

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE PESQUISAS HIDRÁULICAS

ANÁLISE POR SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO DESPRENDIMENTO DE
VÓRTICES DE UM CILINDRO CIRCULAR EM MOVIMENTO FORÇADO

Leandro Conceição Pinto

Orientador: Profa. Dra. Edith Beatriz Camaño Schettini

Co-Orientador: Prof. Dr. Jorge Hugo Silvestrini

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental da Universidade Federal do Rio Grande do Sul como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental.

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Júlio Romano Meneghini - Depto. de Eng. Mecânica/USP

Prof. Dr. Luiz Alberto Oliveira Rocha - Depto. de Física/FURG

Prof. Dr. Luiz Augusto Magalhães Endres - IPH/UFRGS

Maio, 2008

Resumo

O estudo do escoamento ao redor de corpos submersos tem sido foco de muitas pesquisas. Escoamentos ao redor de cilindros constituem sistemas de grande interesse prático em vários campos da engenharia e outras ciências. Neste trabalho procurou-se estudar a dinâmica do escoamento ao redor de um cilindro circular submetido a um movimento forçado analisando as alterações ocorridas na formação da esteira de vórtices. Para a realização das simulações foi utilizada a técnica de Simulação Numérica Direta (*DNS*), com um esquema de diferenças finitas compacto de sexta ordem, em associação com um método de representação virtual das fronteiras do cilindro. Quatro tipos de trajetória foram estudadas: uma trajetória com oscilação transversal, onde o cilindro é forçado a mover-se na direção transversal em relação ao escoamento, uma trajetória elíptica, uma trajetória em arco e uma trajetória em oito. Buscou-se identificar as principais características destes escoamentos, como os modos e frequências de desprendimento de vórtices na esteira formada, coeficientes hidrodinâmicos e parâmetros estatísticos pertinentes ao fenômeno estudado. As simulações foram realizadas com diferentes amplitudes longitudinais de movimento sendo que a frequência de movimento do cilindro foi mantida constante para as trajetórias elíptica, em arco e em oito. Os resultados para o caso do cilindro com oscilação transversal representaram bem os fenômenos físicos ocorridos neste tipo de escoamento. Foi possível identificar as fronteiras da região de *lock-in* primário através das variações bruscas nos coeficientes hidrodinâmicos e do ângulo de fase entre o deslocamento do cilindro e a força de sustentação. No caso das simulações com trajetória elíptica e número de Reynolds $Re = 140$, alterações significativas foram identificadas na esteira de vórtices à medida que a amplitude longitudinal do movimento era modificada. Nas simulações com $Re = 400$ e trajetória transversal, notou-se a formação de uma esteira com dois vórtices e duas camadas cisalhantes. Comparando esta simulação com os resultados das simulações em trajetória elíptica, foram observadas alterações no padrão de desprendimento, sendo formado um par de vórtices na região superior da esteira e um vórtice simples na região inferior (padrão assimétrico P+S). Comparando as simulações com trajetória elíptica e sentidos de movimento opostos, notou-se que o escoamento se inverte, evidenciando um efeito de memória deste escoamento que é função do sentido adotado para a trajetória. Tanto a amplitude de deslocamento longitudinal quanto o tipo de trajetória imposta ao cilindro influenciam significativamente os padrões da esteira de vórtices formada.

Abstract

The study of flow around submerged bodies has been the focus of many researches. Flow around cylinders are systems of great practical interest in many fields of engineering and other sciences. This work aims to study the flow dynamics around a circular cylinder under a forced movement by analysing changes in the patterns of the wake. The simulations were performed through the Direct Numerical Simulation technique (*DNS*), with a sixth-order compact finite differences scheme associated to a virtual boundary method to represent the cylinder surface. Four trajectories were studied: a trajectory with transversal oscillation; a trajectory on elliptical curve; a trajectory in arc curve and a trajectory in eight curve. The main features of these flows were identified, e.g. modes and vortex shedding frequencies, hydrodynamic coefficients and statistical parameters. The simulations were performed with different streamwise movement amplitude, where the movement frequency was held constant for the elliptical, arc and eight trajectories. The results for the cylinder in transversal oscillation successfully represented the physical phenomena. It was possible to identify the boundaries of the primary lock-in region through jumps in the hydrodynamical coefficients and the phase angle between the cylinder displacement and the lift force. For the simulations with elliptical trajectory and Reynolds number $Re = 140$, significant changes were identified in the wake as the streamwise displacement of the cylinder was modified. In simulations with $Re = 400$ and transversal trajectory, two vortex and two shear layers could be observed. Comparing this simulation with simulations in elliptical trajectory, changes in the vortex shedding pattern were observed. A vortex pair was formed in the top of the wake and a single vortex in the lower wake (asymmetrical mode P+S). Comparing the simulations with elliptical trajectory and opposite directions of movement, it was noted that the flow is reversed showing some effect of memory due to the direction of the trajectory. Both the amplitude of streamwise displacement and the trajectory type may result in different patterns in the wake.

Agradecimentos

Registro aqui meus sinceros agradecimentos:

Primeiramente a Deus, onde encontro a paz e a verdadeira sabedoria. Aos meus pais e avó, Dária, José e Júlia, pelo apoio constante mesmo longe, sempre acreditando no meu potencial. Aos meus irmãos, Darllan e André, e os demais familiares que sempre me incentivaram contribuindo de alguma forma para mais esta vitória. Aos professores Beatriz e Jorge, pelos ensinamentos, confiança, incentivo e acima de tudo pela amizade. Aos demais professores do IPH, que contribuíram transmitindo o conhecimento necessário. Ao IPH, a CNPQ e a CAPES, pelo apoio financeiro e infraestrutura adequada. Aos antigos e novos amigos que sempre me apóiam. Nunca serão esquecidos.

Conteúdo

Lista de Figuras	vi
Lista de Tabelas	x
Lista de Simbolos	xi
1 Introdução	1
1.1 Relevância	1
1.2 Objetivos	3
1.3 Estrutura do Trabalho	3
2 Revisão Bibliográfica	5
2.1 escoamento ao redor de obstáculos fixos	5
2.1.1 Formação da esteira de vórtices	6
2.1.2 Regimes de desprendimento de vórtices	7
2.1.3 Frequência de desprendimento de vórtices	9
2.1.4 Forças hidrodinâmicas atuantes no cilindro	10
2.1.5 Instabilidades e transição na esteira de vórtices	11
2.2 escoamento ao redor de obstáculos em movimento	14
2.2.1 escoamento ao redor de um cilindro com oscilação forçada	14
2.2.2 escoamentos oscilatórios	20
2.3 Oscilação induzida pelo escoamento sobre o cilindro	21
2.3.1 Equações do movimento induzido por vórtices	21
2.3.2 Variação da amplitude de oscilação com o parâmetro m^*	24
2.3.3 Variação da frequência de oscilação com o parâmetro m^*	26
3 Metodologia Numérica	29
3.1 Equações Governantes	29
3.2 Discretização espacial	31
3.2.1 Aproximação da primeira derivada	31
3.2.2 Aproximação da segunda derivada	32
3.3 Discretização Temporal	33
3.3.1 Cálculo das forças hidrodinâmicas	35

3.3.2	Condições de contorno	36
3.4	Método de Fronteiras Virtuais	37
4	Análises iniciais e validação do código de cálculo	39
4.1	Cilindro fixo	39
4.2	Cilindro com oscilação transversal	43
5	Escoamento ao redor de um cilindro movendo-se sobre trajetória elíptica	52
5.1	Caracterização do movimento em trajetória elíptica	52
5.2	Análise dos Resultados	53
5.2.1	Análise dos padrões de desprendimento de vórtices	54
5.2.2	Análise dos coeficientes hidrodinâmicos	60
5.2.3	Análise espectral	66
6	Análise comparativa entre as trajetórias estudadas	70
6.1	Caracterização das trajetórias	70
6.2	Análise dos Resultados	72
6.2.1	Análise dos padrões de desprendimento de vórtices	72
6.2.2	Análise dos coeficientes hidrodinâmicos	77
6.2.3	Análise espectral	80
7	Conclusões e Recomendações	83

Lista de Figuras

1.1	Possíveis aplicações da pesquisa: <i>a</i>) Risers em plataformas de captação de petróleo (http://www.atlantida.com/seastar/imagens); <i>b</i>) Vegetação de juncos silvestres (http://www.hardessen.cl/fotos/água/08.html).	2
2.1	Processo de separação do escoamento ao redor de um cilindro. <i>a</i>) Escoamento sem separação ($Re < 5$). <i>b</i>) Escoamento com separação ($Re > 5$). (Adaptado de Schlichting, 1979[27])	6
2.2	Regimes de escoamento ao redor de um cilindro circular (Sumer e Fredsøe, 1997[31]).	7
2.3	Desprendimento e atração dos vórtices (Sumer e Fredsøe, 1997[31]).	8
2.4	Trajetórias percorridas pelas partículas de fluido durante a formação e o desprendimento dos vórtices (Gerrard, 1966, apud Bearman, 1984[1]).	9
2.5	Variação de St com Re e regimes de desprendimento, para um cilindro circular liso.(Sumer e Fredsøe 1997[31]).	9
2.6	Direção das componentes de arrasto F_D e sustentação F_L da força hidrodinâmica exercida sobre um cilindro.	10
2.7	Variação de $\langle C_D \rangle$ com Re (Rohsko 1961, apud Meneghini 2002 [19]).	11
2.8	Variação de C_L médio com Re (Sumer e Fredsøe 1997 [31]).	11
2.9	Variação do coeficiente de pressão de base em função do número de Reynolds (Williamson 1996b [36]).	12
2.10	Relação $St-Re$ na faixa do Re de transição. Retirado de Williamson (1996b) [36].	13
2.11	Instabilidades tridimensionais. <i>a</i>) Visualização Experimental do modo A (Williamson 1996b[35]). ; <i>b</i>) Isosuperfícies de vorticidade do modo A (DNS de Ribeiro 2002 [24]); <i>c</i>) Visualização Experimental do modo B (Williamson 1996a [35]); <i>d</i>) Isosuperfícies de vorticidade do modo B (DNS de Ribeiro 2002 [24]). .	13
2.12	Fronteiras de sincronização para $A/D < 0,6$ obtidas por Meneghini e Bearman (1995) [20] (\square) fronteira de <i>lock-in</i> , $f_o/f_s < 1$; (\circ) fronteira de <i>lock-in</i> , $f_o/f_s > 1$; (Δ) região sem <i>lock-in</i> , $f_o/f_s < 1$; (+) região sem <i>lock-in</i> , $f_o/f_s > 1$. . .	15
2.13	Modos de sincronização para um cilindro oscilando (adaptado de Williamson e Govardhan, 2004[37]); <i>a</i>) $300 < Re < 1000$; <i>b</i>) $Re < 300$	16
2.14	Processo de formação da esteira de vórtices (2S) para o escoamento com os parâmetros $\lambda/D = 4,5$ e $A/D = 0,5$ (Fonte: Williamson e Roshko, 1988[38]). .	17

2.15	Processo de formação da esteira de vórtices (2S) para escoamento com os parâmetros $\lambda/D = 5,0$ e $A/D = 0,4$ (Fonte: Williamson e Roshko, 1988[38]).	18
2.16	Processo de formação da esteira de vórtices (2P) para escoamento com os parâmetros $\lambda/D = 5,5$ e $A/D = 0,5$ (Fonte: Williamson e Roshko, 1988[38]).	19
2.17	Regimes do escoamento oscilatório ao redor de um cilindro circular ($Re = U_m D/\nu = 10^3$. Adaptado de Sumer e Fredsøe 1997 [31]).	21
2.18	Formação dos vórtices em forma de cogumelo causados pela instabilidade de Honji (Adaptado de Sumer e Fredsøe, 1997 [31]).	22
2.19	Efeito da razão de massa, m^* , na variação da amplitude de oscilação com a velocidade reduzida (Sumer e Fredsøe, 1997 [31]).	24
2.20	Resultados da variação da amplitude máxima (A_{max}^*) com a velocidade reduzida U' , para os experimentos de Khalak e Williamson (1999) com água (■), e de Feng (1968, apud Khalak e Williamson, 1999[38]) com ar (◇).	25
2.21	Resultados de Khalak e Williamson (1999[13]) para valores de $m^*\zeta$ entre 0,014 e 0,019, e m^* variando de 2,4 (●); 10,3 (○); e 20,6 (■). (a) Variação da amplitude máxima em função da velocidade normalizada. (b) Variação da amplitude máxima em função da velocidade reduzida.	26
2.22	Diagrama de variação da frequência adimensional $f_* = f/f_s$ com a velocidade reduzida (Feng 1968, apud Sumer e Fredsøe, 1997 [31]).	27
2.23	Efeito da razão de massa, m^* , na variação da frequência de oscilação com a velocidade reduzida (Khalak e Williamson 1999 [13]).	28
3.1	Volume de controle para o cálculo das forças hidrodinâmicas.	36
3.2	Condições de contorno impostas ao sistema.	37
4.1	Domínio com os principais parâmetros de cálculo.	40
4.2	Flutuação temporal da velocidade sobre a superfície do cilindro Benevenuti e Silvestrini (2006)[2].	42
4.3	Resultados da variação da norma L^2 e do perfil médio da componente transversal U_y (Ribeiro 2002[24]). a) Variação temporal da Norma L^2 da velocidade; b) Convergência do perfil médio da componente transversal da velocidade U_y para valores de eps iguais a $0,7\Delta x$ e $0,9\Delta x$	42
4.4	Trajetória percorrida pelo cilindro numa oscilação transversal.	43
4.5	Valores de $\langle C_D \rangle$ e C_{Lrms} mostrando a entrada na fronteira de sincronização Bevenuti e Silvestrini (2006)[2].	44
4.6	Sinais do coeficiente de sustentação obtidos por Benevenuti e Silvestrini, 2006[2].	45
4.7	Valores de $\langle C_D \rangle$, C_{Lrms} e do Ângulo de fase ϕ para: a) e b) Resultados das Simulações I a VI do presente trabalho; c) e d) Trabalho numérico de Guilmineau e Queutey (2002) [10]; e) e f) Estudo de um cilindro com oscilação forçada feito por Bishop e Hassan (1964) (apud Williamson e Roshko (1988)[38]). . .	47

4.8	Sinais de C_D , C_L e deslocamento do cilindro $y(t)$; (a) $f_o/f_s = 0,9$; (b) $f_o/f_s = 1,0$; (c) $f_o/f_s = 1,1$; (d) $f_o/f_s = 1,2$	48
4.9	(a) Campo instantâneo de vorticidade para a simulação II ($f/f_s = 0,9$); (b) Campo instantâneo de vorticidade para a simulação VI ($f/f_s = 1,2$); (c) Densidade espectral de potência para o sinal do coeficiente de sustentação das simulações de I à VI.	50
4.10	Campos instantâneos de vorticidade evidenciando o modo de desprendimento $P + S$	51
5.1	Trajetória elíptica.	53
5.2	Campos instantâneos de vorticidade da Simulação E - I, correspondendo a dois ciclos de oscilação do cilindro.	55
5.3	Campos instantâneos de vorticidade da Simulação E - II, correspondendo a dois ciclos de oscilação do cilindro.	56
5.4	Campos instantâneos de vorticidade da Simulação E - III, correspondendo a dois ciclos de oscilação do cilindro.	58
5.5	Campos instantâneos de vorticidade da simulação E - IV, mostrando um ciclo de oscilação.	59
5.6	Detalhes mostrando a formação do vórtice A4 a partir de uma camada cisalhante na esteira de vórtices da simulação E-IV.	60
5.7	Campos instantâneos de vorticidade da Simulação E - V, mostrando um ciclo de oscilação.	61
5.8	Campos instantâneos de vorticidade da Simulação E - VI, mostrando um ciclo de oscilação.	62
5.9	Campo de vorticidade da Simulação E - VII.	62
5.10	Variação do coeficiente de arrasto médio $\langle C_D \rangle$ e da flutuação do coeficiente de sustentação C_{Lrms} com a amplitude longitudinal de oscilação B/D para as simulações com $Re = 140$	63
5.11	Variação do coeficiente de arrasto médio $\langle C_D \rangle$ e da flutuação do coeficiente de sustentação C_{Lrms} com a amplitude de deslocamento longitudinal B/D das simulações com $Re = 400$	63
5.12	Sinais de C_D , C_L e deslocamento do cilindro das simulações com $Re = 140$. . .	64
5.13	Sinais de C_D , C_L e deslocamento do cilindro das simulações com $Re = 400$. . .	65
5.14	Variação do coeficiente de sustentação médio com a amplitude longitudinal de deslocamento B/D . (a) Simulações com $Re = 140$ (b) Simulações com $Re = 400$. . .	66
5.15	a) Variação do coeficiente de sustentação para dois ciclos de movimento; b) Campos instantâneos de vorticidade e linhas de corrente. Simulação E-II. . . .	67
5.16	Espectros de potência do coeficiente de sustentação das simulações E-I, E-II e E-III ($A/D = 1,5$, $Re = 140$).	68
5.17	Espectros de potência do coeficiente de sustentação das simulações E-IV, E-V, E-VI e E-VII ($A/D = 1,0$, $Re = 400$).	69

6.1	Trajectoria em oito.	71
6.2	Trajectoria em arco.	71
6.3	Campos instantâneos de vorticidade. <i>a)</i> Simulação E-II (Trajetória elíptica com sentido anti-horário); <i>b)</i> Simulação E-VIII (Trajetória elíptica com sentido horário).	73
6.4	Campos instantâneos de vorticidade para um ciclo de oscilação da Simulação A-I (Trajetória sobre curva em arco).	73
6.5	Campos instantâneos de vorticidade para um ciclo de oscilação da Simulação A-II (Trajetória sobre curva em arco).	74
6.6	Campos instantâneos de vorticidade para um ciclo de oscilação da Simulação A-III (Trajetória sobre curva em arco).	75
6.7	Campos instantâneos de vorticidade para um ciclo de oscilação da Simulação A-IV (Trajetória sobre curva em arco).	76
6.8	Campos instantâneos de vorticidade para um ciclo de oscilação da Simulação O-I (Trajetória sobre curva em oito).	77
6.9	Campos instantâneos de vorticidade para um ciclo de oscilação da Simulação O-II (Trajetória sobre curva em forma de oito).	78
6.10	Campos instantâneos de vorticidade em diferentes instantes da Simulação O-II.	78
6.11	Campos instantâneos de vorticidade de cada uma das trajetórias estudadas; <i>a)</i> Trajetória transversal; <i>b)</i> Trajetória elíptica; <i>c)</i> Trajetória em arco, e <i>d)</i> Trajetória em oito.	79
6.12	Variação do coeficiente de arrasto médio $\langle C_D \rangle$, da flutuação do coeficiente de sustentação C_{Lrms} e do coeficiente de sustentação médio $\langle C_L \rangle$ com a amplitude longitudinal de oscilação B/D para as simulações com trajetória em arco.	80
6.13	Espectro de potência do coeficiente de sustentação da simulação E-VIII.	81
6.14	Espectros de potência do coeficiente de sustentação das simulações com trajetória em arco.	81
6.15	Espectros de potência do coeficiente de sustentação das simulações com trajetória em oito.	82

Lista de Tabelas

4.1	Comparação do $\langle C_D \rangle$, C_{Lrms} e St do trabalho de Vitola (2006)[33] com os resultados obtidos por Mittal e Balachandar (1997)[21].	41
4.2	Parâmetros da simulação bidimensional de Vitola (2006)[33] que obteve os resultados mais próximos de Mittal e Balachandar (1997)[21].	41
4.3	Resumo dos parâmetros utilizados nas simulações realizadas para validação do código de cálculo.	44
4.4	Comparação do coeficiente de arrasto médio ($\langle C_D \rangle$), do r.m.s do coeficiente de sustentação (C_{Lrms}), e do ângulo de fase (ϕ).	48
5.1	Resumo dos parâmetros utilizados nas simulações realizadas com a trajetória elíptica	54
6.1	Resumo dos parâmetros utilizados em cada simulação.	72
6.2	Padrões de desprendimento identificados nas simulações.	76
6.3	Resultado dos coeficientes hidrodinâmicos das simulações realizadas com as trajetórias Transversal, Elíptica horária, Elíptica anti-horária, em arco e em oito.	79

Lista de Símbolos

a	Amplitude de movimento das partículas
A^*	Amplitude adimensional para oscilação livre
A/D	Amplitude de deslocamento vertical
A_s	Área de projeção vertical do corpo submerso
B/D	Amplitude de deslocamento horizontal
c_a	Amortecimento
c_A	Coefficiente de massa adicional
C_D	Coefficiente de arrasto
$\langle C_D \rangle$	Coefficiente de arrasto médio
C_{ea}	Coefficiente de massa adicional efetivo
C_L	Coefficiente de sustentação
$\langle C_L \rangle$	Coefficiente de sustentação médio
$C_{L_{rms}}$	Raiz média quadrática do coeficiente de sustentação
C_{pb}	Coefficiente de pressão de base
D	Diâmetro do cilindro
d	Amplitude de movimento
\vec{d}	Vetor amplitude de movimento do cilindro
Δt	Passo de tempo adimensional
Δx	Discretização espacial na direção x
Δy	Discretização espacial na direção y
f	Frequência de oscilação livre
\vec{F}	Campo de forças externas
f^*	Frequência adimensional
F_D	Componente de arrasto da força sobre o cilindro
F_L	Componente de sustentação da força sobre o cilindro
f_n	Frequência natural do sistema
f_o	Frequência de movimento
f_o/f_s	Razão de frequências
f_R	Frequência reduzida
f_s	Frequência de desprendimento de vórtices
f_w	Frequência de movimento das partículas
\vec{h}	Vetor deslocamento do cilindro
\vec{h}	Vetor deslocamento do cilindro
k	Rigidez do sistema
KC	Número de Keulegan-Carpenter
l	Altura imersa do cilindro
L	Escala integral de comprimento

L_x	Dimensão horizontal do domínio de cálculo
L_y	Dimensão vertical do domínio de cálculo
m	Massa total da estrutura
m^*	Razão de massa
m_a	Massa adicional
m_d	Massa de fluido deslocada pelo corpo
N	Número de graus de liberdade
N_x	Número de pontos da malha na direção x
N_y	Número de pontos da malha na direção y
Re	Número de Reynolds
Re_L	Número de Reynolds baseado na velocidade relativa do cilindro
R_L	Número de Reynolds baseado na escala integral
St	Número de Strouhal
t	Tempo
T_e	Período de oscilação
T_v	Período de desprendimento de vórtices
T_w	Período de oscilação do escoamento
U	Escala de velocidade
\vec{u}	Vetor velocidade
U'	Velocidade reduzida
U^*	Velocidade normalizada
U_s	Velocidade senoidal
\vec{U}_c	Vetor velocidade local do cilindro
U_{conv}	Velocidade de convecção
U_m	Velocidade máxima do escoamento oscilatório
U_o	Velocidade do escoamento na entrada do domínio
w	Frequência angular de movimento
\vec{w}	Campo de vorticidade
x	Direção longitudinal
X_c	Coordenada horizontal do centro do cilindro
x_c	Coordenada temporal horizontal do centro do cilindro
x_o	Coordenada horizontal inicial do centro do cilindro
y	Direção transversal
Y_c	Coordenada vertical do centro do cilindro
y_c	Coordenada temporal vertical do centro do cilindro
y_o	Coordenada vertical inicial do centro do cilindro
α_*	Constante do método de fronteiras virtuais
β_*	Constante do método de fronteiras virtuais
ϵ	Taxa de dissipação da turbulência
ϕ	Ângulo de fase
η	Escala de Kolmogorov
λ/D	Comprimento de onda adimensional
ν	Viscosidade cinemática
Π	Campo de pressões modificadas
u	Escala característica de velocidades
ζ	Parâmetro de amortecimento

Capítulo 1

Introdução

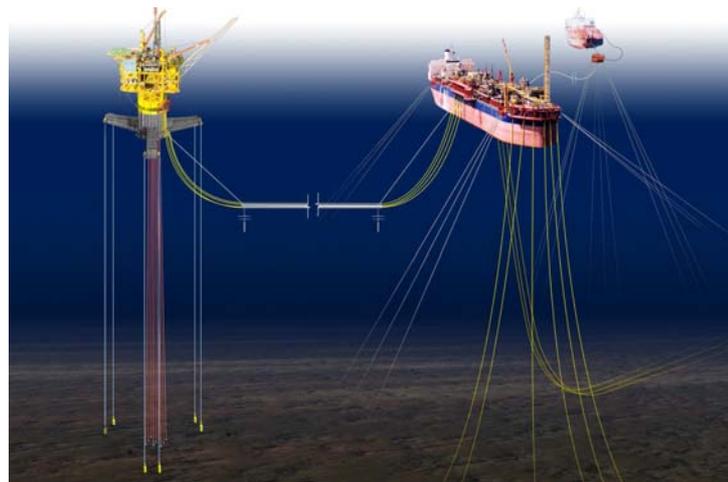
1.1 Relevância

Escoamentos ao redor de obstáculos com geometrias diversas tem sido foco de uma série de estudos atuais e constituem sistemas de grande interesse prático na engenharia e nas ciências. No caso de obstáculos submersos, tem-se como uma das geometrias mais estudadas o cilindro circular. Fatores como a variação do ponto de deslocamento da camada limite em cilindros circulares, tornam este tipo de escoamento mais complexo em comparação aos estudos que envolvem obstáculos com geometrias quadradas e retangulares. No entanto, centenas de trabalhos vêm sendo publicados nas últimas décadas abordando o estudo com cilindro de geometria circular, em parte devido a sua vasta aplicação e, também, devido à facilidade de implementação experimental e numérica (Williamson 1996 [36]).

A presença de um obstáculo imerso em um determinado escoamento faz com que surjam fenômenos físicos característicos de fluidos viscosos, como a formação da esteira de vórtices e a transição à turbulência. Quando o cilindro é forçado a mover-se numa determinada trajetória, significativas alterações ocorrem nos padrões da esteira, nas frequências de desprendimento de vórtices e nas forças hidrodinâmicas exercidas sobre o cilindro.

Diversas são as aplicações de um estudo do escoamento envolvendo obstáculos em movimento. O processo de extração de petróleo do fundo do mar, por exemplo, é feito através de plataformas flutuantes, as quais são equipadas com estruturas esbeltas de geometria cilíndrica denominadas *risers*, que conduzem o petróleo do fundo do oceano até a plataforma (Fig. 1.1a). Os *risers* estão sujeitos à ação das correntes marinhas, da propagação de ondas no oceano e do movimento das estruturas às quais eles estão ancorados (neste caso, plataformas e navios). Estas interferências terminam por causar vibrações neste tipo de estrutura, reduzindo sua vida útil.

Outra aplicação importante pode ser dada com relação ao estudo do movimento de vegetações macrófitas em lagos e cursos de água (Fig. 1.1b). Espécies de macrófitas emergentes predominantes em lagos, podem iniciar um processo de movimento provocado pela ação de



a)



b)

Figura 1.1: Possíveis aplicações da pesquisa: a) Risers em plataformas de captura de petróleo (<http://www.atlantida.com/seastar/imagens>); b) Vegetação de juncos silvestres (<http://www.hardessen.cl/fotos/água/08.html>).

agentes externos como o vento ou as ondas, alterando as características do escoamento ao seu redor. Entender como se dão os esforços nestas vegetações devido a sua interação com a corrente, e identificar os fenômenos hidrodinâmicos que ocorrem nas suas proximidades pode ser considerado de suma importância para a contribuição científica em estudos na área ambiental e limnológica. Trabalhos como os de Sand-Jensen (2003)[25], Green (2005)[8] e Sukhodolov (2005)[30] procuraram analisar os efeitos da adaptação morfológica de macrófitas sobre a ação de um escoamento através dos coeficientes hidrodinâmicos adimensionais de arrasto (C_D) e sustentação (C_L). Recentemente, Vasco et. al (2007)[32] publicou um artigo onde abordou o fenômeno de interação onda-vegetação submersa no qual desenvolveu modelos físico e numérico de dissipação de energia da onda pela vegetação.

Este estudo pode também contribuir no avanço de outras áreas da engenharia como na in-

dústria aeroespacial, na geração e transmissão de energia, no estudo de trocadores de calor em movimento entre outros.

Neste trabalho foi utilizada a técnica de Simulação Numérica Direta (*Direct Numerical Simulation - DNS*), a qual é capaz de resolver todas as escalas de um escoamento sem a necessidade de adicionar equações de fechamento. Além das aplicações práticas anteriormente apresentadas, um estudo através de *DNS* pode contribuir significativamente com o avanço no conhecimento científico de escoamentos transicionais e turbulentos.

1.2 Objetivos

Esta pesquisa tem como objetivo principal estudar a dinâmica do escoamento ao redor de um cilindro circular, em diferentes trajetórias de movimento forçado. Pretende-se identificar as características das diferentes esteiras, as principais alterações nos modos e frequências de desprendimento de vórtices, nos coeficientes hidrodinâmicos e nos parâmetros estatísticos pertinentes ao fenômeno estudado. Para atingir este objetivo, será necessário:

- determinar se os resultados obtidos pelo código numérico são compatíveis com o fenômeno estudado, através da comparação com outros trabalhos científicos, buscando dessa forma a validação do código;
- analisar a influência dos parâmetros de amplitude da trajetória no padrão de desprendimento de vórtices;
- comparar as diferentes trajetórias identificando as principais alterações nos padrões de desprendimento e na esteira formada;

1.3 Estrutura do Trabalho

Este trabalho encontra-se dividido em seis capítulos, dos quais esta introdução corresponde ao primeiro. O segundo capítulo apresenta uma revisão bibliográfica de estudos relacionados com o escoamento ao redor de obstáculos fixos e em movimento. Neste capítulo são introduzidos conceitos básicos sobre o tema proposto nesta dissertação.

No terceiro capítulo são apresentadas as características gerais do código numérico utilizado, as equações governantes do sistema e a metodologia numérica empregada.

O capítulo quatro apresenta algumas análises iniciais de simulações bidimensionais com $Re = 140$ e 185 , onde são definidos os parâmetros mais adequados na simulação numérica do escoamento ao redor de cilindros em movimento.

Os resultados das simulações com o cilindro deslocando-se sobre uma trajetória elíptica são analisados no capítulo cinco e o capítulo seis apresenta resultados das simulações com o

cilindro movendo-se sobre as trajetórias em forma de arco e em forma de oito. Neste capítulo é feita ainda uma análise comparativa entre as diferentes trajetórias estudadas neste trabalho.

Por fim, o capítulo sete resume as principais conclusões obtidas com esta pesquisa e apresenta algumas recomendações para trabalhos futuros.

Capítulo 2

Revisão Bibliográfica

Neste capítulo são abordados alguns dos conceitos básicos envolvendo o escoamento ao redor de cilindros. O capítulo está dividido em três partes. A primeira parte aborda o escoamento ao redor de um cilindro fixo, apresentando os principais conceitos sobre a formação e o desprendimento de vórtices. Em seguida são mostrados alguns dos estudos feitos com cilindro em movimento forçado, o qual é o foco desta dissertação. Na última seção, são apresentados alguns conceitos sobre o estudo da vibração induzida por vórtices (*VIV*) que, apesar de não ser explorado neste trabalho, possui características físicas que podem ser comparadas com o caso de movimento forçado como foi mostrado no recente trabalho de Prasanth e Mittal 2008 [23].

2.1 Escoamento ao redor de obstáculos fixos

Um obstáculo quando imerso numa corrente de fluido, gera a separação do escoamento próximo a sua superfície. Dependendo da relação entre as forças viscosas e de inércia atuantes neste escoamento, instabilidades podem ocorrer, causando a formação e o desprendimento de vórtices a jusante deste corpo. O parâmetro adimensional que relaciona tais forças viscosas e de inércia é denominado número de Reynolds e é expresso por:

$$Re = \frac{UD}{\nu}, \quad (2.1)$$

sendo U uma escala de velocidade, D a escala de comprimento, que no caso do cilindro é dada pelo seu diâmetro, e ν a viscosidade cinemática. O escoamento ao redor de cilindros pode experimentar diferentes regimes, dependendo da faixa do número de Reynolds na qual este se encontra. Nas próximas seções será feita uma descrição detalhada das etapas de formação da esteira gerada a partir da separação da camada limite e dos regimes de desprendimento de vórtices.

2.1.1 Formação da esteira de vórtices

Para que a esteira de vórtices seja formada é preciso, primeiramente, que ocorra uma separação da camada limite formada sobre a superfície do cilindro. Segundo Schlichting (1979) [27], quando o escoamento se inicia ao redor de um cilindro, para baixos números de Reynolds, as partículas de fluido são aceleradas entre as posições D e E (Fig. 2.1a), e, em seguida, desaceleradas entre as posições E e F, de forma que estas partículas alcançam F com velocidade aproximadamente igual a que tinham em D. Entre D e E, na região externa à camada limite, ocorre uma transformação da energia de pressão em energia cinética, e de E a F, a energia cinética é transformada novamente em energia de pressão. Estas transformações de energia cinética em energia de pressão, e vice-versa, são transmitidas para a partícula de fluido que se move próximo à parede do obstáculo, através da interação entre a camada limite e o escoamento externo. Quando o número de Reynolds aumenta ($Re > 5$, Fig. 2.1b), as tensões viscosas aumentam e a partícula que se desloca entre as posições D e E, tem parte de sua energia cinética consumida, fazendo com que ingresse na região E - F, com energia cinética insuficiente para cumprir a mesma trajetória realizada pelas partículas do início do escoamento ($Re < 5$). Este consumo de energia, causado pelo aumento das tensões viscosas, juntamente com a pressão imposta à partícula pelo escoamento externo, causa a separação da camada limite nos dois lados do cilindro. Com a separação ocorre a formação de duas camadas cisalhantes a jusante do cilindro, que irão dar origem a dois vórtices de sinais opostos. Como será visto na próxima seção, o padrão de desprendimento de tais vórtices é função do número de Reynolds do escoamento.

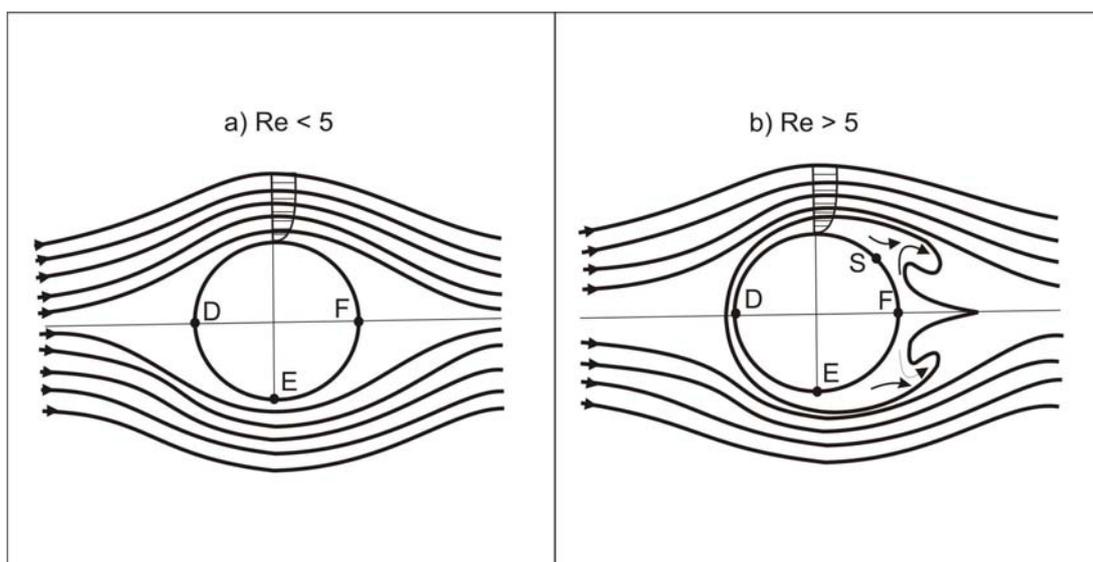


Figura 2.1: Processo de separação do escoamento ao redor de um cilindro. a) Escoamento sem separação ($Re < 5$). b) Escoamento com separação ($Re > 5$). (Adaptado de Schlichting, 1979[27])

2.1.2 Regimes de desprendimento de vórtices

À medida que o número de Reynolds aumenta, o escoamento ao redor de um cilindro fixo pode apresentar diferentes regimes. Embora existam outras propostas de classificação destes regimes, com o objetivo de facilitar o entendimento, optou-se por adotar neste trabalho a classificação apresentada por Blevins 1990[4]. A figura 2.2 ilustra as etapas do processo de formação de vórtices e seu padrão de desprendimento para cada regime, em função do número de Reynolds.

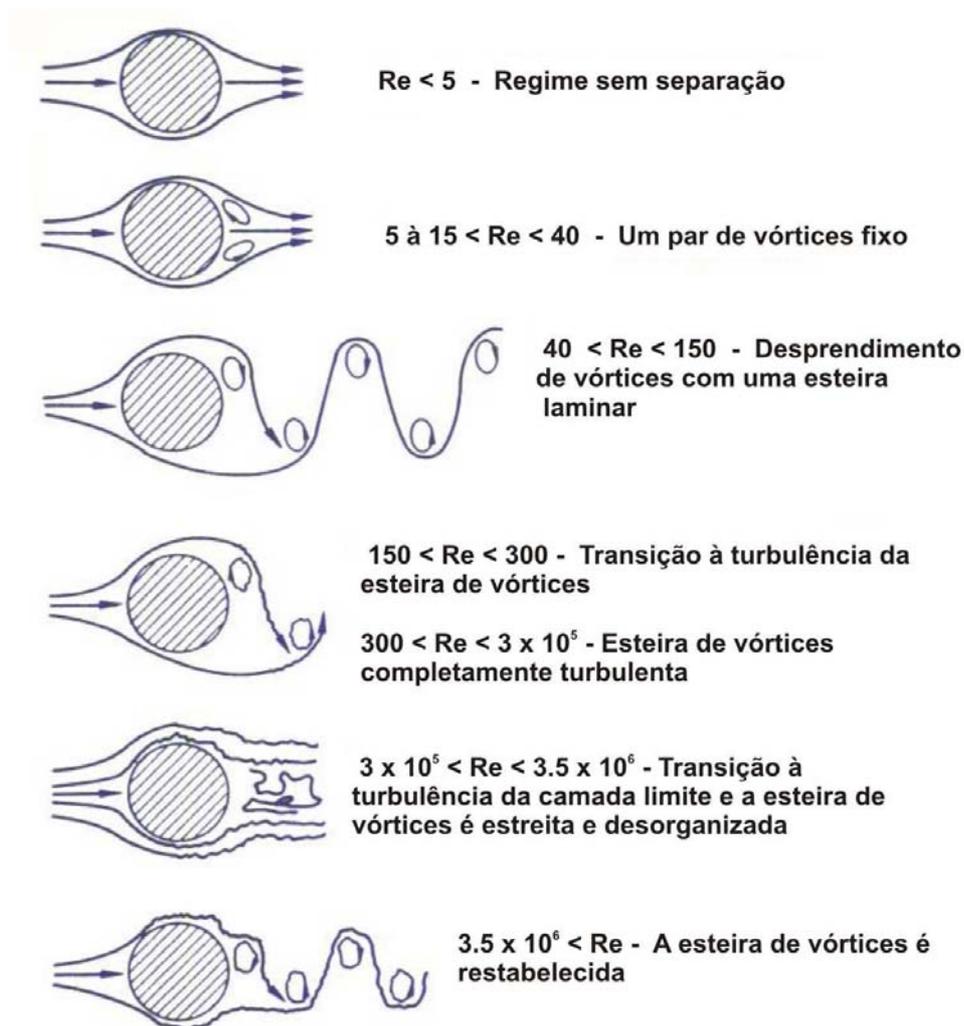


Figura 2.2: Regimes de escoamento ao redor de um cilindro circular (Sumer e Fredsøe, 1997[31]).

