ALICE ROSA DA SILVA

MODELAGEM MATEMÁTICA DE INTERAÇÃO FLUIDO-ESTRUTURA UTILIZANDO O MÉTODO DA FRONTEIRA IMERSA

UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
2008

ALICE ROSA DA SILVA

MODELAGEM MATEMÁTICA DE INTERAÇÃO FLUIDO-ESTRUTURA UTILIZANDO O MÉTODO DA FRONTEIRA IMERSA

Tese apresentada à Universidade Federal de Uberlândia: como parte dos requisitos para obtenção do título de **DOUTORA EM ENGENHARIA MECÂNICA**.

Área de concentração: Mecânica dos Fluidos e Dinâmica Computacional.

Orientador: Prof. Dr. Aristeu da Silveira Neto
Co-orientadora: Dra. Ana Lúcia Fernandes de Lima e Silva

Uberlândia - MG
2008

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

S586m Silva, Alice Rosa da, 1971-
Modelagem matemática de interação fluido-estrutura utilizando o método da fronteira imersa / Alice Rosa da Silva. - 2008.
215 f. : il.

Orientador: Aristeu da Silveira Neto.
Co-orientadora: Ana Lúcia Fernandes de Lima e Silva.

Tese (doutorado) – Universidade Federal de Uberlândia, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica.
Inclui bibliografia.

1. Mecânica dos fluidos - Teses. I. Silveira Neto, Aristeu da. II. Silva, Ana Lúcia Fernandes de Lima e, 1972- III. Universidade Federal de Uberlândia. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica. IV. Título.

CDU: 532

Elaborada pelo Sistema de Bibliotecas da UFU / Setor de Catalogação e Classificação

AGRADECIMENTOS

*Ao professor **Dr. Aristeu da Silveira Neto**, pela sua orientação, competência, e pelo modelo de profissional que tem demonstrado ser.*

*À **Dra. Ana Lúcia Fernandes de Lima e Silva**, pela sua co-orientação, competência e contribuições dadas ao trabalho.*

A todos os companheiros do laboratório, que de alguma forma contribuíram para a realização deste trabalho.

Ao programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia, por poder permitir a realização deste trabalho.

Aos membros da banca examinadora, pelas contribuições dadas ao trabalho.

Ao CNPq – Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico – pelo apoio financeiro.

A CAPES – Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – pelo apoio financeiro.

LISTA DE SÍMBOLOS

Letras Latinas

A	amplitude de oscilação
c	constante de amortecimento estrutural
c_{crit}	amortecimento crítico
C_d	coeficiente médio arrasto
C_p	coeficiente médio de sustentação
C_l	coeficiente médio de pressão
C_s	constante de Smagorinsky
d_w	distância do cilindro até a parede mais próxima
D	diâmetro do cilindro
D_{ij}	função distribuição
E	espectro de potência do sinal do coeficiente de sustentação ($= E_{Cl}$)
$E_{x/D}$	espectro de potência do sinal do deslocamento na direção x
$E_{y/D}$	espectro de potência do sinal do deslocamento na direção y
$\vec{f}$	vetor força euleriana
f_c	freqüência forçada
f_i	componente *i* do vetor campo de força euleriana
f_n	freqüência natural do cilindro
f_o	freqüência de geração de vórtices para cilindro estacionário
f_r	freqüência de resposta
f_v	freqüência de geração de vórtices
$\vec{F}$	vetor força lagrangiano
$\vec{F}_a$	vetor força de aceleração
F_d	força de arrasto
$\vec{F}_i$	vetor força inercial

F_l	força de sustentação
$\vec{F}_p$	vetor força de pressão
$\vec{F}_v$	vetor força viscosa
h	largura do canal
k	energia cinética turbulenta, constante de rigidez
K_s	parâmetro massa-amortecimento
l	escala de comprimento
L	distância entre os centros de dois cilindros alinhados
L_ω	comprimento da bolha de recirculação
m	massa do cilindro
m^*	razão de massa
n	grau do polinômio de lagrange, parâmetro massa
p	pressão
P	distância entre os centros de dois cilindros deslocados
R	raio da interface
Re	número de Reynolds
$\tilde{S}$	termo de produto para o modelo DES
S_e	número de Strouhal forçado
S_{ij}	taxa de deformação
S_G	parâmetro de resposta
St_1, St_2	freqüência de geração de vórtices, para o caso de rotação-oscilação ($St_1 = St_c$)
St_c	freqüência adimensional forçada
St_o	freqüência de geração de vórtices para o caso estacionário
St_r	freqüência de resposta do cilindro
t	tempo físico
T	tempo adimensional, distância entre os centros de dois cilindros lado a lado
T_c	período para cilindro oscilante
T_o	período para cilindro estacionário
u_i	componente do vetor velocidade na direção x
u_j	componente do vetor velocidade na direção y

U	velocidade da corrente livre
υ	velocidade na direção y
υ_j	componente j do vetor velocidade
$\vec{V}$	vetor velocidade
V_r	velocidade reduzida
x	coordenada cartesiana horizontal
$\vec{x}$	vetor posição da malha euleriana
$\vec{x}_k$	vetor posição da malha lagrangiana
y	coordenada cartesiana vertical, deslocamento transversal do cilindro
ΔS	distância entre dois pontos lagrangianos consecutivos
Δt	passo de tempo
ΔU	norma da diferença da velocidade

Letras Gregas

ρ	massa específica
μ	viscosidade dinâmica
θ	ângulo
ϕ	ângulo de montagem
ν	viscosidade cinemática
ν_t	viscosidade turbulenta
ν_{ef}	viscosidade efetiva
ω	velocidade angular
ω_n	freqüência angular natural
α	rotação específica ou velocidade de rotação
τ	tensor global de germano
δ	delta de kronecher
$\sum$	somatório
ξ	razão de amortecimento
$\int$	integral

Índices

i, j	pontos da malha euleriana
k	pontos da malha lagrangiana
o	condição inicial, estacionário

Superíndices

$\sim$	variável auxiliar

Operadores Matemáticos

∇	operador vetorial nabla
∇^2	operador laplaciano
∂	derivada parcial
Δ	diferença finita

Siglas

ARMA	Auto Regressivo Médio Móvel
CFD	Dinâmica dos Fluidos Computacional
FFT	Fast Fourier Transform
LES	Simulação de Grandes Escalas
MFI	Método da Fronteira Imersa
MFV	Modelo Físico Virtual
MPF	Método do Passo Fracionado
MSI	Modified Strongly Implicit Procedure
MVD	Método do Vórtice Discreto
PIV	Velocimetria por Imagem de Partícula
PDIV	Velocimetria por Imagem Digital de Partícula
PSE	Parabolized Stabiliy Equations
SIP	Strongly Implicit Procedure
SUPG	Streamline Upwind Petrov-Galerkin
URANS	Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes
VIV	Vibração Induzida por Vórtices

SILVA, A.R., **Modelagem Matemática de Interação Fluido-Estrutura Utilizando o Método da Fronteira Imersa,** 2008, Tese de Doutorado, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia-MG, Brasil.

RESUMO

Os problemas práticos de engenharia que envolvem a presença de escoamentos incompressíveis em torno de corpos rombudos são considerados os mais estudados. Os corpos rombudos sofrem carregamentos fluidodinâmicos causados pela geração de vórtices, que induzem o movimento oscilatório dos mesmos. A vibração induzida por vórtices tem sido objeto de estudo de inúmeros pesquisadores de todo o mundo tanto no meio acadêmico quanto no âmbito industrial. Neste contexto, o presente trabalho tem como objetivo o uso da metodologia da Fronteira Imersa combinado com o Modelo Físico Virtual, para a simulação de escoamentos incompressíveis, bidimensionais sobre cilindros circulares. Nas simulações numéricas são enfocados os escoamentos sobre cilindros rotativos, cilindros com rotação-oscilação, dois cilindros em diferentes arranjos e cilindros suportados por molas elásticas constituindo sistemas de um e dois graus de liberdade. A modelagem de turbulência sub-malha de Smagorinsky e uma função de amortecimento na saída do domínio, também foram utilizadas para garantir a estabilidade dos cálculos numéricos. As análises da distribuição da pressão ao longo da superfície do cilindro, da série temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação e o número de Strouhal, bem como os tipos de esteira atrás do cilindro, são também apresentadas. Para o caso de interação fluido-estrutura foram analisadas as respostas do cilindro em função da velocidade reduzida, bem como a série temporal dos deslocamentos do cilindro nas respectivas direções longitudinal e transversal. Verificou-se que o movimento de rotação pode amenizar e até suprimir o processo de geração de vórtices de acordo com a rotação específica. Nos resultados com rotação-oscilação foram obtidos os modos de geração de vórtices ‘2S’, ‘2P’ e ‘P+S’, e ainda, esteiras de forma elípticas. Através da análise dos resultados obtidos, verifica-se que os ramos de respostas obtidos estão em concordância com o que se espera para simulações bidimensionais. De modo geral, os resultados apresentados concordam bem com os dados numéricos e experimentais encontrados na literatura.

Palavras-chave: Mecânica dos fluídos, interação fluído-estrutura, movimento imposto, Método da Fronteira Imersa, Modelo Físico Virtual.

SILVA, A.R., **Mathematical Modeling of Fluid-Structure Interaction by Using the Immersed Boundary Method**, 2008, PhD Thesis, Federal University of Uberlândia, Uberlândia-MG, Brazil.

ABSTRACT

The practical engineering problems of incompressible flows over bluff bodies are considered as the most studied. The bluff bodies are affected by the hydrodynamic loads associated to the vortex shedding that in the most cases induce oscillated motions. The induced vibration motion due to the vortex shedding has been intensively investigated by a number of academic and industrial researches around the world. In this context, this work is devoted to the use of the so-called Immersed Boundary Method combined with the Virtual Physical Model for the purposes of numerical simulations of incompressible two-dimensional flows over circular cylinders. The numerical simulations emphasis is placed on the flows over rotating and rotating-oscillating cylinders, over two cylinders at different arrangements, and cylinders supported by elastic springs constituting one and two degrees-of-freedom systems. The Smagorinsky sub-grid turbulence model and a damping function in the outlet of the domain were used with to guarantee the numerical stability. The analyses of pressure distributions over the cylinder surface, time histories of drag and lift coefficients, Strouhal number as well as wake topology behind the cylinder were also presented. In the case of fluid-structure interaction, the responses of the cylinder were analyzed as functions of the reduced velocity, as well as the time histories of the cylinder displacement in the longitudinal and transversal directions. It was verified that the rotating motion can attenuate and in some cases eliminate the vortex shedding process, depending on the specific rotation. In the rotating-oscillations results, the vortex mode ‘2S’, ‘2P’ and ‘P+S’, respectively, were obtained, and also elliptic wakes. Through the numerical results obtained one can verify that those are in accordance with those associated with the two-dimensional simulations. Finally, the numerical results presented in this work are in good agreement with the experimental and numerical corresponding results encountered in the literature.

Key-words: Fluid mechanics, fluid-structure interaction, imposed motion, Immersed Boundary Method, Virtual Physical Model.

SUMÁRIO

CAPITULO I

INTRODUÇÃO

A dinâmica dos fluidos é uma área que tem sido estudada há vários séculos. Devido à sua relevância tecnológica e à grande gama de problemas matemáticos interessantes, ela continua sendo uma das áreas mais importantes para a engenharia. A modelagem matemática completa dos escoamentos só ganhou ênfase no século XIX, tendo sido então formalizada através das equações de Navier-Stokes (Equações Diferenciais Parciais não lineares). Nas últimas décadas, o estudo do movimento dos fluidos tem sido impulsionado pelo uso intensivo de computadores, onde a análise numérica (Dinâmica dos Fluidos Computacional – CFD) é fundamental, passando a ser uma área central em computação científica. Também podem ser feitas análises experimentais e analíticas. Cada uma destas apresenta vantagens e desvantagens, dependendo do problema estudado e dos recursos disponíveis para solucioná-los. Discussões a este respeito podem ser vistas nos textos de Fortuna (2000), Versteeg e Malalasekera (1995), Ferziger e Peric (2002), Maliska (1995) e Patankar (1980). O estudo experimental pode ser realizado através de testes em túneis de vento e canais hidrodinâmicos. Em se tratando de escoamento de fluidos, as modelagens analítica, experimental e numérica podem ser utilizadas de forma complementar.

A Dinâmica dos Fluidos Computacional, já citada anteriormente, tem como objetivo avaliar numericamente parâmetros relevantes ao problema em questão, explorando fenômenos de difícil análise experimental. A CFD visa analisar escoamentos complexos, bem como contribuir para o desenvolvimento de projetos eficientes de engenharia e a compreensão de novos fenômenos físicos. Esta técnica possui ainda uma vasta aplicação em projetos de engenharia, tais como: transferência de calor conjugada (escoamento e transferência de calor), aeroelasticidade (escoamento e estrutura), aeroacústica (escoamento e ruído), aerotermodinâmica (escoamento e reações químicas), aerocongelamento (escoamento e acúmulo de gelo sobre superfícies de sustentação), e aeroeletromagnetismo (aviões com invisibilidade a ondas eletromagnéticas). Esta técnica também pode ser utilizada na modelagem de fenômenos físico/químicos em diversas áreas, como, por exemplo, mecânica dos fluidos, transferência de calor e massa e combustão, que também podem ser representados por modelos matemáticos. Os fenômenos envolvidos nos processos de transferência de calor e no escoamento de fluidos podem ser tanto desejáveis quanto indesejáveis, de acordo com a aplicação. Torna-se importante o entendimento de cada processo e a metodologia com a qual se pode prevê-los, a fim de avaliar de forma realista um problema prático de interesse.

Problemas envolvendo interação fluido-estrutura tem tido especial atenção, devido à sua grande importância em engenharia. A maioria das estruturas existentes, seja na terra ou no mar, está submetida aos efeitos do escoamento ao seu redor. Um problema comum de interação fluido-estrutura é a vibração da estrutura induzida pelo escoamento, causada pela geração e desprendimento de vórtices. A formação e o transporte regulares de vórtices podem causar considerável carga dinâmica nos corpos. Se um corpo suportado elasticamente é livre para se mover, a força na direção transversal ao escoamento induz um movimento oscilatório neste corpo, devido à assimetria do campo de pressão. Esta vibração chama-se Vibração Induzida por Vórtices (VIV). Durante a VIV, a freqüência de vibração geralmente coincide com a freqüência de geração de vórtices. A VIV tem sido um dos principais temas de estudo neste tipo de problema. A predição numérica deste fenômeno é, sem dúvida, uma desafiante área de pesquisa. Segundo Anagnostopoulos (2002), uma das primeiras tentativas de simular o escoamento em torno de um cilindro móvel através da resolução das equações de Navier-Stokes foi feita por Hurlbut et al. (1982) e um dos primeiros modelos para a predição numérica da VIV foi proposto por Sarpkaya e Shoaff (1979). A necessidade de melhoria das tecnologias no campo de extração de petróleo em águas profundas tem aumentado o interesse por estudos sobre o fenômeno de Vibração Induzida por Vórtices. Neste contexto, praticamente todos os tipos de plataformas de exploração de petróleo (plataformas com torres rígidas de sustentação, plataformas flutuantes ou tensionadas) possuem estruturas cilíndricas expostas às correntes marítimas. Os dutos, denominados de *risers*, que ligam as plataformas ao leito oceânico podem ser rígidos ou flexíveis. Devido às correntes marítimas, estes *risers* oscilam em diferentes frequências e direções, podendo ocorrer choques entre eles, o que contribuem para a redução da vida útil. Em testes de movimento senoidal forçado em cilindros, se obtém as mesmas características observadas no fenômeno VIV, embora se perca a essência da interação fluido-estrutura, isto é, não existe nenhum emparelhamento entre a dinâmica da estrutura e a esteira de vórtices. Análises de VIV são realizadas tanto empiricamente através de dados experimentais quanto numericamente (CFD). Certamente, existem discrepâncias entre os resultados obtidos pelos diferentes métodos, devido às simplificações adotadas, às técnicas experimentais empregadas, bem como, às incertezas numéricas na modelagem da interação entre o fluido e a estrutura.

Os modelos matemáticos podem ser resolvidos através de métodos numéricos, tais como, os métodos de diferenças finitas, volumes finitos e elementos finitos (MINKOWYCZ et al*.,* 1988). Existem diferentes metodologias computacionais que apresentam características próprias no que diz respeito ao método de resolução das equações, tipo de discretização do domínio, precisão dos resultados, etc. Alguns métodos utilizam malhas não estruturadas (HU, 1996), que se adaptam à interface imersa no escoamento. Estes, por sua vez, elevam o custo computacional para as simulações com a presença de corpos em movimento, pela necessidade de se reconstruir a malha quando esta se deforma. Em um trabalho mais recente desenvolvido por Villar (2007), utilizam-se blocos de malhas estruturadas refinadas localmente, as quais se adaptam dinamicamente para recobrir as regiões de interesse do escoamento (como, por exemplo, ao redor da interface fluido-fluido).

Uma metodologia que vem ganhando destaque e que vem sendo aplicada em várias linhas de pesquisa no Laboratório de Transferência de Calor e Massa e Dinâmica dos Fluidos da Faculdade de Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia é o Método da Fronteira Imersa. Ela se baseia nas equações de Navier-Stokes acrescidas de um termo de força e está descrita de forma mais detalhada no Capítulo III da presente tese. Esta metodologia foi utilizada no presente trabalho, com o Modelo Físico Virtual (MFV) (LIMA e SILVA et al. 2003) para estudar escoamentos incompressíveis, bidimensionais, isotérmicos e transientes sobre interfaces estacionárias e móveis. Uma das motivações para o desenvolvimento do presente trabalho foi dar continuidade a uma das linhas de pesquisa proposta no trabalho desenvolvido por Silva (2004). Dessa forma, em uma primeira etapa, foi feita uma análise da dinâmica do escoamento em torno de um par de cilindros de iguais diâmetros, dispostos em diferentes configurações geométricas. Esta análise é importante, uma vez que, a presença do cilindro jusante, modifica o comportamento do escoamento e altera as forças fluidodinâmicas, devido à interferência entre eles, bem como, ao efeito da esteira e do escoamento vizinho. Em uma segunda etapa, buscou-se aprofundar o estudo de escoamentos sobre corpos móveis, onde foi feita uma análise do escoamento, em torno de um cilindro com movimento de rotação imposto no sentido horário. Foi verificado que o processo de geração de vórtices ocorre para baixos valores de rotação e é eliminado para valores superiores ao crítico, conforme esperado. Ainda nesta etapa, foi feita uma análise da dinâmica do escoamento, sobre um cilindro com movimento de rotação-oscilação imposto, de acordo com uma função senoidal. Os modos de geração de vórtices, bem como o comportamento dos coeficientes de arrasto obtidos são preditos na literatura. Em seguida, buscou-se contribuir com uma das linhas de pesquisa de grande interesse nos dias atuais, que está dentro do contexto de problemas de interação fluido-estrutura. Com isso, foi feita uma aplicação da metodologia de Fronteira Imersa para o estudo de escoamentos em torno de corpos suportados elasticamente com um e dois graus de liberdade. Nesta última etapa, a presente tese teve como objetivo explorar a aplicabilidade e a potencialidade da metodologia utilizada, através da análise de escoamentos bidimensionais. Para o caso de um grau de liberdade, as simulações foram realizadas para dois números de Reynolds, três valores de razão de massa e diferentes valores de velocidades reduzidas, a fim de comparar com resultados experimentais e numéricos da literatura. Foram feitas análises da resposta do cilindro e da resposta do fluido. O fenômeno de batimento, predito na literatura, foi obtido nas séries temporais dos coeficientes fluidodinâmicos e dos deslocamentos do cilindro. Também foram observados os diferentes modos de geração de vórtices. Os resultados obtidos são promissores, mostrando que a metodologia utilizada pode ser uma alternativa em trabalhos tridimensionais seguindo a mesma linha de pesquisa. Para o caso de dois graus de liberdade, o número de Reynolds foi variado no intervalo de 10.000 a 40.000. Os resultados são ainda preliminares.

No presente trabalho as interações entre o fluido e o cilindro foram consideradas através das equações de Navier-Stokes e o movimento do cilindro de modo iterativo. O cilindro desloca-se de sua posição de equilíbrio devido à ação das forças exercidas pelo fluido e retorna à sua posição original devido às forças restauradoras atuantes sobre ele. Estas forças introduzem oscilações da estrutura no fluido. Estas interações desempenham uma importante função na determinação do comportamento da estrutura e no desenvolvimento do escoamento pela esteira.

1.1 Organização do trabalho

A presente tese está dividida em sete capítulos. No Capítulo I, são apresentadas as motivações que conduziram ao desenvolvimento do presente trabalho. No Capítulo II, são apresentados os trabalhos mais relevantes envolvendo CFD, no estudo de escoamentos com corpos estacionários e móveis e outros trabalhos que mostram o desenvolvimento da metodologia utilizada no presente trabalho. No Capítulo III, é apresentada a formulação matemática que envolve o Método da Fronteira Imersa, o Modelo Físico Virtual e a modelagem da turbulência. Também é feita uma descrição do problema para as simulações com um cilindro suportado elasticamente. No Capítulo IV, é apresentado o método numérico de discretização utilizado para a resolução das equações de Navier-Stokes. No Capítulo V, são apresentados os resultados e as discussões das simulações com movimento imposto: rotação e rotação-oscilação. Apresentam-se também, os resultados com dois cilindros estacionários em diferentes configurações geométricas e razão de espaçamento fixa. No Capítulo VI, são apresentados os resultados e as discussões de simulações com cilindro suportado elasticamente, com um e dois graus de liberdade. No Capítulo VII, são apresentadas as conclusões, bem como as perspectivas para trabalhos futuros. E, por último, são apresentadas as referências bibliográficas consultadas.

CAPITULO II

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

O estudo de escoamentos incompressíveis em torno de corpos rombudos é um dos mais antigos problemas em mecânica dos fluidos, mas é ainda hoje um dos mais importantes. Existe uma vasta literatura que aborda o estudo de escoamentos em torno de cilindros estacionários. Entretanto, sobre corpos móveis, seja por movimento forçado ou induzido, há muito para ser analisado e esclarecido. Muitos objetos encontrados em aplicações práticas são classificados como corpos rombudos, incluindo, cabos aéreos e subaquáticos, pontes em suspensão, periscópio submarino, suporte de plataformas marítimas, tubulações oceânicas, foguetes, dentre outros. Estes objetos experimentam flutuações de arrasto e forças de sustentação causadas pela geração de vórtices. A força de arrasto, F_d, atuante sobre o cilindro possui duas componentes. Uma delas é o arrasto viscoso e a outra é o arrasto de pressão, o qual é fortemente afetado pela formação da esteira atrás do corpo. Segundo Tuszynski e Löhner (1998), o arrasto sobre um cilindro circular, a Reynolds igual a 10^5 é, aproximadamente, o mesmo de um aerofólio 130 vezes mais longo e 30 vezes mais largo.

A interferência da esteira entre cilindros tem várias aplicações em engenharia, tais como linhas de transmissão, pontes suspensas e trocadores de calor (BRIKA e LANEVILLE, 1999). Projetos de trocadores de calor e a melhoria no processo de misturas químicas estão entre algumas das aplicações envolvendo escoamentos em torno de cilindros circulares. A ocorrência do fenômeno de geração de vórtices se deve às instabilidades das camadas cisalhantes na superfície do cilindro e sua subseqüente interação na esteira (SRINIVAS e FUJISAWA, 2003). Este fenômeno tem sido causa freqüente de vibração induzida por vórtices em estruturas, a qual pode ocasionar o seu colapso.

A seguir, é apresentada de forma sucinta uma revisão dos trabalhos considerados relevantes para a presente tese, os quais tratam de problemas de interesse, tanto para a área acadêmica quanto para a indústria, juntamente com as metodologias usadas para cada caso.

2.1 Trabalhos envolvendo o Método da Fronteira Imersa

Diferentes métodos numéricos vêm sendo desenvolvidos para o estudo de escoamentos com a presença de corpos sólidos imersos. No Método da Fronteira Imersa - MFI (PESKIN, 1977), utiliza-se, em geral, uma malha cartesiana para representar o domínio de cálculo e uma malha lagrangiana para representar a interface imersa. Este método vem sendo utilizado por vários autores em diferentes aplicações, como comentado a seguir.

Fogelson e Peskin (1988) desenvolveram um método numérico para a resolução das equações de Navier-Stokes tridimensionais com a presença de partículas suspensas. O método é uma extensão do método introduzido por Peskin (1977). Esses autores estudaram o fenômeno de agregação das plaquetas durante o coágulo sangüíneo. Simularam o processo de sedimentação, com uma, duas e várias partículas, sob a influência da gravidade.

Peskin e Printz (1993) modificaram o Método da Fronteira Imersa, com o objetivo de melhorar a conservação de massa nas malhas coincidentes com a fronteira elástica. Verificaram, nos testes realizados, que o erro nestes volumes, em um ciclo cardíaco, teve uma redução significativa.

Saiki e Biringen (1996) utilizaram o Método da Fronteira Imersa com a finalidade de simular escoamentos sobre cilindros móveis e estacionários, a baixo número de Reynolds ($\mathrm{Re} \leq 400$). O cálculo do campo de força, inerente ao método, foi feito utilizando o modelo proposto por Goldstein et al. (1993). Como resultados, obtiveram o coeficiente de arrasto, o comprimento da bolha de recirculação e os valores do ângulo de descolamento da camada limite junto ao cilindro.

Arthurs et al. (1998) desenvolveram um modelo bidimensional para estudar o escoamento em artérias. O modelo inclui a representação fenomenológica da resposta da parede arteriolar em relação ao escoamento. O Método da Fronteira Imersa foi usado para adicionar a força que surge das paredes arteriolares. As simulações demonstraram a eficácia do método para este problema estudado.

Fadlun et al. (2000) utilizaram o MFI na simulação de escoamentos tridimensionais com a presença de geometrias complexas, propondo um modelo para calcular o campo de força euleriano $\vec{f}$, baseado nas equações do movimento, representado por:

$$\vec{f}^{\,l+\frac{1}{2}} = -RHS^{l+\frac{1}{2}} + \frac{\vec{u}^{\,l+1} - \vec{u}^{\,l}}{\Delta t}\,, \tag{2.1}$$

onde $RHS^{l+1/2}$ contém os termos advectivos, difusivos e o gradiente de pressão e l representa o índice de avanço no tempo. Este campo de força é calculado na primeira malha externa à interface, para que a condição de não deslizamento seja satisfeita. O método proposto foi denominado de Método Direto e não há constantes a serem ajustadas. Foi simulado o processo de formação de vórtices através de um bocal curvilíneo, o escoamento em torno de uma esfera e escoamentos internos para diferentes números de Reynolds.

Lai e Peskin (2000) desenvolveram um esquema de 2ª ordem para o Método da Fronteira Imersa para a simulação de escoamentos com presença de cilindros estacionários. O cálculo do campo de força é feito explicitamente, utilizando uma função que depende de uma constante de rigidez e do deslocamento dos pontos da interface (PESKIN, 1977). Foram obtidos valores de coeficientes de arrasto, de sustentação e do número de Strouhal, e estes foram comparados com esquemas de 1ª e 2ª ordem e com resultados experimentais.

Lima e Silva (2002) e Lima e Silva et al. (2003) desenvolveram um modelo denominado Modelo Físico Virtual (MFV), para o cálculo da força interfacial lagrangiana. Este modelo permite que a condição de não deslizamento sobre a interface imersa seja satisfeita sem a imposição direta da velocidade na interface. A força interfacial é calculada nos pontos lagrangianos e distribuída para os pontos eulerianos vizinhos, com o auxílio de uma função interpolação/distribuição do tipo gaussiana. Foram simulados escoamentos sobre cilindros circulares e quadrados, aerofólios, dois cilindros alinhados com o escoamento (em *tandem*) e dois cilindros em paralelo, para números de Reynolds até 300.

Vikhansky (2003) propôs uma modificação no Método da Fronteira Imersa que admite a simulação numérica direta de escoamentos com a presença de sólidos em uma malha retangular. O método modela a condição de não deslizamento com esquema de interpolação de segunda ordem, sem o cálculo explícito das forças que a interface sólida exerce sobre o fluido. O autor verificou o desempenho do método através da simulação do movimento de partículas suspensas no canal de Poiseuille. O método pode ser estendido para a simulação de escoamentos sobre corpos com geometrias complexas bem como geometrias tridimensionais.

Silva et al. (2003) utilizaram o MFI com o MFV para a simulação de escoamentos incompressíveis e bidimensionais em torno de um conjunto de cilindros dispostos em “V” sob diferentes ângulos. As simulações foram realizadas para um número de Reynolds igual a 100, em uma malha cartesiana de 500 x 500 pontos. Apresentaram os contornos de vorticidade do escoamento, bem como, a evolução temporal dos coeficientes de arrasto dos cilindros. Os autores verificaram que para o ângulo de 40° entre os cilindros, há uma forte influência do jato entre os mesmos sobre a formação de vórtices. A influência de um cilindro sobre o outro diminui à medida que o ângulo entre eles aumenta.

Silva (2004) utilizou a metodologia de Fronteira Imersa para a simulação de escoamentos em transição sobre cilindros imersos. Nas simulações de escoamentos sobre cilindros estacionários, foram realizadas análises da influência do refinamento da malha, estabilidade dos esquemas de discretização temporal com o aumento do número de Reynolds, influência da modelagem da turbulência e da função de amortecimento na saída do domínio (MEITZ e FASEL, 2000) para os números de Reynolds iguais a 100, 300 e 1.000.

Campregher (2005) propôs um modelo numérico para a simulação de escoamentos ao redor de geometrias arbitrárias tridimensionais. Este modelo é uma extensão da metodologia originalmente bidimensional (LIMA e SILVA, 2002). Empregou-se o procedimento de particionamento do domínio, de modo que cada processador executasse basicamente o mesmo código, porém sobre uma base de dados diferentes. As equações de Navier-Stokes foram integradas no tempo e no espaço em volumes elementares e a correção da pressão foi obtida pelo método SIMPLEC. Para a validação do código numérico de base cartesiana, o autor simulou uma camada de mistura e escoamento sobre um degrau. Para as simulações com o MFI tridimensional, o autor simulou o escoamento ao redor de uma esfera para números de Reynolds no intervalo de 100 a 700. Comparou os resultados dos coeficientes de arrasto com resultados experimentais da literatura e com correlações matemáticas. O autor considerou promissores os resultados obtidos.

Gilmanov e Sotiropoulos (2005) desenvolveram um método para a resolução das equações de Navier-Stokes incompressíveis, transientes e tridimensionais em um domínio cartesiano, contendo corpos imersos complexos de geometria arbitrária, com movimento prescrito. As equações governantes foram discretizadas em uma malha híbrida deslocada e em outra não–deslocada usando diferenças finitas de segunda ordem. As fronteiras imersas foram discretizadas usando malhas triangulares não estruturadas, onde os nós da superfície da malha constituíam uma série de pontos lagrangianos usados para capturar o movimento do corpo flexível. A cada passo de tempo, a influência do corpo no escoamento era computada aplicando condições de contorno aos nós da malha cartesiana localizados no exterior do corpo, mas na vizinhança era feita uma reconstrução da solução ao longo da normal à superfície. Os autores realizaram testes de convergência da malha para o escoamento induzido por uma esfera oscilante em uma cavidade cúbica, os quais mostraram que a precisão do método era de segunda ordem. Simularam também o escoamento em torno de um corpo com uma geometria igual à de um peixe e o escoamento em torno de um copípodo (subclasse de crustáceo).

Griffith e Peskin (2005) utilizaram o Método da Fronteira Imersa, para problemas de interação fluido-estrutura, envolvendo uma casca imersa visco-elástica de espessura finita com dois tipos de propriedades. No primeiro caso, as propriedades elásticas da casca foram definidas de modo a haver uma transição contínua nas propriedades do material para a interface fluido-estrutura. Consideraram também um caso com uma descontinuidade aguda nas propriedades do material para a interface fluido-estrutura. Obtiveram resultados para um grande intervalo de número de Reynolds usando diferentes versões da função delta de Dirac. Em alguns casos, eles observaram que ela pode introduzir grandes oscilações. Os resultados apresentados foram para uma malha uniforme, porém, o código desenvolvido pelos autores admite refinamento adaptativo por bloco estruturado em malha cartesiana.

Uhlmann (2005) apresentou um Método de Fronteira Imersa modificado para escoamentos viscosos incompressíveis em torno de partículas rígidas suspensas, usando uma malha computacional uniforme e fixa. O autor teve como idéia principal incorporar a aproximação da função delta regularizada por Peskin na formulação direta da força de interação fluido-sólido, com o objetivo de permitir uma transferência uniforme de informações entre as malhas euleriana e lagrangiana, e ao mesmo tempo, evitar restrições de passo de tempo. Esta técnica foi implementada no contexto de diferenças finitas com o Método do Passo Fracionado. O autor apresentou resultados de simulações bi e tridimensionais, de escoamentos em torno de um cilindro isolado até a sedimentação de 1.000 partículas esféricas.

Kim e Choi (2006) desenvolveram um novo Método da Fronteira Imersa usando a forma conservativa das equações de Navier-Stokes e da equação da continuidade em uma referência não inercial. Tiveram como objetivo resolver escoamentos em torno de corpos com geometrias complexas se movendo arbitrariamente. O método numérico foi baseado na aproximação por volumes finitos em uma malha deslocada juntamente com o Método do Passo Fracionado. Os autores simularam escoamentos em um cilindro circular com movimento forçado, oscilação em linha e oscilação transversal à corrente livre. Para o problema de interação fluido-estrutura examinaram a Vibração Induzida por Vórtices e a queda livre de uma esfera e um cubo sob a ação da gravidade. Todos os problemas considerados apresentaram excelente concordância com resultados numéricos e experimentais.

Oliveira (2006) utilizou o Método da Fronteira Imersa em escoamentos turbulentos sobre geometrias móveis e deformáveis. Realizou simulações sem e com modelagem de turbulência. Nas simulações sem modelo de turbulência foi feita a análise de escoamentos sobre um cilindro com diâmetro variável com o tempo. Para as simulações com modelagem da turbulência, foram feitas análises de escoamentos sobre cilindros circulares a altos números de Reynolds, bem como escoamentos sobre aerofólios.

Choi et al. (2007) simularam escoamentos incompressíveis e tridimensionais, utilizando o MFI. As equações de Navier-Stokes foram discretizadas usando um método de baixa difusão e diferenças centradas de segunda ordem para os componentes viscosos. Para o avanço no tempo utilizaram um método implícito baseado em compressibilidade artificial e o método *dual-time stepping*. A superfície imersa foi definida como uma nuvem de pontos, a qual pode ser estruturada ou não estruturada. O campo de velocidade próximo à superfície imersa foi determinado por interpolações das componentes tangenciais e normais à superfície. Simularam escoamentos sobre um cilindro circular, um cilindro oscilando em linha, um aerofólio NACA-0012 e escoamentos sobre uma esfera e sobre um manequim estacionário. Segundo os autores, os resultados apresentaram boa predição da velocidade próxima à parede, dos campos de pressão e as características transientes para os diferentes regimes de escoamento. Os resultados para escoamentos a altos números de Reynolds sobre o aerofólio mostraram boa concordância com os dados experimentais.

Griffith et al. (2007) introduziram uma nova versão adaptativa do Método da Fronteira Imersa. Esta versão usa a mesma aproximação de malha estruturada como o Método de Fronteira Imersa bidimensional adaptativo de Roma (1996) e Roma et al. (1999) e é baseada numa versão de segunda ordem. Utilizaram o método de Runge-Kutta para a integração temporal, uma discretização implícita L-estável dos termos viscosos da equação da quantidade de movimento e um método Godunov de segunda ordem para o tratamento explícito dos termos não lineares. Empregaram também um novo método híbrido de projeção para as equações incompressíveis de Navier-Stokes, o qual demonstrou reduzir a ocorrência de oscilações na pressão calculada. Os autores apresentaram resultados iniciais de aplicação desta metodologia para simulações tridimensionais de escoamentos sanguíneos no coração e nas válvulas. Segundo os autores, o escoamento nas proximidades das válvulas indicou que a nova metodologia produziu um aumento da camada limite.

Mariano (2007) propôs o uso conjunto do método pseudo-espectral de Fourier com a metodologia de Fronteira Imersa. Este método possui alta ordem de precisão e baixo custo computacional, devido à utilização da FFT juntamente com a metodologia da projeção da pressão. Entretanto, segundo o autor, o método só é aplicável para escoamentos com condições de contorno periódicas. O acoplamento das duas metodologias foi denominado de Fronteira Imersa Pseudo-Espectral. Apresentaram resultados de três casos simulados para a validação do novo código, os quais foram: “Equação de Burgers”,”Vórtices de Taylor-Green” e “Cavidade com Tampa Deslizante”. O autor verificou que a nova metodologia mostrou-se eficiente para o caso da cavidade a baixos números de Reynolds, permitindo determinar a velocidade e as estruturas clássicas que aparecem no escoamento.

Su et al. (2007) utilizaram a metodologia de Fronteira Imersa para a simulação de escoamento fluido–sólido. Empregaram uma formulação mista de variáveis eulerianas e lagrangianas. A fronteira sólida foi representada por pontos discretos lagrangianos e o domínio fluido pela variável euleriana. A interação entre estas duas variáveis foi feita pela função delta discretizada. A integração numérica foi baseada no método do passo fracionado de segunda ordem. Simularam escoamentos em um anel rotativo, em uma cavidade, sobre um cilindro estacionário e sobre um cilindro oscilando em linha. Segundo os autores, esta metodologia mostrou precisão e capacidade para a resolução de escoamentos sobre geometrias complexas com fronteiras estacionárias e móveis.

Tullio et al. (2007) combinaram um método para resolução das equações de Navier-Stokes tridimensionais precondicionadas para escoamentos compressíveis com uma aproximação de fronteira imersa, com o objetivo de proporcionar um método de malha cartesiana para cálculo de escoamentos complexos, sobre um grande intervalo de números de Mach. Os autores empregaram também uma técnica de refinamento de malha local para a obtenção de alta resolução próxima ao corpo imerso e em regiões do escoamento de altos gradientes. O Método de Fronteira Imersa proposto foi validado com problemas testes permanentes e transientes, em regimes de escoamento subsônico, transônico e supersônico, demonstrando sua grande versatilidade e acurácia para números de Reynolds moderados. Um ponto de grande importância considerado pelos autores é que para o caso de escoamento compressível laminar em torno de um aerofólio NACA-0012, um estudo através do refinamento da malha mostrou que a precisão do método é de segunda ordem.

2.2. Trabalhos envolvendo dois cilindros

Estudos de escoamentos em torno de múltiplos corpos têm tido bastante atenção, devido a várias aplicações práticas. Pode ser citada, dentre outras, o estudo da interferência entre dois *risers*, os quais podem ser dispostos em diferentes configurações geométricas. Considerando dessa forma, o caso de dois cilindros, a distância entre os centros dos mesmos para as configurações lado a lado, alinhados e deslocados é denominada por T/D, L/D e P/D, respectivamente, onde D é o diâmetro do cilindro.

Gu (1996) investigou experimentalmente o efeito de interferência entre dois cilindros idênticos em um escoamento uniforme, a número de Reynolds supercrítico ($4{,}5x10^5$), através de medições da distribuição de pressão em túnel de vento. Concluiu pelos resultados obtidos que as características de interferência são completamente diferentes das obtidas para Reynolds subcrítico, devido à diferença na estrutura da esteira atrás dos cilindros. Classificou o escoamento para a configuração alinhada em dois diferentes regimes (interferência da região da esteira e efeito da esteira) e quatro padrões de distribuição da pressão. Para a configuração lado a lado, identificou dois regimes de escoamento (interação das camadas cisalhantes e efeito do escoamento vizinho ou influência da esteira) e três tipos de padrões de pressão. Observou, para a configuração deslocada, mudanças bruscas na distribuição da pressão nos dois cilindros. De acordo com o autor a área de interferência é altamente reduzida e o efeito de interferência pode ser ignorado na maioria das configurações quando a razão de espaçamento é igual ou superior a 1,7, exceto para a configuração alinhada.

Luo et al. (1996) investigaram experimentalmente o escoamento uniforme em torno de um cilindro isolado e de dois cilindros alinhados de comprimentos finitos. Verificaram para o caso de cilindro isolado que o escoamento que se separa da extremidade livre interage fortemente com os que se separam dos lados do cilindro, resultando em um escoamento tridimensional. Segundo os autores, o escoamento separado da extremidade livre atrasa a interação entre os escoamentos separados dos lados, resultando em uma esteira de pressão menos negativa e um menor arrasto quando comparado com escoamento em torno de um cilindro infinitamente longo. Para o escoamento em torno dos cilindros alinhados, à medida que a razão de espaçamento aumenta, foi observada a transição do escoamento recolado para o escoamento de co-gerado. Escoamento recolado, é aquele em que a zona de recirculação formada atrás do cilindro montante, colide na parte frontal do cilindro jusante e o seu desenvolvimento é limitado. Escoamento co-gerado é aquele em que os dois cilindros geram vórtices independentemente.

Sumner et al. (1999) investigaram o campo de escoamento para cilindros circulares alinhados de igual diâmetro, através da visualização do escoamento e por Velocimetria por Imagem de Partículas. Usaram uma razão de espaçamento no intervalo L/D = 1 a 3 para número de Reynolds de 1.200 a 3.800. Identificaram três tipos de comportamento baseados no L/D: os cilindros se comportam como um corpo rombudo único quando estão em contato; existência de uma zona de recirculação com crescimento limitado na direção do escoamento e expansão lateral a pequenos e intermediários valores de L/D e formação independente de zonas de recirculação similar à de um cilindro circular único, para altos valores de L/D.

Dalton et al. (2001) analisaram o efeito de um cilindro de menor diâmetro, denominado de cilindro de controle na geração de vórtices de um outro de maior diâmetro, denominado de cilindro primário. Esses autores apresentaram resultados para números de Reynolds iguais a 100, 1.000 e 3.000. Os resultados mostraram que a presença de um cilindro de controle colocado na esteira de um cilindro primário pode significativamente reduzir a Vibração Induzida por Vórtices, eliminando a geração de vórtices convencional do cilindro primário, para $\mathrm{Re} \leq 3.000$. Os autores verificaram que a supressão da geração de vórtices é sensível ao ângulo de incidência do escoamento e à distância entre os centros dos dois cilindros.

Farrant et al. (2001) estudaram numericamente escoamentos incompressíveis, transientes, bidimensionais em torno de dois cilindros circulares alinhados, lado a lado e um cilindro isolado, a números de Reynolds iguais a 100 e 200. A discretização espacial foi feita pelo método híbrido denominado por célula BEM (Boundary Element Method) juntamente com o esquema implícito de diferenças finitas de segunda ordem para a aproximação temporal. Para a configuração lado a lado, observaram que a geração de vórtices ocorreu naturalmente nos modos em fase e oposição de fase (anti-phase). Para a configuração alinhada verificaram que a geração de vórtices dos dois cilindros é sincronizada, em concordância com resultados experimentais. Esta afirmação foi baseada em Strouhal idênticos.

Meneghini et al. (2001) investigaram numericamente a geração de vórtices e a interferência do escoamento entre dois cilindros circulares alinhados e lado a lado. Utilizaram o Método do Passo Fracionado, malha não estruturada e Método dos Elementos Finitos. Os dois cilindros possuem diâmetros iguais e o espaçamento entre os seus centros foi escolhido no intervalo de $1{,}5 < L/D < 4{,}0$. O número de Reynolds para todas as simulações foi igual a 200. Observaram para a configuração alinhada que a força de arrasto é negativa no cilindro a jusante para $L/D < 3{,}0$ e positiva para $L/D > 3{,}0$. Verificaram ainda para $L/D < 3{,}0$ que os vórtices são gerados apenas no cilindro a jusante e para $L/D \geq 3{,}0$ vórtices são gerados nos dois cilindros. Para a configuração lado a lado, observaram uma força de repulsão entre os cilindros para $L/D \leq 2{,}0$. Verificaram que para $L/D > 3{,}0$, os dois cilindros geram vórtices sincronizados e fora fase.

Lin et al. (2002) analisaram os padrões médios e instantâneos de velocidade, vorticidade e tensor de Reynolds para um escoamento em torno de dois cilindros alinhados, empregando a técnica de Velocimetria por Imagem de Partículas de alta densidade. Identificaram as seguintes características: estruturas instáveis das camadas cisalhantes ao longo da lacuna entre os cilindros; zonas de recirculação na região da lacuna; início da geração de vórtices de Kármán, padrões distintos do tensor de Reynolds na região da lacuna e geração de vórtices próxima à esteira do cilindro a jusante.

Alam et al. (2003a) investigaram experimentalmente, em um escoamento uniforme a um número de Reynolds igual a $5{,}5\text{x}10^4$, as características aerodinâmicas de dois cilindros estacionários, com geometrias circulares e quadradas, em um arranjo lado a lado. O foco do estudo foi determinar as características das forças fluidas, estáveis e flutuantes e freqüências da esteira. Os autores observaram que, para a razão de espaçamento entre os dois cilindros, T/D, menor que 1,2, o escoamento da lacuna era inclinado para um lado, resultando na formação de uma esteira mais estreita atrás de um cilindro e uma esteira mais larga atrás do outro. Para T/D maior que 0,2, a ação das forças de sustentação nos dois cilindros era na direção para fora (repulsiva). Para T/D igual a 0,1, a ação da força de sustentação no cilindro relacionado com a esteira mais estreita era na direção para dentro, enquanto que o outro cilindro era na direção para fora. Verificaram que no regime de escoamento biestável, T/D = 0,2 a 1,5, quando o escoamento muda espontaneamente de um lado para o outro, outro padrão de escoamento estável de curta duração persistiu no tempo intermediário, no qual o escoamento da lacuna era orientado paralelamente à corrente livre e o número de Strouhal era quase igual ao do cilindro isolado. Denominaram este novo padrão de escoamento como intermediário.

Alam et al. (2003b) analisaram experimentalmente as características aerodinâmicas de dois cilindros circulares alinhados, a um número de Reynolds igual a $6{,}5\text{x}10^4$. Concluíram que as flutuações nas forças de arrasto e de sustentação atuantes no cilindro a jusante são muito sensíveis à razão de espaçamento, especialmente antes do espaçamento crítico ($L/D = 3{,}0$). Verificaram que o escoamento biestável ocorreu para o espaçamento crítico e que existe uma relação entre as forças atuantes no cilindro a jusante e a posição de recolamento da camada cisalhante. Por último, concluíram que antes do espaçamento crítico a flutuação da força de sustentação atuante no cilindro a montante era estritamente influenciada pela fase do escoamento padrão do cilindro a jusante.

Jester e Kallinderis (2003) investigaram numericamente o escoamento incompressível e bidimensional em torno de dois cilindros estacionários em diferentes configurações, para números de Reynolds iguais a 80 e 1.000. Usaram o esquema de projeção de segunda ordem SUPG (Streamline UpWind Petrov-Galerkin) para a solução das equações de Navier-Stokes. Verificaram que o método numérico empregado reproduziu características físicas do escoamento tais como o efeito de histerese na configuração alinhada e o escoamento biestável inclinado na configuração lado a lado.

Sumner e Richards (2003) analisaram experimentalmente escoamentos em torno de dois cilindros de iguais diâmetros em configurações deslocadas para números de Reynolds subcríticos de $3{,}2 \times 10^4$ a $7{,}0 \times 10^4$. A razão de espaçamento, P/D, entre os centros dos cilindros foi de 2,0 e 2,5 e o ângulo de montagem foi variado em pequenos incrementos no intervalo de 0° a 90°. Analisaram os coeficientes de arrasto e de sustentação e as freqüências de geração de vórtices. Relataram que a existência de uma larga banda de espectro e a ausência de picos agudos no espectro para $2° < \alpha < 15°$, coincide com a máxima força de sustentação interna e uma região de força de arrasto mínima para o cilindro a jusante, como relatado por outros pesquisadores.

Akbari e Price (2005) realizaram um estudo numérico de um escoamento transversal sobre dois cilindros circulares deslocados, a um número de Reynolds igual a 800. Identificaram cinco regimes de escoamento, os quais foram: escoamento *base-bleed* ($P/D \leq 1{,}1$ e $\alpha \geq 30°$), recolamento da camada cisalhante ($1{,}1 < P/D < 2{,}0$ e $\alpha < 10°$), emparelhamento e envolvimento de vórtices ($1{,}0 < P/D < 2{,}0$ e $\alpha \geq 30°$), choque de vórtices ($P/D \geq 3{,}0$ e $\alpha \leq 10°$) e geração de vórtices completa ($P/D \geq 2{,}5$ e $\alpha \geq 30°$). Apresentaram contornos de vorticidade para cada um dos regimes identificados.

Alam et al. (2005) investigaram experimentalmente as características do escoamento e as forças fluidas atuantes em dois cilindros circulares, para diferentes configurações deslocadas, a um número de Reynolds igual $5{,}5 \times 10^4$. Analisaram as forças fluidodinâmicas para os ângulos iguais a α = 10°, 25°, 45°, 60° e 75°, para as razões de espaçamento, P/D, no intervalo de 0,1 a 5. Os autores verificaram que para pequenas razões de espaçamento, as forças de sustentação dependem largamente da distância entre os dois cilindros e independem do ângulo de montagem. Encontraram que a formação intermitente e a explosão da bolha de recirculação no cilindro a montante ou a jusante é responsável pela biestabilidade do escoamento. Os principais resultados obtidos pelos autores foram:

- ✓ Encontraram quatro tipos de escoamento biestável, que aparecem em diferentes regiões e possuem diferentes características;
- ✓ A força de sustentação é negativa no cilindro jusante a $\alpha = 10^{\circ}$, $P/D = 0{,}9$ e no cilindro montante a $\alpha = 25°$ e $P/D = 0{,}3$. O cilindro a montante experimenta uma força de sustentação positiva a $\alpha = 45°$, $P/D = 0{,}1$; $\alpha = 60°$, $P/D = 0{,}2$ e $\alpha = 75°$, $P/D = 0{,}2$;
- ✓ A máxima força de arrasto flutuante que atua no cilindro a jusante ocorre a $\alpha = 10°$ e $P/D = 2{,}4$ a 3,0 onde a camada cisalhante interna do cilindro a montante se desloca um pouco para frente da superfície dianteira do cilindro a jusante. A máxima força de sustentação no cilindro a jusante ocorre a $\alpha = 25°$ e P/D = 2,1 a 5;
- ✓ O salto da estrutura de um estado estável para outro parece descontínuo e está sempre associado com o surgimento e em seguida o desaparecimento da bolha de separação em torno do cilindro.

Sumner et al. (2005) realizaram experimentos em túnel de vento para obtenção das forças médias aerodinâmicas e da freqüência de geração de vórtices, para dois cilindros circulares de mesmo diâmetro em configuração deslocada. O número de Reynolds baseado no diâmetro do cilindro variou de 32.000 a 74.000. A razão de espaçamento de centro a centro dos cilindros variou de P/D = 1,125 a 4,0 e o ângulo de montagem foi incrementado em pequenos passos de $\alpha = 0°$ a 90°. Obtiveram os valores dos coeficientes médios de arrasto e de sustentação e o número de Strouhal para os dois cilindros. A configuração deslocada poderia ser classificada de acordo com a razão de espaçamento, como espaçados próximos ($P/D < 1{,}5$), espaçados moderadamente ($1{,}5 \leq P/D \leq 2{,}5$), ou espaçados largamente ($P/D > 2{,}5$). Verificaram para $P/D < 1{,}5$ que as forças médias aerodinâmicas nos dois cilindros variam significantemente com α. Para $1{,}5 \leq P/D \leq 2{,}5$ observaram que o escoamento padrão sofreu mudanças com α, enquanto que para $P/D > 2{,}5$, os dois cilindros se comportaram mais independentemente, como cilindros isolados.

Zhao et al. (2005) estudaram numericamente o escoamento viscoso em torno de dois cilindros circulares de diferentes diâmetros usando o Método de Elementos Finitos. A razão entre os diâmetros dos cilindros era de 0,25. O número de Reynolds baseado no diâmetro era de 500 para o cilindro maior e de 125 para o cilindro menor. A distância entre os centros dos dois cilindros foi variada de 0,05 a 1 vezes o diâmetro do maior cilindro. Os autores analisaram os efeitos da razão de espaçamento entre os dois cilindros e a posição do ângulo do menor cilindro, nos coeficientes de arrasto e de sustentação, na distribuição da pressão em torno dos cilindros, nas freqüências de geração de vórtices dos dois cilindros e nas características do escoamento. O ângulo do menor cilindro em relação à direção do escoamento variou de zero a pi.

Wang e Zhou (2005) investigaram experimentalmente o escoamento atrás de dois cilindros lado a lado, utilizando um método baseado na visualização do escoamento iluminado a laser, Velocimetria por Imagem de Partículas e medições por anemometria a fio quente. Classificaram o escoamento em três regimes: esteira única para a razão de espaçamento, T/D, menor que 1,2; escoamento assimétrico para 1,2$<T/D<$2,0 e duas esteiras acopladas quando $T/D>$2,0. Deram uma atenção especial para o escoamento assimétrico, o qual é caracterizado por duas esteiras, uma larga e outra estreita.

Carmo e Meneghini (2006) investigaram escoamentos incompressíveis em torno de pares de cilindros alinhados. Usaram o método de Elemento Espectral para as simulações 2D e 3D. Analisaram as configurações de centro a centro dos cilindros variando de 1,5 a 8D (diâmetros). O número de Reynolds foi variado de 160 a 320. Focaram nas instabilidades de pequenas escalas, as quais ocorrem no intervalo de Reynolds considerado. Com auxílio de dados do número de Strouhal e contornos de vorticidade, propuseram mecanismos para explicar o fenômeno de interferência e sua interação com estruturas de vórtices 3D presentes no escoamento. Os autores verificaram que as conseqüências da presença de estruturas 3D no escoamento variam de acordo com o regime de interferência.

Deng et al. (2006) estudaram numericamente as evoluções espaciais de vórtices e a transição para a tridimensionalidade da esteira de dois cilindros alinhados. Utilizaram o método de Corpo Virtual, desenvolvido com base no método de Fronteira Virtual, para modelar as condições de não deslizamento dos cilindros. A razão de espaçamento L/D foi variada de 1,5 a 8,0 e o número de Reynolds foi mantido constante e igual a 220. Segundo os autores, a tridimensionalidade aparece na esteira para $L/D\geq$4,0, enquanto que a esteira do escoamento mantém o seu estado bidimensional para $L/D\leq$3,5. O espaçamento crítico foi obtido a 3,5$<L/D<$4,0. Acima deste espaçamento crítico, os vórtices eram gerados do cilindro a montante em simulações bidimensionais, e a tridimensionalidade poderia ocorrer apenas em simulações tridimensionais. Concluíram que a adição do segundo cilindro na esteira pode suprimir as instabilidades tridimensionais a uma dada extensão e fazer o escoamento mais bidimensional.

Alam e Zhou (2007) investigaram experimentalmente a estrutura do escoamento em torno de dois cilindros lado a lado a T/D = 0,1 a 0,2. Identificaram duas estruturas distintas de escoamento para $T/D=$0,1 e 0,2, baseadas na medição da pressão média e padrões de superfície óleo-fluido. Os autores observaram que o escoamento da lacuna forma uma bolha de separação na região de base de um dos cilindros a T/D = 0,1, mas separa dos cilindros sem posterior recolamento a T/D = 0,2. Verificaram ainda que a mudança na estrutura do escoamento é completamente abrupta de T/D = 0,1 a 0,2, resultante da presença ou ausência, respectivamente, da bolha de separação nas duas configurações. Para T/D = 0,13, notaram a existência de dois tipos de descontinuidade na estrutura do escoamento: uma devido à mudança do escoamento da lacuna de um lado para o outro e a outra descontinuidade devido à explosão da bolha de separação, resultando em quatro modos distintos de escoamento.

Sumner et al. (2007) estudaram a geração de vórtices de dois cilindros circulares de iguais diâmetros deslocados a números de Reynolds variando de 32.000 a 74.000. A razão de espaçamento de centro a centro dos cilindros variou de P/D = 1,125 a 4,0 e o ângulo de montagem de $\alpha = 0°$ a 90°. Verificaram que o comportamento do Strouhal depende da razão de espaçamento. Para $P/D < 1{,}5$ observaram que apenas um valor de Strouhal foi encontrado. Para $1{,}5 \leq P/D \leq 2{,}5$, dois valores distintos de Strouhal foram obtidos quando $\alpha > 30°$, mas há algum espalhamento no Strouhal para $\alpha < 30°$ e para $P/D > 2{,}5$ os Strouhal são próximos do valor do cilindro isolado.

Juncu (2007) estudou computacionalmente um escoamento viscoso, assimétrico e estável em torno de dois cilindros alinhados. Usou a formulação função corrente-vorticidade para as equações de Navier-Stokes. Obteve soluções numéricas em coordenadas bipolares cilíndricas. As equações foram discretizadas com o método de Diferenças Finitas de alta ordem e vários algoritmos iterativos foram testados para a solução destas equações. O autor analisou diferentes razões de espaçamento para o cilindro a montante, para números de Reynolds até 30. Apresentou resultados de distribuição da pressão e vorticidade na superfície dos cilindros, bem como os coeficientes de arrasto. Compararam estes resultados com os obtidos para cilindro isolado. Concluiu que o efeito de interferência em cada cilindro é diferente e que tais diferenças aumentam com o aumento do Reynolds. O arrasto de cada cilindro individual foi menor que o arrasto do cilindro isolado, a distância entre os cilindros e a razão dos diâmetros dos dois cilindros não modificou as características principais do escoamento para a configuração alinhada.

2.3. Trabalhos envolvendo cilindro com rotação

O movimento de rotação de um cilindro pode afetar o processo de geração e desprendimento de vórtices. Estudos têm sido feitos quanto à minimização ou eliminação de geração de vórtices, possibilitando assim, controlar o efeito da geração. Neste contexto, pode-se dizer que há duas formas de controle: o ativo e o passivo. Segundo Kang et al. (1999) a rotação do cilindro pode reduzir a oscilação induzida pela força de sustentação. No trabalho de Tang e Ingham (1991), o escoamento transiente em torno de um cilindro circular rotativo se aproxima do estado permanente para baixos números de Reynolds. Para um cilindro rotativo e oscilante, com o movimento iniciado impulsivamente do repouso, o escoamento se torna transiente mais rapidamente do que para o cilindro estacionário e pode se tornar estável ou instável dependendo do número de Reynolds e da velocidade de rotação (α) (KANG et al., 1999).

Desde a metade do século passado, escoamentos transientes em torno de cilindro circular têm sido objeto de constante estudo devido às complexidades intrínsecas e à importância prática destes escoamentos (CHEW et al., 1997). A investigação de escoamentos em torno de cilindros rotativos é de fundamental interesse por várias razões. Dentre as aplicações, podem ser citadas o controle da camada limite em aerofólios (BADR et al., 1989) e projetos de trocadores de calor. Ressalta-se que o entendimento da dinâmica dos vórtices nestes escoamentos se torna importante no que diz respeito à compreensão da física do escoamento, devido às várias aplicações práticas envolvendo corpos rombudos. Uma ênfase particular recente surge da necessidade de se estudar o efeito tridimensional da esteira atrás do corpo. Tal efeito é importante quando se considera a força integrada à estrutura, especialmente no contexto de VIV (WILLIAMSON, 1997).

