do movimento de descida mantém o escoamento separado. Ondulações das linhas de corrente no extradorso do aerofólio, instantes (h) e (i), visualizadas pela técnica de injeção de fumaça, indicam o desprendimento de menores LEV. Estes vórtices são melhores visualizados pelas respectivas figuras de linha de corrente da simulação.

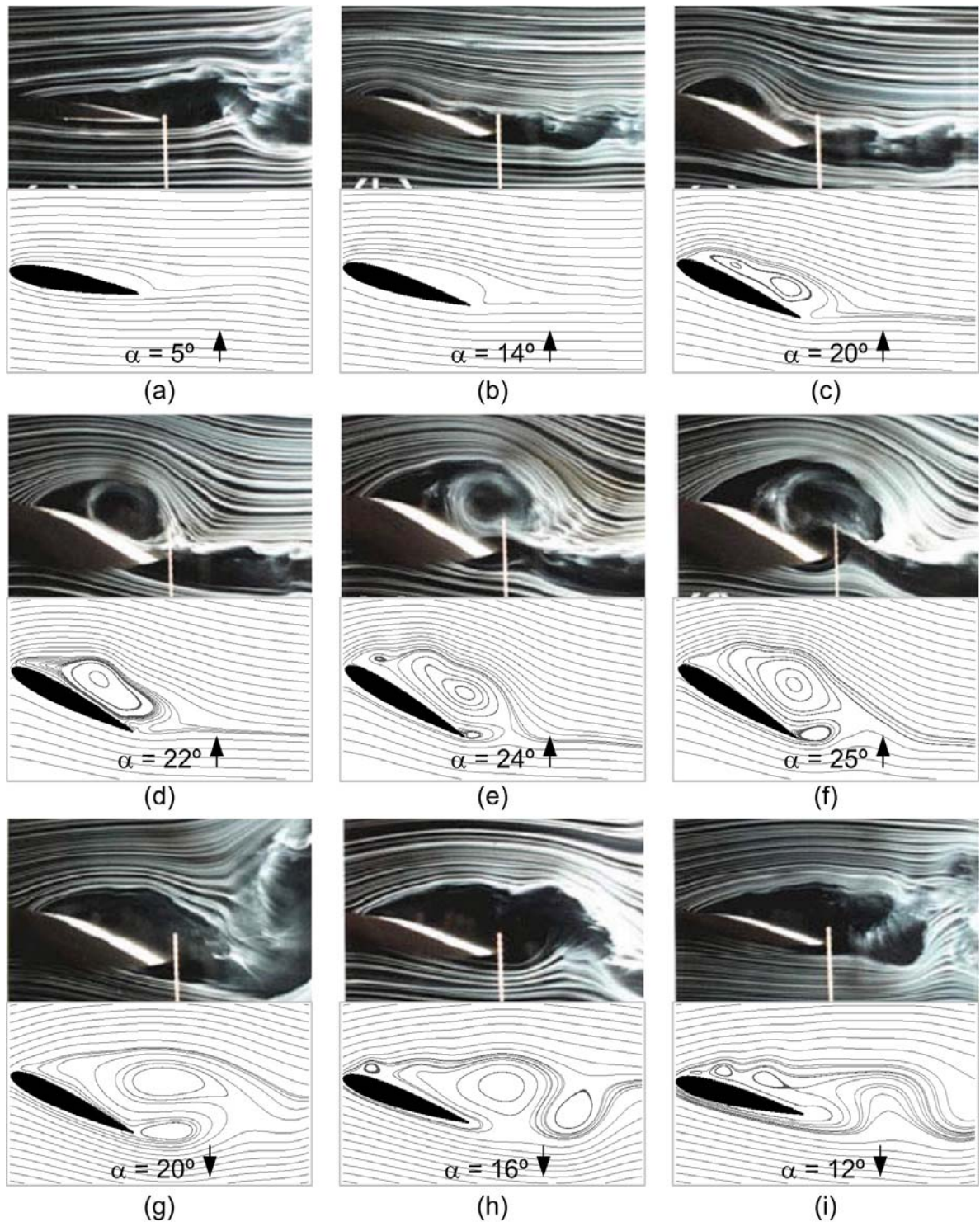


Figura 6.34 - Visualização do escoamento em túnel de fumaça do escoamento a $Re_c = 4,4 \times 10^4$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$, $\Delta\alpha = 10^\circ$ e $\kappa = 0,20$ tirado de Panda e Zaman (1994); linhas de corrente, simulação do presente trabalho para $Re_c = 10^4$, $\bar{\alpha} = 15^\circ$, $\Delta\alpha = 10^\circ$ e $\kappa = 0,25$.

Segundo Panda e Zaman (1994), a literatura sobre aerofólios em movimento oscilatório relata com bastante detalhe o LEV e a sua influência. O LEV é apontado como sendo a razão para o aumento verificado no coeficiente de sustentação. Entretanto a interação com o TEV e a estrutura em forma de 'cogumelo' quase não é citada pela literatura, tendo sido observada por poucos trabalhos experimentais. A interação do LEV com o TEV foi também verificada e descrita no presente trabalho, em seções anteriores durante a análise das Figs. 6.27 e 6.28.

6.2.3 Aerofólio móvel – altas frequências de oscilação

Serão também apresentadas algumas simulações de aerofólios para altas frequências de oscilação. A motivação vem de recentes estudos em bioengenharia. Movimentos oscilatórios a altas frequências e pequenas amplitudes são particularmente interessantes no estudo de vôo de insetos. Devido ainda às pequenas dimensões envolvidas, o escoamento ocorre para números de Reynolds moderados. Todas estas características fazem deste assunto uma possibilidade de aplicação bastante adequada ao atual estágio do método IB/VPM. O presente trabalho não foca o estudo de aerofólios oscilantes a alta frequência. O objetivo desta seção é apenas mostrar a potencialidade do método, encorajando futuros desenvolvimentos neste campo de estudo. Foram realizados três experimentos a uma frequência reduzida $\kappa = 15$, variando-se o ângulo de ataque médio conforme mostrado na Tab. 6.6.