A descrição de cada regime pode ser feita da seguinte forma:

- $Re < 5$: Não ocorre separação do escoamento e, portanto, não há formação de vórtices.
- $5 < Re < 40$: Surge um par de vórtices que tende a aumentar de comprimento em função do acréscimo no valor do número de Reynolds.

- $40 < Re < 150$: Início do desprendimento com vórtices se movendo alternadamente em sentido horário e anti-horário. Este padrão de esteira é conhecida como esteira de Von Kármán, a qual, nesta faixa de Reynolds, é laminar.
- $150 < Re < 300$: Ocorre a transição à turbulência da esteira de vórtices de Kármán e o surgimento das primeiras instabilidades tridimensionais denominadas por "modo A" e "modo B".
- $300 < Re < 3 \cdot 10^5$: Esteira completamente turbulenta, sendo que a camada limite sobre a superfície do cilindro permanece laminar.
- $3 \cdot 10^5 < Re < 3,5 \cdot 10^6$: Início da transição à turbulência da camada limite e a esteira de vórtices torna-se mais estreita e desorganizada. laminar.
- $3,5 \cdot 10^6 \leq Re$: Restabelecimento de uma esteira de vórtices turbulenta.

De acordo com Gerrard (1966, apud Sumer e Fredsøe (1997)[31]) o processo de desprendimento de vórtices atrás de um cilindro pode ser descrito da seguinte forma: quando a região de vorticidade B se forma (Fig. 2.3), é atraída pela camada cisalhante situada do seu lado oposto. Devido a esta força de atração, esta região de vorticidade atravessa a linha central que separa as duas camadas cisalhantes cortando o fornecimento de vorticidade da região de sinal oposto A , fazendo com que esta se desprenda do cilindro dando origem a formação do vórtice A . Uma vez que o vórtice A é desprendido, a camada cisalhante irá formar uma outra região C de mesmo sinal de vorticidade que irá cumprir a mesma função da região B . Segundo este autor, durante o processo de formação e desprendimento de vórtices, as partículas de fluido da camada cisalhante podem seguir os três caminhos indicados na figura 2.4. Trata-se, portanto, de um fenômeno periódico, onde a frequência de desprendimento dos vórtices é função das condições do escoamento, como será visto a seguir.

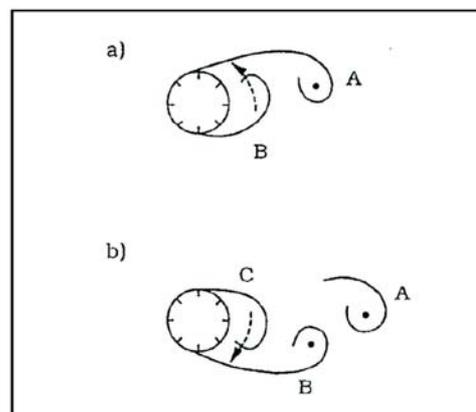


Figura 2.3: Desprendimento e atração dos vórtices (Sumer e Fredsøe, 1997[31]).

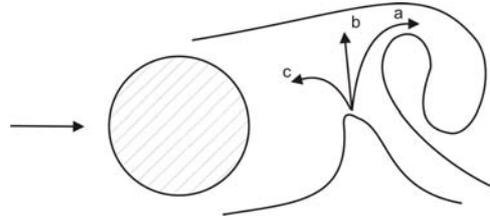


Figura 2.4: Trajetórias percorridas pelas partículas de fluido durante a formação e o desprendimento dos vórtices (Gerrard, 1966, apud Bearman, 1984[1]).

2.1.3 Freqüência de desprendimento de vórtices

A freqüência de desprendimento de vórtices pode ser adimensionalizada pela seguinte equação:

$$St = \frac{f_s D}{U}, \quad (2.2)$$

em que f_s é a freqüência de desprendimento dos vórtices e D é o diâmetro do cilindro. Esta equação é denominada número de Strouhal.

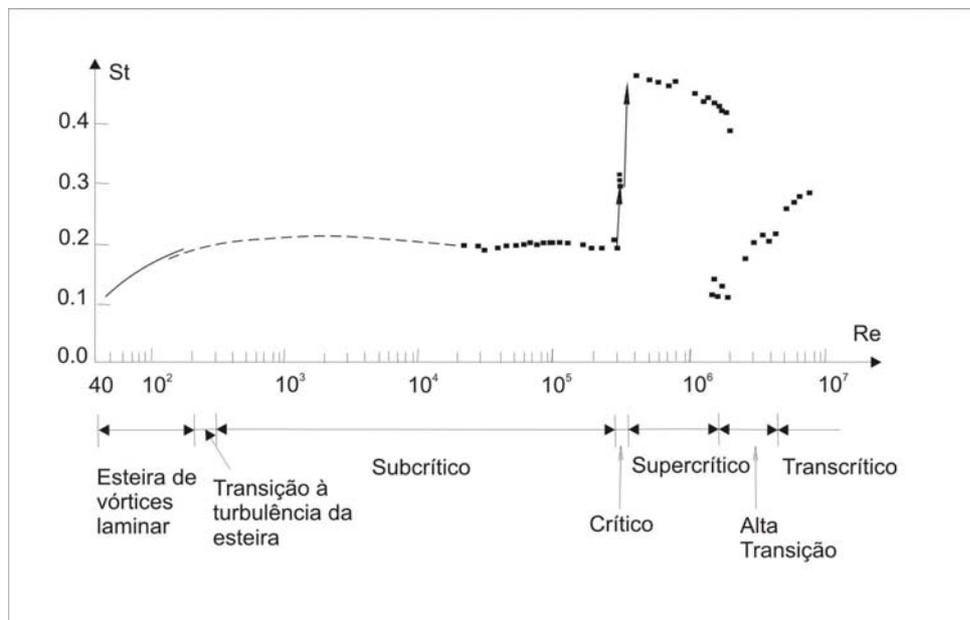


Figura 2.5: Variação de St com Re e regimes de desprendimento, para um cilindro circular liso. (Sumer e Fredsøe 1997[31]).

Na relação entre o Re e o St mostrada na figura 2.5, é possível observar que existe um efeito da alteração do regime do escoamento na freqüência de desprendimento de vórtices. Para o regime laminar, o St tem um crescimento linear. No regime sub-crítico, nota-se um patamar de valores de St da ordem de 0,2. O regime crítico também influencia o número de Strouhal,

alterando-o para valores da ordem de 0,4.

2.1.4 Forças hidrodinâmicas atuantes no cilindro

Um corpo imerso em um fluido viscoso sofre a ação de uma força provocada pelo escoamento, denominada força hidrodinâmica. No caso do cilindro, esta força é decomposta em duas componentes: a componente de arrasto (F_D), na direção longitudinal (Direção x indicada na figura 2.6) e a componente de sustentação (F_L) na direção transversal (Direção y, Fig. 2.6).

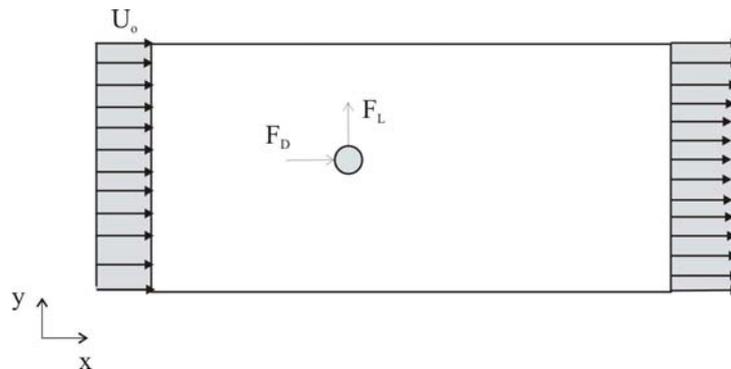


Figura 2.6: Direção das componentes de arrasto F_D e sustentação F_L da força hidrodinâmica exercida sobre um cilindro.

Geralmente estas componentes são apresentadas através de seus respectivos coeficientes adimensionais de arrasto C_D e de sustentação C_L dados por:

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho U^2 A_v}, \quad (2.3)$$

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho U^2 A_h}, \quad (2.4)$$

onde A_v e A_h representa as respectivas áreas de projeção vertical e horizontal do corpo submerso.

Analisando a figura 2.7 do trabalho de Rohsko (1961, apud Meneghini 2002 [19]) nota-se o efeito no C_D em cada regime do escoamento. No regime laminar, o valor do coeficiente de arrasto médio $\langle C_D \rangle$ decresce à medida que o Re aumenta. Até o regime de escoamento subcrítico ($300 < Re < 3 \cdot 10^5$, Fig. 2.2e) os valores de $\langle C_D \rangle$ não variam muito, e quando o regime crítico é alcançado ocorre uma queda brusca deste coeficiente.

No caso do coeficiente de sustentação, até o regime subcrítico ($Re < 3 \cdot 10^5$) não ocorrem alterações significativas e o coeficiente de sustentação médio ($\langle C_L \rangle$) assume valores nulos (Figura 2.8). Porém, na faixa de Reynolds do regime crítico ($3 \cdot 10^5 < Re < 3,5 \cdot 10^5$), o $\langle C_L \rangle$ chega a atingir valores maiores que 1.

Segundo Sumer e Fredsoe 1997 [31], as alterações ocorridas no regime crítico, tanto nestes coeficientes hidrodinâmicos quanto no número de Strouhal, se devem ao deslocamento assímé-

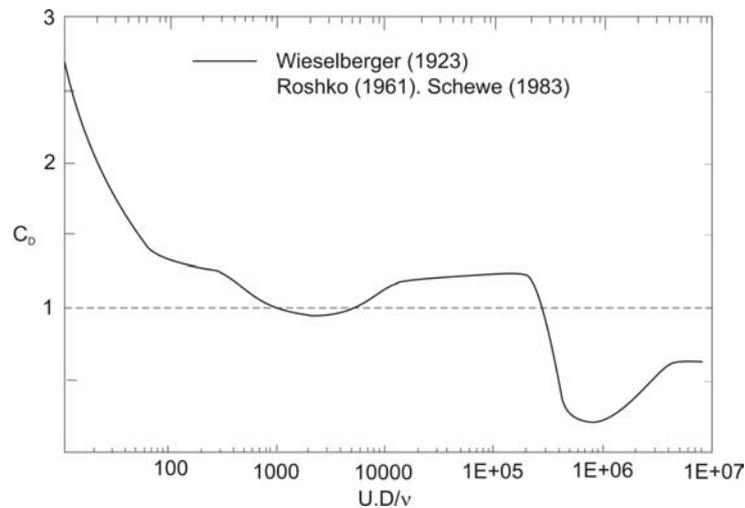


Figura 2.7: Variação de $\langle C_D \rangle$ com Re (Roshko 1961, apud Meneghini 2002 [19]).

trico da região de transição à turbulência no ponto de separação da camada limite, a qual, como foi visto, alcança somente um dos lados do cilindro.

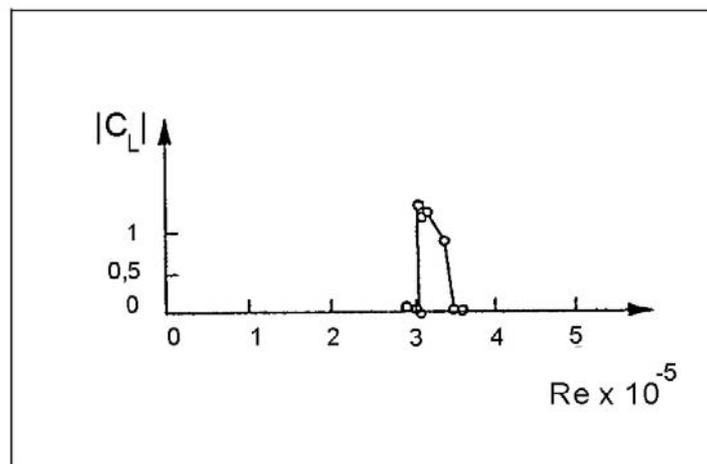


Figura 2.8: Variação de C_L médio com Re (Sumer e Fredsøe 1997 [31]).

2.1.5 Instabilidades e transição na esteira de vórtices

A transição entre os regimes é marcada por instabilidades que ocorrem na esteira de vórtices, na camada cisalhante que se desprende do cilindro e na camada limite que se desenvolve sobre a sua superfície (Zdravkovich 1997, apud Vitola 2006 [33]). O surgimento destas instabilidades pode ser identificado pelas discontinuidades observadas na variação do número de Strouhal e do coeficiente de pressão de base (C_{pb} , Fig. 2.9) com o número de Reynolds. A primeira instabilidade ocorre quando o par de vórtices, que é fixo, passa a se desprender dando origem a

esteira de von Kármán ($Re \approx 40$). É observado um desvio de tendência na pressão de base para este valor de Reynolds (Fig. 2.9, Ponto A) (Williamson 1996b [36]).

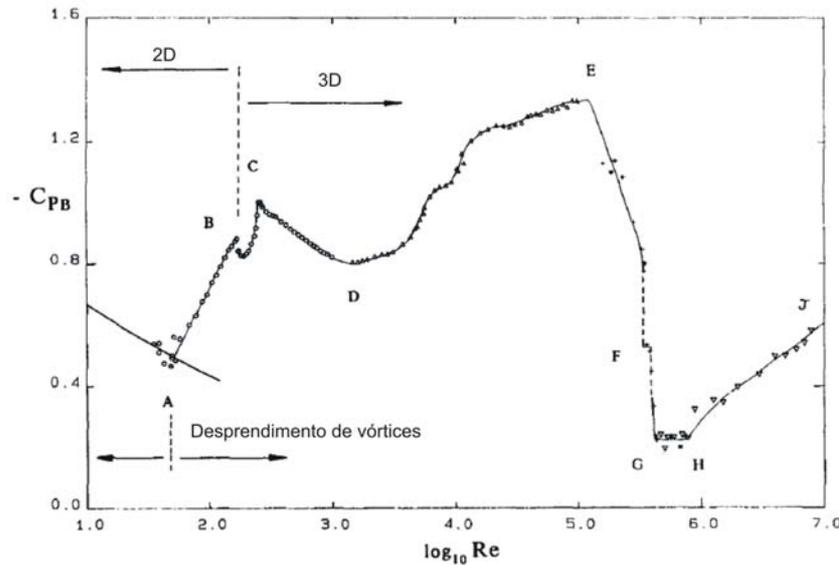


Figura 2.9: Variação do coeficiente de pressão de base em função do número de Reynolds (Williamson 1996b [36]).

As instabilidades ocorridas na faixa de Reynolds de 185 a 260 são consideradas de particular interesse, uma vez que neste regime ocorre o surgimento das primeiras tridimensionalidades. Dá-se nesta faixa de Reynolds o surgimento dos primeiros vórtices de direção transversal em relação ao eixo axial do cilindro. Tais instabilidades são denominadas por modo A e modo B (Williamson 1996b [36]). Analisando o gráfico da variação do número de Strouhal com o número Reynolds, na faixa do regime de transição (Figura 2.10), notam-se duas descontinuidades que estão associadas ao surgimento destes dois modos de desprendimento. A primeira descontinuidade ocorre para valores de Reynolds em torno de 180 a 195 indicando o surgimento do modo A. Essa primeira descontinuidade é histerética e o valor exato do número de Reynolds crítico onde ocorre a transição varia se o escoamento é acelerado ou desacelerado. Duas descontinuidades também são identificadas na variação do coeficiente de pressão de base com o número de Reynolds (Fig. 2.9, pontos B e C).

Na faixa de $Re = 230$ a 260 ocorre a segunda descontinuidade, dando início ao modo B de desprendimento. Segundo Williamson (1996b) [36], nesta descontinuidade não ocorre histerese, e a sua origem parece estar associada à transferência de energia do modo A para o B.

A figura 2.11 mostra as estruturas tridimensionais visualizadas experimentalmente por Williamson (1996a)[35] e o resultado do trabalho numérico de Ribeiro (2002)[24] de isosuperfícies de vorticidade, obtidas por *DNS* da formação destes dois modos.

Uma profunda revisão sobre a teoria da formação da esteira de vórtices no escoamento ao redor de cilindros circulares estáticos e o processo de formação dos modos A e B pode ser

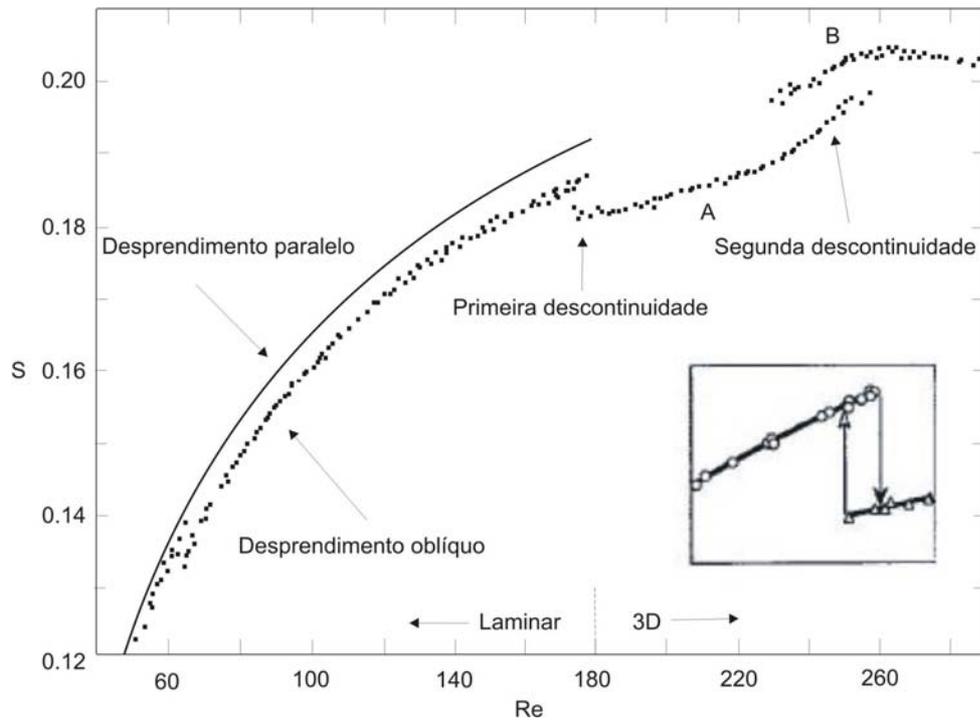


Figura 2.10: Relação $St-Re$ na faixa do Re de transição. Retirado de Williamson (1996b) [36].

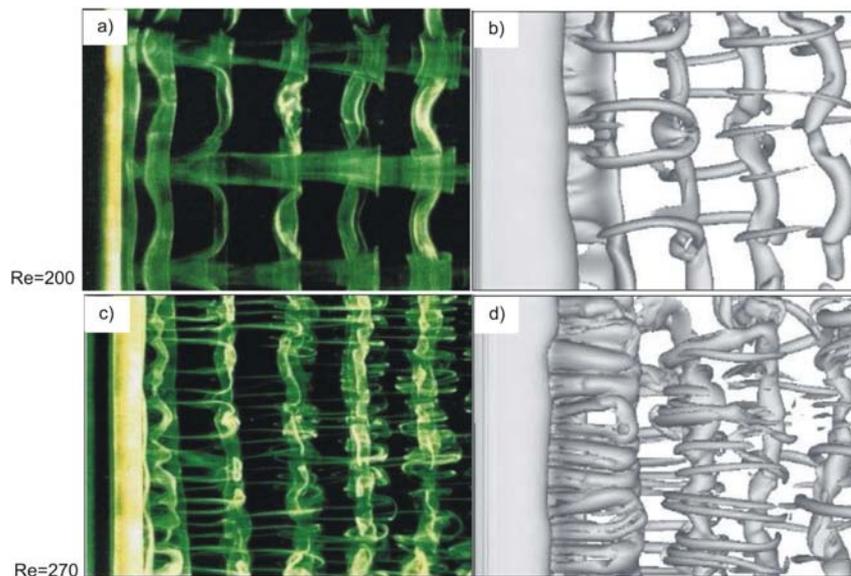


Figura 2.11: Instabilidades tridimensionais. *a)* Visualização Experimental do modo A (Williamson 1996b[35]). ; *b)* Isosuperfícies de vorticidade do modo A (DNS de Ribeiro 2002 [24]); *c)* Visualização Experimental do modo B (Williamson 1996a [35]; *d)* Isosuperfícies de vorticidade do modo B (DNS de Ribeiro 2002 [24]).

encontrada no trabalho de Williamson (1996b) [36].

2.2 Escoamento ao redor de obstáculos em movimento

Nas últimas décadas, muitos estudos sobre o escoamento em torno de corpos em movimento vem sendo realizados. Trabalhos como os de Bishop e Hassan (1964)[3], Sarpkaya (1979)[26], Bearman (1984)[1], Parkinson (1989)[22], Williamson e Roshko (1988)[38] e Meneghini (1995) [20], foram muito importantes no conhecimento acerca do escoamento ao redor de corpos oscilatórios.

Estudos relacionados ao escoamento ao redor de corpos em movimento podem ser feitos de três formas distintas. A primeira forma procura analisar a influência sobre o escoamento de um cilindro com oscilação forçada; na segunda forma, a vibração do cilindro é induzida pelo desprendimento dos vórtices e pela interação com o fluido.

2.2.1 Escoamento ao redor de um cilindro com oscilação forçada

Para que um movimento forçado seja imposto ao cilindro alguns parâmetros precisam ser determinados. No caso de uma oscilação forçada por exemplo, é necessário definir as direções do movimento, a amplitude de deslocamento e a frequência com que o movimento oscilatório irá ocorrer. O deslocamento do cilindro pode ser expresso pela seguinte equação:

$$\vec{h} = \vec{d} \cdot \text{sen}(2\pi f_o t), \quad (2.5)$$

sendo \vec{h} o vetor deslocamento do cilindro, \vec{d} o vetor amplitude de movimento, f_o a frequência de movimento e t o tempo. Para uma oscilação transversal, onde o cilindro é forçado a se mover na direção perpendicular em relação ao escoamento principal, quando a frequência de oscilação f_o se aproxima da frequência de desprendimento de vórtices f_s , ocorre um certo controle por parte da oscilação do cilindro no desprendimento de vórtices (Bishop e Hassan, 1964 [3]). Tal controle é observado somente para uma faixa de valores de frequência de oscilação forçada f_o , até um determinado valor de amplitude de oscilação (Meneghini, 2002 [19]). Este fenômeno é conhecido como sincronização (na língua inglesa "lock-in").

Meneghini e Bearman (1995) [20] publicaram um trabalho no qual, utilizando um método numérico com uma formulação de vórtices discretos com difusão viscosa, conseguiram determinar as fronteiras da região de sincronização para amplitudes de oscilação transversal adimensional (A/D na direção transversal em relação ao escoamento principal) inferiores a $A/D = 0,6$, e razão de frequências $f_o/f_s \leq 1,05$. Esta fronteira de sincronização foi denominada de fronteira de *lock-in* primário (Figura 2.12).

Williamson e Roshko (1988)[38], por meio de experimentos em um tanque de reboque com cilindros oscilando transversalmente, classificaram os padrões de desprendimento de vórtices

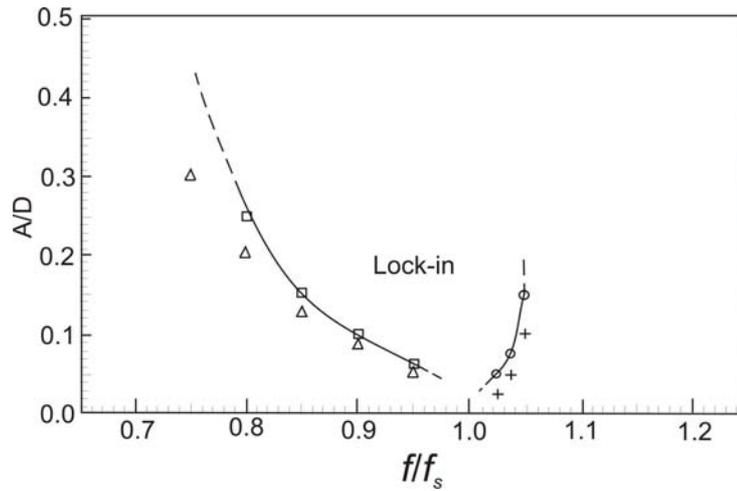


Figura 2.12: Fronteiras de sincronização para $A/D < 0,6$ obtidas por Meneghini e Bearman (1995) [20] (\square) fronteira de *lock-in*, $f_o/f_s < 1$; (\circ) fronteira de *lock-in*, $f_o/f_s > 1$; (Δ) região sem *lock-in*, $f_o/f_s < 1$; (+) região sem *lock-in*, $f_o/f_s > 1$.

utilizando um código simbólico de letras e números, que descrevem a combinação do desprendimento em pares de vórtices e vórtices simples, durante cada ciclo de oscilação forçada do cilindro. Nesta classificação, por exemplo, o símbolo $2S$ indica o desprendimento de dois vórtices simples por ciclo, $2P$ indica desprendimento de dois pares por ciclo, $P + S$ significa que ocorre o desprendimento de um par e um vórtice simples em cada ciclo. Os experimentos foram realizados para $300 < Re < 1000$, amplitude de oscilação transversal do cilindro A/D variando entre 0,2 e 5, e frequência de oscilação f_o variando de $f_s/3$ a $5f_s$. A partir de tais parâmetros, estes pesquisadores conseguiram mapear os padrões de desprendimento de vórtices. O mapa resultante, por muitos denominado de mapa WR, é mostrado na Figura 2.13. O parâmetro λ/D , no eixo das abscissas, corresponde ao comprimento de onda adimensional, dado por:

$$\frac{\lambda}{D} = \frac{U}{Df_o} = U', \quad (2.6)$$

sendo que esta mesma expressão define também a velocidade reduzida U' .

De acordo com os experimentos feitos por Williamson e Roshko (1988 [38]), o mapa WR (Figura 2.13) apresenta duas regiões com os modos de desprendimento $P+S$ e $2P$. Os autores notaram que os limites entre estas duas regiões são dependentes do número de Reynolds. Para valores de $Re > 300$, parte da região de modo $P+S$ é tomada pela região $2P$ (2.13a). Para $Re < 300$, a região $2P$ se contrai ou desaparece completamente (2.13b).

Segundo Williamson e Roshko (1988[38]), a chave para o entendimento de como se comporta o escoamento, está em observar como a dinâmica dos vórtices é afetada pela modificação da trajetória do cilindro através da variação do comprimento de onda adimensional (λ/D). Em seu trabalho, Williamson e Roshko (1988[38]) estudaram em detalhe a formação dos modos

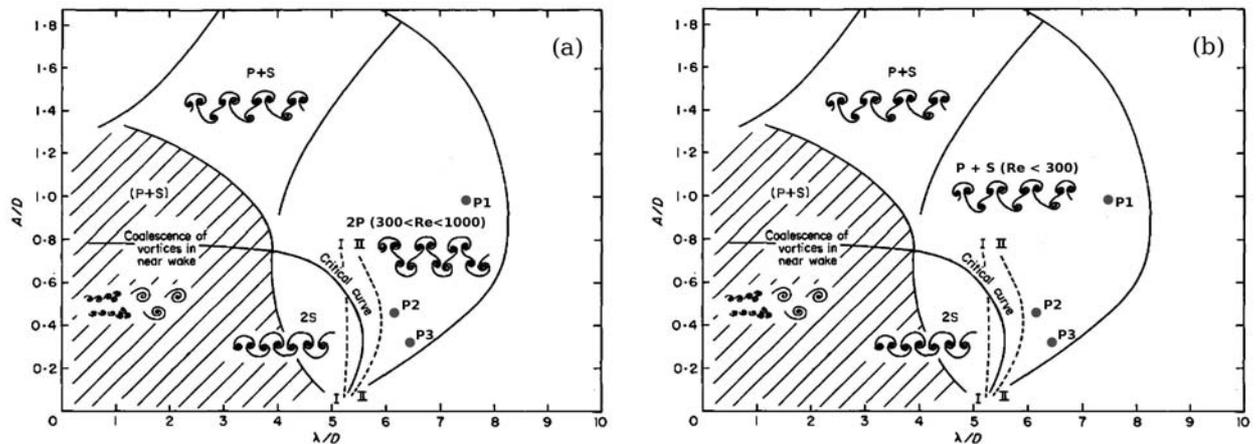


Figura 2.13: Modos de sincronização para um cilindro oscilando (adaptado de Williamson e Govardhan, 2004[37]); a) $300 < Re < 1000$; b) $Re < 300$.

2S e 2P e a fronteira que os separa. Para $\lambda/D = 4,5$ e amplitude de oscilação adimensional $A/D = 0,5$ (Fig. 2.14), a dinâmica de desprendimento do vórtice E1 é analisada durante um ciclo de oscilação. E1 inicia a sua formação no momento em que o cilindro move-se para cima em 2.14a. Quando o cilindro atinge o pico da sua trajetória e começa a descer, E1 gira em torno do cilindro e se posiciona atrás deste (2.14b, c e d). O cilindro acelera para baixo, entre 2.14c e 2.14d, e um par de vórtices F1 e E2 são formados. Os vórtices E1 e E2 então se emparelham formando o vórtice E, que se desprende quando o cilindro atinge o ponto mais baixo da trajetória (2.14f). Segundo Williamson e Roshko (1988[38]), o desprendimento de E na parte mais baixa da trajetória explica o maior espaçamento lateral entre os vórtices na esteira.

Para $\lambda/D = 5,0$ e $A/D = 0,4$, o vórtice D (Fig. 2.15) forma-se quando o cilindro desloca-se para baixo (2.15a). Ao contrário de E no caso anterior (2.14f), D não se desprende no vale da trajetória, como mostra a figura 2.15b. Este vórtice irá se desprender somente quando o cilindro atingir a linha central da trajetória em 2.15c. Enquanto que a camada cisalhante horária ainda produz vorticidade para o vórtice D, a camada cisalhante anti-horária dá início à formação do vórtice E (2.15d). O espaçamento lateral entre os vórtices é extremamente reduzido em relação aos resultados obtidos com os parâmetros do caso anterior (Fig. 2.14). Segundo os autores, até o valor de comprimento de onda $\lambda/D = 5,0$, a camada cisalhante horária produz vorticidade que é fornecida ao vórtice D e este terá máxima vorticidade. Williamson e Roshko (1988[38]) denominaram este fenômeno de sincronização ressonante (*resonant synchronization*).

Para um comprimento de onda maior ($\lambda/D = 5,5$, $A/D = 0,5$), o vórtice D1 (Figura 2.16) forma-se quando o cilindro desloca-se para baixo (Figura 2.16a), alcançando a região atrás do cilindro mais rápido que os vórtices E1 e D dos casos anteriores. Williamson e Roshko (1988[38]) atribuíram este fato, primeiramente, a um maior espaço de tempo disponível, uma vez que a trajetória a ser percorrida é maior. Uma segunda causa seria função do efeito do vórtice C2 que tende a arrastar D1 para longe do cilindro, como pode ser visto em 2.16 (b),

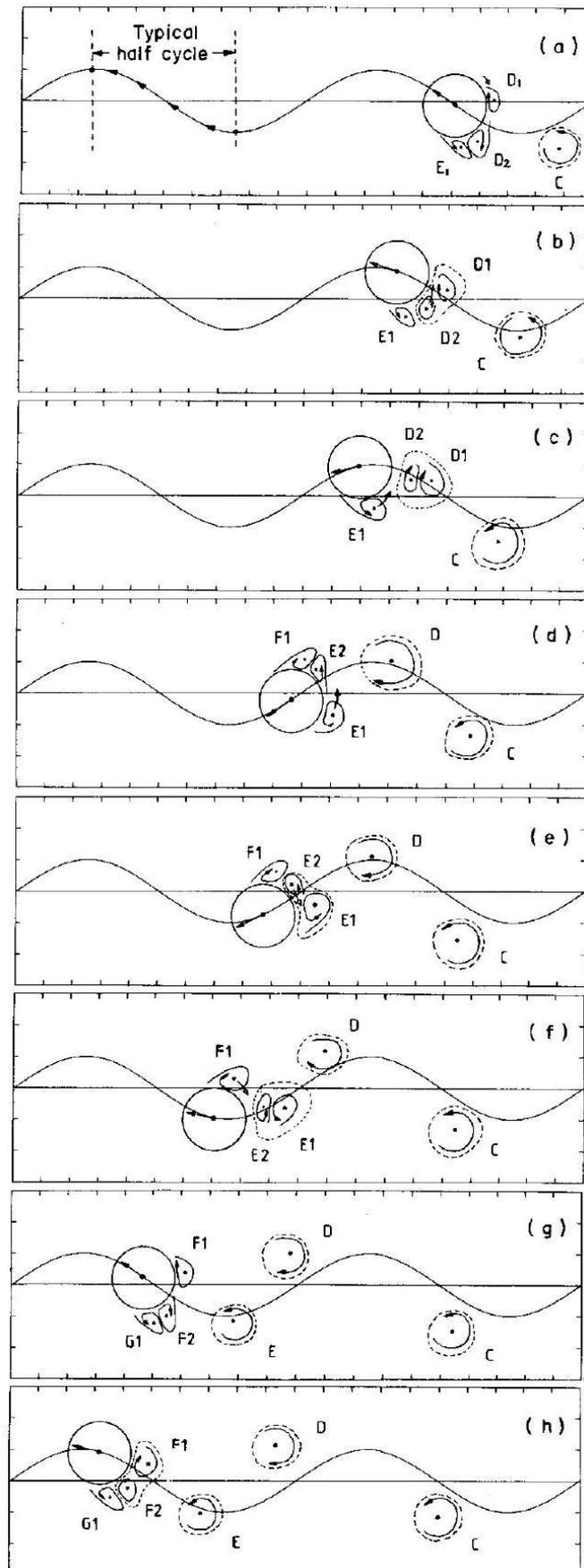


Figura 2.14: Processo de formação da esteira de vórtices (2S) para o escoamento com os parâmetros $\lambda/D = 4,5$ e $A/D = 0,5$ (Fonte: Williamson e Roshko, 1988[38]).

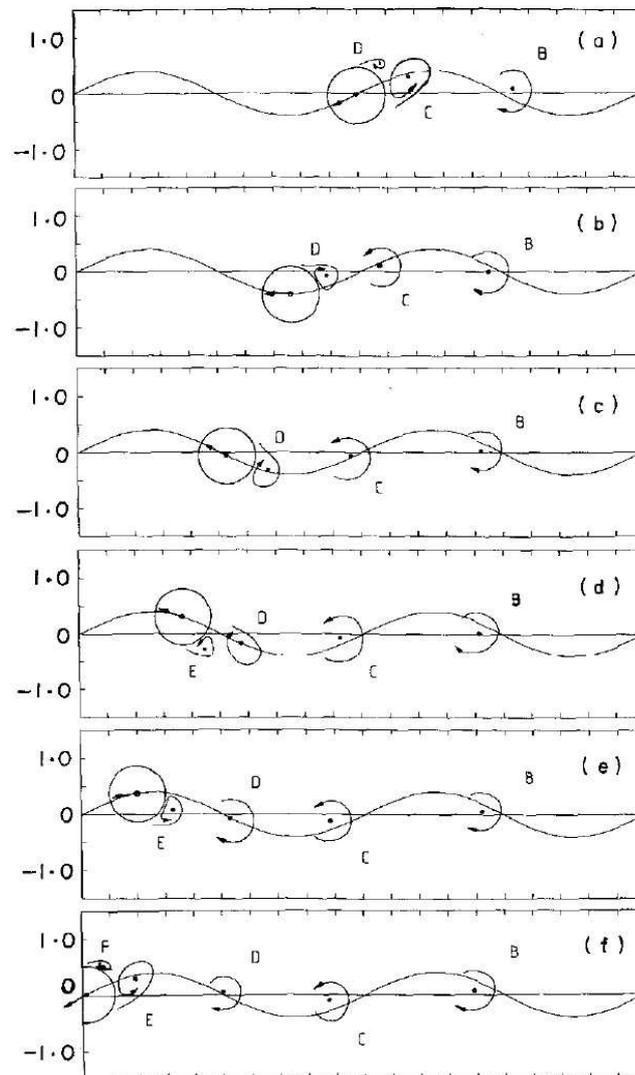


Figura 2.15: Processo de formação da esteira de vórtices (2S) para escoamento com os parâmetros $\lambda/D = 5,0$ e $A/D = 0,4$ (Fonte: Williamson e Roshko, 1988[38]).

(c) e (d). Quando o cilindro desloca-se para cima, o vórtice D1 se desprende dando origem ao par de vórtices formado por C2 e D1. Em seguida são formados os pares D2 e E1, E2 e F1, e assim por diante. O modo de desprendimento 2P resultante é um conjunto de pares de vórtices movendo-se lado a lado da linha central da trajetória.

Portanto, o processo de formação dos diferentes modos de desprendimento está associado ao conjunto de parâmetros λ/D e A/D que determinam as curvas críticas no mapa WR. A variação destes parâmetros afeta diretamente o processo de fornecimento de vorticidade na formação dos vórtices, o que acarreta na transição entre os diferentes modos.