Alguns autores têm se preocupado com o efeito que o cisalhamento causa no mecanismo de geração de vórtices e na estrutura da esteira. O efeito da rotação na distribuição do atrito viscoso em torno do cilindro rotativo foi estudado experimentalmente por Aldoss e Abou-Arab (1990) e comparado com os resultados de escoamentos sobre cilindros estacionários e com resultados de outros autores. Os autores realizaram um estudo experimental do escoamento em torno de um cilindro em rotação, disposto transversalmente, tendo como objetivo investigar o efeito de rotação na distribuição da tensão cisalhante na parede do cilindro. Consideraram, nos experimentos, regime subcrítico, Re = 4,42x10^4, e uma amplitude de rotação (α) entre 0 e 1,25. Obtiveram valores dos ângulos dos pontos de separação e do ponto de estagnação para vários valores da rotação específica (α).

Ou e Burns (1992) apresentaram uma solução numérica para problemas de maximização da relação sustentação / arrasto para um cilindro em rotação em escoamentos viscosos, incompressíveis e bidimensionais. As simulações foram realizadas para Re = 200 e $0<\alpha\leq 3{,}25$, onde α é a rotação específica. Os autores observaram que, para valores de α < 2,0, a inclinação da curva dos coeficientes aumenta com o aumento de α, enquanto que para α > 2,0, esta inclinação diminui gradualmente com o aumento de α. Verificaram ainda que o valor máximo da razão sustentação / arrasto ocorre aproximadamente para α igual a 2,38.

Chew et al. (1997) estudaram o efeito da taxa de cisalhamento no escoamento em torno de um cilindro circular rotativo em um escoamento cisalhante linear, usando o método de vórtice híbrido a um número de Reynolds igual a 1.000. O gradiente de velocidade do escoamento cisalhante foi variado de -0,3 a 0,3 e a razão da velocidade rotacional para a translacional foi de 0,5. Segundo os autores, os resultados mostraram que a forma de geração de vórtices é controlada pelo parâmetro de cisalhamento, k. Verificaram que o coeficiente de arrasto diminui com o aumento de k, enquanto que o coeficiente de sustentação e o número de Strouhal aumentam. Observaram ainda que os vórtices formados no lado do cilindro de alto cisalhamento tendem a ser mais arredondado, enquanto que os formados no lado de baixo cisalhamento tendem a ser mais alongado.

Williamson (1997) apresentou uma visão geral sobre a esteira de um corpo rombudo, dando maior ênfase aos aspectos fundamentais da dinâmica dos vórtices. Durante a última década, houve uma onda de descobertas experimentais sobre vários aspectos de esteiras de corpos rombudos, mas particularmente aspectos tridimensionais. O autor cita alguns fenômenos tridimensionais da dinâmica dos vórtices, os quais estão sendo cada vez, melhor compreendidos. São eles: os deslocamentos de vórtices, geração oblíqua, choques e expansão de fases, *loops* de vórtices e vórtices longitudinais. Segundo o autor, ainda permanecem perguntas interessantes como, por exemplo, em relação a estruturas do escoamento e instabilidades no regime de transição da esteira. O autor comenta que as técnicas experimentais de medição como, por exemplo, Velocimetria por Imagem de Partículas, dentre outras, e os diferentes métodos de simulações numéricas, asseguram os meios para compreender os escoamentos, mas que tanto em simulações como em experimentos, são necessárias cautelas na interpretação e nas limitações dos mesmos.

Nair et al. (1998) estudaram o escoamento em torno de um cilindro circular em translação e rotação a diferentes números de Reynolds e diferentes taxas de rotação específica, através das equações de Navier-Stokes incompressíveis e bidimensionais, usando o esquema *upwind* de terceira ordem. Fizeram uma análise do erro antes da escolha da malha com o objetivo de minimizar a dissipação e a dispersão numérica que afetam os esquemas de alta ordem. Segundo os autores, os resultados a Re = 200 e a baixas taxas de rotação α = 0,5 e 1,0 se compararam bem com a visualização experimental. Apresentaram contornos de linha de corrente para Re = 3.800 e α = 2,0, bem como a evolução temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação.

Juárez et al. (2000) estudaram numericamente o escoamento em torno de um cilindro livre para rotacionar em torno de um eixo fixo, disposto assimetricamente em um canal bidimensional. O escoamento foi modelado pelas equações de Navier-Stokes acopladas com a equação de momento angular do cilindro. Para a resolução das equações de Navier-Stokes empregaram um esquema semi implícito com o método de Lagrange de Elementos Finitos de alta ordem. O cilindro podia rotacionar no sentido horário ou anti-horário, dependendo do número de Reynolds e de sua distância até a parede. A solução obtida era estável ou transiente, porém, não encontraram solução instável quando a rotação do cilindro ocorria no sentido anti-horário. As simulações realizadas pelos autores tiveram ainda como objetivo, fornecer uma noção, quanto à física de operação de sistemas de bombeamento micro-eletromecânicos e turbinas, em suas aplicações para o controle de escoamento.

Mittal (2001) estudou o controle do escoamento em torno de um cilindro circular na presença de dois cilindros rotativos. Utilizou o método de Elementos Finitos na resolução das equações de Navier-Stokes. Concluiu que a distância entre os dois cilindros é um parâmetro importante na obtenção de um ótimo desempenho do sistema de controle do escoamento. Realizou simulações para números de Reynolds iguais a 100 e 1.000. Observou em todos os casos simulados que houve uma redução significativa no coeficiente de arrasto e nas forças aerodinâmicas atuantes no corpo. Tal redução ameniza a vibração induzida pelo corpo.

Carvalho (2003) utilizou um túnel hidrodinâmico vertical para investigar experimentalmente os escoamentos ao redor de cilindros circulares rotativos. Os ensaios foram conduzidos através do emprego de técnicas de visualização de escoamentos e de anemometria de fio quente, para obter resultados como números de Strouhal, espectros de potência, dentre outros.

Silva et al. (2004a) simularam escoamentos sobre corpos móveis utilizando o MFI com o MFV. As simulações foram realizadas para um cilindro com movimento de rotação, com o uso de malhas cartesianas. O número de Reynolds para o caso de cilindro rotativo foi de 200 e a malha de 300 x 800 pontos. Para o caso de cilindro com rotação-oscilação, o número de Reynolds foi igual a 1.000 e a malha de 450 x 600 pontos. A rotação específica foi variada de 0 a 1,5. Fizeram a análise do número de Strouhal pela Transformada Rápida de Fourier do sinal do coeficiente de sustentação e também do sinal da velocidade obtido através de sondas numéricas. Apresentaram os campos de vorticidade e a evolução temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação. Os resultados qualitativos para o cilindro em rotação–oscilação apresentaram algumas diferenças quando comparados com os resultados de He et al. (2000).

Silva et al. (2004b) realizaram simulações numéricas de escoamentos incompressíveis e bidimensionais sobre cilindros estacionários e com movimento de rotação. Utilizaram o MFI na resolução das equações de Navier-Stokes. A discretização espacial das equações foi feita através do método de diferenças centradas de segunda ordem e a discretização temporal através do esquema de Euler e dos esquemas de segunda ordem de Adams-Bashforth e Runge-Kutta. Para as simulações com números de Reynolds superiores a 500, foi utilizada na saída do domínio uma função de amortecimento (MEITZ e FASEL, 2000). As simulações foram realizadas a diferentes números de Reynolds, diferentes refinamentos de malha e várias rotações específicas. Apresentaram os campos de vorticidade para número de Reynolds iguais a 100, 300 e 1.000. Para as simulações com cilindro rotativo, o número de Reynolds foi igual a 200 e a malha cartesiana construída com 300 x 800 pontos. Apresentaram resultados do número de Strouhal em função da rotação específica e compararam os resultados com dados da literatura.

Dol et al. (2007) estudaram experimentalmente a esteira turbulenta de um cilindro circular rotativo a um número de Reynolds igual a 9.000 e a razões de velocidade, $\alpha = \omega D/\left(2U\right)$, entre 0 e 2,7. Verificaram através de análise de anemometria a fio quente, em uma região próxima a esteira, que a geração periódica de vórtices era suprimida para $\alpha \geq\sim 2{,}0$. Observaram também que o número de Strouhal e a velocidade de advecção dos vórtices aumentavam com o aumento da razão de velocidades até a supressão da esteira de vórtices.

2.4. Trabalhos envolvendo cilindro com rotação-oscilação

O controle do escoamento em torno de cilindro circular, bem como o estudo da geração de vórtices, tem fascinado pesquisadores há muitos anos e vem sendo estudado por várias razões práticas. Conforme comentado por Fujisawa et al. (1998), Okajima et al. (1975) foram os primeiros a estudar o efeito da rotação-oscilação na esteira de cilindros, tanto experimental quanto numericamente. Embora a literatura aborde extensivamente o efeito de oscilações nas direções normal e transversal ao escoamento, estudos para o caso de rotação-oscilação são escassos. Contudo, há vários aspectos para serem esclarecidos tanto computacionalmente quanto experimentalmente em relação ao escoamento em torno de um cilindro circular em rotação-oscilação. O estudo da geração periódica de vórtices e o desenvolvimento da esteira atrás de um corpo rombudo são alguns dos problemas mais desafiantes em Mecânica dos fluidos, pois podem conduzir a um melhor entendimento da causa de VIV e sua subseqüente supressão e controle (CHENG et al., 2001a).

Os estudos de rotação-oscilação em cilindro circular podem ser divididos em duas categorias: a primeira é a que inclui o fenômeno de ressonância quando a oscilação é forçada a uma freqüência próxima à freqüência de geração de vórtices; a segunda é o controle do escoamento e a subseqüente redução do arrasto sobre o cilindro quando este é forçado a oscilar com uma freqüência maior que a natural e a uma maior amplitude de oscilação (SRINIVAS e FUJISAWA, 2003). Segundo Cheng et al., (2001a) alguns experimentalistas têm mostrado que o fenômeno de geração de vórtices pode ser drasticamente alterado em um escoamento com um cilindro sob oscilação em linha e transversal.

El-Refaee (1995) realizou simulações numéricas com cilindros em rotação-oscilação através do Método de Elemento de Fronteira (BEM) para escoamentos a número de Reynolds 1.500 e 3.000. Investigou o comportamento das forças aerodinâmicas durante o regime de ressonância. Dentre as conclusões obtidas pelo autor, podem ser citadas:

- a estrutura de vórtices próxima da esteira fica em fase com a velocidade de oscilação do corpo durante os dois regimes de sincronização, o regime primário de ressonância e o regime terciário;
- a banda de freqüências de cada regime de sincronização se torna mais estreita, à medida que a amplitude de oscilação diminui;
- o aumento da sustentação durante os regimes de ressonância é menor do que em outros mecanismos de oscilação forçada, como por exemplo, movimentos em linha e transversal.

Lu e Sato (1996) analisaram numericamente o efeito da rotação no escoamento e a influência da freqüência e da amplitude de oscilação, nas forças que atuam no cilindro. As variáveis primitivas das equações de Navier-Stokes para escoamentos incompressíveis foram obtidas numericamente pelo Método do Passo Fracionado (KIM e MOIN, 1985). As simulações foram realizadas para números de Reynolds iguais a 200, 1.000 e 3.000. Apresentaram os resultados para Re = 1.000 e f_c / f_o (freqüência de oscilação forçada /freqüência de geração de vórtices) de 0,5, 1,0, 2,0, 3,0 e 4,0 e rotações específicas de 0,1 a 3,0. Utilizaram um passo de tempo de 5x10^{-s}s. Analisaram o efeito do número de Reynolds nos padrões de vórtices através dos resultados para Re = 200 e 3.000 a f_c / f_o = 1 e α = 2,0.

Chou (1997) estudou numericamente os escoamentos bidimensionais, transientes em torno de um cilindro circular sob rotação-oscilação. Teve como objetivo simular a sincronização através do algoritmo explícito de marcha no tempo para as equações governantes. Associado com a formulação função corrente-vorticidade das equações de

Navier-Stokes, a equação de Poisson para vorticidade foi resolvida através da análise de Fourier. A discretização espacial foi feita pelo esquema de Diferenças Finitas. Verificou que a sincronização foi compatível com relatos de oscilação em linha e transversal, para Reynolds inferiores e iguais a 3.000. O autor apresentou contornos de vorticidade para os números de Reynolds 500 e 1.000, diferentes valores de amplitude de oscilação, A e para diferentes razões de freqüências. Comparou os resultados obtidos usando dois refinamentos de malha, 128 x 128 e 256 x 256 pontos.

Tuszynski e Löhner (1998) analisaram através de simulações numéricas o efeito de rotação de um cilindro circular, na força de arrasto, para Re = 190. Investigaram métodos de controle de escoamento ao redor do cilindro através de oscilações rotacionais em torno do eixo. O foco do estudo foi a busca da função da velocidade do cilindro na qual poderia se conseguir a melhor redução do arrasto. Os autores deram especial atenção para a freqüência de oscilação do cilindro próxima à freqüência natural de geração de vórtices. Observaram pelos resultados obtidos que o arrasto pode ser reduzido pela rotação do cilindro para alguns ângulos máximos e para todos os períodos maiores que o período natural.

Fujisawa et al. (1998) investigaram experimentalmente a ressonância de geração de vórtices de um cilindro circular submetido à rotação-oscilação através de medições das flutuações da velocidade na esteira, distribuições de pressão na superfície do cilindro e visualizações dos campos do escoamento. Verificaram que a ressonância ocorre próxima à freqüência de geração de vórtices a pequenas amplitudes de oscilações, enquanto que a freqüência do pico de ressonância muda para um menor valor com um aumento na amplitude de oscilação. Estudos comparativos da distribuição de pressão e da visualização do escoamento com relação à rotação do cilindro mostram o mecanismo de atraso de fase, o qual é devido ao fortalecimento da formação de vórtices e a modificação da distribuição da pressão. Apresentaram também a variação das forças de arrasto e de sustentação em função do ângulo de fase do cilindro.

Dennis et al. (2000) investigaram numericamente um escoamento incompressível, viscoso, bidimensional em torno de um cilindro circular, com movimento de rotação–oscilação em torno do seu próprio eixo e movimento de translação. Utilizaram um esquema implícito de marcha no tempo na análise dos modos de formação dos vórtices atrás do cilindro e nas forças atuantes no mesmo. Os autores analisaram o efeito do número de Reynolds e do número de Strouhal forçado na estrutura de um escoamento laminar assimétrico e na região próxima à esteira.

He et al. (2000) investigaram métodos computacionais para o controle ativo e otimização do arrasto em escoamentos viscosos incompressíveis em um cilindro circular, usando as equações de Navier-Stokes bidimensionais. A discretização espacial foi realizada por Elementos Finitos e a discretização temporal por Diferenças Finitas de segunda ordem implícito/explícito. Calcularam o gradiente e a minimização da função custo pelo método quase-Newton. Utilizaram malha retangular para as simulações a número de Reynolds iguais a 200 e 1.000. Para o número de Reynolds igual a 200 e Strouhal forçado iguais a 0,75, 1,25 e 1,65 verificaram o estado *lock-in*, o quase-periódico e o não receptivo. Obtiveram uma redução no arrasto de 30% e 60% para os Reynolds iguais a 200 e 1.000, respectivamente.

Cheng et al. (2001a) desenvolveram o Método de Vórtice Discreto para a simulação numérica de escoamentos transientes em torno de um cilindro circular em rotação-oscilação. Utilizaram diferentes valores da amplitude e da freqüência de oscilação para um número de Reynolds igual a 200. A aproximação usada para entender o processo de formação dos vórtices foi traçar o movimento das partículas de fluido. Verificaram que para valores de freqüência de oscilação acima da freqüência de ressonância, o coeficiente de arrasto é inferior ao do caso estacionário em um grande intervalo de freqüência forçada. Observaram ainda que a redução do arrasto torna-se mais significativa à medida que a amplitude de oscilação aumenta. Além disso, os vórtices gerados à freqüência forçada do cilindro interagem na esteira e resultam em uma configuração anti-simétrica de grandes escalas, com uma nova freqüência.

Cheng et al. (2001b) analisaram a geração de vórtices e o desenvolvimento da esteira atrás de um cilindro circular em rotação e oscilação usando o Método de Vórtice Híbrido. Utilizaram também a formulação função-corrente vorticidade em coordenadas cilíndricas polares. As simulações foram realizadas para um número de Reynolds igual a 1.000, uma amplitude igual a 2,0 e uma grande faixa de freqüência forçada. A malha utilizada foi de 257 x 513 pontos e o passo de tempo de 0,02. Os autores observaram que quando a razão das freqüências é muito baixa, os vórtices são gerados a uma freqüência próxima da freqüência do cilindro estacionário, quando a amplitude é pequena. Entretanto, os vórtices são gerados à freqüência de oscilação, quando a amplitude é grande. Quando a razão de freqüências é próxima de 1,0, o coeficiente médio de arrasto aumenta consideravelmente. Para razões de freqüências fora do regime de ressonância, vórtices de pequenas escalas são gerados à freqüência forçada, próximos da esteira, os quais coalescem e resultam em uma estrutura anti-simétrica de grandes escalas distante do cilindro, similar à esteira de Kármán em torno do cilindro estacionário.

Srinivas e Fujisawa (2003) estudaram computacionalmente o efeito da freqüência de oscilação, da amplitude de rotação e do número de Reynolds em um escoamento sobre um cilindro circular, sujeito à rotação-oscilação. Utilizaram as equações médias de Reynolds com o modelo de turbulência $k-\varepsilon$. Foi dada especial atenção para a condição de ressonância. A freqüência de oscilação variou de 0,1 a 2,0, a amplitude de oscilação variou de 0,25 a 3,0 e o número de Reynolds de 2.000 a 30.000. Verificaram que o valor pico das forças fluidas em um cilindro circular aumenta abruptamente quando a freqüência forçada é próxima da freqüência de geração de vórtices. Este efeito é acompanhado por uma redução no arrasto e na sustentação, às altas freqüências, que alcança uma grande magnitude para uma freqüência de oscilação em torno de 1,0 e uma amplitude de rotação maior que 1,0.

Fujisawa et al. (2005) realizaram um estudo numérico e experimental do escoamento em torno de um cilindro em rotação-oscilação em um escoamento uniforme. Analisaram o efeito da rotação-oscilação no campo do escoamento e nas forças fluidodinâmicas exercidas no cilindro. Utilizaram simulação de Grandes Escalas (LES) e realizaram também medições experimentais através de PIV (Velocimetria por Imagem de Partículas) para um número de Reynolds igual a 2.000. Resolveram as equações de Navier-Stokes para fluidos incompressíveis com o modelo de Smagorinsky. Os termos advectivos foram aproximados com o esquema upwind de terceira ordem, o termo viscoso foi discretizado com o esquema de diferenças centradas de segunda ordem e para a discretização temporal foi utilizado Runge-Kutta de segunda ordem. O número de Strouhal forçado variou de 0 a 2,0 e a amplitude de oscilação de 0 a 1,5. Concluíram que os resultados predizem o aumento do arrasto para baixas freqüências de oscilação e a redução do arrasto à altas freqüências, semelhante às simulações bidimensionais. Contudo, segundo os autores, a redução do arrasto é subestimada em relação às simulações 2D.

Ray e Christofides (2005) examinaram o efeito da rotação-oscilação, na redução do arrasto sobre o cilindro. Verificaram através dos resultados com controle ativo, que a oscilação do cilindro a cinco vezes a freqüência natural gera uma redução no coeficiente de arrasto comparada à do cilindro estacionário, para Reynolds de 100 a 500. Motivados com isto, desenvolveram um sistema de controle que sente a velocidade do campo de escoamento e determina os parâmetros de oscilação apropriados, baseado no número de Reynolds. Verificaram que existe uma relação quase linear entre a freqüência de geração de vórtices e o número de Reynolds no intervalo de 50 a 500. Usando esta relação, determinaram o $St_f = 5St_{nat}$ para cada um dos seguintes números de Reynolds: 100, 150, 200, 250 e 500. Baseado nisto, um controlador foi projetado para computar o valor da freqüência de oscilação do cilindro, f_c, para cada Re usando a relação $f_c = 5(0,035\,\mathrm{Re} - 0,53)$, para os Re no intervalo descrito anteriormente.

2.5. Trabalhos sobre cilindros suportados elasticamente – movimento transversal ao escoamento

A Vibração Induzida por Vórtices (VIV) ocorre em muitas situações de engenharia, tais como pontes, linhas de transmissão, superfícies de controle de aeronaves, estruturas marítimas, perfuração e produção de petróleo, dentre outras aplicações hidrodinâmicas e hidroacústica. Dependendo das condições de carregamento as VIV podem reduzir drasticamente a vida útil de uma tubulação ou duto submarino. Segundo Sarpkaya (2004), um dos interesses recentes em estruturas cilíndricas longas em água se deve ao desenvolvimento de fontes de hidrocarbonetos em profundidade de 1.000 metros ou mais. Ainda segundo o mesmo autor, a profundidade alcançada nos últimos 55 anos tem aumentado de acordo com a equação:

$$h \approx \left(\frac{1}{540}\right) N^{3,5} \tag{2.2}$$

onde h é a profundidade e N é o número de anos, iniciando com $N = 0$ em 1949. Em particular, o estudo de VIV têm definido pesquisas e orientado projetos através de experimentos físicos, numéricos e análises teóricas. O objetivo comum em todos os casos é, naturalmente, o entendimento, a prevenção e a predição de VIV, a fim de poder quantificar de forma segura a relação entre a resposta da estrutura e os parâmetros que a influenciam. Embora muito progresso tenha sido obtido durante décadas, tanto numericamente quanto experimentalmente, há sem dúvida muitos pontos a serem estudados e esclarecidos. Uma razão de grande relevância para isso é que esse fenômeno é intrinsicamente não linear, com muitos graus de liberdade. Geralmente, há dois tipos de métodos usados para analisar os problemas de interação fluido-estrutura no domínio temporal. Nestes métodos, as equações governantes do fluido e da estrutura são acopladas levemente ou totalmente (CHEN e ZHA, 2005).

Koopmann (1967) investigou experimentalmente o efeito da vibração forçada na geometria da esteira de um cilindro circular, para baixos números de Reynolds. O autor realizou uma série de experimentos, na qual foi analisada a esteira de vórtices para o cilindro estacionário, o efeito do cilindro vibrando, na topologia da esteira resultante e a condição na qual a freqüência de geração de vórtices da esteira tornava-se idêntica à freqüência natural de vibração do cilindro.

Anagnostopoulos (1994) apresentou a solução numérica para o caso de oscilações induzidas por vórtices de um cilindro circular, a números de Reynolds abaixo de 130. Verificou que o refinamento da malha computacional próximo ao cilindro e a fórmula usada para o cálculo da vorticidade na superfície sólida, influenciavam significativamente a precisão dos resultados. Observou que, para valores de velocidade reduzida abaixo da região *lock-in*, o deslocamento do cilindro e as forças hidrodinâmicas exercidas no cilindro são modulados, embora o modelo numérico seja bidimensional. Observou que a amplitude da sustentação, o arrasto médio e a flutuação da força de arrasto apresentaram comportamento semelhante. A maior discrepância que o autor observou entre a solução computacional e a investigação experimental foi que o modelo numérico falhou em predizer a alta amplitude e a baixa oscilação de batimento acima da região *lock-in* observadas experimentalmente.

Zhou et al. (1999) estudaram numericamente um escoamento uniforme em torno de um cilindro circular elástico usando o método de Vórtice Discreto, incorporando a técnica de Vórtice em Célula (VIC). Mantiveram o número de Reynolds igual a 200 para todas as simulações. O movimento do cilindro foi modelado através de um sistema massa-mola-amortecimento. Realizaram análises da resposta do cilindro, do amortecimento, das forças induzidas, da freqüência de geração de vórtices e da estrutura de vórtices na esteira. Verificaram que as oscilações do cilindro podem ser tão amplas quanto 0,57 diâmetros, sob certas condições de escoamento e propriedades estruturais. Concluíram que os resultados obtidos com um grau de liberdade concordam apenas qualitativamente com o modelo com dois graus de liberdade. Segundo os autores, o nível de vibração não apenas depende do parâmetro de amortecimento reduzido, mas é também afetado pela razão de massa.

Anagnostopoulos (2000) estudou numericamente o escoamento em torno de um cilindro, forçado a oscilar transversalmente, para um número de Reynolds igual a 106. Os dados computacionais revelaram que, quando a freqüência de oscilação do cilindro excede a freqüência natural, o escoamento não é periódico, mas possui um padrão global quase periódico, o qual dificulta a determinação da fronteira *lock-in* (regime de sincronização). O autor apresentou, para vários parâmetros de oscilação, a evolução temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação. Foram também apresentados parâmetros da geometria da esteira, forças hidrodinâmicas e ângulo de fase entre a força de sustentação e o deslocamento do cilindro.

Vikestad et al. (2000) estudaram experimentalmente um cilindro rígido montado elasticamente em um escoamento com velocidade constante, submetido a um leve amortecimento. Os números de Reynolds analisados foram de 10^4 a 10^6. A velocidade reduzida foi baseada no valor da freqüência natural, medida em água. Investigaram a relação entre a massa adicionada e a freqüência de resposta. Observaram que, mesmo sob condições de escoamento uniforme, há significante variação ciclo a ciclo da massa adicionada e do período de vibração. Apresentaram, para cada experimento, a série temporal do deslocamento, da aceleração e da força total do cilindro.

Zhou et al. (2000) realizaram a simulação numérica de um cilindro elástico em um escoamento uniforme. Utilizaram uma técnica de identificação baseada no método Auto - Regressivo Médio-Móvel (ARMA) na análise da evolução temporal do deslocamento transversal do cilindro. Esta aproximação foi usada para investigar a razão de amortecimento efetivo do sistema fluido-estrutura. Observaram que ocorre uma redução na razão de amortecimento do fluido na região de sincronização, que indica uma baixa dissipação de energia e uma alta transferência de energia do escoamento para o cilindro. Fora da região de sincronização, a razão de amortecimento do fluido aumenta à medida que a amplitude de vibração aumenta.

Govardhan e Williamson (2001) estudaram experimentalmente o campo de velocidade da esteira de um cilindro rígido, montado elasticamente e limitado a se mover, apenas na direção transversal à corrente livre, usando Velocimetria por Imagem Digital de Partículas (PDIV). Verificaram que os campos de velocidade média indicaram que a bolha de recirculação característica, usualmente vista no campo de velocidade média atrás do cilindro estacionário, está presente no modo ‘2S’ de formação da esteira, mas está completamente ausente para o modo ‘2P’. Para o modo ‘2P’, encontraram um par de vórtices contra rotativos de sinais opostos, causando, a jusante do cilindro, um escoamento tipo jato orientado, o qual, em troca, resulta em um perfil de velocidade tipo ‘dupla esteira’. Concluíram ainda que mais de 90% dos tensores totais são devido às repetidas estruturas coerentes de grandes escalas na esteira, quando o corpo está vibrando.

Jeon e Gharib (2001) estudaram cilindros sujeitos a um e dois graus de liberdade (gdl). Conduziram uma série de experimentos em um túnel de água usando Velocimetria por Imagem Digital de Partículas (PDIV) e medições de força. A freqüência na direção do escoamento foi fixada o dobro da freqüência transversal. A amplitude na direção do escoamento foi estipulada de 1/10 diâmetro ou 1/50 da amplitude transversal. Os autores definiram a fase do seguinte modo: para um dado movimento transversal *sen(wt)*, a fase ϕ foi tal que o movimento horizontal foi *sen(2wt+*ϕ*)*. Utilizaram cilindros de 2,0 a 2,5 cm de diâmetro e a velocidade de corrente livre da ordem de 4,0 a 6,0 cm/s. Compararam a força de sustentação total e sustentação da esteira, para movimento horizontal, com ϕ igual a 0° e -45° e sem movimento horizontal. Apresentaram as trajetórias dos vórtices em função da fase para altas e baixas freqüências, com e sem movimento horizontal e analisaram ainda a importância do movimento horizontal em experimentos de vibração forçada.

Shiels et al. (2001) estudaram numericamente através do método de Vórtice Viscoso, a oscilação transversal de um cilindro circular, suportado dinamicamente em um escoamento a Re = 100. Verificaram para valores limites dos parâmetros estruturais, massa, amortecimento e força elástica iguais a zero, que o cilindro oscila como uma senóide a uma amplitude de 0,47 e a uma freqüência de 0,156. Observaram que a vibração induzida pelo escoamento de um cilindro em escoamento transversal pode ocorrer a significantes amplitudes. Isso foi notavelmente ilustrado com o exemplo de cilindro com massa, amortecimento e força da mola com valores iguais a zero. Com a freqüência mecânica não definida, o cenário clássico *lock-in* não aparece. Contudo, o cilindro oscila, com freqüência e amplitude determinada pelo balanço entre a força da esteira de vórtices e a reação inercial própria. Concluíram ainda que o efeito do amortecimento para coeficientes de amortecimento menores que 10^{-2} tem pouco efeito no movimento, especialmente para baixos valores de massa.

Saltara et al. (2002) estudaram através do Método do Vórtice Discreto (MVD), um cilindro livre para vibrar na direção transversal. As simulações foram realizadas para um parâmetro de massa e um número de Reynolds, típicos de escoamentos em torno de risers para extração de petróleo. Realizaram simulações com o cilindro fixo com o objetivo de validar o MVD. Apresentaram os coeficientes de arrasto e de sustentação e a amplitude de oscilação para velocidades reduzidas de 2,0, 7,5 e 10,0. Obtiveram uma amplitude máxima de 0,65 para uma velocidade reduzida de 7,5.

Al-Jamal e Dalton (2004) realizaram estudos bidimensionais com Simulação de Grandes Escalas (LES) para respostas VIV em um cilindro circular, para número de Reynolds iguais a 8.000 e vários valores de amortecimento e freqüência natural. Utilizaram uma condição de contorno combinada Dirichlet-Newmann, na saída do domínio. Apresentaram resultados comparativos da distância da fronteira ao cilindro, de cinco diâmetros e de oito diâmetros para um cilindro sem oscilação a Reynolds igual a 13.000. A solução para uma distância de cinco diâmetros foi essencialmente a mesma da obtida para a de oito diâmetros. Apresentaram também a esteira de vórtices para os dois casos, bem como, os resultados do deslocamento máximo para vários valores de f_o / f_n (freqüência de geração de vórtices sem vibração / freqüência natural) a Reynolds 8.000 com $m^* = 7{,}85$ e $\xi = 0{,}02$.

Guilmineau e Queutey (2004) estudaram numericamente a dinâmica de um cilindro rígido montado em base elástica (1gdl) e as forças fluidas atuantes. Utilizaram a formulação primitiva das equações de RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) com malha co-localizada e o modelo de turbulência *SST* $k-\omega$. Os números de Reynolds analisados foram de 900 a 15.000, a velocidade reduzida entre 1,0 e 17,0, as razões de massa foram de 2,0 e 4,0 e o valor da massa-amortecimento foi de 0,013. Apresentaram o deslocamento do cilindro e as forças de arrasto e de sustentação para diferentes velocidades reduzidas, bem como a amplitude máxima para uma dada velocidade reduzida. Obtiveram o máximo valor de arrasto de 8,5 e o valor médio em torno de 7,5 para a condição de redução da velocidade. Com a condição de aumento da velocidade, o arrasto máximo foi de 4,22 e o médio de 3,0. Verificaram ainda, através da visualização do escoamento, que o ramo inicial está associado como o modo ‘2S’ de formação de vórtices enquanto que o ramo inferior corresponde ao modo ‘2P’.

Meneghini et al. (2004) investigaram as interações hidroelásticas que ocorrem entre longos cilindros flexíveis oscilantes e as forças fluidas. Utilizaram o Método de Vórtice Discreto. Apresentaram resultados da amplitude de vibração para as razões de massa iguais a 50,8 e 3,3. Analisaram também simulações para cilindro suportado em apenas uma extremidade e *risers* marinhos para diferentes razões de aspecto.

Sarpkaya (2004) apresentou uma revisão do progresso obtido durante duas décadas passadas em VIV de estruturas cilíndricas circulares em escoamento uniforme permanente. Contudo, a dificuldade encontrada na revisão foi devido ao enorme crescimento do tamanho e número de conferências e publicações durante os últimos 25 anos. Apresentou em linhas gerais algumas limitações da vibração livre e forçada, bem como exemplos de amplitudes moduladas através da série temporal do coeficiente de sustentação. Apresentou também resultados experimentais e numéricos tanto em termos quantitativos quanto qualitativos e fez algumas sugestões para pesquisas futuras em VIV.

Williamson e Jauvtis (2004) construíram um aparato hidroelástico, de um cilindro montado de modo a mover em linha e transversal à corrente livre, para uma aplicação particular de baixa massa e baixo amortecimento. A freqüência natural e as razões de massa nas duas direções foram respectivamente de 0,4Hz e de 2,0 a 25,0. Os valores do parâmetro massa-amortecimento foram de 0,001 a 0,1 e os números de Reynolds de 1.000 a 15.000. Os autores definiram o regime a alta amplitude como ramo de resposta “super superior”, para distinguir do ramo superior quando se analisa apenas o movimento transversal. Descobriram um modo de esteira periódico incluindo vórtices triplos sendo formados a cada meio ciclo, no qual definiram como modo “2T”.

Al-Jamal e Dalton (2005) apresentaram resultados obtidos de simulações bidimensionais CFD/LES para o caso de oscilações livres a Reynolds 8.000. Verificaram através da análise espectral e demodulação complexa do deslocamento e do coeficiente de sustentação que o comportamento da oscilação livre não ocorre a uma única freqüência ou a um ângulo de fase constante para o Reynolds estudado. Fizeram análise de oito casos diferentes de Al-Jamal e Dalton (2004) para Reynolds 8.000 e para um fator de massa igual a 7,85.

Klamo et al. (2005) estudaram experimentalmente a resposta de um cilindro circular oscilando livremente em um escoamento transversal, usando corrente de lâmina magnética para gerar a variável de amortecimento. Tiveram, como principal objetivo, a caracterização da máxima amplitude para um dado sistema, à medida que a velocidade do escoamento transversal era variada. Determinaram a amplitude máxima para $525 < \mathrm{Re} < 2.600$. Verificaram que o limite de amplitude máxima ocorre para amortecimento zero para o intervalo de Reynolds analisado. Concluíram, através da formulação da rigidez efetiva e da introdução do amortecimento controlado, que foi possível nos experimentos examinar a dependência da amplitude de vibração no parâmetro de amortecimento, a um número de Reynolds praticamente constante. Demonstraram que a amplitude máxima depende não apenas do amortecimento, mas também do Reynolds.

Assi et al. (2006) analisaram experimentalmente oscilações induzidas pelo escoamento para cilindros alinhados. Apresentaram medições da dinâmica da resposta do cilindro isolado e da interferência do escoamento entre dois cilindros. O modelo foi montado em base elástica. O número de Reynolds do experimento variou de 3.000 a 13.000 e a velocidade reduzida baseada na freqüência natural foi variada até 12,0. Verificaram que os resultados para o cilindro isolado apresentaram concordância com outras medições encontradas na literatura, para razões de massa iguais a 2,0 e 8,0. Apresentaram a resposta dinâmica para a interação do escoamento para os dois cilindros. Para este caso, consideraram a razão de massa igual a 2,0 e razão massa-amortecimento igual a 0,013.

Brankovic e Bearman (2006) realizaram experimentos com cilindro circular, com e sem tiras helicoidais, livre para se mover na direção transversal. O número de Reynolds foi variado entre 3.000 e 21.000, a razão de massa foi acima de 0,8 e a fração de amortecimento crítico foi aproximadamente de 0,0002. Apresentaram resultados da resposta do cilindro, da força transversal do fluido e do ângulo de fase entre a resposta e a força, todos em função da velocidade reduzida. Observaram que quando existem os modos de geração de vórtices ‘2S’ e ‘2P’, tanto a força como a resposta, apresentam uma banda estreita e são centradas na mesma freqüência. Verificaram ainda, que no intervalo de velocidade reduzida entre 3,0 e 5,0, o cilindro com tira helicoidal responde com uma amplitude em torno de 60% menor do que a amplitude para o cilindro liso. Notaram ainda que o salto de fase que ocorre para um cilindro liso não ocorreu para o cilindro com tiras helicoidais.

Klamo et al. (2006) estudaram experimentalmente os efeitos do amortecimento controlado, na amplitude e na freqüência dos perfis de resposta, para VIV de um cilindro montado elasticamente em um escoamento transversal. O parâmetro de amortecimento dimensional foi variado em um grande intervalo de valores. Os autores observaram para baixos valores de amortecimento e altos números de Reynolds o perfil de resposta para grande amplitude, três ramos (inicial, superior e inferior). Para altos valores de amortecimento, observaram pequena amplitude e um perfil de resposta de dois ramos (inicial e inferior). Verificaram que à medida que o amortecimento era sistematicamente aumentado, ocorria uma transição entre os dois perfis caracterizada por uma “erosão” gradual, um eventual desaparecimento do ramo superior e uma redução da região do ramo inferior. Outra descoberta foi a histerese entre o ramo inferior e a região desincronizada, a qual somente aparece para baixos valores de Reynolds.

Assi et al. (2007) apresentaram medições de força durante a vibração induzida pelo escoamento, de um par de cilindros circulares alinhados com baixa razão de massa ($m^* = 2{,}0$) e baixo amortecimento ($\xi = 0{,}7\%$). A distância entre os centros dos dois cilindros (L/D) foi igual a 3,0 e o número de Reynolds foi variado no intervalo de 1.500 a 20.000. Examinaram o mecanismo de interferência do escoamento no cilindro a jusante, livre para oscilar apenas na direção transversal. Observaram dois regimes de vibração induzida pelo escoamento à medida que aumentavam a velocidade reduzida. Os autores observaram oscilações induzidas pela esteira para velocidades reduzidas de até 35,0. Concluíram que um cilindro com baixa massa e amortecimento imerso na esteira de outro pode desenvolver oscilações induzidas pelo escoamento, as quais persistem por um grande intervalo de velocidade reduzida.

O escoamento em torno de um cilindro para números de Reynolds superiores a 200 está associado com efeitos tridimensionais (SINGH e MITTAL, 2005). Segundo Willden e Graham (2006), para Reynolds superior a 180, estruturas de vórtices tridimensionais são observadas na esteira de cilindro circular estacionário (WILLIAMSON, 1996). Contudo, segundo o mesmo autor, é conhecido que um efeito *lock-in* correlata substancialmente a geração de vórtices ao longo do comprimento de um cilindro vibrando (TOEBES, 1969), fazendo que o escoamento seja predominantemente bidimensional. Levando-se em consideração este efeito de correlação, fez-se uso no presente trabalho de simulações bidimensionais a altos números de Reynolds. Corpos submetidos a VIV não são limitados (exceto pelos suportes) nem forçados a oscilar à amplitude e freqüência constantes. Segundo Sarpkaya (2004) o fenômeno *lock-in* se torna particularmente difícil quando o número de Reynolds é abaixo do qual a transição dos vórtices nas camadas cisalhantes livres desaparece.

Os autores, Klamo et al. (2006), Singh e Mittal, (2005), Govardhan e Williamson, (2001), Khalak e Williamson (1997a, 1999) classificaram a amplitude de resposta de um cilindro vibrando livremente em um escoamento uniforme como: uma grande amplitude e uma pequena amplitude. A primeira consiste de três ramos de resposta, resultado de baixo produto massa-amortecimento e a segunda consiste apenas de dois ramos de resposta correspondente a alto produto massa-amortecimento.

2.6. Trabalhos sobre cilindros suportados elasticamente – movimento transversal e longitudinal ao escoamento

Mittal e Kumar (2001) empregaram o método dos Elementos Finitos estabilizados no espaço e no tempo para investigar vibrações induzidas por vórtices de um cilindro circular leve em um escoamento uniforme a números de Reynolds no intervalo de 1.000 e 10.000. O cilindro foi montado em um suporte elástico, ligeiramente amortecido, livre para vibrar nas direções em linha e transversal, sob a ação das forças aerodinâmicas. Apresentaram resultados para vários valores de freqüência estrutural, incluindo os super harmônicos da freqüência de geração de vórtices para o cilindro estacionário. Para dado intervalo de freqüência estrutural, observaram o fenômeno de ressonância (ou *lock-in*) e em outros casos o fenômeno "*soft lock-in*". Concluíram que escoamentos a baixos números de Reynolds são associados com esteiras organizadas, enquanto a altos Reynolds, o escoamento em torno de cilindros estacionários, é associado com esteiras com uma inclinação; a esteira é defletida para um lado, fora da linha central. Para cilindros oscilantes, em certos casos, a esteira é dançante de um lado para outro lado, em torno da linha central. Os autores verificaram ainda que, a trajetória do cilindro oscilante mostra padrões interessantes incluindo a conhecida figura em oito.

Singh e Mittal (2005) apresentaram resultados de simulação numérica da Vibração Induzida por Vórtices (VIV) para um cilindro a baixo número de Reynolds. Utilizaram a formulação de Elementos Finitos tempo-espaço estabilizado para a solução das equações do escoamento incompressível em variáveis primitivas. O cilindro para baixa razão de massa era livre para vibrar nas direções em linha e transversal ao escoamento. Para investigar o efeito do número de Reynolds e da freqüência natural reduzida, realizaram duas séries de simulações. Na primeira mantiveram o número de Reynolds fixo e igual a 100 e variaram a velocidade reduzida. Observaram a histerese na resposta do cilindro tanto para baixas como para altas velocidades reduzidas. Obtiveram a máxima amplitude da oscilação transversal para velocidade reduzida de aproximadamente 4,75. Na segunda série de simulações, variaram o número de Reynolds (de 50 a 500) e fixaram a velocidade reduzida em 4,92. Verificaram que o número de Reynolds tem um efeito muito significante na VIV.

Verificaram que enquanto o modo de geração de vórtices para baixo Reynolds é o ‘2S’, a Reynolds maiores e iguais a 300 existe o modo ‘P+S’. Histereses em relação ao aumento e à redução do número de Reynolds foram novamente observados para Reynolds abaixo do regime *lock-in*. Em adição, o salto da histerese no modo de geração de vórtices foi observado para Reynolds igual a 300.

Dahl et al. (2006) apresentaram resultados com dois graus de liberdade para o cilindro rígido, liso, montado flexivelmente e transversal ao escoamento. Os números de Reynolds utilizados foram de 11.000 a 60.000 e para todos os testes a razão da freqüência natural em linha pela freqüência natural transversal foi de 6,0. Observaram que a razão das freqüências afeta o atraso de fase entre as oscilações em linha e transversal e conseqüentemente a forma orbital do cilindro. Os valores da velocidade reduzida nominal foram 3,0 e 12,0. O parâmetro massa-amortecimento foi de 0,084. Os autores apresentaram a amplitude do movimento do cilindro versus a velocidade reduzida para várias razões de freqüências. Verificaram que a mudança na freqüência natural do movimento em linha tem um impacto direto na fase entre a resposta transversal e em linha.

Prasanth et al. (2006) investigaram numericamente, através da formulação de Elementos Finitos espaço-tempo, o efeito do bloqueio nas vibrações induzidas por vórtices de um cilindro a baixos números de Reynolds ($\mathrm{Re} \leq 150$). O cilindro de baixa razão de massa $(m^* = 10)$ era livre para vibrar nas direções em linha e transversal ao escoamento. Realizaram simulações com 1% e 5% de bloqueio. Na primeira série de simulações, a velocidade reduzida foi fixa e igual a 4,92 e o número de Reynolds foi variado. Na segunda série de simulações, tanto a velocidade reduzida quanto o número de Reynolds foram variados. Observaram o fenômeno de ressonância para um intervalo de Reynolds. Verificaram também um comportamento de histerese da resposta do cilindro para o caso com 5% de bloqueio.

2.7. Outros trabalhos

Guo et al. (1998) apresentaram um novo método de Diferenças Finitas para a resolução das equações bidimensionais de Navier-Stokes e aplicaram para escoamentos em torno de um cilindro elíptico para Reynolds variando de 1.000 a 10.000. Apresentaram graficamente o efeito do número de nós da malha e o efeito do passo de tempo na velocidade radial ao longo do eixo de simetria para Reynolds igual a 3.000. Fizeram comparações da estrutura do escoamento obtidas experimentalmente com os resultados numéricos, para os números de Reynolds iguais a 3.000 e 9.500. Concluíram que o método numérico proposto para a solução das equações de Navier-Stokes é um bom meio para simular a evolução temporal de escoamento viscoso em torno de um cilindro elíptico de diferentes razões de aspectos para números de Reynolds até 10.000. Observaram que a vantagem do método é que, quando é usado um sistema de coordenada cartesiana, com transformada de *Joukowski,* é fácil a configuração das condições de contorno. Outra vantagem é que o método requer menos memória e tempo computacional do que os métodos explícitos de alta ordem.

Varaprasad Patnaik et al. (1999) simularam numericamente o escoamento em torno de um cilindro circular em vibração transversal através da resolução das equações de Navier-Stokes e da implementação de um método de correção de velocidade modificado. Empregaram a formulação de Galerkin de resíduos ponderados para a discretização espacial, com o esquema de segunda ordem de Runge-Kutta para a integração temporal. Investigaram a influência da vibração do cilindro na esteira padrão, nas forças de arrasto e de sustentação e no regime de sincronização.

Pan e Chew (2002) apresentaram uma fórmula geral para o cálculo das forças que atuam em um corpo rígido bidimensional de forma arbitrária, em um escoamento viscoso ou invíscido, incompressível, permanente/transiente. A fórmula consiste de três partes: adição da força de massa (e/ou força de inércia) em um escoamento invíscido, a força causada pela deformação do fluido devido à viscosidade e a força causada pela convecção do fluido com circulação diferente de zero. Para corpos de formas simples, tais como um círculo, elipse e uma placa, a massa adicional predita usando este método está em concordância com aquela obtida pelos métodos convencionais. Para corpos de forma complexa, o método atual requer apenas o cálculo de dois coeficientes de transformação e da área da seção transversal.

Souza et al. (2002) utilizaram um método numérico tridimensional para resolução das equações de Navier-Stokes. As equações governantes foram escritas na formulação vorticidade-velocidade. Usaram uma função de amortecimento (MEITZ e FASEL, 2000) próxima à saída do domínio para que as instabilidades fossem amortecidas gradualmente até zero. A idéia básica foi multiplicar as componentes da vorticidade por uma função após cada passo de tempo. Tal função usada na saída do domínio de cálculo, é dada por:

$$f\left(\varepsilon\right)=1-6\varepsilon^{5}+15\varepsilon^{4}-10\varepsilon^{3}, \tag{2.3}$$

onde:

$$\varepsilon = \frac{i - i_1}{i_2 - i_1} \tag{2.4}$$

e $i_1 \leq i \leq i_2$. Os pontos i_1 e i_2 correspondem às malhas iniciais e finais, respectivamente. Os autores validaram o modelo através de comparações dos resultados obtidos com a teoria da estabilidade linear, resultados experimentais não lineares e resultados numéricos PSE (Parabolized Stability Equations).

CAPITULO III

MODELAGEM MATEMÁTICA

O modelo matemático que descreve os escoamentos consiste de um conjunto de equações diferenciais que representam o fenômeno físico para o qual se deseja a solução. A literatura tem mostrado que apenas uma fração de problemas práticos pode ser resolvida devido à complexidade das equações. Graças aos computadores de alto desempenho e aos métodos numéricos, a solução de vários problemas tem sido possível. A seguir o Método da Fronteira Imersa é apresentado na forma como foi utilizado no presente trabalho.

3.1 Método da Fronteira Imersa

O MFI (PESKIN, 1977) juntamente com o Modelo Físico Virtual (MFV), proposto por Lima e Silva (2002) é utilizado no presente trabalho, em escoamentos bidimensionais, incompressíveis, isotérmicos e transientes. Este método se baseia nas equações de Navier-Stokes acrescidas de um termo de força. Este termo atua para que o fluido "perceba" a existência da interface, fazendo assim a troca de informações entre fluido e sólido. Neste método, faz-se uso de duas malhas, uma denominada euleriana, a qual representa o domínio de cálculo e a outra denominada lagrangiana, que representa a interface imersa. Estas malhas são geometricamente independentes e acopladas através do termo de força. Esta característica do MFI permite o estudo de escoamentos sobre geometrias simples, complexas e até mesmo móveis e deformáveis sem a necessidade de remalhagem.

Na Figura 3.1 estão esquematizadas as duas malhas descritas anteriormente, para um domínio bidimensional, com a presença de uma interface de forma arbitrária.

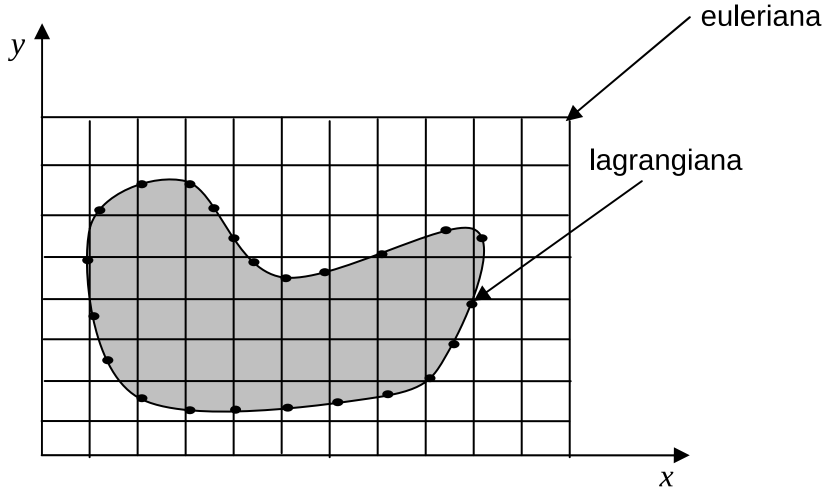


Figura 3.1 - Esquema ilustrativo das malhas euleriana e lagrangiana para uma interface arbitrária.

3.1.1. Formulação matemática para o fluido

As equações de Navier-Stokes filtradas, Eq. (3.1), e a equação da continuidade, Eq. (3.2), para um fluido newtoniano, podem ser apresentadas, na forma tensorial, como segue:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t}+\frac{\partial\left(u_i u_j\right)}{\partial x_j}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\nu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)\right]+f_i\,, \tag{3.1}$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i}=0\,, \tag{3.2}$$

onde ρ e ν são, respectivamente, a massa específica e a viscosidade cinemática, propriedades que caracterizam o fluido. As variáveis de interesse são representadas por: u_i são as componentes do vetor velocidade, p é a pressão e f_i as componentes do vetor força, que atua sobre o fluido. O termo fonte de força euleriana só existe nos pontos eulerianos coincidentes ou próximos da malha lagrangiana, sendo nulo para os demais pontos do domínio de cálculo. Este termo é calculado através da distribuição das componentes do vetor força interfacial lagrangiana $\vec{F}\left(\vec{x}_k,t\right)$, utilizando-se a função delta de Dirac, como:

$$\vec{f}\left(\vec{x},t\right)=\int\vec{F}\left(\vec{x}_k,t\right)\delta\left(\vec{x}-\vec{x}_k\right)d\ \vec{x} \tag{3.3}$$

Como a discretização da função Delta de Dirac não é possível, faz-se a sua substituição por uma função distribuição, como proposta por Peskin e McQueen (1994):

$$\vec{f}\left(\vec{x},t\right)=\sum_{k} D_{ij}\left(\vec{x}-\vec{x}_k\right)\vec{F}\left(\vec{x}_k,t\right)\Delta S^2\left(\vec{x}_k\right), \tag{3.4}$$

onde $\vec{x}$ e $\vec{x}_k$ são, respectivamente, os vetores posição dos pontos eulerianos e lagrangianos, $\Delta S\left(\vec{x}_k\right)$ é o comprimento médio do arco sobre os pontos lagrangianos, representado na Fig. 3.2 , $\vec{F}\left(\vec{x}_k\right)$ é a força interfacial calculada pelo MFV e $D_{i\,j}$ é uma função de interpolação/distribuição, com propriedades de uma função Gaussiana. Esta função, esquematizada na Fig. 3.3, é definida pelas equações a seguir:

$$D_{ij}\left(\vec{x}_k\right)=\frac{f\left[\left(x_k-x_i\right)/h\right]f\left[\left(y_k-y_i\right)/h\right]}{h^2} \tag{3.5}$$

onde

$$f\left(r\right)=\begin{cases} f_1\left(r\right) \ \ se \ \ \|r\|\le 1 \\ \dfrac{1}{2}-f_1\left(2-\|r\|\right) \ \ se \ \ 1<\|r\|<2 \\ 0 \ \ se \ \ \|r\|>2 \end{cases}$$

e $f_1\left(r\right)=\dfrac{3-2\|r\|+\sqrt{1+4\|r\|-4\|r\|^2}}{8}$,

r é o raio de influência da função distribuição podendo ser $\dfrac{\left(x_k-x_i\right)}{h}$ ou $\dfrac{\left(y_k-y_i\right)}{h}$, dependendo da direção para a qual a propriedade é distribuída, h é o tamanho da malha euleriana e $\left(x_i,y_i\right)$ representam as coordenadas de um ponto euleriano.

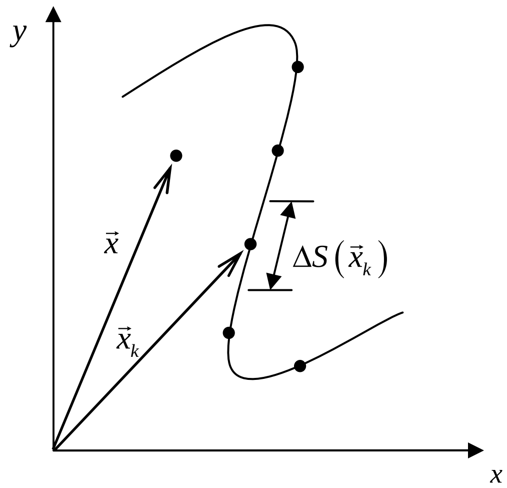


Figura 3.2 - Esquema ilustrativo do comprimento $\left(\Delta S\right)$ centrado nos pontos lagrangianos.

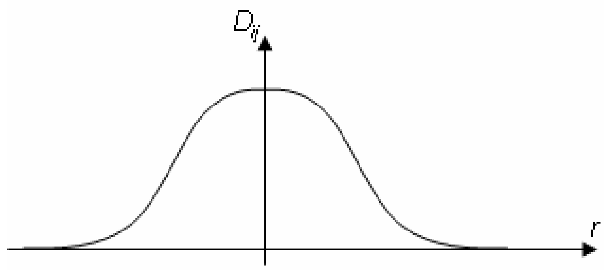


Figura 3.3 - Função interpolação / distribuição do tipo gaussiana, (PESKIN e MCQUEEN, 1994).

3.1.2. Formulação matemática para a interface fluido-sólido – Modelo Físico Virtual

O MFV permite o cálculo da força lagrangiana com base na interação física do fluido e da superfície sólida imersa no escoamento. Este modelo é baseado na aplicação do balanço de quantidade de movimento às partículas de fluido localizadas nos pontos lagrangianos, conforme ilustra a Fig. 3.4. Deste modo, a equação para a força lagrangiana pode ser expressa como:

$$\vec{F}\left(\vec{x}_k,t\right)=\underbrace{\rho\frac{\partial\vec{V}\left(\vec{x}_k,t\right)}{\partial t}}_{\vec{F}_a}+\underbrace{\rho\vec{\nabla}.\left(\vec{V}\left(\vec{x}_k,t\right)\vec{V}\left(\vec{x}_k,t\right)\right)}_{\vec{F}_i}\underbrace{-\vec{\nabla}.\left[\mu\left(\vec{\nabla}\vec{V}\left(\vec{x}_k,t\right)+\vec{\nabla}^T\vec{V}\left(\vec{x}_k,t\right)\right)\right]}_{\vec{F}_v}+ \tag{3.6}$$

$$\underbrace{\vec{\nabla}p\left(\vec{x}_k,t\right)}_{\vec{F}_p}$$

onde $\vec{F}_a$ é a força de aceleração, $\vec{F}_i$ é a força de inércia, $\vec{F}_v$ é a força viscosa e $\vec{F}_p$ é a força de pressão.

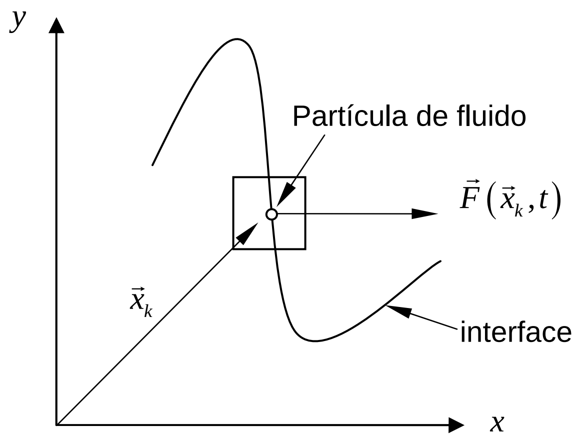


Figura 3.4 – Partícula de fluido localizada sobre uma interface.

3.2. Função indicadora

A função indicadora utilizada no presente trabalho foi proposta por Unverdi e Trygvason (1992). É um método de acompanhamento de interface, onde a função é calculada em todo o domínio ou em parte dele, com a atribuição do valor unitário para pontos internos à interface, zero para os pontos externos e valores entre 0 e 1 para os pontos de transição, ou seja, pontos sobre a interface. Esta função tem como base uma função $\vec{G}(\vec{x}, t)$ e pode ser expressa por:

$$\vec{\nabla} I(\vec{x}, t) = \vec{G}(\vec{x}, t) \tag{3.7}$$

o termo do lado direito da Eq. (3.7) é dado por:

$$\vec{G}(\vec{x}, t) = \sum_k D_{ij}(\vec{x} - \vec{x}_k)\vec{n}(\vec{x}_k)\Delta S(\vec{x}_k) \tag{3.8}$$

onde $\vec{n}(\vec{x}_k)$ é o vetor normal à interface.

Aplicando o operador divergente na Eq. (3.7), obtém-se o laplaciano da função indicadora.

$$\vec{\nabla}^2 I\left(\vec{x},t\right)=\vec{\nabla}\vec{G}\left(\vec{x},t\right) \tag{3.9}$$

Desta forma, após resolver a equação de Poisson, Eq. (3.9), obtém-se a solução da função indicadora, $I\left(\vec{x},t\right)$, em todos os pontos do domínio de cálculo. Para a resolução do sistema linear resultante da discretização da Eq. (3.9), foi utilizado o solver SIP.

3.3. Parâmetros adimensionais

Serão apresentados a seguir alguns parâmetros adimensionais que caracterizam os escoamentos e que foram calculados no presente trabalho.