Tabela 6.6 - Casos simulados para aerofólios oscilantes a altas frequências.

Case	κ	$\bar{\alpha}$	$\Delta\alpha$	Re_c
H1	15	15°	5°	1×10^4
H2	15	10°	5°	1×10^4
H3	15	5°	5°	1×10^4

Os resultados das simulações são apresentados na Fig. 6.35, que mostra os coeficientes de sustentação e arrasto em função do ângulo de ataque para o último ciclo de arfagem.

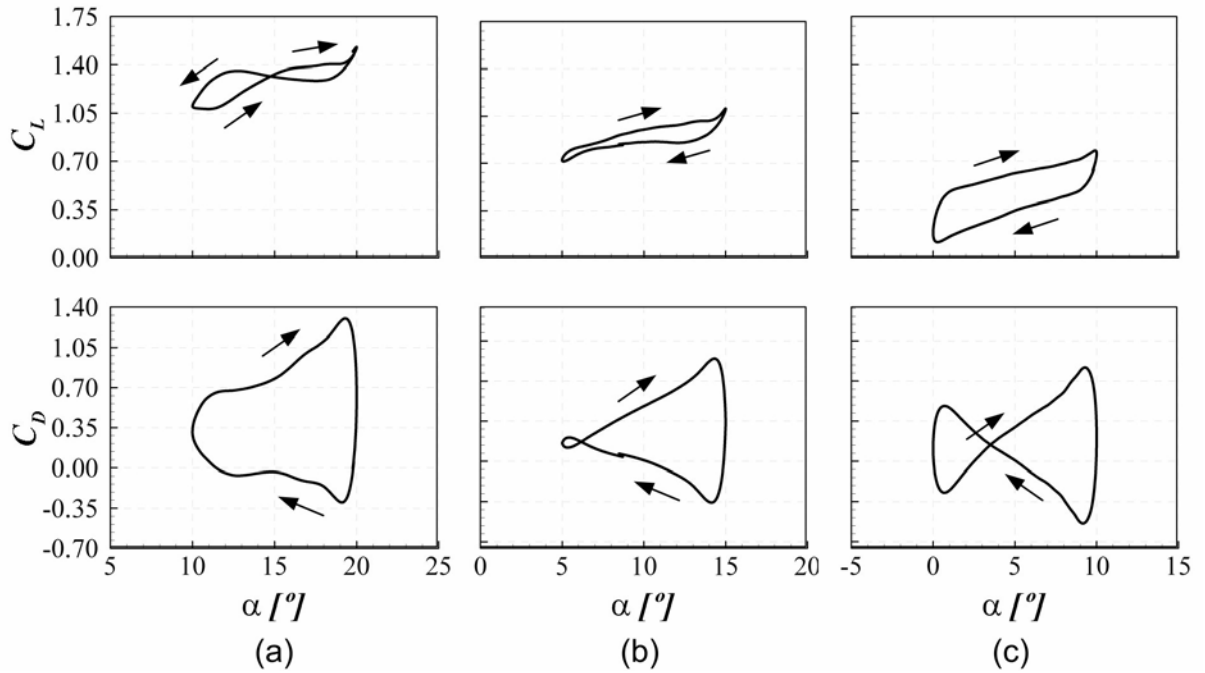


Figura 6.35 - Aerofólio em movimento oscilatório para altas frequências, — coeficiente de arrasto, --- ângulo de ataque; $Re_c = 10^4$, $\kappa = 15$, $\Delta\alpha = 5^\circ$ e ângulo de ataque médio: (a) $\bar{\alpha} = 15^\circ$, (b) $\bar{\alpha} = 10^\circ$ e (c) $\bar{\alpha} = 5^\circ$.

É interessante observar o aparecimento de uma região onde se tem valor negativo para o coeficiente de arrasto. A porção negativa aumentou com a diminuição do ângulo de incidência médio. A obtenção de coeficiente de arrasto negativo pode significar geração de propulsão. Esta situação não é muito comum para aerofólios oscilantes. Entretanto, estudos de Garrick (1937) noticiam que para frequências acima da crítica, aerofólios puramente oscilantes podem gerar propulsão. Não foi observada geração de propulsão, mas se pode notar uma queda bastante significativa no arrasto global.

Mesmo que se venha obter propulsão para aerofólios puramente oscilantes, a força de propulsão gerada é muito pequena e a relação entre potência propulsiva e potência gasta para gerar o movimento é baixa para se objetivar algum tipo de aplicação prática. Estudos de geração de propulsão com aerofólios focam mais em movimentos combinados como *flapping*, pois proporcionam geração de maiores forças de propulsão. O *flapping* combina um movimento de translação vertical, Eq. (6.5), com um movimento de oscilação angular em torno do eixo de giro dado pela Eq. (6.6):

$$h(t) = \bar{h} + \Delta h \sin(\Omega t), \quad (6.5)$$

onde h é a posição do eixo de giro do aerofólio em função do tempo t , $\bar{h}$ é a posição média do eixo e Δh amplitude do movimento definida em termos da corda do aerofólio.

O movimento oscilatório é dado por:

$$\alpha(t) = \bar{\alpha} + \Delta\alpha \sin(\Omega t + \psi). \quad (6.6)$$

O caso mais comum de *flapping* é que os movimentos de translação e oscilação estão fora de fase, como mostrado na Fig. 6.36, para uma defasagem de $\psi = 90^\circ$.