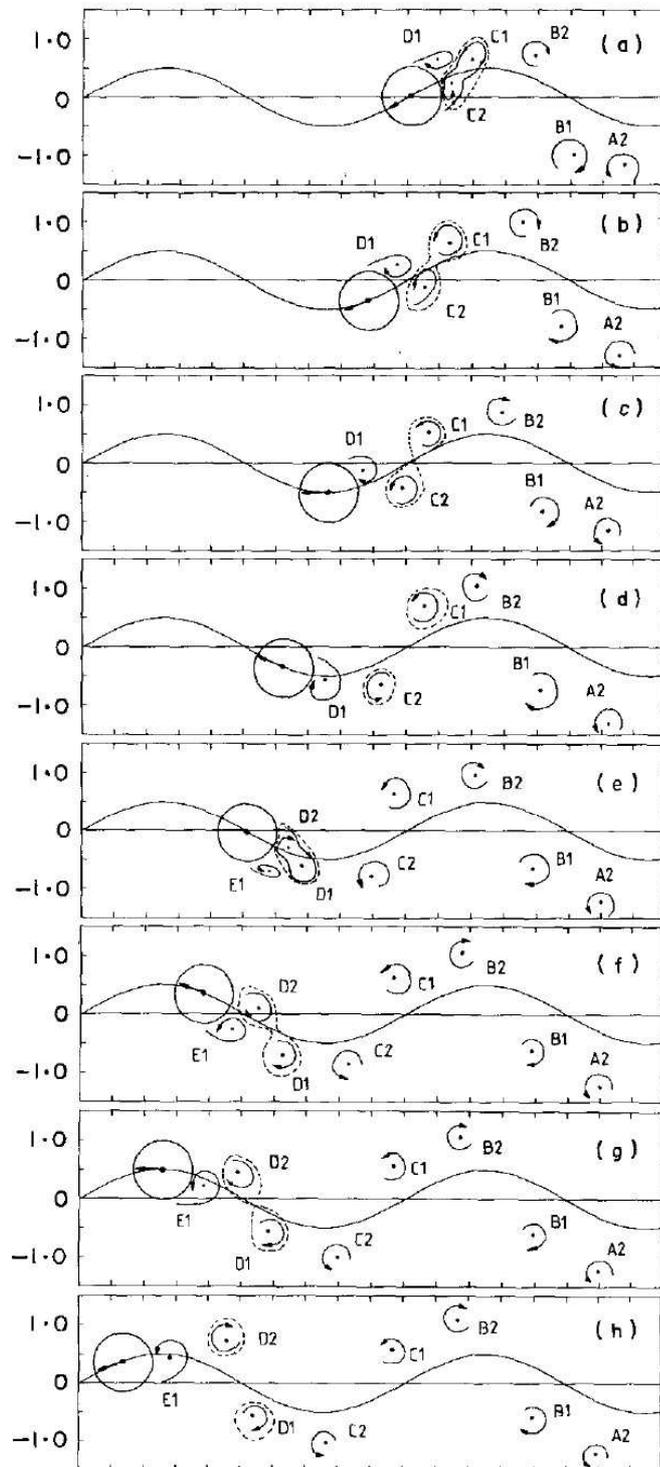


Figura 2.16: Processo de formação da esteira de vórtices (2P) para escoamento com os parâmetros $\lambda/D = 5,5$ e $A/D = 0,5$ (Fonte: Williamson e Roshko, 1988[38]).

2.2.2 Escoamentos oscilatórios

Uma outra forma de abordar problemas com oscilação forçada é impondo um escoamento oscilatório, onde uma velocidade senoidal U_s é imposta ao escoamento, ao invés do movimento forçado no cilindro. Neste sistema tem-se, portanto, um movimento orbital das partículas de fluido ao redor do cilindro. Surge desta abordagem um parâmetro adimensional denominado por número de Keulegan-Carpenter (KC), o qual é definido por:

$$KC = \frac{U_m T_w}{D}, \quad (2.7)$$

sendo U_m a velocidade máxima e T_w o período de oscilação do escoamento. Considerando uma variação senoidal da velocidade das partículas tem-se que:

$$U_s = U_m \sin(\omega t), \quad (2.8)$$

em que ω representa a frequência angular do movimento, dada por:

$$\omega = 2\pi f_w = \frac{2\pi}{T_w}, \quad (2.9)$$

onde f_w é a frequência de movimento.

A velocidade máxima U_m da equação 2.7 pode, portanto, ser expressa por:

$$U_m = a\omega = \frac{2\pi a}{T_w}, \quad (2.10)$$

sendo a a amplitude de movimento. Substituindo a equação 2.10 na equação 2.7, tem-se:

$$KC = \frac{2\pi a}{D}. \quad (2.11)$$

Nesta equação, o numerador do lado direito é proporcional ao impulso provocado pelo deslocamento total das partículas, dado por $2a$. Um número de KC muito baixo indica, portanto, que o movimento das partículas é relativamente pequeno em relação ao diâmetro D do cilindro. Um KC alto indica o inverso, ou seja, que as partículas de fluido percorrem distâncias relativas grandes. Se o valor de KC for baixo, a separação da camada limite no cilindro pode não ocorrer. À medida que o valor de KC cresce, diferentes regimes podem ocorrer no escoamento. A figura 2.17 mostra as mudanças ocorridas no escoamento com o aumento de KC .

Como pode ser visto na figura 2.17, a separação aparece quando o valor $KC = 1,1$ é atingido. Surge então a primeira instabilidade denominada de instabilidade de "*Honji*", a qual caracteriza-se pela formação de vórtices em forma de cogumelo como mostrado na figura 2.18.

A medida que o KC vai crescendo, o escoamento passa por diferentes regimes:

- $1.6 < KC < 2.1$: Formação de um par de vórtices simétricos.
- $2.1 < KC < 4$: Camada limite na superfície do cilindro turbulenta.

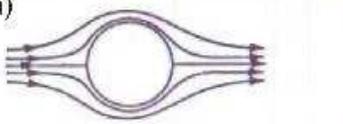
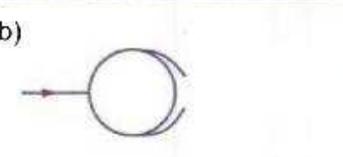
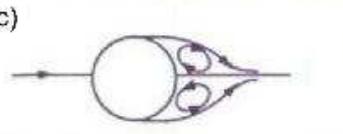
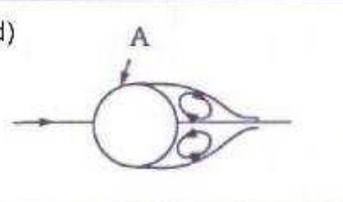
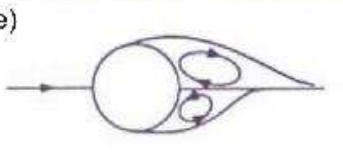
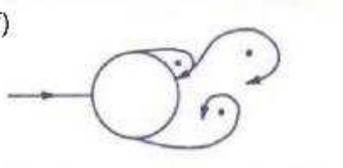
a) 	Regime laminar sem separação	$KC < 1,1$
b) 	Separação com formação dos vórtices de honji	$1,1 < KC < 1,6$
c) 	Formação de um par simétrico de vórtices	$1,1 < KC < 2,1$
d) 	Par simétrico de vórtices. Turbulência sobre a superfície do cilindro (A).	$2,1 < KC < 4$
e) 	Par assimétrico de vórtices.	$4 < KC < 7$
f) 	Desprendimento de vórtices.	$KC > 7$

Figura 2.17: Regimes do escoamento oscilatório ao redor de um cilindro circular ($Re = U_m D / \nu = 10^3$. Adaptado de Sumer e Fredsøe 1997 [31]).

- $4 < KC < 7$: Par de vórtices assimétricos.
- $KC > 7$: Regime de desprendimento de vórtices.

2.3 Oscilação induzida pelo escoamento sobre o cilindro

2.3.1 Equações do movimento induzido por vórtices

Quando um cilindro é submetido a um escoamento e possui graus de liberdade para oscilar, tende a vibrar. Esta vibração pode ser causada por fatores como ondas gravitacionais, ondas

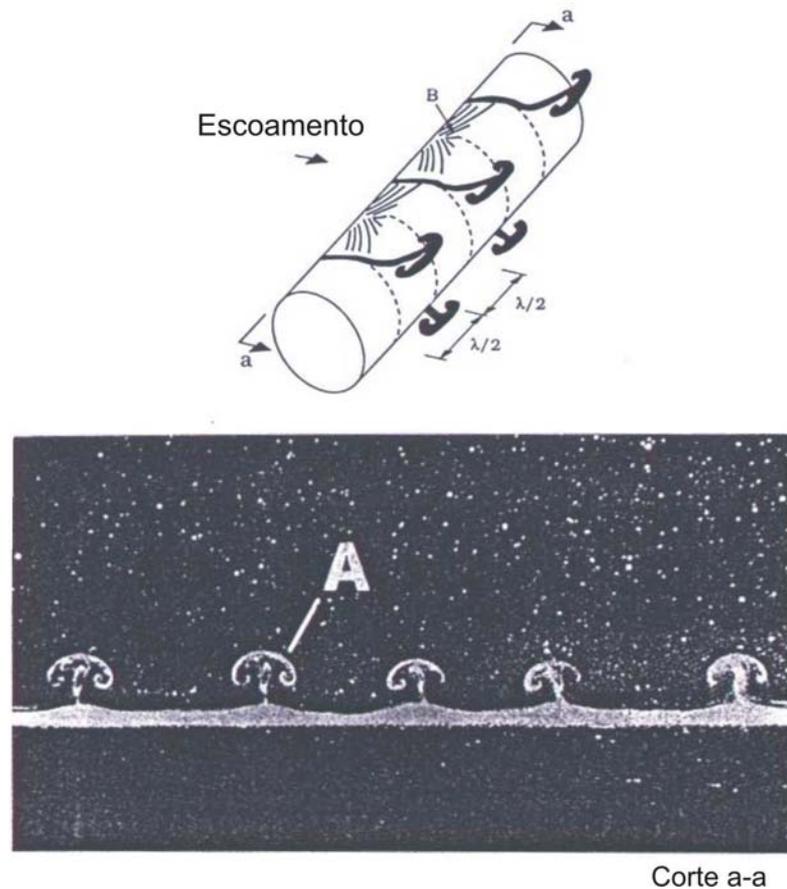


Figura 2.18: Formação dos vórtices em forma de cogumelo causados pela instabilidade de Honji (Adaptado de Sumer e Fredsøe, 1997 [31]).

sonoras, ou pelo próprio desprendimento de vórtices. No caso em que a vibração é provocada pelo desprendimento de vórtices, o fenômeno é conhecido como vibração induzida por vórtices (*Vortex Induced Vibration - VIV*). A maioria dos trabalhos feitos com *VIV* considera somente um grau de liberdade na direção transversal ao escoamento. Isto porque as amplitudes de oscilação por arrasto são consideradas pequenas se comparadas às amplitudes de oscilação devido à sustentação (Bearman, 1984 [1]). Conseqüentemente, a representação da vibração induzida em um cilindro pode ser feita através da equação de movimento de um oscilador da forma:

$$m\ddot{y} + c_a\dot{y} + ky = F_L, \quad (2.12)$$

onde m é a massa total da estrutura oscilante, c_a o coeficiente de amortecimento, k uma constante de rigidez do sistema e F_L é a força na direção transversal ao escoamento.

Segundo Khalak e Williamson (1999)[13], para adimensionalizar a equação 2.12, inicialmente definem-se alguns parâmetros adimensionais. Estes parâmetros são mostrados a seguir:

$$\text{(Parâmetro de massa)} \quad m^* = \frac{m}{m_d} = \frac{4m}{\pi D^2 l \rho}, \quad (2.13)$$

$$\text{(Amplitude adimensional)} \quad A^* = \frac{A}{D}, \quad (2.14)$$

$$\text{(Parâmetro de amortecimento)} \quad \zeta = \frac{c_a}{2\sqrt{k(m+m_d)}}, \quad (2.15)$$

$$\text{(Velocidade normalizada)} \quad U^* = \frac{U}{f_n D}, \quad (2.16)$$

$$\text{(Frequência adimensional)} \quad f_* = \frac{f}{f_n}, \quad (2.17)$$

sendo m_a a massa adicional, a qual corresponde à massa de fluido que é acelerada devido a oscilação do cilindro. Esta é dada por:

$$m_a = C_A m_d, \quad (2.18)$$

em que m_d é a massa de fluido deslocada pelo corpo e C_A o coeficiente de massa adicional.

A grandeza f_n é a frequência natural do sistema, e l a altura imersa do cilindro. Segundo Khalak e Williamson 1999 [13], no regime em que a frequência de oscilação do corpo f encontra-se sincronizada com a frequência de desprendimento de vórtices f_s , uma aproximação razoável para a força transversal instantânea $F_L(t)$ e para o deslocamento transversal do corpo $y(t)$, pode ser dada por:

$$F_L(t) = F_o \text{sen}(\omega t + \phi), \quad (2.19)$$

$$y(t) = A \text{sen}(\omega t), \quad (2.20)$$

onde $\omega = 2\pi f$ é a frequência angular de oscilação, e ϕ é o ângulo de fase que governa a resposta do corpo no sistema.

Com base nos parâmetros definidos nas equações 2.13 a 2.17, a equação 2.12 pode ser adimensionalizada e, utilizando as equações 2.19 e 2.20, a amplitude de resposta e a frequência de oscilação podem ser definidas na sua forma adimensional. No trabalho de Khalak e Williamson

(1999)[13], estes parâmetros foram expressos pelas equações:

$$A^* = \frac{1}{4\pi^3} \frac{C_L \sin\phi}{(m + C_a)\zeta} \left(\frac{U^*}{f_*}\right)^2 f_* \quad (2.21)$$

$$f_* = \sqrt{\frac{m^* + C_a}{m^* + C_{ea}}} \quad (2.22)$$

Uma descrição mais detalhada das formas de adimensionalização destes parâmetros pode ser encontrada em Meneghini (2002) [19].

Na equação do parâmetro f_* (Eq. 2.22) aparece o coeficiente de massa adicional efetivo C_{ea} , que inclui um aparente efeito devido à força transversal do fluido em fase com a aceleração do corpo. Este é dado por:

$$C_{ea} = \frac{C_L \cos\phi}{2\pi^3 A^*} \left(\frac{U^*}{f_*}\right) \quad (2.23)$$

2.3.2 Variação da amplitude de oscilação com o parâmetro m^*

A razão de massa m^* pode influenciar significativamente tanto a amplitude quanto a frequência de oscilação do cilindro. No caso da amplitude, a influência se dá em sua faixa de excitação com relação a velocidade reduzida U' . A figura 2.19 mostra que um fluido como o ar, com razão de massa $m^* = 35$, possui uma faixa de excitação da amplitude menor que a de um fluido como a água, com uma razão de massa $m^* = 4.6$.

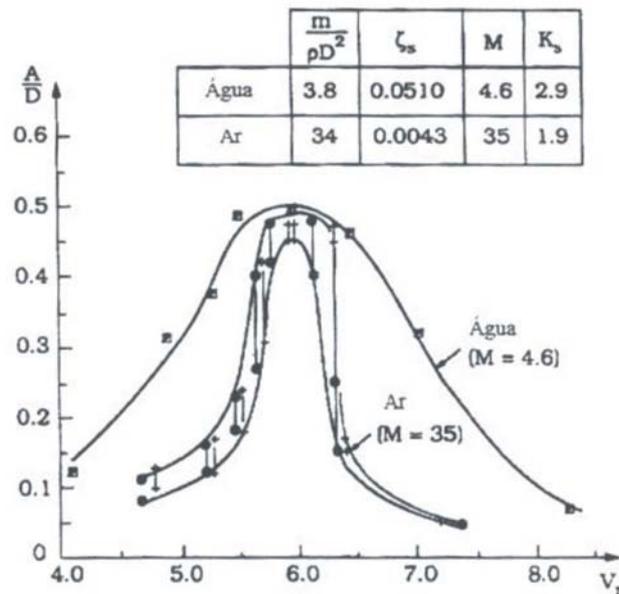


Figura 2.19: Efeito da razão de massa, m^* , na variação da amplitude de oscilação com a velocidade reduzida (Sumer e Fredsøe, 1997 [31]).

O trabalho de Khalak e Williamson (1999)[13] apresentou importantes resultados com relação aos valores de amplitude de oscilação do cilindro. Na Figura 2.20 são mostrados os resultados de amplitudes máximas (A_{max}^*) dos experimentos com água de Khalak e Williamson (1999)[13], para um parâmetro de massa $m^* = 10,1$ e $m^*\zeta = 0,0013$, e os resultados em ar de Feng (1968, apud Khalak e Williamson 1999[13]), para $m^* = 248$ e $m^*\zeta = 0,325$.

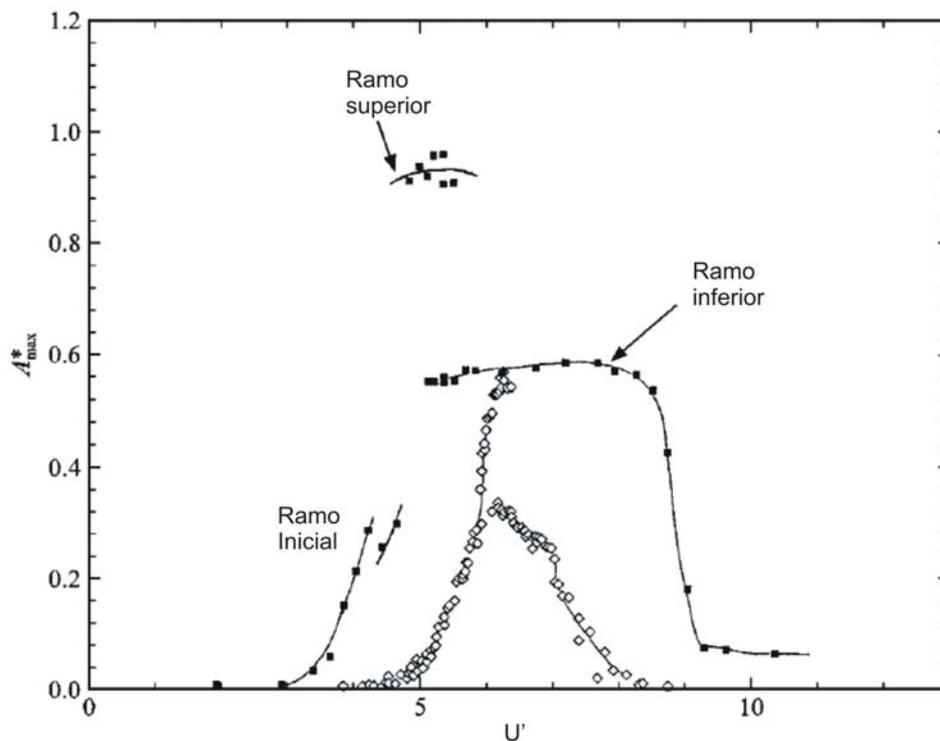


Figura 2.20: Resultados da variação da amplitude máxima (A_{max}^*) com a velocidade reduzida U' , para os experimentos de Khalak e Williamson (1999) com água (■), e de Feng (1968, apud Khalak e Williamson, 1999[38]) com ar (◊).

O trabalho de Feng (1968, apud Khalak e Williamson 1999[13]) obteve amplitudes máximas menores que as observadas por Khalak e Williamson (1999)[13], cujo experimento foi realizado em água. Nos resultados em água foram observados três ramos, os quais foram classificados em ramo de excitação inicial (*initial excitation branch*), ramo superior (*upper branch*) e ramo inferior (*lower branch*). Feng (1968, apud Khalak e Williamson 1999[13]) observou apenas dois ramos em seu experimento com ar.

Muitos pesquisadores procuraram determinar funções que representassem a variação da amplitude de oscilação do cilindro. Em suas formulações, propuseram parâmetros específicos que relacionam tal amplitude com o fator $m^*\zeta$. Os resultados de Khalak e Williamson (1999[13]) para $m^*\zeta$ quase constante (valores entre 0,014 e 0,019) e valores de m^* variando de 2,4; 10,3; e 20,6, mostraram que a amplitude de oscilação A^* pode variar significativamente com m^* . Estes resultados foram sobrepostos no mapa WR dos modos de sincronização da Figura 2.13 e são

mostrados na Figura 2.21. Vê-se que a largura da faixa de velocidades normalizadas, onde as amplitudes de oscilação são altas, é mais extensa para $m^*=2,4$ que para $m^*=10,3$ e $m^*=20,6$. Um interessante fato ocorreu quando a velocidade normalizada U^* é substituída por U^*/f_* que equivale a definir a velocidade reduzida U' no eixo das abscissas. Quando feito isto, os dados são colapsados em uma única curva para todos os ramos (Figura 2.21).

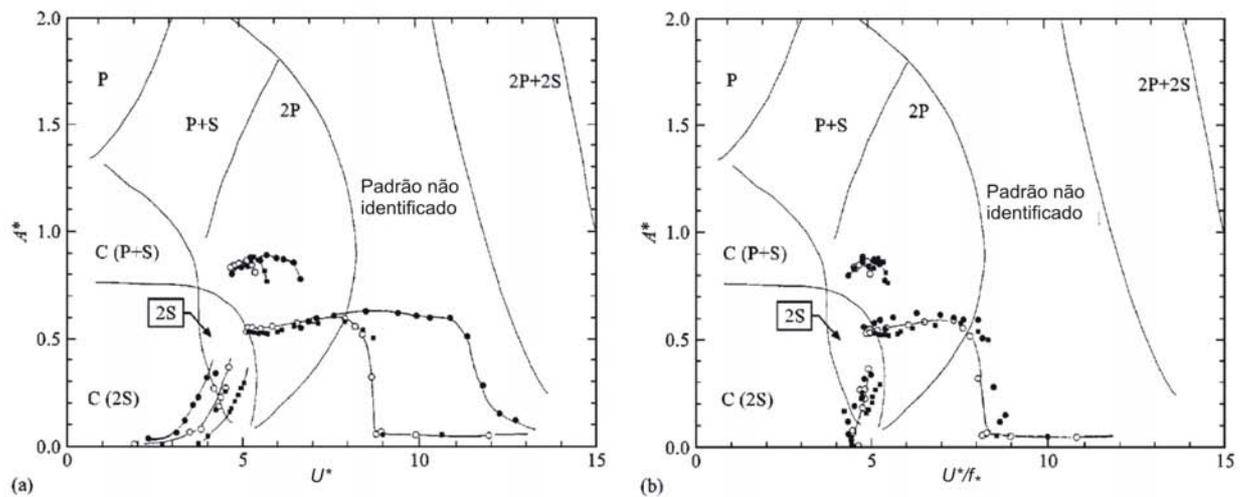


Figura 2.21: Resultados de Khalak e Williamson (1999[13]) para valores de $m^*\zeta$ entre 0,014 e 0,019, e m^* variando de 2,4 (\bullet); 10,3 (\circ); e 20,6 (\blacksquare). (a) Variação da amplitude máxima em função da velocidade normalizada. (b) Variação da amplitude máxima em função da velocidade reduzida.

2.3.3 Variação da frequência de oscilação com o parâmetro m^*

O fenômeno de sincronização, ou "lock-in", para o caso de uma oscilação livre, ocorre quando a frequência de desprendimento de vórtices f_s é controlada pela frequência de oscilação induzida do cilindro f . Tal fenômeno pode ser exemplificado acompanhando-se o diagrama mostrado na figura 2.22, que corresponde aos resultados obtidos por Feng, 1968 (apud Sumer e Fredsøe 1997 [31]). Feng utilizou um cilindro montado em uma base elástica com um grau de liberdade na direção transversal em relação ao escoamento principal, e os experimentos foram realizados utilizando o ar como fluido.

Nota-se que a vibração tem início quando é atingido o valor de velocidade normalizada $U^* = 4,0$. O diagrama mostra que a vibração inicial ocorre para uma frequência igual a frequência natural do sistema, ou seja, $f/f_n = f_* = 1$, enquanto que a frequência de desprendimento de vórtices segue a expressão:

$$f_* = St \frac{U}{Df_n}, \quad (2.24)$$

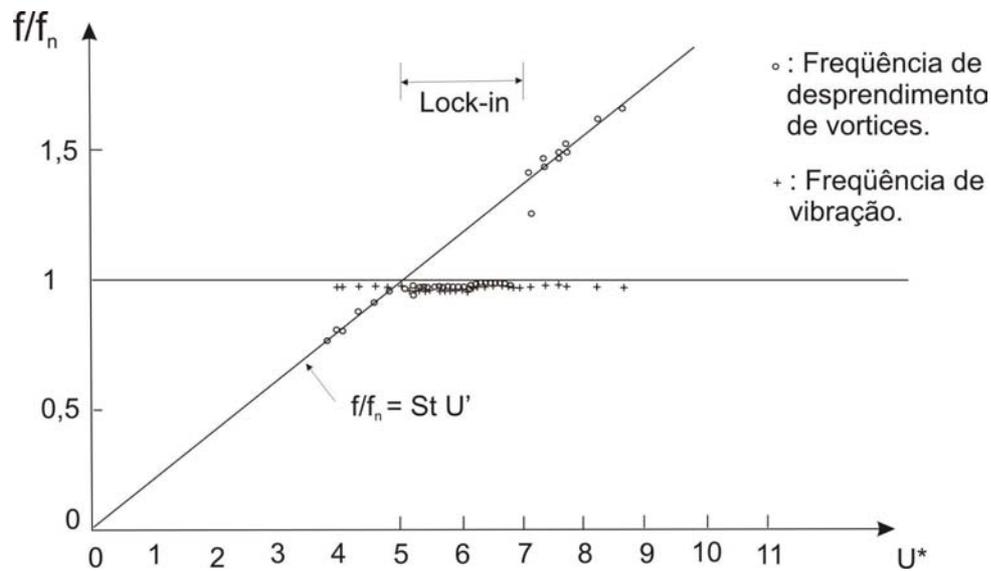


Figura 2.22: Diagrama de variação da frequência adimensional $f_* = f/f_s$ com a velocidade reduzida (Feng 1968, apud Sumer e Fredsøe, 1997 [31]).

onde o número de Strouhal é aproximadamente igual a 0,2. Até $U^* = 5,0$, a frequência de desprendimento de vórtices f_s segue a lei de Strouhal (Eq. 2.24). A partir deste ponto, e até o valor de $U^* = 7,0$, f_s deixa de seguir tal lei, passando a assumir o mesmo valor da frequência natural do sistema, ou seja, passa a seguir a linha $f/f_n = 1$, como mostra o diagrama (Fig. 2.22). Conseqüentemente a frequência de oscilação será igual à frequência de desprendimento de vórtices, o que caracteriza o fenômeno de sincronização para oscilação livre. A faixa de velocidades normalizadas $5 < U^* < 7$ é denominada por faixa de *lock-in*. Quando a faixa de *lock-in* é ultrapassada (valores de $U^* > 7,0$), a frequência de desprendimento de vórtices volta a seguir a lei de Strouhal.

Para escoamentos com água, algumas alterações ocorrem com relação a frequência adimensional f_* . Estas alterações podem ser observadas no diagrama obtido por Khalak e Williamson (1997 [12]), mostrado na figura 2.23. Nota-se que, para a razão de massa $m^* = 2,4$, valor característico para água, os valores de f_* não são iguais à unidade na faixa de *lock-in*, aumentando com a velocidade normalizada U^* . De acordo com a definição do fenômeno de *lock-in* descrito anteriormente, não pode ser dito que ocorre o fenômeno neste caso, uma vez que a frequência de oscilação f não é igual à frequência natural do sistema f_n . Sarpkaya (1995, apud Khalak e Williamson 1999 [13]) definiu a frequência natural do sistema f'_n em seu trabalho como sendo igual à frequência de oscilação do cilindro de forma que $f/f'_n = 1$. Dessa forma a condição de *lock-in* pode ser novamente considerada.

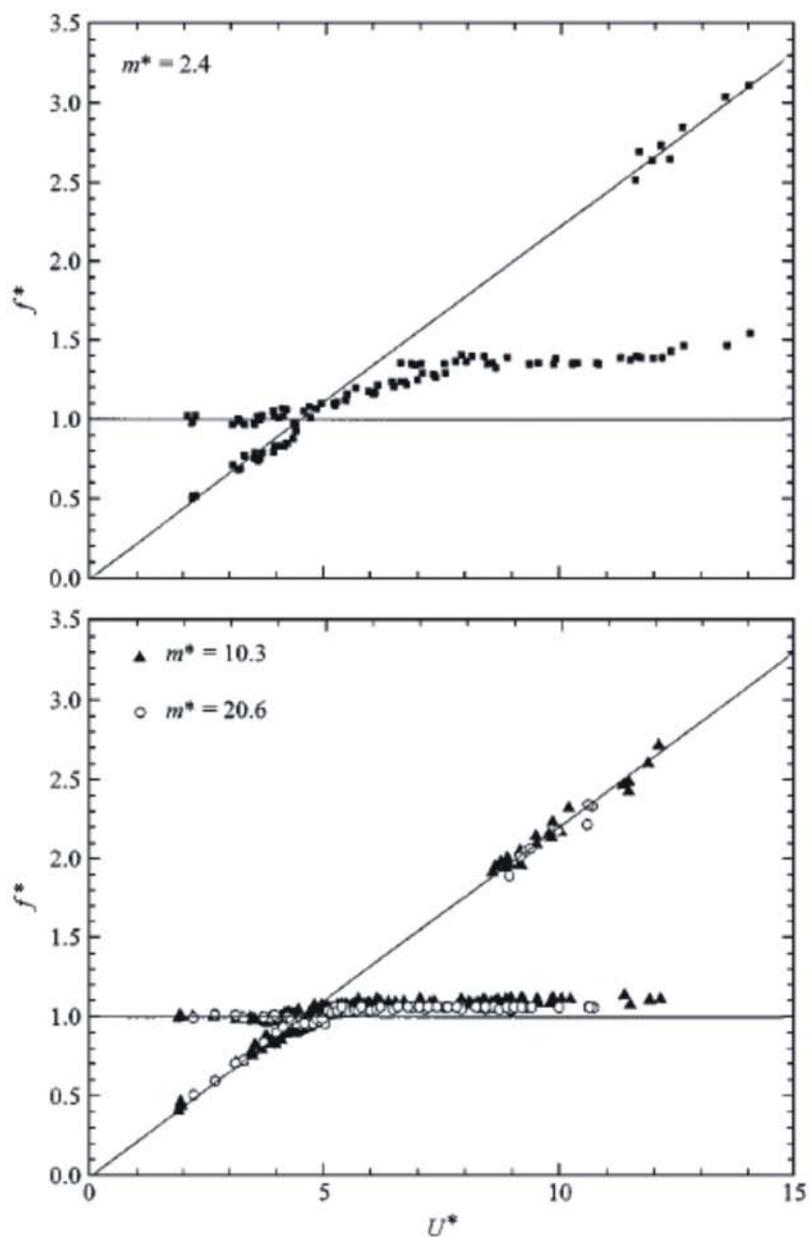


Figura 2.23: Efeito da razão de massa, m^* , na variação da frequência de oscilação com a velocidade reduzida (Khalak e Williamson 1999 [13]).

Capítulo 3

Metodologia Numérica

O código numérico utilizado neste trabalho é o "incompact3d" (Lamballais e Silvestrini, 1999 [15]). Este código é capaz de resolver escoamentos turbulentos tridimensionais de diversos sistemas físicos tais como: canais retos e com fundo ondulado (Buarque, 2006[5]), escoamento ao redor de obstáculos (Vitola, 2006[33], Ribeiro, 2002[24]), estudos de transição à turbulência de camadas de mistura estavelmente estratificada (Martinez, 2006[18]), entre outros.

Neste capítulo será apresentada uma abordagem de toda a metodologia numérica utilizada pelo código na resolução das equações governantes do escoamento. A metodologia será aplicada a um escoamento bidimensional.

3.1 Equações Governantes

Um escoamento incompressível pode ser descrito pelas seguintes equações adimensionalizadas:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{\omega} \times \vec{u} = -\nabla \Pi + \frac{1}{Re} \nabla^2 \vec{u} + \vec{F}, \quad (3.1)$$

que corresponde a equação de Navier-Stokes, representando o balanço da quantidade de movimento, e por:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0, \quad (3.2)$$

sendo esta a equação do princípio de conservação de massa, mais conhecido por equação da continuidade. Nestas equações, \vec{u} representa o campo de velocidade, Π o campo de pressão modificada ($\Pi = p/\rho + u^2/2$), $\vec{\omega}$ o campo de vorticidade dado por $\vec{\omega} = \nabla \times \vec{u}$ e \vec{F} o campo de forças externas representando o obstáculo.

Com o avanço da tecnologia dos sistemas computacionais, possibilitando o crescimento do volume de cálculo, duas importantes metodologias vem se tornando cada vez mais utilizadas na resolução numérica das equações de Navier-Stokes. São estas a Simulação Numérica Direta

(*Direct Numerical Simulation - DNS*), e a Simulação de Grandes Escalas (*Large Eddy Simulation - LES*).

Segundo Silvestrini (2003 [29]), numa turbulência homogênea isotrópica, ou seja, onde os valores médios não variam ante uma translação e uma rotação dos eixos coordenados, a escala integral de comprimento L (escala das maiores estruturas) pode ser expressa por:

$$L \sim \frac{v^3}{\epsilon}, \quad (3.3)$$

sendo v uma escala característica de velocidades e ϵ a taxa de dissipação da turbulência, a qual pode ser computada, para um dado volume de controle, pela variação temporal da energia cinética. A escala das menores estruturas (escala de *Kolmogorov*) pode ser estimada a partir de:

$$\eta \sim \left(\frac{v^3}{\epsilon} \right)^{1/4}. \quad (3.4)$$

O número de graus de liberdade N , necessários para se resolver todas as escalas da turbulência é dado pela razão entre estas duas escalas:

$$N \sim \frac{L}{\eta} \sim \left(\frac{Lv}{\nu} \right)^{3/4} \sim R_L^{3/4}. \quad (3.5)$$

A *DNS* resolve as equações de Navier-Stokes para todas as escalas do escoamento sem que se adicionem equações de fechamento. Porém, resulta num alto custo de cálculo computacional, pois o número de graus de liberdade é função do número de Reynolds. Na equação 3.5, R_L representa o número de Reynolds baseado na magnitude das flutuações de velocidade e na escala integral. Segundo Silvestrini 2003 [29], na *DNS* de uma turbulência tridimensional é necessário N^3 graus de liberdade, o que limita a aplicação da *DNS* a números de Reynolds da ordem de:

$$N^3 \sim R_L^{9/4}. \quad (3.6)$$

Uma outra alternativa para a determinação dos graus de liberdade de uma *DNS* é através de um espectro de energia cinética tridimensional, analisando a forma da curva para grandes números de onda (Silvestrini 2003 [29]).

A *LES*, por sua vez, resolve as equações completas de Navier-Stokes apenas para as escalas maiores (mais energéticas), deixando as menores serem parametrizadas pela incorporação de um modelo sub-malha, permitindo o aumento do número de Reynolds (Martinez, 2006 [18]). O conhecimento sobre quais situações estas duas técnicas podem ser empregadas é muito importante quando se deseja representar os fenômenos físicos de acordo com a realidade.

3.2 Discretização espacial

A discretização espacial da equação 3.1 é feita utilizando um esquema de diferenças finitas centradas compacto proposto por Lele (1992)[17]. Segundo Lele, pode-se considerar uma malha simples, igualmente espaçada, onde os nós são indicados pelo sub-índice i . A variável independente $x_i = h(i - 1)$, para $1 \leq i \leq N$, indica a posição dos nós, sendo h o espaçamento entre os pontos da malha e, $\xi_i = \xi(x_i)$, os valores das funções em cada nó. A aproximação da primeira derivada de ξ_i no nó i , depende dos valores das funções nos pontos de malha próximos deste. Esta aproximação pode ser feita utilizando o seguinte esquema:

$$\beta\xi'_{i-2} + \alpha\xi'_{i-1} + \xi'_i + \alpha\xi'_{i+1} + \beta\xi'_{i+2} = a\frac{\xi_{i+1} - \xi_{i-1}}{2h} + b\frac{\xi_{i+2} - \xi_{i-2}}{4h} + c\frac{\xi_{i+3} - \xi_{i-3}}{6h}, \quad (3.7)$$

As relações entre os parâmetros a , b , c , α e β são obtidas igualando os coeficientes do desenvolvimento em séries de Taylor dos termos desta equação, formando, as seguintes restrições:

$$\begin{aligned} a + b + c &= 1 + 2\alpha + 2\beta \quad (2^{\text{a}} \text{ ordem}), \\ a + 2^2b + 3^2c &= 2\frac{3!}{2!}(\alpha + 2^2\beta) \quad (4^{\text{a}} \text{ ordem}), \\ a + 2^4b + 3^4c &= 2\frac{5!}{4!}(\alpha + 2^4\beta) \quad (6^{\text{a}} \text{ ordem}), \\ a + 2^6b + 3^6c &= 2\frac{7!}{6!}(\alpha + 2^6\beta) \quad (8^{\text{a}} \text{ ordem}), \\ a + 2^8b + 3^8c &= 2\frac{9!}{8!}(\alpha + 2^8\beta) \quad (10^{\text{a}} \text{ ordem}). \end{aligned} \quad (3.8)$$

3.2.1 Aproximação da primeira derivada

No código "incompact3d" foi utilizado, na resolução da primeira derivada, um esquema numérico tridiagonal de sexta ordem de precisão onde os valores dos parâmetros adotados foram:

$$\alpha = 1/3, \quad a = 14/9, \quad b = 1/9, \quad c = \beta = 0, \quad (3.9)$$

o que resulta no esquema:

$$\alpha\xi'_{i-1} + \xi'_i + \alpha\xi'_{i+1} = a\frac{\xi_{i+1} - \xi_{i-1}}{2\Delta x} + b\frac{\xi_{i+2} - \xi_{i-2}}{4\Delta x}. \quad (3.10)$$

Para o cálculo da derivada nos pontos de contorno ($i = 1$ e $i = N$) foi utilizado um esquema de terceira ordem descentrado, dado por:

$$\xi'_1 + \alpha \xi'_2 = \frac{a\xi_1 + b\xi_2 + c\xi_3 + d\xi_4}{h}, \quad (3.11)$$

onde os valores dos parâmetros são:

$$\alpha = 2, \quad a = -5/2, \quad b = 2, \quad c = 1/2 \quad d = 0. \quad (3.12)$$

Para os pontos vizinhos aos contornos ($i = 2$ e $i = N - 1$) é utilizado um esquema centrado de quarta ordem:

$$\alpha \xi'_1 + \xi'_2 + \alpha \xi'_3 = a \frac{\xi_3 - \xi_1}{2h}, \quad (3.13)$$

com os parâmetros:

$$\alpha = 1/4, \quad a = 3/2. \quad (3.14)$$

3.2.2 Aproximação da segunda derivada

A aproximação para a segunda derivada é feita de forma análoga à da primeira derivada. O esquema para esta aproximação é o seguinte:

$$\begin{aligned} \beta \xi''_{i-2} + \alpha \xi''_{i-1} + \xi''_i + \alpha \xi''_{i+1} + \beta \xi''_{i+2} = \\ a \frac{\xi_{i+1} - 2\xi_i + \xi_{i-1}}{h^2} + b \frac{\xi_{i+2} - 2\xi_i + \xi_{i-2}}{4h^2} + c \frac{\xi_{i+3} - 2\xi_i + \xi_{i-3}}{9h^2}. \end{aligned} \quad (3.15)$$

As relações entre os coeficientes a , b , c , α e β também são obtidas expandindo cada termo da equação 3.15 em série de Taylor e igualando os coeficientes da série para várias ordens, formando as seguintes restrições:

$$\begin{aligned} a + b + c &= 1 + 2\alpha + 2\beta \quad (2^a \text{ ordem}), \\ a + 2^2b + 3^2c &= \frac{4!}{2!}(\alpha + 2^2\beta) \quad (4^a \text{ ordem}), \\ a + 2^4b + 3^4c &= \frac{6!}{4!}(\alpha + 2^4\beta) \quad (6^a \text{ ordem}), \\ a + 2^6b + 3^6c &= \frac{8!}{6!}(\alpha + 2^6\beta) \quad (8^a \text{ ordem}), \end{aligned} \quad (3.16)$$

$$a + 2^8 b + 3^8 c = \frac{10!}{8!}(\alpha + 2^8 \beta) \quad (10^a \text{ ordem}).$$

O esquema tridiagonal de sexta ordem adotado no código para o cálculo das derivadas segundas é dado por:

$$\alpha \xi''_{i-1} + \xi''_i + \alpha \xi''_{i+1} = a \frac{\xi_{i+1} - 2\xi_i + \xi_{i-1}}{h^2} + b \frac{\xi_{i+2} - 2\xi_i + \xi_{i-2}}{4h^2}, \quad (3.17)$$

com os coeficientes dados em função de α por:

$$\alpha = 2/11, \quad a = 12/11, \quad b = 3/11. \quad (3.18)$$

O esquema de terceira ordem descentrado para o cálculo das derivadas segundas nos pontos de contorno é:

$$\xi''_1 + \alpha \xi''_2 = \frac{a\xi_1 + b\xi_2 + c\xi_3 + d\xi_4}{h^2}, \quad (3.19)$$

Seus respectivos parâmetros são:

$$\alpha = 11, \quad a = 13, \quad b = -27, \quad c = 15, \quad d = -1. \quad (3.20)$$

Nos pontos vizinhos aos contornos o esquema de quarta ordem centrado é:

$$\alpha \xi''_1 + \xi''_2 + \alpha \xi''_3 = a \frac{\xi_3 - 2\xi_2 \xi_1}{2h^2}, \quad (3.21)$$

com os parâmetros:

$$a = 1/10, \quad \alpha = 6/5. \quad (3.22)$$

Uma descrição completa do desenvolvimento matemático desses esquemas pode ser encontrada em Guerreiro (2000)[9].