Número de Reynolds:

$$\mathrm{Re}=\frac{UD}{\nu}, \tag{3.10}$$

onde U e D são a velocidade da corrente livre e o diâmetro do cilindro, respectivamente

Tempo adimensional:

$$T=\frac{tU}{D}. \tag{3.11}$$

Coeficiente de arrasto:

$$C_d=\frac{F_d}{0,5\left(\rho U^2 D\right)}, \tag{3.12}$$

onde F_d é a força de arrasto por unidade de comprimento, calculada utilizando a componente da força lagrangiana (N/m^3), na direção do escoamento. A força lagrangiana é calculada utilizando a Eq. (3.6).

Coeficiente de sustentação:

$$C_l = \frac{F_l}{0,5\left(\rho U^2 D\right)}, \tag{3.13}$$

onde F_l é a força de sustentação por unidade de comprimento, calculada utilizando a componente da força lagrangiana (N/m^3), transversal à direção do escoamento.

Número de Strouhal:

$$St = \frac{f\ D}{U}, \tag{3.14}$$

onde f é a freqüência dimensional de formação e desprendimento dos vórtices. Esta freqüência é obtida pela Transformada Rápida de Fourier (FFT) do sinal do coeficiente de sustentação.

Coeficiente de pressão:

$$C_p = \frac{p_k - p_\infty}{0,5\rho U^2} \tag{3.15}$$

onde p_k é a pressão estática no ponto lagrangiano k, p_∞ é a pressão estática do escoamento não perturbado, ou seja, na entrada do domínio e $0,5\rho U^2$ é a pressão dinâmica.

Rotação específica:

$$\alpha = \frac{R\omega}{U}. \tag{3.16}$$

em que o produto $R\omega$ é a velocidade tangencial.

3.4. Equações para a turbulência

A turbulência é um dos problemas mais desafiantes da física moderna e está entre os mais complexos e fascinantes fenômenos encontrados na natureza. Devido às várias implicações práticas em diversos setores, tem-se se tornado cada vez maior o número de pesquisas relacionadas ao entendimento e ao controle de escoamentos turbulentos. Algumas das características deste fenômeno podem ser destacadas (SILVEIRA-NETO, 2003): altamente instável, ocorre a altos números de Reynolds, altamente dissipativo, multiplicidade de escalas e a presença de estruturas tridimensionais. As formas pelas quais se modelam e simulam os efeitos da turbulência são variadas. Tais formas variam desde correlações e diagramas empíricos até as modernas metodologias de simulação numérica.

3.4.1. Equações globais filtradas para a turbulência

Uma alternativa para o tratamento de escoamentos a altos números de Reynolds pode ser feita através da separação de escalas. Esta separação pode ser realizada através do processo de decomposição das equações de Navier-Stokes em uma parte média e outra parte flutuante, como proposto por Reynolds (1894), ou através de um processo de filtragem, proposto por Smagorinsky (1963). No presente trabalho, será utilizada a metodologia de Simulação de Grandes Escalas (LES), para a qual o processo de filtragem é necessário. A filtragem aqui utilizada é do tipo “filtro caixa”, descrita em Silveira-Neto (2003).

As Equações (3.1) e (3.2) são reescritas na forma filtrada como:

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \left(\overline{u_i u_j} \right)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\nu \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + f_i \, , \tag{3.17}$$

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_i} = 0 \, . \tag{3.18}$$

Estas equações foram obtidas fazendo-se a separação das escalas das componentes da velocidade em duas partes, $u_i = \overline{u}_i + u'_i$, as quais representam, respectivamente, as grandes escalas e as escalas sub-malha. Decompondo o produto filtrado $\overline{u_i u_j}$ e utilizando o tensor global de Germano (1986), $\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{u}_i \; \overline{u}_j$, as equações globais da turbulência podem ser escritas, na forma tensorial, como:

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t}+\frac{\partial\left(\overline{u}_i\overline{u}_j\right)}{\partial x_j}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\nu\left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j}+\frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i}\right)+\tau_{ij}\right]+f_i\,. \tag{3.19}$$

Detalhes do processo de filtragem podem ser encontrados em Silveira-Neto et al. (2002) e Silveira-Neto (2003).

O tensor adicional τ_{ij}, decorrente do processo de decomposição de escalas, deve ser modelado. Boussinesq, citado por Silveira-Neto (2003), propôs um modelo no qual o tensor de Reynolds sub-malha é expresso em função da taxa de deformação, gerada pelo campo de velocidade e da energia cinética turbulenta (k), da seguinte forma:

$$\tau_{ij}=\nu_t\left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j}+\frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i}\right)-\frac{2}{3}k\delta_{ij}\,, \tag{3.20}$$

onde:

$$k\equiv\frac{1}{2}\left(\overline{u'_i u'_i}\right)=\frac{1}{2}\left(\overline{u'^2}+\overline{\upsilon'^2}+\overline{\omega'^2}\right), \tag{3.21}$$

onde δ_{ij} é o delta de Kronecker e ν_t é a viscosidade turbulenta.

Substituindo a Eq. (3.20) na Eq. (3.19) e incorporando a energia cinética ao termo de pressão, obtém-se a seguinte equação:

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t}+\frac{\partial\left(\overline{u}_i\overline{u}_j\right)}{\partial x_j}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p^*}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\nu_{ef}\left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j}+\frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i}\right)\right]+f_i \tag{3.22}$$

onde:

$$p^*=\overline{p}+\frac{2}{3}\rho k \text{ e } \nu_{ef}=\nu+\nu_t\,. \tag{3.23}$$

3.4.2. Simulação de grandes escalas e modelagem sub-malha

Existem diferentes modelos sub-malha para o cálculo da viscosidade turbulenta, utilizados em simulações de grandes escalas, como comentado por Spode (2006). No presente trabalho foi utilizado o modelo sub-malha de Smagorinsky (1963), para a maioria das simulações. Trata-se de um modelo simples, mas que exige o uso de malhas finas, devido ao fato de modelar apenas as pequenas escalas. Ele é baseado na hipótese de que a produção de tensões turbulentas sub-malha é igual à dissipação. A viscosidade turbulenta é dada em função da taxa de deformação e da escala de comprimento e é expressa por:

$$\nu_t = \left(C_S l\right)^2 \sqrt{2\overline{S}_{ij}\overline{S}_{ij}} \ , \tag{3.24}$$

$$\overline{S}_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i}\right). \tag{3.25}$$

em que $l = \sqrt{\Delta x \ \Delta y}$ é o comprimento sub-malha característico, que depende da malha de discretização, $\overline{S}_{ij}$ é a taxa de deformação, calculada com base no campo filtrado e C_s é a constante de Smagorinsky. A constante de Smagorinsky, utilizada no presente trabalho foi igual a C_s = 0,18 para turbulência homogênea e isotrópica.

Como toda metodologia, o modelo sub-malha utilizado também apresenta algumas desvantagens, como, por exemplo, o ajuste da constante de acordo com o código computacional e o tipo de análise, deficiência em modelar fenômenos que envolvam transferência de energia das pequenas escalas para as maiores escalas e deficiência no cálculo da viscosidade próxima às paredes, o que pode necessitar do uso de leis de parede.

3.5. Descrição do problema de interação fluido-estrutura

O caso mais simples de sistema dinâmico é um sistema de um grau de liberdade. No presente estudo, tem-se um cilindro circular bidimensional de massa m por unidade de comprimento, preso em uma mola linear de rigidez k. Para a oscilação livre, o deslocamento do cilindro não é controlado externamente, ou seja, o cilindro é livre para responder às forças que atuarão sobre ele. No caso de movimento com apenas um grau de liberdade (1 gdl), o deslocamento do cilindro é limitado por molas na direção perpendicular ao escoamento incidente e possui restrições de deslocamento na outra direção. O cilindro atua como um corpo rígido se movimentando no interior do fluido, enquanto o suporte elástico se deforma de modo a acomodar o sistema. A mola introduzida agrega rigidez ao sistema. O movimento do cilindro em contato com o fluido viscoso irá introduzir uma força viscosa que surge devido ao movimento de fricção entre a estrutura e o fluido. Tal força pode ser representada como uma força de amortecimento proporcional à velocidade do movimento da estrutura. Este amortecimento c é de grande importância em corpos móveis, uma vez que limita o deslocamento do corpo na ressonância. Este é o motivo pelo qual é desejável introduzir fisicamente um amortecimento no sistema por meio de um amortecedor mecânico. Comumente, este dispositivo é usado conjuntamente com uma mola. A força resultante deste é proporcional à velocidade, porém atua em direção oposta, freando o movimento e absorvendo energia. Os parâmetros denominados de estruturais são: a massa do cilindro m, a rigidez k e o amortecimento estrutural c, enquanto que, os parâmetros relevantes do fluido são: a massa específica, a viscosidade cinemática e a velocidade da corrente livre. Assim sendo, o movimento do cilindro pode ser modelado considerando o sistema massa-mola-amortecedor (MEIROVITCH, 1989; THOMSON e DAHLEN, 1998).

A equação do movimento do cilindro para o caso em que a única força atuante é a força de sustentação, pode ser dada pela segunda lei de Newton:

$$m\ddot{y} = \sum F_l\left(t\right), \tag{3.26}$$

onde o produto da massa m pela aceleração do corpo $\ddot{y}$ é representado pela soma de todas as forças atuantes no corpo, que no presente caso, é a força transversal $F_l\left(t\right)$. Para o caso em que o sistema é considerado como massa-mola, sem amortecimento, inclui-se na equação acima a força restauradora da mola, obtendo-se a seguinte expressão:

$$m\ddot{y} + ky = F_l\left(t\right) \tag{3.27}$$

onde y é o deslocamento transversal do cilindro e k a constante linear da mola. Por último, incluindo um amortecimento estrutural, o qual é proporcional à velocidade, tem-se:

$$m\ddot{y} + c\dot{y} + ky = F_l\left(t\right) \tag{3.28}$$

onde $c\dot{y}$ é a força de amortecimento. Para as simulações da presente tese, sobre interação fluido-estrutura, foi utilizada a Eq. (3.28) para os casos com um grau de liberdade. Para as simulações com dois graus de liberdade, é também utilizada a Eq. (3.29) dada pela expressão:

$$m\ddot{x} + c\dot{x} + kx = F_d\left(t\right) \tag{3.29}$$

As equações (3.28) e (3.29) descrevem o movimento do cilindro nas direções transversal e longitudinal, respectivamente. Para a resolução das Eqs. (3.28) e (3.29), foi utilizado o método de Runge-Kutta de quarta ordem. As condições iniciais para o deslocamento e a velocidade do centro de massa do cilindro foram especificadas para o tempo inicial (t_i), como:

$$y\left(t_i\right) = y_o\,, \tag{3.30}$$

$$v\left(t_i\right) = v_o. \tag{3.31}$$

A velocidade do centro de massa do cilindro na direção do movimento e a localização do cilindro são atualizadas a cada iteração através da resolução da equação do movimento.

Verifica-se pelas Eqs. (3.28) e (3.29) que o sistema sofre uma força de inércia devida à massa, uma força restauradora devido à mola e uma força de amortecimento estrutural, que somadas irão resistir à força de excitação, F_l e F_d, respectivamente. Segundo Sarpkaya (2004), para simulações de VIV em água, o termo de amortecimento estrutural na equação do movimento (Eq. 3.28) pode ser insignificante em relação à componente da força fluidodinâmica transversal. Segundo o mesmo autor, este termo pode ser assumido zero até mesmo em simulações numéricas de VIV em fluidos densos. A mola no plano transversal está representada conforme Fig. 3.5, onde A é a amplitude do deslocamento do cilindro.

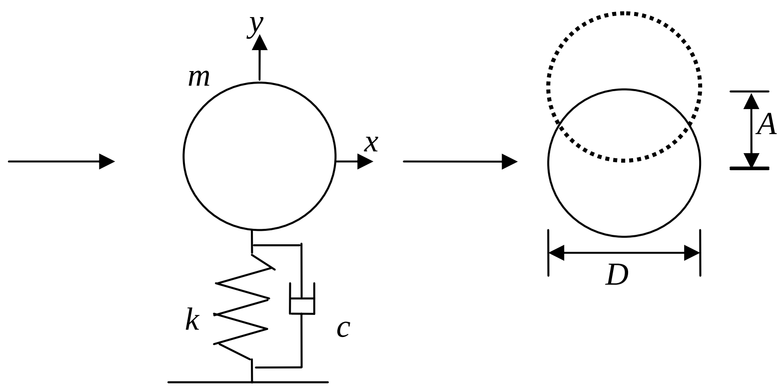


Figura 3.5 – Esquema ilustrativo do sistema massa–mola–amortecimento.

A freqüência natural do cilindro, Eq. (3.32), é baseada na força restauradora do sistema e na massa do cilindro, que inclui a massa do volume de fluido deslocado pelo cilindro. No presente trabalho, a força restauradora foi representada por uma mola, que foi considerada como um dispositivo externo. Esta freqüência (para um sistema não amortecido) caracteriza a resposta dinâmica do cilindro. Ela é dada por:

$$\omega_n = 2\pi f_n = \left(k/m\right)^{1/2}. \tag{3.32}$$

A razão de amortecimento (ou fator de amortecimento), $\xi = c/2\sqrt{km}$, é a razão entre o amortecimento estrutural (c) e o amortecimento crítico $\left(2\sqrt{km}\right)$. Para os casos em que $0 < \xi < 1$ tem-se um sistema sub-amortecido; quando $\xi = 1$ o sistema é dito crítico e para $\xi > 1$ o sistema é considerado como super-amortecido. O amortecimento crítico pode ser definido como sendo o valor do amortecimento que permite ao sistema realizar apenas um ciclo de oscilação antes de voltar para a posição estável, ou seja, representa o decaimento mais rápido que o oscilador pode apresentar. Valores de amortecimento menores que o crítico conduziria o oscilador à posição estável após mais de um ciclo de oscilação. Entretanto, como a magnitude do amortecimento pode variar, dependendo do sistema, não existe sistema estrutural físico sem nenhum amortecimento. Esta é a razão de se levar em conta este parâmetro. Teoricamente, a resposta do sistema é altamente amplificada na ausência de amortecimento. Contudo, a resposta é finita para todos os sistemas físicos, devido à presença deste amortecimento (CHAKRABARTI, 2002).

Dessa forma, os parâmetros adimensionais relevantes para o caso de 1 gdl utilizados no presente trabalho foram a razão de massa $\left(m^*\right)$, a razão de amortecimento (ξ), o número de Reynolds (Eq. 3.10) e a velocidade reduzida (V_r). Estes parâmetros são dados pelas seguintes expressões:

$$m^* = \frac{m}{\rho \pi R^2 L}, \tag{3.33}$$

$$\xi = \frac{c}{2\sqrt{km}}, \tag{3.34}$$

$$V_r = \frac{U}{f_n D}, \qquad (3.35)$$

onde ρ é a massa específica do fluido e f_n é a freqüência natural do cilindro.

A formulação para a razão de massa difere da utilizada por Klamo et al. (2005), a qual é dada por:

$$m^* = \frac{m}{0{,}5\rho D^2 L}, \qquad (3.36)$$

bem como da usada por Shiels et al. (2001), a qual pode ser expressa por:

$$m^* = \frac{m}{0{,}5\rho D^2}. \qquad (3.37)$$

Anagnostopoulos (2002) definiu a razão de massa do fluido deslocado, m_d, pela massa do cilindro, como sendo “o parâmetro massa”, n. Este parâmetro influencia na amplitude de oscilação. Segundo o mesmo autor, diferentes valores de n influenciam nos valores de f_n / f_c, e, desta forma, influenciam também na amplitude adimensional, mesmo se o parâmetro massa-amortecimento for mantido constante. Considerando $m_d = \pi\rho D^2/4$, por unidade de comprimento, o parâmetro massa é dado pela seguinte expressão:

$$n = \left(\frac{2}{\pi}\right)\left(\frac{m_d}{m}\right) = \frac{\rho D^2}{2m}. \qquad (3.38)$$

Outro parâmetro importante a ser relatado é a massa adicionada. Embora seja um conceito bastante estudado ele não é muito entendido. A massa adicionada existe em todos os escoamentos em torno de corpos rombudos. Contudo, o seu efeito é considerado, apenas quando o corpo é acelerado. Para tanto, é necessário levar em conta alguns fatores, como, por exemplo, o tipo de movimento do corpo ou do fluido em torno do corpo, a esteira, a proximidade de outros corpos, a superfície livre e o tempo. A massa adicionada é distribuída ao longo do fluido posto em movimento pelo corpo. Dessa forma, a magnitude e o centróide da massa adicionada mudam com o tempo, assim como a intensidade e distribuição da energia cinética do fluido muda com o tempo. Para o movimento de vibração livre, o termo $F_l(t)$ da Eq. (3.28) é representado independentemente da massa adicionada. No presente trabalho, $F_l(t)$ é determinado pela resolução das equações que modelam o escoamento, usando a distribuição de pressão e a distribuição da tensão cisalhante no cilindro. A massa adicionada não é representada explicitamente, ou seja, $F_l(t)$ contém o efeito da massa adicionada implicitamente. Segundo Zhou et al. (2000) as análises dos resultados obtidos pela decomposição da força transiente, indicaram que o uso do coeficiente de massa adicionada $C_a = 1$ para modelar a vibração induzida por vórtice não é completamente apropriada. A freqüência natural do sistema fluido-estrutura assumindo $C_a = 1$ pode ser subestimada quando a razão de freqüência f_n / f_o está dentro ou abaixo do intervalo de sincronização.

3.6. Algoritmo de resolução das equações

O algoritmo usado nos cálculos pode ser resumido da seguinte forma:

1. Resolve-se o escoamento através das equações de quantidade de movimento (Eq. 3.1) e da continuidade (Eq. 3.2) pelo método de Diferenças Finitas;

2. Obtêm-se as componentes das forças lagrangianas que agem sobre o cilindro (Eq. 3.6);

3. Obtêm-se as forças nas direções transversal e longitudinal ao escoamento pelas expressões $F_l = \sum \vec{F}_y(\vec{y}_k, t)\Delta S^2$ e $F_d = \sum \vec{F}_x(\vec{x}_k, t)\Delta S^2$, respectivamente;

4. Resolve-se a equação do modelo harmônico (Eq. 3.28), pelo método de Runge-Kutta de quarta ordem, obtendo a velocidade e a posição do centro de massa do cilindro;

5. Atualiza-se a posição do cilindro no domínio de cálculo;

6. Avança-se no tempo.

O algoritmo usado também pode ser representado esquematicamente na Fig. 3.6.

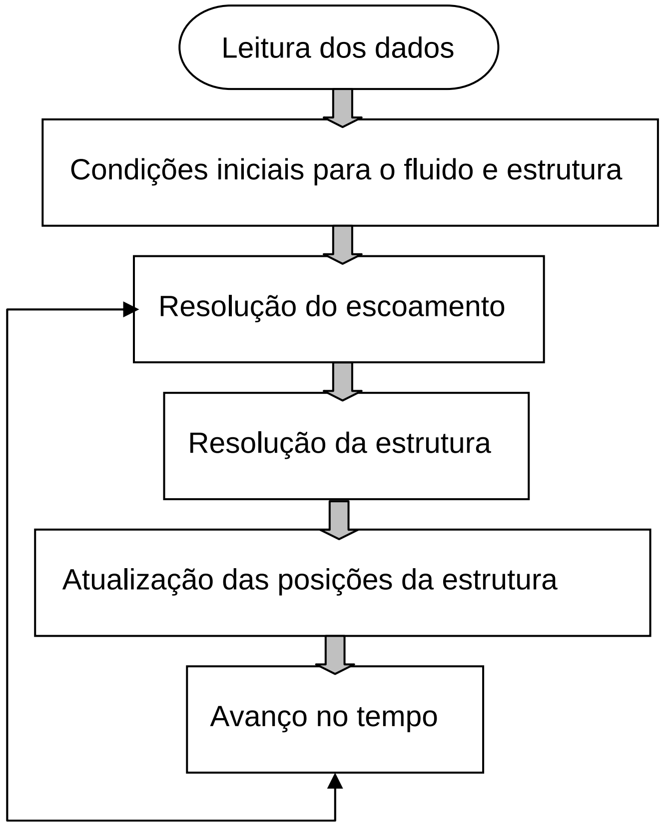


Figura 3.6 – Algoritmo de acoplamento fluido–estrutura.

Em suma, as forças de natureza fluidodinâmica variam de acordo com a resposta da estrutura que, por sua vez, é alterada pela atuação destas forças. Segundo Shiels et al. (2001), a vibração induzida pelo escoamento em torno de um cilindro disposto transversalmente pode ocorrer a significantes amplitudes, mesmo se não houver acoplamento entre fluido e o sistema mecânico. Em experimentos para problemas de VIV com excitação própria, a velocidade da corrente livre é aumentada por incrementos, levando ao aumento da velocidade reduzida, que em troca leva o cilindro a vibrar quando $f_o / f_n \rightarrow 1$, onde f_o é a freqüência de geração de vórtices do cilindro estacionário e f_n é a freqüência natural (AI-JAMAL e DALTON, 2005).

CAPITULO IV

METODOLOGIA NUMÉRICA

A análise numérica de um escoamento é possível desde que se determinem os valores das variáveis de interesse, em pontos discretos. O resultado de um processo de discretização são equações denominadas de Equações de Diferenças Finitas (EDF), que são escritas para cada ponto do domínio em que se deseja encontrar a solução do problema. Após a resolução destas equações, encontra-se a solução aproximada do problema. À medida que o número de pontos da malha se torna grande, a solução das equações discretizadas tende à solução exata da correspondente equação diferencial.

O procedimento usual para a obtenção das equações de diferenças finitas consiste na aproximação das derivadas das EDP's por meio do truncamento da série de Taylor. Nos itens seguintes, são detalhadas as discretizações das equações utilizadas para a resolução do problema proposto, assim como o método numérico de acoplamento pressão-velocidade utilizado.

4.1. Discretização do domínio euleriano

4.1.1. Acoplamento pressão-velocidade: Método do Passo Fracionado

Foi utilizado, no presente trabalho, o Método do Passo Fracionado (MPF), proposto inicialmente por Chorin (1968). Observando as equações bidimensionais de Navier-Stokes para escoamentos incompressíveis, nota-se que existem três equações e três incógnitas: u, υ e p. Como o escoamento é incompressível, a pressão não é mais função da massa específica, que é constante, ou seja, não é função das propriedades termodinâmicas do fluido. O MPF é um método não iterativo, onde, a partir dos campos de u, υ, p e f da iteração precedente, estimam-se os campos das componentes de velocidades. Com estes campos estimados, calcula-se a correção da pressão, através da solução de um sistema linear, pelo MSI (Modified Strongly Implicit Procedure), desenvolvido por Scheneider e Zedan (1981). A pressão se comporta como um multiplicador de Lagrange em problemas de minimização. A importância da equação de Poisson para a correção da pressão é que ela faz a ligação entre as equações do movimento e da continuidade. Fornece valores de p que permitem que os valores das componentes u^{n+1} e υ^{n+1} de velocidades, obtidas a partir das respectivas equações de Navier-Stokes, satisfaçam a conservação da massa no instante de tempo $n+1$.

A equação diferencial proveniente do balanço da quantidade de movimento na forma tensorial, para um fluido newtoniano (Eq. 3.1) é reescrita aqui como:

$$\frac{u_i^{n+1}-u_i^n}{\Delta t}+\left[\frac{\partial\left(u_i u_j\right)}{\partial x_j}\right]^n=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p^{n+1}}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\nu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)\right]^n+f_i^n. \tag{4.1}$$

O termo temporal foi discretizado pelo método de Euler explícito e $n+1$ representa a iteração atual. As estimativas das componentes da velocidade, $\tilde{u}_i^{n+1}$, obtidas com informações dos campos de u, υ, p e f do tempo precedente, são dadas pela seguinte equação:

$$\frac{\tilde{u}_i^{n+1}-u_i^n}{\Delta t}+\left[\frac{\partial\left(u_i u_j\right)}{\partial x_j}\right]^n=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p^{n}}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\nu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)\right]^n+f_i^n. \tag{4.2}$$

Subtraindo a Eq. (4.1) da Eq. (4.2), obtém-se:

$$\frac{\tilde{u}_i^{n+1}-u_i^{n+1}}{\Delta t}=\frac{1}{\rho}\frac{\partial\left(p^{n+1}-p^n\right)}{\partial x_i}. \tag{4.3}$$

Aplicando o operador divergente $\dfrac{\partial}{\partial x_i}$ em ambos os lados da Eq. (4.3), obtém-se a Eq. (4.4).

$$\frac{1}{\Delta t}\left[\frac{\partial \tilde{u}_i^{n+1}}{\partial x_i}-\frac{\partial u_i^{n+1}}{\partial x_i}\right]=\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\partial p'^{n+1}}{\partial x_i}\right), \tag{4.4}$$

em que p'^{n+1} é a correção de pressão, dada por:

$$p'^{n+1}=p^{n+1}-p^{n}\,. \tag{4.5}$$

A importância do divergente está no fato que ele é um dos termos da equação que exprime a conservação da massa. O valor do divergente é utilizado em métodos numéricos para garantir, em escoamentos incompressíveis, a conservação da massa em toda a malha do domínio computacional.

Conforme dito anteriormente, é necessário que o campo de velocidades satisfaça à equação da continuidade. Com esta condição, o segundo termo do lado esquerdo da Eq. (4.4), $\left(\frac{\partial u_i^{n+1}}{\partial x_i}\right)$, será nulo. Portanto, esta equação pode ser reescrita como:

$$\frac{1}{\Delta t}\frac{\partial \tilde{u}_i^{n+1}}{\partial x_i}=\frac{1}{\rho}\frac{\partial^2 p'^{n+1}}{\partial x_j \partial x_j}\,. \tag{4.6}$$

Rearranjando a Eq. (4.6), obtém-se uma equação de Poisson para a correção de pressão p', cujo termo fonte é o divergente da velocidade estimada:

$$\frac{\partial^2 p'^{n+1}}{\partial x_j \partial x_j}=\frac{\rho}{\Delta t}\frac{\partial \tilde{u}_i^{n+1}}{\partial x_i} \quad \text{ou} \quad \nabla^2 p'^{n+1}=\frac{\rho}{\Delta t}\vec{\nabla}.\vec{\tilde{u}}^{\,n+1}. \tag{4.7}$$

Portanto, o campo de velocidade estimada é obtido através da Eq. (4.2) e o campo de correção de pressão, através da resolução do sistema linear, gerado pela discretização da Eq. (4.7). Da Equação (4.3) calcula-se a velocidade corrigida para a iteração atual, dada por:

$$u_i^{n+1}=\tilde{u}_i^{n+1}-\frac{\Delta t}{\rho}\frac{\partial p'^{n+1}}{\partial x_i}\,. \tag{4.8}$$

4.1.2. Discretização temporal

Serão abordadas a seguir as técnicas de discretização temporal utilizadas no presente trabalho. A estabilidade numérica destes esquemas de discretização temporal pode ser vista em Silva et al. (2004c).

Runge-Kutta de segunda ordem

Para as simulações com movimento imposto (rotação e rotação-oscilação), foi utilizado o esquema de Runge-Kutta de segunda ordem, para a discretização temporal das equações de Navier-Stokes. Neste esquema, faz-se uma estimativa de cada componente da velocidade em um instante de tempo intermediário (passo preditor) e utiliza-se essa estimativa para o passo seguinte, denominado de corretor, sendo desta forma feito o avanço para o tempo atual. A seguir são representadas respectivamente, as equações discretizadas para as componentes x e y da velocidade, para cada passo do método.

Passo preditor:

$$\tilde{u}_{i,j}^{n+1/2} = u_{i,j}^{n} + \frac{\Delta t}{2}\left[-A_{xi,j}^{\ n} + D_{xi,j}^{\ n} - \frac{1}{\rho} P_{x\ i,j}^{n} + f_{xi,j}^{\ \ n} \right], \tag{4.9}$$

$$\tilde{\upsilon}_{i,j}^{n+1/2} = \upsilon_{i,j}^{n} + \frac{\Delta t}{2}\left[-A_{yi,j}^{\ n} + D_{yi,j}^{n} - \frac{1}{\rho} P_{yi,j}^{n} + f_{yi,j}^{\ \ n} \right]. \tag{4.10}$$

Passo corretor:

$$\tilde{u}_{i,j}^{n+1} = u_{i,j}^{n} + \Delta t\left[-A_{xi,j}^{n+\frac{1}{2}} + D_{xi,j}^{n+\frac{1}{2}} - \frac{1}{\rho} P_{xi,j}^{n+\frac{1}{2}} + f_{xi,j}^{\ \ n+\frac{1}{2}} \right], \tag{4.11}$$

$$\tilde{\upsilon}_{i,j}^{n+1} = \upsilon_{i,j}^{n} + \Delta t\left[-A_{yi,j}^{n+\frac{1}{2}} + D_{yi,j}^{n+\frac{1}{2}} - \frac{1}{\rho} P_{yi,j}^{n+\frac{1}{2}} + f_{yi,j}^{\ \ n+\frac{1}{2}} \right]. \tag{4.12}$$

onde A representa o termo advectivo, D o termo difusivo, P o gradiente de pressão e f o termo fonte de força.

Runge-Kutta de quarta ordem

Para as simulações com cilindro montado em base elástica, foi utilizado o esquema de Runge-Kutta de quarta ordem, para a discretização das Eqs. (3.28) e (3.29), que descreve o movimento harmônico do cilindro. O passo de tempo, Δt, utilizado foi o mesmo do fluido, 10^{-4}. Neste esquema faz-se a estimativa da função em quatro pontos intermediários e usa-se a média ponderada entre estes pontos. Este método baseia-se na série de Taylor.

$$\kappa_1 = \Delta t \ f\left(y_n\right)$$

$$\kappa_2 = \Delta t \ f\left(y_n + \frac{\kappa_1}{2}\right)$$

$$\kappa_3 = \Delta t \ f\left(y_n + \frac{\kappa_2}{2}\right) \tag{4.13}$$

$$\kappa_4 = \Delta t \ f\left(y_n + \kappa_3\right)$$

$$y_{n+1} = y_n + \frac{\kappa_1}{6} + \frac{\kappa_2}{3} + \frac{\kappa_3}{3} + \frac{\kappa_4}{6}.$$

Os fatores 1/6 e 1/3 definem o peso para os termos κ_1, κ_2, κ_3 e κ_4, y é a posição do centro de massa do cilindro e os índices n e $n+1$ indicam a iteração precedente e a atual, respectivamente.

Adams-Bashforth de segunda ordem

Este método foi utilizado nas simulações com dois cilindros e simulações de interação fluido-estrutura, para o avanço temporal das equações de movimento. A obtenção dos campos de velocidade no instante de tempo atual é feita através de informações de dois instantes de tempo precedentes. Para a primeira iteração, utiliza-se o método de Euler de primeira ordem. A discretização das componentes x e y da velocidade estimada é dada respectivamente pelas Eqs. (4.14) e (4.15).

$$\tilde{u}_{i,j}^{n+1} = u_{i,j}^{n} + \Delta t\left[1,5\left(-A_{xi,j}^{\ n} + D_{xi,j}^{\ n}\right) - 0,5\left(-A_{xi,j}^{n-1} + D_{xi,j}^{n-1}\right)\right] - \Delta t\left(\frac{1}{\rho}P_{x\ i,j}^{n} + f_{xi,j}^{\ \ n}\right), \quad (4.14)$$

$$\tilde{\upsilon}_{i,j}^{n+1} = \upsilon_{i,j}^{n} + \Delta t\left[1,5\left(-A_{yi,j}^{\ n} + D_{yi,j}^{\ n}\right) - 0,5\left(-A_{yi,j}^{n-1} + D_{yi,j}^{n-1}\right)\right] - \Delta t\left(\frac{1}{\rho}P_{y\ i,j}^{n} + f_{yi,j}^{\ \ n}\right). \quad (4.15)$$

4.1.3. Discretização espacial das equações de Navier-Stokes

No presente trabalho, as equações de Navier-Stokes foram discretizadas utilizando diferenças finitas centradas de segunda ordem, no espaço. A célula mostrada na Fig. 4.1 representa o arranjo deslocado das variáveis primitivas. Este arranjo foi adotado pelo fato de propiciar mais estabilidade no acoplamento pressão-velocidade. Considerando uma célula com coordenada (i, j), tem-se a seguinte distribuição:

- a pressão $(p_{i\ j})$ no centro;
- a componente u da velocidade (direção x) na face lateral esquerda, que dista $-\frac{\Delta x}{2}$ do centro da célula;
- a componente υ da velocidade (direção y) na face inferior, que dista $-\frac{\Delta y}{2}$ do centro da célula.

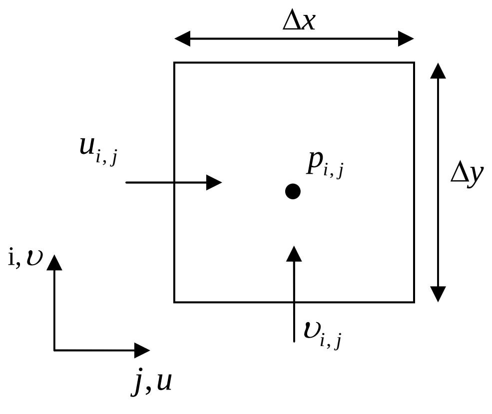


Figura 4.1 – Esquema ilustrativo da célula de uma malha deslocada.

As equações discretizadas mostradas a seguir são escritas para uma malha uniforme por questão de simplicidade, apesar de todas as simulações (exceto simulações no canal e cavidade quadrada) terem sido realizadas com uma malha não uniforme.

O esquema ilustrativo para a malha não uniforme (Fig. 4.2) é semelhante ao da malha uniforme, com exceção dos comprimentos de cada célula.

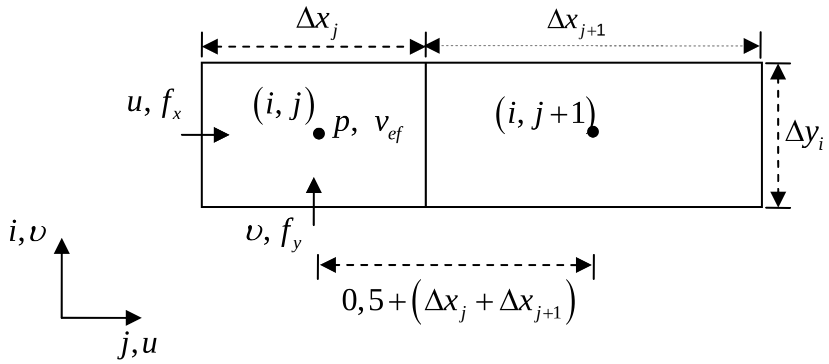


Figura 4.2 – Esquema ilustrativo de duas células de uma malha não uniforme.

É mostrada a seguir a discretização de cada um dos termos da Eq. (4.1), considerando uma malha uniforme. Será destacado apenas para a componente x uma vez que para a componente y se procede de forma análoga.

Termo advectivo:

$$\frac{\partial\left(u_i u_j\right)^n}{\partial x_j}=\frac{1}{\Delta x}\left[\left(\frac{u^n{}_{i,j+1}+u^n{}_{i,j}}{2}\,\frac{u^n{}_{i,j+1}+u^n{}_{i,j}}{2}\right)-\left(\frac{u^n{}_{i,j}+u^n{}_{i,j-1}}{2}\,\frac{u^n{}_{i,j}+u^n{}_{i,j-1}}{2}\right)\right]$$

$$+\frac{1}{\Delta y}\left[\left(\frac{u^n{}_{i+1,j}+u^n{}_{i,j}}{2}\,\frac{\upsilon^n{}_{i+1,j}+\upsilon^n{}_{i+1,j-1}}{2}\right)-\left(\frac{u^n{}_{i,j}+u^n{}_{i-1,j}}{2}\,\frac{\upsilon^n{}_{i,j}+\upsilon^n{}_{i,j-1}}{2}\right)\right] \qquad (4.16)$$

Termo difusivo:

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\nu_{ef}\left(\frac{\partial u^n{}_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u^n{}_j}{\partial x_i}\right)\right]=\frac{1}{\Delta x}\left(2\nu_{ef\,ij}\,\frac{u^n{}_{ij+1}-u^n{}_{ij}}{\Delta x}-2\nu_{ef\,ij-1}\,\frac{u^n{}_{ij}-u^n{}_{ij-1}}{\Delta x}\right)+$$

$$\frac{1}{\Delta y}\left[\nu_{ef\,N}\left(\frac{u^n{}_{i+1j}-u^n{}_{ij}}{\Delta y}+\frac{\upsilon^n{}_{i+1j}-\upsilon^n{}_{i+1j-1}}{\Delta x}\right)-\nu_{ef\,S}\left(\frac{u^n{}_{ij}-u^n{}_{i-1j}}{\Delta y}+\frac{\upsilon^n{}_{ij}-\upsilon^n{}_{ij-1}}{\Delta x}\right)\right]. \qquad (4.17)$$

onde

$$\nu_{ef\,N} = 0,25\left(\nu_{ef\,ij} + \nu_{ef\,i+1\,j} + \nu_{ef\,i+1\,j-1} + \nu_{ef\,ij-1}\right), \tag{4.18}$$

$$\nu_{ef\,N} = 0,25\left(\nu_{ef\,ij} + \nu_{ef\,ij-1} + \nu_{ef\,i-1\,j-1} + \nu_{ef\,i-1\,j}\right). \tag{4.19}$$

Lembrando que a malha utilizada é não uniforme, Δx e Δy variam em cada célula e torna-se necessário interpolar as variáveis em cantos e faces da célula.

Gradiente de pressão:

$$\left.\frac{\partial p^{n+1}}{\partial x}\right| = \frac{p_{i,j}^{n+1} - p_{i,j-1}^{n+1}}{\Delta x}. \tag{4.20}$$

Discretização da equação para a correção da pressão:

A equação para a correção da pressão, Eq. (4.7) foi discretizada utilizando o esquema de diferenças finitas centradas, como a seguir:

$$\frac{1}{\Delta x}\left[\frac{p_{i,j+1}^{'n+1} - p_{i,j}^{'n+1}}{\Delta x} - \frac{p_{i,j}^{'n+1} - p_{i,j-1}^{'n+1}}{\Delta x}\right] + \frac{1}{\Delta y}\left[\frac{p_{i+1,j}^{'n+1} - p_{i,j}^{'n+1}}{\Delta y} - \frac{p_{i,j}^{'n+1} - p_{i-1,j}^{'n+1}}{\Delta y}\right] =$$

$$\frac{\rho}{\Delta t}\left[\frac{1}{\Delta x}\left(\frac{\tilde{u}_{i,j+1} + \tilde{u}_{i,j}}{2} - \frac{\tilde{u}_{i,j} + \tilde{u}_{i,j-1}}{2}\right) + \frac{1}{\Delta y}\left(\frac{\tilde{\upsilon}_{i+1,j} + \tilde{\upsilon}_{i,j}}{2} - \frac{\tilde{\upsilon}_{i,j} + \tilde{\upsilon}_{i-1,j}}{2}\right)\right]^{n+1}. \tag{4.21}$$

A Equação (4.21), quando escrita para todos os pontos da malha, gera um sistema linear de equações, que pode ser representado pela expressão:

$$a_p p'_p + a_e p'_e + a_w p'_w + a_n p'_n + a_s p'_s = b_p \tag{4.22}$$

em que:

$$a_p = -\left[\frac{2}{\Delta x^2} + \frac{2}{\Delta y^2}\right] \tag{4.23}$$

$$a_e = a_w = \frac{1}{\Delta x^2} \tag{4.24}$$

$$a_n = a_s = \frac{1}{\Delta y^2} \tag{4.25}$$

$$b_p = \frac{\rho}{\Delta t}\left[\frac{1}{\Delta x}\left(\frac{\tilde{u}_{i,j+1}+\tilde{u}_{i,j}}{2}-\frac{\tilde{u}_{i,j}+\tilde{u}_{i,j-1}}{2}\right)+\frac{1}{\Delta y}\left(\frac{\tilde{\upsilon}_{i+1,j}+\tilde{\upsilon}_{i,j}}{2}-\frac{\tilde{\upsilon}_{i,j}+\tilde{\upsilon}_{i-1,j}}{2}\right)\right]^{n+1}.$$

Lembre-se que os coeficientes a_p, a_e, a_w, a_n e a_s são constantes para a malha uniforme. Para a malha não uniforme, eles são variáveis ao longo do domínio.

4.1.4. Discretização do modelo sub-malha de Smagorinsky

A discretização espacial da equação algébrica para a viscosidade turbulenta do modelo de Smagorinsky, Eq. (3.24), é mostrada a seguir. O método da discretização foi o mesmo utilizado para as equações de Navier-Stokes. Este modelo baseia-se no fato de que o termo de produção de viscosidade turbulenta é proporcional à norma do tensor da taxa de deformação:

$$S \equiv \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}\ , \tag{4.26}$$

$$S = \sqrt{2\underbrace{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2}_{S_{11}} + \underbrace{\left(\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial \upsilon}{\partial x}\right)^2}_{S_{12}} + 2\underbrace{\left(\frac{\partial \upsilon}{\partial y}\right)^2}_{S_{22}}}\ , \tag{4.27}$$

sendo: $S_{11} = \left(\frac{u_{i,j+1}-u_{i,j}}{\Delta x}\right)$, $S_{12} = \frac{u_{mn}-u_{ms}}{\Delta y}+\frac{\upsilon_{me}-\upsilon_{mw}}{\Delta x}$, $S_{22} = \left(\frac{\upsilon_{i+1,j}-\upsilon_{i,j}}{\Delta y}\right)$,

$$u_{mn} = \left(u_{i+1,j}+u_{i+1,j+1}+u_{i,j}+u_{i,j+1}\right)/4\ , \tag{4.28}$$

$$u_{ms} = \left(u_{i,j}+u_{i,j+1}+u_{i-1,j}+u_{i-1,j+1}\right)/4\ , \tag{4.29}$$

$$\upsilon_{me} = \left(\upsilon_{i+1,j}+\upsilon_{i+1,j+1}+\upsilon_{i,j}+\upsilon_{i,j+1}\right)/4\ , \tag{4.30}$$

$$\upsilon_{mw} = \left(\upsilon_{i+1,j-1}+\upsilon_{i+1,j}+\upsilon_{i,j-1}+\upsilon_{i,j}\right)/4\ . \tag{4.31}$$

As Equações (4.28) a (4.31) são referentes às simulações com malha uniforme. Para malha a não uniforme, a interpolação das velocidades foi realizada assumindo uma variação linear entre os pontos do seguinte modo (PATANKAR, 1980):

$$\phi_e = g_e \phi_P + \left(1 - g_e\right)\phi_E \,. \tag{4.32}$$

onde ϕ é a variável interpolada e g é dada pela razão entre as distâncias, mostradas na Fig. (4.3), é dada por:

$$g_e = \frac{\left(\Delta x\right)_{e^+}}{\left(\Delta x\right)_e} \tag{4.33}$$

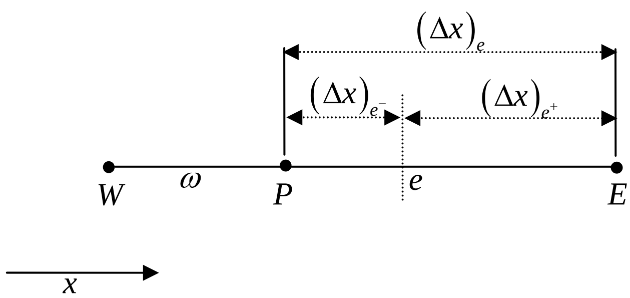


Figura 4.3 – Esquema da malha não-uniforme com as respectivas distâncias da face e .

Discretização do termo fonte de força euleriano

As componentes x e y da força euleriana são calculadas nas mesmas posições das componentes x e y da velocidade e, portanto, podem ser escritas como:

$$f_x^n = f_{x_{i,j}}^n \,. \tag{4.34}$$

$$f_y^n = f_{y_{i,j}}^n \,. \tag{4.35}$$

4.1.5. Discretização da função indicadora

A função indicadora e a variável G estão localizadas no centro da malha euleriana. Para esta discretização também foi utilizado o esquema de diferenças centradas. A Equação (3.9) pode ser reescrita como:

$$\frac{\partial^2 I}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 I}{\partial y^2}=\frac{\partial G_x}{\partial x}+\frac{\partial G_y}{\partial y} \tag{4.36}$$

Discretizando cada termo da Eq. (4.36), obtêm-se:

$$\frac{I_{i,j-1}-2I_{i,j}+I_{i,j+1}}{\Delta_x^2}+\frac{I_{i+1,j}-2I_{i,j}+I_{i-1,j}}{\Delta_y^2}=\frac{\left(\frac{G_{i,j}+G_{i,j+1}}{2}-\frac{G_{i,j}+G_{i,j-1}}{2}\right)}{\Delta x}+\frac{\left(\frac{G_{i+1,j}+G_{i,j}}{2}-\frac{G_{i,j}+G_{i-1,j}}{2}\right)}{\Delta y} \tag{4.37}$$

Como comentado anteriormente, o sistema linear de equações gerado com a discretização da função indicadora, foi resolvido pelo método SIP.

4.2. Discretização do modelo para a força lagrangiana

O cálculo das derivadas existentes na Eq. (3.6), reescrita a seguir, foi feito através de polinômios de Lagrange utilizando pontos auxiliares nas direções x e y. Para determinar as variáveis nestes pontos auxiliares e também nos pontos da malha lagrangiana, foram feitas interpolações a partir das variáveis da malha euleriana:

$$\vec{F}\left(\vec{x}_k,t\right)=\underbrace{\rho\frac{\partial\vec{V}\left(\vec{x}_k,t\right)}{\partial t}}_{\vec{F}_a}+\underbrace{\rho\vec{\nabla}.\left(\vec{V}\left(\vec{x}_k,t\right)\vec{V}\left(\vec{x}_k,t\right)\right)}_{\vec{F}_i}-\underbrace{\vec{\nabla}.\left[\mu\left(\vec{\nabla}\vec{V}\left(\vec{x}_k,t\right)+\vec{\nabla}^T\vec{V}\left(\vec{x}_k,t\right)\right)\right]}_{\vec{F}_v}+\underbrace{\vec{\nabla}p\left(\vec{x}_k,t\right)}_{\vec{F}_p}. \tag{4.38}$$

Para a interpolação, por exemplo, dos campos de velocidades, utilizam-se os pontos auxiliares 1, 2, 3 e 4, conforme esquematizado na Fig. 4.4. Além destes, são também utilizados os pontos a, b, c e d para o cálculo dos termos cruzados da força viscosa lagrangiana, F_v. Desta forma, a partir de um ponto lagrangiano k arbitrário, são traçadas duas retas paralelas aos eixos x e y. Os pontos 1 e 2 distam Δx e $2\Delta x$, respectivamente, do ponto k. E na direção y, os pontos 3 e 4 distam Δy e $2\Delta y$, respectivamente, do ponto lagrangiano.

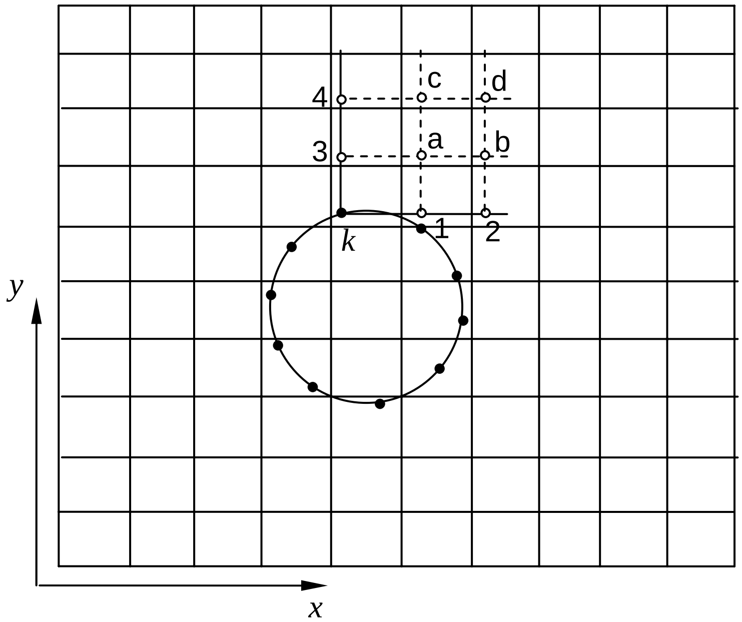
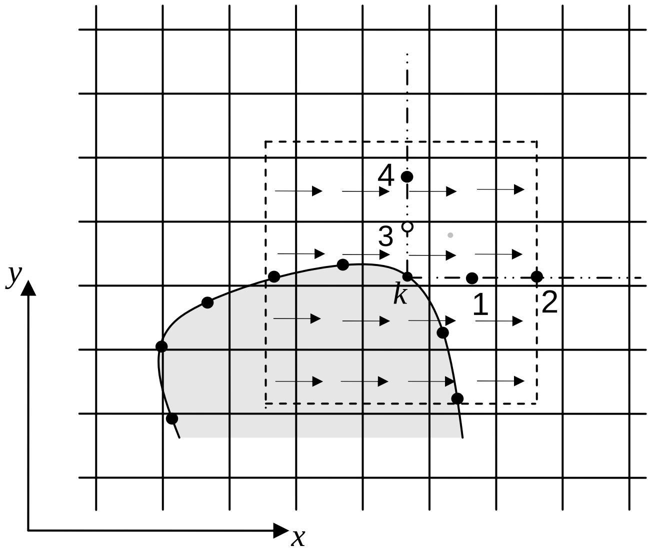
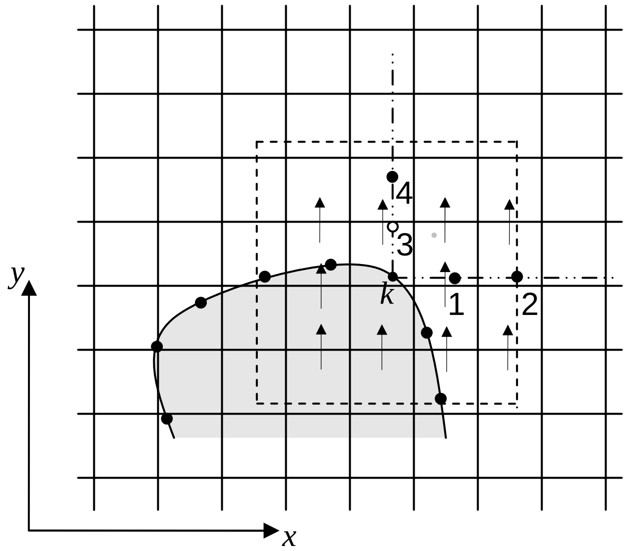


Figura 4.4 - Pontos utilizados para a interpolação das velocidades da malha euleriana para a malha lagrangiana.

Para o processo de interpolação, fez-se uso da função distribuição/interpolação $D_{i,j}$, já descrita anteriormente, Eq. (3.5). Com o objetivo de reduzir o custo computacional, esta função é avaliada apenas em uma região próxima ao ponto k, pois, para pontos eulerianos muito distantes do ponto k analisado, esta função é nula. O uso de pontos internos à interface, durante o procedimento de interpolação, é fisicamente coerente, uma vez que o escoamento interno é também resolvido pelas equações de Navier-Stokes. Este por sua vez, sendo contrário ao escoamento externo atua de modo a recuperar a condição de não deslizamento. As Figuras. 4.5(a) e (b) apresentam um esquema ilustrativo do procedimento de interpolação das duas componentes da velocidade, sobre o ponto auxiliar 3.



(a)



(b)

Figura 4.5 - Esquema ilustrativo do procedimento de interpolação da velocidade no ponto 3: a) para a componente u e b) para a componente υ.

Para o cálculo das derivadas espaciais, igualou-se a velocidade do fluido na interface com a velocidade da interface, para que a condição de não deslizamento fosse satisfeita. A equação geral para a obtenção da velocidade nos pontos lagrangianos e nos pontos auxiliares, pode ser expressa por:

$$\vec{\upsilon}\left(\vec{x}_k\right)=\sum_i D_{ij}\left(\vec{x}_i-\vec{x}_k\right)\vec{\upsilon}\left(\vec{x}_i\right), \qquad (4.39)$$

em que $\vec{\upsilon}\left(\vec{x}_k\right)$ são as velocidades lagrangianas, calculadas nos pontos auxiliares e no ponto k pela interpolação das velocidades eulerianas $\vec{\upsilon}\left(\vec{x}_i\right)$.

A interpolação do campo de pressão, também foi feita utilizando quatro pontos auxiliares (1, 2, 3 e 4), Fig. 4.6, com a exclusão dos pontos internos. Segundo Oliveira (2006) a exclusão destes pontos causa um inconveniente devido à exclusão de pontos já anteriormente escolhidos pela função distribuição. Optou-se no presente trabalho, pelo mesmo procedimento utilizado por Oliveira (2006), o qual consiste em recalcular os pesos da função distribuição, para os pontos externos, após a exclusão dos pontos internos.

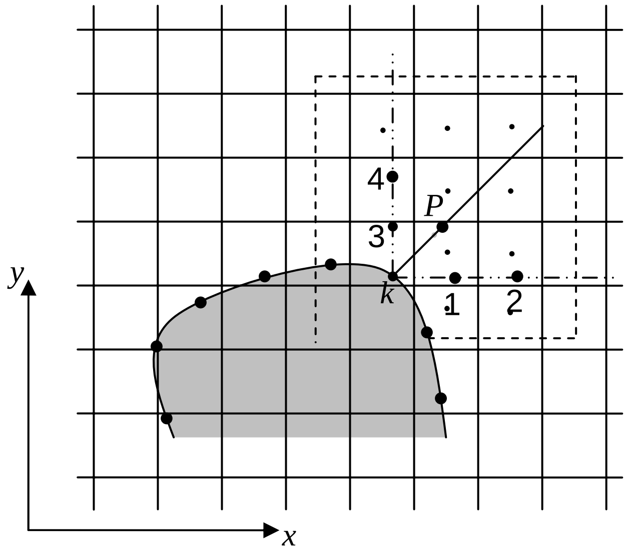


Figura 4.6 - Esquema ilustrativo do procedimento de interpolação para a pressão.

A equação geral para a obtenção da pressão nos pontos 1, 2, 3 e 4 é expressa por:

$$p\left(\vec{x}_k\right)=\sum_i D_{ij}\left(\vec{x}_i-\vec{x}_k\right)p\left(\vec{x}_i\right), \tag{4.40}$$

em que $p\left(\vec{x}_k\right)$ são as pressões lagrangianas, calculadas nos pontos auxiliares através da interpolação das pressões eulerianas $p\left(\vec{x}_i\right)$ das malhas vizinhas.

Para o cálculo das derivadas da pressão nos pontos lagrangianos, utilizou-se um ponto auxiliar P, na direção normal, posicionado a uma distância Δx da interface. Foi considerado que o gradiente de pressão na direção normal é nulo e, portanto a pressão no ponto k é igual à pressão no ponto P. Este ponto foi utilizado apenas para o cálculo da pressão na superfície da interface e está esquematizado na Fig. 4.6. As derivadas para a força de pressão são calculadas através do método de Diferenças Finitas, conforme Eqs. (4.41) e (4.42):

$$\frac{\partial p}{\partial x}=\frac{p_2-p_1}{x_2-x_1}, \tag{4.41}$$

$$\frac{\partial p}{\partial y}=\frac{p_4-p_3}{y_4-y_3}. \tag{4.42}$$

Após a interpolação das velocidades e da pressão na interface e nos pontos auxiliares, determinam-se as derivadas que compõem os termos para o cálculo da força lagrangiana nas direções x e y, com os polinômios de Lagrange de segunda ordem. Denominando genericamente as componentes da velocidade por ϕ, o cálculo da primeira e da segunda derivada nas direções x e y, respectivamente, pode ser representado por:

$$\frac{\partial \phi}{\partial x}=\frac{(x_i-x_k)+(x_i-x_2)}{(x_1-x_2)(x_1-x_k)}\phi_1+\frac{(x_i-x_k)+(x_i-x_1)}{(x_2-x_1)(x_2-x_k)}\phi_2+\frac{(x_i-x_1)+(x_i-x_2)}{(x_k-x_1)(x_k-x_2)}\phi_k \tag{4.43}$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}=\frac{2\phi_1}{(x_1-x_2)(x_1-x_k)}+\frac{2\phi_2}{(x_2-x_1)(x_2-x_k)}+\frac{2\phi_k}{(x_k-x_1)(x_k-x_2)} \tag{4.44}$$

e

$$\frac{\partial \phi}{\partial y}=\frac{(y_i-y_k)+(y_i-y_4)}{(y_3-y_4)(y_3-y_k)}\phi_3+\frac{(y_i-y_k)+(y_i-y_3)}{(y_4-y_3)(y_4-y_k)}\phi_4+\frac{(y_i-y_3)+(y_i-y_4)}{(y_k-y_3)(y_k-y_4)}\phi_k \tag{4.45}$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2}=\frac{2\phi_3}{(y_3-y_4)(y_3-y_k)}+\frac{2\phi_4}{(y_4-y_3)(y_4-y_k)}+\frac{2\phi_k}{(y_k-y_3)(y_k-y_4)} \tag{4.46}$$

em que ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 e ϕ_4, são obtidos através da interpolação das variáveis eulerianas, como comentado. As coordenadas dos pontos auxiliares, 1, 2, 3 e 4 e as coordenadas do ponto k, são respectivamente, (x_1, y_1), (x_2, y_2), (x_3, y_3), (x_4, y_4) e (x_k, y_k).

A força de aceleração, que é um dos termos da força lagrangiana total (Eq. 4.38), foi obtida através de uma aproximação de acordo com a seguinte expressão:

$$\vec{F}_a = \frac{\partial \vec{V}_k}{\partial t} = \frac{\vec{V}_k - \vec{V}_{fk}}{\Delta t}, \tag{4.47}$$

em que $\vec{V}_k$ representa o vetor de velocidades da interface e $\vec{V}_{fk}$ representa o vetor de velocidades do fluido na mesma posição da interface. Esta força de aceleração é denominada no presente trabalho de aceleração forçante e representa a parcela de maior influência no cálculo da força lagrangiana total, podendo ser interpretada como a parcela que garante a condição de não deslizamento.

Após o cálculo da força lagrangiana, Eq. (4.38), esta é distribuída para as malhas eulerianas vizinhas à interface, determinando, desta forma, o campo de força euleriano $\vec{f}\left(\vec{x}\right)$ pela Eq. (3.4). As Equações (3.1) e (3.2) são resolvidas a cada passo de tempo, sob a influência do campo de força que afeta o escoamento. O algoritmo de resolução das equações foi descrito no item 3.6.