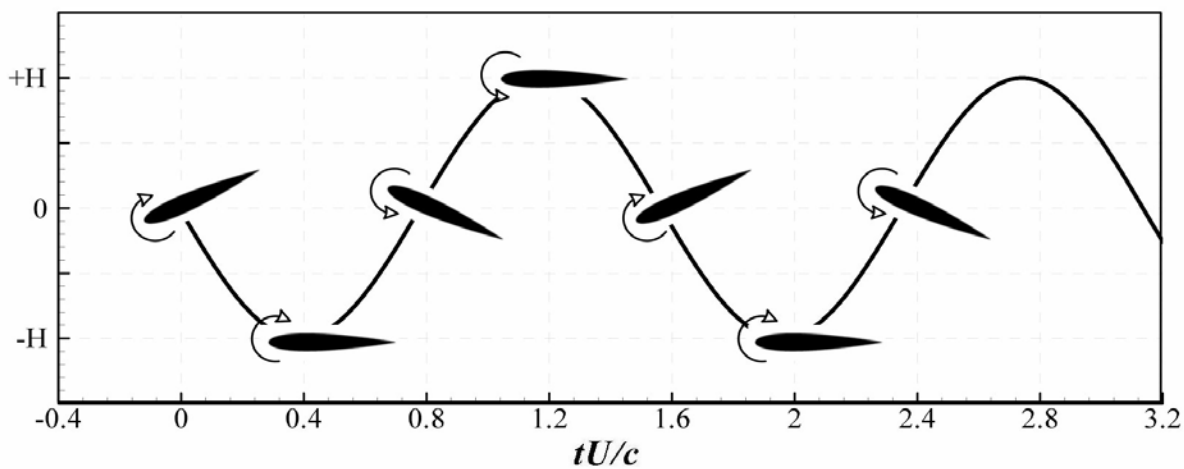


Figura 6.36 - Movimento combinado de oscilação angular e translação vertical, conhecido como *flapping*.

Um caso teste de movimentação em *flapping* é mostrado na Fig. 6.37. São apresentados resultados de coeficiente de arrasto e sustentação, durante os 2 últimos ciclos, como ilustrado na Fig. 6.36.

Observa-se que durante a maior parte do tempo de simulação o coeficiente de arrasto fornece valores negativos caracterizando a geração de propulsão, com um coeficiente de propulsão médio calculado de $C_T = 0,09$. O histórico do coeficiente de sustentação é apresentado na Fig. 6.37(b), o valor médio obtido foi de $C_L = 1,15$. Esta simulação é apenas de caráter qualitativo e não se tem a intenção, neste trabalho, de estudar este tipo de movimento que é mais complexo e com um maior número de parâmetros do que o caso oscilatório comum.

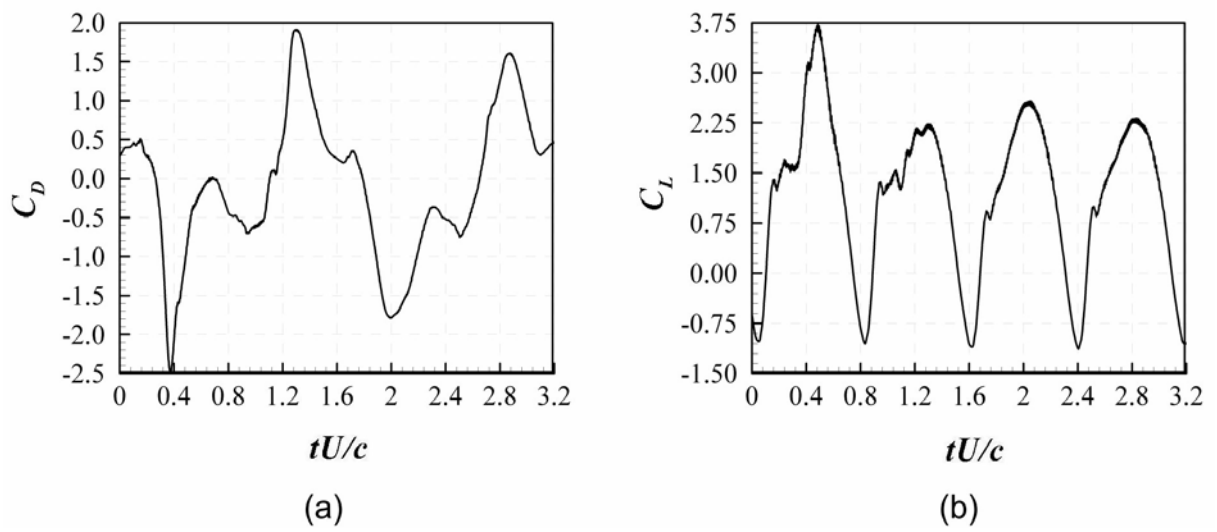


Figura 6.37 - Coeficientes de arrasto e sustentação para um aerofólio em flapping; $Re_c = 10^4$, $\kappa = 5$, $\Delta\alpha = 10^\circ$, $\Delta h = 0,4c$ e $\psi = 90^\circ$: evolução temporal do (a) coeficiente de arrasto e (b) coeficiente de sustentação.

Capítulo VII

Conclusões e Perspectivas

Neste trabalho buscou-se dar continuidade ao desenvolvimento do método de Fronteira Imersa junto com o Modelo Físico Virtual (IB/VPM), para modelagem e simulação de escoamentos turbulentos em problemas de fronteiras móveis. Neste sentido, diversas atividades foram desenvolvidas ao longo do trabalho.

Foram realizadas simulações de escoamentos sobre um corpo deformável, um cilindro de diâmetro variável no tempo. A variação foi modelada utilizando-se uma lei de deformação imposta aos pontos da malha lagrangiana que representam o cilindro. Inicialmente buscou-se reproduzir, de maneira dinâmica, uma seqüência de eventos estáticos. Para isto, foi imposta uma velocidade de crescimento do cilindro bastante baixa, cerca de 0,10% da velocidade do fluido na entrada do domínio. Constatou-se que as simulações reproduziram, com uma boa precisão, resultados experimentais e numéricos, em regime permanente, encontrados na literatura. Isto demonstra a independência dos resultados nesta velocidade de crescimento, o que caracteriza bem a situação quasi-estática.