3.3 Discretização Temporal

Na discretização temporal, é utilizado um esquema de Runge-Kutta de terceira ordem de baixo armazenamento, proposto por Williamson (1980)[39], que permite, além de um maior passo de integração, um menor espaço para armazenagem da informação.

Reescrevendo a equação de quantidade de movimento (3.2) da forma:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = \vec{S}(\vec{u}) - \vec{\nabla} \Pi, \quad (3.23)$$

sendo:

$$\vec{S}(\vec{u}) = \vec{F} + \frac{1}{Re_D} \nabla^2 \vec{u} - \vec{\omega} \times \vec{u}, \quad (3.24)$$

e integrando entre os tempos t_n e $t_n + 1$, temos:

$$\int_{t_n}^{t_{n+1}} \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} dt = \int_{t_n}^{t_{n+1}} \vec{S}(\vec{u}) dt - \int_{t_n}^{t_{n+1}} \vec{\nabla} \Pi dt,$$

Se fizermos:

$$\Pi^{n+1} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_n}^{t_{n+1}} \Pi dt,$$

obtemos a equação:

$$\frac{u^{n+1} - u^n}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_n}^{t_{n+1}} \vec{S}(\vec{u}) dt - \vec{\nabla} \Pi^{n+1}. \quad (3.25)$$

Levando-se em conta a condição de incompressibilidade e introduzindo um campo de velocidade intermediária \vec{u}^* , é possível desmembrar a Equação 3.25 em duas partes:

$$\frac{\vec{u}^* - \vec{u}^n}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_n}^{t_{n+1}} \vec{S}(\vec{u}) dt, \quad (3.26)$$

$$\frac{\vec{u}^{n+1} - \vec{u}^*}{\Delta t} = -\vec{\nabla} \Pi^{n+1}. \quad (3.27)$$

No esquema de Runge-Kutta a integração da Equação 3.26 efetua-se em 3 sub-passos de tempo. O esquema de avanço temporal é escrito na forma:

$$\frac{1}{\Delta t} \int_{t_n}^{t_{n+1}} \vec{S}(\vec{u}) dt = \alpha_r \vec{S}(\vec{u}^{r-1}) + \beta_r \vec{S}(\vec{u}^{r-2}), \quad (3.28)$$

onde $r = 1, 2, 3$ ($\vec{u}^0 = \vec{u}^n$ e $\vec{u}^3 = \vec{u}^{n+1}$). Os coeficientes de cada sub-passo de tempo foram dados por Williamson (1980)[39]:

$$\alpha_1 = 8/15; \quad \beta_1 = 0; \quad \alpha_2 = 5/12; \quad \beta_2 = -17/60; \quad \alpha_3 = 3/4; \quad \beta_3 = -5/12. \quad (3.29)$$

Substituindo (3.28) em (3.27), podemos determinar a velocidade intermediária do primeiro sub-passo de tempo do esquema:

$$\frac{\vec{u}^{*r} - \vec{u}^{r-1}}{\Delta t} = \alpha_r \vec{S}(\vec{u}^{r-1}) + \beta_r \vec{S}(\vec{u}^{r-2}). \quad (3.30)$$

Aplicando a divergência em (3.27) e considerando a condição de incompressibilidade, resulta a equação de Poisson:

$$\vec{\nabla}^2 \Pi = \frac{\nabla \cdot \vec{u}^{*r}}{\Delta t}. \quad (3.31)$$

No código, esta equação é resolvida parcialmente no espaço físico (para a direção x) e par-

cialmente no espaço espectral de Fourier (para as direções y e z), com o intuito de reduzir o custo do cálculo computacional. As direções y e z são resolvidas desta maneira por se tratarem de direções onde algum tipo de periodicidade pode ser considerada. A direção não periódica é tratada no espaço físico através dos esquemas de diferenças finitas compactas descritos anteriormente. Fazendo as devidas transformações, a equação de Poisson (3.32) pode então ser escrita na sua forma matricial:

$$(D_x^{-1}Z_x D_x^{-1}Z_x - (k_y^2 + k_z^2)I)\Pi = \frac{1}{\Delta t} \nabla \cdot \vec{u}^{r*}, \quad (3.32)$$

onde D_x e Z_x são respectivamente uma matriz tridiagonal cíclica e uma matriz pentadiagonal cuja forma depende das condições que são impostas ao limite (Lamballais e Silvestrini, 1999[15]), k_y e k_z correspondem aos respectivos números de onda para as direções y e z.

Uma vez resolvido o gradiente de pressão, através da equação (3.32), este é substituído na equação (3.27), que irá determinar o campo de velocidade \vec{u}^r corrigido:

$$\frac{\vec{u}^r - \vec{u}^{r*}}{\Delta t} = -\vec{\nabla}\Pi^r. \quad (3.33)$$

Esse procedimento de cálculo é executado em três sub-passos de tempo até ser atingido o campo de velocidade \vec{u}^{n+1} .

Segundo Lele (1992)[17], o esquema de sexta ordem é estável quando obedece à condição de Courant- Friedrichs-Lewys (CFL), dada por:

$$\Delta t = \frac{\sqrt{3}\Delta x}{1,989 \cdot U_\infty}. \quad (3.34)$$

3.3.1 Cálculo das forças hidrodinâmicas

Os coeficientes de arrasto C_D e sustentação C_L são calculados através do método de volume de controle. Utilizando a formulação integral da equação de quantidade de movimento na forma adimensional dada por:

$$\sum \vec{F} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{VC} \vec{u} dV + \int_{SC} \vec{u}(\vec{u} \cdot \vec{n}) dA, \quad (3.35)$$

sendo \vec{u} o vetor velocidade. $\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$ são as forças que atuam nas superfícies do volume de controle mostradas na figura 3.1. Substituindo na equação 3.36 obtém-se:

$$\vec{F}_1 = \frac{\partial}{\partial t} \int_{VC} \vec{u} dV + \int_{SC} \vec{u}(\vec{u} \cdot \vec{n}) dA - \vec{F}_2. \quad (3.36)$$

A força \vec{F}_2 pode ser obtida através da soma das forças de pressão e cisalhamento exercidas na superfície S_2 :

$$\vec{F}_2 = \int_{S_2} \left[-p\delta_{ij} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right) \right] d\vec{A}. \quad (3.37)$$

A força \vec{F}_1 é decomposta nas duas componentes F_D e F_L , que são as forças de arrasto e de sustentação, na direção do escoamento e perpendicular a este, respectivamente.

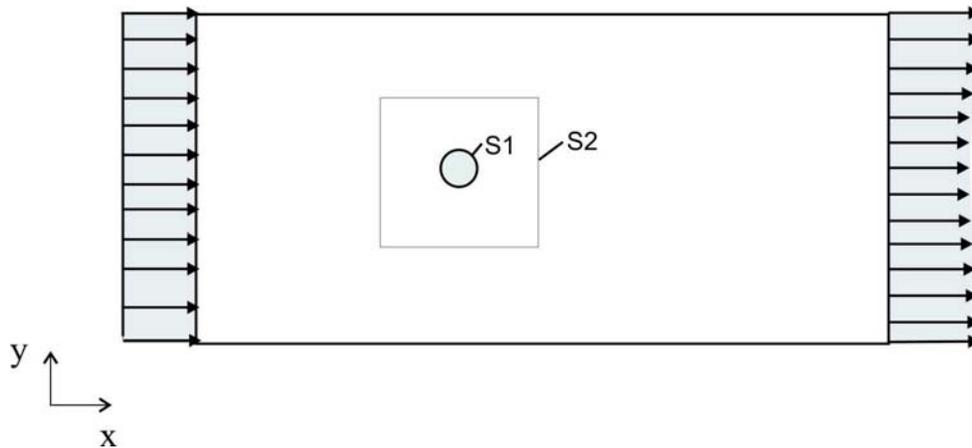


Figura 3.1: Volume de controle para o cálculo das forças hidrodinâmicas.

3.3.2 Condições de contorno

Neste trabalho foram realizadas simulações bidimensionais onde x é a direção longitudinal em relação ao escoamento principal e y a direção transversal (Fig. 3.2). Foram impostas as seguintes condições de contorno nas regiões da fronteira:

- *a)* Região de entrada: na região de entrada do domínio computacional foi imposto um escoamento com um perfil uniforme de velocidade $u = 1$, $v = 0$ (perfil adimensional), sendo estas as respectivas componentes longitudinal e transversal da velocidade.
- *b)* Região de fronteiras laterais: nos planos de fronteira laterais foi imposta a condição de deslizamento livre (*free slip*):

$$\frac{\partial u}{\partial y} = 0, v = 0, \quad (3.38)$$

- *c)* Região de saída: A condição de saída foi definida pela solução de uma equação de convecção simplificada da forma:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + U_{conv} \frac{\partial \vec{u}}{\partial x} = 0, \quad (3.39)$$

em que U_{conv} é uma constante igual à velocidade média de convecção das estruturas principais do escoamento calculada através do penúltimo perfil de velocidades antes da saída.

A Figura 3.2 ilustra todas as condições de contorno impostas ao sistema estudado.

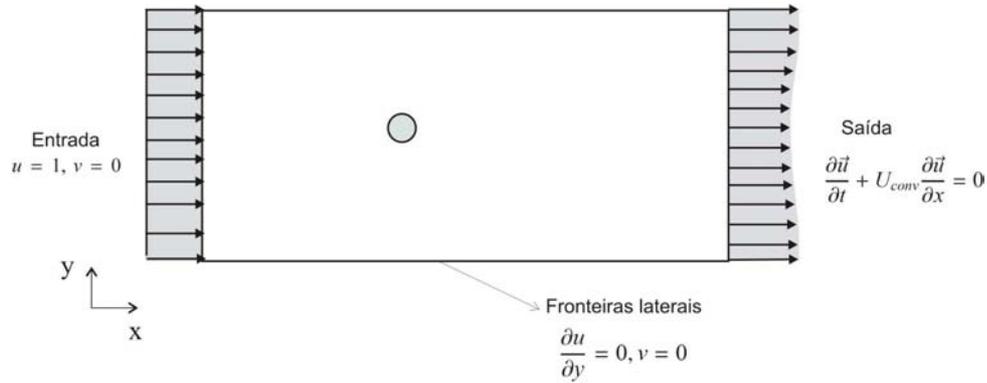


Figura 3.2: Condições de contorno impostas ao sistema.

3.4 Método de Fronteiras Virtuais

Ao se empregar sistemas coordenados ortogonais, como o cartesiano, na malha de um código computacional, limitações são impostas com relação à adoção de geometrias cujas fronteiras não coincidem com os nós do sistema coordenado. Por este fato, muitos pesquisadores optam por uma malha com um sistema coordenado coincidente com as fronteiras impostas ao escoamento. Porém, uma malha ajustada às fronteiras, exige o emprego de transformações matemáticas que, dependendo do método empregado, podem gerar um aumento significativo no custo de cálculo computacional.

O código "incompact3d" utiliza um sistema coordenado cartesiano onde a fronteira é implementada através do Método de Fronteiras Imersas, proposto por Goldstein (1993)[7]. O método baseia-se na introdução de um campo de força \vec{F} nas equações de Navier-Stokes, que varia em função do tempo e do espaço. Esta força é localizada onde se deseja representar o limite das fronteiras sólidas no escoamento, sendo que ela possui magnitude e direção igual e oposta à força gerada pelo escoamento local.

O termo de força de campo é distribuído sobre os nós da fronteira e seus vizinhos por uma função Gaussiana, cuja média é centrada sobre o traçado da fronteira virtual. Esta função é definida pela seguinte equação:

$$g_s(\vec{x}, t) = e^{-(\vec{x} - \vec{x}_s)^2}, \quad (3.40)$$

sendo \vec{x}_s o ponto de fronteira e \vec{x} o ponto da malha que sofre a influência do campo \vec{F} .

De acordo com Goldstein 1993[7], o termo de força de campo, que é introduzido na equação de Navier-Stokes (3.1) representando o corpo imerso no escoamento, é função das componentes da velocidade locais. Este termo é definido por:

$$\vec{F}(\vec{x}_s, t) = [\alpha_* \int_0^t \vec{u}(\vec{x}_s, t) dt + \beta_* \vec{u}(\vec{x}_s, t)] g_s(\vec{x}, t), \quad (3.41)$$

sendo α_* e β_* constantes negativas. Esta equação representa um oscilador harmônico amortecido com uma frequência de $\frac{1}{2\pi} \sqrt{|\alpha_*|}$ e amortecimento dado por $-\beta_*/(2 \sqrt{|\alpha_*|})$ (Fadlun et al., 2000 [6]).

Ao se impor um obstáculo em movimento no escoamento, a equação (3.41) é alterada com a imposição da velocidade do cilindro. Ela assume então a seguinte forma:

$$\vec{F}(\vec{x}_s, t) = \alpha_* \int_0^t [\vec{u}(\vec{x}_s, t) - \vec{U}_c] dt + \beta_* [\vec{u}(\vec{x}_s, t) - \vec{U}_c] g_s(\vec{x}, t), \quad (3.42)$$

sendo que $\vec{U}_c = (u_c, v_c)$ corresponde ao vetor velocidade local do cilindro.

Segundo Fadlun et al. (2000)[6], este método de fronteiras virtuais possui uma precisão de primeira ordem. A integração da equação (3.42) é feita utilizando o mesmo esquema de Runge-Kutta descrito na seção 3.3. Para garantir a estabilidade do método, uma nova restrição ao passo de tempo de integração é imposto. Esta é dada por:

$$\Delta t < -\sqrt{3} \frac{\beta_* + \sqrt{\beta_*^2 - 2\alpha_*}}{\alpha_*}. \quad (3.43)$$

Capítulo 4

Análises iniciais e validação do código de cálculo

Neste capítulo será mostrado o processo de validação do código computacional utilizado nesta pesquisa. Buscou-se definir os parâmetros de forma a representar da melhor maneira possível o obstáculo em movimento. Tais parâmetros foram definidos em parte baseados em trabalhos anteriores utilizando o mesmo código computacional (Ribeiro, 2002[24], Vitola, 2006[33] e Benevenuti e Silvestrini, 2006[2]) e através de simulações com o cilindro oscilando na direção perpendicular ao escoamento. Na figura 4.1 são mostrados os principais parâmetros de cálculo testados, sendo estes as dimensões longitudinal e transversal do domínio de cálculo (L_x e L_y), resoluções da malha de cálculo (Δx e Δy), tipo de função imposta a fronteira virtual (Tipos: 1, 2 e 3), e coordenadas longitudinal e transversal do centro do cilindro (X_c e Y_c).

Parte dos parâmetros utilizados nas simulações deste trabalho foram definidos com base em resultado de trabalhos anteriores. Inicialmente, serão apresentados alguns dos resultados de simulações com cilindro fixo, realizadas pelos autores anteriormente mencionados, e, em seguida, os resultados de simulações com cilindros em movimento oscilatório transversal.

4.1 Cilindro fixo

Vitola (2006)[33] testou parâmetros como as dimensões L_x e L_y do domínio de cálculo, a discretização espacial (Δx e Δy) e a posição do cilindro em relação à fronteira de entrada no domínio de cálculo (X_c). Como já foi mencionado no capítulo 3 (seção 3.4), o termo de força de campo \vec{F} é imposto aos nós da malha próximos através de uma função gaussiana. Vitola (2006)[33] testou três tipos de funções gaussianas sendo estas mostradas na Figura 4.1(b). O primeiro tipo (Função tipo 1, Figura 4.1(b)) considera a atuação da função gaussiana apenas na faixa externa da zona de influência da fronteira do cilindro de forma que este torna-se maciço. No segundo tipo (Função tipo 2, Figura 4.1(b)) nenhuma força é imposta no interior do cilindro tornando-o vazado, sendo que a função gaussiana atua também na faixa externa da zona de

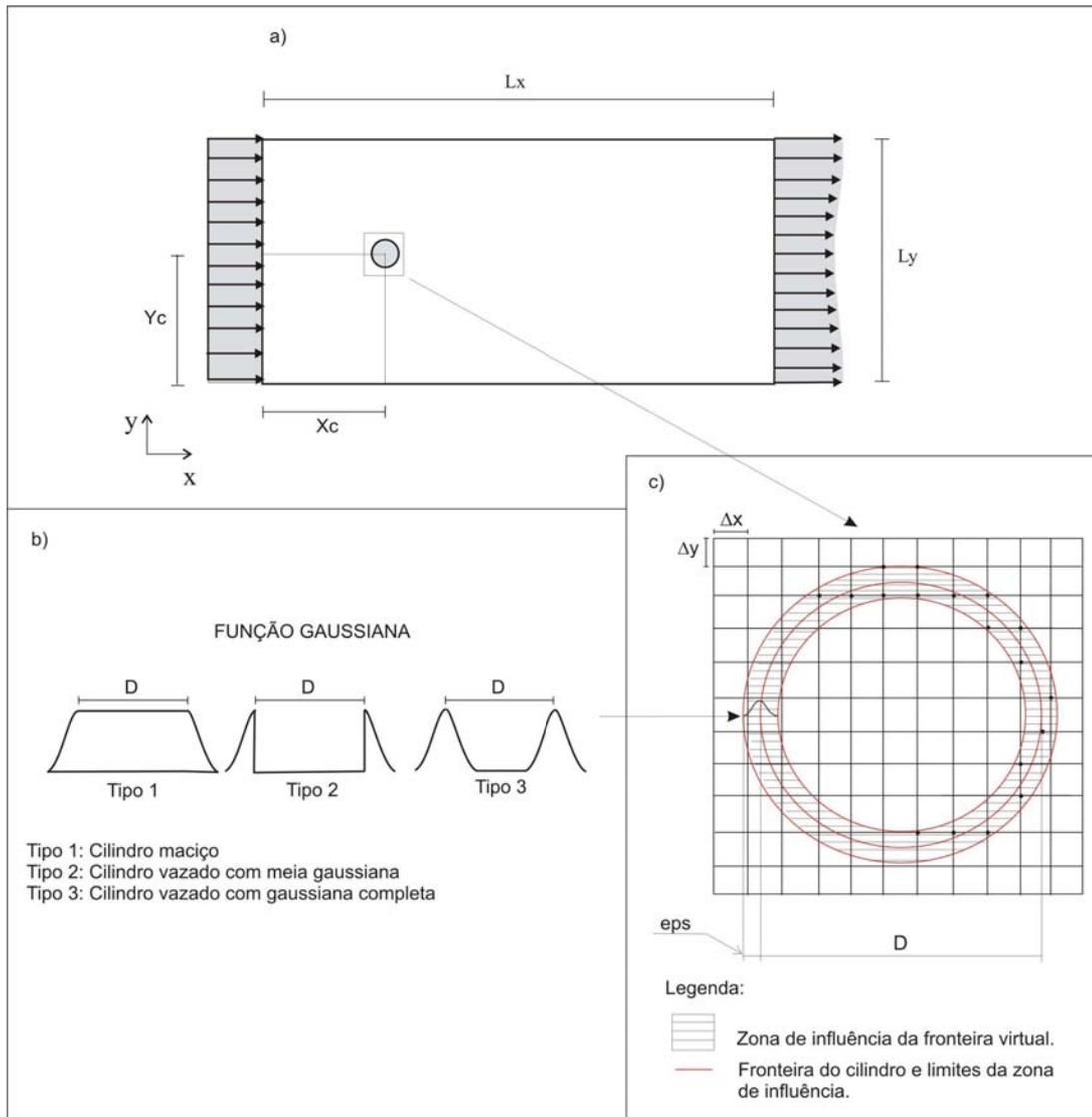


Figura 4.1: Domínio com os principais parâmetros de cálculo.

influência da fronteira. O terceiro tipo de função (Tipo 3 na figura 4.1(b)) considera a atuação da função gaussiana aplicada em toda a zona de influência da fronteira, o que consiste numa função gaussiana completa.

Os resultados de Vitola 2006[33] do coeficiente de arrasto médio $\langle C_D \rangle$, da flutuação do coeficiente de sustentação C_L e do número de Strouhal St , para uma simulação com $Re = 300$, são comparados com os resultados obtidos por outros autores na Tabela 4.1. A simulação que obteve resultados mais próximos do trabalho de Mittal e Balachandar (1997)[21] foi realizada com os parâmetros mostrados na Tabela 4.2.

Benevenuti e Silvestrini (2006)[2] estudaram a influência dos parâmetros α_* e β_* do método de fronteiras virtuais para o caso de cilindros fixos. Estes autores analisaram a flutuação temporal da velocidade sobre a superfície do cilindro. Como mostra a Figura 4.2, na simulação com os valores de α_* e β_* , respectivamente iguais a -50000 e -30, foram obtidos os menores valores de velocidade na superfície do cilindro além de uma convergência mais rápida desta

Tabela 4.1: Comparação do $\langle C_D \rangle$, C_{Lrms} e St do trabalho de Vitola (2006)[33] com os resultados obtidos por Mittal e Balachandar (1997)[21].

	$\langle C_D \rangle$	C_{Lrms}	St
Mittal e Balachandar (1997)[21] (Numérico)	1,38	0,650	0,213
Vitola (2006)[33] (Numérico)	1,419	0,665	0,208
Williamson (1989)[34] (Experimental)	-	-	0,204
Ribeiro (2002)[24] (Numérico)	-	-	0,2015

Tabela 4.2: Parâmetros da simulação bidimensional de Vitola (2006)[33] que obteve os resultados mais próximos de Mittal e Balachandar (1997)[21].

L_x	$30D$	Dimensão longitudinal do domínio
L_y	$30D$	Dimensão transversal do domínio
X_c	$8D$	Coordenada longitudinal do centro do cilindro
Y_c	$L_y/2$	Coordenada transversal do centro do cilindro
Δ/D	0,028	Resolução da malha computacional
Tipo de função Gaussiana *	tipo 2	

(*) Tipos: 1 = cilindro maciço; 2 = cilindro vazado com meia função gaussiana; 3 = cilindro vazado com função gaussiana completa (Figura 4.1).

velocidade.

O trabalho de Ribeiro (2002)[24] procurou analisar um outro parâmetro importante na simulação que é a extensão de influência do cilindro (eps). Este parâmetro, como é mostrado na figura 4.1(c), define os pontos da malha de cálculo que serão influenciados pela fronteira do cilindro. A norma L^2 da velocidade sobre o contorno do cilindro é utilizada na análise do eps . Esta é calculada através da seguinte equação:

$$L^2 = \|u\|_2 = \left(\int |u(x)|^2 dx \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (4.1)$$

Os resultados de Ribeiro (2002)[24] (Figura 4.3a e b) mostraram que o $eps = 0,9\Delta x$ correspondeu aos menores valores da norma L^2 da velocidade sobre o contorno do cilindro. Analisando o perfil médio longitudinal da componente transversal da velocidade U_y (Figura 4.3b) nota-se que para o mesmo tempo de cálculo computacional, o perfil correspondente ao $eps = 0,7\Delta x$ converge com maior dificuldade entre a entrada do fluido e o cilindro.

Silvestrini e Lamballais (2000)[28] também estudaram a influência do parâmetro eps variando-o em $0,7\Delta x$; $0,9\Delta x$; $1,1\Delta x$; $2,1\Delta x$ e $3,1\Delta x$. Eles observaram que a frequência de desprendimento de vórtices varia com este parâmetro, concluindo que o mesmo provoca um efeito de aumento virtual no diâmetro do cilindro representado. Este fato traz como conseqüências, pequenas mudanças nos valores dos coeficientes calculados (C_D , C_L e St) em relação aos valores reais.

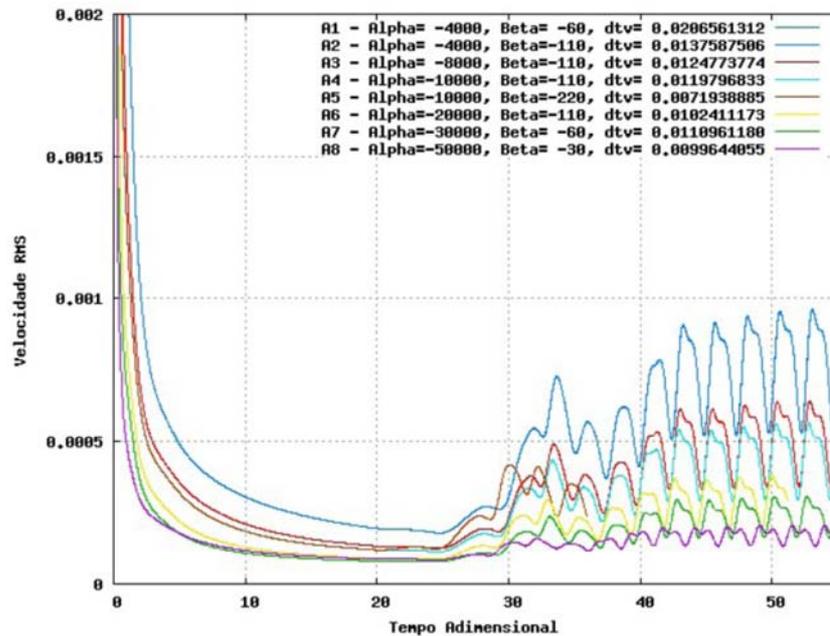


Figura 4.2: Flutuação temporal da velocidade sobre a superfície do cilindro Benevenuti e Silvestrini (2006)[2].

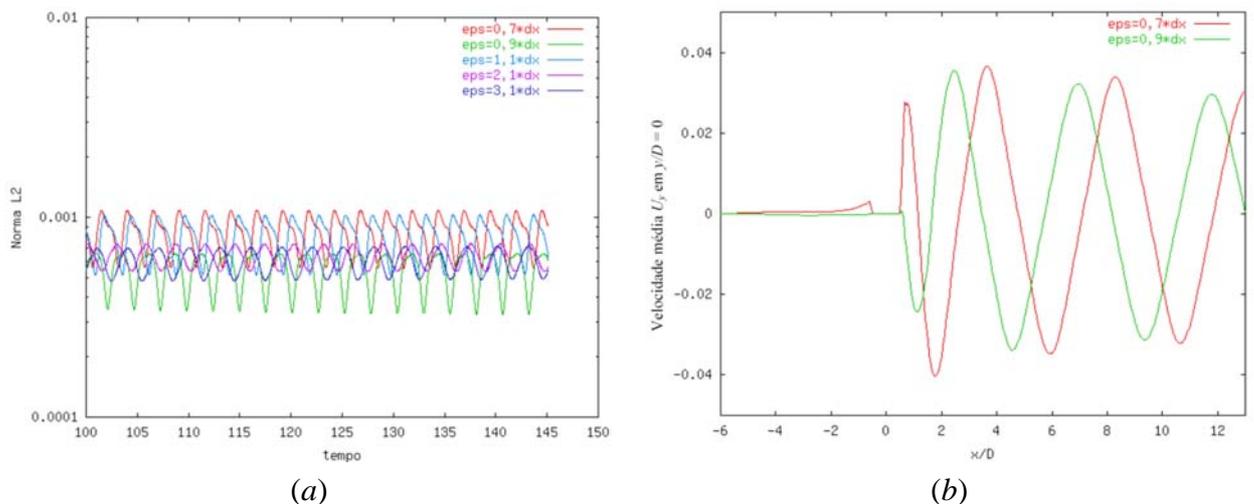


Figura 4.3: Resultados da variação da norma L^2 e do perfil médio da componente transversal U_y (Ribeiro 2002[24]). a) Variação temporal da Norma L^2 da velocidade; b) Convergência do perfil médio da componente transversal da velocidade U_y para valores de ϵ iguais a $0,7\Delta x$ e $0,9\Delta x$.

4.2 Cilindro com oscilação transversal

Nesta seção são mostrados alguns resultados de simulações numéricas com o cilindro oscilando transversalmente em relação ao escoamento. A equação que determina o deslocamento do cilindro é dada por:

$$y_c(t) = y_o + A \text{sen}(2\pi ft), \quad (4.2)$$

sendo $y_c(t)$ a coordenada temporal do centro do cilindro, y_o a coordenada inicial, A é a amplitude transversal de oscilação e t o tempo. O sinal positivo do segundo termo do lado direito indica que o cilindro inicia o movimento deslocando-se para cima.

Considerando o movimento relativo do cilindro em relação ao fluido, a trajetória percorrida pelo cilindro será uma senoide como mostra o esquema da figura 4.4.

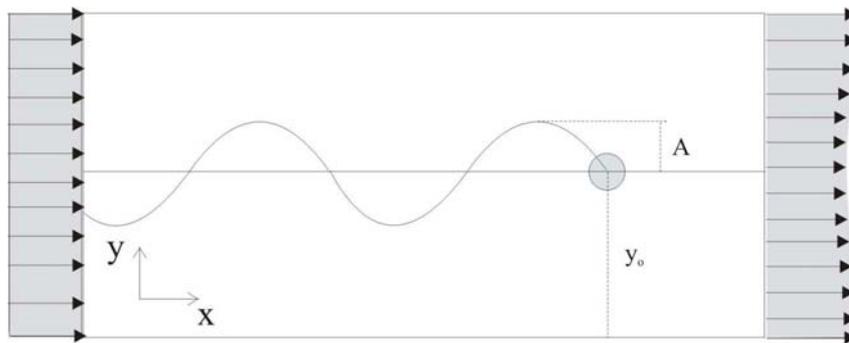


Figura 4.4: Trajetória percorrida pelo cilindro numa oscilação transversal.

Benevenuti e Silvestrini (2006)[2], a fim de iniciarem o estudo de cilindros oscilantes, obtiveram resultados importantes com relação à região de *lock-in* primário. Foram feitas simulações onde os valores de f_o/f_s foram variados entre 0,33 e 1,05, mantendo-se a amplitude de oscilação transversal constante no valor de $B/D = 0,22$. Em todas as simulações foi adotado um número de Reynolds de $Re = 300$. Os autores conseguiram identificar a fronteira de *lock-in* através de um gráfico (Figura 4.5) que mostra o comportamento dos coeficientes de arrasto e sustentação, à medida que se aumenta o f_o . Neste gráfico pode-se notar de forma clara a entrada na região de sincronização ao se ultrapassar o valor de $f_o/f_s = 0,81$, onde se verifica uma queda brusca nos valores de $\langle C_D \rangle$ e $C_{L_{rms}}$. Benevenuti e Silvestrini (2006) [2] adotaram uma frequência de despreendimento de vórtices (frequência de Strouhal - f_s), igual a $f_s = 0,2$. Esta frequência foi determinada através de simulações para um cilindro estacionário, sendo analisado o período do sinal do coeficiente de sustentação obtendo-se, então, a frequência de despreendimento de vórtices.

A figura 4.6 mostra os sinais do coeficiente de sustentação de algumas das simulações feitas

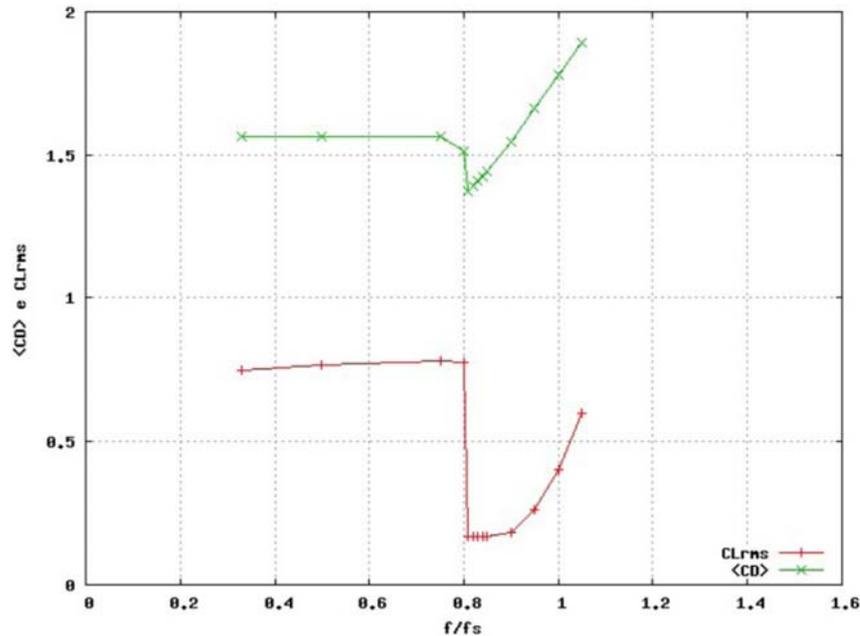


Figura 4.5: Valores de $\langle C_D \rangle$ e C_{Lrms} mostrando a entrada na fronteira de sincronização Bevenutti e Silvestrini (2006)[2].

por Benevenutti e Silvestrini (2006)[2]. Nota-se claramente o desaparecimento da modulação da amplitude do sinal a partir de $f_o/f_s = 0,81$ quando inicia-se o processo de sincronização, entrando-se na região de *lock-in*.

Com base nos resultados dos trabalhos mostrados anteriormente, simulações foram realizadas com os parâmetros indicados na Tabela 4.3.

Tabela 4.3: Resumo dos parâmetros utilizados nas simulações realizadas para validação do código de cálculo.

Simulações	Re	α_*	β_*	Δx	Δy	L_x	L_y	N_x	N_y	f_o/f_s	A/D
I	185	-50000	-30	0,02	0,02	24	24	1201	1201	0,8	0,2
II	185	-50000	-30	0,02	0,02	24	24	1201	1201	0,9	0,2
III	185	-50000	-30	0,02	0,02	24	24	1201	1201	0,95	0,2
IV	185	-50000	-30	0,02	0,02	24	24	1201	1201	1,0	0,2
V	185	-50000	-30	0,02	0,02	24	24	1201	1201	1,1	0,2
VI	185	-50000	-30	0,02	0,02	24	24	1201	1201	1,2	0,2
VII	140	-50000	-30	0,025	0,025	24	16	961	641	0,67	1,0

O valor da frequência natural de despreendimento de vórtices foi $f_s = 0,2$, definido pelo mesmo método utilizado por Benevenutti e Silvestrini 2006[2].

Vitola (2006)[33] mostrou que os resultados do número de Strouhal e dos coeficientes de arrasto e sustentação não são afetados com a variação da dimensão longitudinal L_x do domínio

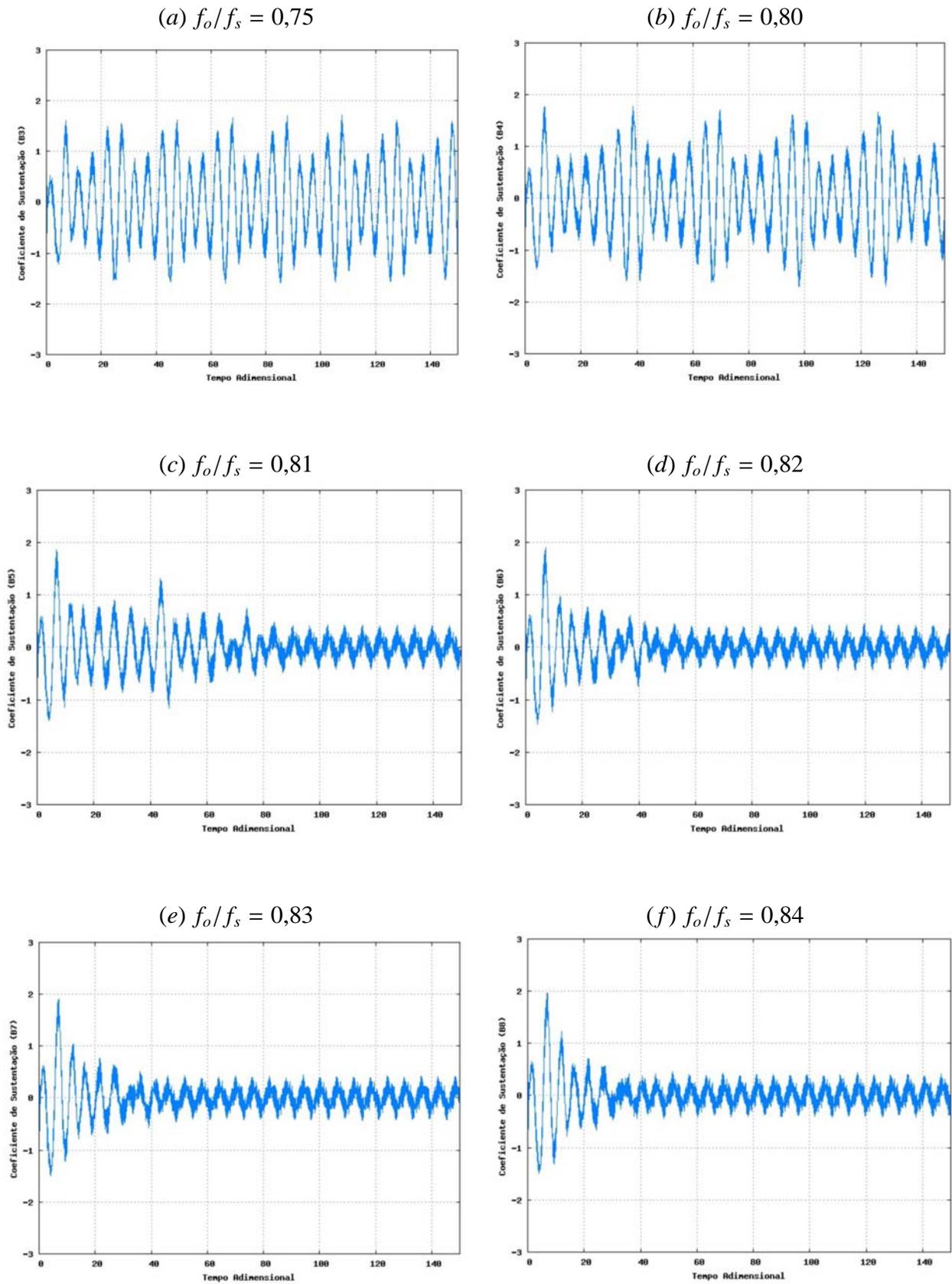


Figura 4.6: Sinais do coeficiente de sustentação obtidos por Benevenuti e Silvestrini, 2006[2].

de cálculo, sendo assim justificada a escolha dos valores adotados na Tabela 4.3.