CAPITULO V

RESULTADOS E DISCUSSÕES

Foi desenvolvido no presente trabalho um código computacional em linguagem C, para escoamentos incompressíveis e bidimensionais de fluidos newtonianos. Foram realizados testes com o objetivo de validar o algoritmo numérico, desenvolvido para a resolução das equações de Navier-Stokes. Dois casos foram analisados, sendo eles, o escoamento em uma cavidade com tampa deslizante e o escoamento de Poiseuille. Para as simulações de escoamentos sobre cilindros circulares imersos foi usado conjuntamente o código computacional desenvolvido por Lima e Silva (2002). Para tanto, a fim de atingir os objetivos propostos no presente trabalho, foram feitas implementações complementares no código, as quais são: modelagem da turbulência de Smagorinsky, movimento imposto (rotação e rotação-oscilação) para um cilindro rígido circular e adição de mais um cilindro, com o objetivo de analisar a interferência entre eles. São apresentados, neste capítulo, os resultados sobre cavidade e canal, bem como os resultados obtidos com o Método da Fronteira Imersa (MFI) e o Modelo Físico Virtual (MFV). Nestes últimos, foram feitas simulações de escoamentos sobre um cilindro isolado, dois cilindros em diferentes configurações, um cilindro com movimento imposto de rotação e rotação-oscilação.

5.1. Cavidade com tampa deslizante

Um dos testes iniciais realizados foi o estudo do escoamento recirculante em uma cavidade quadrada, tendo-se em vista a verificação das implementações realizadas. Tal problema foi estudado por Ghia et al. (1982) e, posteriormente, por outros autores (NISHIDA e SATOFUKA, 1992 e SUERO, 2006.). Neste problema, considerou-se a tampa superior móvel, com a velocidade constante e igual à unidade e as velocidades nas laterais e no fundo nulas, representando a condição de não deslizamento.

Este problema não possui solução analítica conhecida e, portanto, os resultados obtidos foram comparados com os resultados clássicos de Ghia et al. (1982). No estudo deste problema, foram extraídos os perfis das componentes da velocidade, u e υ. A Figura 5.1 representa um esquema ilustrativo do domínio de cálculo.

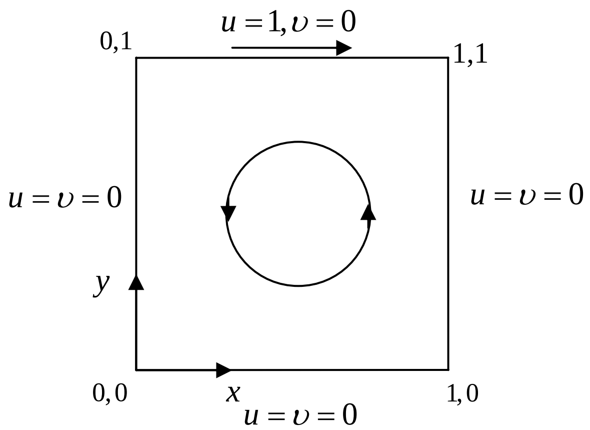


Figura 5.1 - Domínio de cálculo para a cavidade.

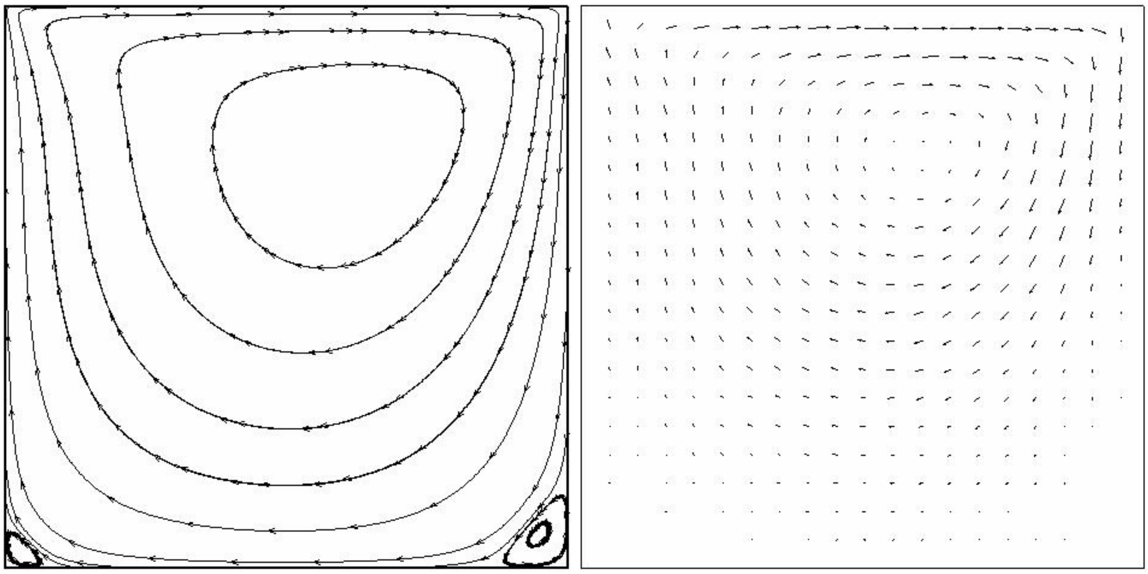
As condições de contorno são:

- Paredes laterais: $u=\upsilon=0$
- Parede inferior: $u=\upsilon=0$
- Parede superior: $u=1$ e $\upsilon=0$

- As condições de contorno para a pressão foram impostas como sendo nulo o gradiente normal à superfície, $\frac{\partial p}{\partial n}=0$, ao longo das fronteiras.

5.1.1. Visualização dos campos de velocidade para Reynolds igual a 100.

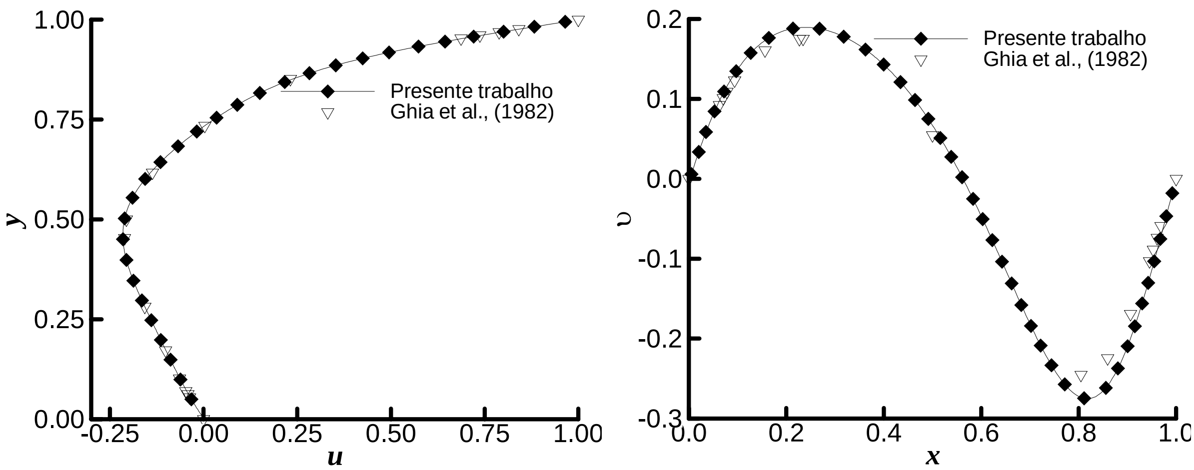
A Figura 5.2 mostra as linhas de corrente e os vetores velocidade após o escoamento ter atingido o regime permanente. Foi utilizada uma malha uniforme de 100 x 100 pontos. Observa-se uma recirculação principal, Fig. 5.2(a) além de duas recirculações secundárias nos cantos inferiores. Conforme esperado, as maiores velocidades ocorrem em pontos adjacentes à tampa móvel, Fig. 5.2(b).



(a) (b)

Figura 5.2 – Cavidade quadrada para Re = 100. a) linhas de corrente e b) vetores velocidade.

Os perfis das componentes de velocidade, nas direções horizontal e vertical que passam pelo centro da cavidade são mostrados na Fig. 5.3, comparando-se com os resultados experimentais de Ghia et al. (1982). Para os dois perfis, os resultados do presente trabalho foram semelhantes aos de Ghia et al. (1982). A curva do perfil da componente υ apresentou uma diferença nas regiões de mínimo e máximo de aproximadamente 11%.

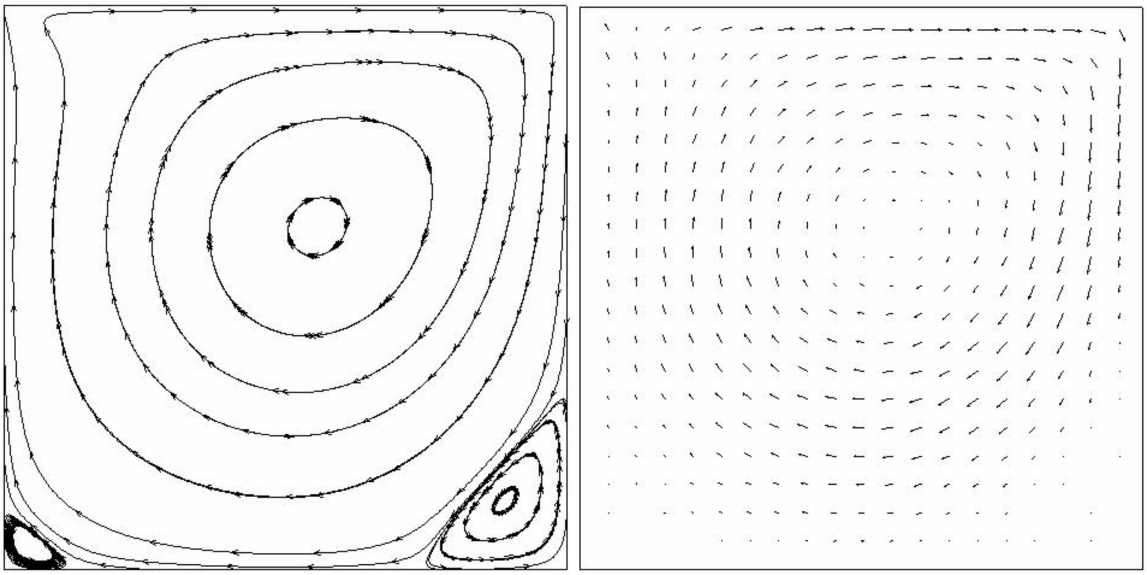


(a) (b)

Figura 5.3 – Perfis de velocidade em uma cavidade quadrada para Re = 100. a) componente u e b) componente υ .

5.1.2. Visualização dos campos de velocidade para Reynolds igual a 400.

A Figura 5.4 mostra as linhas de corrente e os vetores velocidade após o escoamento ter atingido o regime permanente. Também são verificadas maiores velocidades em pontos adjacentes à tampa móvel da cavidade quadrada, Fig. 5.4(b) e o aumento das recirculações secundárias, Fig. 5.4(a), comparadas com as obtidas para número de Reynolds igual a 100.

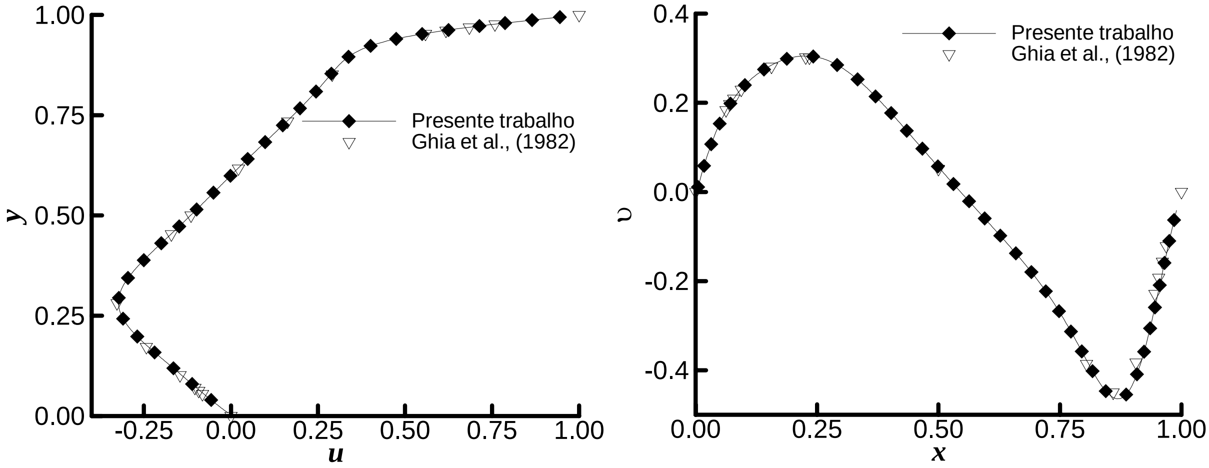


(a) (b)

Figura 5.4 – Cavidade quadrada para Re = 400; a) linhas de corrente e b) vetores velocidade.

Os resultados quantitativos dos perfis de velocidades extraídos nas direções horizontal e vertical que passam pelo centro da cavidade também foram comparados com os resultados obtidos por Ghia et al. (1982), conforme Fig. 5.5.

Pode-se observar que os resultados se ajustam bem aos resultados de Ghia et al. (1982).



(a) (b)

Figura 5.5 – Perfis de velocidade em uma cavidade quadrada para Re = 400: a) componente u e b) componente υ .

5.2. Escoamento de Poiseuille

Ainda nesta primeira etapa, a fim de melhor verificar o código computacional desenvolvido, foi simulado o escoamento de Poiseuille plano. É um escoamento bidimensional, incompressível e laminar em um canal plano. A velocidade na direção do escoamento possui um perfil parabólico, dado pela seguinte equação:

$$u(y) = \frac{1}{2\mu}\frac{\partial p}{\partial x}\left(yh - y^2\right), \tag{5.1}$$

onde h corresponde à largura do canal.

O canal simulado possui dimensões de 3,0m x 1,5m e foi discretizado com uma malha uniforme de 100 x 50 pontos. O gradiente de pressão imposto foi de 0,2 N/m^3. As condições de contorno utilizadas para as componentes da velocidade são de Dirichlet nas fronteiras inferior e superior e de Newmann na entrada e na saída. Tais condições são expressas a seguir:

- Entrada e saída do canal: $\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial \upsilon}{\partial x} = 0$,
- Paredes inferior e superior: $u = \upsilon = 0$.

Para a pressão, as condições de fronteira utilizadas foram do tipo Dirichlet na entrada e saída do domínio e do tipo Newmann nas paredes inferior e superior, conforme expressas a seguir:

- Entrada e saída do canal: $p = p_{imposta}$
- Paredes inferior e superior: $\dfrac{\partial p}{\partial y} = 0$

5.2.1. Distribuição de velocidade

A Figura 5.6 apresenta uma comparação entre os perfis de velocidade obtidos da simulação bidimensional e transiente com o resultado analítico.

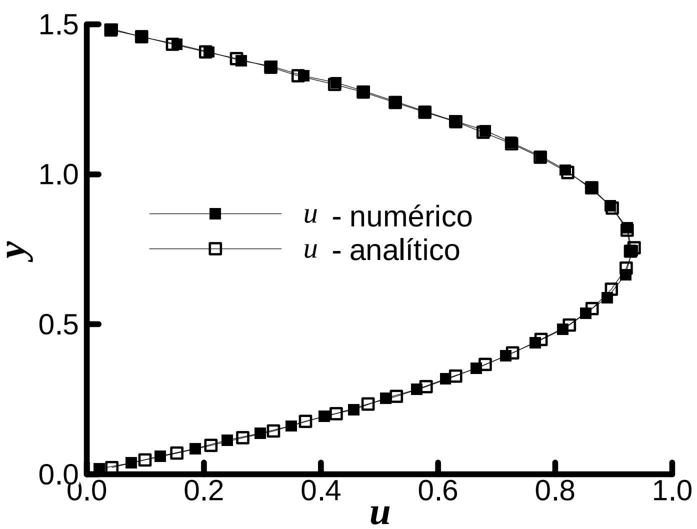


Figura 5.6 – Comparação entre os perfis de velocidade numérico e analítico.

Os resultados obtidos se ajustam bem com a solução analítica, com uma diferença menor que 1% no centro do canal.

5.3. Escoamento em torno de um cilindro circular estacionário

Nesta seção são apresentados os resultados dos escoamentos com um cilindro circular estacionário, a baixos valores do número de Reynolds. Foi utilizada uma malha não-uniforme com 200 x 125 pontos. A malha mais refinada nas regiões de altos gradientes próximas ao cilindro captura melhor os campos, enquanto que para regiões de baixos gradientes foi usada uma malha mais grosseira. O uso de uma malha uniforme em todo domínio elevaria o custo computacional desnecessariamente. O escoamento se desenvolve da esquerda para a direita, com perfil de velocidade uniforme imposto na entrada do domínio e uma função de amortecimento na saída do domínio. Foi utilizado em todas as simulações um domínio de dimensões $40D$ x $15D$. O cilindro foi posicionado em x = 16,5D e y = 7,5D, onde D representa o diâmetro do cilindro. A malha cartesiana utilizada está representada esquematicamente na Fig. 5.7.

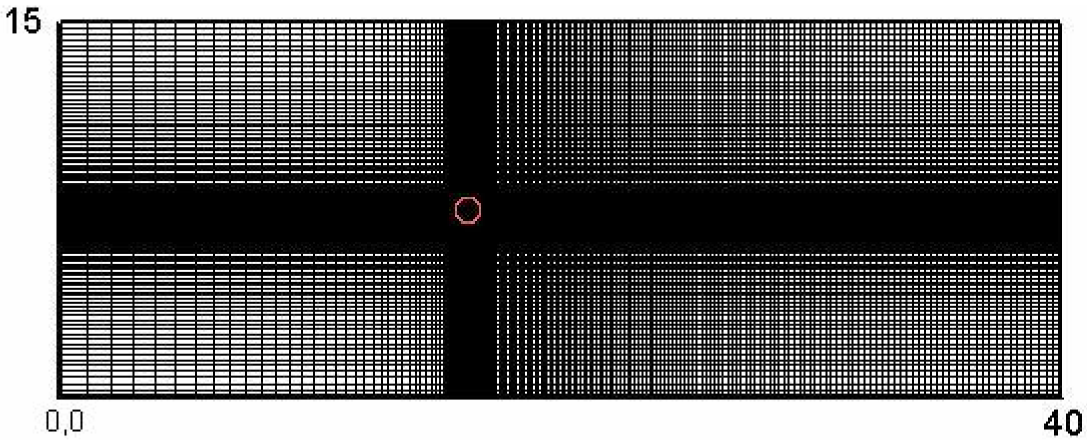


Figura 5.7 – Esquema ilustrativo da malha não uniforme utilizada, com as respectivas dimensões do domínio.

As condições de contorno são expressas por:

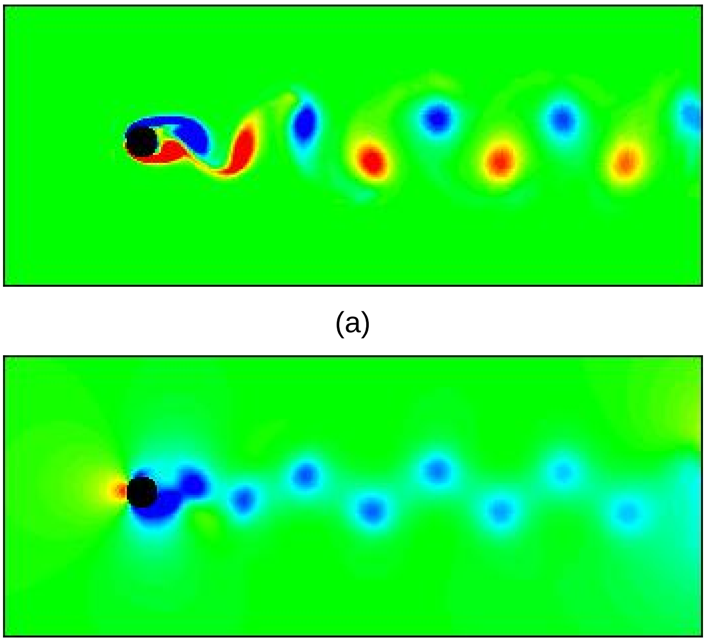
- Entrada: $u = U \ e \ \upsilon = 0$
- Saída: $\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial \upsilon}{\partial x} = 0$,
- Fronteiras inferior e superior: $\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial \upsilon}{\partial y} = 0$

Para a pressão, as condições de contorno utilizadas foram do tipo Newmann na entrada e Dirichlet na saída e nas fronteiras laterais do domínio, conforme expressas a seguir:

- Entrada do domínio: $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$
- Saída e fronteiras inferior e superior: $p = 0$

5.3.1. Visualização do escoamento

São apresentados na Fig. 5.8 os campos instantâneos de vorticidade e de pressão, para o número de Reynolds igual a 200. A ocorrência do fenômeno de geração de vórtices se deve às instabilidades das camadas cisalhantes e depende da geometria do corpo rombudo e do número de Reynolds. A aproximação das camadas cisalhantes opostas faz com que os vórtices sejam gerados e transportados a jusante e o processo é repetido periodicamente e alternadamente para o caso de cilindro estacionário. Observa-se na Fig. 5.8(a) que os turbilhões são praticamente alinhados, o que é típico de simulações bidimensionais. Na saída do domínio a função de amortecimento atua de maneira que os vórtices são destruídos, evitando problemas de divergência numérica, causados por recirculações na saída. Na Figura 5.8(b), apresenta-se o campo de pressão obtido para o mesmo tempo adimensional da Fig. 5.8(a). Observa-se, à montante do cilindro, o ponto de estagnação, no qual a velocidade é nula e a pressão estática é máxima.



(a)

(b)

Figura 5.8 – Campos instantâneos para Re = 200: a) de vorticidade e de b) pressão.

5.3.2. Freqüência de desprendimento de vórtices

A freqüência de desprendimento dos vórtices é dada através do parâmetro adimensional, denominado número de Strouhal $St_o = f_o D/U$. Este parâmetro foi obtido através da aplicação da Transformada Rápida de Fourier (FFT) do sinal do coeficiente de sustentação e determinado com base no pico dominante do espectro. A Tabela 5.1 apresenta os resultados do Strouhal obtidos no presente trabalho, os resultados experimentais de Carvalho (2003) e de Williamson (1996), os resultados numéricos de Ryan et al. (2004), de Lai e Peskin (2000), de Su et al. (2007), de Kang et al. (1999) e de He et al.

(2000) e os resultados de Roshko (1967), dados pela seguinte correlação (válida para $10 < \mathrm{Re} \leq 200$):

$$St_o = 0,212\left(1 - \frac{12,7}{\mathrm{Re}}\right) \tag{5.2}$$

Tabela 5.1 – Comparação do St_o com os resultados de outros autores.

Autores	St_o		
	$\mathrm{Re} = 60$	$\mathrm{Re} = 100$	$\mathrm{Re} = 200$
Presente trabalho	0,1309	0,1602	0,1937
Roshko (1967)	-	-	0,1985
Su et al. (2007)	-	0,1680	-
Williamson (1996)	-	0,1640	0,1970
Lai e Peskin (2000)	-	-	0,1900
Ryan et al. (2004)	-	-	0,1990
Carvalho (2003)	-	0,1500	0,2083
Kang et al. (1999)	0,1360	0,1640	-
He et al. (2000)	0,1353	0,1670	0,1978

Verifica-se através da Tab. 5.1 que os resultados obtidos no presente trabalho para baixos números de Reynolds apresentaram boa concordância com os demais autores.

5.3.3. Distribuição do coeficiente de pressão

Quando o escoamento incide sobre a superfície de um cilindro disposto transversalmente ao escoamento, o campo de pressão deixa de ser constante. A Figura 5.9 representa um esquema ilustrativo do ângulo θ ao longo da superfície do cilindro, destacando em especial os pontos A, B e C. A velocidade das partículas de fluido aumenta de A para B e diminui de B para C. Em contrapartida, pela Equação de Bernoulli, pode-se verificar que a pressão diminui de A para B e aumenta de B para C. O coeficiente de pressão, $C_p = \dfrac{p_k - p_\infty}{0,5\rho U^2}$, foi calculado em cada ponto lagrangiano.

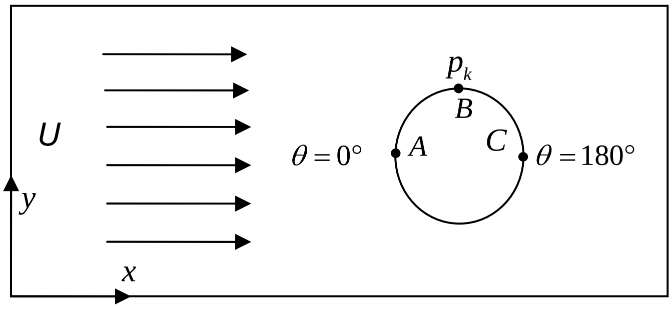


Figura 5.9 – Esquema ilustrativo do ângulo θ ao longo da superfície do cilindro.

O comportamento do coeficiente de pressão C_p está relacionado com a geração de vórtices, os quais são alternados nos lados do cilindro e possuem o mesmo tamanho. Nos pontos de alta velocidade e conseqüentemente baixa pressão local (ponto B e seu simétrico), o coeficiente de pressão é mínimo. No ponto de estagnação a montante do cilindro, em que a pressão local é máxima, o coeficiente de pressão possui valor máximo. Os valores médios do coeficiente de pressão foram apresentados para θ variando de 0° a 180°, uma vez que os valores são simétricos em relação ao eixo x. Os resultados obtidos no presente trabalho foram comparados com os resultados numéricos de Lima e Silva (2002) e Park et al. (1998), para os números de Reynolds 80 e 160, conforme Fig. 5.10. Observa-se boa concordância com os resultados dos outros autores. Verifica-se pela Fig. 5.10 que nos lados inferior e superior do cilindro, $\theta = 90^{\circ}$ e $\theta = 270^{\circ}$, o coeficiente de pressão atinge o valor mínimo de -1,2 para o número de Reynolds igual a 160 e aproximadamente -1,0 para o número de Reynolds igual a 80.

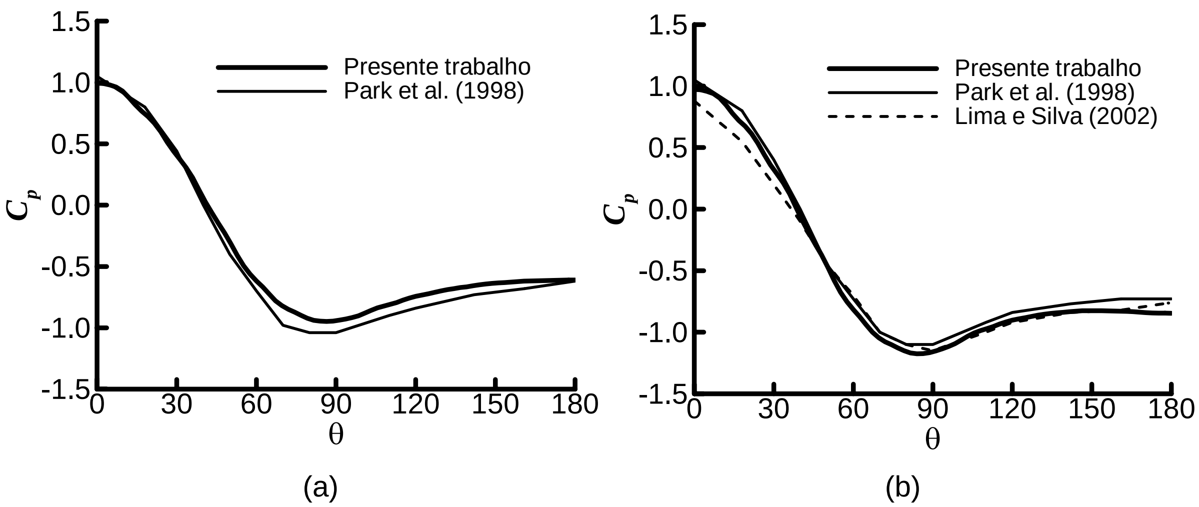


Figura 5.10 – Coeficiente de pressão em função do ângulo: a) Re =80 e b) Re =160, Re =150 (Lima e Silva, 2002).

5.3.4. Resultados dos coeficientes de arrasto para cilindro estacionário

A Tabela 5.2 apresenta uma comparação dos valores médios dos coeficientes de arrasto obtidos no presente trabalho, com os resultados numéricos de outros autores e com a correlação empírica de Sucker e Brauer (1975).

Tabela 5.2 – Comparação dos valores médios dos coeficientes de arrasto.

Autores	C_d		
	$\mathrm{Re} = 60$	$\mathrm{Re} = 100$	$\mathrm{Re} = 200$
Presente trabalho	1,4408	1,3746	1,3746
Lai e Peskin (2000)	-	1,4473	-
Su et al. (2007)	-	1,4000	-
Lima e Silva (2002)	-	1,3900	
Ryan et al. (2004)	-	-	1,3600
Sucker e Brauer (1975)	1,5868	1,4500	1,3000

Os resultados dos coeficientes de arrasto obtidos para o cilindro estacionário estão levemente menores que os dos demais autores, para os números de Reynolds iguais a 60 e 100. Contudo, para $\mathrm{Re} = 100$ apresentou boa concordância com o resultado de Lima e Silva (2002) e para $\mathrm{Re} = 200$ aproximou-se do resultado numérico de Ryan et al. (2004). Os mesmos resultados estão representados graficamente na Fig. 5.11. De modo geral, os resultados apresentaram boa concordância com os resultados da literatura.

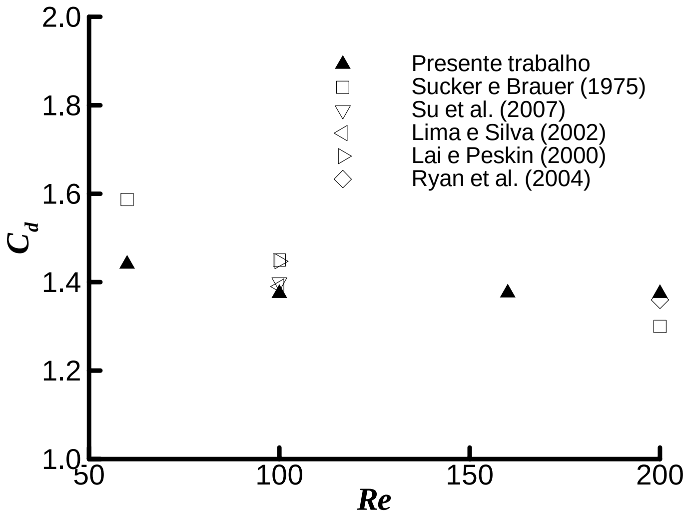


Figura 5.11 - Coeficiente de arrasto em função do número de Reynolds.

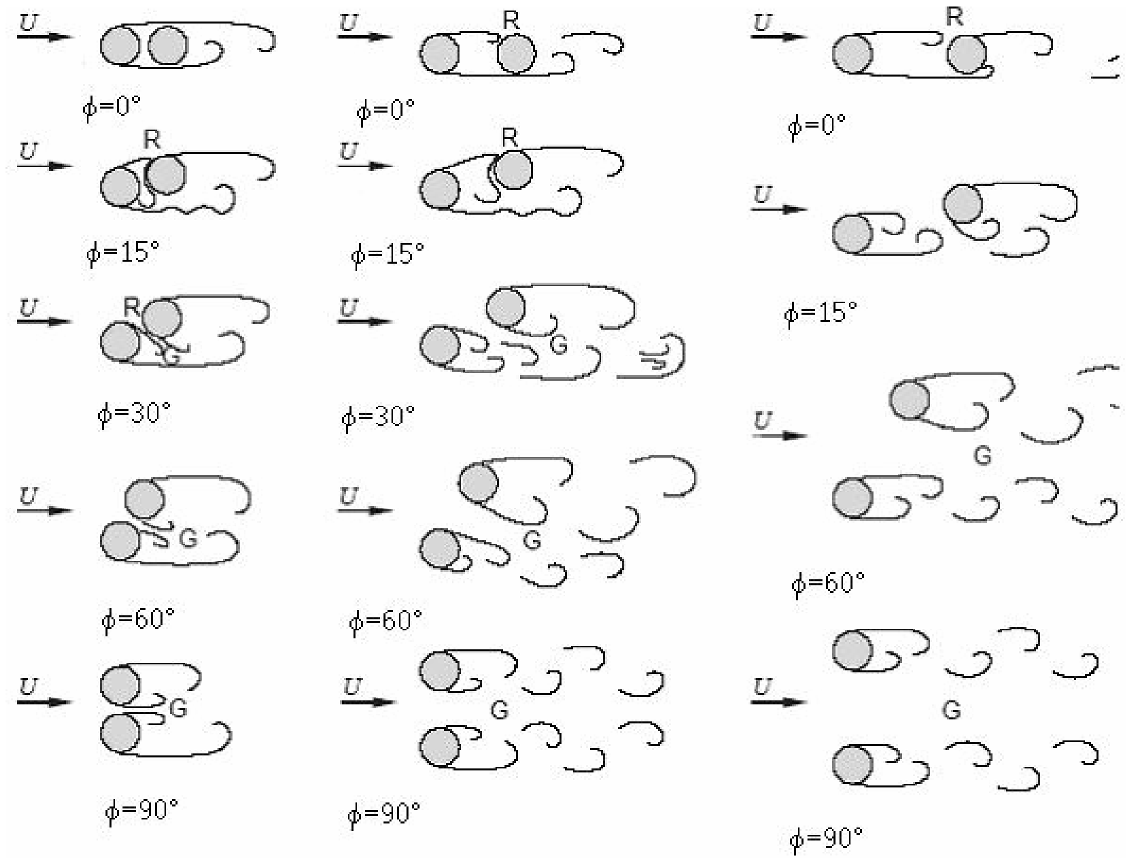
A seguir são apresentados os resultados obtidos das simulações com dois cilindros dispostos em diferentes arranjos.

5.4. Escoamento em torno de dois cilindros de diâmetros iguais

Neste item, serão abordados escoamentos em torno de um par de cilindros em diferentes configurações, a altos números de Reynolds. Uma das principais aplicações práticas deste tipo de estudo é a obtenção de um melhor entendimento do escoamento em torno de um conjunto de *risers*, o qual está sujeito a escoamentos cisalhantes devido às correntes marítimas. *Risers* são tubulações usadas para levar o petróleo do solo oceânico às plataformas de produção. Os escoamentos em torno destas tubulações são bastante complexos e mudam de intensidade e direção com a profundidade. A interferência do escoamento sobre corpos rombudos é responsável pelas mudanças nas características da carga de fluido que atua sobre os corpos imersos. Conseqüentemente, o estudo sobre pares de cilindros tem recebido considerável atenção tanto do ponto de vista acadêmico quanto industrial. Além disso, escoamentos sobre cilindros circulares envolvem diferentes fenômenos fluidodinâmicos fundamentais, tais como: separação da camada limite, desenvolvimento da camada cisalhante e dinâmica dos vórtices (AKBARI e PRICE, 2005).

As configurações com os cilindros alinhados e lado a lado são as mais extensivamente abordadas na literatura (SUMNER et al., 1999, CARMO e MENEGHINI, 2006; MENEGHINI et al., 2001; DENG et al., 2006), embora a forma mais geral seja a configuração deslocada (SUMNER et al., 2007, SUMNER et al., 2005). De acordo com a literatura, existem diversos regimes de interferência, os quais foram baseados na visualização do escoamento em experimentos. O comportamento da esteira dos dois cilindros pode ser classificado em grupos, de acordo com a razão da distância entre os centros dos cilindros pelo diâmetro (P/D) (SUMNER et al., 2005). Sumner et al. (1999) identificaram três tipos de comportamento dos escoamentos baseados na relação P/D. O primeiro é o comportamento de um corpo rombudo único, quando os cilindros estão em contato. No segundo, a zona de recirculação possui crescimento limitado na direção do escoamento e expansão lateral a pequenas e intermediárias relações P/D. No terceiro tipo, ocorre a formação independente de zonas de recirculação similares às de cilindro circular isolado, para grandes relações P/D.

A Figura 5.12 apresenta os padrões de escoamentos para dois cilindros circulares de mesmo diâmetro em escoamento estável, para vários ângulos de montagem, extraída do artigo de Sumner et al., (2005).



(a) (b) (c)

Figura 5.12 – Padrões de escoamento para dois cilindros circulares deslocados e de iguais diâmetros: a) espaçados próximos ($P/D<$1,5), b) espaçados moderadamente (1,5$\leq P/D \leq$2,5) e c) espaçados largamente ($P/D>$2,5).

5.4.1. Descrição do problema

No presente trabalho, os dois cilindros possuem iguais diâmetros D e a distância centro a centro dos cilindros, foi denominada L para os cilindros alinhados, T para os cilindros lado a lado e P para os cilindros deslocados. O ângulo de montagem entre a direção do escoamento e a linha conectando os centros dos dois cilindros, foi representado por ϕ. A Figura 5.13 representa as configurações analisadas. A Figura 5.13(a) representa a configuração alinhada e a Fig. 5.13(b) representa a configuração deslocada, sendo que, a posição do par de cilindros é expressa pelo espaçamento longitudinal L e pelo espaçamento transversal T. O cilindro A, localizado a montante é fixo, enquanto o cilindro B localizado a jusante tem sua posição variável em relação ao cilindro A de acordo com o ângulo de montagem $0° < \phi < 90°$. Para a configuração lado a lado Fig. 5.15(c), o cilindro inferior é denominado de cilindro A, e o superior de cilindro B.

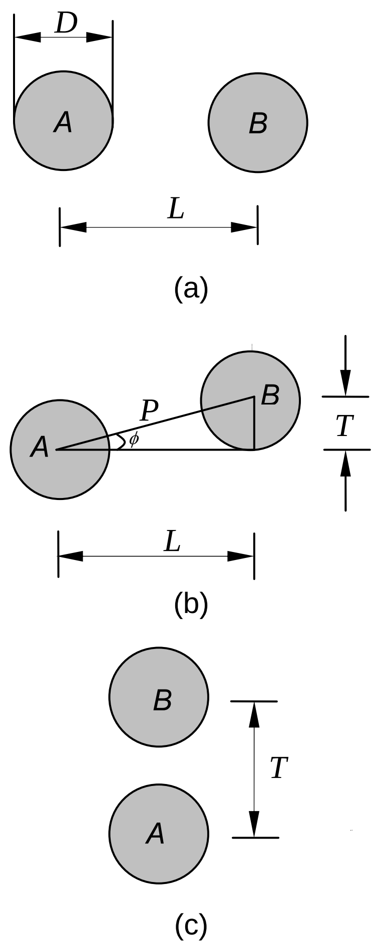


Figura 5.13 – Esquema ilustrativo de dois cilindros: a) configuração alinhada ($\phi = 0°$), b) configuração deslocada ($0° < \phi < 90°$) e c) configuração lado a lado ($\phi = 90°$).

Em todos os casos simulados, os dois cilindros estão dispostos de tal modo que a distância mínima da superfície de cada cilindro até o final da região de malha uniforme é de $1{,}25D$ na direção x e de $2D$ na direção y, conforme mostrado na Fig. 5.14, para a configuração alinhada e para a configuração lado a lado. Ressalta-se que a convenção para a configuração deslocada é a mesma. A malha utilizada foi de 600 x 300 pontos e o domínio de cálculo de $50D$ x $30D$.

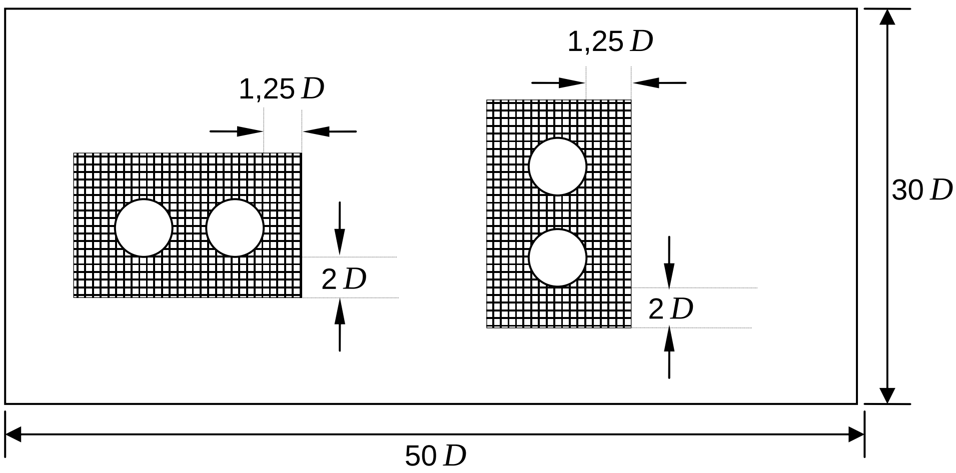


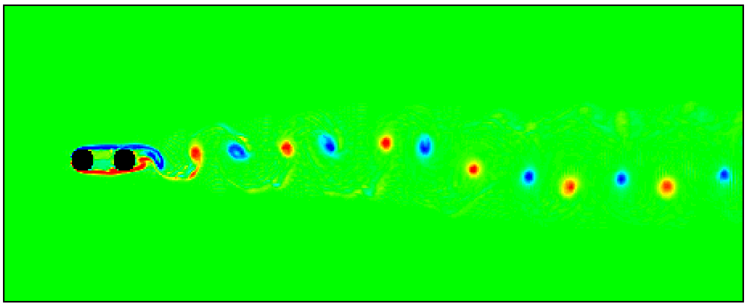
Figura 5.14 – Esquema ilustrativo da distância das superfícies dos cilindros aos limites da região uniforme.

5.4.2. Cilindros alinhados

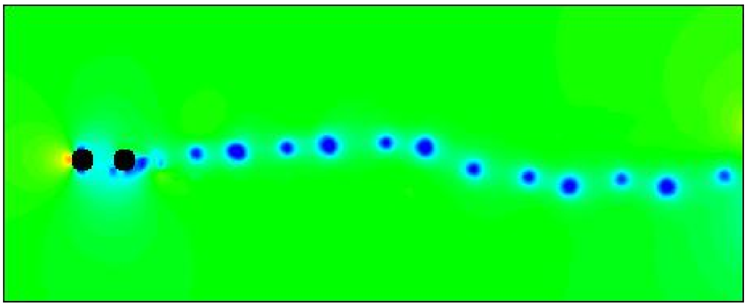
Para a configuração alinhada, foram realizadas simulações para três diferentes números de Reynolds, 39.500, 59.200 e 78.900, para uma razão de espaçamento L/D igual a 2. Como os resultados foram semelhantes, tanto qualitativamente quanto quantitativamente, são mostrados apenas os resultados referentes a $\mathrm{Re} =$ 39.500. São apresentadas as visualizações do escoamento para o tempo adimensional de 200, bem como as evoluções temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação e a freqüência adimensional de desprendimento de vórtices.

5.4.2.1 Campos de vorticidade

A Figura 5.15 apresenta os campos de vorticidade e de pressão após o escoamento ter atingido o regime permanente. Na Figura 5.15(a), observa-se que as camadas cisalhantes originadas da superfície do cilindro A envolvem o cilindro B, formando uma única esteira a jusante do cilindro B. Nota-se, ainda, que a esteira de vórtices oscila em torno da linha de simetria do domínio. A interação entre as duas camadas ocorre apenas atrás do cilindro B, o qual está dentro da esteira do cilindro A. Tem-se o modo ‘2S’ de geração de vórtices, que compõem a clássica esteira de Von Kármán. Na Figura 5.15(b), tem-se o campo de pressão para o mesmo instante de tempo. Verifica-se apenas um ponto de estagnação a montante do cilindro A. Isto mostra que os dois cilindros, para esta razão de espaçamento e configuração geométrica, se comportam como um único corpo. Para Naudascher e Rockwell (1994) não há geração de vórtices detectável atrás do cilindro A, para espaçamento relativo L/D menor que 3,8. Ainda de acordo com esses autores, à medida que o espaçamento entre os cilindros aumenta ocorre a geração de vórtices no cilindro A com uma freqüência que se aproxima gradualmente da freqüência para um cilindro estacionário. Deng et al. (2006), em seu trabalho a Re = 220, concluíram que para as simulações bidimensionais, cada cilindro produzirá uma esteira de vórtices apenas para $L/D \geq 4{,}0$, não havendo geração de vórtices entre os cilindros para $L/D \leq 3{,}5$. Afirmou também que mesmo em escoamentos tridimensionais, para esta configuração e $L/D \leq 3{,}5$, o escoamento é igual ao bidimensional.



(a)



(b)

Figura 5.15 – Configuração de dois cilindros alinhados. Visualização do escoamento para $L/D = 2$, $\phi = 0°$ e Re = 39.500: a) campo de vorticidade e b) campo de pressão.

A Figura 5.16 mostra o processo de evolução dos vórtices através dos campos de vorticidade nos instantes iniciais, para a razão de espaçamento, $L/D = 2$ e Re = 39.500. Verifica-se nos instantes de tempo iniciais a formação de bolhas de recirculação contendo vórtices contra rotativos e simétricos, a jusante dos dois cilindros. Estes vórtices possuem crescimento limitado na direção do escoamento e se expandem lateralmente. À medida que o tempo avança, a presença do cilindro B suprime a bolha de recirculação formada atrás do cilindro A. A partir daí as camadas cisalhantes do cilindro A envolve o cilindro B, originando uma única esteira a jusante do cilindro B. De acordo com Sumner et al. (1999) em seu trabalho experimental a Reynolds variando de 1.200 a 3.800, este comportamento ocorreu para $L/D = 1{,}5$ e $L/D = 2{,}5$.

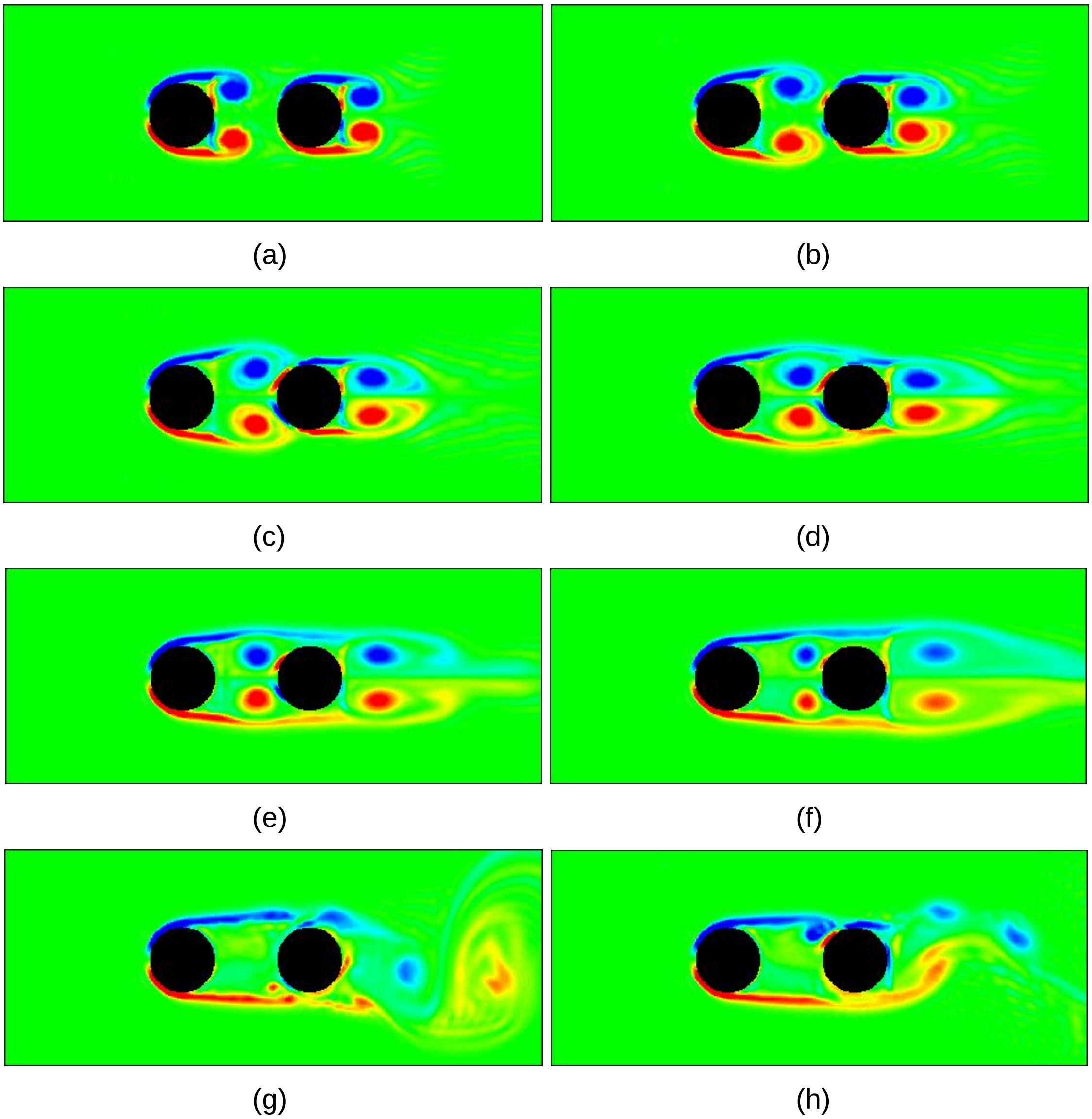
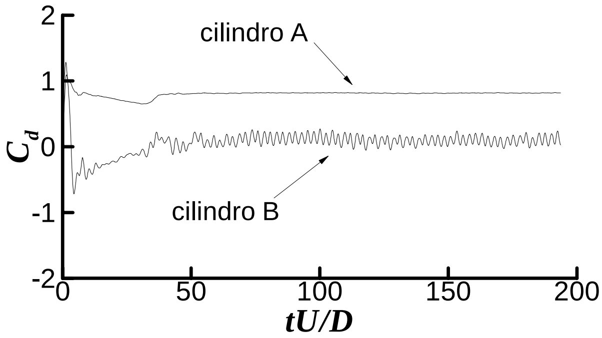


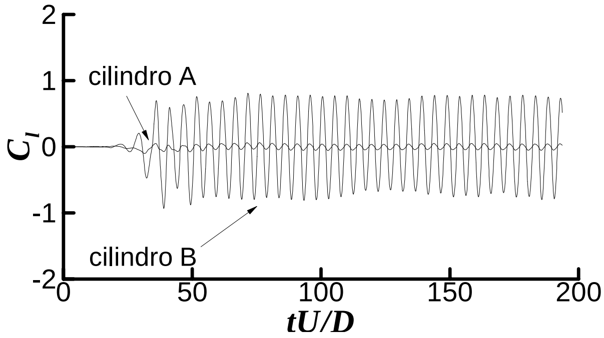
Figura 5.16 – Evolução temporal dos campos de vorticidade para $L/D = 2$, $\phi = 0°$ e Re = 39.500: a) t = 2s; b) t = 3s; c) t = 4s; d) t = 5s; e) t = 10s; f) t = 20s; g) t = 37s e h) t = 40s.

5.4.2.2. Coeficientes de arrasto, de sustentação e número de Strouhal

A Figura 5.17(a) apresenta a evolução temporal do coeficiente de arrasto dos cilindros A e B e a Fig. 5.17(b) a evolução temporal do coeficiente de sustentação. Verifica-se que o coeficiente de arrasto no cilindro B (localizado a jusante) é consideravelmente menor que o do cilindro A, sendo, em média, próximo de zero. Isto pode ser compreendido pelo fato que, o cilindro B está em uma região interna da esteira do cilindro A. As flutuações do coeficiente de sustentação dos dois cilindros apresentam média nula, conforme se observa na Fig. 5.17(b). A amplitude obtida para o cilindro B é aproximadamente sete vezes maior que a amplitude do cilindro A. A ausência de vórtices atrás do cilindro A minimiza as flutuações da força de sustentação. Nota-se ainda que as flutuações apresentadas pelos dois cilindros estão em fase. Isto é coerente, uma vez que os vórtices que se formam e são transportados induzem forças sobre os dois cilindros simultaneamente.



(a)



(b)

Figura 5.17 – Evolução temporal dos coeficientes para Re = 39.500, $L/D = 2$ e $\phi = 0°$: a) coeficiente de arrasto e b) coeficiente de sustentação.

Conforme esperado, a freqüência adimensional de desprendimento de vórtices para os dois cilindros é praticamente a mesma, tendo uma pequena variação com o número de Reynolds. Para $\mathrm{Re} = 39.500$, $St_o = 0{,}2057$; para $\mathrm{Re} = 59.200$, $St_o = 0{,}2046$ e para $\mathrm{Re} = 78.900$, $St_o = 0{,}2041$. É apresentado na Fig. 5.18 apenas o espectro de potência para $\mathrm{Re} = 39.500$. A linha pontilhada representa o espectro para o cilindro B (jusante) e a linha contínua para o cilindro A (montante). O pico de energia para o cilindro B é consideravelmente maior que o nível de energia correspondente ao cilindro A. Isto é coerente, uma vez que o cilindro B possui flutuações de sustentação de maior amplitude, conforme visto na Fig. 5.17(b).

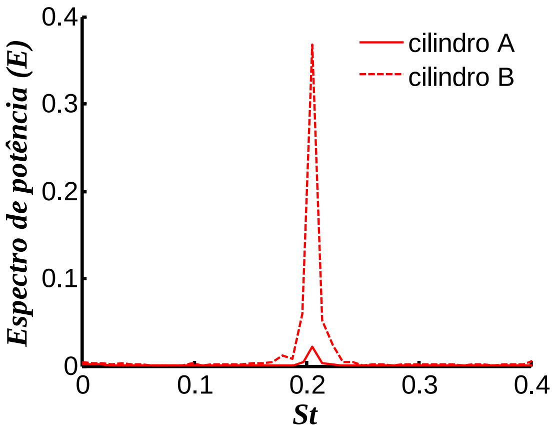


Figura 5.18 – Espectro de potência de C_l para Re = 39.500, $L/D=2$ e $\phi=0°$.

A Figura 5.19 mostra os coeficientes de arrasto médios em função do número de Reynolds para os cilindros A e B. Não houve variação significativa nos valores dos coeficientes fluidodinâmicos para os três números de Reynolds. Observa-se ainda que os valores médios de C_d para o cilindro A (montante) são maiores que os do cilindro B (jusante). Isto é devido ao fato de que o cilindro B está na esteira do cilindro A, o que faz com que o arrasto diminua.

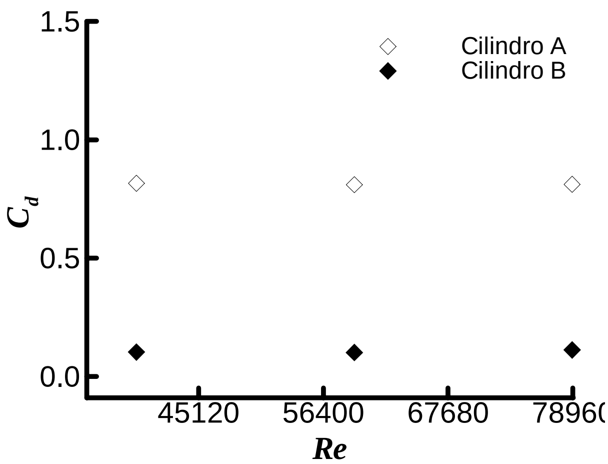


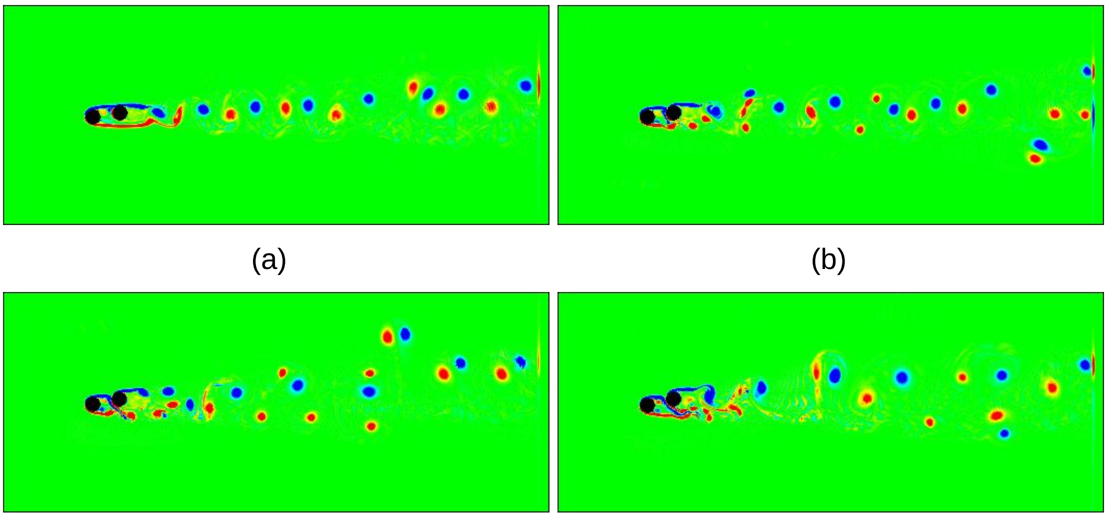
Figura 5.19 – Valores médios dos coeficientes de arrasto em função do número de Reynolds para $L/D=2$ e $\phi=0°$.

5.4.3. Cilindros deslocados

Para a configuração deslocada, foram realizadas simulações para o número de Reynolds igual a 72.000, $P/D = 2$ e $0° < \phi < 90°$. A seguir, são apresentados os resultados obtidos para as diferentes configurações.

5.4.3.1. Campos de vorticidade

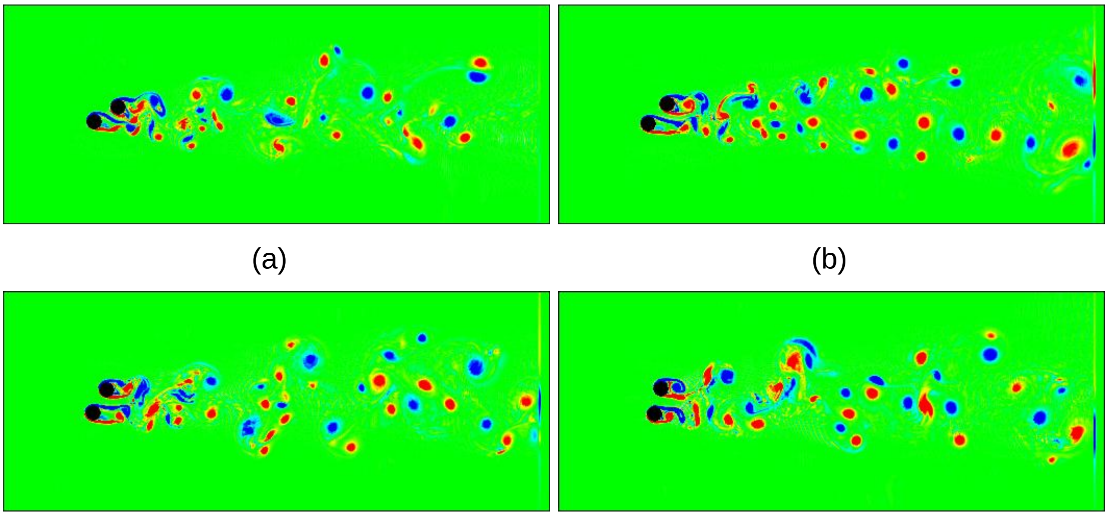
As Figuras 5.20 e 5.21 mostram os campos de vorticidade para o tempo adimensional de 150, para os diferentes ângulos de montagem dos cilindros. Têm-se cilindros deslocados espaçados moderadamente, de acordo com a classificação apresentada na Fig. 5.12. Observa-se, para $7° < \phi \leq 15°$, que a camada cisalhante interna do cilindro A colide na parte frontal do cilindro B. Com o aumento do ângulo de montagem, a esteira de vórtices se torna desorganizada a jusante do cilindro B. Para ϕ=7°, têm-se o modo '2S' de geração de vórtices. Com o aumento de ϕ, tem-se outro modo de emissão de vórtices, como o 'P+S', Fig. 5.20(c).