Avaliou-se também o efeito da velocidade de movimentação da fronteira sobre o escoamento, foram realizadas simulações em diferentes velocidades. Efeitos físicos relevantes sobre o coeficiente de arrasto, comprimento da bolha de recirculação e coeficiente de pressão na superfície do cilindro foram verificados. Apesar de não se ter encontrado nenhuma referência bibliográfica que descreva esses efeitos, os resultados obtidos são fisicamente coerentes. Nos testes de movimentação intermitente e cíclica, também foi verificada a recuperação do estado de regime permanente. A movimentação da interface era interrompida e verificou-se que o escoamento se desenvolvia de maneira coerente em direção ao regime permanente.

Este último teste motivou a aplicação do método em problemas de otimização. O método de fronteira imersa foi então aplicado a um exercício de otimização de forma, que consistia na solução de um problema inverso. Partindo-se de uma geometria inicial qualquer, buscou-se obter a geometria relativa a uma determinada condição de pressão prescrita. O código CFD implementado com a metodologia IB/VPM, que possibilita a resolução dinâmica do problema direto, foi

acoplado a um otimizador, este destinado à resolução do problema inverso. Com este exercício verificou-se a potencialidade do método aplicado à solução deste tipo de problemas, sobre os seguintes aspectos principais: facilidade em se testar novas e diferentes geometrias, o que não requer nenhum tipo de teste para verificar a viabilidade de geração de malha; eficiência no processamento, uma vez que a solução do projeto anterior serve de partida para a solução do novo projeto fazendo com que a sua solução seja inferior a 10% do custo de uma simulação completa. É importante destacar que a metodologia de fronteira imersa possibilita recuperar o escoamento sobre a nova geometria, não importando quão complexa ela seja. A recuperação do escoamento sobre essa nova geometria parte da geometria anterior e não importa quão diferentes elas sejam entre si. O novo escoamento é sempre recuperado. Este exercício ilustra a robustez da metodologia e a grande comodidade em utilizá-la, uma vez que ele não requer remalhagem e mobilidade da malha.

Outra contribuição do trabalho foi mostrar que o método IB/VPM é apropriado para a simulação de escoamentos a altos números de Reynolds. Esta é uma extensão natural do trabalho de Lima e Silva (2002). Um estudo comparativo entre diferentes metodologias de modelagem da turbulência é apresentado no âmbito de fronteira imersa. Os resultados simulados foram comparados com resultados numéricos e experimentais de outros autores da literatura. Os resultados obtidos foram considerados relativamente bons, considerando que são simplificações bidimensionais. Os principais parâmetros do escoamento sobre o cilindro: número de Strouhal, coeficiente de arrasto e pressão, foram preditos com boa acuracidade para regiões até a crise do arrasto. Simulações acima do regime supercrítico apresentaram pobres resultados. Entretanto, acredita-se que uma simulação $2D$, sem tratamento artificial da condição de parede, não possa fornecer resultados realísticos para regiões acima do Reynolds crítico. Como observado na literatura, a simulação, mesmo com códigos $3D$, ainda apresenta grandes desafios para caracterizar a crise.

A predição do ponto de descolamento é uma tarefa de difícil execução, devido à fina espessura da camada limite sobre o cilindro. Deve-se, portanto, enfatizar que os resultados aqui apresentados da predição do ponto de descolamento são apenas de caráter qualitativo. O descolamento do escoamento sobre o cilindro se deve mais à geometria do cilindro, do que aos efeitos numéricos causados pela modelagem da turbulência, como se pôde verificar nos resultados de coeficiente de arrasto que foram semelhantes para todas as metodologias, e mesmo o modelo de

Smagorinsky apresentou resultados mais próximos das referências experimentais. Entretanto, o mesmo não ocorre em geometrias mais complexas. Em simulações preliminares do escoamento sobre um aerofólio NACA 0012 os modelos de turbulência desempenham um importante papel na obtenção dos resultados para coeficiente de sustentação. Foi verificado que a elevada viscosidade junto à parede calculada pelo modelo de Smagorinsky provocou descolamento prematuro do escoamento, o que levou a subestimar o coeficiente de sustentação. Foi mostrado que modelos de turbulência adequados levam a um comportamento físico mais coerente.

Simulações de escoamentos a Reynolds moderados sobre aerofólios em movimento foram realizadas com o modelo de turbulência de Spalart-Allmaras, com o objetivo de se investigar as características e os mecanismos que dão origem ao estol dinâmico, fenômeno típico que ocorre neste tipo de escoamento. Com isto pôde-se também avaliar a aplicação do método IB/VPM em aplicações práticas em aeronáutica. Os resultados mostraram-se consistentes e com indicativos de uma razoável precisão. Foi simulado o escoamento sobre um aerofólio NACA 0012 em movimentos oscilatórios de arfagem em grandes amplitudes de movimentação, testes preliminares também foram executados em altas frequências e em movimentos combinados visando a geração de propulsão. A fenomenologia do estol dinâmico foi estudada e associada a eventos do escoamento, as observações estão em relativa concordância com os poucos trabalhos numéricos e experimentais disponíveis na literatura. Foi também investigada a influência da frequência reduzida e do número de Reynolds no ciclo de histerese do coeficiente de sustentação. Frente aos resultados obtidos, a metodologia mostrou-se apropriada na investigação deste tipo de problema.

De maneira geral, o método IB/VPM mostrou-se adequado à simulação de escoamentos turbulentos sobre corpos complexos, estacionários, em movimento ou em deformação. A versatilidade e potencialidade do método aplicado a problemas de otimização de forma foram demonstradas, onde se destacam importantes características do método frente às metodologias clássicas. O método mostrou uma boa precisão na simulação de escoamentos numa ampla faixa do número de Reynolds. No entanto, é importante observar pontos da metodologia que precisam de mais desenvolvimento. O método tem sua formulação fragilizada devido a limitações do passo de tempo e também da ordem de precisão. Mesmo que o código usado para resolver as equações do fluido seja capaz de suportar maiores passos de tempo e possa fornecer uma maior ordem de precisão, a implementação do IB junto com o VPM impõe limitações no passo de tempo, que deve ser mantido na ordem de 10^{-3} unidades de tempo adimensional (tU/L). De-

pendendo do problema envolvido, pode inclusive, ser mais restritivo como no caso de geometrias esbeltas, como o aerofólio NACA 0012, que exigiu um passo de tempo 10 vezes menor para satisfazer a condição de não-deslizamento na fronteira. A aproximação de primeira ordem do termo de aceleração e o caráter explícito na formulação na força lagrangiana devem ser revistos. Estes pontos apontam para futuros desenvolvimentos que podem ser explorados em continuação do presente trabalho. Algumas perspectivas são descritas a seguir.