A seguir são mostrados os resultados obtidos dos coeficientes de arrasto C_D e sustentação C_L , número de Strouhal St , e campos de vorticidade.

Inicialmente são analisados os coeficientes hidrodinâmicos. Nota-se que o valor da raiz média quadrática (*root mean square - rms*) do coeficiente de sustentação ($C_{L_{rms}}$) sofre um aumento acentuado a partir da razão de frequências $f_o/f_s = 0,95$ (Simulação II, Fig. 4.7a). Este aumento é acompanhado por uma queda brusca no ângulo de fase (ϕ) entre a força de sustentação e o deslocamento do cilindro (Figura 4.7b). Bishop e Hassan (1964)[3], também identificaram um pico na força de sustentação para uma frequência de oscilação do cilindro f_o ligeiramente abaixo da frequência de desprendimento de vórtices f_s (Fig. 4.7e-f). Estas alterações estão associadas ao fenômeno de *lock-in* mencionado antes. A partir de $f_o/f_s = 1,0$ cada um destes coeficientes apresentam uma tendência a se estabilizarem num determinado valor. Os resultados obtidos por Guilmineau e Queutey (2002) [10], de simulações numéricas também apresentaram semelhantes variações nestes parâmetros (Fig. 4.7c-d).

A Tabela 4.4 mostra uma comparação dos resultados de $\langle C_D \rangle$, $C_{L_{rms}}$ e ϕ com outros trabalhos para $f_o/f_s = 0,9$ e $f_o/f_s = 1,1$. Os resultados de $\langle C_D \rangle$ e $C_{L_{rms}}$ mostram a mesma tendência de variação com f_o/f_s , porém seus valores superam em aproximadamente 10% os obtidos pelas outras referências. Suspeita-se que estas diferenças observadas podem estar associadas a fatores como os diferentes esquemas numéricos utilizados, a forma de representação da fronteira do cilindro e a diferença na resolução de malha e no domínio computacional. Entende-se que a discretização espacial da malha aliada ao movimento do obstáculo pode fazer com que a fronteira não seja bem representada produzindo então uma distorção numérica. Alguns trabalhos numéricos utilizando o mesmo método de fronteiras virtuais adotaram abordagens diferentes com relação a distribuição do termo de força nos nós próximo a fronteira. Lee 2003[16] por exemplo, utilizou o mesmo método de fronteiras virtuais sendo que o termo de força foi distribuído através de uma interpolação considerando o peso dos pontos próximos a fronteira imposta. Esta alternativa pode ser uma solução para o problema. Uma outra alternativa seria um refinamento de malha computacional utilizando uma malha com "*stretching*", podendo desta maneira até ser aumentado o domínio sem alterar o custo de cálculo computacional.

Na figura 4.8 são mostrados os sinais de C_D e C_L das simulações II, IV, V e VI. Nota-se o surgimento de uma modulação na amplitude dos sinais a partir de $f_o/f_s = 1,1$ (simulações V e VI). Esta modulação é consequência da saída da região de *lock-in*.

Os campos instantâneos de vorticidade mostrados na figura 4.9a e b, correspondem as simulações II e VI. Observa-se que na esteira para $f_o/f_s = 0,9$ a distância entre os vórtices é maior em comparação a esteira da simulação com $f_o/f_s = 1,2$.

Os sinais do coeficiente de sustentação destas simulações foram submetidos a uma análise espectral utilizando o método modificado do periodograma de *Welch*, que está disponível no *Toolbox* de análise de sinais do MATLAB. Os espectros das respectivas simulações são apresentados na Figura 4.9c. Percebe-se claramente o aumento de energia entre as simulações II e

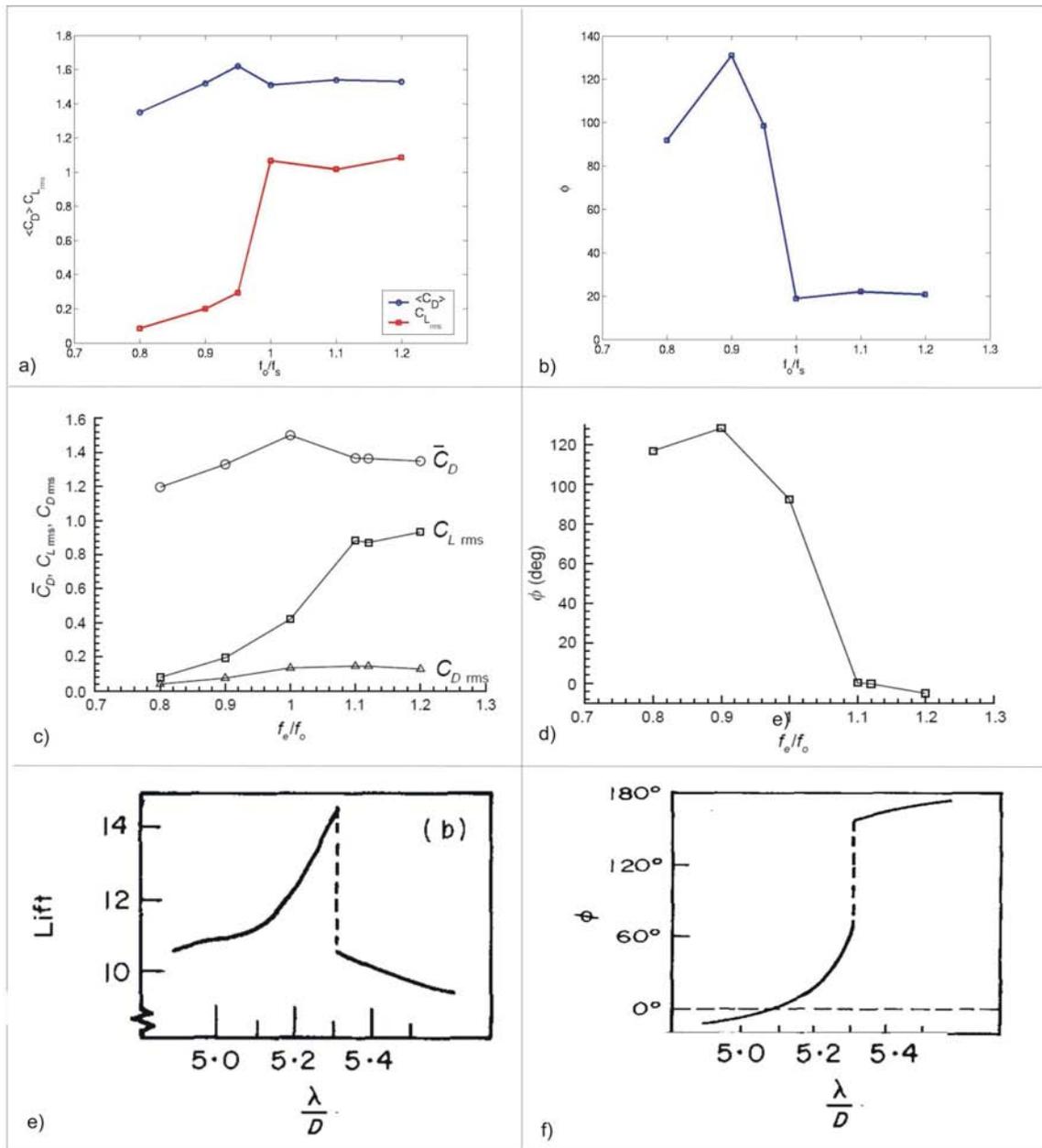
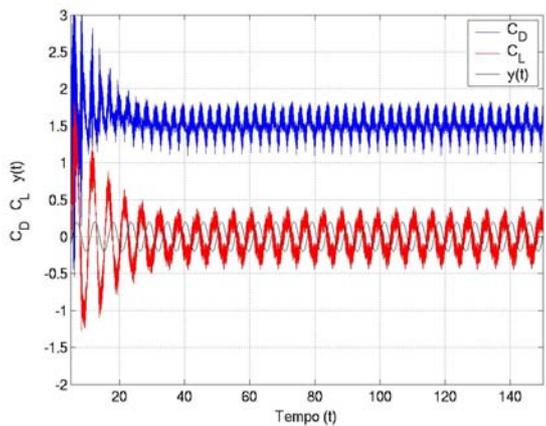


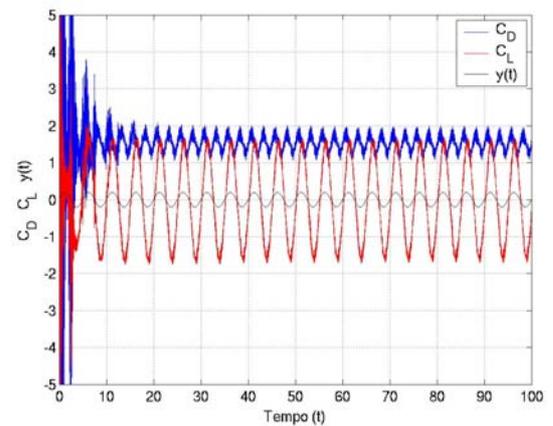
Figura 4.7: Valores de $\langle C_D \rangle$, $C_{L,rms}$ e do Ângulo de fase ϕ para: a) e b) Resultados das Simulações I a VI do presente trabalho; c) e d) Trabalho numérico de Guilmineau e Queutey (2002) [10]; e) e f) Estudo de um cilindro com oscilação forçada feito por Bishop e Hassan (1964) (apud Williamson e Roshko (1988)[38]).

Tabela 4.4: Comparação do coeficiente de arrasto médio ($\langle C_D \rangle$), do r.m.s do coeficiente de sustentação ($C_{L_{rms}}$), e do ângulo de fase (ϕ).

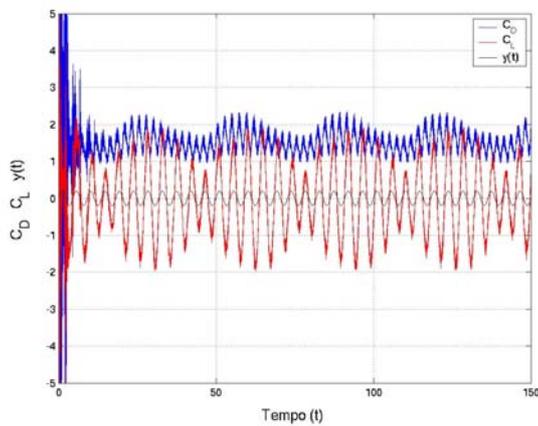
		$\langle C_D \rangle$	$C_{L_{rms}}$	ϕ
$f_o/f_s = 0,9$	Presente trabalho	1,52	0,20	130,91
	Huang et al. (2007)[11]	1,35	0,15	126,43
	Guilmineau e Queutey (2002)[10]	1,33	0,19	128,11
	Kim e Choi (2006)[14]	1,37	0,17	124,49
$f_o/f_s = 1,1$	Presente trabalho	1,54	1,02	22,16
	Huang et al. (2007)[11]	1,41	0,90	1,26
	Guilmineau e Queutey (2002)[10]	1,36	0,87	0,00
	Kim e Choi (2006)[14]	1,40	0,87	5,31



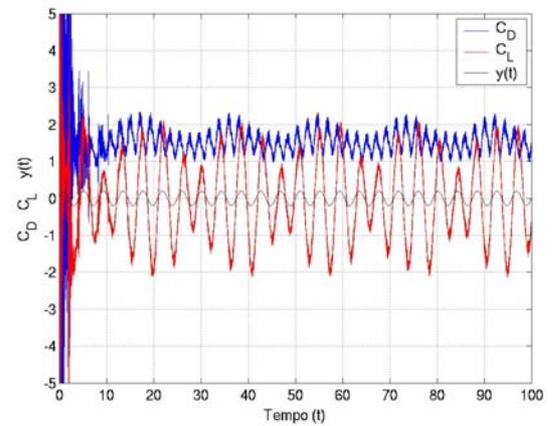
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 4.8: Sinais de C_D , C_L e deslocamento do cilindro $y(t)$; (a) $f_o/f_s = 0,9$; (b) $f_o/f_s = 1,0$; (c) $f_o/f_s = 1,1$; (d) $f_o/f_s = 1,2$.

IV, sendo que apenas um pico de frequência igual a frequência de oscilação f_o é mostrado, o que caracteriza o fenômeno de *lock-in* com a frequência de desprendimento de vórtices sendo capturada pela frequência de oscilação do cilindro. Para a simulação VI ($f_o/f_s = 1,2$), o espectro apresenta dois picos em $f_R = 0,186$ e $f_R = 0,244$, mostrando que o movimento do cilindro encontra-se fora de ressonância em relação à frequência de desprendimento de vórtices, ou seja, esta fora da região de *lock-in*.

Uma última simulação VII foi realizada com o objetivo de identificar o modo de desprendimento $P + S$ do mapa WR (Figura 2.13). O cilindro inicia o seu movimento deslocando-se para cima formando duas camadas cisalhantes (horária e anti-horária) fornecendo vorticidade para formação dos vórtices B1 e B2 (Figura 4.10(a)). Quando o cilindro atinge o ponto mais alto da trajetória (Fig. 4.10(c)) a camada cisalhante anti-horária é atraída pelo vórtice B1 de forma que tal camada atravessa a linha central cortando o fornecimento de vorticidade para o vórtice B1. Este se desprende quando o cilindro passa a se deslocar para baixo (Fig. 4.10(d)). Com o desprendimento do vórtice B1 um terceiro vórtice B3 começa a ser formado pela camada cisalhante horária a partir do início da segunda metade do ciclo da trajetória (Figura 4.10(d) e (e)). Durante o deslocamento do cilindro para baixo ocorre ainda o desprendimento do vórtice B2. Este vórtice sofre uma deformação antes de se desprender sendo isto talvez uma consequência do seu posicionamento entre os dois vórtices horários B1 e B3. Ao final do percurso tem-se uma esteira formada pelo desprendimento de três vórtices, um simples B1 e o par B2 e B3, caracterizando o modo de desprendimento $P + S$ de acordo com o mapa WR.

Os resultados apresentados neste capítulo mostraram que o código computacional é capaz de resolver o escoamento bidimensional ao redor de cilindros em movimento. Embora os resultados dos valores de $\langle C_D \rangle$ e $C_{L_{rms}}$ sejam superiores aos de outros trabalhos, nota-se que o código consegue fornecer resultados no que diz respeito aos fenômenos físicos encontrados em escoamentos ao redor de obstáculos cilíndricos com oscilação forçada. Com base nestes resultados, deu-se continuidade a pesquisa com uma série de simulações realizadas para outros tipos de trajetória , sendo os resultados destas analisados nos próximos capítulos.

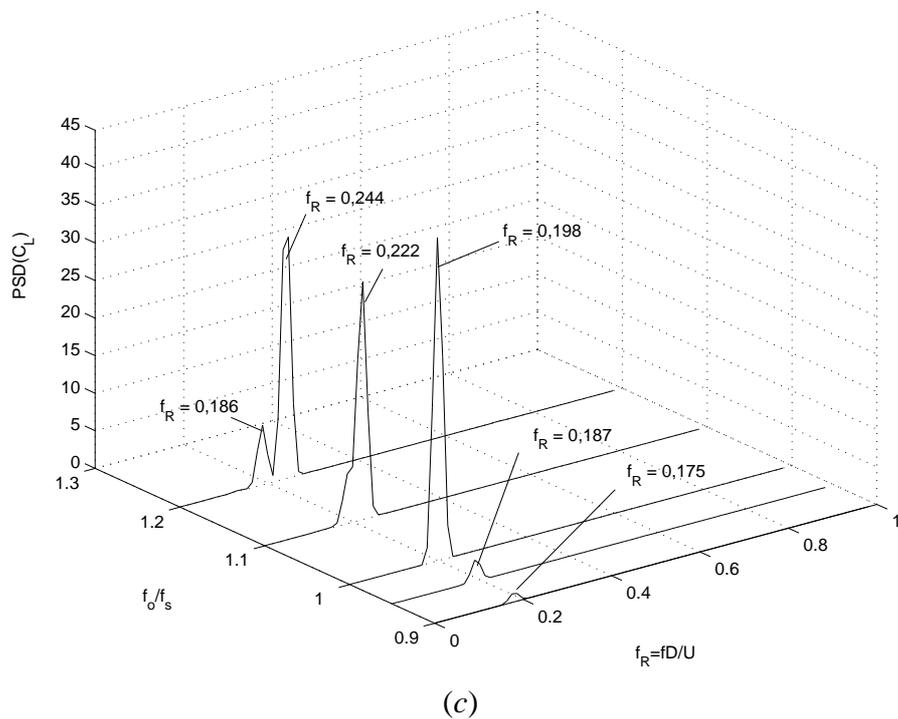
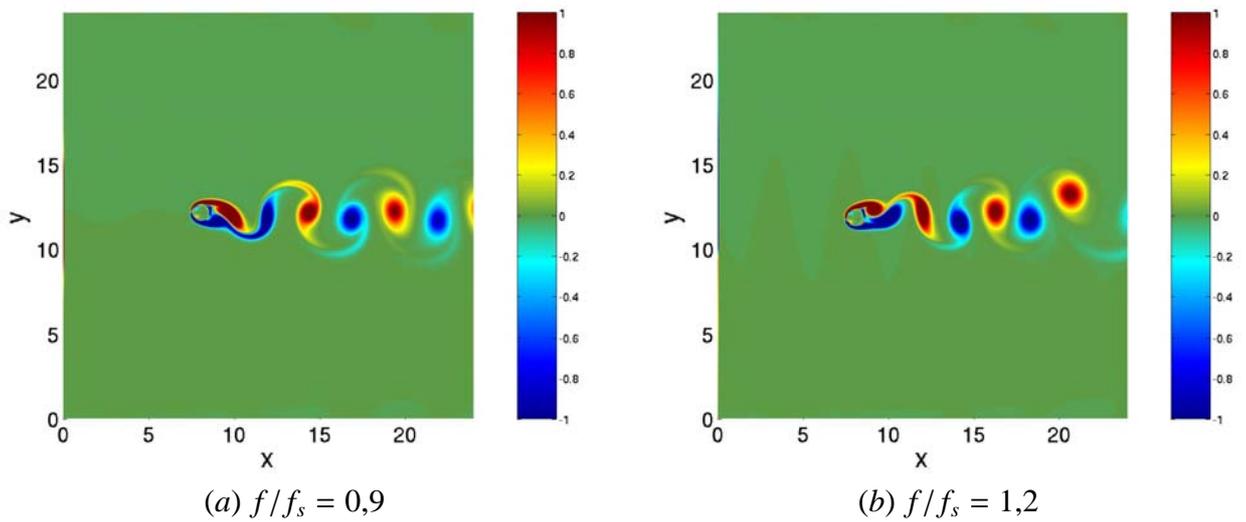


Figura 4.9: (a) Campo instantâneo de vorticidade para a simulação II ($f/f_s = 0,9$); (b) Campo instantâneo de vorticidade para a simulação VI ($f/f_s = 1,2$); (c) Densidade espectral de potência para o sinal do coeficiente de sustentação das simulações de I à VI.

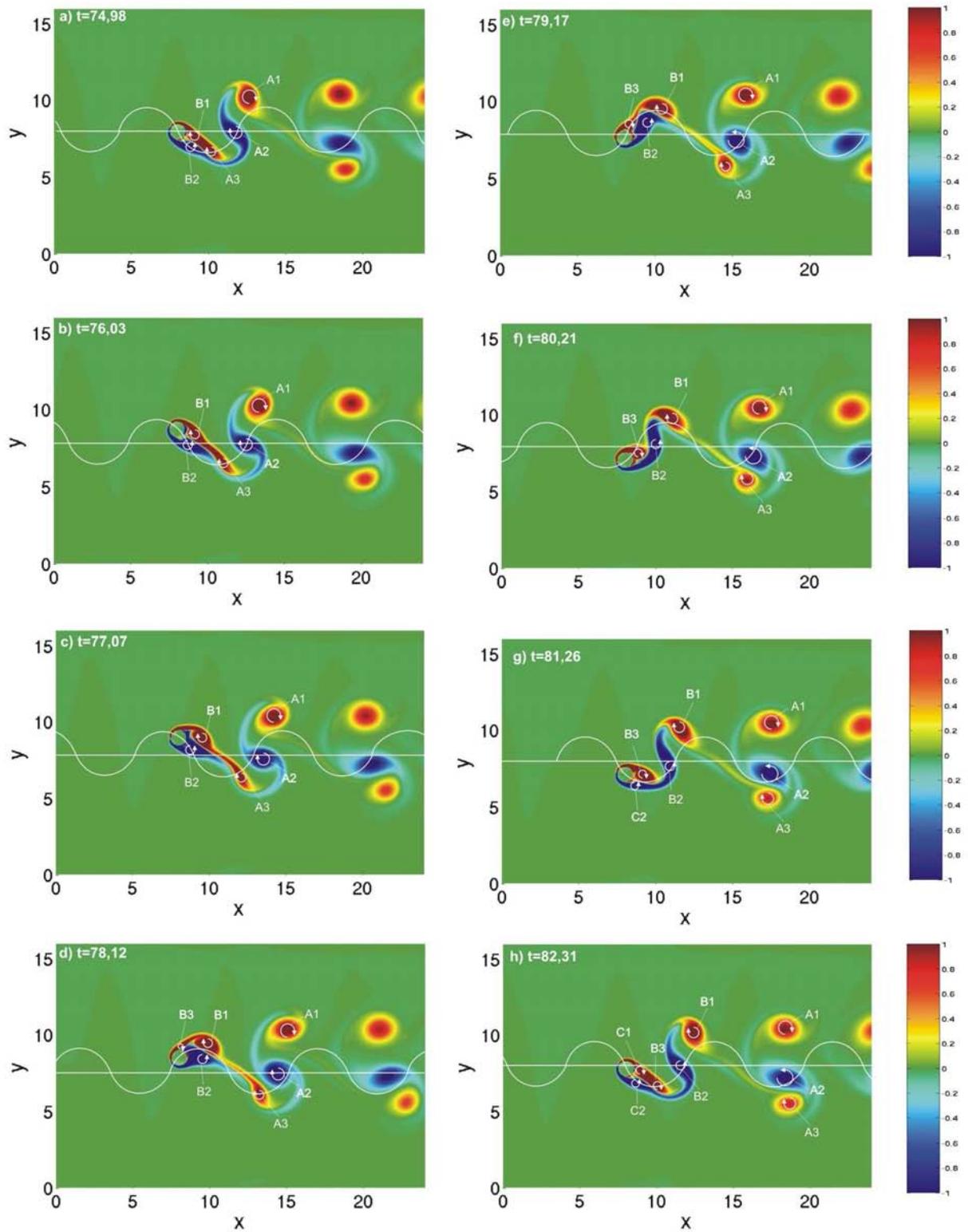


Figura 4.10: Campos instantâneos de vorticidade evidenciando o modo de desprendimento $P + S$.

Capítulo 5

Escoamento ao redor de um cilindro movendo-se sobre trajetória elíptica

Uma vez definidos os parâmetros mais adequados ao estudo proposto, partiu-se para as simulações envolvendo o movimento do cilindro sobre outras trajetórias. As novas trajetórias estudadas foram: uma trajetória elíptica; uma trajetória em arco e uma trajetória em oito.

A primeira trajetória estudada foi a elíptica, a qual será apresentada a seguir. As trajetórias em arco e em oito serão apresentadas no próximo capítulo junto com uma análise comparativa de todas as trajetórias estudadas neste trabalho.

5.1 Caracterização do movimento em trajetória elíptica

A imposição do movimento elíptico ao cilindro é definida pelas equações paramétricas da elipse. Estas equações são dadas por:

$$\begin{aligned}x_c &= x_o + B \cos(2\pi f_o t), \\y_c &= y_o + A \sin(2\pi f_o t),\end{aligned}\tag{5.1}$$

em que A e B são as amplitudes de oscilação do cilindro nas direções x e y , respectivamente, t o tempo adimensional, x_o e y_o as coordenadas do centro da trajetória e f_o a frequência de movimento que determina o período da trajetória. A derivada das equações (5.1) em t fornece as duas componentes da velocidade $\vec{U}_c = (u_c, v_c)$ do cilindro:

$$\begin{aligned}u_c &= 2\pi f_o B \sin(2\pi f_o t), \\v_c &= 2\pi f_o A \cos(2\pi f_o t),\end{aligned}\tag{5.2}$$

A Figura 5.1 ilustra a trajetória elíptica com seus parâmetros de amplitude de deslocamento A/D e B/D , adimensionalizados pelo diâmetro do cilindro e quatro posições principais na trajetória.

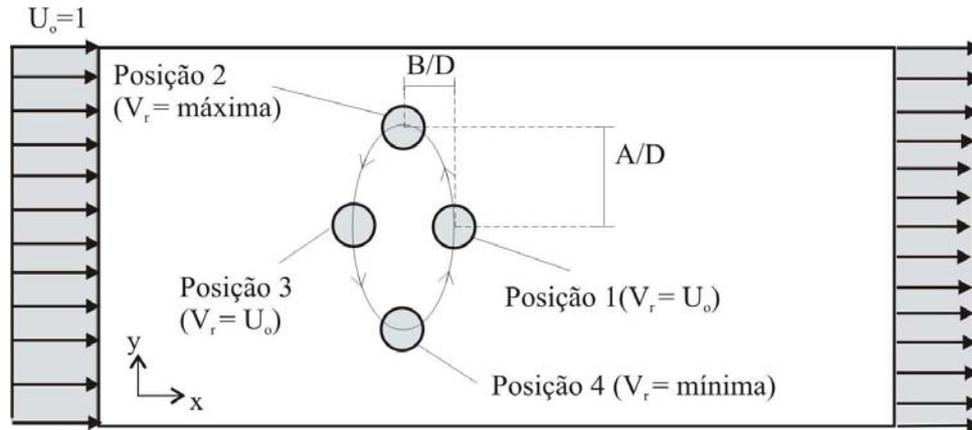


Figura 5.1: Trajetória elíptica.

O movimento em trajetória elíptica pode ser realizado em sentidos horário ou anti-horário. Neste capítulo é estudado o movimento em trajetória elíptica no sentido anti-horário, onde o cilindro desloca-se passando pelas quatro posições indicadas na Figura 5.1. A velocidade relativa do escoamento com relação ao cilindro (V_r) é obtida através da subtração da velocidade de entrada U_o pela velocidade do cilindro \vec{U}_c . A posição 1 marca o ponto de início da trajetória. Nesta posição, a componente longitudinal da velocidade do cilindro u_c é nula e portanto a velocidade relativa (V_r) é igual à velocidade do fluido na entrada (U_o). Na posição 2, a componente u_c adquire seu valor máximo com sentido contrário ao do escoamento e V_r terá valor máximo. Na posição 3, o cilindro volta a ter u_c nula e na posição 4, V_r tem valor mínimo, pois a componente u_c terá o mesmo sentido do escoamento. Desta maneira, é conveniente definir um número de Reynolds local (Re_L), função de V_r , dado por:

$$Re_L = \frac{V_r D}{\nu}. \quad (5.3)$$

Sendo assim, as condições hidrodinâmicas do escoamento ao redor do cilindro variam de acordo com os parâmetros da trajetória imposta. Estas variações são evidenciadas nos resultados obtidos pelas simulações realizadas com a trajetória elíptica mostrados a seguir.

5.2 Análise dos Resultados

Foram realizadas 7 simulações com diferentes parâmetros de amplitude de deslocamento longitudinal B/D . O objetivo foi tentar determinar que alterações ocorrem no sistema quando um deslocamento longitudinal é imposto ao cilindro. Por isso, os valores de B/D são modificados gradativamente a cada simulação, como mostra a tabela 5.1. Foram adotados valores de $A/D = 1,5$ para as simulações com $Re = 140$ e $A/D = 1,0$ nas simulações com $Re = 400$. Estes valores de amplitude transversal de movimento foram escolhidos com o objetivo de comparar os padrões de desprendimento das simulações com oscilação transversal E-I e E-IV, os quais são conhecidos do mapa WR, com os novos padrões obtidos para a trajetória elíptica. A razão

de frequências f_o/f_s foi definida baseada na frequência de movimento do cilindro f_o , e o seu valor foi mantido constante em $f_o/f_s = 0,9$ para todas as simulações.

Tabela 5.1: Resumo dos parâmetros utilizados nas simulações realizadas com a trajetória elíptica

Simulações	Re	A/D	B/D
E-I	140	1,5	0,0
E-II	140	1,5	0,5
E-III	140	1,5	1,0
E-IV	400	1,0	0,0
E-V	400	1,0	0,25
E-VI	400	1,0	0,5
E-VII	400	1,0	1,0

Parâmetros fixos: $\alpha = -50000$; $\beta = -30$; $\Delta x = \Delta y = 0,02$;
 $L_x = L_y = 24$; $N_x = N_y = 1201$; $f_o/f_s = 0,9$.

5.2.1 Análise dos padrões de desprendimento de vórtices

Primeiramente foram analisados os campos de vorticidade da simulação E - I, para a qual foi mantida nula a amplitude de deslocamento longitudinal B/D , tratando-se, portanto, de uma oscilação transversal. No mapa WR (Fig. 2.13), os parâmetros desta simulação correspondem à região do modo P+S de desprendimento. A figura 5.2 apresenta os campos instantâneos de vorticidade correspondentes a dois ciclos de oscilação do cilindro. Durante o primeiro ciclo (Figura 5.2a - g) ocorre a formação de 4 regiões de vorticidade, sendo estas nomeadas por A1, A2, A3 e A4, seguindo a ordem de formação. Durante o segundo ciclo de oscilação (Figura 5.2h - o) outras 4 regiões de vorticidade são formadas (B1, B2, B3 e B4). Acompanhando-se a evolução de A1, A2, A3 e A4 no segundo ciclo, nota-se que A3 emparelha-se com A2 e B2 (Figura 5.2j - n). Este fenômeno é caracterizado pela junção de dois ou mais vórtices de mesmo sinal. No final do segundo ciclo de oscilação (Figura 5.2o) o vórtice A3 desaparece completamente, resultando na formação de uma esteira com o padrão P+S.

Quando o movimento longitudinal é imposto ao cilindro na simulação E - II, ($B/D = 0,5$), o processo de formação dos vórtices A1, A2 e A3 (Figuras 5.3a - g) ocorre no primeiro ciclo de movimento do cilindro. O deslocamento longitudinal faz com que o vórtice A3 não se desprenda (Figura 5.3f), resultando num padrão 2S no final deste ciclo (Figura 5.3h). No segundo ciclo (Figura 5.3h - o), outros três vórtices B1, B2 e B3 são formados, sendo que B3 (vórtice correspondente a A3 do primeiro ciclo), desta vez, se desprende do cilindro. Conclui-se que o padrão de desprendimento da esteira de vórtices, para esta simulação, alterna-se a cada ciclo entre os modos 2S (vórtices A1 e A2) e 2P (vórtices A3, B1, B2 e B3). Neste trabalho adotou-se o símbolo $2S/2P$ para este padrão de desprendimento alternado.

Os campos instantâneos de vorticidade para dois ciclos da simulação E-III são mostrados na

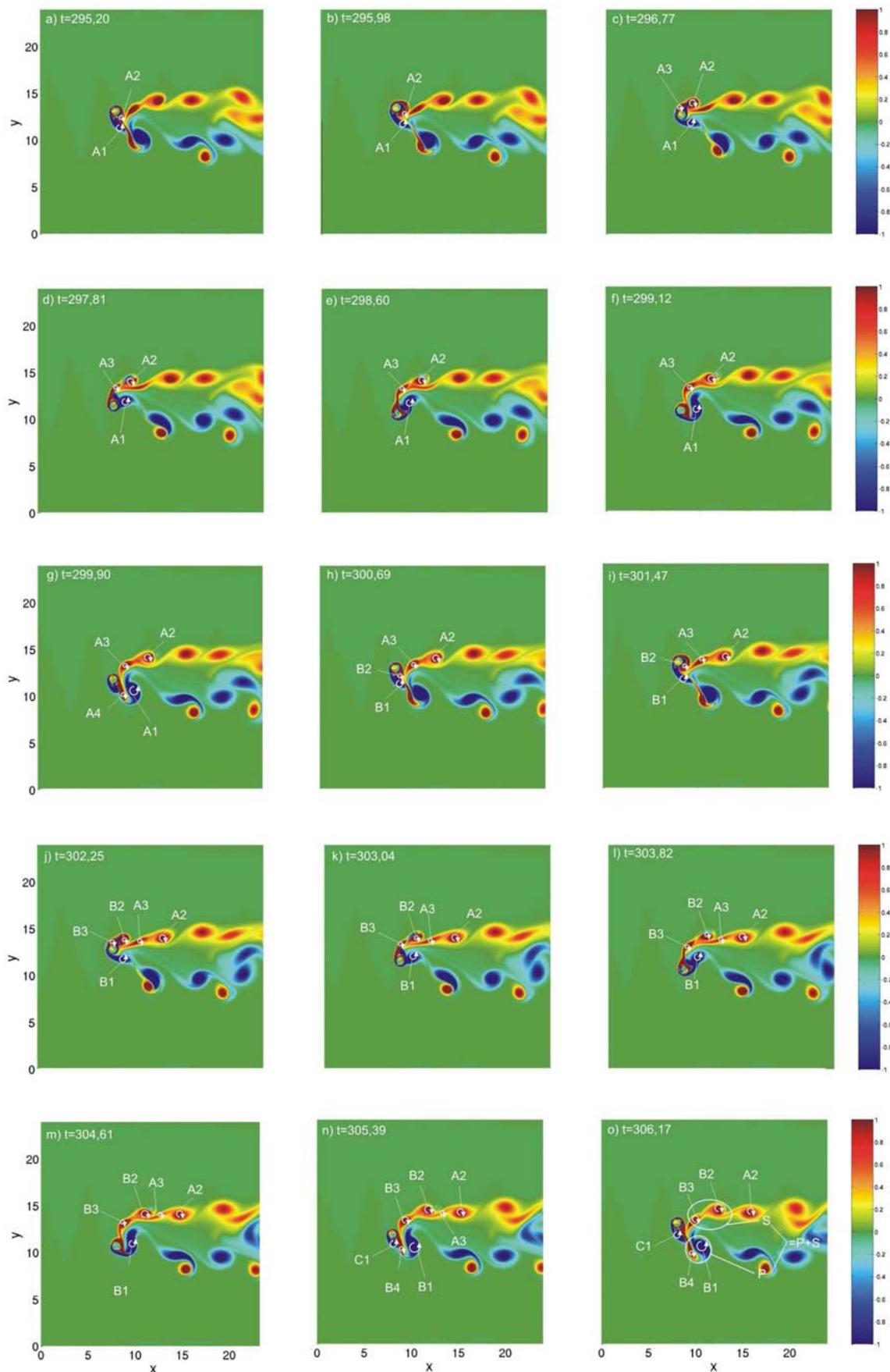


Figura 5.2: Campos instantâneos de vorticidade da Simulação E - I, correspondendo a dois ciclos de oscilação do cilindro.

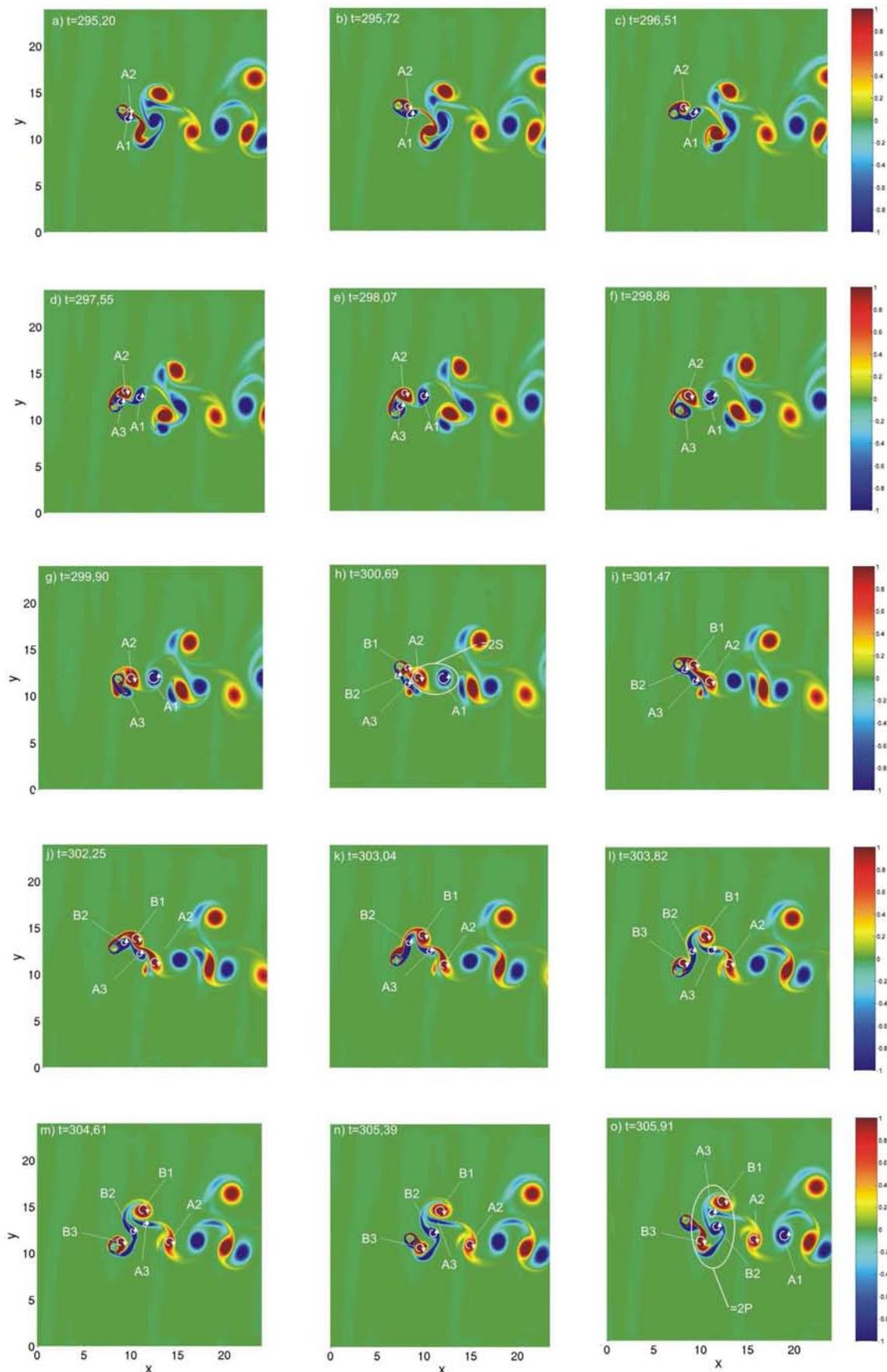


Figura 5.3: Campos instantâneos de vorticidade da Simulação E - II, correspondendo a dois ciclos de oscilação do cilindro.

Figura 5.4. Nota-se a formação de estruturas no escoamento com um padrão de desprendimento a priori não identificado.

Para as simulações de E-IV a E-VII, a amplitude de deslocamento transversal do cilindro foi mantida constante em $A/D = 1,0$ e o número de Reynolds adotado foi de $Re = 400$. A amplitude de deslocamento longitudinal B/D foi variada em 0,0, 0,25, 0,5 e 1,0.