(a) (b) (c) (d)

Figura 5.20 – Campos de vorticidade para Re = 72.000: a) $\phi = 7°$, b) $\phi = 9°$; c) $\phi = 11°$ e d) $\phi = 15°$.

Para ângulos de montagem ainda maiores, Fig. 5.21, verifica-se um novo comportamento do escoamento. Na região mais próxima aos cilindros, a esteira resultante do cilindro A é estreita (sofre uma compressão), enquanto que a resultante do cilindro B é larga (sofre uma expansão). Distante dos cilindros não é possível distinguir de qual cilindro os vórtices foram originados. Também não é possível classificar o modo de propagação de vórtices. Qualitativamente, estes resultados estão semelhantes ao esquema apresentado na Fig. 5.12.

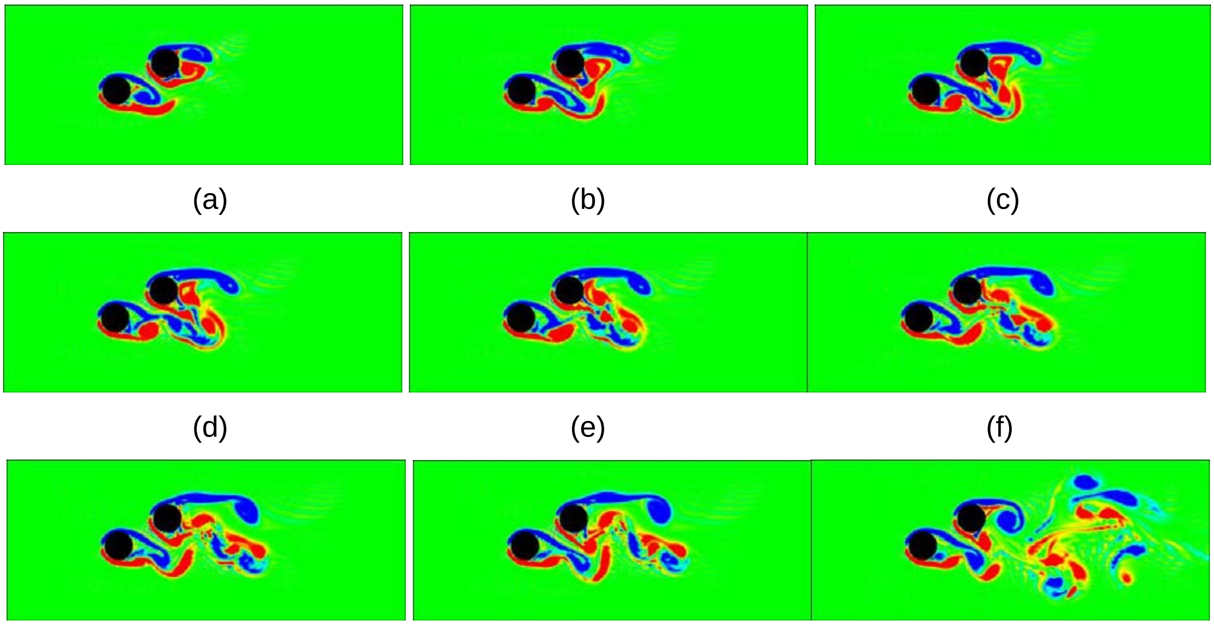


(a) (b)

(c) (d)

Figura 5.21 – Campos de vorticidade para Re = 72.000: a) $\phi = 30°$; b) $\phi = 45°$; c) $\phi = 60°$ e d) $\phi = 75°$.

A Figura 5.22 apresenta os campos de vorticidade para $\phi = 30°$ em alguns instantes de tempo, com o objetivo de mostrar de modo mais detalhado o processo de formação e desprendimento de vórtices, na região próxima dos cilindros. Observa-se, já desde os instantes iniciais, que os vórtices contra rotativos originados de cada cilindro são assimétricos em relação à linha central que passa pelo eixo de cada cilindro. Isto se deve à influência do escoamento existente na lacuna entre os cilindros e da interferência que um cilindro exerce sobre o outro. Com o passar do tempo, nota-se que o vórtice positivo formado da camada cisalhante interna do cilindro B se divide, Fig. 5.22(d). Enquanto isso, para t = 5s, o vórtice positivo originado da camada cisalhante externa do cilindro A funde-se com o vórtice positivo do cilindro B. Nota-se o emparelhamento do vórtice negativo da camada cisalhante interna do cilindro A com o vórtice positivo do cilindro B para $t \geq 5{,}5$s. O primeiro vórtice negativo resultante da camada cisalhante externa do cilindro B (sentido horário) se desenvolve mais lentamente, sendo liberado após t = 7s. Para este ângulo de montagem, já não mais se verifica o choque da camada cisalhante do cilindro A na parte frontal do cilindro B. Observa-se, desde o início da simulação, que a esteira resultante do cilindro A é estreita, enquanto que a resultante do cilindro B é larga.



(a) (b) (c)

(d) (e) (f)

(g) (h) (i)

Figura 5.22 – Campos de vorticidade para Re = 72.000 e $\phi = 30°$: a) $t = 3$s, b) $t = 4$s, c) $t = 4{,}5$s, d) $t = 5$s, e) $t = 5{,}5$s, f) $t = 6$s, g) $t = 6{,}5$s, h) $t = 7$s e i) $t = 12$s.

5.4.3.2. Forças no cilindro a montante (cilindro A) e a jusante (cilindro B)

A Figura 5.23 apresenta a evolução temporal do coeficiente de arrasto para o cilindro A, $7° \leq \phi \leq 75°$. As amplitudes das flutuações do C_d são pequenas para $\phi \leq 60°$ e aumenta consideravelmente para $\phi = 75°$. Nota-se que as flutuações se apresentam mais irregulares com o aumento do ângulo de montagem.

A Figura 5.24 mostra a evolução temporal do coeficiente de arrasto para o cilindro localizado a jusante (cilindro B). As amplitudes do C_d, para os baixos ângulos de montagem $\phi \leq 30°$, são levemente maiores que as amplitudes correspondentes ao cilindro A. Para $\phi = 45°$ e $\phi = 60°$, as flutuações do arrasto para os dois cilindros apresentam comportamento semelhante. Para $\phi = 75°$, Fig. 5.24(d), as flutuações se apresentam ligeiramente menores que as correspondentes ao cilindro a montante.

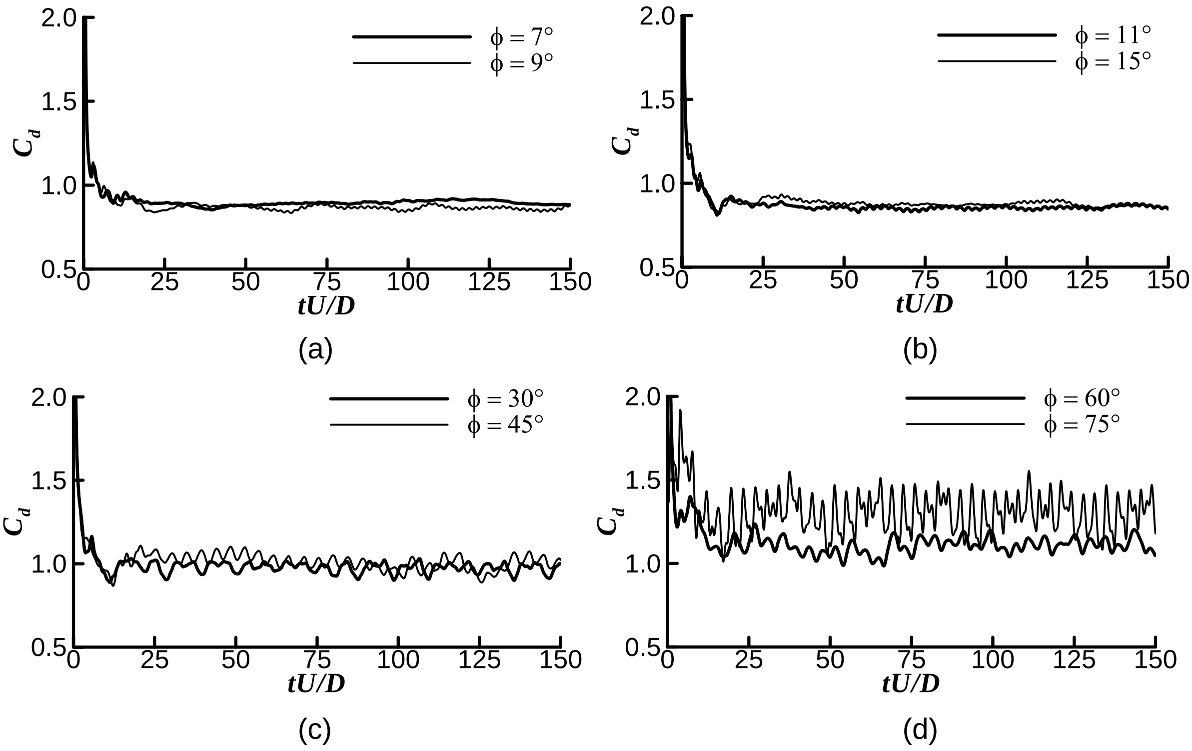


Figura 5.23 – Evolução temporal dos coeficientes de arrasto do cilindro A para Re = 72.000 e $7° \leq \phi \leq 75°$.

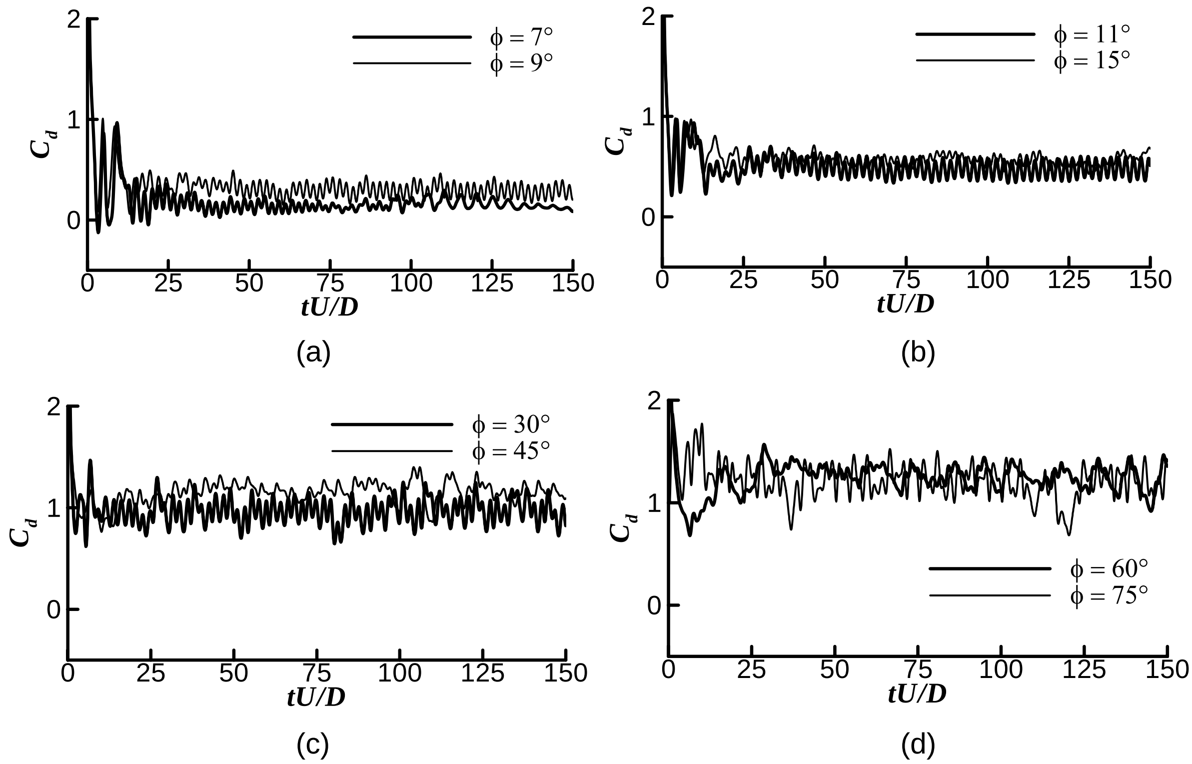


Figura 5.24 – Evolução temporal dos coeficientes de arrasto do cilindro B para Re = 72.000 e $7° \leq \phi \leq 75°$.

A Figura 5.25 apresenta a evolução temporal do coeficiente de sustentação para o cilindro A (montante) e $7° \leq \phi \leq 75°$. Observam-se pequenas amplitudes de flutuação e média próxima de zero, para $\phi < 75°$. Para $\phi = 75°$, nota-se um aumento considerável na amplitude em relações aos ângulos de montagem inferiores. As flutuações do sinal da sustentação são mais regulares que as flutuações do sinal do coeficiente de arrasto.

A Figura 5.26 apresenta a evolução temporal do coeficiente de sustentação para o cilindro localizado a jusante (cilindro B) e $7° \leq \phi \leq 75°$. Observam-se para todos os ângulos de montagem, que as flutuações são maiores que as correspondentes ao cilindro A. Nota-se também, que a amplitude das flutuações aumenta com o aumento do ângulo de montagem e não apresenta média nula como observada para o cilindro A e $\phi < 75°$.

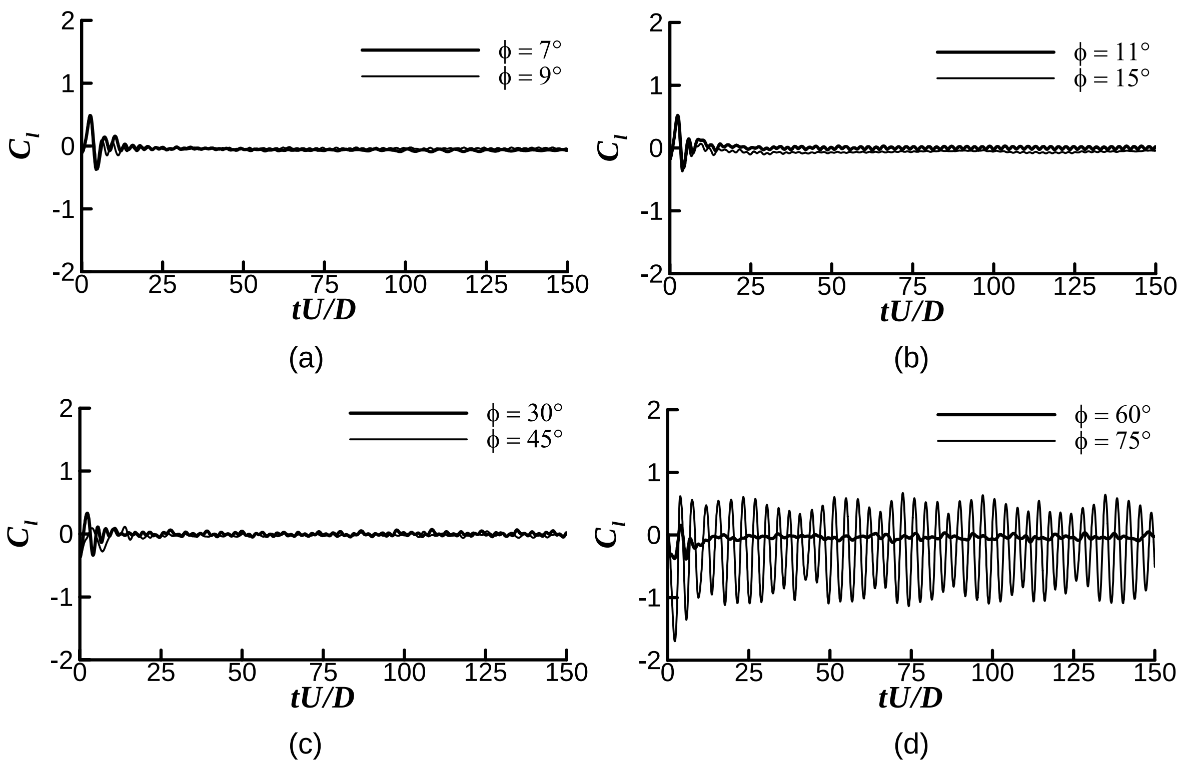


Figura 5.25 – Evolução temporal dos coeficientes de sustentação do cilindro A para Re = 72.000 e $7° \leq \phi \leq 75°$.

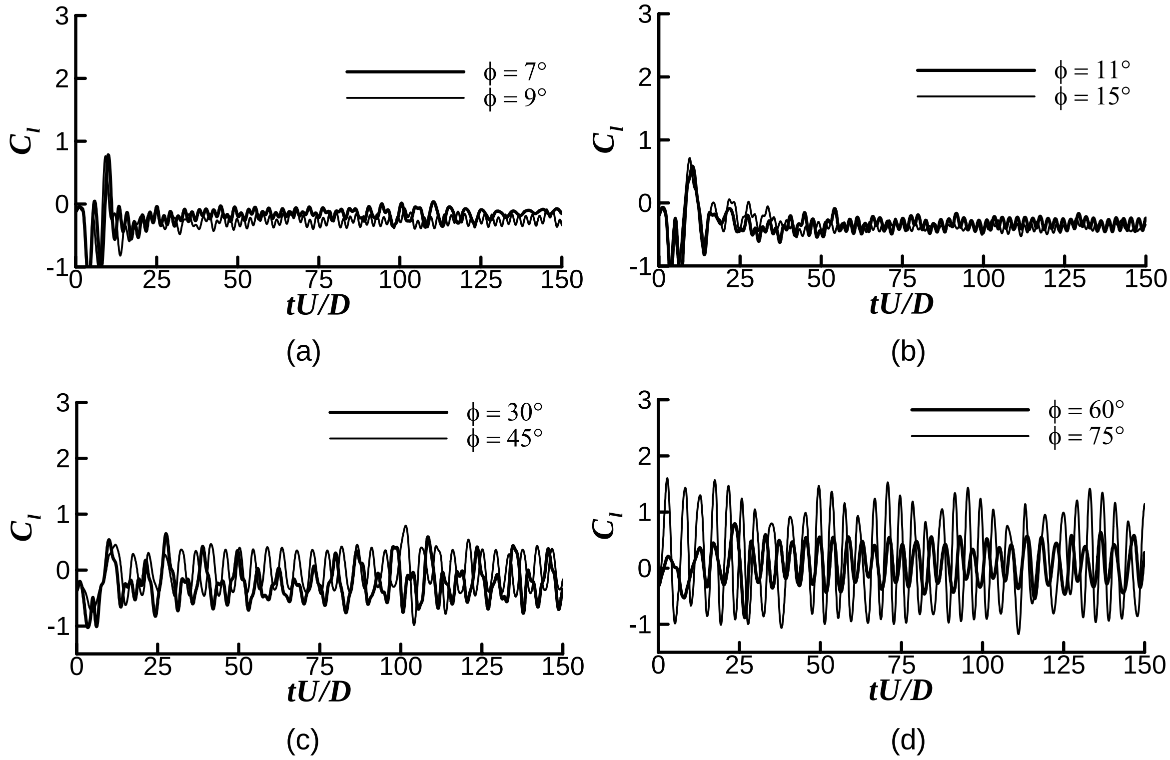


Figura 5.26 – Evolução temporal dos coeficientes de sustentação do cilindro B para Re = 72.000 e 7°$\leq \phi \leq$75°.

5.4.4. Cilindros lado a lado

Para a configuração lado a lado, foram realizadas simulações para o número de Reynolds igual a 72.000 e $T/D = 2$. A seguir, são mostradas as visualizações do escoamento para o tempo adimensional de 200, bem como as evoluções temporais dos coeficientes de arrasto, de sustentação e a freqüência adimensional de desprendimento de vórtices. A definição de geração de vórtices em fase e em oposição de fase (anti-phase), adotada no presente trabalho, foi a mesma usada por Wang e Zhou (2005). Esta definição está ilustrada na Fig. 5.27(k), juntamente com os campos de vorticidade.

5.4.4.1 Campos de vorticidade

A Figura 5.27 apresenta os campos de vorticidade para os 29s iniciais de simulação e após o escoamento ter atingido o regime permanente ($t = 200$s). Observa-se desde os instantes iniciais a geração em oposição de fase dos vórtices, conforme ilustrado na Fig. 5.27(k). Após o tempo de 4s é desprendido o primeiro vórtice positivo do lado inferior do cilindro superior e o primeiro vórtice negativo do lado superior do cilindro inferior. Estes dois vórtices formam um par e são transportados pelo escoamento. Enquanto isso, novos vórtices são gerados de cada lado dos dois cilindros e vão sendo advectados a jusante para compor as duas esteiras de vórtices.

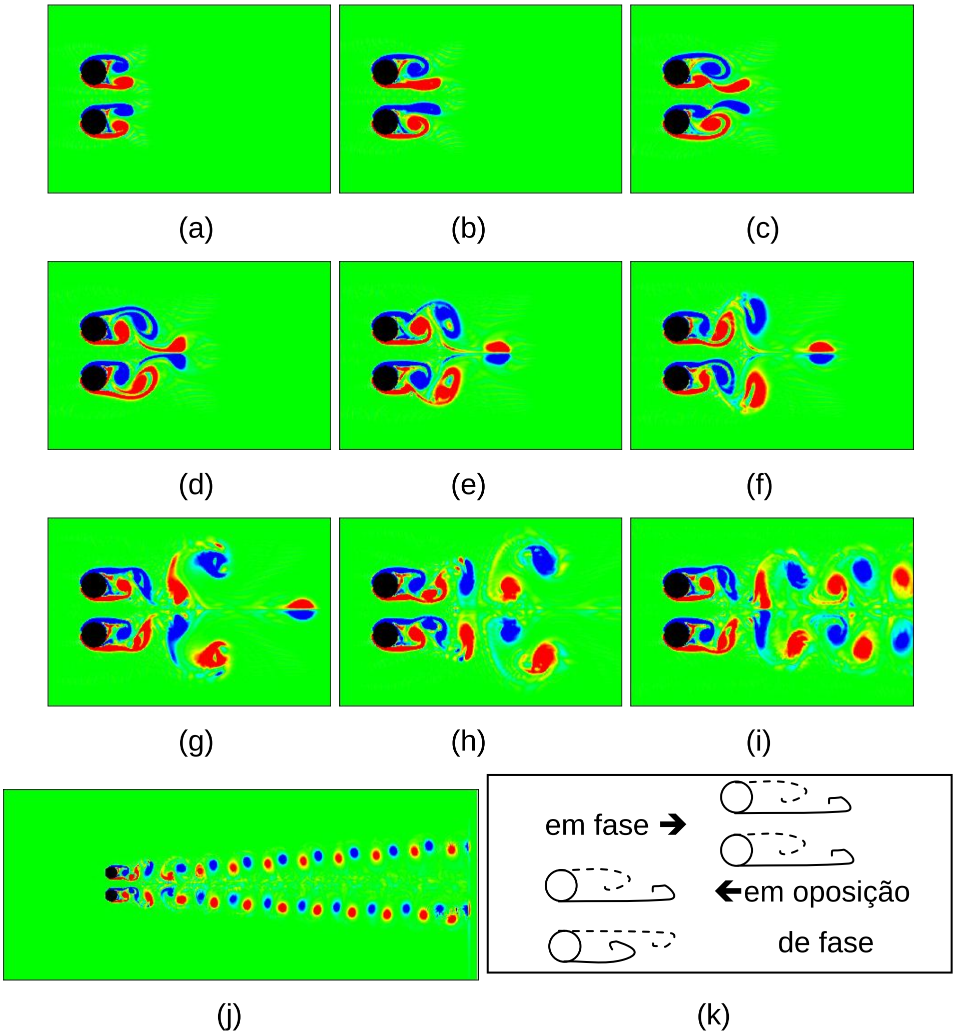


Figura 5.27 – Campos de vorticidade para Re = 72.000 e $\phi = 90°$, $T/D = 2$: a) $t = 2$s; b) $t = 3$s; c) $t = 4$s; d) $t = 5$s; e) $t = 6$s; f) $t = 7$s; g) $t = 9$s; h) $t = 10$s; i) $t = 29$s; j) $t = 200$s e (k) esquema ilustrativo da geração de vórtices em fase e em oposição de fase.

Observam-se esteiras em oposição de fase com geração de vórtices simétrica em relação à linha central do escoamento. Com o passar do tempo, verifica-se uma abertura entre as duas esteiras a uma distância de aproximadamente $10D$ a jusante dos cilindros, conforme Fig. 5.27(j), permanecendo a simetria. Este tipo de esteira foi também observado por outros autores, para outros números de Reynolds e outras razões de espaçamento. Por exemplo, Wang e Zhou (2005) verificaram este comportamento para $T/D = 3{,}0$ e Re = 5.900 e Meneghini et al. (2001) para $T/D = 3{,}0$ a baixo número de Reynolds. Segundo Wang e

Zhou (2005), a geração de vórtices em oposição de fase é relativamente estável, enquanto que a geração de vórtices em fase é instável.

A Figura 5.28 mostra o campo de pressão para o mesmo instante de tempo da Fig. 5.27(j). Observa-se a formação de uma região de alta pressão a montante dos dois cilindros, com dois pontos de estagnação bem visíveis. À medida que o fluido escoa entre eles observa-se uma queda de pressão. Percebe-se que os dois pontos de estagnação encontram-se deslocados para o interior.

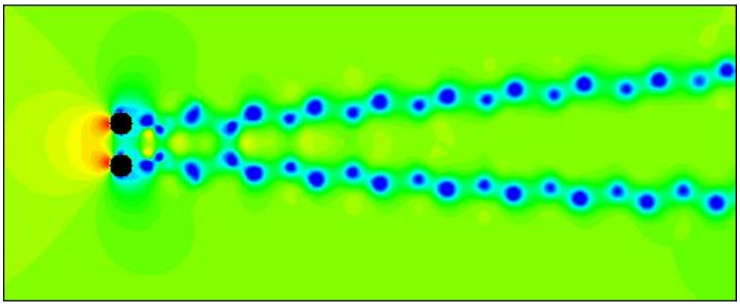


Figura 5.28 – Campo de pressão para Re = 72.000, $\phi = 90°$ e $T/D = 2$.

5.4.4.2. Coeficientes de arrasto, de sustentação e freqüência de desprendimento de vórtices.

A Figura 5.29 apresenta a evolução temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação para os cilindros A (cilindro inferior) e B (cilindro superior). As amplitudes das flutuações do coeficiente de arrasto para os dois cilindros são iguais, assim como os valores médios, conforme esperado. Da mesma forma, as amplitudes das flutuações do coeficiente de sustentação também são iguais. A defasagem observada nas séries temporais dos coeficientes de sustentação, devido aos vórtices serem gerados em oposição de fase, está bem clara na Fig. 5.29. Isto se deve ao fato que os pontos de estagnação são deslocados para o interior dos dois cilindros. O valor médio do coeficiente de sustentação para o cilindro inferior é negativo e para o cilindro superior é positivo.

A Figura 5.30 mostra o espectro de potência para os dois cilindros, obtido do sinal do coeficiente de sustentação. A linha contínua representa o cilindro B e a linha pontilhada o cilindro A. A magnitude do pico de energia correspondente ao cilindro A é igual à do pico de energia correspondente ao cilindro B, como esperado. Os valores das freqüências adimensionais para os dois cilindros são iguais, $St_o = 0{,}25$.

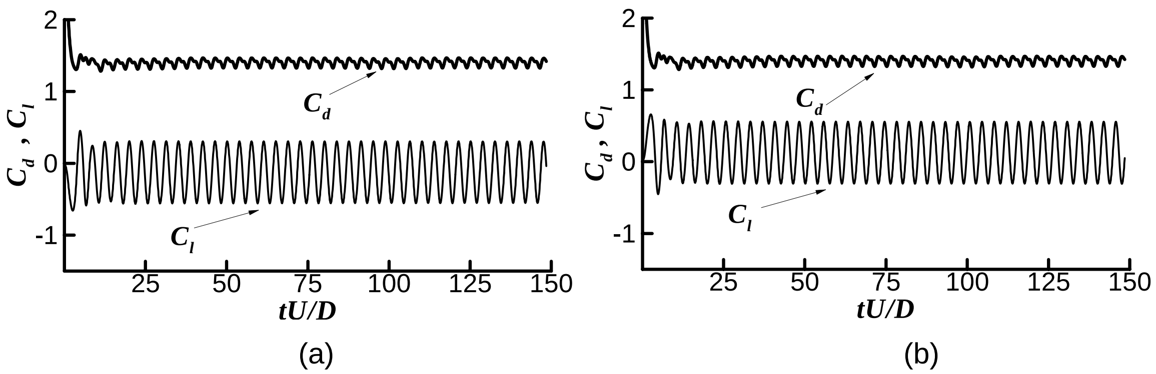


Figura 5.29 – Evolução temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação para $\phi = 90°$ e Re = 72.000: a) cilindro inferior; b) cilindro superior.

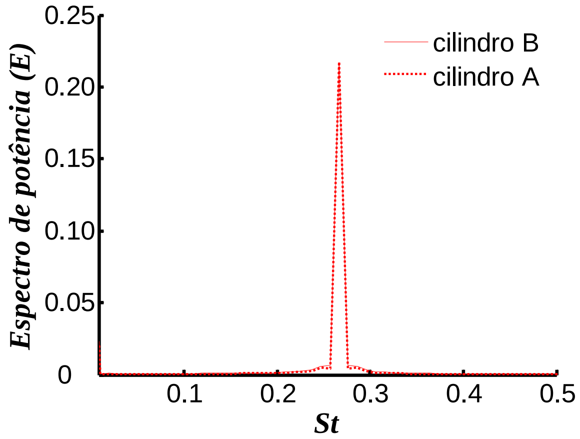
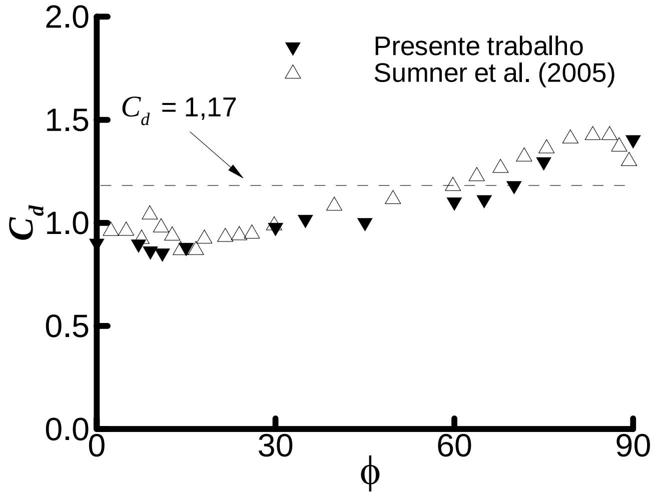


Figura 5.30 – Espectro de potência dos sinais dos coeficientes de sustentação para os dois cilindros dispostos lado a lado, $\phi = 90°$ e Re = 72.000.

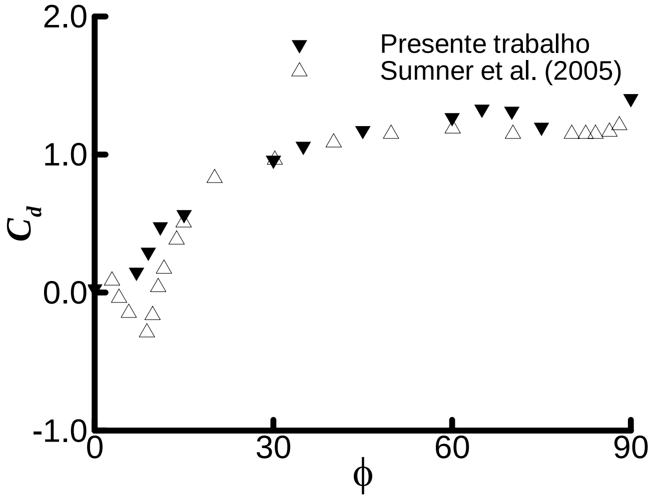
5.4.5. Comparação com resultados experimentais

As Figuras 5.31(a) e (b) mostram os valores médios do coeficiente de arrasto sobre o cilindro a montante e sobre o cilindro a jusante, respectivamente, para $P/D = 2$ e Re = 72.000, em função dos diferentes ângulos de montagem. Os resultados do presente trabalho são comparados com os resultados experimentais de Sumner et al. (2005).

Os valores médios do coeficiente de arrasto do cilindro A, para $\phi < 15°$, diminuem levemente e em seguida aumentam gradualmente com o aumento de ϕ, como pode ser observado na Fig. 5.31(a). Para $\phi \leq 65°$, os coeficientes de arrasto médios são menores que para cilindro isolado, (C_d =1,17) com uma diferença de até 27%. Para $\phi > 65°$ os valores médios do arrasto são maiores, com uma diferença máxima de 11%. Para $\phi = 90°$, obteve-se o máximo valor de C_d (20% maior do que para cilindro isolado). Para o cilindro a jusante (cilindro B), Fig. 5.31(b), os valores médios obtidos para o coeficiente de arrasto foram positivos para todo o intervalo de ϕ. Estes valores aumentam gradualmente com o aumento do ângulo de montagem. Nos resultados do presente trabalho não foram obtidos valores negativos, conforme os resultados de Sumner et al., (2005). Para altos valores de ϕ, os resultados da presente tese apresentaram excelente concordância com os resultados experimentais de Sumner et al. (2005). As diferenças entre os resultados dos dois trabalhos podem ser reduzidas, buscando a utilização de outros modelos de turbulência, bem como desenvolvimentos tridimensionais.



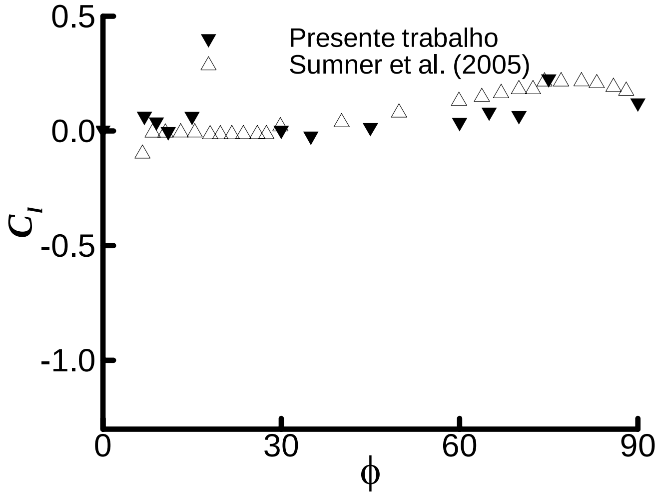
(a)



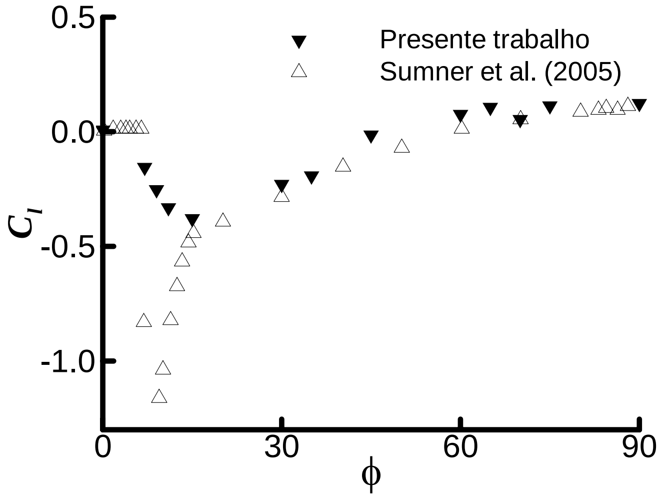
(b)

Figura 5.31 – Coeficientes de arrasto médios em função de ϕ para Re = 72.000: a) cilindro A e b) cilindro B.

A Figura 5.32 apresenta os valores médios do coeficiente de sustentação C_l para as configurações analisadas em itens anteriores. Verifica-se nos resultados do presente trabalho, que a sustentação no cilindro A, Fig. 5.32(a), assume valores próximos de zero, para os ângulos de montagem $\phi < 75°$, aumentando em seguida para $\phi = 75°$ e após, reduzindo para $\phi = 90°$. Para o cilindro B, Fig. 5.32(b), os valores médios do coeficiente de sustentação aumentam em módulo até $\phi = 15°$, após o qual diminui em módulo até $\phi = 45°$.



(a)



(b)

Figura 5.32 – Coeficientes de sustentação médios em função de ϕ para Re = 72.000: a) cilindro A e b) cilindro B.

Para $\phi > 45°$, os valores médios para o coeficiente de sustentação foram positivos. Observa-se que os resultados do presente trabalho, para o cilindro A, apresentaram boa concordância com os resultados experimentais de Sumner et al. (2005) para todo intervalo de ϕ. Em contrapartida, para o cilindro B, os resultados para $\phi < 15°$, não foram satisfatórios em relação aos resultados experimentais. Como comentado anteriormente, tais diferenças obtidas entre os resultados podem estar relacionadas ao modelo de turbulência utilizado, a bi-dimensionalidade, bem como a falhas na metodologia utilizada.

O foco maior no presente trabalho foi dado no emprego da metodologia de Fronteira Imersa, para a simulação de escoamentos com interação fluido-estrutura. Serão, dessa forma, abordados, para os casos de escoamentos com corpos móveis, tanto o movimento imposto (itens 5.5 e 5.6) quanto o movimento de um cilindro suportado elasticamente com um e dois graus de liberdade no próximo capítulo.

5.5. Escoamento em torno de um cilindro circular rotativo

Para as simulações dos escoamentos com a presença de um cilindro rotativo foi utilizada uma malha de 200 x 125 pontos, refinada sobre o cilindro (vinte malhas por diâmetro) de forma a garantir boa precisão no cálculo das forças fluidodinâmicas. O mesmo domínio utilizado para o cilindro estacionário foi empregado para estas simulações. Foram simulados escoamentos com números de Reynolds iguais a 60, 100 e 200, para diferentes rotações específicas, $\alpha = \dfrac{R\omega}{U}$, ($0 \leq \alpha \leq 3{,}0$). O movimento de rotação do cilindro foi imposto no sentido horário, em torno do próprio eixo e foi realizado através da imposição das componentes da velocidade em cada ponto lagrangiano. Para isto, foi feita a decomposição da velocidade tangencial desejada, conforme mostra a Fig. 5.33. O movimento de rotação foi iniciado após 1s de simulação, em todos os casos.

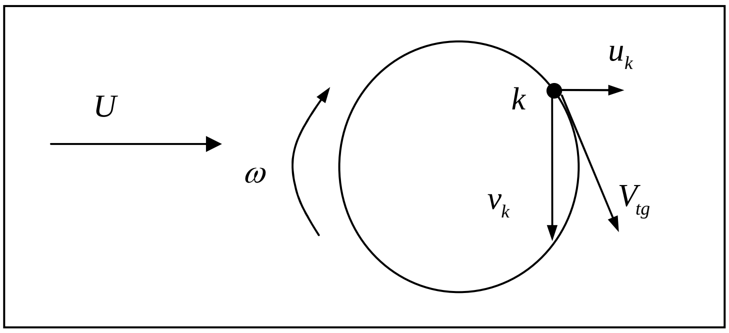
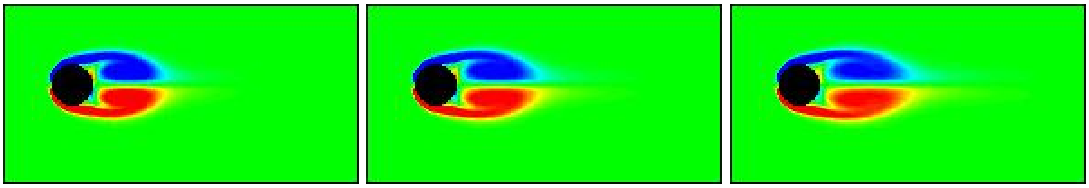


Figura 5.33 – Esquema ilustrativo das componentes das velocidades lagrangianas e o sentido de rotação do cilindro.

5.5.1. Visualização do escoamento.

As Figuras 5.34 a 5.37 apresentam os campos instantâneos de vorticidade para várias rotações específicas, a fim de se verificar as estruturas do escoamento nos primeiros instantes de tempo, para um número de Reynolds igual a 200.

Observa-se na Fig. 5.34 a presença de apenas um vórtice em cada lado do cilindro. Com o avanço no tempo, os vórtices de sinais opostos, gerados alternadamente, são desprendidos originando uma esteira alinhada, como esperado. Resulta daí a clássica esteira de Vón Kármán. Observa-se para os instantes de tempo apresentados que os vórtices, em ambos os lados do cilindro, possuem a mesma forma, mesmo tamanho e vão se tornando alongados com o tempo.



(a) (b) (c)

Figura 5.34 – Campos de vorticidade para $\alpha = 0$ (caso estacionário) nos primeiros instantes de tempo, Re = 200: a) t = 5s; b) t = 6s e c) t = 7s.

Para $\alpha = 0{,}5$ (rotação específica) (Fig. 5.35), verifica-se que o processo de geração e desprendimento dos vórtices é semelhante à do cilindro estacionário, porém, os vórtices contra rotativos são assimétricos em relação à linha central do escoamento. Observa-se que os vórtices possuem formas e tamanhos diferentes à medida que o tempo avança. O vórtice do lado inferior do cilindro cresce mais rapidamente que o vórtice do lado superior e é advectado após 7s. Por outro lado, o vórtice negativo, do lado superior, começa a se desprender em 9s. A assimetria dos vórtices contra rotativos em relação à linha central do escoamento aumenta com o aumento da rotação específica, originando uma esteira assimétrica como será vista posteriormente.

Para $\alpha = 1{,}0$ (Fig. 5.36), verifica-se claramente, para os tempos de 3 a 5s, que o primeiro vórtice positivo (sentido anti-horário) possui forma arredondada enquanto que o primeiro vórtice negativo (sentido horário) é alongado. O primeiro vórtice positivo é desprendido após 5s. A partir desse instante, os vórtices são formados de forma alternada. A presença de vórtices positivos redondos e vórtices negativos alongados permanecem após o desprendimento.

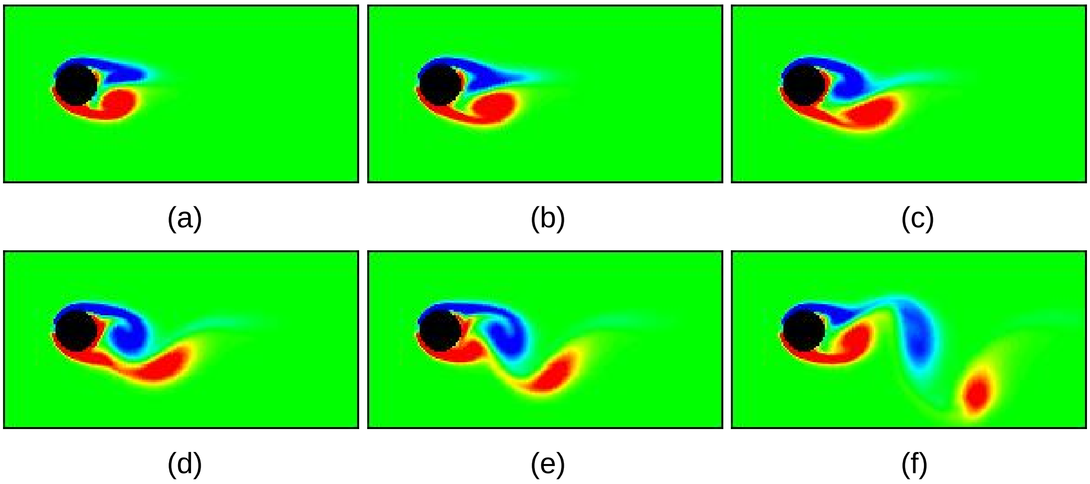


Figura 5.35 – Campos de vorticidade para $\alpha = 0{,}5$ nos primeiros instantes de tempo, Re = 200. a) t = 3s; b) t = 4s; c) t = 5s; d) t = 6s; e) t = 7s e f) t = 9s.

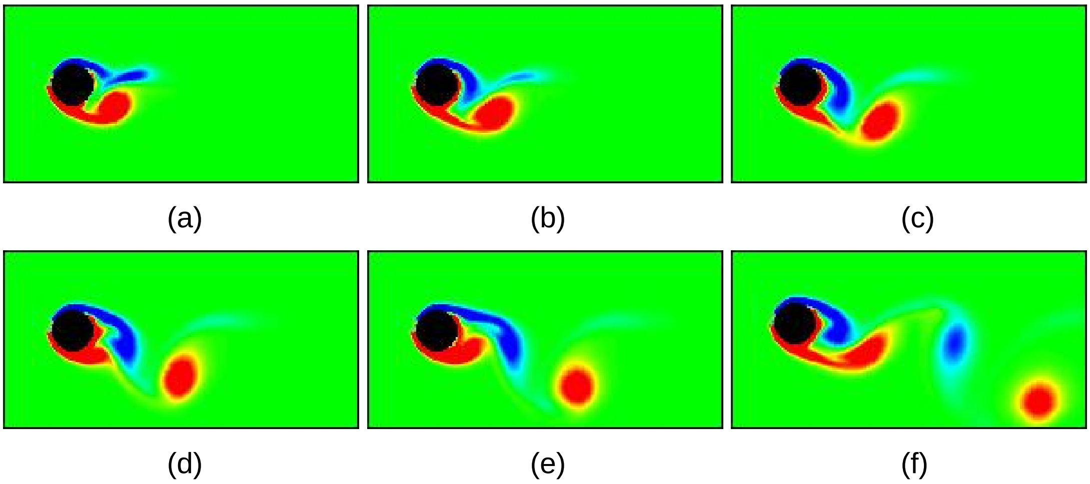


Figura 5.36 – Campos de vorticidade para $\alpha = 1{,}0$ nos primeiros instantes de tempo, Re = 200. a) t = 3s; b) t = 4s; c) t = 5s; d) t = 6s; e) t = 7s e f) t = 10s.

Com o aumento da rotação específica para $\alpha = 1{,}5$ (Fig. 5.37), verifica-se que os vórtices são desprendidos mais rapidamente e que o vórtice positivo se apresenta com vorticidade mais intensa que o vórtice negativo. O vórtice negativo é desprendido após 3s, enquanto o vórtice positivo após 5s.

As Figuras 5.38 a 5.40 apresentam os campos instantâneos de vorticidade, para as várias rotações específicas simuladas, após o escoamento ter atingido o regime permanente. Verifica-se que os vórtices existem para baixas velocidades de rotação e dependem do número de Reynolds. À medida que α tende a determinado valor, denominado de rotação crítica α_c, o processo de geração e desprendimento de vórtices tende a ser eliminado. Para o cilindro estacionário, a esteira de vórtices é alinhada com o escoamento, como sabido. Com o movimento rotativo, Fig. 5.38 a 5.40, a esteira de vórtices se desloca do eixo de simetria horizontal, de acordo com o sentido de rotação imposta. Quanto maior a rotação específica, maior a inclinação da esteira de vórtices. É interessante notar que à medida que α tende ao valor crítico, ocorre o aprisionamento das partículas de fluido em torno do cilindro, conforme mostrado, na Fig. 5.40(f) através das linhas de corrente.

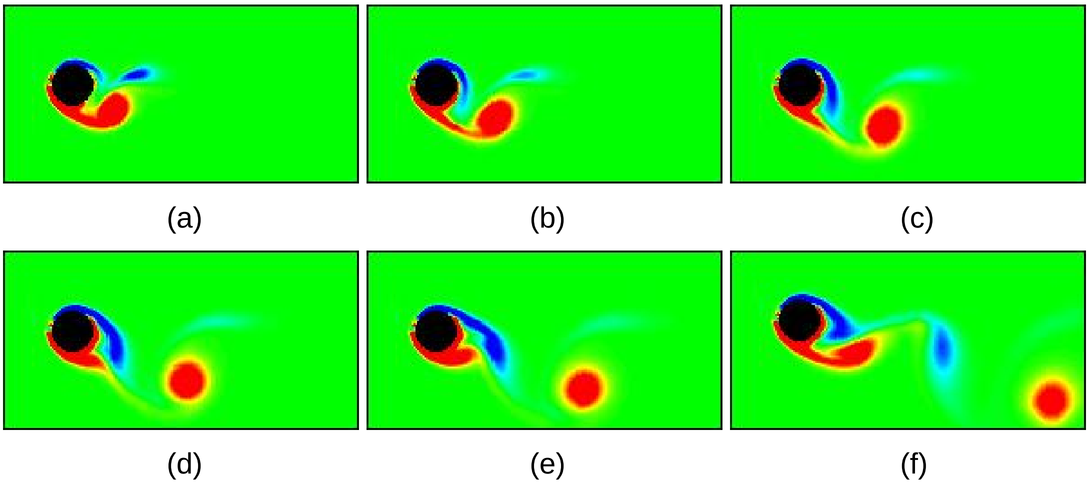


Figura 5.37 – Campos de vorticidade para $\alpha = 1{,}5$ nos primeiros instantes de tempo, Re = 200. a) t = 3s; b) t = 4s; c) t = 5s; d) t = 6s; e) t = 7s e f) t = 10s.

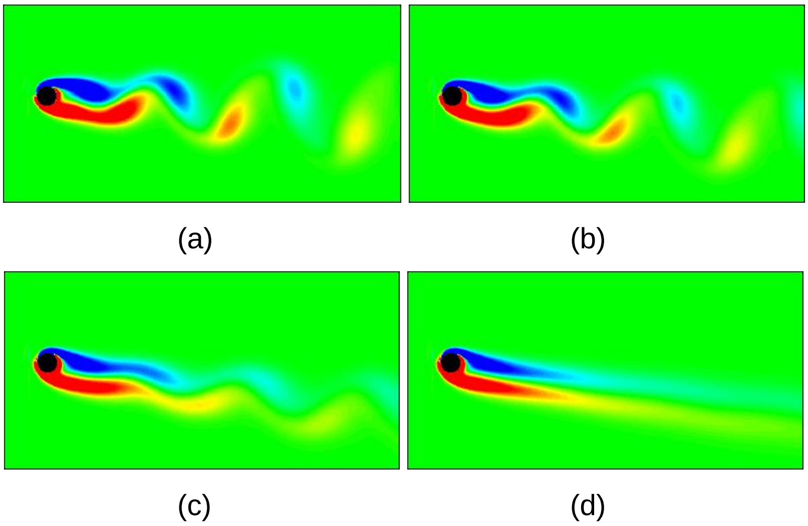


Figura 5.38 – Campos de vorticidade para Re = 60: a) $\alpha = 0{,}5$; b) $\alpha = 1{,}0$; c) $\alpha = 1{,}4$ e d) $\alpha = 1{,}5$.

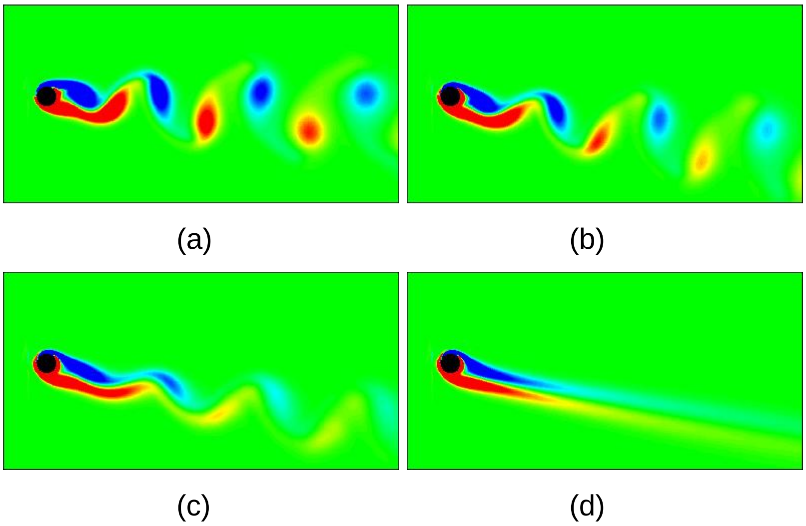


Figura 5.39 – Campos de vorticidade para Re = 100: a) $\alpha = 0{,}5$; b) $\alpha = 1{,}5$; c) $\alpha = 1{,}8$ e d) $\alpha = 2{,}0$.

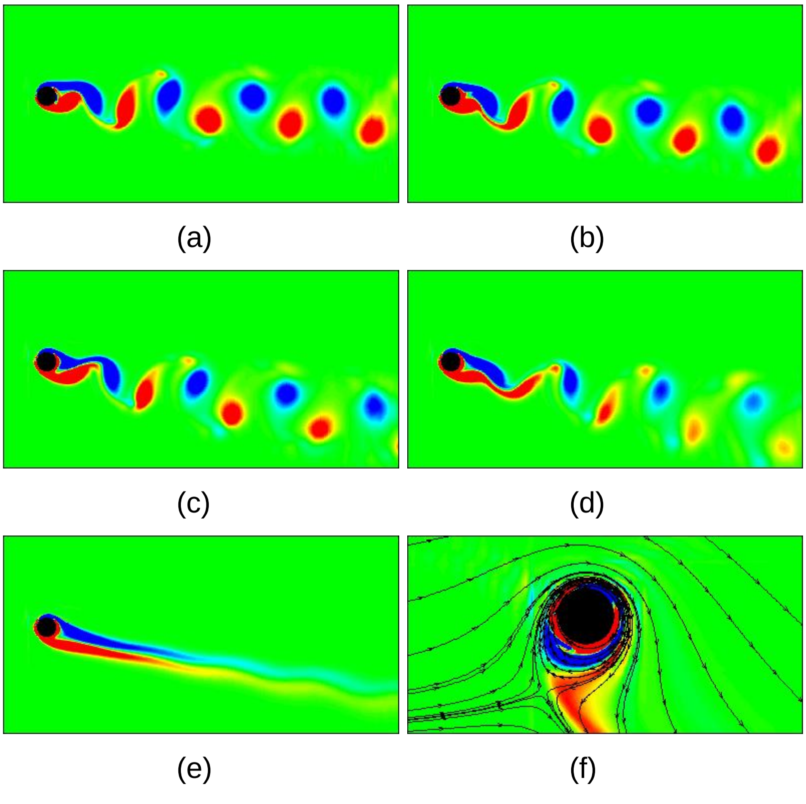
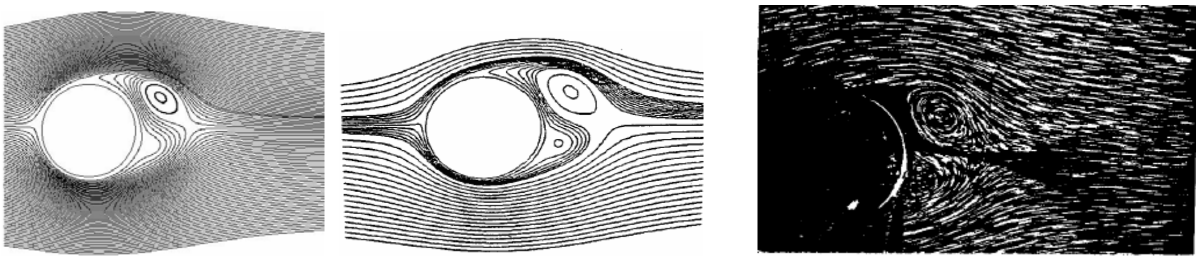


Figura 5.40 – Campos de vorticidade para Re = 200: a) $\alpha = 0{,}5$; b) $\alpha = 1{,}0$; c) $\alpha = 1{,}5$; d) $\alpha = 1{,}8$; e) $\alpha = 2{,}0$ e f) zoom com linhas de corrente para $\alpha = 3{,}0$.

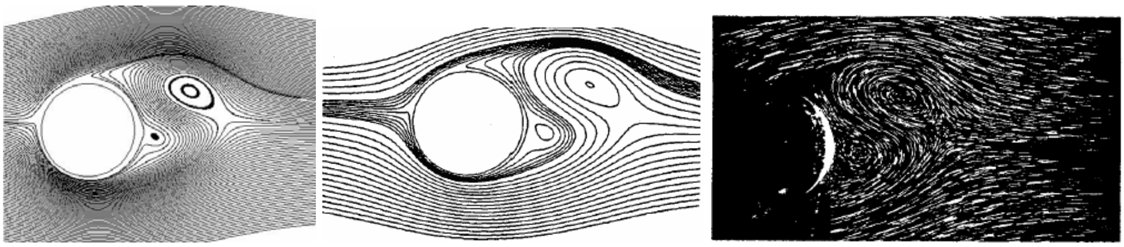
Foi verificado no presente trabalho que a rotação crítica, α_c, correspondente aos números de Reynolds 60, 100 e 200 é igual a 1,4; 1,8 e 2,0, respectivamente. Os dois primeiros valores estão em concordância com os obtidos por Kang et al. (1999), que realizaram simulações para números de Reynolds iguais a 60, 100 e 160.

5.5.2. Resultados qualitativos através de linhas de corrente.

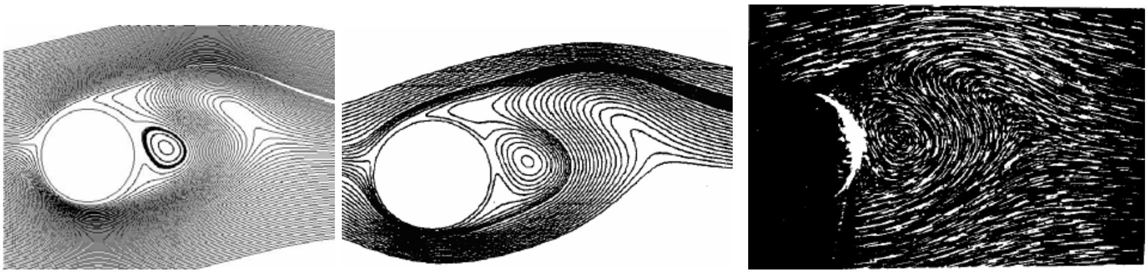
Na Figura 5.41 são mostrados os resultados qualitativos obtidos no presente trabalho, em comparação com os resultados numéricos de Nair et al. (1998) e com os resultados experimentais de Coutanceau e Menard (1985), para Reynolds igual a 200.