- Aumento da ordem de precisão do método, que é de primeira ordem, devido a atual aproximação do termo de aceleração.

- Teste de uma formulação mais adequada para o termo de aceleração, separando os efeitos físicos da imposição numérica da condição de não deslizamento, o que poderia ser feito da seguinte maneira, considerada mais adequada para o termo de aceleração:

$$\frac{\partial u_j}{\partial t} = \left(\frac{\partial u_j}{\partial t} \right)_{físico} + \left(\frac{\partial u_j}{\partial t} \right)_{forçante} = \frac{u_j^n - u_j^{n-1}}{\Delta t} + \frac{u_{k,j} - u_{fk,j}}{\Delta t}$$

- Implicitar o termo forçante para problemas onde ele é imposto.
- Uso de malhas adaptativas, o que permitiria uma resolução de malha mais adequada junto a parede e o uso de malhas grosseiras no interior do corpo.

Com o atual estado do método IB/VPM é possível dar continuidade às seguintes linhas:

- Estudo mais aprofundado de problemas de otimização, testar o uso de otimizadores baseados em gradientes que, se adequados, podem reduzir o número de avaliações da função objetivo.

- Estender o estudo de otimização de forma em regime instável, com o uso de modelos URANS.

- Estudo da simulação de escoamentos sobre materiais inteligentes, que podem ser utilizados no controle ativo de escoamentos.

- Problemas envolvendo estudo do escoamento sobre corpos sujeitos a grandes deslocamentos.

- Investigar o mecanismo de propulsão de insetos, animais aquáticos e micro-dispositivos (MAV).

- Estender as aplicações a sistemas de bombeamento, tais como, compressores alternativos, corações mecânicos, entre outros.

Capítulo VIII

Bibliografia

- Achenbach, E. (1969). Velocity gradients at the wall for flow around a cylinder at reynolds numbers from 5×10^3 to 10^5 . *Journal of Fluid Mechanics* 35(4), 353–368.
- Akbari, M. e S. Prince (2003). Simulation of dynamic stall for a NACA 0012 airfoil using a vortex method. *Journal of Fluids and Structures* 17, 855–874.
- Anderson, W. e V. Venkatakrishnan (1998). Aerodynamic design optimization on unstructured grids with a continuous adjoint formulation. *Computer & Fluids* 20, 443–480.
- Angot, P., C. Bruneau, e P. Fabrie (1999). A penalization method to take into account obstacles in viscous flows. *Numerische Mathematik* 81, 497–520.
- Armfield, S. e R. Street (1999). The fractional-step method for the Navier-Stokes equations on staggered grids : the accuracy of three variations. *Journal of Computational Physics* 153(2), 660–665.
- Arruda, J. (2004). *Modelagem Matemática de Escoamentos Internos Forçados Utilizando o Método da Fronteira Imersa e o Modelo Físico Virtual*. Tese de doutorado, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, Brasil.
- Barakos, G. e D. Drikakis (1999). An implicit unfactored method for unsteady turbulent compressible flows with moving boundaries. *Computers & Fluids* 28, 899–922.
- Beyer, R. (1992). A computational model of the cochlea using the immersed boundary method. *Journal of Computational Physics* 98, 145–162.
- Breuer, M. (2000). A challenging test case for large eddy simulation : High reynolds number circular cylinder flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 21, 648–654.
- Campregher, R. (2005). *Modelagem Matemática Tridimensional para Problemas de Interação Fluido Estrutura*. Tese de doutorado, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, Brasil.
- Cantwell, B. e D. Coles (1983). An experimental study of entrainment and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics* 136, 321–374.

- Carr, L. (1988). Progress in analysis and prediction of dynamic stall. *Journal of Aircraft* 25(1), 6–17.
- Carr, L. e M. Chandrasekhara (1996). Compressibility effects on dynamic stall. *Progress in Aerospace Sci* 32, 523–573.
- Carr, L., K. McAlister, e W. McCroskey (1977). Analysis of the development of dynamic stall based on oscillating airfoil experiments. *NASA TN D-8382*.
- Catalano, P., M. Wang, G. Iaccarino, e P. Moin (2003). Numerical simulation of the flow around a circular cylinder at high reynolds numbers. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 24, 463–469.
- Cheng, C. e M. Chang (2003). Shape design for a cylinder with uniform temperature distribution on the outer surface by inverse heat transfer method. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer* 46, 101–111.
- Choi, J., C. Amon, T.-P. Shih, e N. Trigui (2000). CFD shape optimization based on an adjoint variable formulation of the compressible Navier-Stokes equations. *AIAA Paper 2000-0457*. 38th Aerospace Sciences.
- Chorin, A. (1968). Numerical solution of the Navier-Stokes equations. *Math. Comp.* 22, 745–762.
- Coleman, G. e J. Ferziger (1996). Direct numerical simulation of a vigorously heat low reynolds number convective boundary layer. *Dynamics of Atmospheres and Oceans* 24, 341–358.
- Crimi, P. (1973). Dynamic stall. *AGARD-AG-172*.
- Dadone, A. e B. Grossman (2000). Progressive optimization of inverse fluid dynamic design problems. *Computer and Fluids* 29, 1–32.
- Dennis, S. e G. Chang (1970). Numerical solutions for steady flow past a circular cylinder at reynolds numbers up to 100. *Journal of Fluid Mechanics* 42, 471–489.
- Drela, M. (1989). XFOIL : An analysis and design system for low reynolds number airfoils. *Lecture Notes in Engineering : Low Reynolds Number Aerodynamics* 54, 1–12.
- Ekaterinaris, J. e M. Platzer (1997). Computational prediction of airfoil dynamic stall. *Progress in Aerospace Science* 33, 759–846.
- Fabbri, G. (1997). A genetic algorithm for fin profile optimization. *Int. J. Heat Mass Trans-*

fer 40(9), 2165–2172.