A simulação E-IV ($B/D = 0,0$, oscilação transversal) corresponde a região de modo 2P no mapa WR. Os campos instantâneos desta simulação mostrados na figura 5.5, indicam a formação de dois vórtices simples (A2 e A3) e de duas camadas cisalhantes (A1 e A4) no final de um ciclo de movimento (Figura 5.5i). Cada par é formado por uma camada cisalhante e um vórtice de sentido oposto que são desprendidos nos pontos extremos da trajetória em cada ciclo. Na figura 5.6 são mostrados detalhes do campo instantâneo de vorticidade, com o campo de vetores de velocidade sobreposto. Este campo vetorial é resultado do campo de velocidades instantâneas subtraído pela velocidade U_o , o que possibilita a visualização da circulação na região de vorticidade. Pode-se notar que a camada cisalhante inferior parece formar um vórtice após a evolução da esteira (Figura 5.6 Detalhe E). Para este caso tem-se, portanto, um padrão formado por dois vórtices bem definidos e duas regiões com certa vorticidade que podem ser identificados como vórtices de baixa intensidade resultando, assim, no padrão 2P esperado.

Quando a amplitude de deslocamento longitudinal é imposta ao movimento do cilindro (Simulação E-V $B/D = 0,25$), nota-se pelos campos de vorticidade mostrados na Figura 5.7 que a camada cisalhante superior negativa, isto é, de sentido anti-horário, torna-se mais intensa, formando o vórtice V2, enquanto que a camada cisalhante inferior positiva tem a sua vorticidade de reduzida. Esta variação na vorticidade resulta numa esteira de vórtices com o padrão assimétrico P+S (Figura 5.7i). Analisando o número de Reynolds local (Re_L) em função da velocidade relativa V_r , conclui-se que, quando o deslocamento longitudinal B/D é imposto, as condições do escoamento ao redor do cilindro se modificam à medida que o cilindro se desloca na trajetória. Quando o cilindro se move no sentido contrário ao do escoamento (de 1 para 3 na figura 5.1), tem-se um Re_L alto, e quando o cilindro se desloca no mesmo sentido do escoamento (de 3 para 1 na figura 5.1), o valor de Re_L é reduzido. Essa variação faz com que as camadas cisalhantes sejam mais intensas quando o Re_L é maior, causando a formação de vórtices mais bem definidos quando o cilindro esta se deslocando na região superior da trajetória, dando origem ao par de vórtices superior.

Para a simulação E-VI, com $B/D = 0,5$, parece haver também uma tendência à formação do padrão de desprendimento P+S. O deslocamento do cilindro no mesmo sentido do escoamento faz com que V3 não se desprenda no primeiro ciclo (Fig. 5.8a-f). Este vórtice irá se desprender somente depois de quase dois ciclos de oscilação (Figura 5.8h). Observa-se ainda que os pares superiores de vórtices viajam pelo escoamento sempre com um mesmo ângulo de inclinação α . Este padrão de desprendimento é identificado com o símbolo $(P + S)_\alpha$.

Para a última simulação (Simulação E-VII, Fig. 5.9), como na simulação E-III, não foi possível identificar o padrão de desprendimento formado.

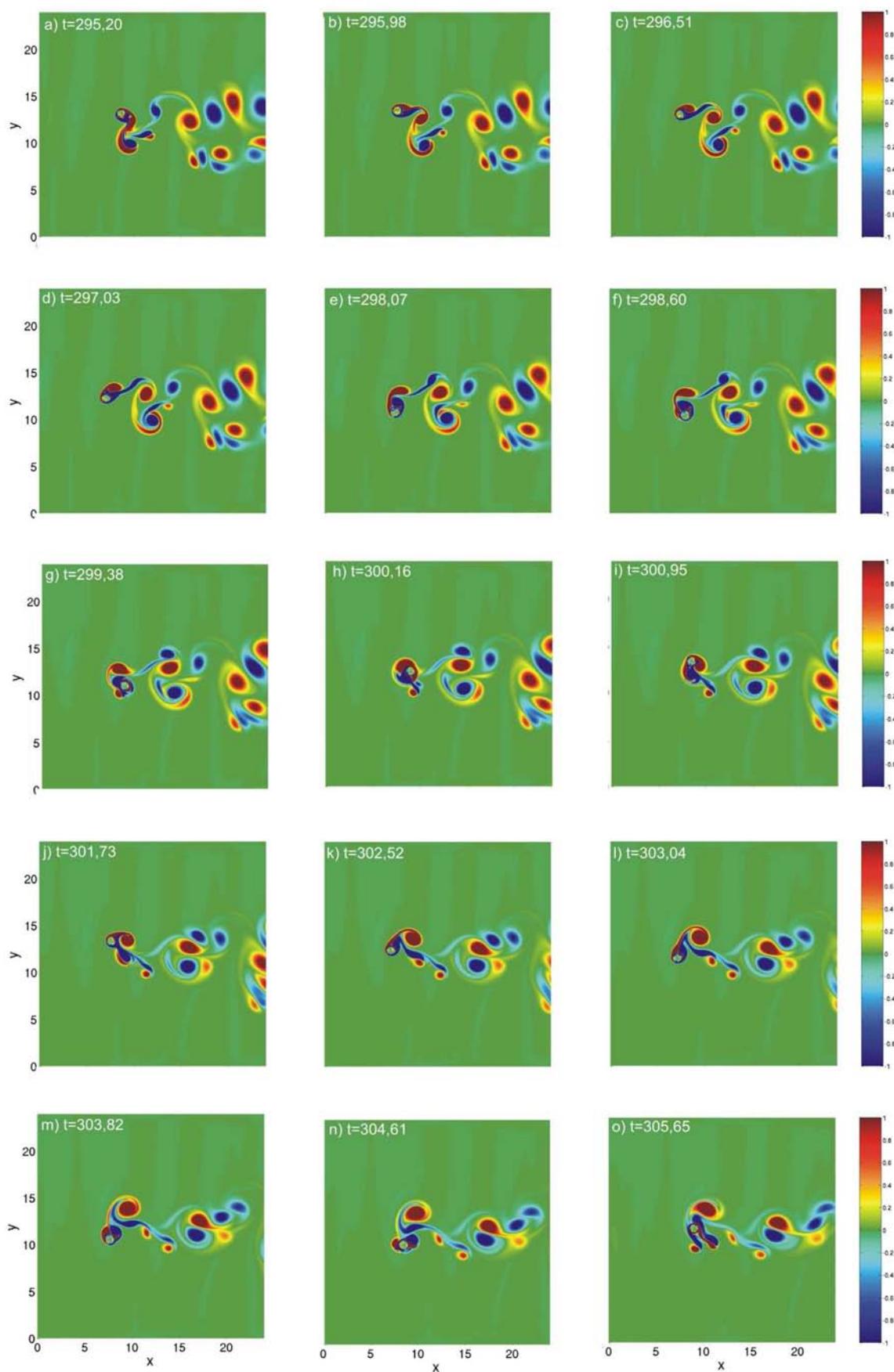


Figura 5.4: Campos instantâneos de vorticidade da Simulação E - III, correspondendo a dois ciclos de oscilação do cilindro.

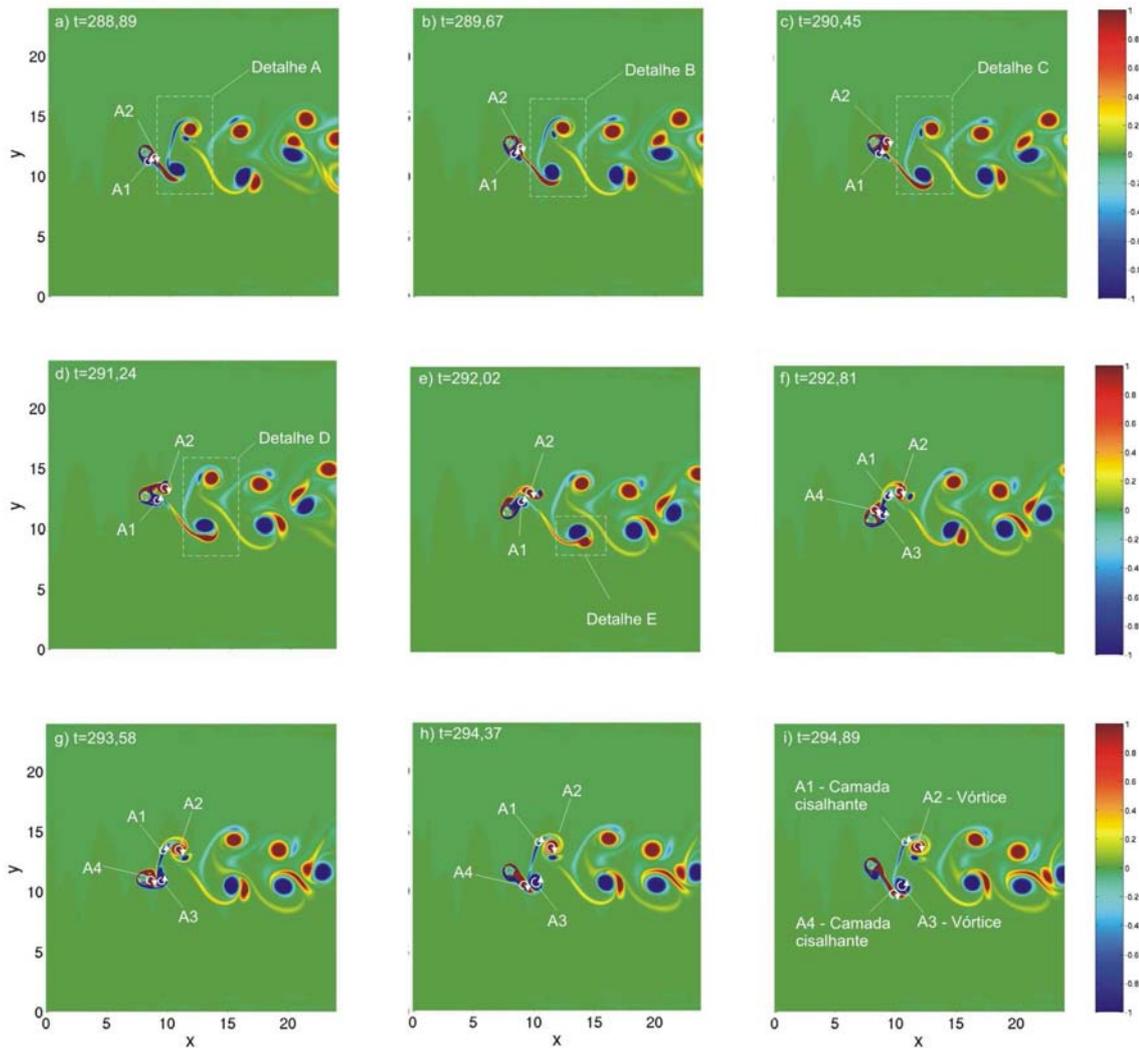


Figura 5.5: Campos instantâneos de vorticidade da simulação E - IV, mostrando um ciclo de oscilação.

De acordo com o mapa WR, a região dominada pelo padrão de desprendimento P+S, passa a apresentar o padrão 2P quando o número de Reynolds ultrapassa o valor de 300. É importante ressaltar que, por se tratarem de simulações bidimensionais, os resultados obtidos nas simulações com $Re = 400$ podem apresentar distorções em relação a um escoamento real, uma vez que para $Re > 185$ surgem as primeiras tridimensionalidades (modos "A" e "B") no caso do escoamento com cilindro fixo (Ribeiro, 2002 [24]). Entretanto, Vitola (2006)[33] realizou simulações bidimensionais para $Re = 300$ com o mesmo código utilizado no presente trabalho e obteve resultados bem próximos da simulação tridimensional de Mittal e Balachandar (1997) [21]. Vitola (2006)[33] ressalta, ainda, que os resultados obtidos por Mittal e Balachandar 1997[21] são bem próximos dos valores experimentais apresentados por Williamson (1996a)[35].

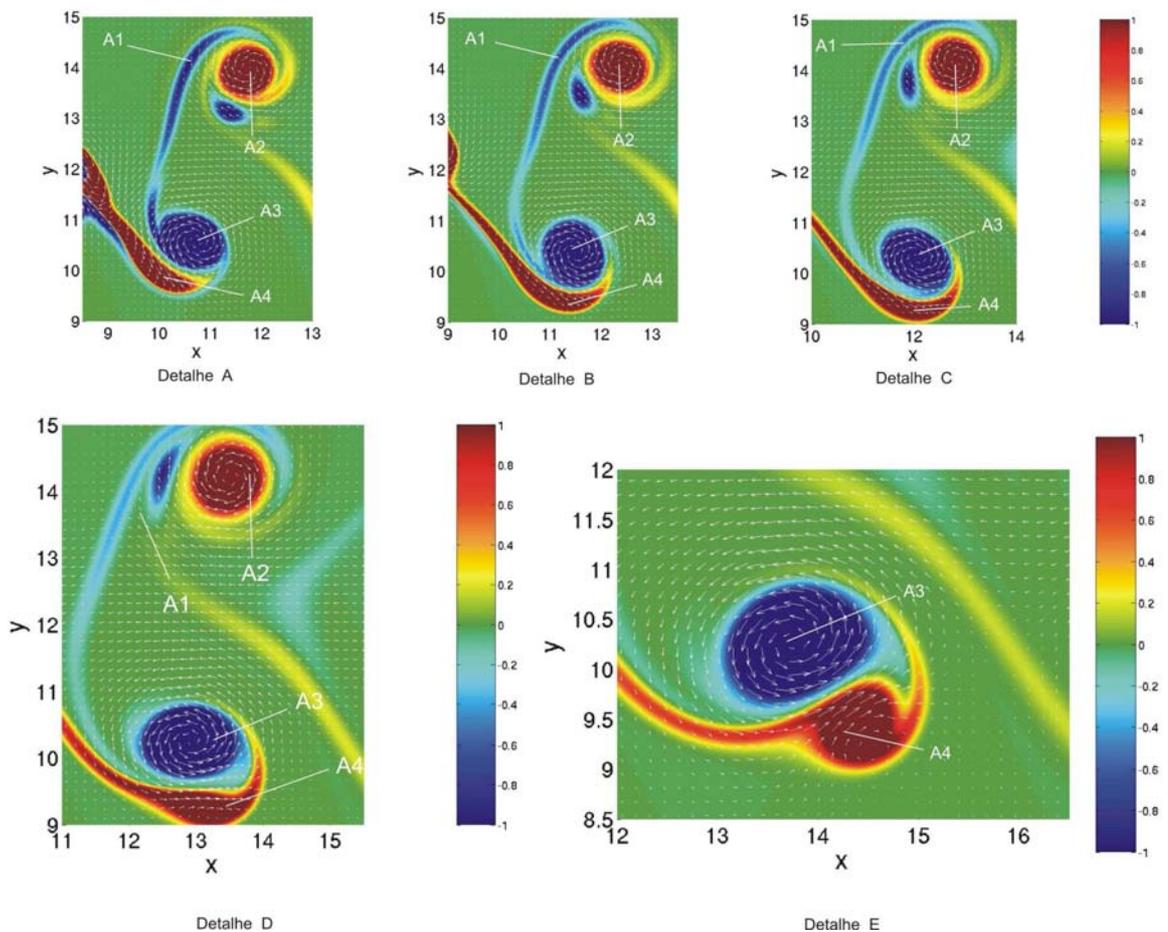


Figura 5.6: Detalhes mostrando a formação do vórtice A4 a partir de uma camada cisalhante na esteira de vórtices da simulação E-IV.

5.2.2 Análise dos coeficientes hidrodinâmicos

Nesta seção são apresentados os resultados do coeficiente de arrasto C_D e do coeficiente de sustentação C_L de cada uma das simulações realizadas.

Na Figura 5.10 são apresentados os valores do coeficiente de arrasto médio $\langle C_D \rangle$ e do rms (*root mean square*) do coeficiente de sustentação $C_{L_{rms}}$ para as simulações com $Re = 140$. Com a imposição do deslocamento longitudinal na simulação E-II ($B/D = 0,5$), ocorreu uma queda no valor de $\langle C_D \rangle$ e um aumento no $C_{L_{rms}}$. Na simulação E-II o $\langle C_D \rangle$ volta a crescer.

A variação do coeficiente de arrasto médio $\langle C_D \rangle$ e do rms do coeficiente de sustentação $C_{L_{rms}}$ das simulações com $Re = 400$ é mostrada na Figura 5.11. Observa-se que o aumento na amplitude de deslocamento longitudinal B/D imposta ao cilindro também tende a aumentar as flutuações do coeficiente de sustentação $C_{L_{rms}}$. O valor de $\langle C_D \rangle$ tem uma queda até $B/D = 0,5$ e em seguida volta a crescer. Comparando os coeficientes das simulações para diferentes números de Reynolds observa-se que os valores são menores para $Re = 400$. Entretanto, essa diferença pode estar associada ao fato das simulações com $Re = 140$ possuírem uma maior amplitude de deslocamento transversal (A/D).

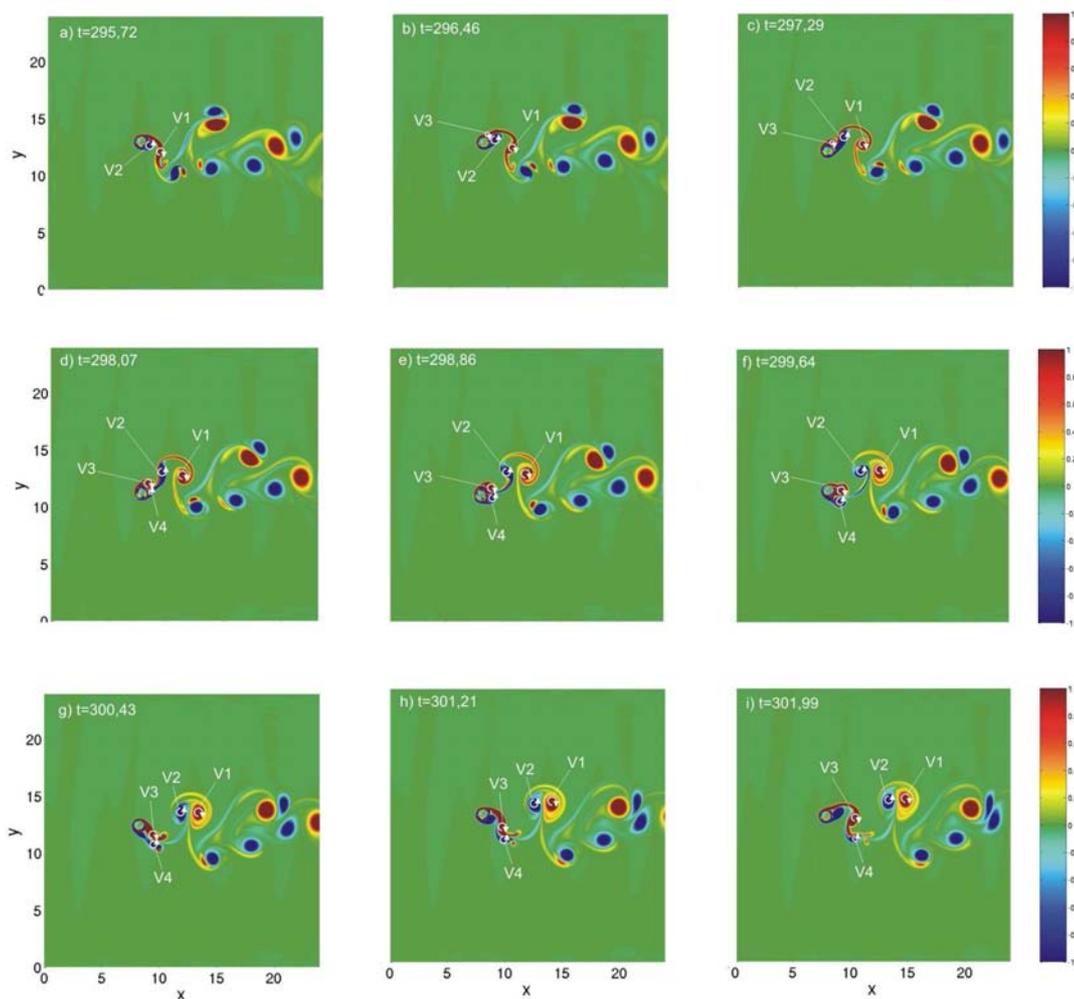


Figura 5.7: Campos instantâneos de vorticidade da Simulação E - V, mostrando um ciclo de oscilação.

Os sinais destes coeficientes para as simulações com $Re = 140$ são apresentados na Figura 5.12. A simulação E-I apresentou um sinal assimétrico tanto para o C_D como para o C_L (Fig. 5.12a e d). Para a simulação E-II ($B/D = 0,5$), nota-se o surgimento de uma modulação onde o sinal altera a sua amplitude a cada ciclo de oscilação (Fig. 5.12b e e). Os sinais dos coeficientes hidrodinâmicos para a simulação E-III não apresentaram periodicidade (Fig. 5.12c e f).

Na Figura 5.13 são apresentados os sinais de C_D e C_L das simulações com $Re = 400$. Observa-se que estes sinais tendem a se tornarem cada vez menos periódicos, à medida que a complexidade do escoamento aumenta com o incremento do deslocamento longitudinal B/D .

O aumento de B/D provocou ainda o surgimento de uma força de sustentação média negativa, como pode ser visto na Figura 5.14. Esta sustentação negativa tende a deslocar o cilindro para baixo.

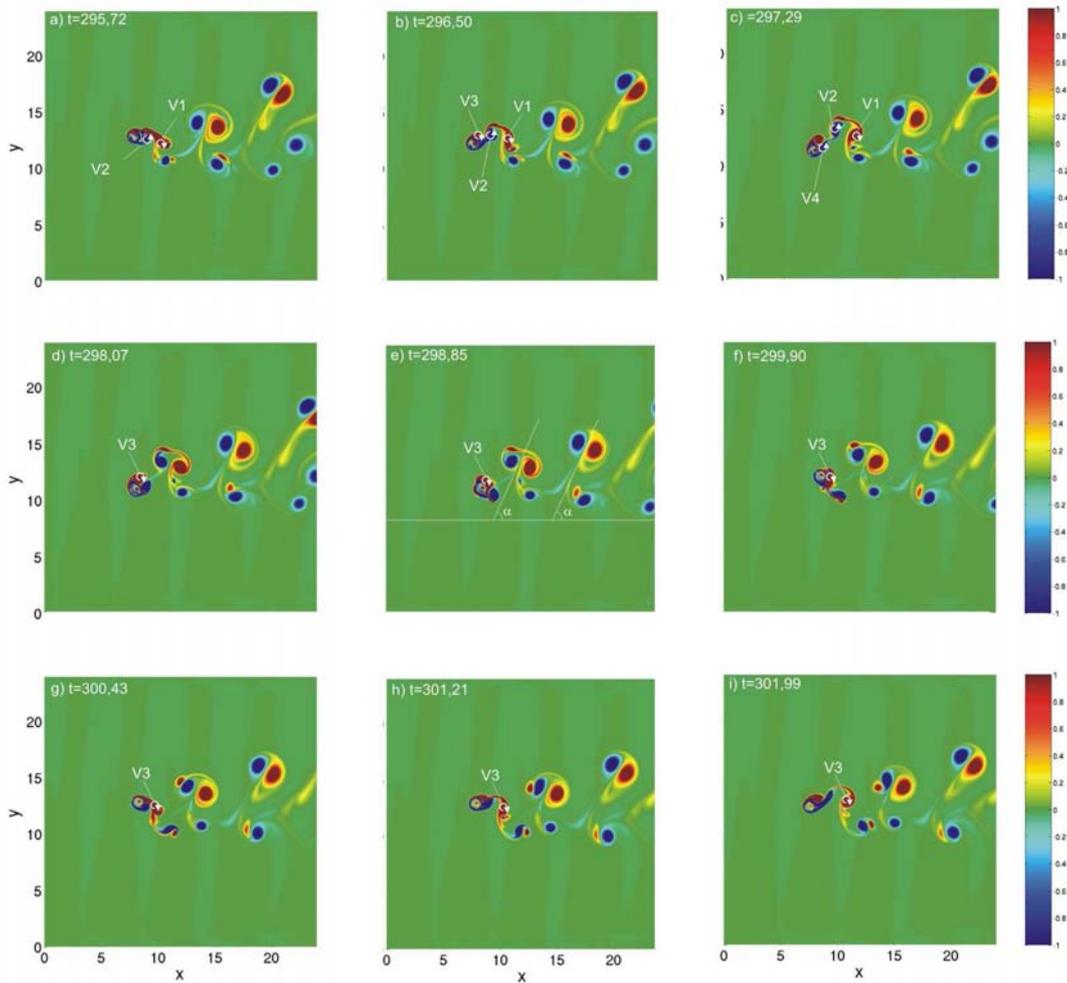


Figura 5.8: Campos instantâneos de vorticidade da Simulação E - VI, mostrando um ciclo de oscilação.

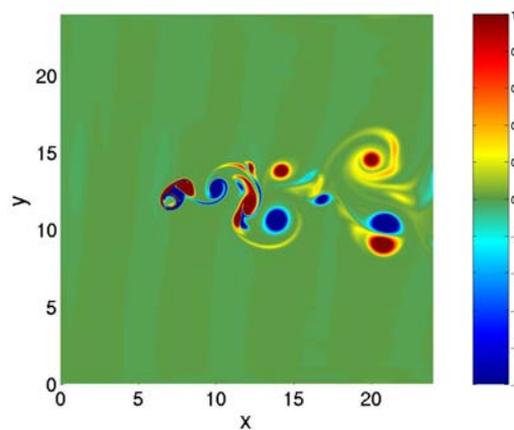


Figura 5.9: Campo de vorticidade da Simulação E - VII.

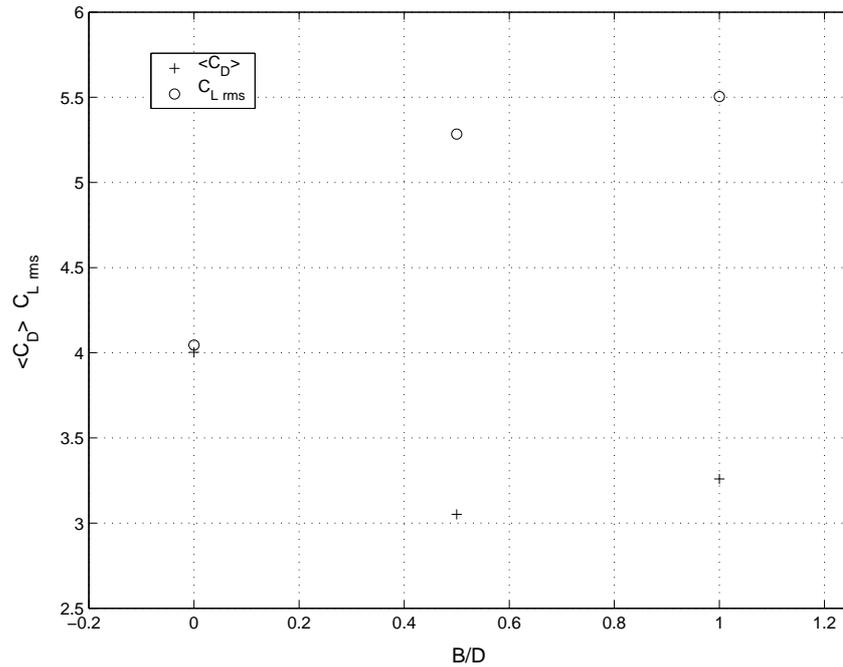


Figura 5.10: Variação do coeficiente de arrasto médio $\langle C_D \rangle$ e da flutuação do coeficiente de sustentação C_{Lrms} com a amplitude longitudinal de oscilação B/D para as simulações com $Re = 140$.

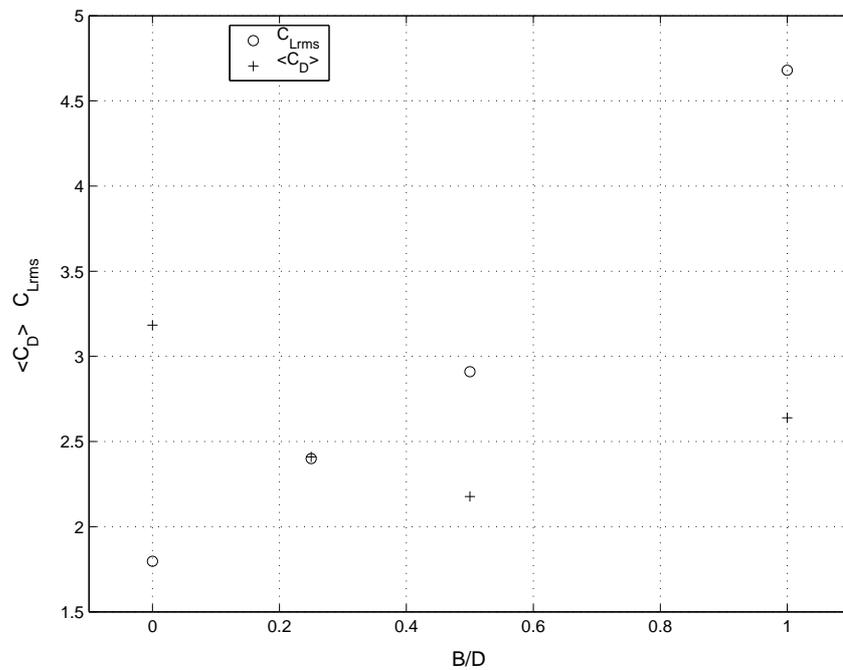
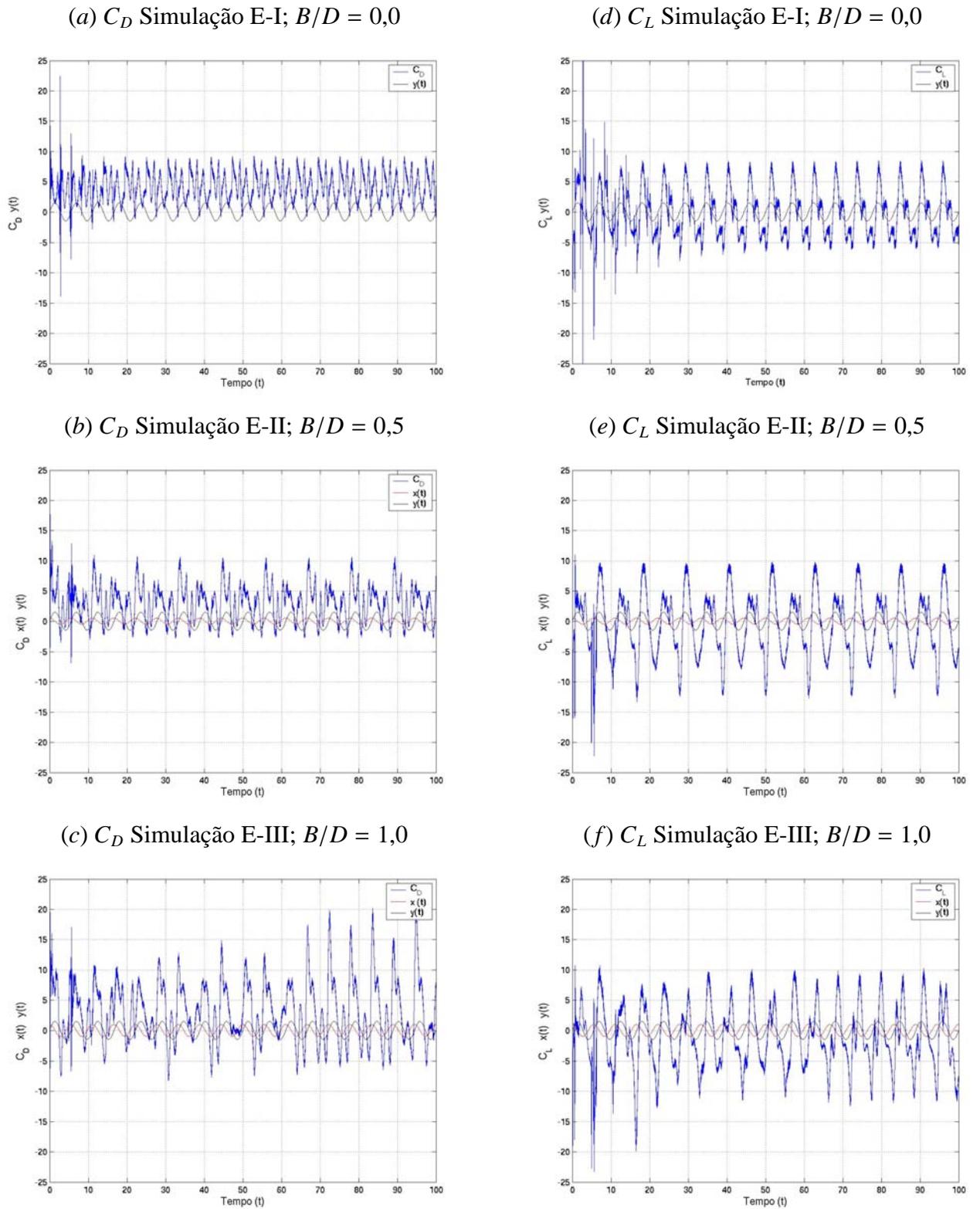


Figura 5.11: Variação do coeficiente de arrasto médio $\langle C_D \rangle$ e da flutuação do coeficiente de sustentação C_{Lrms} com a amplitude de deslocamento longitudinal B/D das simulações com $Re = 400$.

Figura 5.12: Sinais de C_D , C_L e deslocamento do cilindro das simulações com $Re = 140$.

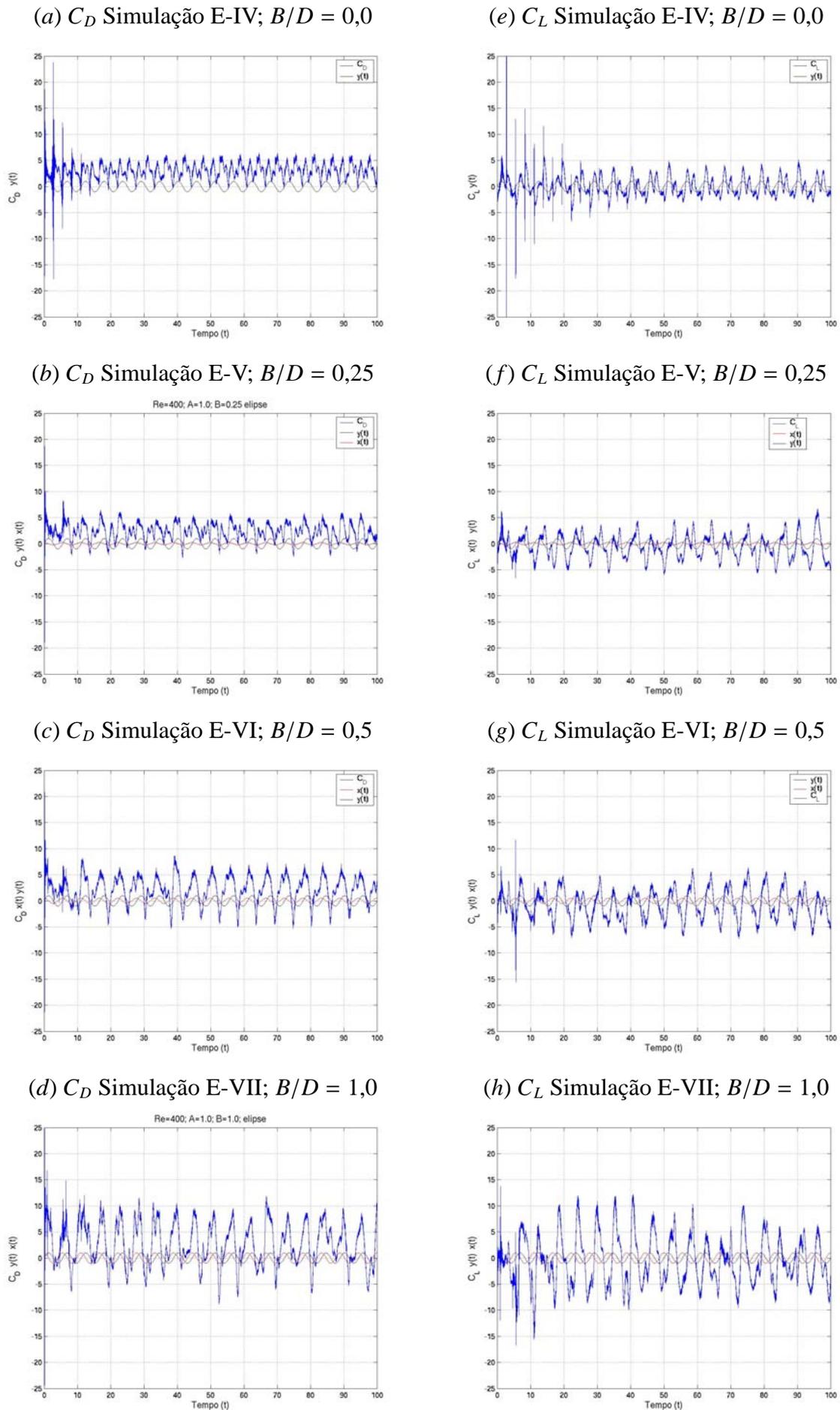


Figura 5.13: Sinais de C_D , C_L e deslocamento do cilindro das simulações com $Re = 400$.

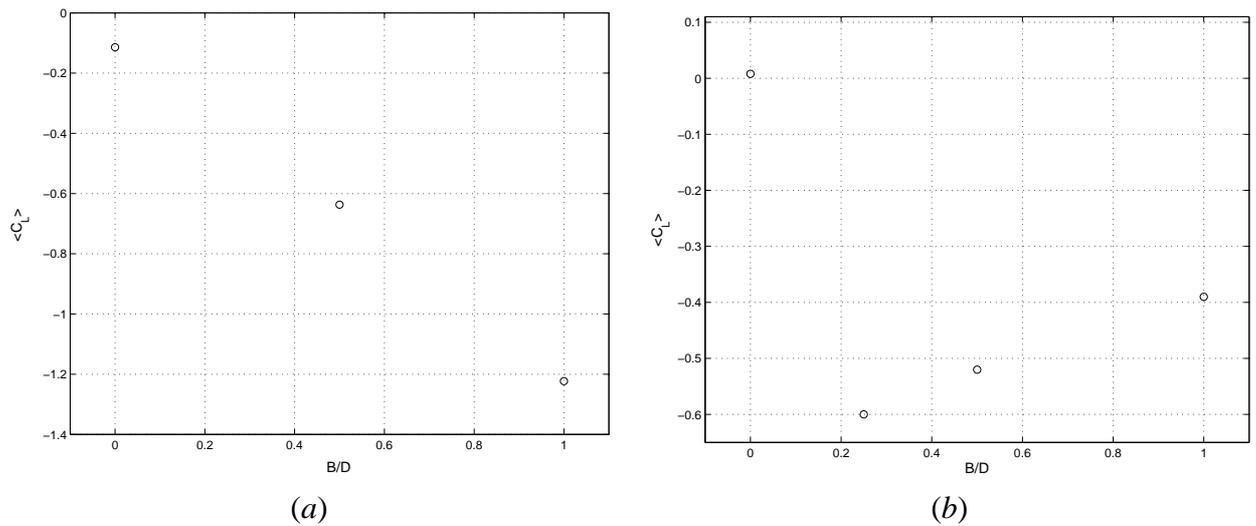


Figura 5.14: Variação do coeficiente de sustentação médio com a amplitude longitudinal de deslocamento B/D . (a) Simulações com $Re = 140$ (b) Simulações com $Re = 400$.