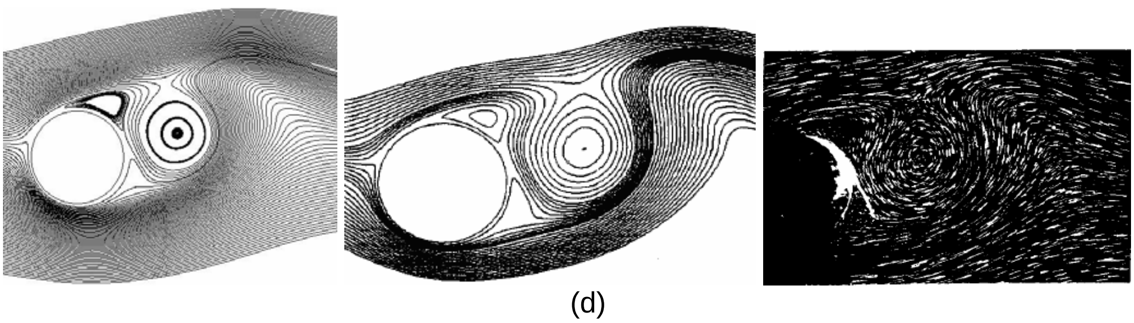
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 5.41 – Presente trabalho (coluna 1), resultados numérico de Nair et al. (1998) (coluna 2) e experimental de Coutanceau e Menard (1985) (coluna 3), para Re = 200 e $\alpha = 0{,}5$: a) t =1,5s; b) t =2,5s; c) t =3,5s e d) t =4,5s.

Para estas simulações, em particular, o cilindro se movimenta no sentido anti-horário para que as comparações pudessem ser feitas. Pode-se observar a coerência das estruturas para os quatro instantes de tempo apresentados. Qualitativamente pode-se afirmar que os vórtices estão em posições semelhantes e possuem aproximadamente o mesmo tamanho. Observa-se que o Método da Fronteira Imersa estabelece muito bem a geometria do cilindro, não deixando que linhas de corrente cruzem a superfície sólida.

5.5.3. Distribuição do coeficiente de pressão

Os valores médios dos coeficientes de pressão em torno do cilindro, para um número de Reynolds igual a 200 e várias rotações específicas, são mostrados na Fig.5.42.

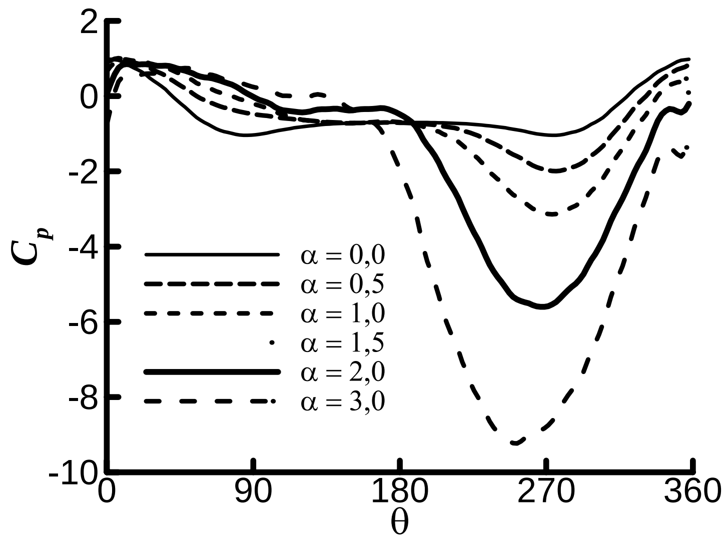


Figura 5.42 – Distribuição dos coeficientes de pressão sobre a superfície do cilindro para $0 \leq \alpha \leq 3{,}0$ e para Re = 200.

Verifica-se que o coeficiente de pressão médio para $\alpha = 0$ é aproximadamente simétrico para 90° ≤ θ ≤ 270°, conforme esperado. À medida que α aumenta, o escoamento se torna assimétrico. O C_p no lado desacelerado do escoamento *(*0° ≤ θ ≤ 180°*)* diminui e conseqüentemente no lado acelerado *(*180° ≤ θ ≤ 360°*)* aumenta. Verifica-se ainda que o ponto de estagnação, onde $C_p = 1$, sobre a superfície do cilindro, se desloca com o aumento de α. Este comportamento foi também observado por Kang et al. (1999) para números de Reynolds iguais a 60, 100 e 160.

5.5.4. Coeficientes de sustentação e de arrasto

A Figura 5.43 apresenta a amplitude dos coeficientes de arrasto e de sustentação em função da rotação específica, para os números de Reynolds iguais a 60, 100 e 200. Os resultados do presente trabalho (símbolos cheios) são comparados com os resultados de Kang et al. (1999) (símbolos vazios). Observa-se que a amplitude do coeficiente de arrasto, Fig. 5.43(a), aumenta até dado α e, em seguida, reduz, atingindo uma amplitude quase nula. Nota-se também que as amplitudes aumentam com o aumento do número de Reynolds e que a rotação na qual a amplitude se reduz é diferente para cada número de Reynolds. Para Re = 60, a amplitude do arrasto se reduz para $\alpha > 1{,}0$ e para Re = 100 e 200, a redução ocorre para $\alpha > 1{,}5$. Por outro lado, os valores da amplitude do coeficiente de sustentação, Fig. 5.43(b), apresenta pequenas variações para $\alpha \leq 1{,}0$**,** para todos os números de Reynolds e, em seguida, reduz, tendendo a zero. Conforme verificado, houve excelente concordância entre os resultados do presente trabalho com os de Kang et al. (1999).

A Figura 5.44 apresenta os valores médios dos coeficientes fluidodinâmicos em função da rotação específica e a razão entre os coeficientes, em comparação com os resultados de Ou e Burns (2000). Observa-se que os valores médios dos coeficientes de arrasto, Fig. 5.44(a), diminuem com o aumento da rotação específica e com o aumento do número de Reynolds, sendo que para Re = 100 e Re = 200, os resultados foram praticamente iguais para $\alpha \leq 1{,}5$. Para valores de α superiores ao crítico, correspondente a cada número de Reynolds, o coeficiente de arrasto médio aumenta. Por outro lado, nota-se claramente que o coeficiente de sustentação médio, Fig. 5.44(b), é linearmente proporcional a α para $\alpha \leq 2{,}0$, para os três números de Reynolds analisados. O aumento na sustentação se deve à assimetria do escoamento gerada pelo movimento de rotação do cilindro. O movimento do fluido próximo ao cilindro tende a ser contrário à corrente livre, acompanhando a assimetria, o que também pode contribuir para o aumento do arrasto. Segundo Mittal (2001) para escoamentos bidimensionais a baixos valores de Reynolds, podem-se esperar altos valores de C_l, os quais excedem o limite colocado por Prandtl (4π). Para Re = 200 e $\alpha = 5{,}0$, os valores médios dos coeficientes foram iguais a C_l =18,4 e C_d =6,2. O valor da sustentação é inferior ao sugerido pela teoria do escoamento potencial $\left(2\pi\alpha\right)$ e é superior ao proposto por Prandtl (4π). Para esse mesmo Reynolds e rotação (Re = 200 e $\alpha = 5{,}0$*)*, Mittal (2001) encontrou o coeficiente médio de sustentação igual a 27,5. A razão entre os coeficientes, Fig.5.44(c), é linearmente proporcional a α para

$\alpha < 2,0$. Houve concordância entre os resultados obtidos no presente trabalho e os resultados de Ou e Burns (1992).

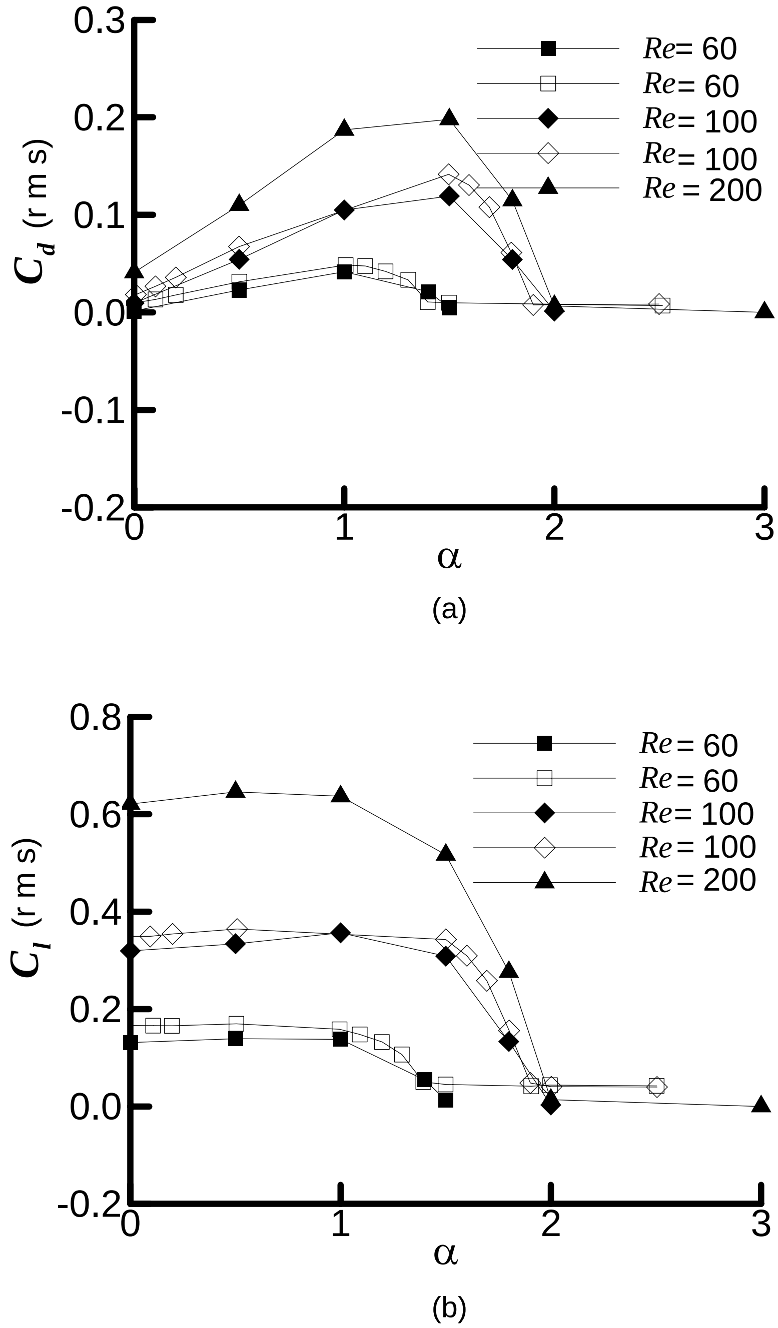


Figura 5.43 – Amplitude das flutuações dos coeficientes fluidodinâmicos: a) de arrasto e b) de sustentação. Símbolos cheios: presente trabalho e símbolos vazios: Kang et al. (1999).

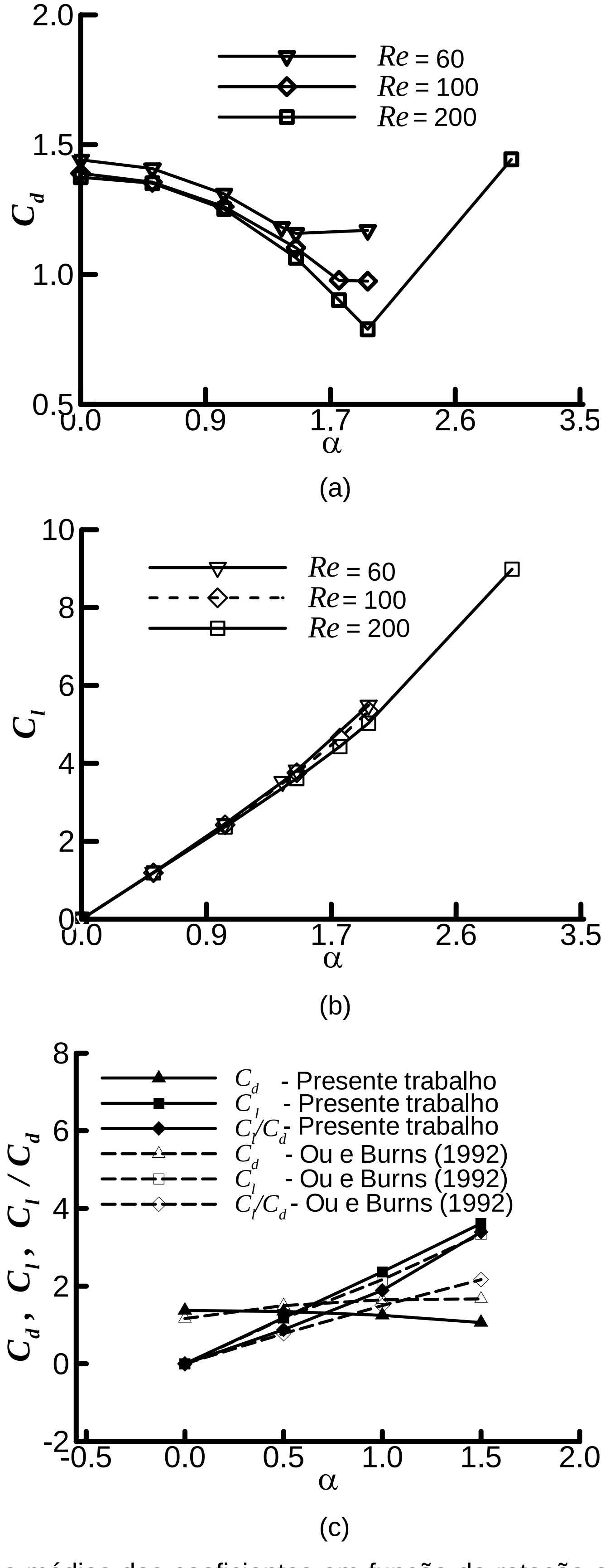


Figura 5.44 – Valores médios dos coeficientes em função da rotação específica: a) arrasto; b) sustentação e c) arrasto, sustentação e razão C_l / C_d.

5.5.5. Freqüência de desprendimento de vórtices

A Figura 5.45 mostra os valores do número de Strouhal obtidos no presente trabalho (símbolos cheios) em comparação com os resultados numéricos de Mittal e Kumar (2003) e de Kang et al. (2006). Os símbolos vazios representam os resultados dos demais autores.

Os valores de Strouhal permanecem praticamente constantes para valores de rotações específicas inferiores ao valor crítico, já comentado em itens anteriores, diminuindo levemente à medida que α se aproxima do valor crítico. A magnitude do pico de energia correspondente às frequências para $\alpha > \alpha_c$ são muito pequenas, podendo ser consideradas desprezíveis. Desse modo, a freqüência adimensional é zero para $\alpha \geq \alpha_c$. Nota-se, também, que o Strouhal é independente da rotação específica para $\alpha < \alpha_c$ e fortemente dependente do número de Reynolds. À medida que o Reynolds aumenta, verifica-se que o Strouhal aumenta. Observa-se boa concordância entre os resultados do presente trabalho e os resultados de Mittal e Kumar (2003) para Re = 200 e os de Kang et al. (2006) para Re = 100.

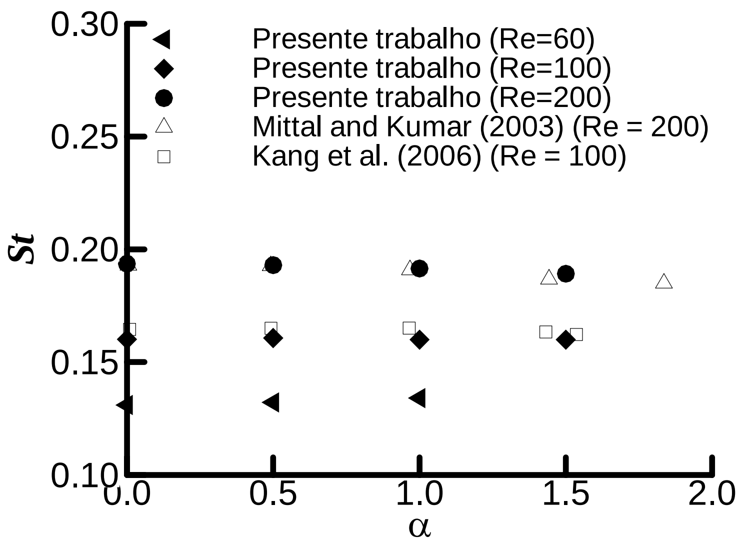


Figura 5.45 – Número de Strouhal em função da rotação específica.

5.6. Escoamento em torno de um cilindro circular em rotação-oscilação

Foi considerado para as simulações com o cilindro oscilante, o mesmo domínio e o mesmo passo de tempo utilizado para cilindro rotativo e estacionário, bem como as mesmas condições de fronteira. A rotação-oscilação foi iniciada impulsivamente do repouso e a velocidade tangencial sobre o cilindro é dada pela seguinte expressão:

$$V_{tg} = \omega R = A \sin\left(2\ \pi\ f_c\ t\right) R\ , \tag{5.3}$$

onde ω é a velocidade angular, A é a amplitude de oscilação, R é o raio do cilindro, f_c é a freqüência de oscilação do cilindro ou freqüência imposta e t é o tempo físico. Este procedimento foi o mesmo utilizado por He et al. (2000).

Para o cilindro estacionário e a baixos números de Reynolds, sabe-se que a esteira de vórtices é alinhada e simétrica em relação ao eixo central do escoamento. O mesmo não se verifica quando o cilindro é submetido ao movimento de rotação-oscilação em torno do seu próprio eixo. A interação mútua entre o movimento do cilindro e o fluido adjacente modifica a esteira padrão do escoamento através da aceleração e desaceleração do escoamento em torno do cilindro. Dessa forma, verifica-se uma transição entre diferentes modos de geração de vórtices à medida que a relação entre a freqüência de oscilação e a freqüência de geração de vórtices para o cilindro estacionário varia, para uma mesma amplitude A. O escoamento em torno de um cilindro em rotação-oscilação é uma forma de oscilador forçado, ou um sistema não linear, que, em alguns casos, pode se tornar caótico (TUSZYNSKI e LÖHNER, 1998).

Segundo Ponta e Aref (2006), a usual esteira de vórtices de Kármán poderia ser classificada de modo ‘2S’ na classificação de Williamson - Roshko. Este modo indica a geração de um vórtice positivo em um lado do cilindro e um vórtice negativo do outro lado, a cada ciclo de oscilação, formando uma única esteira com vórtices deslocados em relação a linha que passa pelo eixo do cilindro. De acordo com Lee e Lee (2006) a esteira do escoamento atrás do cilindro em rotação-oscilação pode ser classificada em cinco regimes diferentes de escoamento (para uma amplitude A= pi/6) e o fenômeno de geração de vórtices mostra características completamente diferentes antes e após o regime de ressonância. Comumente, outros autores apresentam apenas dois regimes diferentes de escoamento, sendo eles o regime não *lock-in* e o regime *lock-in* (CHENG et al., 2001a; CHENG et al., 2001b).

Neste item, é analisada a influência da freqüência forçada e da amplitude de oscilação na estrutura da esteira e no comportamento das forças fluidodinâmicas atuantes no cilindro. Esta influência também foi analisada na distribuição da pressão em torno da superfície do cilindro, no comprimento da bolha de recirculação e na freqüência de desprendimento dos vórtices.

Para estas simulações foram variadas a razão das freqüências, no intervalo $0{,}0 \leq \frac{f_c}{f_o} \leq 6{,}0$ (f_c a freqüência de oscilação forçada e f_o a freqüência de geração de vórtices para o cilindro estacionário) e a amplitude de oscilação do cilindro, no intervalo de $1 \leq A \leq 3$. O número de Reynolds foi mantido igual a 1.000. Em todas as simulações foi utilizada malha não uniforme de 400 x 125 pontos, em que o menor espaçamento da malha na região uniforme é dado por $2R$/nmc, onde nmc = 20 é o número de malhas por diâmetro. Foi também utilizado o modelo de Smagorinsky no contexto da metodologia LES para a estabilização dos cálculos e uma função de amortecimento (MEITZ e FASEL, 2000) na saída do domínio.

5.6.1. Influência da amplitude de oscilação e da freqüência de oscilação forçada no escoamento

É apresentada a seguir, na Fig. 5.46, a visualização do escoamento, utilizando-se os campos de vorticidade, para o tempo adimensional de 200, $0{,}0 \leq \frac{f_c}{f_o} \leq 5{,}0$, A = 1 e Re = 1.000. A vorticidade positiva está representada pela cor vermelha, enquanto a vorticidade negativa pela cor azul. Conforme pode ser observado na Fig.5.46, existem diferentes modos de geração de vórtices, quando se considera uma mesma amplitude e diferentes razões de freqüências.

Na Figura 5.46(a), correspondente ao cilindro estacionário, conforme comentado em itens anteriores, tem-se a clássica esteira de Von Kárman. Para $f_c = 0,2 f_o$, (Fig. 5.46(b)), os vórtices gerados compõem uma esteira oscilante, a jusante do cilindro. Mittal e Kumar (2001) em seus estudos sobre vibração induzida por vórtices, também verificaram este tipo de comportamento para um número de Reynolds igual a 1.000 e razão de freqüência igual a 0,4. Com o aumento da freqüência para $f_c = 0,5 f_o$ (Fig. 5.46(c)), verifica-se um comportamento semelhante ao anterior. Observa-se, para $f_c = 0,7 f_o$, que a esteira de vórtices volta a ser quase alinhada em relação ao eixo de simetria do escoamento. Para $f_c = 0,9 f_o$, Fig. 5.46(f), verifica-se a formação de uma esteira elíptica próxima ao cilindro, com vórtices negativos na parte superior e vórtices positivos na parte inferior. Estes vórtices formam uma única esteira a uma distância de aproximadamente 12,5D a jusante do cilindro. Com o aumento da amplitude, esse padrão de vórtices se estende por um intervalo maior de razões de freqüências. Isto será verificado nas Figs. 5.47 e 5.48. Com o aumento da razão de frequência para $f_c / f_o = $1,05, Fig. 5.46(g), têm-se novamente o modo ‘2S’ de geração de vórtices. Com posterior aumento de f_c / f_o, observa-se uma transição do modo '2S' para o modo 'P+S'.

Para $f_c = 2,5 f_o$, Fig. 5.46(j), verifica-se o modo de geração de vórtices 'P+S'. Este modo corresponde a um par de vórtices e vórtices isolados compondo a esteira. Os pares de vórtices possuem sinais opostos e se localizam na parte inferior da linha central do escoamento, enquanto que os vórtices isolados são liberados na parte superior do cilindro. Para altas razões de freqüências, $f_c / f_o > 3,5$, a esteira de vórtices retorna à configuração regular da esteira de Kármán e o modo '2S' de geração de vórtices não mais se altera. O escoamento não sincronizado com o movimento do cilindro se assemelha ao escoamento em torno do cilindro estacionário, com algumas instabilidades adicionais, devidas ao movimento do cilindro (TUSZYNSKI e LÖHNER, 1998).

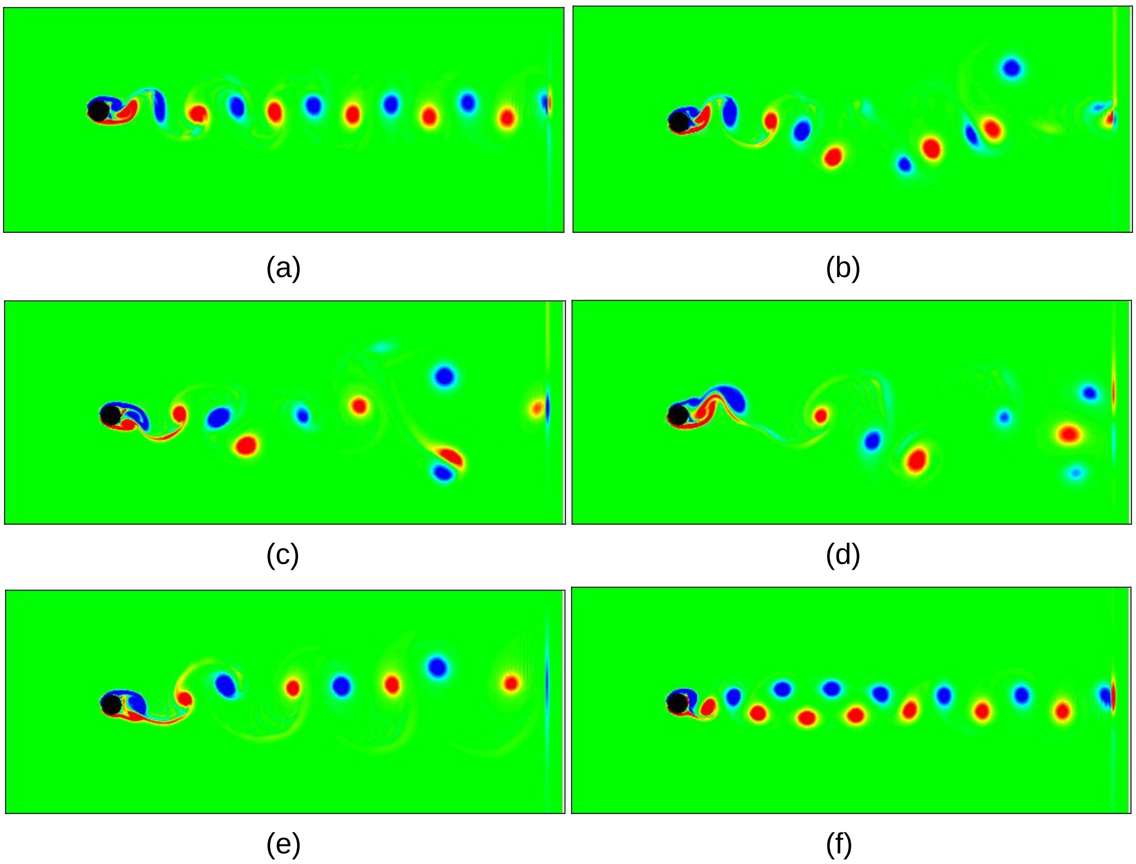


Figura 5.46 – Campos de vorticidade, para A = 1 e Re = 1.000: a) estacionário; b) $f_c = 0,2 f_o$; c) $f_c = 0,5 f_o$; d) $f_c = 0,6 f_o$; e) $f_c = 0,7 f_o$ e f) $f_c = 0,9 f_o$.

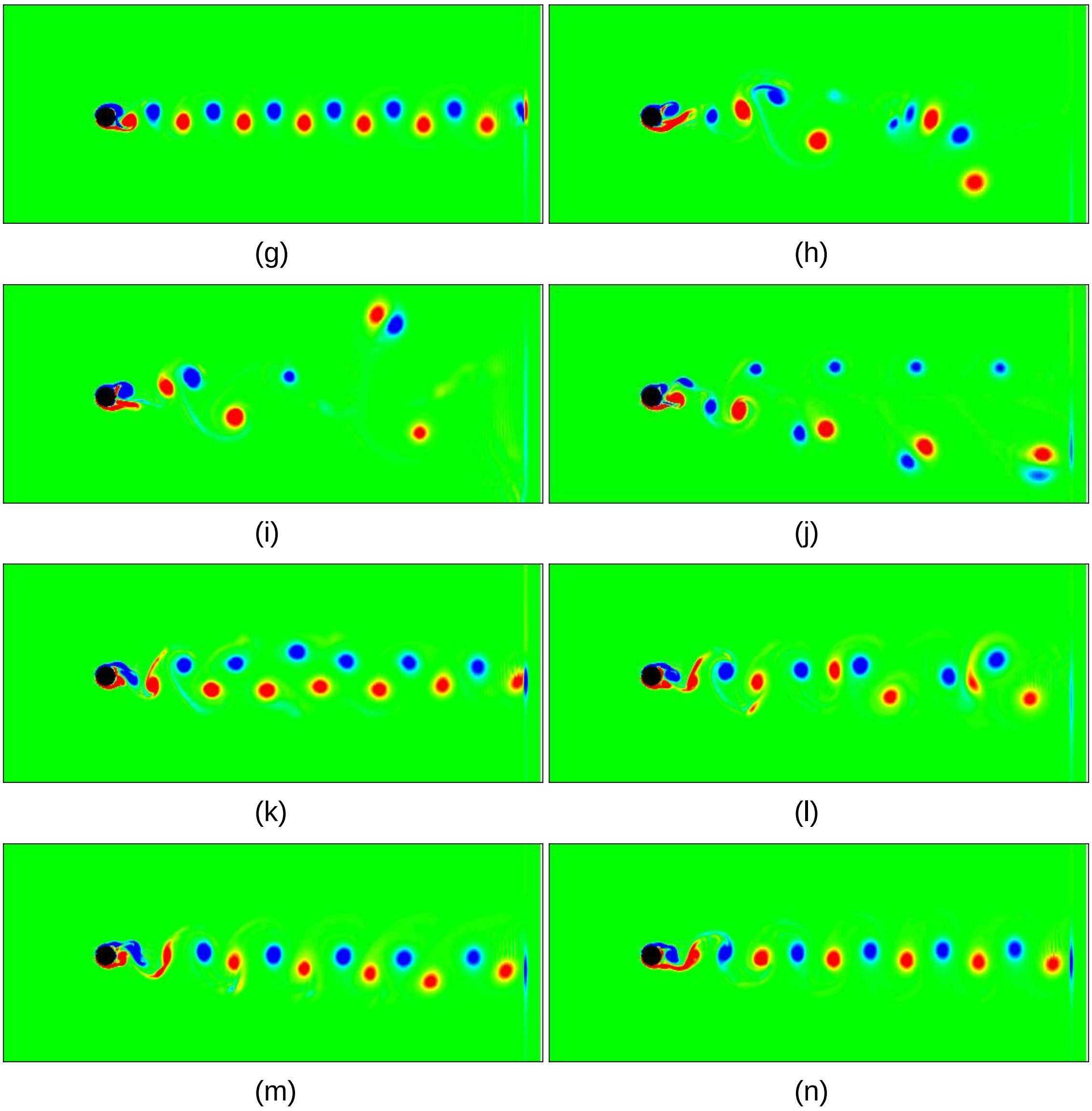
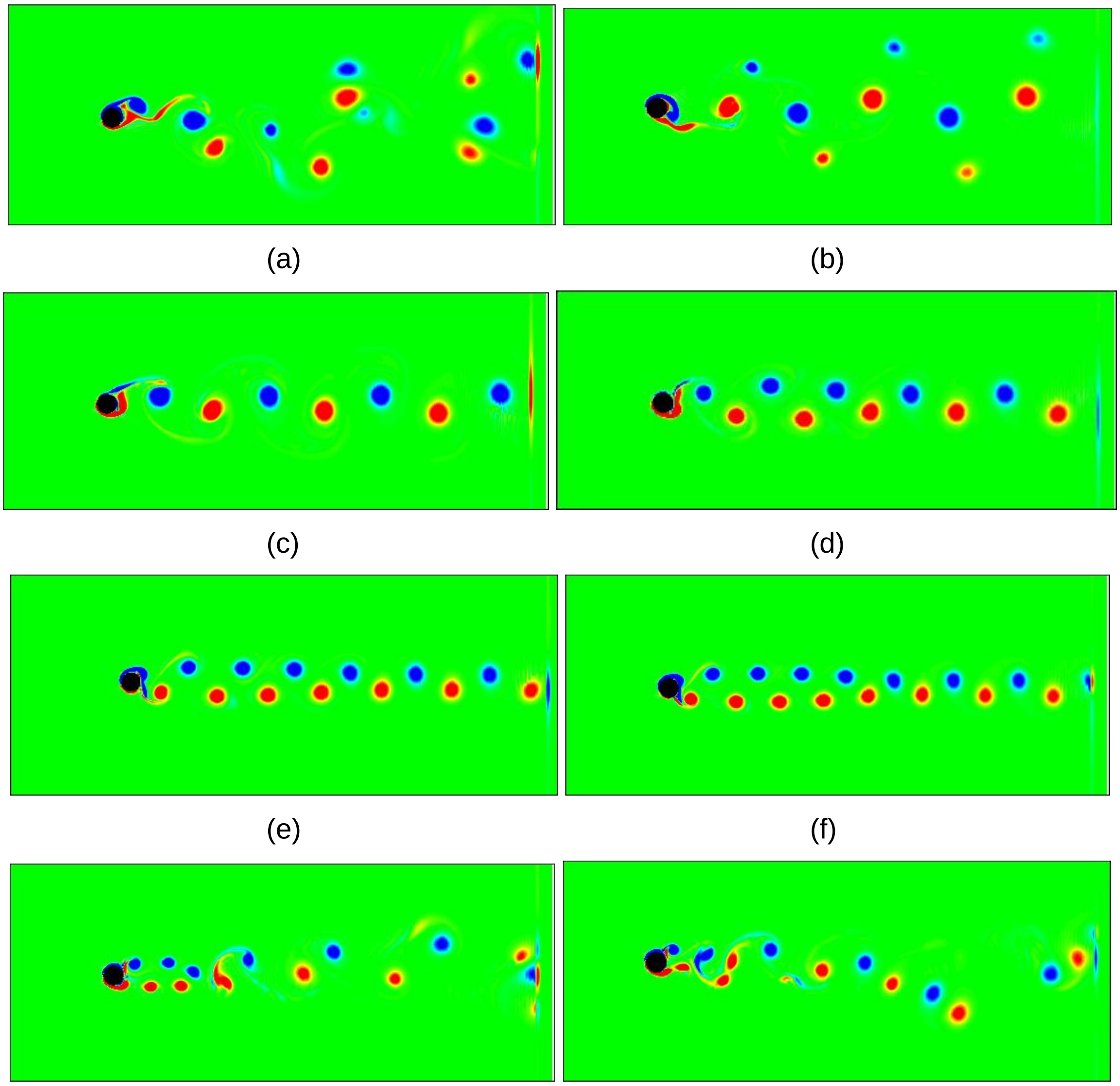


Figura 5.46 – Continuação: g) $f_c = 1,05 f_o$; h) $f_c = 1,5 f_o$; i) $f_c = 2 f_o$; j) $f_c = 2,5 f_o$; k) $f_c = 3 f_o$; l) $f_c = 3,5 f_o$; m) $f_c = 4 f_o$ e n) $f_c = 5 f_o$.

Em outras palavras, a instabilidade causada pela oscilação do cilindro é limitada a uma região próxima ao cilindro, enquanto que, distante do corpo imerso, os vórtices se reorientam para formar a esteira estável de Von-Kármán. Ocorre, portanto, uma interação vórtice-vórtice de mesmo sinal, próximo ao cilindro, resultando em vórtices de grandes escalas, cujas freqüências possuem valores próximos à freqüência de geração de vórtices do cilindro estacionário ($f_o = 0{,}23$).

A Figura 5.47 mostra os campos de vorticidade para $A = 2$ e Re = 1.000, para os mesmos tempos adimensionais e $0{,}2 \leq \dfrac{f_c}{f_o} \leq 6{,}0$. Para $f_c \leq 0{,}5 f_o$, Figs. 5.47(a) e (b), verificam-se pares de vórtices de sinais opostos ao longo da esteira. Para $f_c = 0,6 f_o$, Fig. 5.47(c), a esteira de vórtices é similar à clássica esteira de Von Kármán citada anteriormente, porém, com um maior espaçamento longitudinal e transversal entre os vórtices. O padrão de vórtices permanece inalterado nos intervalos, $0,7 \le \frac{f_c}{f_o} \le 1,05$, correspondentes às Figs. 5.47(d) a (f).



(a) (b) (c) (d) (e) (f) (g) (h)

Figura 5.47 – Campos de vorticidade, para $A = 2$ e Re = 1.000: a) $f_c = 0,2 f_o$; b) $f_c = 0,5 f_o$; c) $f_c = 0,6 f_o$; d) $f_c = 0,7 f_o$; e) $f_c = 0,9 f_o$; f) $f_c = 1,05 f_o$; g) $f_c = 1,5 f_o$ e h) $f_c = 2 f_o$.

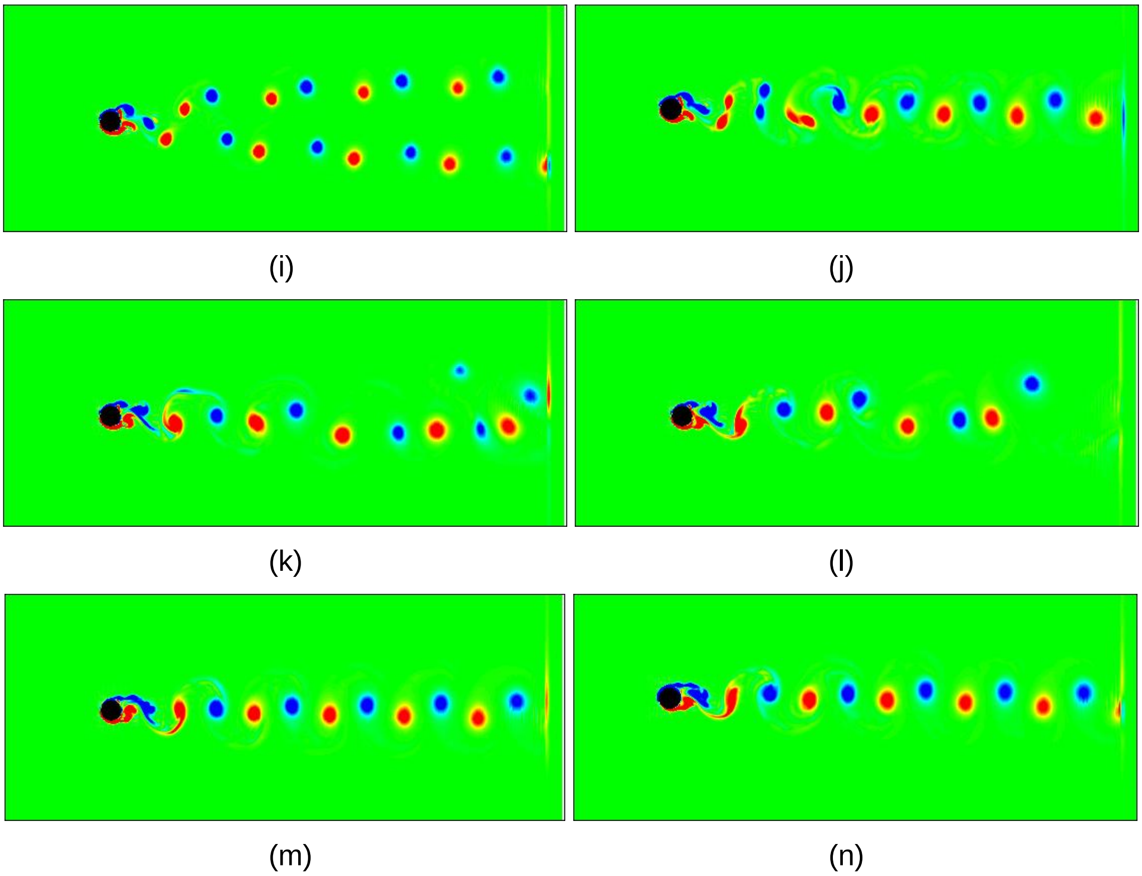


Figura 5.47 – Continuação: i) $f_c = 2{,}5 f_o$; j) $f_c = 3 f_o$; k) $f_c = 3{,}5 f_o$; l) $f_c = 4 f_o$; m) $f_c = 5 f_o$ e n) $f_c = 6 f_o$.

Verifica-se uma esteira em forma de cone, com pares de vórtices em cada lado do cilindro, para $f_c = 2{,}5 f_o$, Fig. 5.47(i). Este modo de geração de vórtices é denominado de '2P', ou seja, dois pares de vórtices a cada ciclo de oscilação. Para $f_c \geq 3 f_o$, verifica-se a união de vórtices de mesmo sinal próximo ao cilindro e, a jusante, eles se reorientam para formar a clássica esteira de Von Kármán.

A Figura. 5.48 apresenta os campos de vorticidade, para $A = 3$ e Re = 1.000. Verifica-se para $f_c = 0{,}5 f_o$, Fig. 5.48(b), um novo modo de geração de vórtices, o qual, conforme citado em Williamson e Jauvtis (2004), é denominado de '2C'. Observa-se, para $f_c < 1{,}5 f_o$, o mesmo padrão de vórtices verificado para $A = 2$. Porém, a esteira elíptica observada para $A = 2$, no intervalo de freqüências $0{,}7 \leq \frac{f_c}{f_o} \leq 1{,}05$, é mais evidente e de maior comprimento para $A = 3$. Para $1{,}5 \leq \frac{f_c}{f_o} \leq 3{,}0$, observa-se um novo padrão de emissão de vórtices, no qual a dupla esteira de vórtices próxima ao cilindro, com vórtices de mesmo sinal em cada linha, se unem após dada distância do cilindro e formam uma única esteira. O comprimento da esteira dupla diminui com o aumento da razão entre as freqüências.

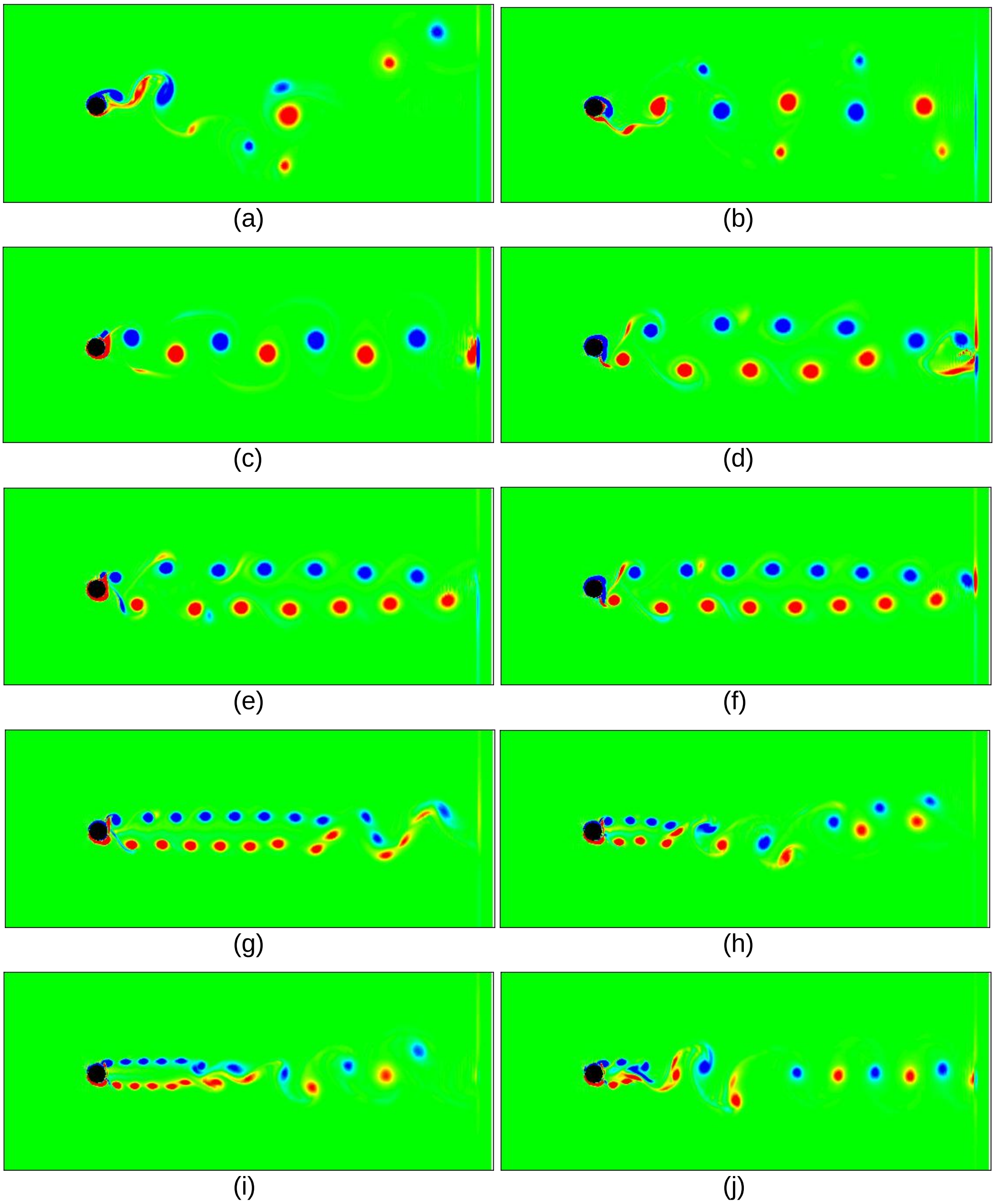
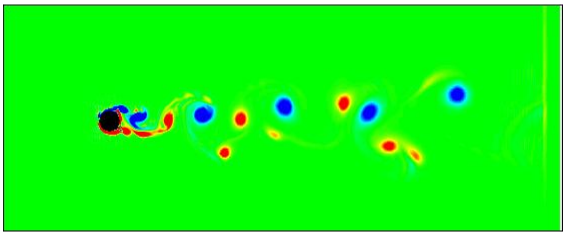
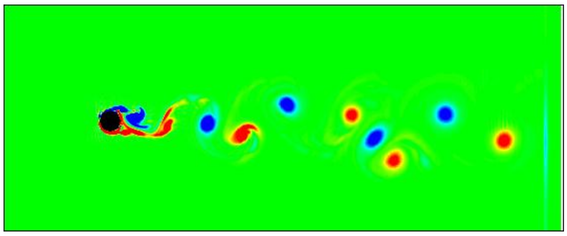


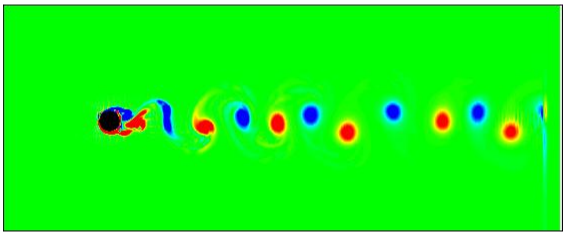
Figura 5.48 – Campos de vorticidade, para $A = 3$ e Re = 1.000: a) $f_c = 0,2 f_o$; b) $f_c = 0,5 f_o$; c) $f_c = 0,6 f_o$; d) $f_c = 0,7 f_o$; e) $f_c = 0,9 f_o$; f) $f_c = 1,05 f_o$; g) $f_c = 1,5 f_o$; h) $f_c = 2 f_o$; i) $f_c = 2,5 f_o$ e j) $f_c = 3 f_o$.



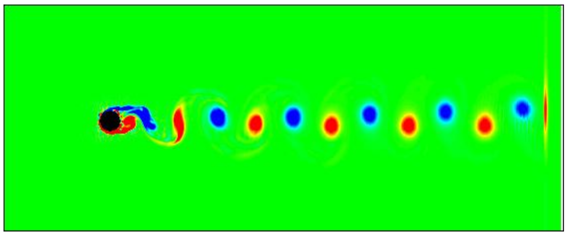
(k)



(l)



(m)



(n)

Figura 5.48 - Continuação: k) $f_c = 3,5 f_o$; l) $f_c = 4 f_o$; m) $f_c = 5 f_o$ e n) $f_c = 6 f_o$.

Não foi verificada, para esta amplitude, a esteira na forma de cone observada para as amplitudes anteriores. Entretanto, para altas f_c / f_o, também se verifica o retorno ao modo '2S' de geração de vórtices, igualmente observado para $A = 1$ e $A = 2$.

A seguir, são apresentadas duas seqüências temporais da vorticidade para 9s de simulação (aproximadamente um ciclo de oscilação), para $A = 3$. É também apresentado um campo de escoamento depois de estabelecido o regime estatisticamente permanente, em t =200s. A Figura 5.49 corresponde a $f_c = 0,5 f_o$ e a Fig. 5.50 a $f_c = 2,5 f_o$. Verifica-se, para os instantes de tempo iniciais, Fig. 5.49, que os vórtices gerados possuem intensidade e tamanhos diferentes. O primeiro vórtice negativo (sentido horário) formado no lado superior do cilindro é desprendido após 4,5s. Neste instante, o primeiro vórtice positivo (sentido anti-horário) começa a adquirir forma, no lado inferior do cilindro, e é advectado aproximadamente após 8,5s. Desconsiderando o primeiro vórtice positivo, dois vórtices de sinais opostos são gerados e desprendidos a cada ciclo de oscilação, o que corresponde a um período duas vezes maior que para o cilindro estacionário, ou seja, $T_c = 2T_o$ (T_c é o período de emissão de vórtices para o cilindro oscilante e T_o é o período de emissão de vórtices para o cilindro estacionário). À medida que o escoamento se desenvolve, observam-se pares de vórtices de mesmo sinal ao longo da esteira, conforme a Fig. 5.49(o).

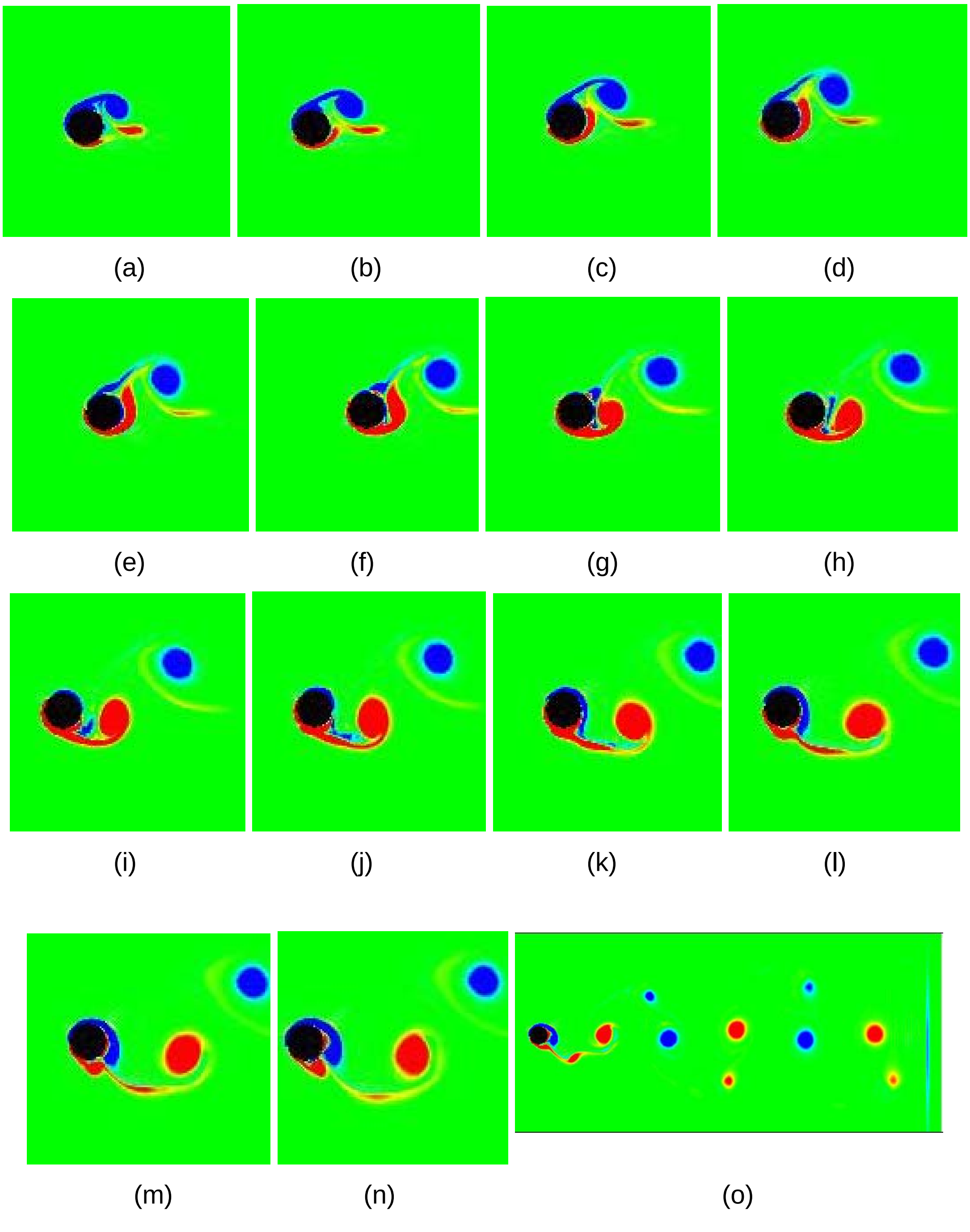


Figura 5.49 – Campos de vorticidade para Re = 1.000, $f_c = 0,5 f_o$ e $A = 3$: a) $t = 2{,}5$s, b) $t = 3$s, c) $t = 3{,}5$s, d) $t = 4$s, e) $t = 4{,}5$s, f) $t = 5$s, g) $t = 5{,}5$s, h) $t = 6$s, i) $t = 6{,}5$s, j) $t = 7$s, k) $t = 7{,}5$s, l) $t = 8$s, m) $t = 8{,}5$s, n) $t = 9$s e o) $t = 200$s.

Com o aumento da freqüência forçada para $f_c = 2,5 f_o$, Fig. 5.50, e conseqüentemente uma redução do ciclo de oscilação $\left(T_c = 2T_o / 5\right)$, verifica-se uma modificação na estrutura do escoamento, resultando em um novo padrão de geração de vórtices. Observa-se que o primeiro vórtice negativo é desprendido para o tempo de aproximadamente 2,5s, enquanto que o vórtice positivo é desprendido em $t=3{,}5$s. Observa-se ainda o emparelhamento de vórtices de mesmo sinal, próximo ao cilindro. Segundo Chou (1997) o fenômeno de emparelhamento depende não apenas do número de Reynolds, mas também da resolução da malha.

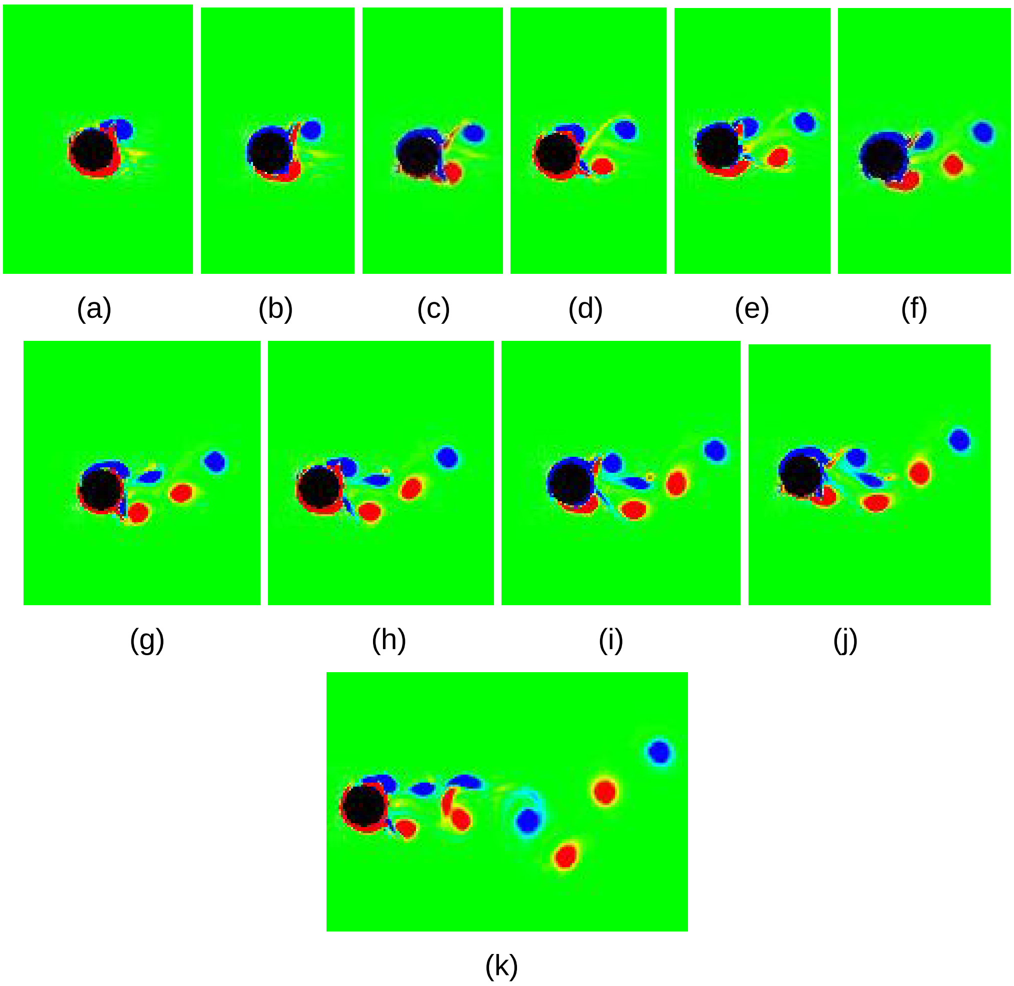
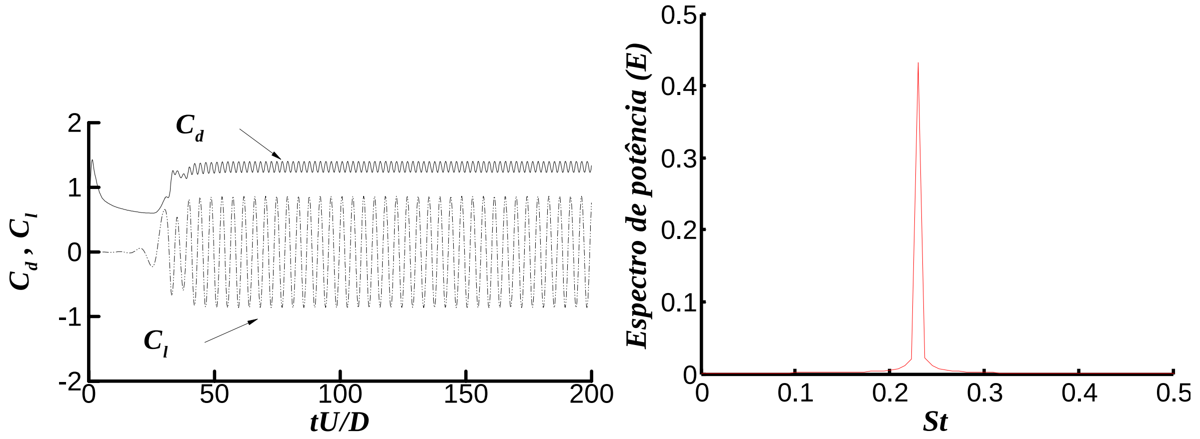


Figura 5.50 – Campos de vorticidade para Re = 1.000, $f_c = 2{,}5 f_o$ e $A=3$: a) t=1,5s, b) t=2s, c) t=2,5s, d) t=3s, e) t=3,5s, f) t=4s, g) t=4,5s, h) t=5s, i) t=5,5s, j) t=6s, e k) t=10s.