Farell, C. e J. Blessmann (1983). On critical flow around smooth circular cylinders. *Journal of Fluid Mechanics* 136, 375–391.

Fauci, L. e A. McDonald (1994). Sperm motility in the presence of boundaries. *Bulletin of Mathematical Biology* 57, 679–699.

Ferziger, J. e M. Peric (2002). *Computational Methods for Fluid Dynamics* (3th ed.). New York, USA : Springer-Verlag.

Garrick, I. (1937). Propulsion of a flapping and oscillating airfoil. *NACA TR* 567.

Germano, M. (1986). A proposal for a redefinition of the turbulent stresses in filtered Navier-Stokes equations. *Phys. Fluids* 29(7), 2323–2324.

Giannakoglou, K. (2002). Design of optimal aerodynamic shapes using stochastic optimization methods and computational intelligence. *Progress in Aerospace Sciences* 38, 43–76.

Glowinski, R., T. Pan, e J. Periaux (1994). A fictitious domain method for external incompressible viscous flow modeled by Navier-Stokes equations. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 112, 133–148.

Goldstein, D., R. Handler, e L. Sirovich (1993). Modeling a no-slip flow boundary with an external force field. *Journal of Computational Physics* 105, 354–366.

Gopalarathnam, A. e M. Selig (2000). A hybrid approach to inverse design of complex aerodynamic systems. *AIAA Paper* 2000-0784.

Gushchin, V., A. Kostomarov, P. Matyushin, e E. Pavlyukova (2002). Direct numerical simulation of the transitional separated fluid flows around a sphere and a circular cylinder. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 90, 341–358.

Held, C. e A. Dervieux (2002). One-shot airfoil optimization without adjoint. *Computer and Fluids* 31, 1015–1049.

Ho, C. e Y. Tay (1998). Micro-electro-mechanical-systems (mems) and fluid flow. *Annual Reviews of Fluid Mechanics* 30, 579–612.

Ingber, A. (1993). ASA adaptive simulated annealing, <http://www.ingber.com/#ASA>. [Acesso em 16 jan. 2006].

Ingber, A. L. (1989). Very fast simulated re-annealing. *Journal of Mathematical Computer Modelling* 12, 967–973.

- Ingber, A. L. (1996). Adaptive simulated annealing (ASA) : Lessons learned. *Control and Cybernetics* 25(1), 33–54.
- Jones, K. e M. Platzer (2002). On the design of efficient micro air vehicles. In *Design and Nature Comparing Design in Nature with Science and Engineering*, Southampton, UK, pp. 67–76. WIT Press.
- Jung, Y. e S. Park (2005). Vortex-shedding characteristics in the wake of an oscillating airfoil at low reynolds number. *Journal of Fluids and Structures* 20, 451–464.
- Juric, D. e G. Tryggvason (1996). A front-tracking method for dendritic solidification. *Journal of Computational Physics* 123, 127–148.
- Kalitzin, G. e G. Iaccarino (2003). Toward immersed boundary simulation of high reynolds number flows. *CTR Annual Research Briefs, NASA Ames/Stanford University*.
- Kapadia, S. e S. Roy (2003). Detached eddy simulation over a reference ahmed car model. *AIAA-2003-0857*. 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit.
- Khadra, K., P. Angot, S. Parneix, e J. Caltagirone (2000). Fictitious domain approach for numerical modeling of Navier-Stokes equations. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 34, 651–684.
- Kim, J., D. Kim, e H. Choi (2001). An immersed-boundary finite-volume method for simulations of flow in complex geometries. *Journal of Computational Physics* 171, 132–150.
- Kim, S., J. Alonso, e A. Jameson (2000). Two-dimensional high-lift aerodynamic optimization using the continuous adjoint method. *AIAA Paper 2000-4741*.
- Kirkpatrick, S., C. Gelatt, e M. Vecchi (1983). Optimization by simulated annealing. *Science* 220(4598), 671–680.
- Kocabıcak, E. e S. Eyi (2000). Aerodynamic sensitive analysis in inverse design. *AIAA Paper 2000-4730*.
- Lai, M. e C. Peskin (2000). An immersed boundary method with formal second-order accuracy and reduced numerical viscosity. *Journal of Computational Physics* 160, 705–719.
- Le, H., P. Moin, e J. Kim (1997). Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step. *Journal of Fluid Mechanics* 330, 349–374.
- Lee, T. e P. Gerontakos (2004). Investigation of flow over an oscillating airfoil. *Journal of Fluid Mechanics* 512, 313–341.