Na busca de uma compreensão da causa do surgimento da força de sustentação média negativa, analisou-se o comportamento do sinal do coeficiente de sustentação durante dois ciclos de movimento, tentando associar a variação deste sinal com o campo de pressões ao redor do cilindro.

Na Figura 5.15a é mostrado o sinal do coeficiente de sustentação para dois ciclos de movimento da simulação E-II. São apresentados os campos de vorticidade para varias posições da trajetória (Fig. 5.15b). Acompanhando as linhas de corrente instantâneas sobrepostas nos campos de vorticidade é possível analisar indiretamente o campo de pressões ao redor do cilindro. Nota-se que o ponto de estagnação frontal não é fixo, e se desloca nas direções horária e anti-horária a cada ciclo. Como foi visto na figura 5.3, esta simulação apresentou um padrão assimétrico de desprendimento (modo $2S/2P$), e, em consequência, o campo de pressões também apresenta assimetria fazendo com que a força resultante tenda a deslocar o cilindro para baixo. A simulação E-IV apresentou um padrão de desprendimento simétrico $2P$ (Fig. 5.5) e consequentemente um valor nulo da sustentação média (Fig. 5.14(b)).

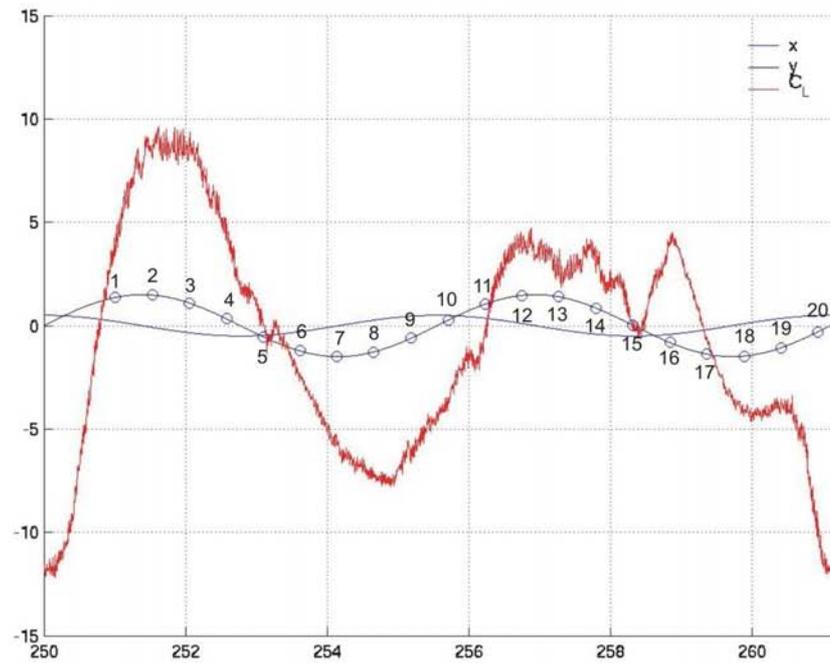
5.2.3 Análise espectral

Os sinais do coeficiente de sustentação das simulações foram submetidos a uma análise espectral e seus resultados são apresentados a seguir.

Para a simulação E - I, o espectro mostra três picos nas frequências 0,175, 0,361, e 0,536 (Fig. 5.16). O pico de frequência 0,175 possui valor próximo da frequência de movimento $f_o = 0,18$. Os outros picos possuem frequências com valores aproximadamente iguais a $2f_o$ e $3f_o$ sendo estes os harmônicos de f_o .

Quando o deslocamento longitudinal é imposto ao cilindro na simulação E - II ($B/D = 0,5$), o primeiro e o segundo harmônicos f_o e $2f_o$ são mantidos na mesma frequência. Porém, o

a)



b)

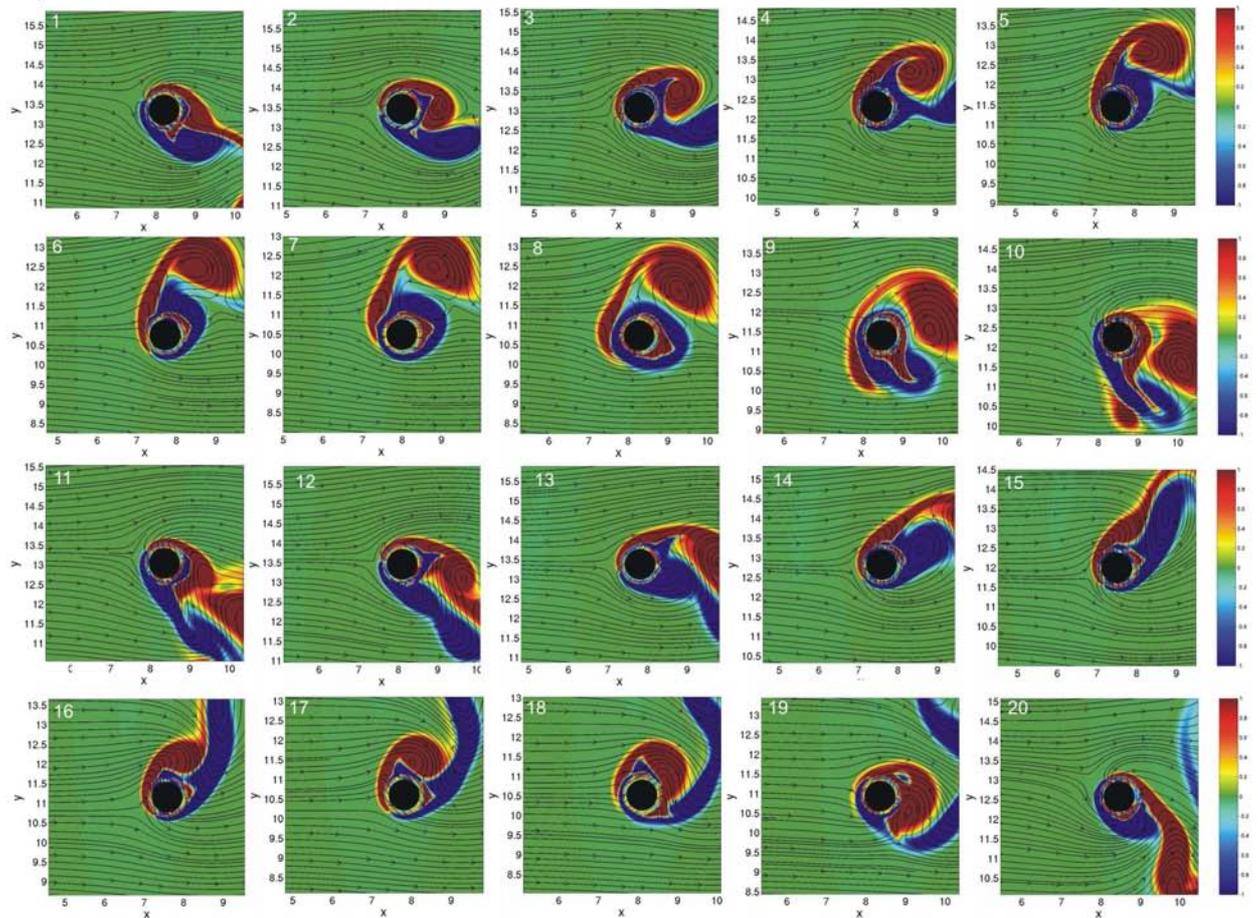


Figura 5.15: a) Variação do coeficiente de sustentação para dois ciclos de movimento; b) Campos instantâneos de vorticidade e linhas de corrente. Simulação E-II.

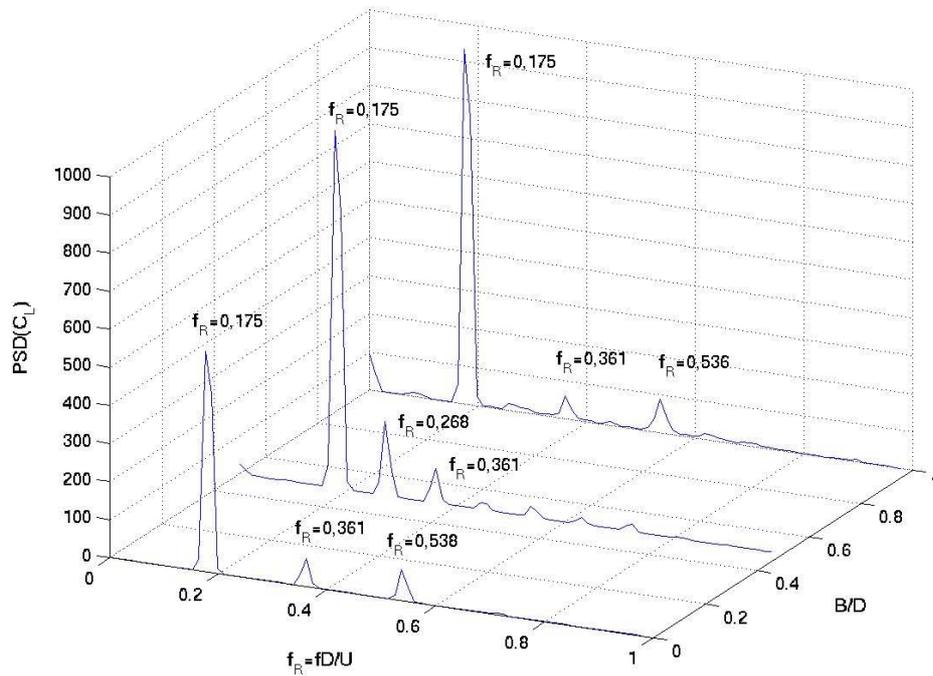


Figura 5.16: Espectros de potência do coeficiente de sustentação das simulações E-I, E-II e E-III ($A/D = 1,5$, $Re = 140$).

terceiro harmônico $3f_o$ desaparece e surge um outro pico de frequência $f_R = 0,268$, o qual corresponde ao valor médio entre o primeiro e o segundo harmônicos f_o e $2f_o$.

Para a simulação E-III, o último harmônico $3f_o$ volta a aparecer novamente.

Na figura 5.17 são apresentados os espectros de potência para as simulações com $Re = 400$. Nota-se o crescimento da ordenada do primeiro harmônico de frequência $f_R = 0,175$ com o aumento de B/D , indicando que o movimento longitudinal imposto produz um acréscimo de energia transferida do fluido para o cilindro. A simulação E-IV ($B/D = 0,0$) apresentou os harmônicos $2f_o$ e $3f_o$. Nas simulações E-V e E-VI, o segundo harmônico $2f_o$ não aparece, sendo que este volta a surgir na simulação E-VII junto com outros picos de frequência.

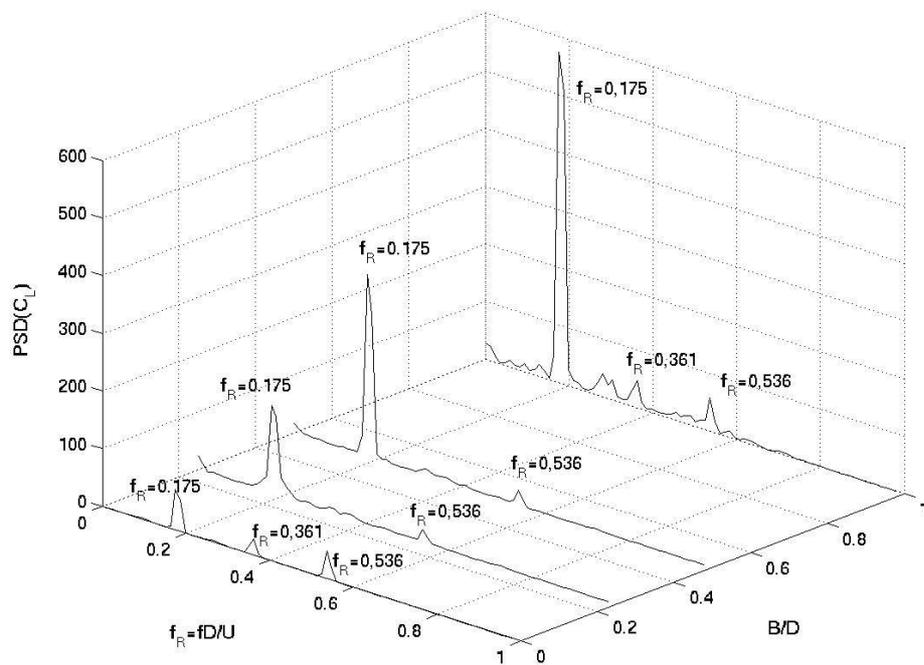


Figura 5.17: Espectros de potência do coeficiente de sustentação das simulações E-IV, E-V, E-VI e E-VII ($A/D = 1,0$, $Re = 400$).

Capítulo 6

Análise comparativa entre as trajetórias estudadas

Neste último capítulo foi feita uma análise de quatro tipos de trajetórias. Além das trajetórias transversal e elíptica, estudadas nos capítulos anteriores, duas novas curvas foram impostas ao cilindro: uma curva em arco e uma curva em oito. Para o caso da trajetória elíptica, foi feita ainda uma simulação com o cilindro movendo-se no sentido horário com o objetivo de verificar o efeito da alteração do sentido de rotação. Os resultados desta simulação são comparados com a simulação E-II do capítulo 5.

Primeiramente serão caracterizadas as duas novas trajetórias estudadas e os resultados das comparações entre as diversas trajetórias são mostrados nas seções seguintes.

6.1 Caracterização das trajetórias

A imposição do movimento sobre uma trajetória em oito é definida pelas seguintes equações paramétricas:

$$\begin{aligned}x_c &= x_o + B \operatorname{sen}(4\pi f_o t), \\y_c &= y_o + A \operatorname{sen}(2\pi f_o t).\end{aligned}\tag{6.1}$$

As componentes de velocidade do cilindro são, portanto, dadas por:

$$\begin{aligned}u_c &= 4\pi f_o B \operatorname{cos}(4\pi f_o t), \\v_c &= 2\pi f_o A \operatorname{cos}(2\pi f_o t).\end{aligned}\tag{6.2}$$

O movimento sobre esta trajetória pode ser definido, de acordo com o seu sentido, em horário e anti-horário. Neste capítulo estudou-se o sentido anti-horário, o qual é mostrado na Figura 6.1.

A Figura 6.1 mostra, ainda, as posições principais do cilindro durante o ciclo de movimento. Neste caso as posições 1, 3, 5 e 7 não possuem componente da velocidade na direção longitudi-

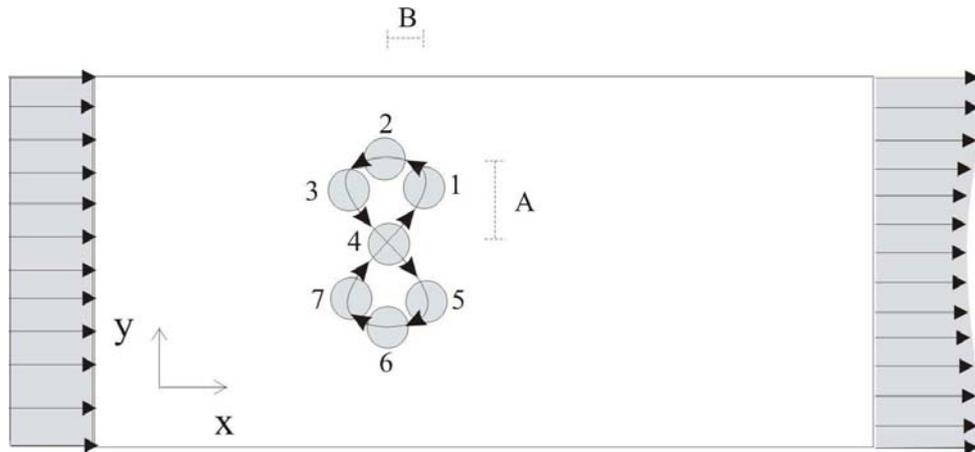


Figura 6.1: Trajetória em oito.

nal e, portanto, a velocidade relativa V_r é considerada igual à velocidade de entrada U_o . Em 2 e 6 tem-se a componente de velocidade na direção longitudinal u_c máxima, de sinal oposto ao do escoamento, e estas posições terão V_r máxima.

No caso do cilindro movendo-se sobre uma trajetória em forma de arco (Figura 6.2), as seguintes equações paramétricas são impostas para o movimento do cilindro:

$$\begin{aligned}x_c &= x_o + B \cos(4\pi f_o t), \\y_c &= y_o + A \sin(2\pi f_o t).\end{aligned}\quad (6.3)$$

As componentes de velocidade serão:

$$\begin{aligned}u_c &= -4\pi f_o B \sin(4\pi f_o t), \\v_c &= 2\pi f_o A \cos(2\pi f_o t).\end{aligned}\quad (6.4)$$

O cilindro inicia seu movimento deslocando-se no sentido indicado na Figura 6.2. Na posição 1, o cilindro tem componente de velocidade apenas na direção transversal e nas posições 2 e 3 a velocidade do cilindro é nula.

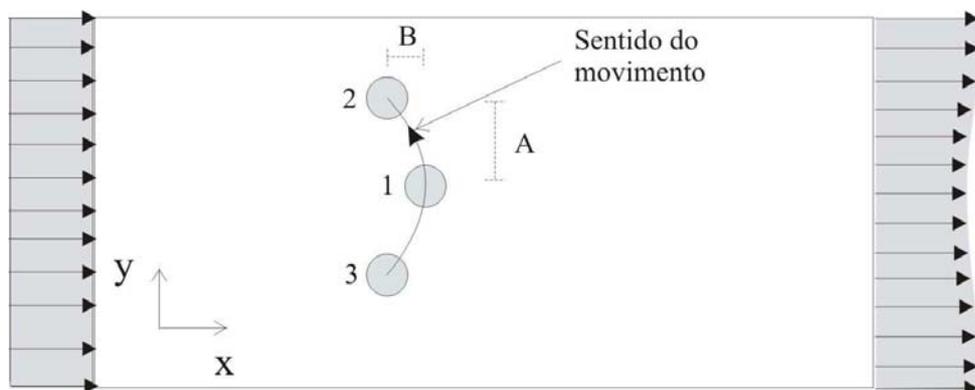


Figura 6.2: Trajetória em arco.

A seguir são apresentados os resultados das simulações com as trajetórias anteriormente

descritas e estes resultados são comparados com as outras trajetórias estudadas no presente trabalho.

6.2 Análise dos Resultados

Foram realizadas mais 7 simulações com as trajetórias propostas. Os parâmetros adotados em cada simulação são mostrados na tabela 6.1, sendo que o tamanho do domínio e a resolução da malha computacional são os mesmos adotados no capítulo anterior. Nas trajetórias em arco e em oito, foi adotado o sentido anti-horário em todas as simulações.

Tabela 6.1: Resumo dos parâmetros utilizados em cada simulação.

Simulações	Tipo de trajetória	Re	f_o/f_s	A/D	B/D
E-VIII	Eliptica horária	140	0,9	1,5	0,5
A-I	Arco	140	0,9	1,5	0,1
A-II	Arco	140	0,9	1,5	0,2
A-III	Arco	140	0,9	1,5	0,3
A-IV	Arco	140	0,9	1,5	0,5
O-I	Oito	140	0,9	1,5	0,3
O-II	Oito	140	0,9	1,5	0,5

6.2.1 Análise dos padrões de desprendimento de vórtices

Na Figura 6.3 é apresentada uma comparação entre os campos instantâneos de vorticidade das simulações E-II e E-VIII. Nota-se claramente a inversão na esteira de vórtices quando o sentido do movimento é alterado, comprovando que existe o efeito de memória do escoamento para o caso de cilindros movendo-se sobre trajetória elíptica. Este fenômeno também foi identificado por Meneghini e Bearman (1995)[20] através de simulação de um escoamento oscilatório ao redor de um cilindro fixo. Segundo os autores este tipo de escoamento é cinematicamente semelhante ao estudado no presente trabalho. Meneghini e Bearman (1995)[20] observaram que para a simulação com amplitude de oscilação $A/D = 0,65$, a esteira de vórtices apresentou o modo $P + S$, com o par sendo desprendido na região superior da esteira. Quando o sentido do movimento foi invertido o par de vórtices passou a ser desprendido na região inferior da esteira.

- **Trajectoria em arco**

A figura 6.4 apresenta os campos instantâneos de vorticidade correspondentes a um ciclo na trajetória em arco da simulação A-I. Primeiramente ocorre a formação do par superior de vórtices (Fig. 6.4a - f) e na segunda metade do ciclo, quando o cilindro acelera para baixo, o terceiro vórtice é formado se desprendendo quando o cilindro encontra-se no ponto mais baixo

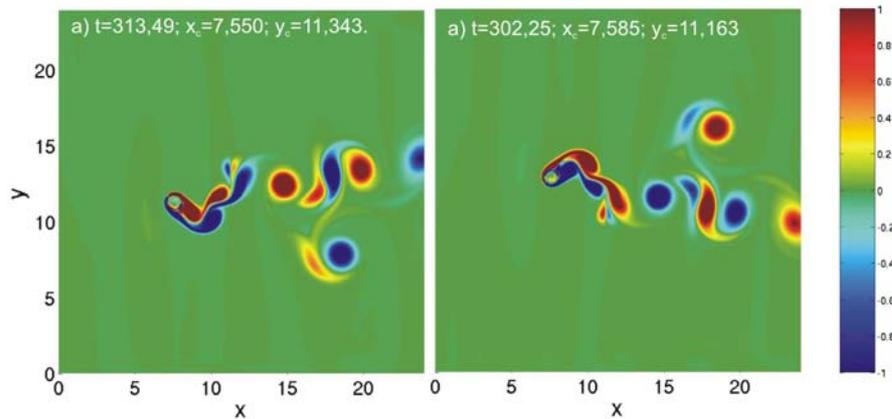


Figura 6.3: Campos instantâneos de vorticidade. *a)* Simulação E-II (Trajetória elíptica com sentido anti-horário); *b)* Simulação E-VIII (Trajetória elíptica com sentido horário).

da trajetória. O padrão de desprendimento resultante é o $P+S$. Comparando esta simulação com a simulação E-I ($A/D = 1,5$; $B/D = 0,0$, oscilação transversal) do capítulo anterior, observa-se que ocorre uma inversão no padrão de desprendimento com o par de vórtices sendo formado na região superior da esteira.

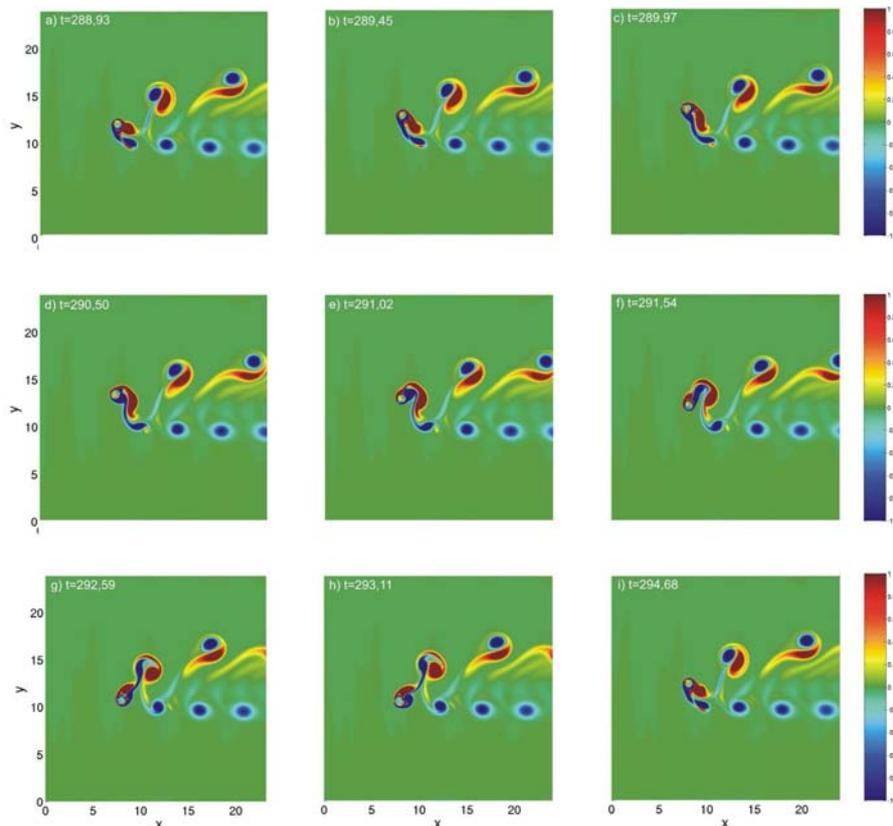


Figura 6.4: Campos instantâneos de vorticidade para um ciclo de oscilação da Simulação A-I (Trajetória sobre curva em arco).

Com o aumento da amplitude longitudinal B/D , de 0,1 para 0,2 na simulação A-II, ocorre novamente a inversão na esteira de vórtices com o par do padrão P+S sendo desprendido na região inferior da esteira (Fig. 6.5). O vórtice simples desprendido tem sentido horário, contrário ao vórtice simples desprendido na simulação A-I.

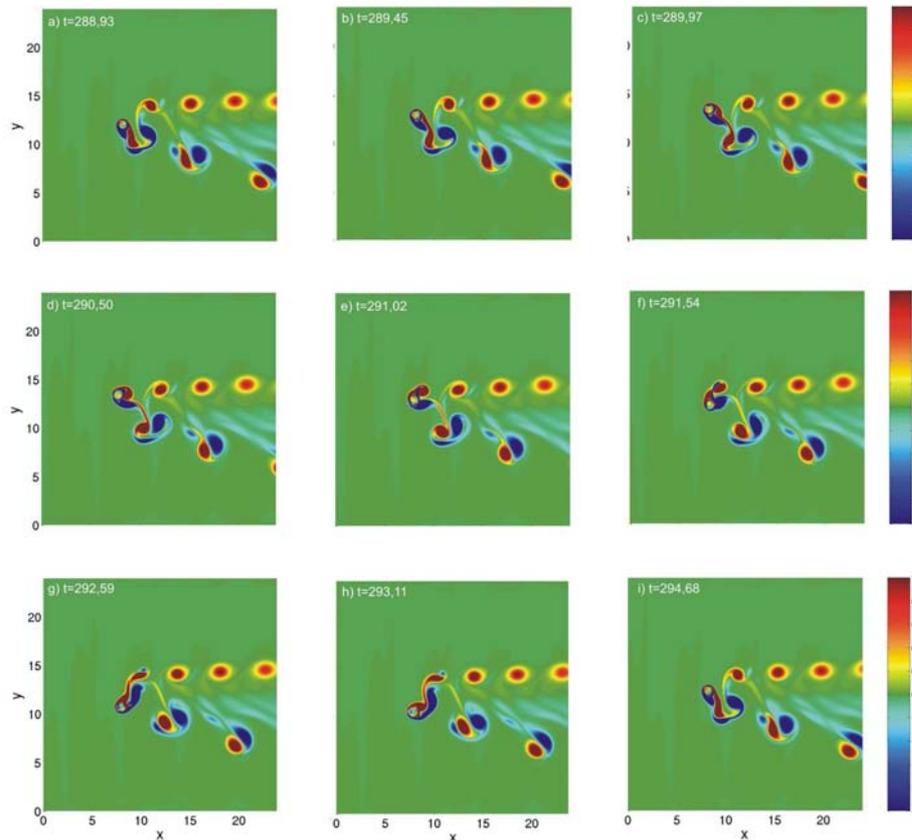


Figura 6.5: Campos instantâneos de vorticidade para um ciclo de oscilação da Simulação A-II (Trajetória sobre curva em arco).

Na simulação A-III com $B/D = 0,3$ parece haver uma tendência a formação do padrão P+S e mais uma vez a esteira se inverte (Fig. 6.6).

Para a simulação A-IV com $B/D = 0,5$ ocorre o desprendimento de quatro vórtices, sendo dois desprendidos na parte superior da esteira e mais dois na parte inferior formando um padrão $2P$ (Fig. 6.7). Acompanhando o vórtice V1 no ciclo seguinte, nota-se que o mesmo sofre emparelhamento com outro vórtice de mesmo sinal. O vórtice V2 sofre um estiramento no segundo ciclo de oscilação. Estes fenômenos fazem com que a esteira de vórtices tenha um padrão de desprendimento semelhante ao 2S.

• Trajetória em oito

A seguir são apresentados os campos instantâneos de vorticidade para um ciclo de movimento do cilindro das simulações com trajetória em oito. Foram realizadas duas simulações com esta trajetória, sendo variada a amplitude de deslocamento longitudinal A/D em 0,3 e 0,5.

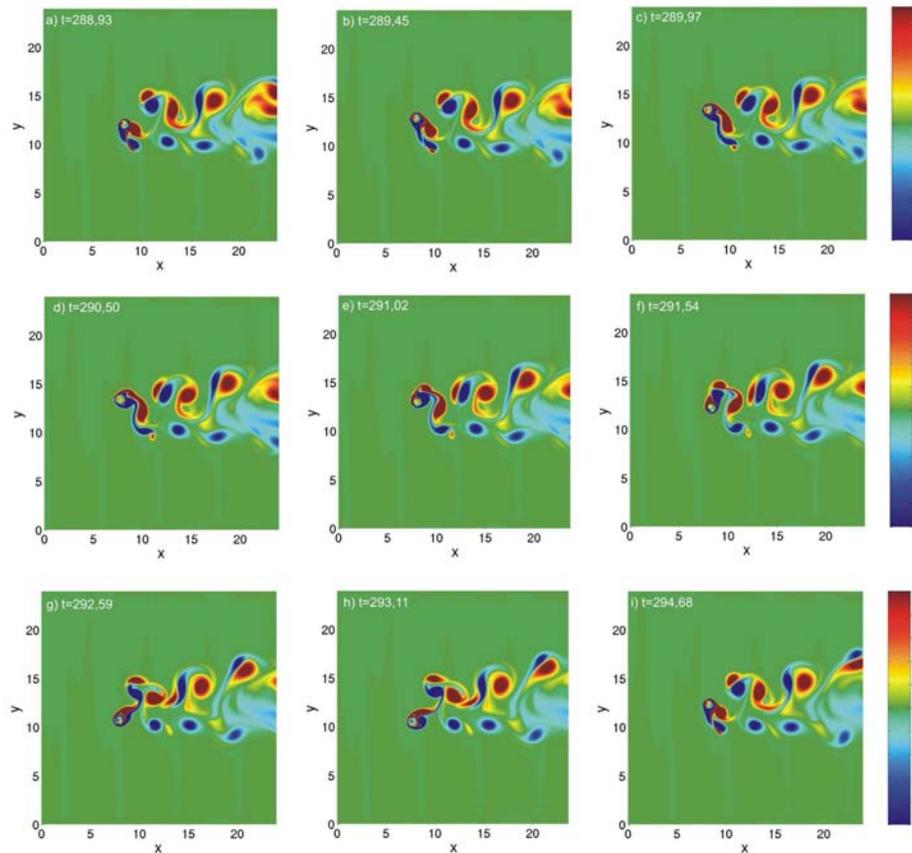


Figura 6.6: Campos instantâneos de vorticidade para um ciclo de oscilação da Simulação A-III (Trajetória sobre curva em arco).

Na primeira simulação com $B/D = 0,3$ (Simulação O-I, Fig. 6.8) observou-se a formação de um padrão alternado ($P + S - 2S$), sendo o par do modo $P+S$ formado na região superior da esteira.

Os campos instantâneos da simulação O-II, com $A/D = 0,5$ (Fig. 6.9), apesar de mostrarem um padrão de esteira semelhante ao $2S$, este não prevalece em todos os ciclos. Os vórtices se emparelham formando outros padrões e portanto não foi possível identificar um padrão específico para este caso. Com o intuito de mostrar os diferentes padrões de desprendimento formados, na Figura 6.10 são apresentados campos de vorticidade em outros instantes da simulação. Nota-se claramente a formação de padrões distintos e um padrão de desprendimento instável.

Na Figura 6.11 é feita uma comparação entre os campos de vorticidade das trajetórias estudadas. Observa-se que o tipo de trajetória imposta ao cilindro pode alterar completamente o padrão da esteira formada.

Os padrões de desprendimento obtido em cada simulação são apresentados na tabela 6.2.

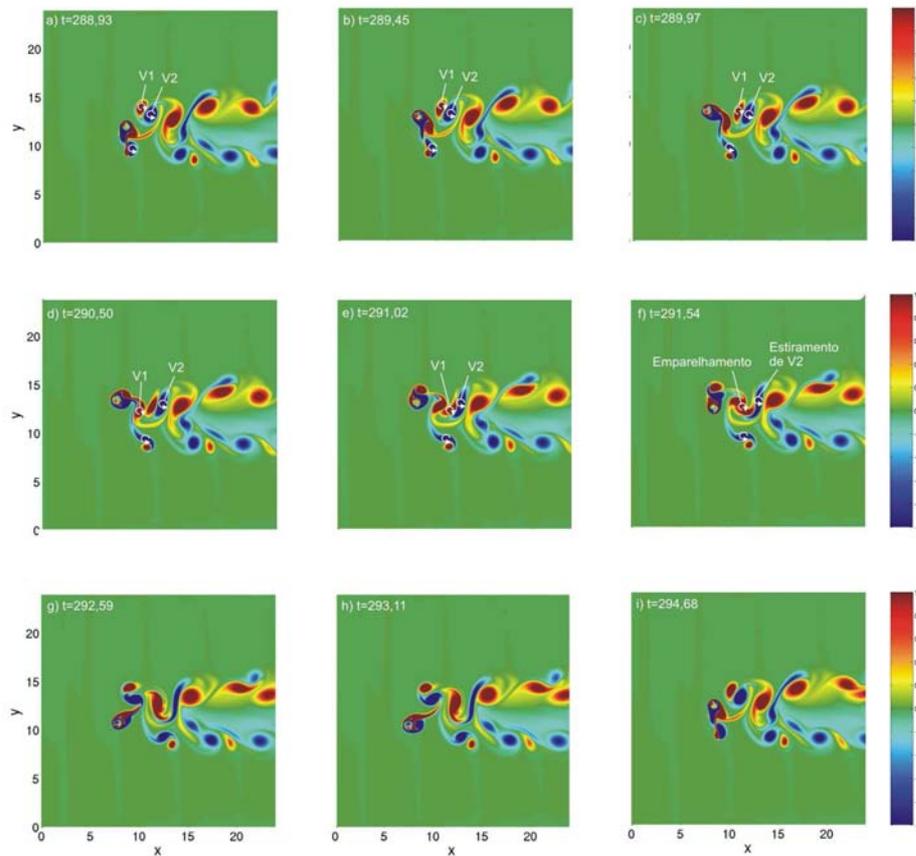


Figura 6.7: Campos instantâneos de vorticidade para um ciclo de oscilação da Simulação A-IV (Trajetória sobre curva em arco).

Tabela 6.2: Padrões de desprendimento identificados nas simulações.

Simulação	Tipo de Trajetória	Re	A/D	B/D	Padrão de desprendimento	Padrão de desprendimento no mapa WR
E-I	Transversal	140	1,5	0,0	$P + S$	$P + S$
E-II	Elíptica	140	1,5	0,5	$2S/2P$	-
E-III	Anti-horária		1,5	1,0	Indeterminado	-
E-IV	Transversal	400	1,0	0,0	$2P$	$2P$
E-V	Elíptica	400	1,0	0,25	$P + S$	-
E-VI	Anti-horária		1,0	0,5	$(P + S)_\alpha$	-
E-VII			1,0	1,0	Indeterminado	-
E-VIII	Elíptica horária	140	1,5	0,5	$2S/2P$ invertido	-
A-I	Em arco	140	1,5	0,1	$P + S$ invertido	-
A-II			1,5	0,2	$P + S$	-
A-III			1,5	0,3	$P + S$ invertido	-
A-IV			1,5	0,5	$\sim 2S$	-
O-I	Em oito	140	1,5	0,3	$P + S/2S$	-
O-II			1,5	0,5	Indeterminado	-

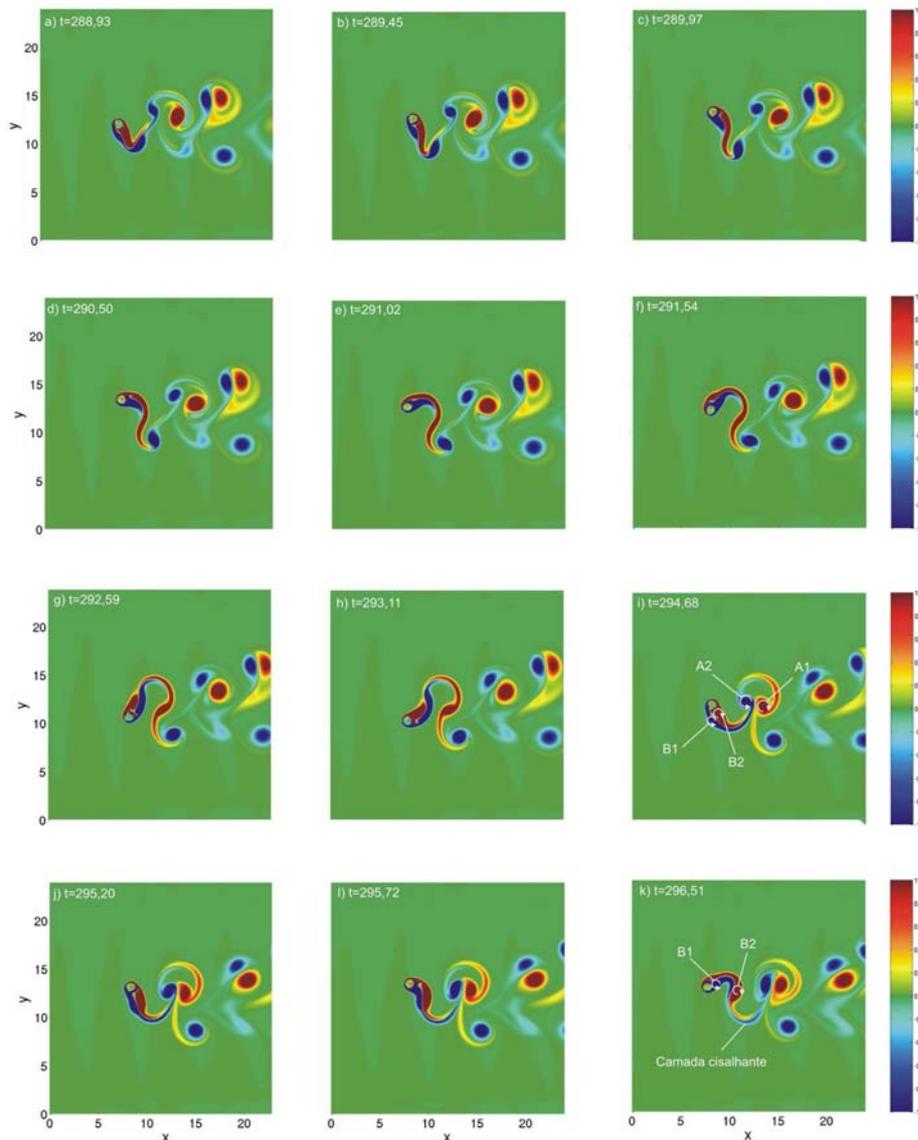


Figura 6.8: Campos instantâneos de vorticidade para um ciclo de oscilação da Simulação O-I (Trajetória sobre curva em oito).