5.6.2. Coeficientes de arrasto e de sustentação para as três amplitudes e diferentes razões de freqüência

O fenômeno de geração de vórtices causa flutuações nos coeficientes de arrasto e de sustentação e afeta a dinâmica do escoamento na região da esteira. A Figura 5.51 apresenta a evolução temporal dos coeficientes fluidodinâmicos e o espectro de potência para o cilindro estacionário. Observa-se, na Fig. 5.51(a), que as forças fluidodinâmicas apresentam caráter periódico após um transiente inicial. O escoamento atinge regime permanente após aproximadamente o tempo adimensional de 40 (nove ciclos). O espectro de potência, Fig. 5.51(b), obtido pela Transformada Rápida de Fourier (FFT) do sinal do coeficiente de sustentação, apresenta um único pico de energia, sendo, o Strouhal igual a 0,23.



(a) (b)

Figura 5.51 – a) Evolução temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação e b) espectro de potência do sinal do coeficiente de sustentação, para cilindro estacionário e $\mathrm{Re} = 1.000$.

A Figura 5.52 mostra os coeficientes de arrasto e de sustentação para o cilindro em rotação-oscilação em torno de seu próprio eixo, para as razões de freqüência variando entre $0,2 \leq f_c f_o \leq 6,0$. Conforme pode ser visto nestas figuras, o transiente inicial, antes de se estabelecer o padrão de escoamento, é diferente do transiente observado para o cilindro estacionário. Isso se deve ao fato que a amplitude de oscilação do cilindro pode acelerar o processo de geração de vórtices, de modo que o escoamento atinja o regime permanente mais rapidamente. Na Figura 5.52(a), visualiza-se, através da curva do C_l, que não existe uma variação do tipo senoidal, como observado para cilindro estacionário. Considerando que cada pico na curva do coeficiente de sustentação corresponde a um vórtice, a Fig. 5.52(a) sugere que há dezoito grandes vórtices na esteira ou nove ciclos de oscilação $\left(T_c = 5T_o\right)$, até o tempo adimensional de 200. Portanto, um vórtice é gerado a cada meio ciclo de oscilação. Com o aumento da razão de freqüência para $f_c = 0,5 f_o$, Fig. 5.52(b), houve uma mudança no comportamento do coeficiente de sustentação. Observa-se um maior número de vórtices para o mesmo tempo adimensional, uma vez que o período de oscilação do cilindro reduziu.

Para $f_c \leq 0,7\, f_o$, observa-se que as amplitudes das flutuações dos coeficientes de sustentação (Figs. 5.52(a) a (d)) são maiores que a amplitude de flutuação obtida para o cilindro estacionário, Fig. 5.51(a). O aumento da razão das freqüências para uma dada amplitude pode reduzir de forma considerável o número de ciclos de oscilação necessários para o escoamento atingir o regime permanente. Por exemplo, para as Figs 5.52(e) e (f), foram necessários 23 e 15 ciclos de oscilação, respectivamente, para a obtenção do padrão estatisticamente permanente. Contudo, como já comentado anteriormente, nem todas as razões de freqüências e amplitudes apresentam um transiente antes de se obter um padrão estável. Verifica-se que as flutuações do C_l, para $f_c = 1,5\, f_o$ e $f_c = 2\, f_o$, Figs. 5.52(g) e (h), se tornam irregulares. É interessante destacar a ocorrência da transição do modo de geração de vórtices ‘2S’ ($f_c = 1,05\, f_o$), melhor visualizado na Fig. 5.46(g), para o modo ‘P+S’, ($f_c = 2,5\, f_o$) apresentado na Fig. 5.46(j).

À medida que a freqüência forçada se distancia da freqüência de geração de vórtices para cilindro estacionário $f_c \geq 3,5\, f_o$, (Figs. 5.52(k) a (n)) a flutuação da força de sustentação fica aproximadamente igual à do cilindro estacionário. Isso provavelmente seja devido aos vórtices de pequenas escalas que se formam próximo ao cilindro e ao retorno do padrão de escoamento. Observa-se, para $f_c = 4\, f_o$, Fig. 5.52(l), que o coeficiente de sustentação apresenta oscilações de diferentes amplitudes. Esse comportamento pode estar relacionado ao movimento oscilante da esteira, conforme mostrado através dos campos de vorticidade para os tempos adimensionais $T = tU / D$ de 110, 120 e 170, apresentados na Fig. 5.53.

Ressalta-se que a mudança no modo de emissão de vórtices influencia as séries temporais dos coeficientes fluidodinâmicos. Isto pode ser verificado, por exemplo, na transição do modo ‘2S’ para o modo ‘P+S’, cujas distribuições são dadas na Fig. 5.52(f) (correspondente ao modo ‘2S’), nas Figs. 5.52(g) e (h) correspondentes à transição entre os dois modos (‘2S’ e ‘P+S’) e na Fig. 5.52(i) correspondente ao modo ‘P+S’.

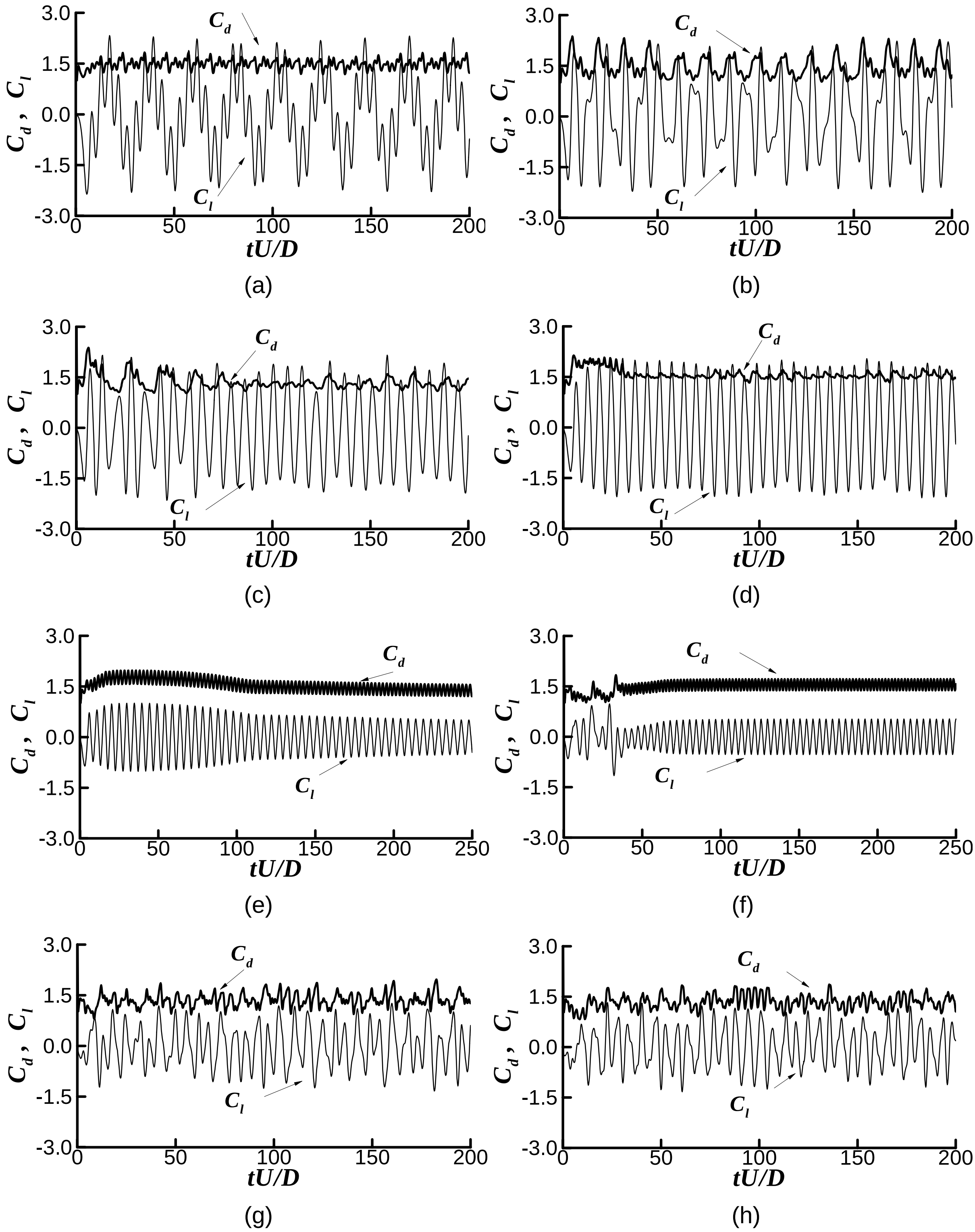


Figura 5.52 – Evolução temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação para Re = 1.000 e $A=1$: a) $f_c = 0,2\,f_o$; b) $f_c = 0,5\,f_o$; c) $f_c = 0,6\,f_o$; d) $f_c = 0,7\,f_o$; e) $f_c = 0,9\,f_o$; f) $f_c = 1,05\,f_o$; g) $f_c = 1,5\,f_o$ e h) $f_c = 2\,f_o$.

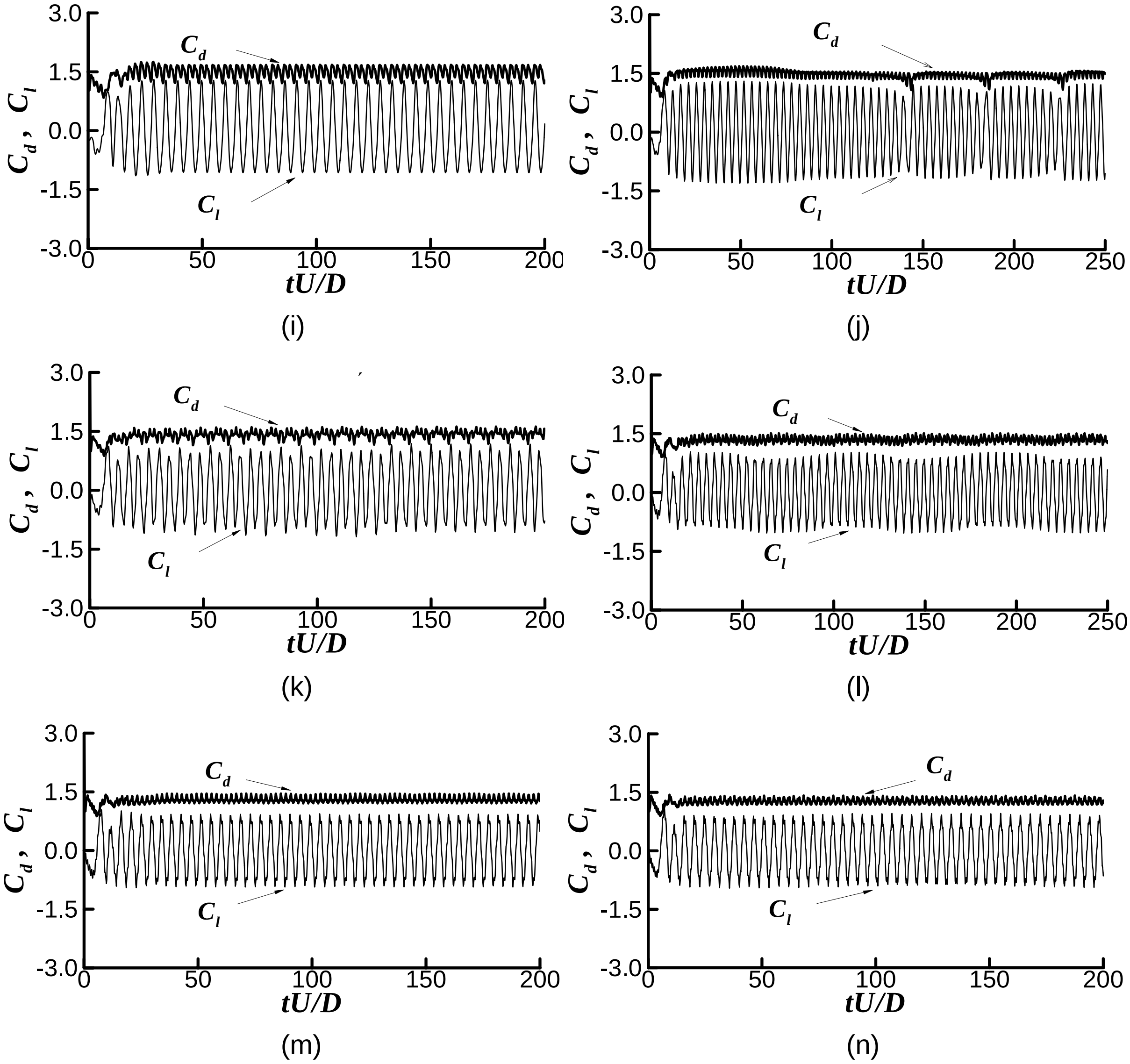
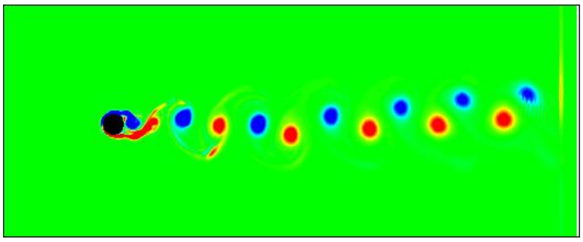


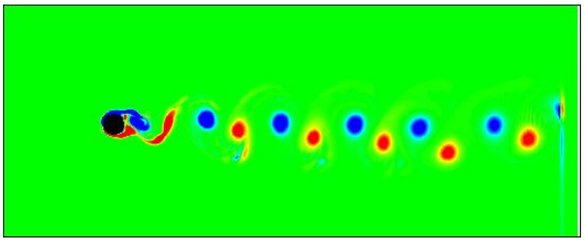
Figura 5.52 – Continuação: i) $f_c = 2{,}5 f_o$; j) $f_c = 3 f_o$; k) $f_c = 3{,}5 f_o$; l) $f_c = 4 f_o$; m) $f_c = 5 f_o$ e n) $f_c = 6 f_o$.

Vê-se claramente, que as distribuições para os modos ‘2S’ e ‘P+S’ são bem comportadas, ressaltando que o escoamento atinge o regime estatisticamente permanente mais rapidamente para o modo ‘P+S’ que para o modo ‘2S’. Por outro lado, as séries temporais relacionadas à transição entre os dois modos (‘2S’ e ‘P+S’) se apresentam mais desorganizadas.

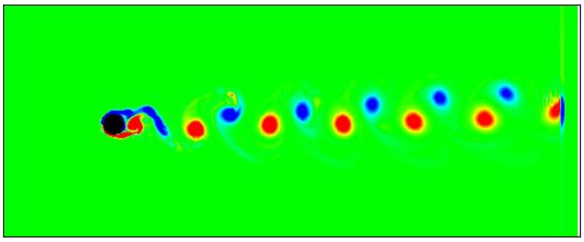
Vale comentar, também, que os coeficientes de arrasto apresentam diferentes comportamentos, de acordo com as razões de freqüências. Estes coeficientes são apresentados neste item com o intuito ilustrativo, porém o comportamento médio, bem como a variação da amplitude dos coeficientes fluidodinâmicos com f_c / f_o serão discutidos posteriormente, para todas as amplitudes de oscilação.



(a)



(b)



(c)

Figura 5.53 – Campos de vorticidade para Re = 1.000, $f_c = 4 f_o$ e $A = 1$: a) $T = 110$, b) $T = 120$ e c) $T = 170$.

A Figura 5.54 mostra a série temporal dos coeficientes fluidodinâmicos para $A = 2$ e diferentes valores de f_c. Para $f_c = 0,2 f_o$, Fig. 5.54(a), observa-se que o coeficiente de sustentação apresentou comportamento semelhante ao observado para igual razão de freqüência e $A = 1$. Levando-se em conta os picos negativos e positivos, a evolução temporal do C_l sugere a existência de dezoito grandes vórtices para o tempo adimensional de 200. Nota-se para $f_c \le 0,6 f_o$, Figs. 5.54(a) a (c), que a amplitude da flutuação do coeficiente de sustentação aumentou, em comparação com as mesmas razões de frequências e $A = 1$. Para $f_c \ge 0,7 f_o$, verifica-se uma redução na amplitude das flutuações da sustentação, em comparação com as f_c / f_o anteriores. Nota-se, ainda, uma mudança no comportamento do C_l com o aumento de f_c. Observa-se para $f_c = 2 f_o$, Fig. 5.54(h), que o

C_l tornou-se mais irregular. Esta mudança pode estar relacionada ao processo de emparelhamento dos vórtices de mesmo sinal próximo ao cilindro, como pode ser visto na Fig. 5.47(h). Para $f_c = 2,5 f_o$, Fig. 5.54(i), a amplitude do C_l volta a aumentar em relação às razões de freqüências anteriores. Foram necessários oito ciclos de oscilação do cilindro para as flutuações da sustentação adquirirem um caráter periódico de geração de vórtices. Com o aumento da razão de freqüência para $f_c = 3 f_o$, Fig. 5.54(j), o comportamento periódico foi atingido após dezoito ciclos de oscilação do cilindro. O menor número de ciclos de oscilação, Fig. 5.54(i), pode estar relacionado ao modo '2P' de geração de vórtices Fig. 5.47(i), enquanto que, para $f_c \geq 3,0 f_o$, se verifica o emparelhamento de vórtices de pequenas escalas próximo ao cilindro, com formação de vórtices de maior escala, a jusante do cilindro. Para altas razões de freqüências, Figs. 5.54(k) a (n), o comportamento é semelhante ao observado para $A = 1$.

Serão agora analisados os escoamentos para $A = 3$. Para $f_c = 0,2 f_o$, Fig. 5.55(a), ainda existem dobras na flutuação do C_l. Provavelmente isso se deve às freqüências harmônicas de f_c, observadas quando se determina o espectro de potência do sinal do C_l, o que será visto nas seções seguintes. Mais uma vez, verifica-se um aumento na amplitude do coeficiente de sustentação, com o aumento da amplitude de oscilação para baixas razões de freqüências, Figs. 5.55(a) e (b). Para $f_c = 0,6 f_o$, Fig. 5.55(c), a amplitude de C_l sofre uma redução, comparada às razões de freqüências inferiores. Vale ressaltar que o aumento da razão das freqüências nem sempre reduz de forma considerável o número de ciclos de oscilação necessários para o escoamento atingir o regime permanente. Tomando como exemplo as simulações referentes às Figs. 5.55(e) e (f), verifica-se que são necessários aproximadamente seis e quatro ciclos de oscilação, respectivamente, para o escoamento se tornar estável. Em contrapartida, a redução no número de ciclos é mais significativa quando se considera uma dada freqüência, por exemplo, $f_c = 0,9 f_o$ e se varia a amplitude. Foram necessários 23, 17 e 6 ciclos de oscilação para as amplitudes $A = 1$, $A = 2$ e $A = 3$, respectivamente. Como já comentado anteriormente, para altas razões de freqüência, Figs. 5.55(l) a (n), a amplitude do coeficiente de sustentação fica aproximadamente igual à do cilindro estacionário.

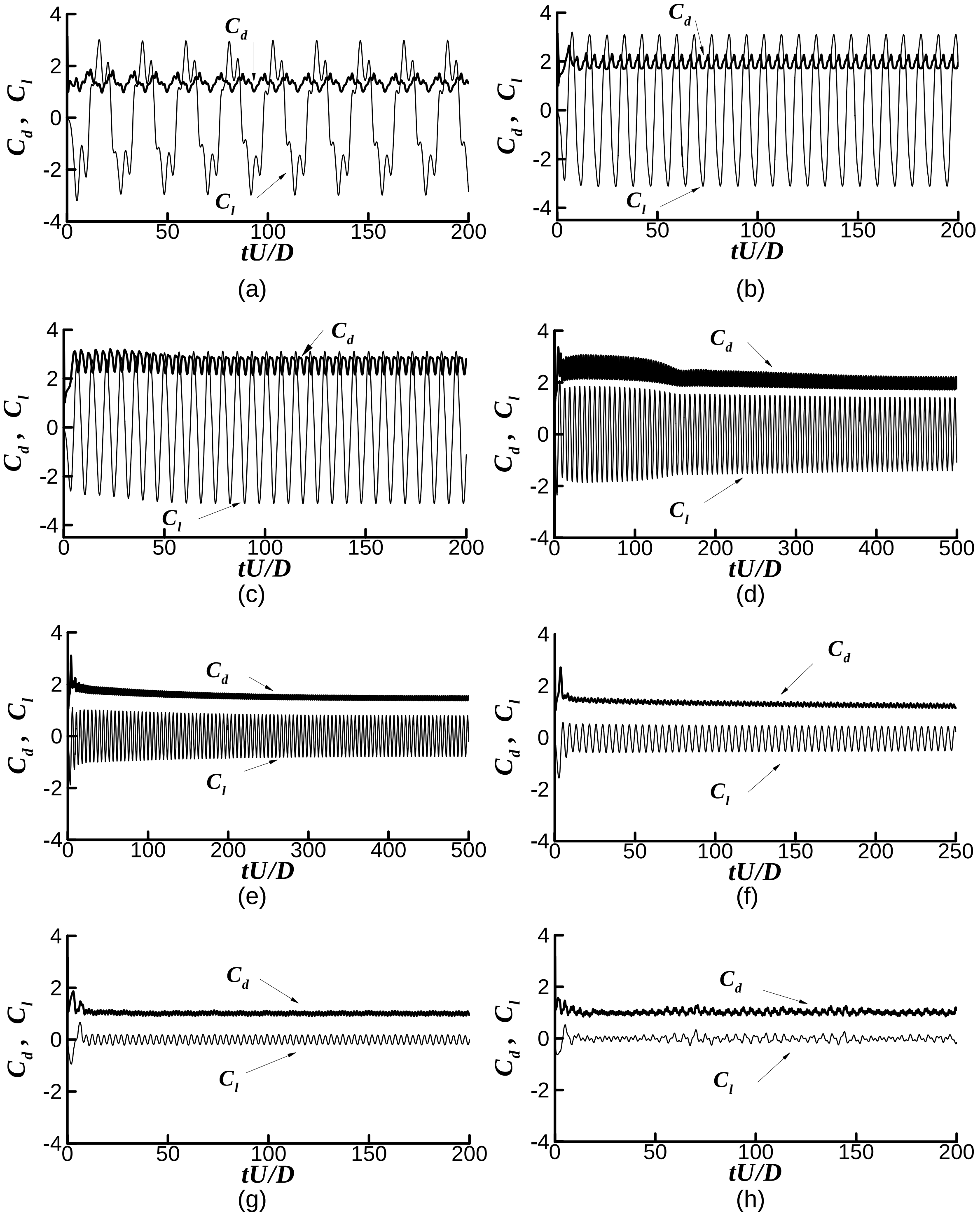


Figura 5.54 – Evolução temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação para Re = 1.000 e $A = 2$: a) $f_c = 0,2\, f_o$; b) $f_c = 0,5\, f_o$; c) $f_c = 0,6\, f_o$; d) $f_c = 0,7\, f_o$; e) $f_c = 0,9\, f_o$; f) $f_c = 1,05\, f_o$; g) $f_c = 1,5\, f_o$ e h) $f_c = 2\, f_o$.

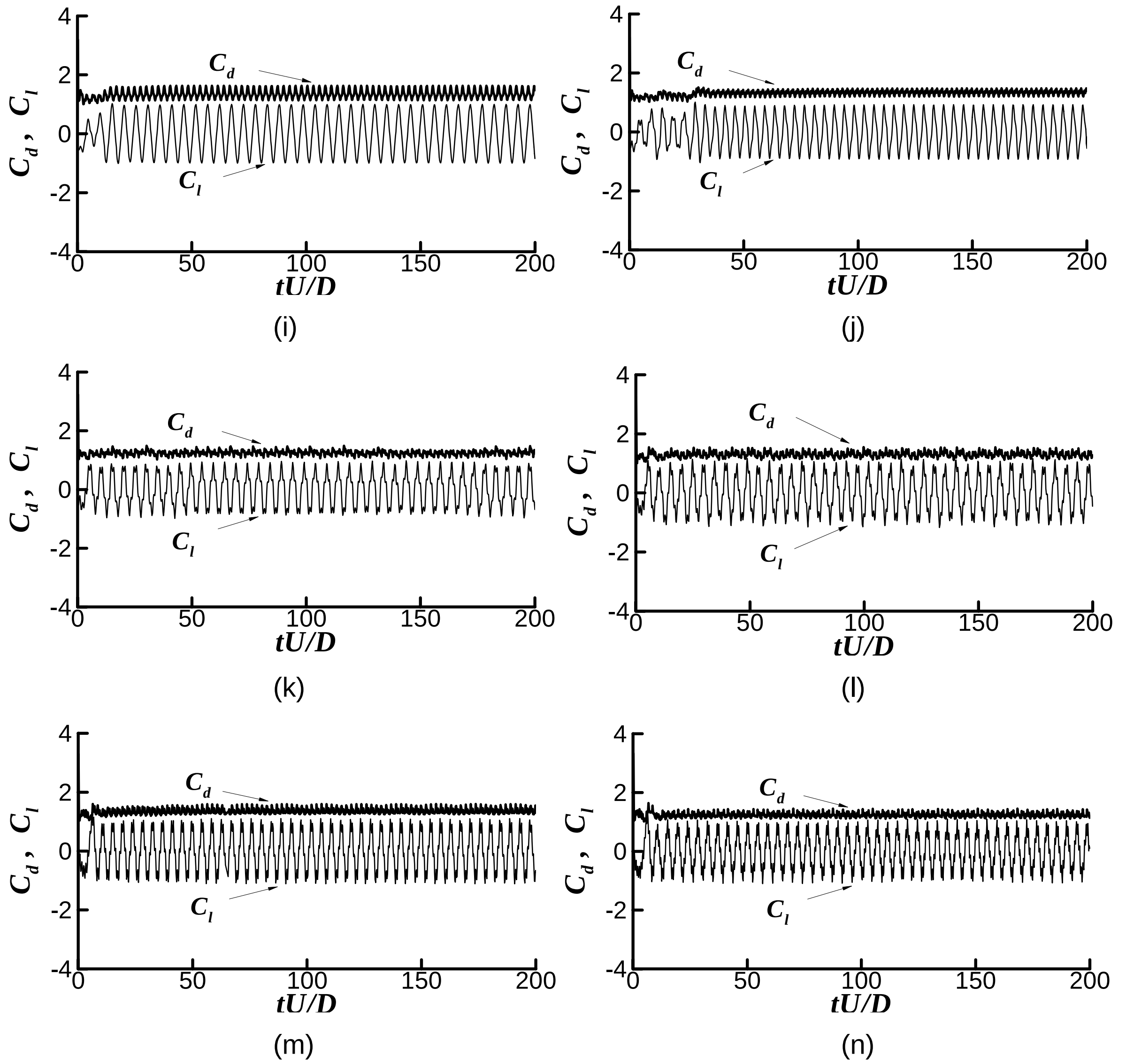


Figura 5.54 – Continuação: i) $f_c = 2{,}5\,f_o$; j) $f_c = 3\,f_o$; k) $f_c = 3{,}5\,f_o$; l) $f_c = 4\,f_o$; m) $f_c = 5\,f_o$ e n) $f_c = 6\,f_o$.

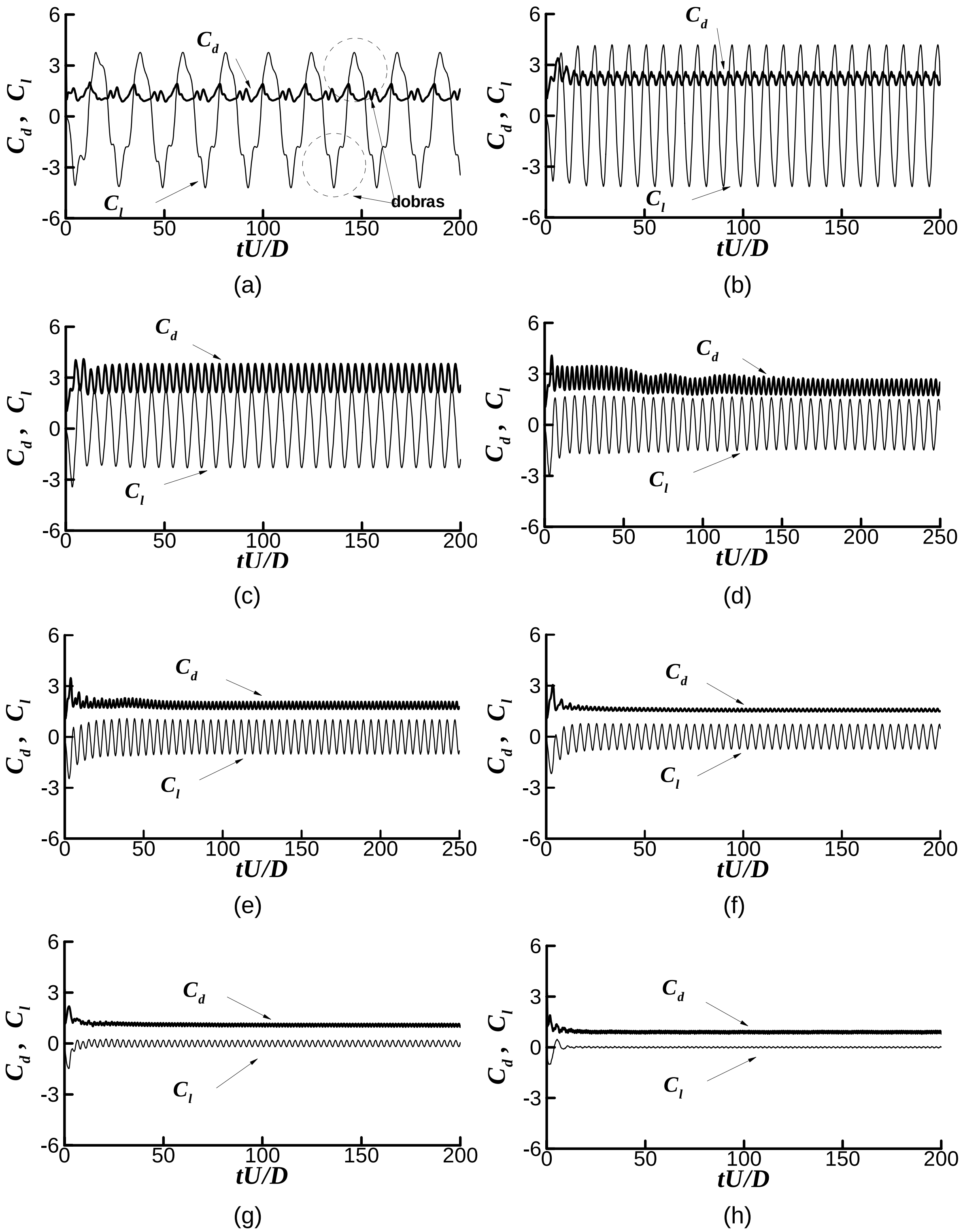


Figura 5.55 – Evolução temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação para Re = 1.000 e $A = 3$: a) $f_c = 0,2 f_o$; b) $f_c = 0,5 f_o$; c) $f_c = 0,6 f_o$; d) $f_c = 0,7 f_o$; e) $f_c = 0,9 f_o$; f) $f_c = 1,05 f_o$; g) $f_c = 1,5 f_o$ e h) $f_c = 2 f_o$.

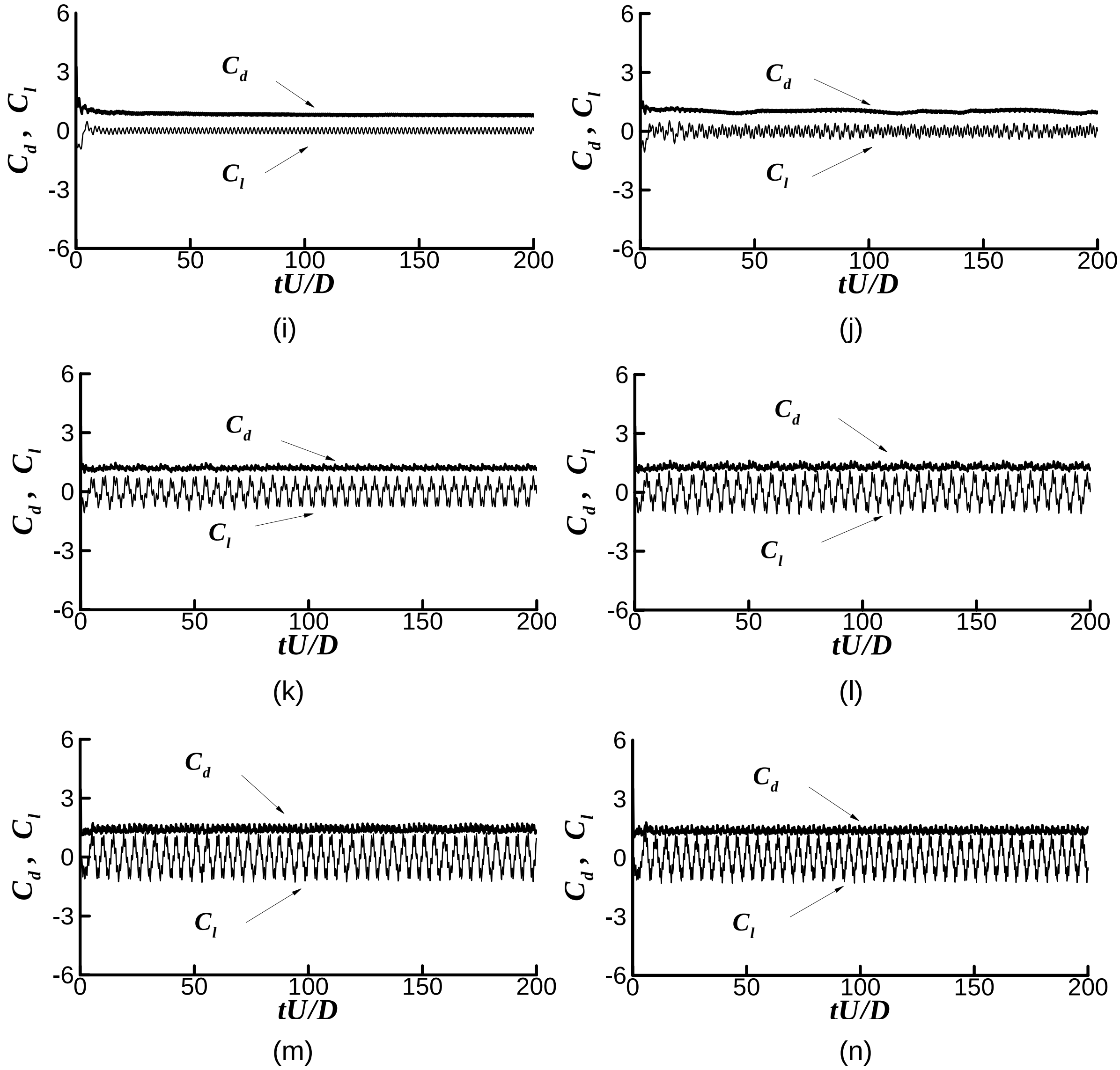


Figura 5.55 – Continuação: i) $f_c = 2{,}5 f_o$; j) $f_c = 3 f_o$; k) $f_c = 3{,}5 f_o$; l) $f_c = 4 f_o$; m) $f_c = 5 f_o$ e n) $f_c = 6 f_o$.

Uma possível explicação para a variação na amplitude da flutuação do coeficiente de sustentação, observada para as razões de freqüência $f_c = 1{,}5 f_o$, $f_c = 2 f_o$ e $f_c = 2{,}5 f_o$, Figs. 5.55(g) a (i), é dada através dos campos de vorticidade, Figs. 5.56(a) a (c). Nota-se que a esteira dupla de vórtices na região próxima ao cilindro possui comprimentos diferentes, levando a variações nas amplitudes das flutuações. Para as três razões de frequências, ocorre o emparelhamento de vórtices de mesmo sinal ao final da dupla esteira e a formação da clássica esteira de Von Kármán, após a fusão das duas alas turbilhonares. Também é apresentado o campo de vorticidade relacionado à maior amplitude de oscilação obtida para $A = 3$, Fig. 5.56(d). A esteira é composta por pares de vórtices de mesmo sinal, com grandes espaçamentos longitudinal e transversal entre os vórtices. Provavelmente esta seja a causa da máxima amplitude obtida para $A = 3$.

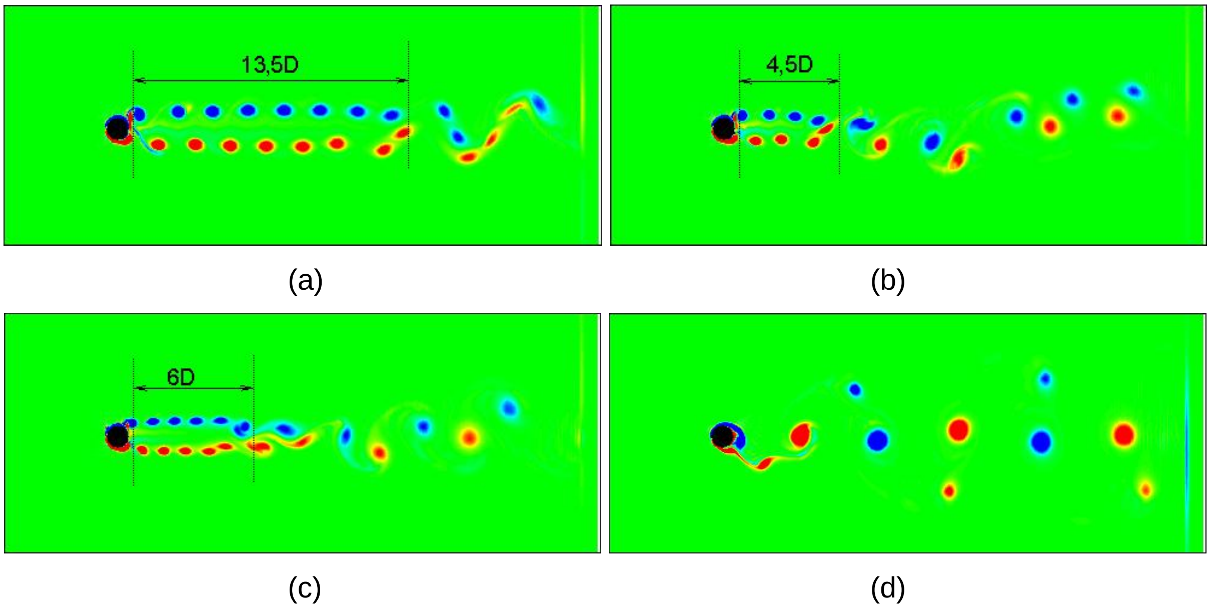


Figura 5.56 – Campos de vorticidade para Re = 1.000 e $A = 3$: a) $f_c = 1,5 f_o$; b) $f_c = 2 f_o$; c) $f_c = 2,5 f_o$ e d) $f_c = 0,5 f_o$.

A Figura 5.57 mostra, quantitativamente, as amplitudes das flutuações dos coeficientes fluidodinâmicos em função das razões de freqüências, já comentadas no item 5.6.2. As amplitudes foram obtidas pela média quadrática (rms) dos respectivos sinais, para as diferentes amplitudes de oscilação do cilindro. Observa-se, para todas as amplitudes de oscilação, que as amplitudes relacionadas aos coeficientes de arrasto apresentam um valor máximo, após o qual diminui, mantendo-se aproximadamente constante para altos valores de razões de frequências. As máximas amplitudes ocorreram para $f_c = 0,5 f_o$ e $A = 1$ e $f_c = 0,6 f_o$ para $A = 2$ e $A = 3$. Do mesmo modo, as amplitudes das flutuações dos coeficientes de sustentação apresentam um valor máximo, após o qual reduz e mantêm-se aproximadamente constantes para altas f_c / f_o. Esse valor máximo aumenta com o aumento da amplitude de oscilação e ocorre para $f_c = 0,7 f_o$ e $A = 1$ e $f_c = 0,5 f_o$ para $A = 2$ e $A = 3$.

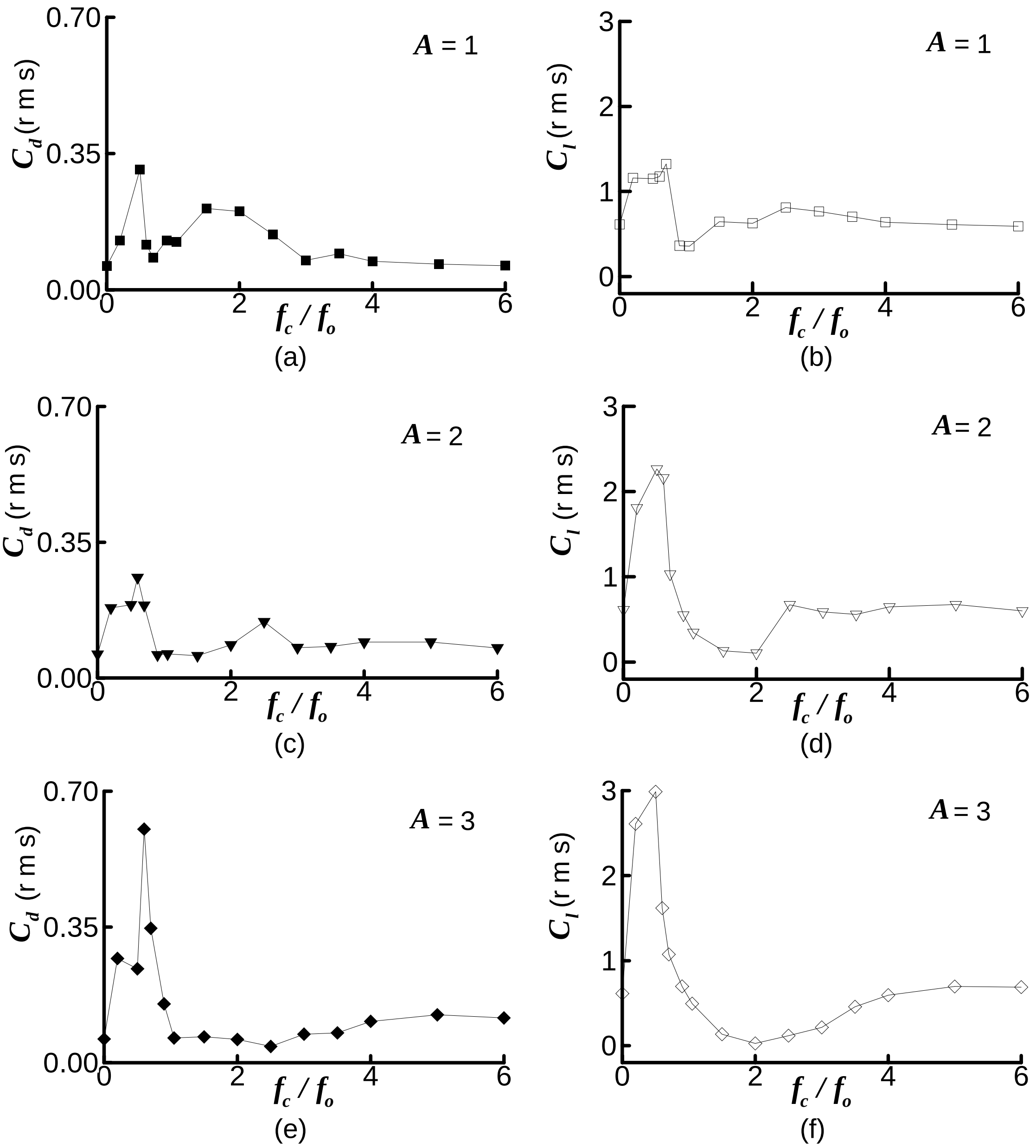


Figura 5.57 – Amplitudes das flutuações do arrasto e da sustentação em função das razões de freqüências para Re = 1.000*:* a) e b) $A=1$, c) e d) $A=2$ e e) e f) $A=3$.

O comportamento do coeficiente de arrasto médio (C_d) em função da razão das freqüências é comparado com os resultados numéricos de Cheng et al. (2001b), Chou (1997) e Lu e Sato (1996). A Figura. 5.58(a) corresponde a $A=1$, a Fig. 5.58(b) corresponde a $A=2$ e a Fig. 5.58(c) corresponde a $A=3$. Verifica-se que o coeficiente de arrasto médio apresenta altos valores no regime de ressonância, ou *lock-in,* para todas as amplitudes e baixos valores fora deste regime. O aumento e a redução do C_d em função da razão das freqüências são bem preditos na literatura. Os resultados do presente trabalho apresentam boa concordância com os demais autores, para razões de freqüências no intervalo de ressonância. Para altos valores de f_c / f_o, têm-se maiores diferenças entre os resultados do presente trabalho e os resultados de Cheng et al. (2001b), para todas as amplitudes. Vale lembrar que foi utilizado o modelo de Smagorinsky para tais simulações. Esse modelo resolve bem o escoamento afastado do cilindro, porém, é deficiente na resolução de escoamentos próximos a paredes. Dessa forma, uma vez que a viscosidade próxima ao corpo aumenta, o arrasto tenderá a aumentar. Como o escoamento é bidimensional, o mais coerente seria a resolução do mesmo sem modelagem de turbulência ou com um modelo híbrido que resolva bem a região próxima ao corpo.

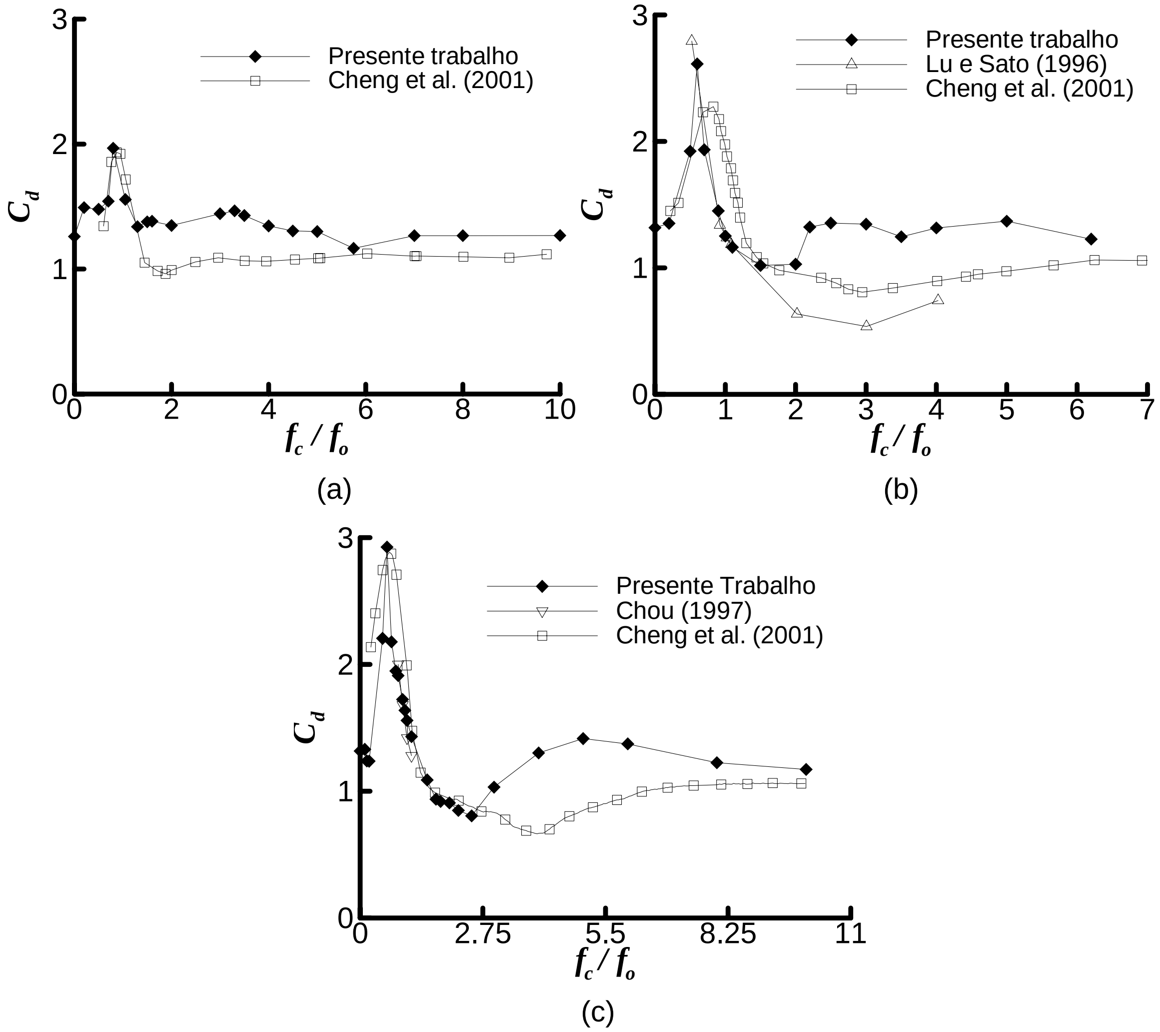


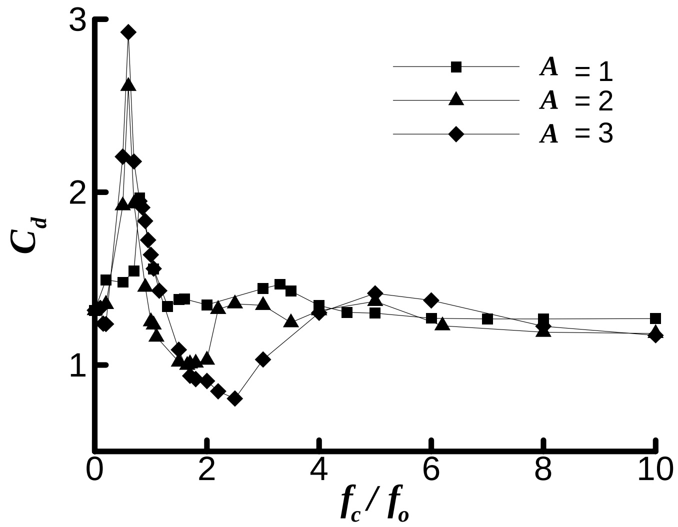
Figura 5.58 – Coeficiente de arrasto médio versus f_c / f_o para Re = 1.000: a) $A = 1$; b) $A = 2$ e c) $A = 3$.

Por outro lado, considerando que, a uma determinada freqüência, a esteira de vórtices adquire a configuração e a freqüência da esteira clássica de Von Kármán, é de se esperar também que o arrasto tenda a ser próximo do valor correspondente ao obtido para o cilindro estacionário (C_d = 1,32) conforme Fig. 5.58.

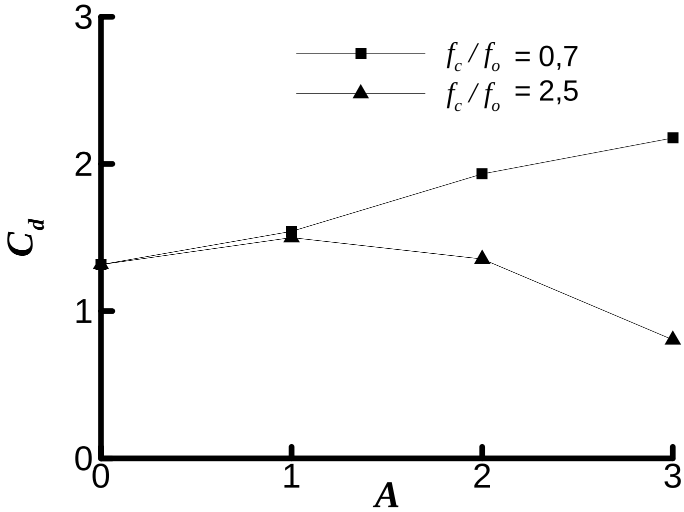
Segundo Srinivas e Fujisawa (2003), é necessário analisar a discrepância na literatura em relação ao comportamento do C_d, para números de Reynolds no intervalo de 1.000 a 3.000. O mecanismo de redução do arrasto é causado pelo efeito combinado da freqüência forçada e da amplitude de oscilação do cilindro, devido à modificação da esteira de vórtices e ao ponto de separação do escoamento. O comportamento de aumento e redução no C_d também pode ser analisado através do C_p, como será visto no item 5.6.4 e também foi observado por outros autores, inclusive a outros números de Reynolds e amplitudes (FUJISAWA et al., 2005; SRINIVAS e FUJISAWA, 2003 e CHENG et al., 2001b).

A Figura 5.59(a) apresenta os valores médios do coeficiente de arrasto em função da razão das freqüências, para as três amplitudes estudadas. Observa-se, para $A=1$, que o máximo valor de C_d ocorreu para $f_c = 0,8 f_o$. Não foi verificado, para a curva correspondente a $A=1$, um valor mínimo para C_d. Os valores médios apresentam pequenas variações para $f_c \geq 4,0 f_o$, sendo a menor diferença em relação ao valor obtido para o cilindro estacionário $(C_d = 1,32)$, de 3,76% para $f_c = 7 f_o$. Com o aumento da amplitude de oscilação do cilindro de $A=1$ para $A=2$, verifica-se que o pico correspondente ao máximo valor do arrasto se move para a esquerda, enquanto que o aumento de $A=2$ para $A=3$ o valor máximo ocorreu para a mesma razão de freqüência, $f_c = 0,6 f_o$. Este comportamento foi também verificado por Srinivas e Fujisawa (2003). Para $A=2$ e $A=3$, observa-se na curva correspondente a cada amplitude, um valor mínimo para o coeficiente de arrasto médio. Fazendo uma comparação destes valores, com o valor obtido para o caso estacionário $(C_d = 1,32)$, a maior redução obtida para o caso com rotação-oscilação foi de 24,13% para $A=2$ e de 38,8% para $A=3$. As razões de freqüências para as quais se obteve a máxima redução no arrasto foram $f_c = 1,65 f_o$ e $f_c = 2,5 f_o$, para as amplitudes $A=2$ e $A=3$, respectivamente. Para altas razões de freqüência, os valores médios do coeficiente de arrasto permanecem praticamente os mesmos. Ressalta-se que a redução do valor médio do arrasto se torna mais significativa com o aumento da amplitude de oscilação, porém isto não se verifica para todas as razões de frequências.

A Figura 5.59(b) mostra o comportamento do arrasto médio em função das amplitudes para duas razões de freqüências. Observa-se que os valores médios do coeficiente de arrasto apresentaram aproximadamente o mesmo valor para $A<1$. Com o aumento da amplitude de oscilação, verifica-se um aumento no valor médio do arrasto para a menor freqüência forçada, $f_c = 0,7\,f_o$, e uma redução para a maior freqüência, $f_c = 2,5\,f_o$. Fica evidente que a amplitude e a freqüência de oscilação exercem um papel importante no comportamento das forças fluidodinâmicas atuantes no corpo imerso. Dependendo do valor da amplitude, o arrasto mínimo pode ser em torno da metade ou mesmo de um terço do valor do caso estacionário (SRINIVAS e FUJISAWA, 2003).



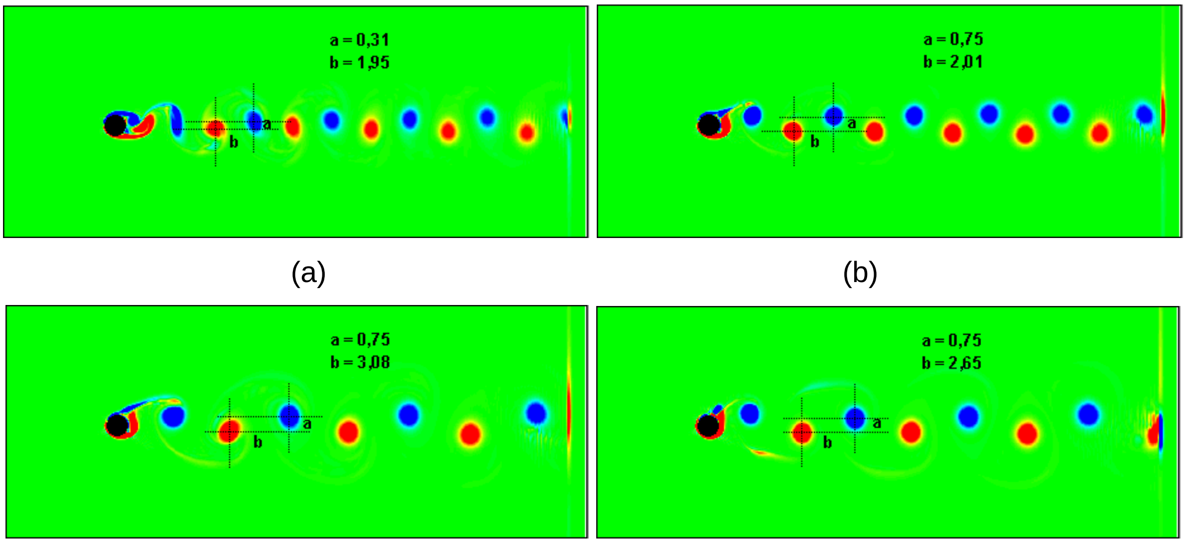
(a)



(b)

Figura 5.59 – a) Coeficiente médio de arrasto em função de f_c / f_o e b) da amplitude. Re = 1.000.

O modo de geração de vórtices no qual ocorreram os máximos valores de C_d foi o modo ‘2S’, cujo espaçamento longitudinal e lateral entre os vórtices para o cilindro oscilante é maior que para o caso estacionário. A Figura 5.60 apresenta os campos de vorticidade para as razões de freqüências de máximo C_d onde **a** indica o espaçamento transversal de centro a centro dos vórtices e **b** o espaçamento longitudinal. Teve-se como intuito verificar a dependência do arrasto em função dos espaçamentos entre os vórtices. Verifica-se um aumento considerável em **b** com o aumento da amplitude de $A=1$ para $A=2$. Com posterior aumento para $A=3$, a diferença entre os espaçamentos longitudinais foi menos significativa. Por outro lado, **a** foi igual para as três amplitudes. Isto leva a deduzir que o arrasto sobre o cilindro é dependente do espaçamento longitudinal entre os vórtices, e é menos dependente do espaçamento transversal.



(a) (b)

(c) (d)

Figura 5.60 – Representação dos espaçamentos longitudinal e transversal entre os vórtices: a) estacionário; b) $A=1$ e $f_c=0,8f_o$; c) $A=2$ e $f_c=0,6f_o$ e d) $A=3$ e $f_c=0,6f_o$.

5.6.3. Influência da amplitude de oscilação e da freqüência de oscilação forçada na freqüência de desprendimento de vórtices.

As Figuras 5.61 a 5.63 apresentam os espectros de potência, obtidos dos sinais do coeficiente de sustentação (E_{C_ℓ}), para os mesmos intervalos de freqüências e amplitudes do cilindro do item anterior. Os picos de freqüência mais energizados serão denominados por St_1 e St_2, onde St_1 será considerado igual à freqüência adimensional correspondente à oscilação do cilindro $St_c = f_c D/U$. Quando o espectro de potência contiver apenas um pico de energia dominante tem-se o fenômeno de ressonância, ou seja, o cilindro está oscilando com uma freqüência igual à freqüência de geração de vórtices. Vale lembrar, que os picos de energia correspondentes aos harmônicos não foram considerados no presente trabalho.