- Lee, Y., K. Kim, J. Choi, e M. Kim (1999). Animation of a pitching airfoil from PIV data. In *Proceedings of Computer Visualization Contest*.
- Lima e Silva, A. (2002). *Desenvolvimento e Implementação de uma Nova Metodologia para Modelagem de Escoamentos sobre Geometrias Complexas : Método da Fronteira Imersa com Modelo Físico Virtual*. Tese de doutorado, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, Brasil.
- Lima e Silva, A., A. Silva, e A. Silveira-Neto (2004). Numerical simulations of two-dimensional complex flows over bluff bodies using the immersed boundary method. *Unpublished submitted to Elsevier Science*.
- Lima e Silva, A., A. Silveira-Neto, e J. Damasceno (2003). Numerical simulation of two dimensional flows over a circular cylinder using the immersed boundary method. *Journal of Computational Physics* 189, 351–370.
- Linnick, M. e H. Fasel (2005). A high-order immersed interface method for simulating unsteady incompressible flows on irregular domains. *Journal of Computational Physics* 204, 157–192.
- Lions, J. (1971). *Optimal Control of Systems Governed by Partial Differential Equations*. New York, USA : Springer-Verlag.
- Lissaman, P. (1983). Low-reynolds number airfoil. *Annual Reviews of Fluid Mechanics* 15, 223–239.
- Majumdar, S., G. Iaccarino, e P. Durbin (2001). Rans solver with adaptive structured boundary non-conforming grids. *CTR Annual Research Briefs, NASA Ames/Stanford University*.
- McAlister, K., L. Carr, e J. McCroskey (1978). Dynamic stall experiments on the NACA 0012 airfoil. *NASA TP 1100*.
- McCroskey, W. (1981). The phenomenon of dynamic stall. *NASA TM 81264*.
- McCroskey, W. (1982). Unsteady airfoils. *Annual Review of Fluid Mechanics* 14, 285–311.
- Milholen, W. (2000). An efficient inverse aerodynamic design method for subsonic flows. *AIAA Paper 2000-0780*.
- Mittal, R. (2004). Computational modeling in bio-hydrodynamics : Trends, challenges, and recent advances. *IEEE Journal of Oceanic Engineering* 29, 595–604.
- Mittal, R. e G. Iaccarino (2005). Immersed boundary methods. *Annual Reviews of Fluid Mechanics* 37, 239–261.

- Mohd-Yosuf, J. (1997). Combined immersed boundary/b-spline methods for simulation of flow in complex geometries. *CTR Annual Research Briefs, NASA Ames/Stanford University*.
- Moin, P. (2002). Advances in large eddy simulation methodology for complex flows. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 23, 710–720.
- Nadarajah, S. e A. Jameson (1999). A comparison of the continuous and discrete adjoint approach to automatic aerodynamic optimization. *it AIAA Paper 2000-0667*.
- Nielsen, E. e W. Anderson (1998). Aerodynamic design optimization on unstructured meshes using the Navier-Stokes equations. *AIAA Paper 98-4809*.
- Okong'o, N. e D. Knight (1998). Implicit unstructured Navier-Stokes simulation of leading edge separation over a pitching airfoil. *Applied Numerical Mathematics* 27, 296–308.
- Oliveira, J., A. Lima e Silva, G. Guimarães, e A. Silveira-Neto (2004). Simulação numérica do escoamento a baixo reynolds sobre um cilindro de diâmetro variável usando MFI/MFV. In *10th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering*.
- Oliveira, J., A. Lima e Silva, e A. Silveira-Neto (2005). Numerical simulation of flow around a NACA 0012 airfoil in transient pitching motion using ib/vpm. In *18th International Congress of Mechanical Engineering*.
- Oliveira, J., F. Souza, A. Lima e Silva, e A. Silveira-Neto (2005). Numerical simulation of the high reynolds number flow over circular cylinders using the immersed boudary method. In *18th International Congress of Mechanical Engineering*.
- Padilla, E. (2004). *Simulação de Grandes Escalas da Transição à Turbulência em Sistemas Rotativos com Transferência de Calor*. Tese de doutorado, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, Brasil.
- Panda, J. e K. Zaman (1994). Experimental investigation of the flow field of an oscilating airfoil and estimation of lift from wake surveys. *Journal of Fluid Mechanics* 265, 65–95.
- Patankar, S. (1980). *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. New York, USA : Hemisphere Publishing Corporation.
- Pedley, T. e K. Stephanoff (1985). Flow along a channel with a time-dependent indentation in one wall the generation of vorticity waves. *Journal of Fluid Mechanics* 160, 337–367.
- Peskin, C. (1972). Flow patterns around heart valves : A numerical method. *Journal of Computational Physics* 10, 252–271.
- Peskin, C. (1977). Numerical analysis of blood flow in the heart. *Journal of Computational*

Physics 25, 220–252.

Peskin, C. (2002). The immersed boundary method. *Acta Numerica*, 1–39.

Piomelli, U., E. Balaras, H. Pasinato, K. Squires, e P. Spalart (2003). The inner-outer layer interface in large-eddy simulations with wall-layer models. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 24, 538–550.

Remigio, S. (2005). *Simulação numérica bidimensional da interação fluido-estrutura através do método físico virtual*. Tese de doutorado, Instituto de Matemática e Estatística da Universidade de São Paulo, São Paulo, SP, Brasil.

Reuther, J., J. Alonso, M. Riemlinger, e A. Jameson (1999). Aerodynamic shape optimization of supersonic aircraft configurations via an adjoint formulation on distributed memory parallel computers. *Computers and Fluids* 28, 675–700.

Rosenfeld, M. e D. Kwak (1989). Numerical solution of unsteady incompressible viscous flows in generalized moving coordinate systems. *AIAA paper 89-0466*.

Roshko, A. (1967). Experiments on the flow past a circular cylinder at very high reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics* 10, 345–356.

Saiki, E. e S. Biringen (1996). Numerical simulation of a cylinder in uniform flow : Application of a virtual boundary method. *Journal of Computational Physics* 123, 450–465.

Sampaio, P. e A. Coutinho (2000). Simulating vortex shedding at high reynolds numbers. In *Proceedings of the Tenth International Offshore and Polar Engineering Conference*, Seattle, USA.

Sasaki, D., S. Obayashi, K. Sawada, e R. Himeno (2000). Multiobjective aerodynamic optimization of supersonic wings using Navier-Stokes equation. *European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering, Barcelona, Spain*.

Schlichting, H. (1979). *Boundary-Layer Theory*. New York, USA : McGraw-Hill Book Company.

Schneider, G. e M. Zedan (1981). A modified strongly implicit procedure for the numerical solution of field problems. *Numerical Heat Transfer* 4, 1–19.