6.2.2 Análise dos coeficientes hidrodinâmicos

Na tabela 6.3 são apresentados os valores do coeficiente de arrasto médio $\langle C_D \rangle$, do rms do coeficiente de sustentação $C_{L_{rms}}$ e do coeficiente de sustentação médio $\langle C_L \rangle$, de todas as simulações, exceto as do capítulo de validação.

Comparando os resultados das simulações E-II e E-VIII nota-se que, com a inversão no sentido da trajetória ocorre também mudança no sinal do $\langle C_L \rangle$, ou seja, o cilindro neste caso fica submetido a uma força de sustentação positiva. Como mencionado no capítulo anterior, o surgimento desta força de sustentação está relacionado com a assimetria do campo de pressões ao redor do cilindro, que também se inverte para a simulação E-VIII. Os valores de $\langle C_D \rangle$ e $C_{L_{rms}}$ não foram alterados com a inversão da trajetória.

Na figura 6.12 são mostradas as variações de $\langle C_D \rangle$, $C_{L_{rms}}$ e $\langle C_L \rangle$ para as simulações

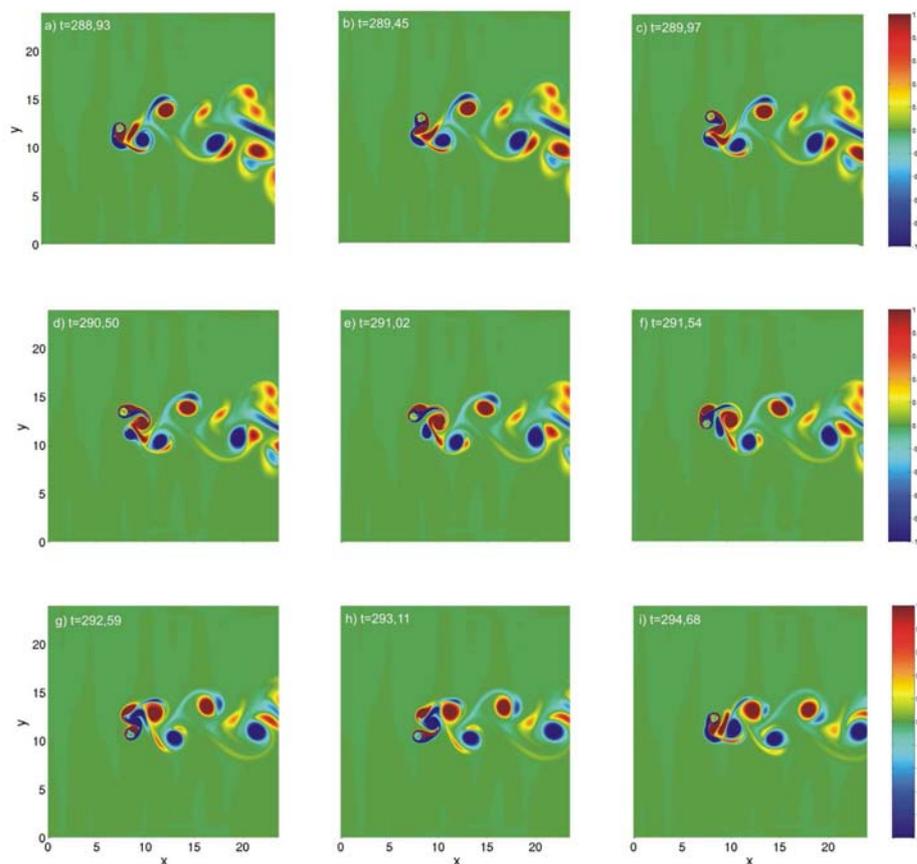


Figura 6.9: Campos instantâneos de vorticidade para um ciclo de oscilação da Simulação O-II (Trajetória sobre curva em forma de oito).

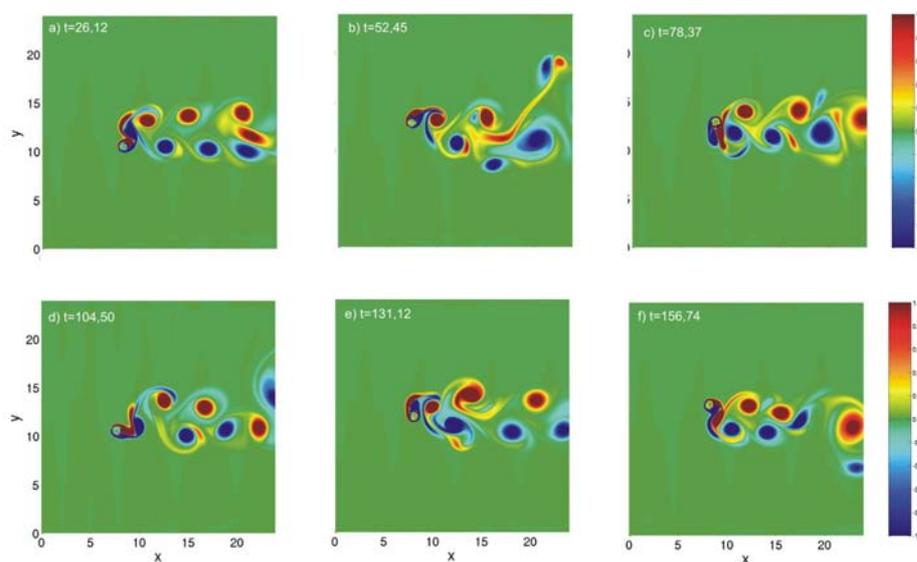


Figura 6.10: Campos instantâneos de vorticidade em diferentes instantes da Simulação O-II.

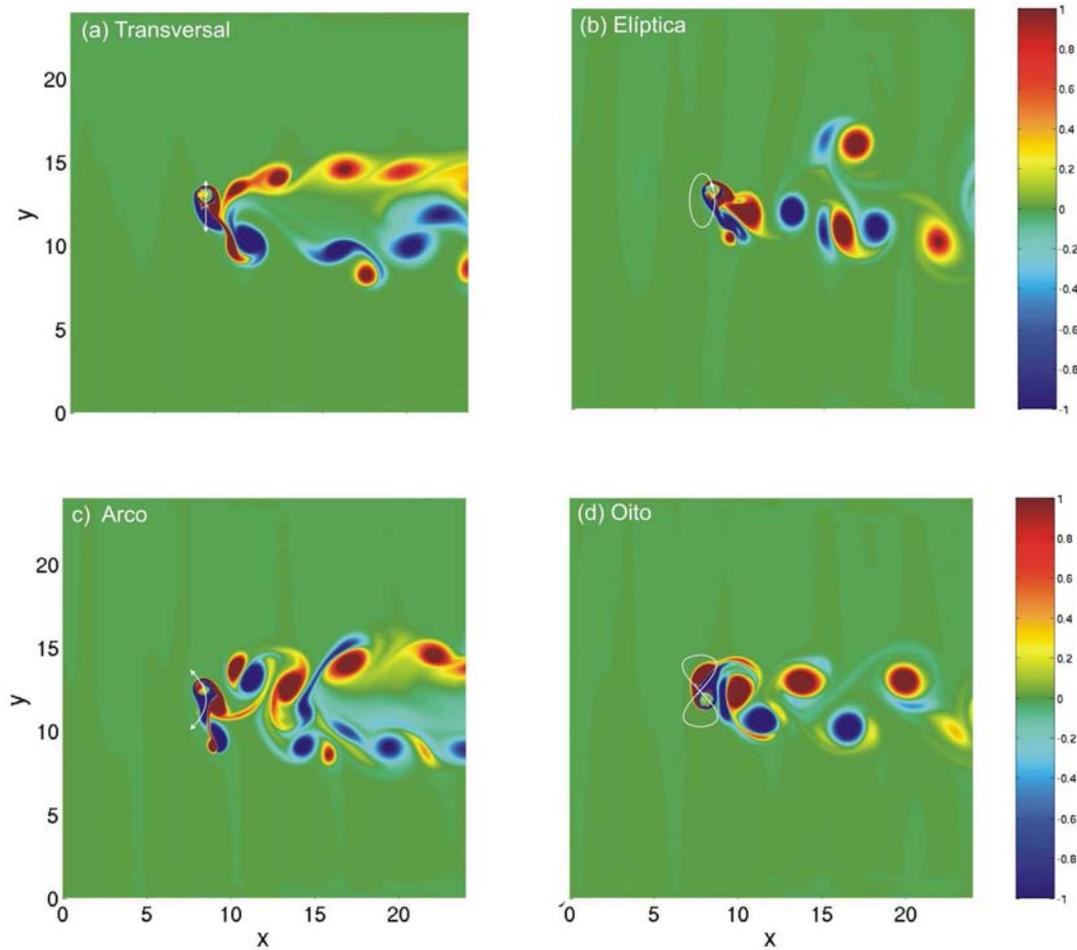


Figura 6.11: Campos instantâneos de vorticidade de cada uma das trajetórias estudadas; *a*) Trajetória transversal; *b*) Trajetória elíptica; *c*) Trajetória em arco, e *d*) Trajetória em oito.

Tabela 6.3: Resultado dos coeficientes hidrodinâmicos das simulações realizadas com as trajetórias Transversal, Elíptica horária, Elíptica anti-horária, em arco e em oito.

Simulações	Tipo de trajetória	Re	A/D	B/D	$\langle C_D \rangle$	$C_{L_{rms}}$	$\langle C_L \rangle$
E-I	Transversal	140	1,5	0,0	4,00	4,05	-0,11
E-II		140	1,5	0,5	3,05	5,28	-0,64
E-III		140	1,5	1,0	3,26	5,50	-1,22
E-IV	Elíptica	400	1,0	0,0	3,18	1,80	0,008
E-V	anti-horária	400	1,0	0,25	2,41	2,40	-0,60
E-VI		400	1,0	0,5	3,05	5,28	-0,637
E-VII		400	1,0	1,0	2,64	4,68	-0,39
E-VIII	Elíptica horária	140	1,5	0,5	3,05	5,28	0,576
A-I		140	1,5	0,1	4,01	4,10	-0,26
A-II	Arco no sentido	140	1,5	0,2	4,01	4,26	-0,03
A-III	anti-horário	140	1,5	0,3	4,19	4,59	-0,37
A-IV		140	1,5	0,5	4,63	4,97	-0,02
O-I	Oito no sentido	140	1,5	0,3	4,06	3,05	-0,07
O-II	anti-horário	140	1,5	0,5	4,06	3,59	-0,16

com trajetória em arco. O $\langle C_D \rangle$ manteve-se constante até $A/D = 0,2$ crescendo a partir desta amplitude. A flutuação da força de sustentação $C_{L,rms}$ também mostrou um crescimento acentuado a partir de $A/D = 0,2$. Nota-se, também, um efeito causado pela inversão no padrão da esteira sobre $\langle C_L \rangle$. Este valor sofre uma redução quando a esteira é formada com o par de vórtices se desprendendo na sua região superior e um aumento quando o par é desprendido na sua região inferior, comprovando mais uma vez o efeito da inversão da assimetria do campo de pressões ao redor do cilindro.

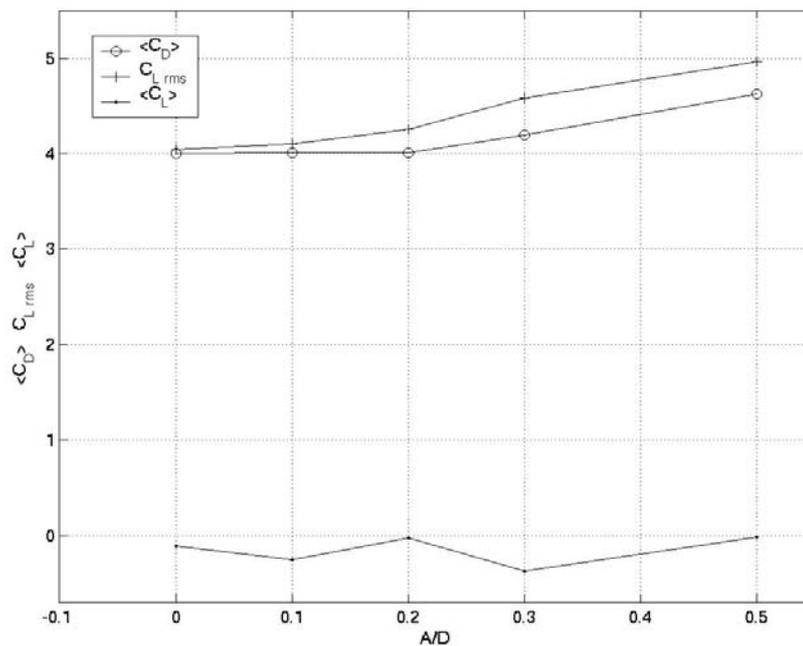


Figura 6.12: Variação do coeficiente de arrasto médio $\langle C_D \rangle$, da flutuação do coeficiente de sustentação $C_{L,rms}$ e do coeficiente de sustentação médio $\langle C_L \rangle$ com a amplitude longitudinal de oscilação B/D para as simulações com trajetória em arco.

6.2.3 Análise espectral

Os sinais dos coeficientes de sustentação das simulações realizadas foram submetidos a uma análise espectral e seus resultados são apresentados a seguir.

Para a simulação E - VIII, não houve alterações no espectro em relação ao da simulação E-II (Fig. 6.13). Todos os harmônicos foram mantidos e nenhum novo pico é formado.

Os espectros das simulações com trajetória em arco são mostrados na Figura 6.14. Os harmônicos foram mantidos em todas as simulações.

No espectro de potência da simulação O-I (Fig. 6.15, o harmônico $2f_o$ desaparece e surge um novo harmônico em $f_R = 5f_o$. Para a simulação O-II surgem mais dois novos harmônicos $7f_o$ e $9f_o$.

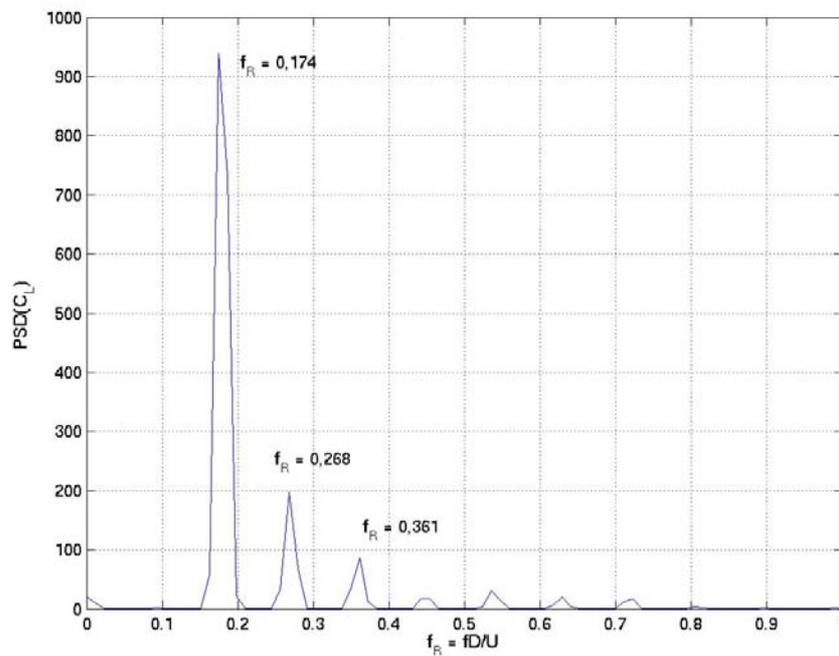


Figura 6.13: Espectro de potência do coeficiente de sustentação da simulação E-VIII.

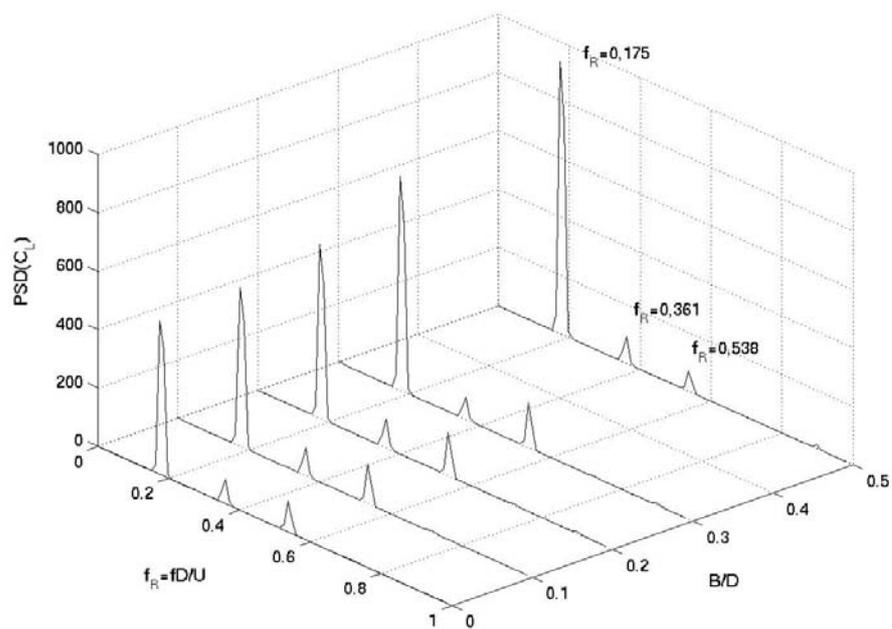


Figura 6.14: Espectros de potência do coeficiente de sustentação das simulações com trajetória em arco.

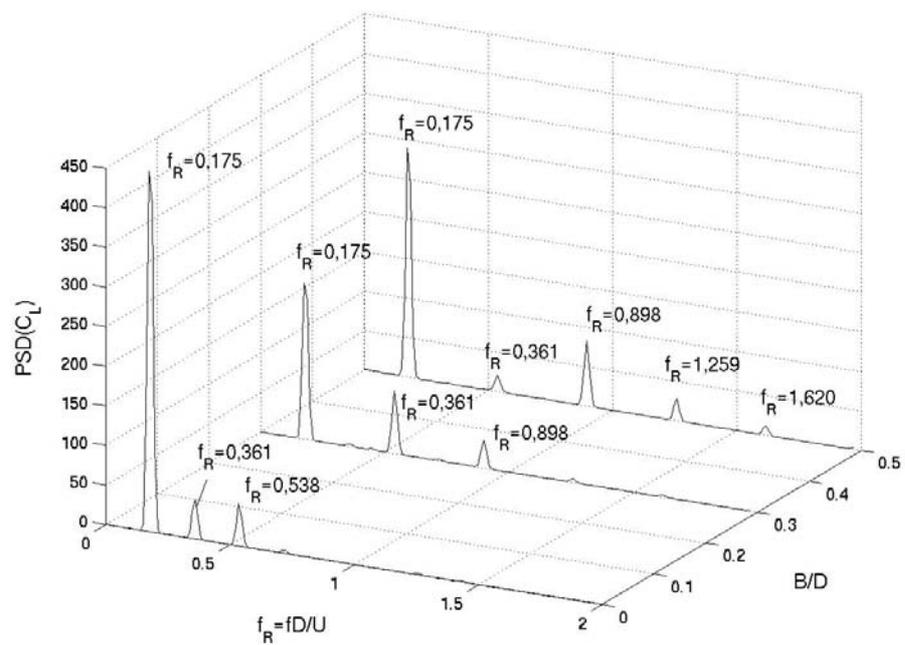


Figura 6.15: Espectros de potência do coeficiente de sustentação das simulações com trajetória em oito.

Capítulo 7

Conclusões e Recomendações

Neste trabalho foi estudado o comportamento físico do escoamento ao redor de cilindros circulares movendo-se em determinadas trajetórias, utilizando a técnica de Simulação Numérica Direta (*DNS*). O estudo baseou-se em simulações bidimensionais. Procurou-se analisar quais são as principais mudanças ocorridas no escoamento e nos esforços exercidos no cilindro quando este encontra-se em movimento. Quatro trajetórias foram estudadas: uma trajetória com oscilação transversal, onde o cilindro é forçado a mover-se na direção perpendicular ao escoamento, uma trajetória sobre uma curva elíptica, em sentido horário e anti-horário, uma trajetória em arco e uma trajetória em oito.

Numa primeira etapa foram realizadas simulações para o cilindro com oscilação forçada na direção transversal em relação ao escoamento principal, com o objetivo de validar o código computacional e definir os parâmetros que melhor representam o movimento do cilindro no escoamento. Nestas simulações variou-se a razão de frequências f_o/f_s entre 0,9 e 1,2 a cada 0,1, portanto, razões de frequência próximas de $f_o/f_s = 1,0$.

Os parâmetros avaliados foram os coeficientes hidrodinâmicos, as frequências de desprendimento de vórtices, o ângulo de fase entre o coeficiente de sustentação e o deslocamento do cilindro e os campos instantâneos de vorticidade.

Os resultados dos coeficientes hidrodinâmicos mostraram que a flutuação do coeficiente de sustentação ($C_{L_{rms}}$) sofre um aumento acentuado quando f_o/f_s aproxima-se da frequência de ressonância. Este aumento é acompanhado de uma queda brusca no ângulo de fase (ϕ) e uma pequena elevação no coeficiente de arrasto para $f_o/f_s = 0,95$. Estas mudanças estão de acordo com os resultados de Bishop e Hassan (1964)[3], os quais também identificaram um pico na força para uma frequência do cilindro f_o , ligeiramente abaixo da frequência natural de desprendimento de vórtices f_s . Guilmineau e Queutey (2002)[10] também obtiveram variações semelhantes nos coeficientes hidrodinâmicos e no ângulo de fase. Porém, seus valores mostraram-se cerca de 10% menores que os do presente trabalho. Comparando os resultados com outros trabalhos numéricos (Tabela 4.4) nota-se que os resultados obtidos são superiores em relação aos da literatura. Esta diferença pode estar associada a fatores como os diferentes esquemas numéricos utilizados em cada um destes trabalhos, a forma de representação da fronteira do

cilindro e sua interação com a malha computacional, e a diferença na resolução da malha e do domínio de cálculo.

Foram analisados os espectros de potência dos sinais do coeficiente de sustentação das simulações e constatou-se a saída da região de *lock-in* com o surgimento de um pico de frequência $f_R = 0,244$. Este pico de frequência representa a oscilação do cilindro fora de ressonância com a frequência de desprendimento f_s . É possível notar, também, o aumento na energia quando a oscilação do cilindro entra em ressonância com a frequência de desprendimento.

Com os resultados dos campos instantâneos de vorticidade foi possível identificar os padrões de desprendimento 2S, no caso das simulações com pequena amplitude transversal de oscilação (Simulações A-I à A-VI, $0,9 \leq f_o/f_s \leq 1,2$, $A/D = 0,2$), e o padrão P+S para as simulações com amplitude alta (Simulação A-VII, $f_o/f_s = 0,13$). Estes resultados estão de acordo com o mapa de padrões de desprendimento (mapa WR Fig. 2.13) proposto por Williamson e Roshko (1988)[38].

Da etapa de validação conclui-se que o código computacional representa bem os fenômenos físicos ocorridos em um escoamento envolvendo um cilindro com oscilação transversal forçada.

Com base nos resultados apresentados no capítulo de validação, os parâmetros de cálculo foram definidos e partiu-se para o estudo do escoamento envolvendo a trajetória sobre uma curva elíptica. Foram realizadas sete simulações para análise da trajetória elíptica sendo variado os parâmetros de amplitude de oscilação longitudinal B/D e o número de Reynolds.

Para $Re = 140$, notou-se na simulação com $B/D = 0,0$, a formação de quatro regiões de vorticidade sendo que, durante a evolução da esteira, parecem resultar em três vórtices formando o padrão P+S. Quando imposto o movimento longitudinal no cilindro ($B/D = 0,5$, Simulação E-II), o padrão da esteira de vórtices modifica-se alternando entre um 2P e um 2S. Este modo foi identificado com o símbolo $2P/2S$. Para a simulação com $B/D = 1,0$ não foi identificado um padrão de desprendimento.

No caso das simulações com $Re = 400$ os campos instantâneos de vorticidade mostraram que, na ausência de movimento longitudinal (Simulação E-IV, $A/D = 0,0$), ocorre a formação de quatro regiões de vorticidade sendo que duas destas parecem formar vórtices e as outras duas assemelham-se a camadas cisalhantes. Na evolução da esteira, a camada cisalhante inferior, de sentido horário, transforma-se numa região com vorticidade bem definida, assemelhando-se a um vórtice. Quando o movimento longitudinal é imposto, a camada cisalhante superior antes formada, passa agora a formar um vórtice e a esteira torna-se assimétrica, com um padrão semelhante ao P+S. Esta alteração é explicada pela variação no número de Reynolds local Re_L que na parte superior da trajetória cresce, aumentando também a produção de vorticidade para dentro da camada cisalhante, dando origem ao par de vórtices superior. Para a simulação com $Re = 400$ e $A/D = 1,0$, assim como na simulação E-III ($Re = 140$ e $A/D = 1,0$), não foi possível identificar um padrão de desprendimento.

A imposição do movimento na direção longitudinal provocou ainda o surgimento de uma força de sustentação negativa, a qual parece esta associada a assimetria do escoamento que se

reflete num campo de pressões em volta do cilindro também assimétrico. Uma análise dos coeficiente de sustentação para dois ciclo de oscilação da simulação E-II ($Re = 140$, $B/D=0,5$), mostraram que ocorre uma modulação neste sinal da sustentação, quando imposta uma componente longitudinal no deslocamento do cilindro. Esta modulação diminui o coeficiente de sustentação a cada dois ciclos de movimento do cilindro. Quando as linhas de corrente foram sobrepostas aos campos de vorticidades para estes dois ciclos, notou-se que o ponto de estagnação frontal não é fixo e se desloca nas direções horária e anti-horária a cada ciclo. Devido a assimetria deste escoamento o campo de pressões próximo ao cilindro tende a deslocar o cilindro para baixo.

A análise espectral dos coeficientes de sustentação para $Re = 140$ mostrou que ocorre uma alteração na flutuação de C_L quando o cilindro possui uma componente longitudinal de deslocamento com amplitude de oscilação $B/D = 0,5$. Na simulação E-III, para $B/D = 1,0$, voltam a surgir os mesmos picos de frequência da simulação E-I. Nas simulações com $Re = 400$, notou-se o crescimento do harmônico de frequência $f_R = 0,178$ com o aumento da amplitude de oscilação longitudinal B/D , indicando o acréscimo de energia transferida do fluido para o cilindro à medida que se aumenta a componente longitudinal de deslocamento. Nas simulações E-V ($A/D = 0,25$) e E-VI ($A/D = 0,5$), para $Re = 400$ o segundo harmônico de frequência $f_R = 0,36$ não aparece. Este harmônico somente volta a surgir na simulação E-VII ($A/D = 1,0$).

No último capítulo deste trabalho foi feita uma análise comparativa das quatro trajetórias. Além das trajetórias transversal e elíptica, estudadas nos capítulos anteriores, mais duas curvas foram impostas ao movimento do cilindro: uma curva em forma de arco (denominada de trajetória em arco) e uma curva em forma do número oito (denominada de trajetória em oito). Foi realizada, também, uma simulação com os mesmos parâmetros da simulação E-II, porém com o sentido contrário de giro, ou seja, sentido horário.

Comparando os campos de vorticidade das simulações com trajetória elíptica horária e anti-horária observou-se que o escoamento se inverte com a mudança do sentido da trajetória, comprovando o efeito de memória neste tipo de escoamento, o qual, também foi verificado por Meneghini e Bearman (1995)[20] através de simulações numéricas de escoamentos oscilatórios sobre cilindros. Os valores médios dos coeficientes hidrodinâmicos foram mantidos, sendo que a força de sustentação inverte o seu sinal.

Para a trajetória em arco (simulações A-I, A-II e A-III), notou-se a formação do padrão P+S. Um interessante fato é que nestas simulações o par de vórtices sofre inversão quando o valor de B/D cresce. Na simulação E-I (oscilação transversal com $A/D = 1,5$ e $B/D = 0,0$) foi identificado o padrão P+S com o par de vórtices sendo desprendido por baixo. Para a simulação em arco A-I ($A/D = 1,5$ e $B/D = 0,1$), o par de vórtices passa a ser desprendido por cima. Quando o deslocamento longitudinal B/D aumenta (Simulação A-II e $B/D = 0,2$), o par de vórtices volta a ser desprendido por baixo e, na simulação A-III, novamente a esteira se inverte. Esta inversão na esteira faz com que o valor de $\langle C_L \rangle$ se afaste de zero quando o par é desprendido por cima e se aproxime de zero quando o par é desprendido por baixo.

Duas simulações foram realizadas com o cilindro movendo-se sobre uma trajetória em forma de oito. Para a primeira simulação (O-I) os resultados dos campos de vorticidade apresentaram um padrão alternado a cada ciclo, semelhante ao padrão encontrado na simulação E-II, sendo que, para o caso da trajetória em oito, o padrão apresentado foi o P+S/2S. No lugar do vórtice simples forma-se uma camada cisalhante a cada dois ciclos de oscilação.

Comparando cada uma das trajetórias estudadas neste trabalho conclui-se que tanto os padrões nas esteiras formadas quanto as forças hidrodinâmicas exercidas sobre o cilindro podem sofrer alterações significativas. Dependendo do tipo de trajetória e da magnitude dos deslocamentos que o cilindro experimenta, o escoamento pode se tornar completamente diferenciado.

Baseado nas conclusões apresentadas neste trabalho, recomenda-se para a continuação desta pesquisa:

1. Com relação à formação e o desprendimento de vórtices:

- *a)* Analisar a formação de vórtices através de outros critérios de identificação de estruturas, além dos campos instantâneos de vorticidade.
- *b)* Realizar simulações com variação de parâmetros, como o número de Reynolds, amplitudes longitudinal e transversal do movimento e frequência de oscilação, procurando identificar os diferentes padrões da esteira de vórtices e, se possível, o mapeamento das diferentes regiões com padrões específicos.
- *c)* Estudar outras trajetórias de movimento forçado do cilindro como por exemplo trajetórias em oito deformadas.
- *d)* Introduzir o efeito de ondas sobrepostas na corrente.
- *e)* Realizar simulações tridimensionais para um cilindro em movimento forçado, buscando identificar alterações nas instabilidades tridimensionais formadas comparando com o escoamento ao redor de um cilindro fixo.
- *f)* Estudar o escoamento ao redor de grupos de cilindros em movimento.

2. Quanto ao desenvolvimento numérico:

- *a)* Usar um método de interpolação como o estudado por Lee (2003)[16] para distribuir o termo de força nos pontos próximos ao cilindro, visando identificar se este método consegue representar bem a interação entre a malha computacional e a fronteira imersa em movimento.
- *b)* Implementar no código o uso de malha com ("*stretching*") procurando melhorar a resolução na região próxima ao cilindro.
- *c)* Implementar no código a técnica de vibração induzida por vórtices (VIV), visando o estudo do escoamento ao redor de corpos com oscilação livre.

- *d)* Utilizar a técnica de Simulação de Grandes Escalas (*LES*), visando analisar escoamentos com maior número de Reynolds.
- *e)* Paralelizar o código computacional permitindo uma diminuição no custo de cálculo.

3. Quanto às aplicações práticas da pesquisa:

- *a)* Estudar as possíveis trajetórias de movimento das vegetações macrófitas com seção de forma circular.
- *b)* Estudar as trajetórias de movimento de "Risers".
- *c)* Estudar a eficiência de trocadores de calor envolvendo obstáculos cilíndricos em movimento.
- *d)* Estudar o escoamento ao redor de cilindros com outras geometrias mais complexas em movimento.

Bibliografia

- [1] BEARMAN, P. W. Vortex shedding from oscillating bluff bodies. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **16** (1984), 195–222.
- [2] BENEVENUTI, L. B., AND SILVESTRINI, J. H. Estudo numérico do escoamento através de um cilindro oscilante utilizando o método de fronteiras imersas. In *XV Congresso sobre Métodos Numéricos y sus Aplicaciones*. (Santa Fé, Argentina, 2006), pp. 67–78.
- [3] BISHOP, R. E. D., AND HASSAN, A. Y. The lift and drag forces on a circular cylinder oscillating in a flowing fluid. *Proceeding Royal Society* **277** (1964), 51–75.
- [4] BLEVINS, R. D. *Flow-Induced Vibrations*, vol. 1. 2. ed Van Nostrand Reinhold, 1990, pp. 43–103.
- [5] BUARQUE, D. C. Simulação numérica direta de um escoamento turbulento em um canal de fundo ondulado. Master’s thesis, Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Instituto de Pesquisas Hidráulicas. Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, Porto Alegre, 2007.
- [6] FADLUN, E., VERZICCO, R., ORLANDI, P., AND MOHD-YUSOF, J. Combined immersed boundary finite-difference methods for the three-dimensional complex flow simulations. *J. Comp. Phys.* **161** (2000), 35–60.
- [7] GOLDSTEIN, D., HANDLER, R., AND SIROVICH, L. Modeling a no-slip flow boundary with an external force field. *J. Comp. Phys.* **105** (1993), 354–366.
- [8] GREEN, J. C. Further comment on drag and reconfiguration of macrophytes. *Freshwater Biology.* **50** (2005), 2162–2166.
- [9] GUERREIRO, C. B. P. Resolução numérica das equações de navier-stokes com esquemas de diferenças finitas de quarta ordem. Master’s thesis, Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Instituto de Matemática. Programa de Pós-Graduação em Matemática Aplicada, Porto Alegre, 2000.
- [10] GUILMINEAU, E., AND QUEUTEY, P. A numerical simulation of vortex shedding from an oscillating circular cylinder. *J. Fluids and Structures.* **16** (2002), 773–794.

- [11] HUANG, W. X., SHIN, S. J., AND SUNG, H. J. Simulation of flexible filaments in a uniform flow by the immersed boundary method. *J. Comp. Phys.* **226** (2007), 2206–2228.
- [12] KHALAK, A., AND WILLIAMSON, C. H. K. Fluid forces and dynamics of hydroelastic structure with very low mass and damping. *J. Fluids and Structures.* **11** (1997), 973–982.
- [13] KHALAK, A. E., AND WILLIAMSON, C. H. K. Motions, forces and mode transitions in vortex-induced vibrations at low mass-damping. *J. Fluids and Structures.* **10** (1999), 455–472.
- [14] KIM, D., AND CHOI, H. Immersed boundary method for flow around an arbitrarily moving body. *J. Comp. Phys.* **212** (2006), 662–680.
- [15] LAMBALLAIS, E., AND SILVESTRINI, J. H. *Documentação do código Incompact3d.* -, Poitiers França, 1999.
- [16] LEE, C. Stability characteristics of the virtual boundary method in three-dimensional applications. *J. Comp. Phys.* **184** (2003), 559–591.
- [17] LELE, S. Compact finite difference schemes with spectral-like resolution. *J. Comp. Phys.* **103** (1992), 16–42.
- [18] MARTINEZ, D. M. V. *Transição à Turbulência na Camada de Mistura Estavelmente Estratificada utilizando Simulação Numérica Direta e Simulação de Grandes Escalas.* PhD thesis, Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Instituto de Pesquisas Hidráulicas. Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, Porto Alegre, 2006.
- [19] MENEGHINI, J. R. Mecânica de geração e desprendimento de vórtices no escoamento ao redor de cilindros. In *III Escola de Primavera em Transição e Turbulência.* (Florianópolis, 2002), pp. 217–344.
- [20] MENEGHINI, J. R., AND BEARMAN, P. W. Numerical simulation of high amplitude oscillatory flow about a circular cylinder. *J. Fluids and Structures.* **9** (1995), 435–455.
- [21] MITTAL, R., AND BALACHANDAR, S. On the inclusion of three-dimensional effects in simulation of two-dimensional bluff-body wake flows. In *Proceedings of the 1997 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting.* (Vancouver, B.C., Canada, 1997), pp. 1–10.
- [22] PARKINSON, G. Phenomena and modeling of flow-induced vibration of bluff bodies. *Progress in Aerospace Sciences.* **26** (1989), 169–224.
- [23] PRASANTH, T. K., AND MITTAL, S. Vortex-induced vibrations of a circular cylinder at low reynolds numbers. *J. Fluid Mech.* **594** (2008), 463–491.

- [24] RIBEIRO, P. Desprendimento de vórtices e controle em esteira de cilindros por simulação numérica direta. Master's thesis, Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Instituto de Pesquisas Hidráulicas. Programa de Pós- Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, Porto Alegre, 2002.
- [25] SAND-JENSEN, K. Drag and reconfiguration of freshwater macrophytes. *Freshwater Biology*. **48** (2003), 271–2283.
- [26] SARPKAYA, T. Vortex-induced oscillations. *J. Applied Mech.* **46** (1979), 241–258.
- [27] SCHLICHTING, H. *Boundary-Layer Theory*. McGraw-Hill, United States of America, 1979. 817p.
- [28] SILVESTRINI, J., AND LAMBALLAIS, E. Direct numerical simulation of wakes with virtual obstacles. In *Proceedings of the XI Congress on Numerical Methods and their Applications*. (Bariloche, 2000), pp. 13–18.
- [29] SILVESTRINI, J. H. *Turbulência, cap: Simulação numérica direta e de grandes escalas de escoamentos transicionais e turbulentos.*, vol. 2. ABCM, 2003, pp. 01–81.
- [30] SUKHODOLOV, A. Comment on drag and reconfiguration of macrophytes. *Freshwater Biology*. **50** (2005), 194–195.
- [31] SUMER, B. M., AND FREDSE, J. *Hydrodynamics around Cylindrical Structures*. World Scientific Publishing, London, 1997. 530p.
- [32] VASCO, J. R. G., AND MARCIEL, G. F. Interação onda-vegetação submersa: Parte 1: Modelos de dissipação de energia da onda. *Revista Brasileira de Recursos Hídricos* **12** (2007), 153–162.
- [33] VITOLA, D. M. V. *Influência de um Contorno Plano Sobre o Desprendimento de vórtices ao redor de um cilindro circular*. PhD thesis, Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Instituto de Pesquisas Hidráulicas. Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, Porto Alegre., 2006.
- [34] WILLIAMSON, C. H. K. Oblique and parallel modes of vortex shedding in the wake of a circular cylinder at low reynolds number. *J. Fluid Mech.* **242** (1989), 393–441.
- [35] WILLIAMSON, C. H. K. Three-dimensional wake transition. *J. Fluid Mech.* **328** (1996a), 345–407.
- [36] WILLIAMSON, C. H. K. Vortex dynamics in the cylinder wake. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **28** (1996b), 477–539.

-
- [37] WILLIAMSON, C. H. K., AND GOVARDHAN, R. Vortex-induced vibrations. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **36** (2004), 413–455.
- [38] WILLIAMSON, C. H. K., AND ROSHKO, A. Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder. *J. Fluids and Structures.* **2** (1988), 355–381.
- [39] WILLIAMSON, J. H. Low-storage Runge-Kutta schemes. *J. Comp. Phys.* **35** (1980), 48–56.