Shur, M., P. Spalart, M. Strelets, e A. Travin (1999). Detached-eddy simulation of an airfoil at high angle of attack. In *4th International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements*, pp. 669–678. Elsevier, Amsterdam.

Silveira-Neto, A. (2003). *Introdução Turbulência dos Fluidos, Apostila do Curso de Pós-Graduação em Eng. Mecânica*. LTCM/FEMEC/UFU.

- Silveira-Neto, A., S. Mansur, e J. Silvestrini (2002). Equações da turbulência : Média versus filtragem. In *Anais da 3 Escola de Turbulência*, Florianópolis - SC.
- Smagorinsky, J. (1963). General circulation experiments with primitive equations. *Monthly Weather Review* 91, 99–164.
- Soemarwoto, B. (1997). The variational method for aerodynamic optimization using the Navier-Stokes equations. *ICASE Report No. 97-71*.
- Son, J. e T. Hanratty (1969). Velocity gradients at the wall for flow around a cylinder at reynolds numbers from 5×10^3 to 10^5 . *Journal of Fluid Mechanics* 35, 353–368.
- Souza, F. (2003). *Simulação de Grandes Escalas de Escoamentos em um Hidrociclone*. Tese de doutorado, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, Brasil.
- Spalart, P. (2000). Strategies for turbulence modelling and simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 21, 252–263.
- Spalart, P. e S. Allmaras (1994). A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. *La Recherche Aéronautique* 1, 5–21.
- Spalart, P., W.-H. Jou, M. Strelets, e S. Allmaras (1997, Aug 4-8). Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach. In *Advances in DNS/LES, 1st AFOSR Int. Conf. On DNS/LES*, Columbus, Ohio. Greyden Press.
- Srinivasans, G., J. Ekaterinaris, e W. McCroskey (1995). Evaluation of turbulence models for unsteady flows of an oscillating airfoil. *Computers and Fluids* 24(7), 833–861.
- Su, S., M. Lai, e C. Lin (2004). A simple immersed boundary technique for simulating complex flows with rigid boundary. *Unpublished submitted to Computer & Fluids*.
- Sørensen, J. e P. Nygreen (2001). Unsteady vorticity-stream function algorithm for external flows. *Computer&Fluids* 30, 69–87.
- Tessicini, F., G. Iaccarino, M. Fatica, M. Wang, e R. Verzicco (2002). Wall modeling for large-eddy simulation using an immersed boundary method. *CTR Annual Research Briefs, NASA Ames/Stanford University*.
- Travin, A., M. Shur, M. Strelets, e P. Sparlat (1999). Detached-eddy simulations past a circular cylinder. *Flow Turbulence and Combustion* 63, 293–313.
- Triantafyllou, M., G. Triantafyllou, e D. Yue (2000). Hydrodynamics of fishlike swimming. *Annual Reviews of Fluid Mechanics* 32, 33–53.

- Triton, D. (1959). Experiments on the flow past a circular cylinder at low reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics* 6, 547–576.
- Tseng, Y. e J. Ferziger (2003). A ghost-cell immersed boundary method for flow in complex geometry. *Journal of Computational Physics* 192, 593–623.
- Udaykumar, H., R. Mittal, P. Rampunggoon, e A. Khanna (2001). A sharp interface cartesian grid method for simulating flows with complex moving boundaries. *Journal of Computational Physics* 174, 345–380.
- Udaykumar, H., W. Shyy, e M. Rao (1996). Elafint : A mixed eulerian-lagrangian method for fluid flows with complex and moving boundaries. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 22, 691–705.
- UIUC (2005). UIUC low-speed airfoil tests, http://www.ae.uiuc.edu/m-selig/uiuc_lsai.html. [Acesso em 30 dez. 2005].
- Unverdi, S. e G. Tryggvason (1992). A front-tracking method for viscous, incompressible, multi-fluid flows. *Journal Computational Physics* 100, 25–37.
- Vatsa, V. e B. Singer (2003). Evaluation of a second-order accurate Navier-Stokes code for detached eddy simulation past a circular cylinder. *AIAA Paper 2003-4085*. 21st AIAA Applied Aerodynamics Conference.
- Verzicco, R., J. Mohd-Yusof, P. Orlandi, e D. Haworth (2000). LES in complex geometries using boundary body forces. *AIAA Journal* 38, 427–433.
- Vilaça, A., J. Oliveira, A. Lima e Silva, e A. Silveira-Neto (2005). Two-dimensional numerical simulation of a free fall cylinder using IB/VPM. In *18th International Congress of Mechanical Engineering*.
- Wang, J., J. Periaux, e M. Sefrioui (2002). Parallel evolutionary algorithms for optimization problems in aerospace engineering. *Journal of Computational and Applied Mathematics* 149, 155–169.
- Wang, M., P. Catalano, e G. Iaccarino (2001). Prediction of high reynolds number flow over a circular cylinder using LES with wall modeling. *CTR Annual Research Briefs, NASA Ames/Stanford University*.
- White, F. (1991). *Viscous Fluid Flow*. New York, USA : McGraw-Hill.
- Wilcox, D. (1998). *Turbulence Modeling for CFD*. California, USA : DCW Industries.
- Ye, T., R. Mittal, H. Udaykumar, e W. Shyy (1999). An accurate cartesian grid method for

viscous incompressible flows with complex immersed boundaries. *Journal of Computational Physics* 156, 209–240.

Yu, Z. (2005). A DLM/FD method for fluid/flexible-body interactions. *Journal of Computational Physics* 207, 1–27.

Zdravkovich, M. (1997). *Flow around circular cylinders, Vol. 1 : Fundamentals*. London, UK : Oxford University Press.

Zhao, Y. e A. Forhad (2003). A general method for simulation of fluid flows with moving and compliant boundaries on unstructured grids. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 192, 4439–4466.

Zhu, L. e C. Peskin (2003). Interaction of two filaments in a flowing soap film. *Physics of Fluids* 15(7), 128–136.