Para $A = 1$ e $f_c = 0,2 f_o$, Fig. 5.61(a), o espectro de potência apresenta dois picos de freqüências proeminentes. O pico secundário, de menor energia, possui uma freqüência igual à $St_2 = 0{,}22$, o que é 97% de $St_o = 0{,}23$ (freqüência adimensional para o cilindro estacionário). Os níveis de energia correspondentes aos picos de freqüências denominados por St_1, aumentam com o aumento da amplitude de oscilação do cilindro, como será visto posteriormente, enquanto que, os níveis de energia correspondentes a St_2 diminuem. Com o aumento da razão de freqüência para $f_c = 0,5 f_o$, Fig. 5.61(b), nota-se também dois picos de frequências dominantes. Observa-se que houve uma redução no nível de energia da freqüência St_2 (pico secundário), cujo valor da frequência é 83% de $St_o = 0{,}23$. Enquanto que, comparando as Figs. 5.61(a) e (b), os picos de freqüências correspondentes a St_1 possuem aproximadamente a mesma energia. Segundo Lee e Lee (2006), para baixa amplitude de oscilação do cilindro, quando o espectro apresenta duas freqüências, sendo uma delas com valor correspondente à St_1, têm-se o regime de transição a uma baixa relação f_c / f_o.

Nos espectros de potência, para $0{,}6 \leq f_c / f_o \leq 1{,}05$, dados pelas Figs 5.61(c) a (f), observa-se apenas um pico de freqüência. Têm-se, nesse caso, o regime *lock-in*. Segundo Lee e Lee (2006), à medida que a amplitude de oscilação diminui, o intervalo *lock-in* também diminui, até que determinada amplitude limite seja alcançada. Abaixo dessa amplitude limite, o fenômeno *lock-in* ocorre apenas para $St_c = St_o$ (frequência adimensional de oscilação do cilindro igual à frequência adimensional para o cilindro estacionário). Verifica-se no início do regime *lock-in*, Figs. 5.61(c) e (d), um aumento no nível de energia, com posterior redução, à medida que se aumenta a relação f_c / f_o. Conseqüentemente, este aumento e redução na energia do pico de freqüência também refletem no coeficiente de arrasto médio (visto no item anterior), que atinge seu valor máximo em $f_c = 0,8 f_o$, ($C_d = 1{,}97$), sofrendo em seguida uma redução. Para $1{,}5 \leq f_c / f_o \leq 2{,}0$, Figs. 5.61(g) e (h), observa-se mais de um pico de freqüência no espectro, o que indica o fim do regime *lock-in*. Vale lembrar, que neste intervalo, ocorre a transição para o modo de geração de vórtices 'P+S' (visualizado nas Figs. 5.46(h) e (i)).

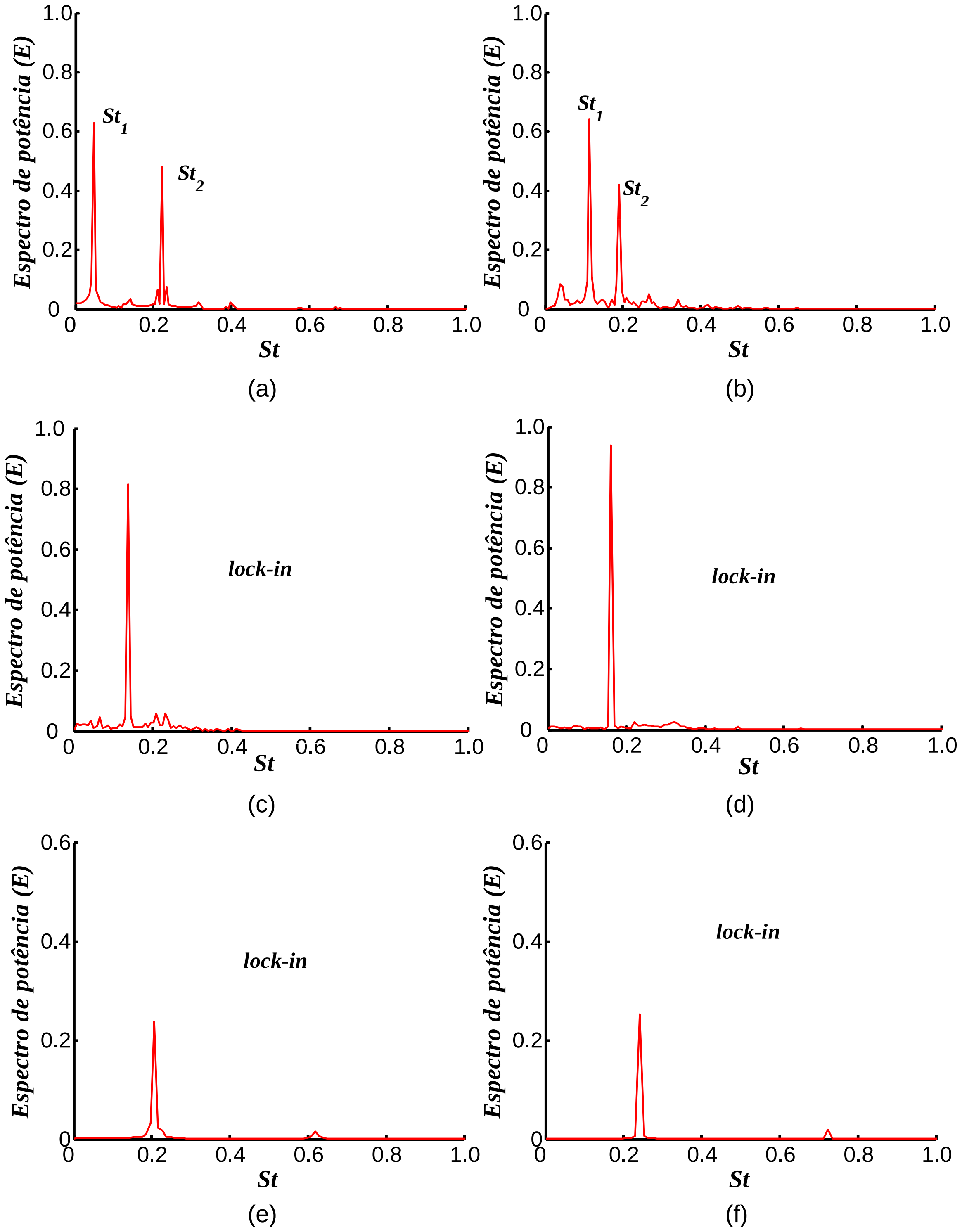


Figura 5.61 – Espectros de potência do coeficiente de sustentação para Re = 1.000 e $A = 1$: a) $f_c = 0,2\,f_o$; b) $f_c = 0,5\,f_o$; c) $f_c = 0,6\,f_o$; d) $f_c = 0,7\,f_o$; e) $f_c = 0,9\,f_o$ e f) $f_c = 1,05\,f_o$.

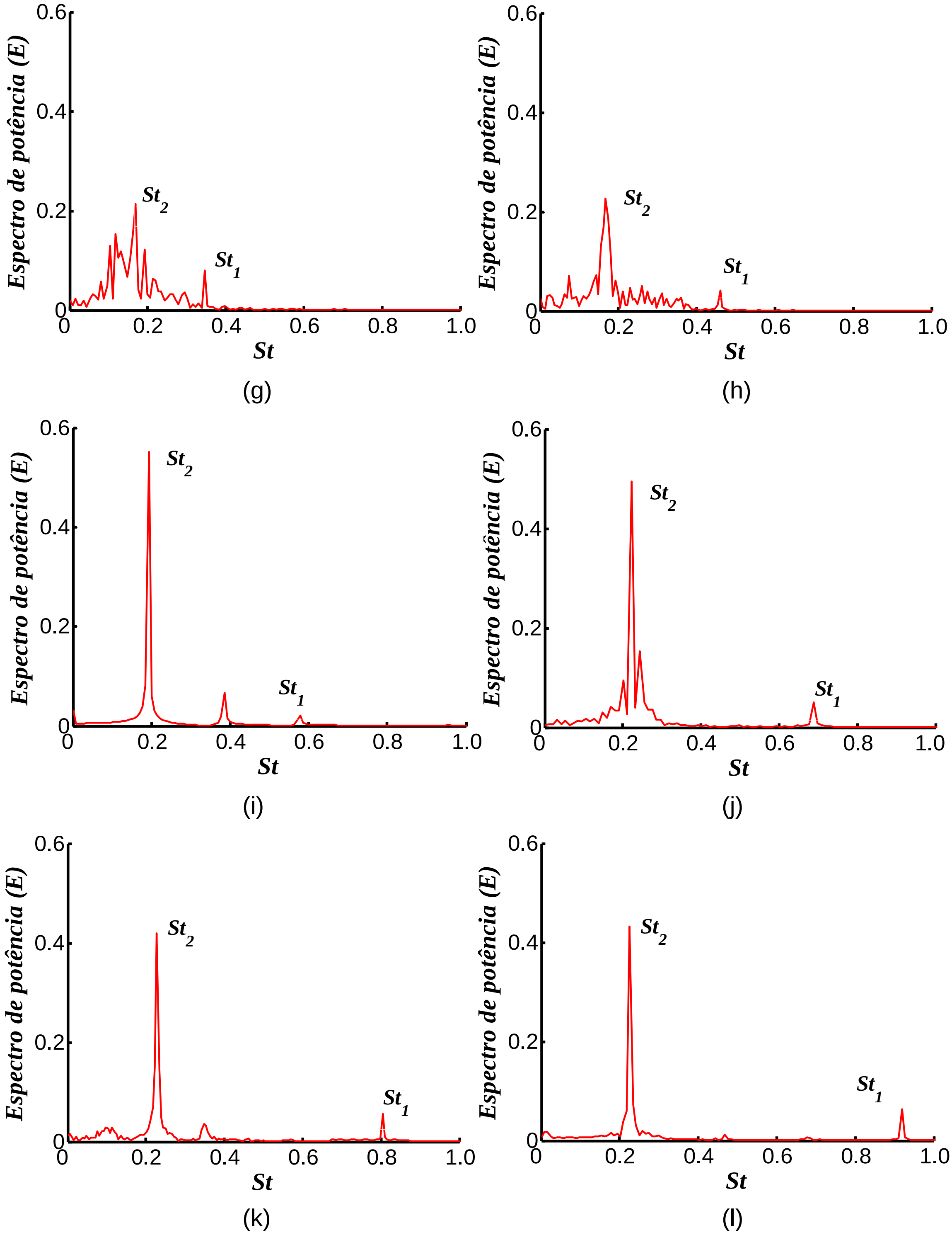


Figura 5.61 – Continuação: g) $f_c = 1{,}5\, f_o$; h) $f_c = 2\, f_o$; i) $f_c = 2{,}5\, f_o$; j) $f_c = 3\, f_o$; k) $f_c = 3{,}5\, f_o$ e l) $f_c = 4\, f_o$.

Um fato interessante a ser destacado para $f_c = 2{,}5\, f_o$, Fig. 5.61(i), (modo ‘P+S’), conforme Fig. 5.46(j)), é que, para este modo de geração de vórtices, o pico de freqüência correspondente a St_1 possui baixo nível de energia. Com o aumento da razão de freqüência, $f_c \geq 3,0 f_o$, Figs. 5.61(j) a (l), observa-se que St_1 continua com baixa energia. Por outro lado, a energia do pico correspondente a St_2 se mantém aproximadamente constante e o valor da freqüência é aproximadamente igual ao obtido para o caso estacionário $St_o = 0{,}23$.

Com o aumento da amplitude para $A = 2$, o intervalo do regime *lock-in* é maior, $0{,}5 \leq \frac{f_c}{f_o} \leq 1{,}2$, como é mostrado na Fig. 5.62. A energia associada à freqüência do pico dominante, no limite inferior do regime *lock-in*, $f_c = 0,5 f_o$, é maior que a da Fig. 5.61(c) para $A = 1$. Do mesmo modo que para $A = 1$, com o aumento da razão da freqüência, de $f_c = 0,2 f_o$ para $f_c = 0,5 f_o$ e $f_c = 0,6 f_o$, (Figs. 5.62(b) e (c)), foi verificado um aumento no nível de energia do pico dominante, com posterior redução da mesma (Figs. 5.62(d) a (f)). Nota-se, ainda na Fig. 5.62, que os espectros com frequências mais energizadas correspondem às razões de frequências cujos coeficientes de sustentação possuem maiores amplitudes, como visto nas Figs. 5.54(a) a (c). Observa-se dentro do regime *lock-in*, para os casos em que houve redução no nível de energia, que a esteira de vórtices possui forma elíptica próxima ao cilindro e mais ao longe se verifica a clássica esteira de Von Kárman (Figs 5.47(d) a (f)).

Verifica-se, no espectro para $f_c = 1,5 f_o$, dado pela Fig. 5.62(g), que a energia associada à St_2 é baixa em relação ao da St_1. Para $f_c = 2,0 f_o$, Fig. 5.62(h), os dois picos de energia apresentam a mesma magnitude. Ocorre, para esta razão de freqüência, o emparelhamento dos vórtices de mesmo sinal próximo ao cilindro, conforme verificado na Fig.5.47(h). Para $f_c \geq 2,5 f_o$, Figs. 5.62(i) a (l), o pico de energia associado à St_2 aumenta consideravelmente em relação ao pico de energia para St_1 e possui freqüência com valor inferior ao do caso estacionário. Com o posterior aumento da freqüência forçada, devido à interação entre os vórtices de pequenas escalas, de mesmo sinal, nas proximidades do cilindro, as configurações resultantes dos vórtices (Figs. 5.47(j) a (n)) tendem a se aproximar da forma clássica da esteira de Von Kármán e o valor da freqüência correspondente a St_2 se aproxima do caso estacionário $St_o = 0{,}23$.

Na mudança do regime *lock-in* para o regime *não lock-in*, o escoamento é fortemente influenciado pelo movimento do cilindro. Entretanto, quando se tem alta freqüência de oscilação, não mais existe sincronização entre o movimento de oscilação do cilindro e a formação de vórtices a jusante do mesmo. Conseqüentemente, os vórtices são gerados com freqüências menores que a freqüência para o caso estacionário. Porém, com o aumento da freqüência forçada, a freqüência denominada por St_2 gradualmente recupera a freqüência correspondente ao cilindro estacionário (St_o) como mostrado nos espectros de potência a altas razões de freqüência.

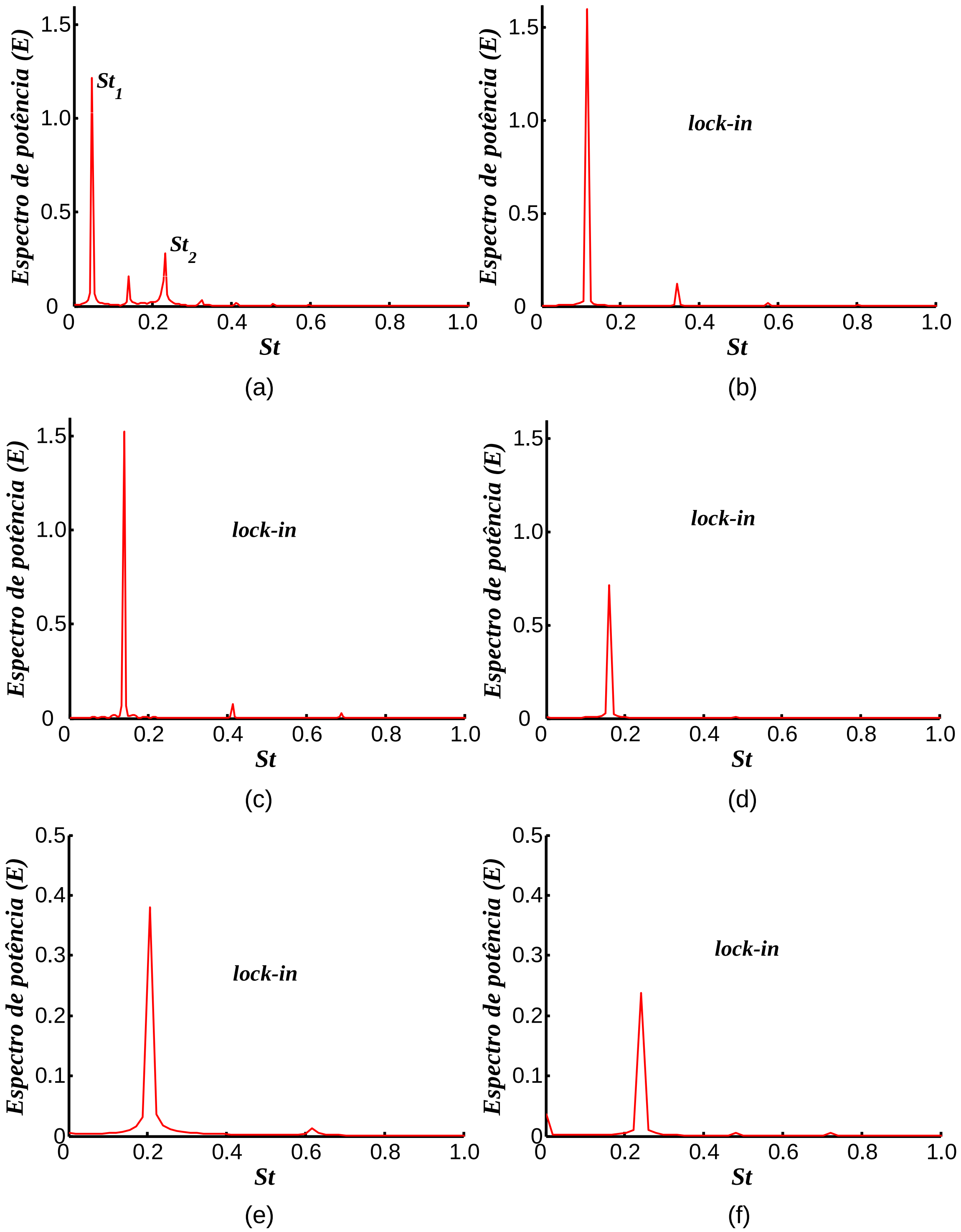


Figura 5.62 – Espectros de potência do coeficiente de sustentação para Re = 1.000 e $A = 2$: a) $f_c = 0,2\,f_o$; b) $f_c = 0,5\,f_o$; c) $f_c = 0,6\,f_o$; d) $f_c = 0,7\,f_o$; e) $f_c = 0,9\,f_o$ e f) $f_c = 1,05\,f_o$.

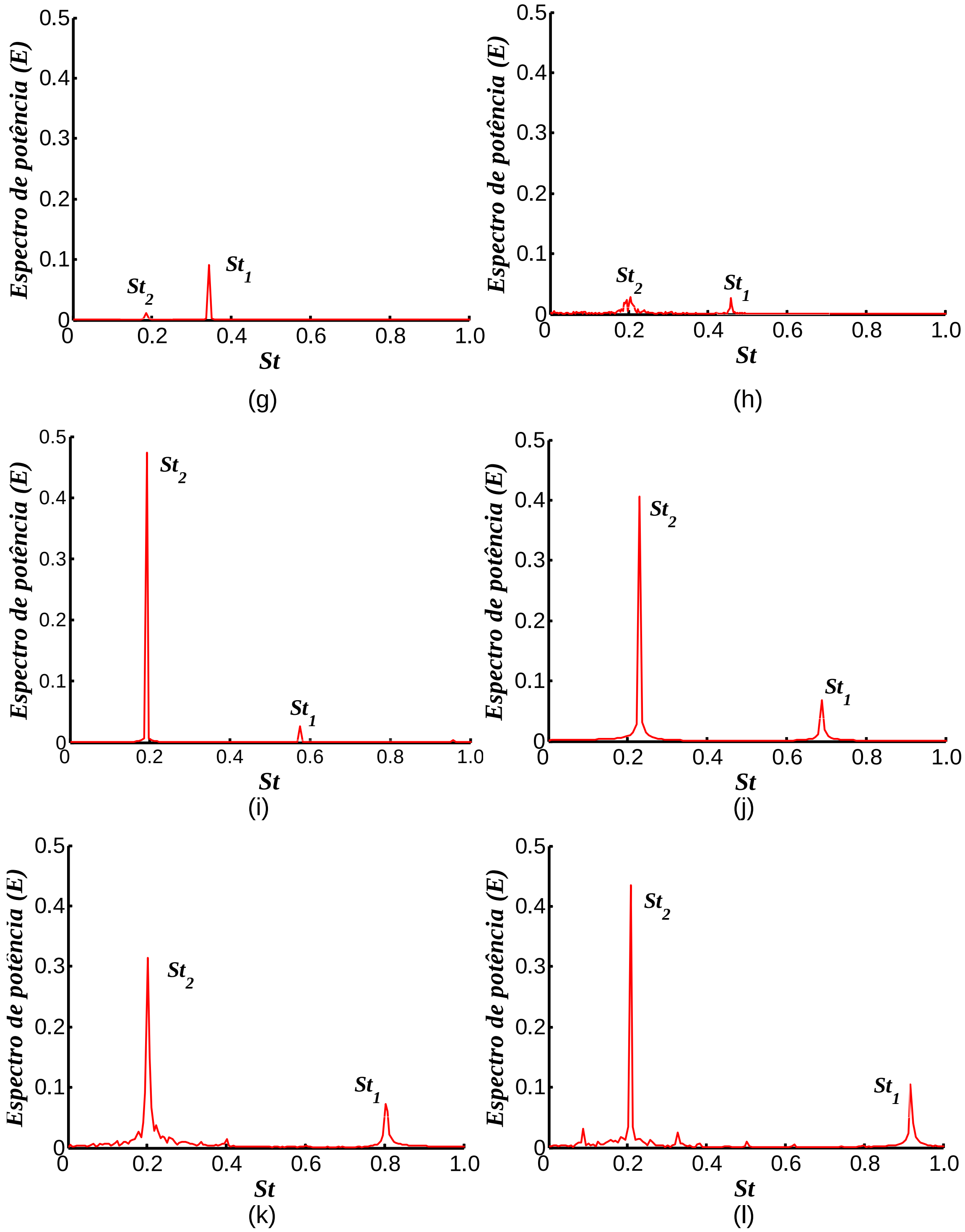


Figura 5.62 – Continuação: g) $f_c = 1{,}5\, f_o$; h) $f_c = 2\, f_o$; i) $f_c = 2{,}5\, f_o$; j) $f_c = 3\, f_o$; k) $f_c = 3{,}5\, f_o$ e l) $f_c = 4\, f_o$.

A seguir, na Fig. 5.63 são mostrados os espectros de potência correspondentes a $A = 3$. Observa-se que o intervalo do regime *lock-in,* $0{,}2 \le \frac{f_c}{f_o} \le 2{,}5$, (Figs. 5.63(a) a (i)) aumentou com o aumento de A. O maior coeficiente de arrasto médio foi verificado dentro deste regime, para $f_c = 0,6\,f_o$ (C_d =2,93).

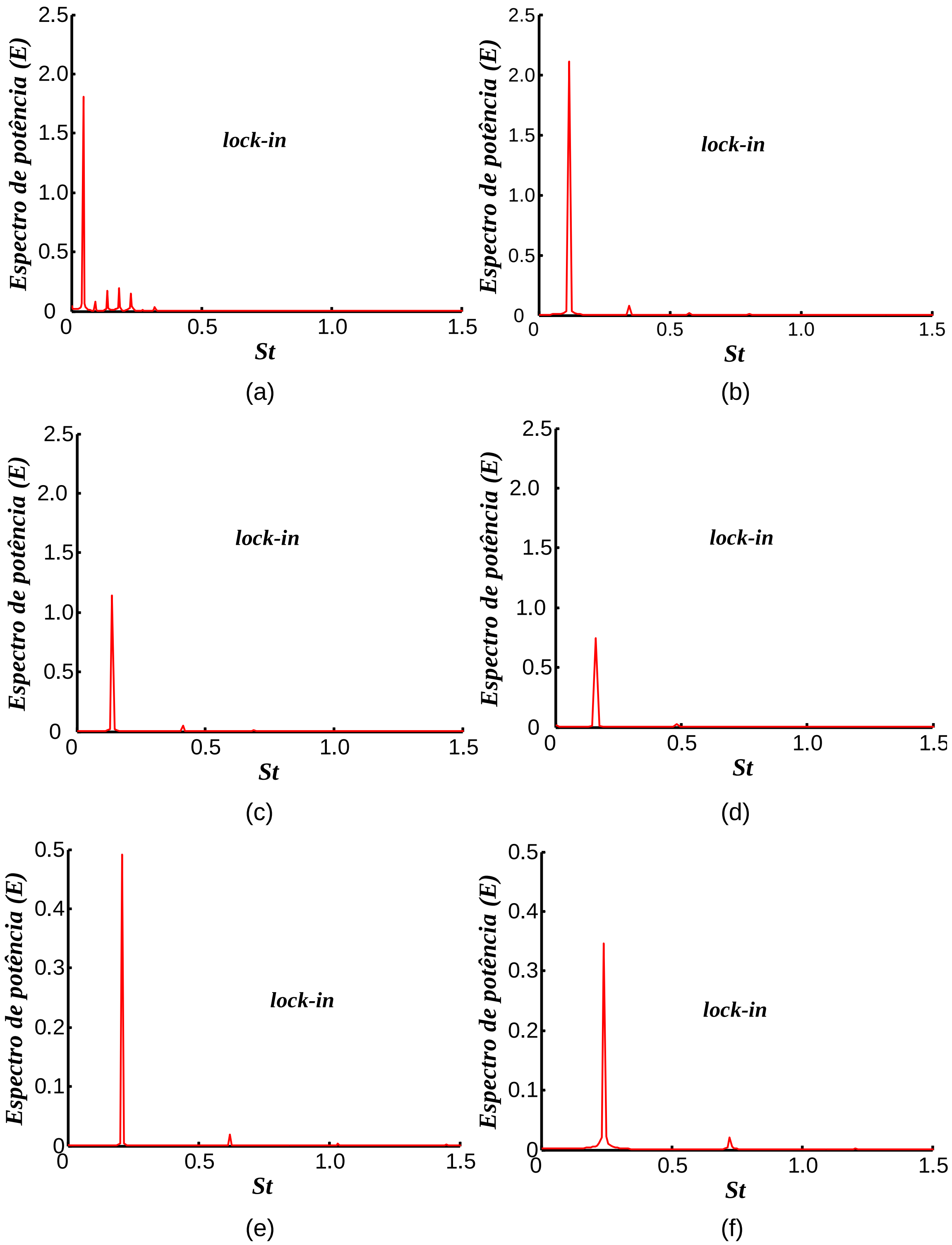


Figura 5.63 – Espectros de potência do coeficiente de sustentação para Re = 1.000 e $A = 2$: a) $f_c = 0,2\,f_o$; b) $f_c = 0,5\,f_o$; c) $f_c = 0,6\,f_o$; d) $f_c = 0,7\,f_o$; e) $f_c = 0,9\,f_o$ e f) $f_c = 1,05\,f_o$.

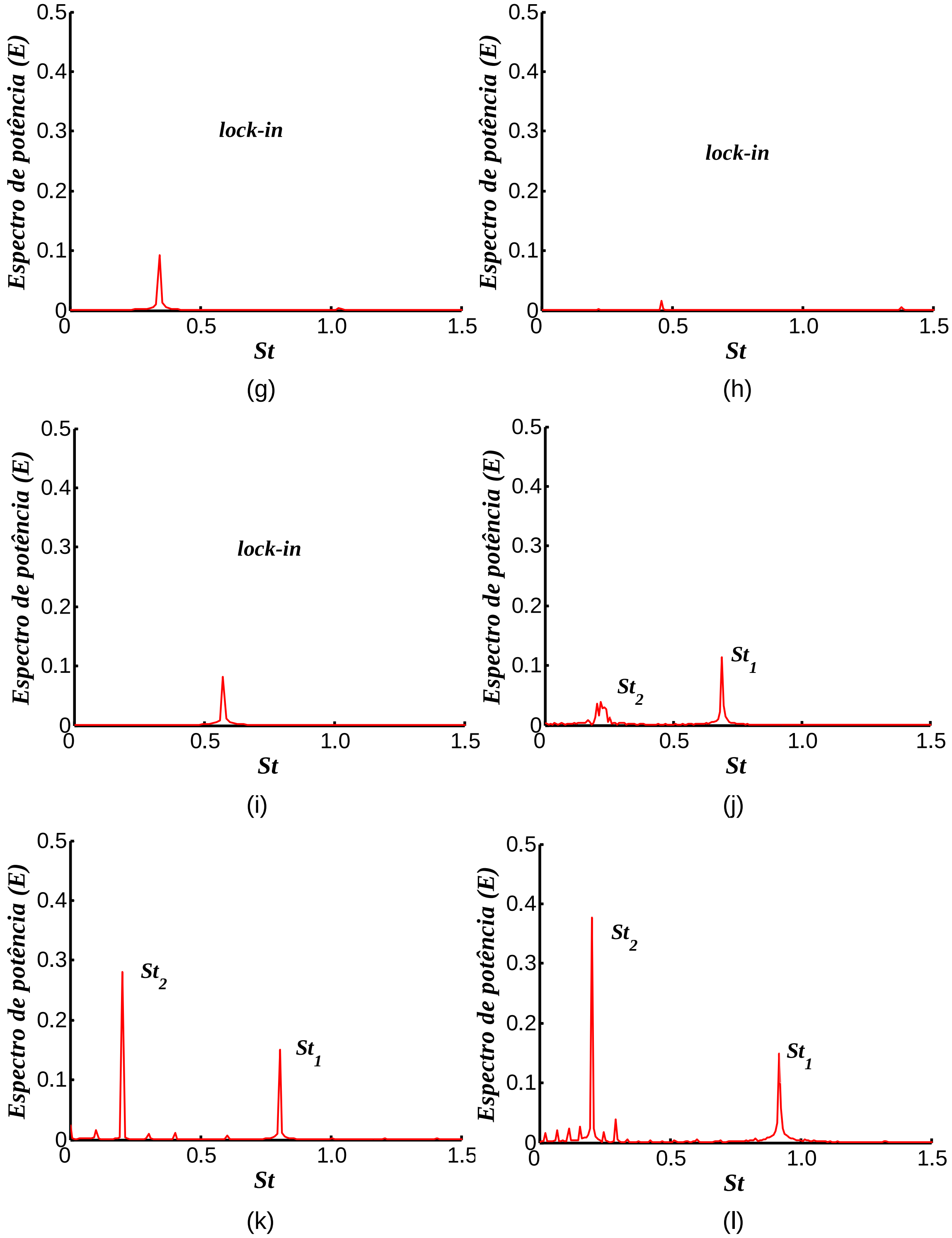


Figura 5.63 – Continuação: g) $f_c = 1{,}5\, f_o$; h) $f_c = 2\, f_o$; i) $f_c = 2{,}5\, f_o$; j) $f_c = 3\, f_o$; k) $f_c = 3{,}5\, f_o$ e l) $f_c = 4\, f_o$.

Para $f_c = 0{,}6\, f_o$, Fig. 5.63(b), também se verifica o modo de geração ‘2S’ (Fig. 5.48(c)). Observa-se, dentro do regime *lock-in*, que o nível de energia do pico de freqüência aumenta com o aumento da razão de frequência de $f_c = 0,2 f_o$ para $f_c = 0,5 f_o$ e, em seguida, reduz para $f_c / f_o \leq 2{,}0$. Para $f_c = 3 f_o$, Fig. 5.63(j), tem-se novamente mais de um pico proeminente de freqüência, o que indica o fim do regime de ressonância para esta amplitude. Com o aumento da razão de frequência para $f_c = 3{,}5 f_o$ e $f_c = 4 f_o$, Figs. 5.63(k) e (l), a energia do pico de frequência correspondente a St_2 é maior que a energia associada a St_1. Por outro lado, o nível de energia associado a St_1 apresenta a mesma magnitude para as duas razões de freqüências. Observa-se, ainda, a presença de harmônicos nos espectros.

5.6.4. Distribuição da pressão

O mecanismo de aumento e redução do C_d a baixas e altas razões de freqüência também pode ser analisado através da média temporal das distribuições da pressão em torno da superfície do cilindro estacionário e do cilindro com rotação-oscilação, como comentado. A seguir, na Fig. 5.64, são apresentadas as curvas para as três amplitudes analisadas, para algumas razões de freqüências. Para todas as amplitudes e razões de freqüências, verifica-se que o C_p no ponto de máxima pressão local ($\theta = 0°$) é praticamente igual a 1,0, como esperado.

Observa-se, para $A = 1$, Fig. 5.64(a), que, para a menor razão de freqüências apresentada $\left(f_c = 0,6 f_o \right)$, o coeficiente de pressão médio a jusante do cilindro ($\theta = 180°$) teve um ligeiro decréscimo (em módulo) em relação ao valor do cilindro estacionário, enquanto que para $f_c = 2,5 f_o$ teve um ligeiro acréscimo (em módulo). Para $f_c = 8 f_o$, a distribuição da pressão em torno do cilindro é praticamente a mesma obtida para o cilindro estacionário, como esperado.

Para $A = 2$, Fig. 5.64(b), o máximo valor em módulo, obtido para o coeficiente de pressão médio ($C_p = $-2,84) foi observado para $f_c = 0,6 f_o$. Esta razão de freqüência está dentro do intervalo de ressonância para $A = 2$. Com o aumento da razão de freqüência, $f_c = 2,5 f_o$, verifica-se uma redução em módulo no valor médio do C_p ($C_p = $-0,8), quando θ tende a 180°, em relação ao cilindro estacionário. Para $f_c = 8 f_o$, o comportamento do C_p apresenta uma tendência de retorno ao estado de cilindro estacionário, ou seja, sem rotação-oscilação.

Para $A = 3$, Fig. 5.64(c), a razão de freqüência em que se obteve o máximo valor, em módulo, do coeficiente médio de pressão é a mesma observada para o caso da $A = 2$, $\left(f_c = 0,6 f_o \right)$. Por outro lado, no limite superior do regime *lock-in* $f_c = 2,5 f_o$, foi verificada uma redução (em módulo) no coeficiente médio de pressão ($C_p =$-0,2). Verifica-se uma semelhança na curva de C_p para $f_c = 8 f_o$ em relação à curva do caso estacionário. O retorno ao estado original também pôde ser observado através dos campos de vorticidade apresentados anteriormente e através do comportamento do arrasto médio em função da razão de freqüência. Verifica-se que, para baixas freqüências, o escoamento no ponto a jusante do cilindro ($\theta = 180°$) é muito dissipativo pelos efeitos viscosos, o que contribui para reduzir a pressão atrás do cilindro.

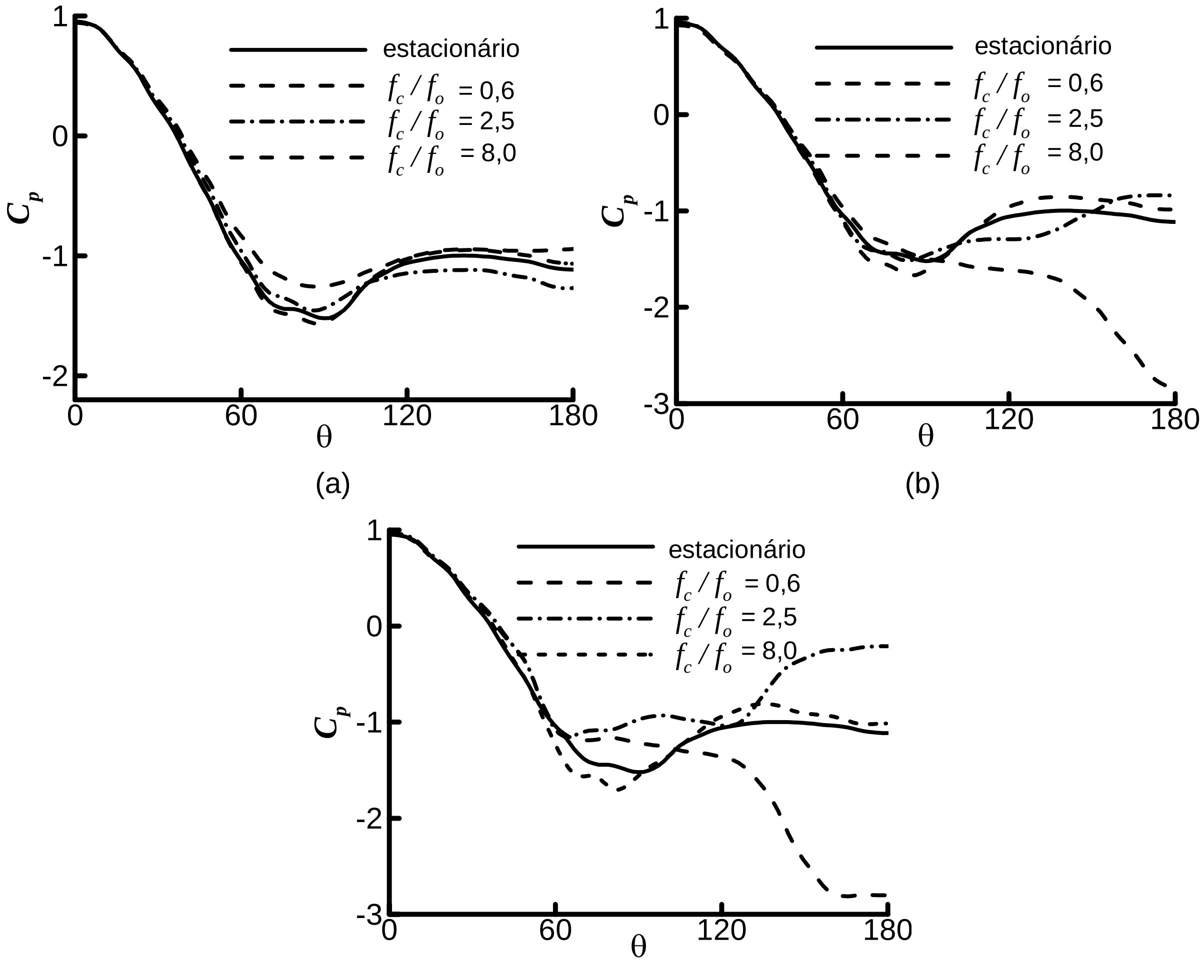


Figura 5.64 - Distribuição do coeficiente de pressão médio na superfície do cilindro para Re = 1.000: a) $A = 1$, b) $A = 2$ e c) $A = 3$.

Por outro lado, para altas freqüências de oscilação, o movimento da esteira atrás do cilindro é enfraquecido em comparação com as baixas freqüências, o que contribui para um aumento na pressão.

A Figura 5.65 mostra a distribuição do coeficiente médio de pressão para as três amplitudes analisadas e duas razões de freqüências. Para $f_c = 0,6 f_o$, Fig. 5.65(a), observa-se um aumento (em módulo) considerável no coeficiente médio de pressão a jusante do cilindro ($\theta = 180°$), quando a amplitude de oscilação aumenta de $A = 1$ para $A = 2$. Por outro lado, com posterior aumento de $A = 2$ para $A = 3$, o C_p manteve-se praticamente o mesmo valor para $\theta = 180°$. Com o aumento da razão de freqüência para $f_c = 1,5 f_o$, Fig. 5.65(b), verifica-se um ligeiro acréscimo (em módulo) no C_p em $\theta = 180°$ para $A = 1$, enquanto que, para $A = 2$, houve uma grande redução (em módulo) no valor do C_p neste ponto, indo de ($C_p =$ -2,84) para ($C_p =$ -0,25). Para $A = 3$, com o aumento da razão de freqüência, foi verificada uma inversão no sinal do coeficiente médio de pressão indo de valor negativo, ($C_p =$ -2,8), para positivo, ($C_p =$ 0,04).

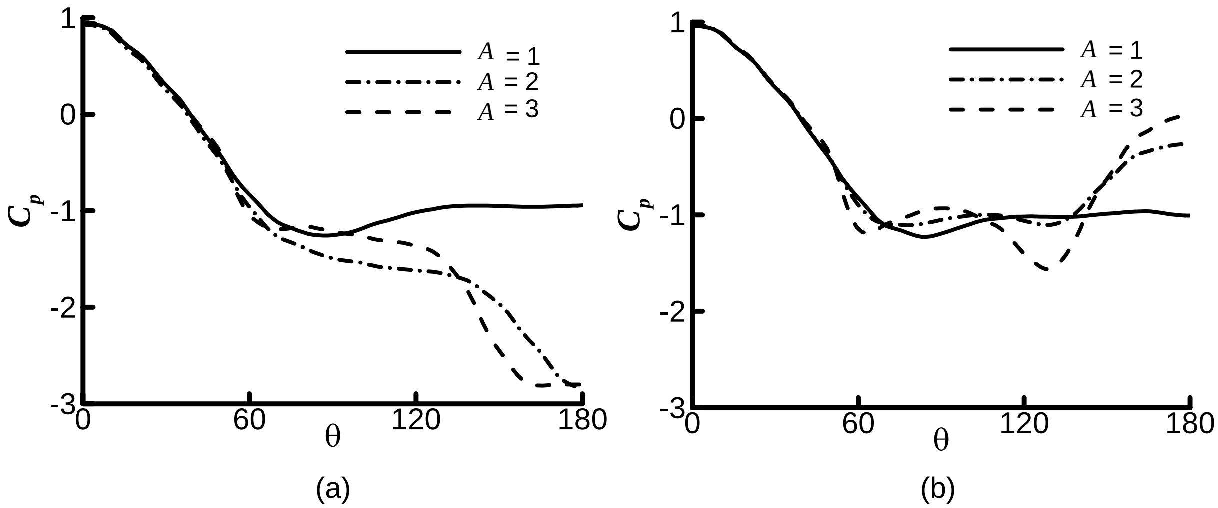


Figura 5.65 - Distribuição do coeficiente de pressão médio na superfície do cilindro para Re = 1.000, $A = 1$, 2 e 3: a) $f_c = 0,6 f_o$ e b) $f_c = 1,5 f_o$.

Uma outra explicação quanto à mudança da pressão a jusante do cilindro pode ser dada pela observação do escoamento em torno do cilindro. A Figura 5.66 apresenta os campos de vorticidade, após o escoamento ter atingido o regime permanente, para as duas razões de frequências da Fig. 5.65 e para as três amplitudes de oscilação. Observa-se que o escoamento a jusante do cilindro para $A = 1$ e $f_c = 0,6 f_o$, Fig. 5.66(a), se apresenta assimétrico e oscilante. Com o aumento da amplitude de oscilação e mantendo a razão de freqüências constante, Figs. 5.66(b) e (c), se observa o modo '2S' de geração de vórtices. A definição no padrão de vórtices pode ser a responsável pelo aumento em módulo do coeficiente médio de pressão a jusante do cilindro observado para as amplitudes $A=2$ e $A=3$, como visto na Fig. 5.65(a). Com o aumento da razão de freqüência para $f_c = 1,5 f_o$ e $A=1$, Fig. 5.66(d), o padrão de vórtices se assemelha ao da Fig. 5.66(a). Uma vez mantido o padrão de vórtices, com o aumento da razão de frequência e igual amplitude de oscilação, fica justificada a semelhança nas curvas dos coeficientes médios de pressão, como mostrado nas Figs. 5.65(a) e (b). Por outro lado, verificam–se nas Figs. 5.66(e) e (f) padrões de vórtices diferentes dos observados para $f_c = 0,6 f_o$. Para estes novos modos de geração de vórtices, foi verificada uma redução em módulo no coeficiente médio de pressão a jusante do cilindro, Fig. 5.65(b). Estas observações levam a acreditar que o modo como os vórtices são gerados exercem papel relevante na distribuição da pressão em torno do cilindro.

Em resumo, as configurações de vórtices que promoveram uma esteira desorganizada como nas Figs. 5.66(a) e (d), resultaram em uma distribuição média de pressão moderada, igual a $C_p \approx$-1 para $\theta = 180°$. Por outro lado, para as esteiras de vórtices organizadas, modo '2S', dadas pelas Figs 5.66(b) e (c), resultaram em um aumento em módulo para $\theta = 180°$ igual a $C_p \approx$-2,8. E, por último, foi observado para a esteira formada por duas alas de vórtices, Figs 5.66(e) e (f), uma distribuição média da pressão próxima de zero.

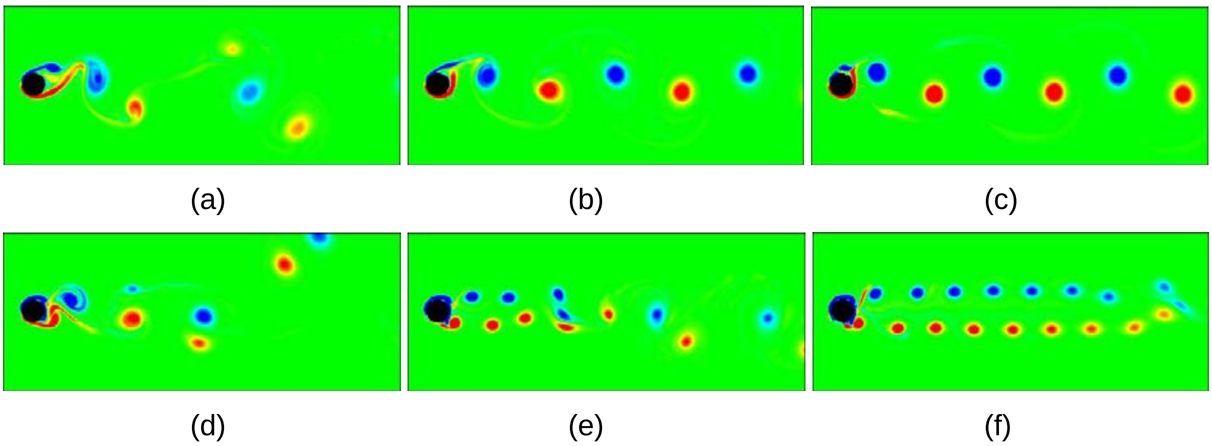


Figura 5.66 – Campos de vorticidade para Re = 1.000: a) b) e c) $f_c = 0,6 f_o$; d) e) e f) $f_c = 1,5 f_o$; a) e d) $A=1$; b) e e) $A=2$ e c) e f) $A=3$.,

5.6.5. Determinação do comprimento da bolha de recirculação.

A região da esteira próxima ao cilindro, onde os vórtices são formados, é denominada de região de recirculação. A distância do centro do cilindro até o final dessa região é o comprimento característico da bolha de recirculação, L_w. Para o cálculo deste comprimento foram colocadas sondas numéricas a jusante do cilindro, ao longo do seu eixo, como ilustrado na Fig. 5.67. Desta forma foram calculadas as médias temporais da componente horizontal da velocidade em cada sonda, atentando-se para o fato que nos dois pontos de estagnação, esta velocidade deve ser nula. Segundo Assi et al. (2005), este comprimento pode atingir até três diâmetros para baixos números de Reynolds e diminui à medida que o número de Reynolds aumenta.

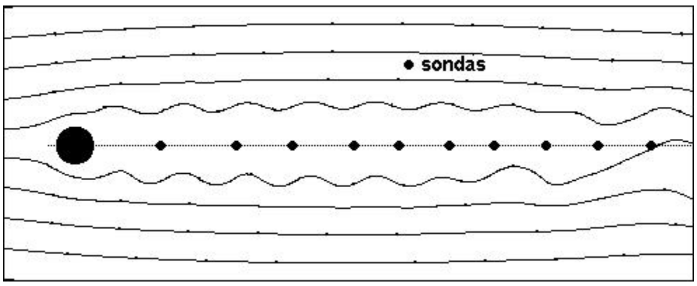


Figura 5.67 - Distribuição das sondas numéricas.

A Figura 5.68 apresenta o comprimento médio da bolha de recirculação, formada a jusante do cilindro, em função da relação das freqüências, para as três amplitudes. Como pôde ser observado nos resultados apresentados, as várias relações de freqüências não só alteram a configuração padrão da esteira, como também alteram as forças fluidodinâmicas atuantes na superfície do cilindro. Assim sendo, é de se esperar que a bolha de recirculação formada para o cilindro oscilante também sofra alterações em seu comprimento. Dentro do regime de ressonância, observa-se, para $A=1$, que o aumento de $f_c = 0,8 f_o$ para $f_c = 0,9 f_o$, levou a uma redução no arrasto de $C_d = 1,97$ para $C_d = 1,39$ e a um aumento no L_w de 0,58 para 1,20, respectivamente. Do mesmo modo, para $A=3$, o aumento da razão de frequência de $f_c = 0,6 f_o$ para $f_c = 0,7 f_o$ proporcionou uma redução no arrasto de $C_d = 2,92$ para $C_d = 2,17$ e um aumento no L_w de 1,85 para 2,58, respectivamente. Entretanto, este comportamento não foi observado para $A=2$, em que se verificou que o aumento da razão de freqüência de $f_c = 0,9 f_o$ para $f_c = 1,05 f_o$, levou a uma redução no C_d (de $C_d = 1,45$ para $C_d = 1,23$) e uma redução no L_w (de $L_w = 1,72$ para $L_w = 1,40$). É importante ressaltar também que nem todos os modos de geração de vórtices possuem uma região de recirculação e consequentemente uma bolha de recirculação (Figs. 5.47(a) e (b), 5.48(a) e (b)). Para todas as amplitudes analisadas, observa-se, para altas razões de freqüências, que os comprimentos da bolha de recirculação se mantêm aproximadamente iguais e são maiores que o comprimento correspondente ao caso estacionário ($L_w = 0{,}45$).

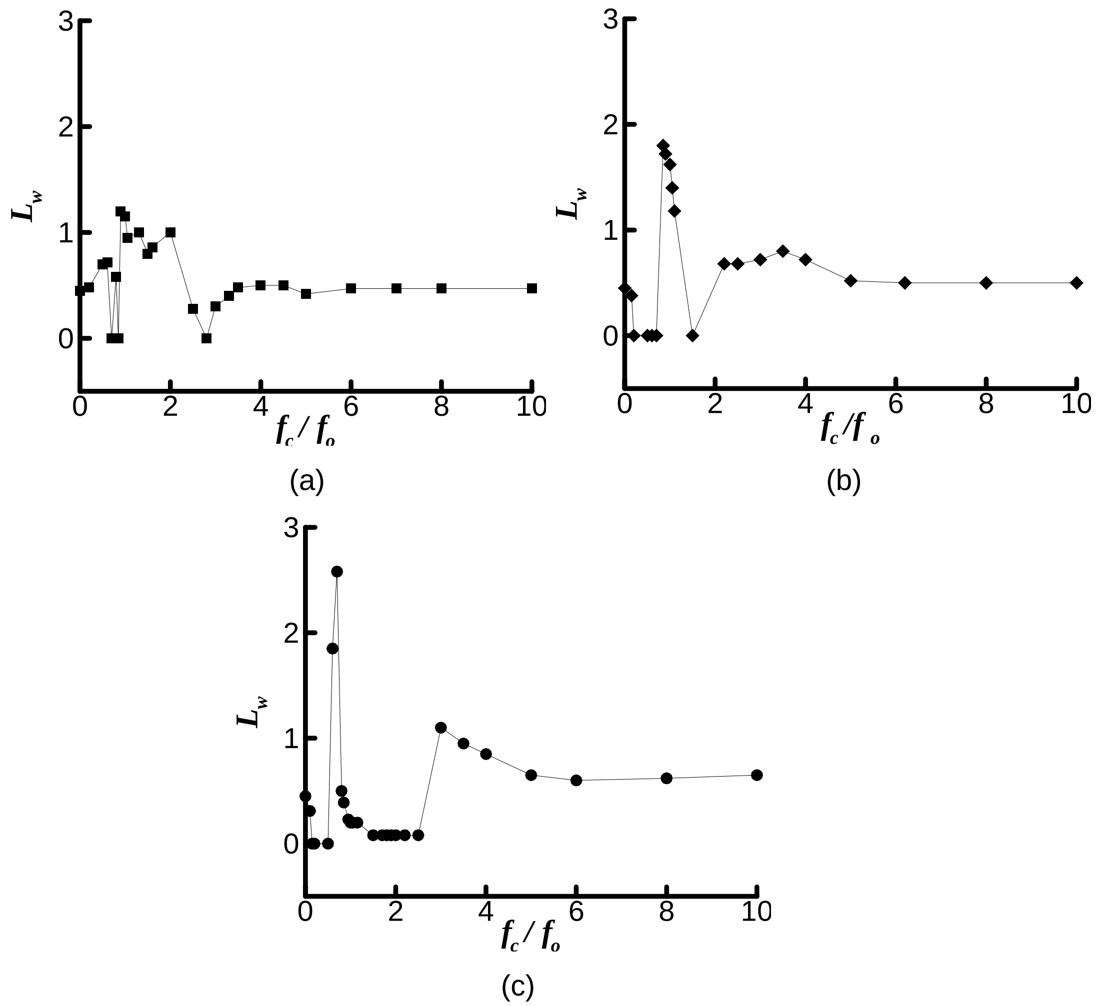


Figura 5.68 - Comprimento médio da bolha de recirculação em função da relação de freqüências, para Re = 1.000: a) $A = 1$, b) $A = 2$ e c) $A = 3$.

CAPITULO VI

RESULTADOS E DISCUSSÕES

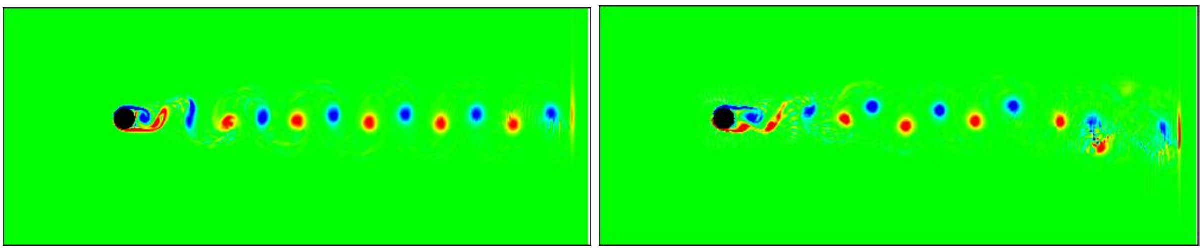
Dando seqüência às simulações com corpos móveis, são apresentados, a seguir, os resultados referentes a problemas de interação fluido-estrutura, para os casos de um e dois graus de liberdade. O modelo estrutural utilizado para estas simulações está detalhado no item 3.5. Para o caso de um grau de liberdade e Re = 8.000, foi utilizada uma malha não uniforme de 400 x 190 pontos e um domínio de 40D x 15D, onde D é o diâmetro do cilindro. Para as simulações a Re = 10.000, foi utilizado um domínio de 40D x 30D, com uma malha de 400 x 300 pontos. Para o caso de dois graus de liberdade, foi utilizada uma malha de 440 x 260 pontos. As coordenadas do centro do cilindro são as mesmas das simulações anteriores. De acordo com Prasanth et al. (2006), a fronteira a jusante do cilindro, a uma distância igual ou superior a 25,5D, não exerce efeito significativo no escoamento e na resposta do cilindro. Por outro lado, Chen e Zha (2005), após intensivos experimentos numéricos, concluíram que a solução não é influenciada quando a fronteira a jusante está localizada a 20D do centro do cilindro. Nos resultados apresentados a seguir, a distância do centro do cilindro até a fronteira a jusante foi de 23,5D, o que é inferior ao limite estabelecido por Prasanth et al. (2006) e é superior ao estabelecido por Chen e Zha (2005).

6.1. Simulações com um grau de liberdade (1gdl) a Reynolds 8.000

Para as simulações a Re = 8.000, a razão de massa ($m^* = \rho_c / \rho_f$) considerada foi de 7,85, a razão entre a freqüência de geração de vórtices do cilindro estacionário e a freqüência natural do cilindro f_o / f_n foi igual a 0,793 e foram simuladas diferentes razões de amortecimento, variando no intervalo $0 \leq \xi = \dfrac{c}{c_{crit}} \leq 0{,}1$, onde c é o amortecimento estrutural e c_{crit} é o amortecimento crítico, definido como $2\sqrt{km}$. A velocidade da corrente livre foi mantida igual a 1m/s durante cada simulação. Alguns autores analisam oscilações transversais de um cilindro montado em um suporte elástico de três modos diferentes: velocidade do escoamento constante durante a simulação; aumento da velocidade do escoamento com o cilindro oscilando e, por último, reduzindo a velocidade do escoamento com o cilindro oscilando (FENG, 1968; ANAGNOSTOPOULOS e BEARMAN, 1992). O primeiro modo foi escolhido para o presente trabalho.

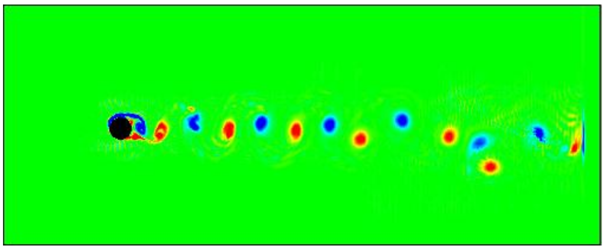
6.1.1. Campos de vorticidade

A Figura 6.1 mostra a visualização do escoamento através dos campos de vorticidade, para diferentes razões de amortecimento, após o escoamento ter atingido o regime permanente. Verifica-se para todas as razões de amortecimento analisadas que ocorre o modo '2S' de geração de vórtices. Como comentado em Mittal e Kumar (2001), Ongoren e Rockwell (1988) define este modo de geração de vórtices ('2S') como modo anti-simétrico (A-I). A esteira de vórtices obtida para o cilindro estacionário, Fig. 6.1(a), é quase alinhada em relação ao eixo de simetria que passa pelo centro do cilindro. Para o cilindro oscilando transversalmente ao escoamento, aparece uma inclinação instantânea da esteira. Essa inclinação é consistente, uma vez que o deslocamento do cilindro promove um deslocamento no ponto de formação dos vórtices ao longo do tempo. Segundo Mittal e Kumar (2001), a altos Reynolds, a esteira que se forma atrás de um cilindro estacionário também apresenta uma inclinação em direção a um dos lados. O número de Reynolds analisado por esses autores foi de 10.000. Verifica-se, ainda, que a região da esteira a jusante do cilindro é sinuosa, como pode ser visualizado através dos campos de vorticidade.

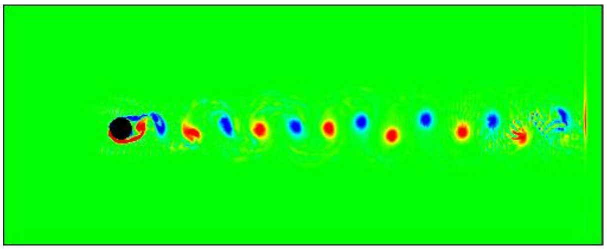


(a) (b)

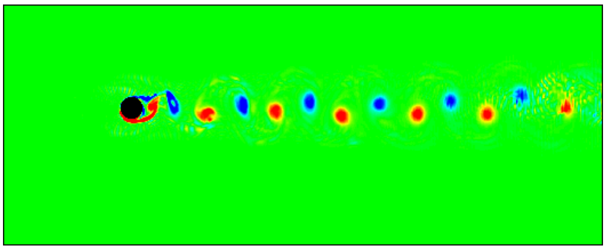
Figura 6.1 – Campos de vorticidade para o escoamento em regime permanente, Re = 8.000: a) estacionário e b) $\xi = 0{,}0$.



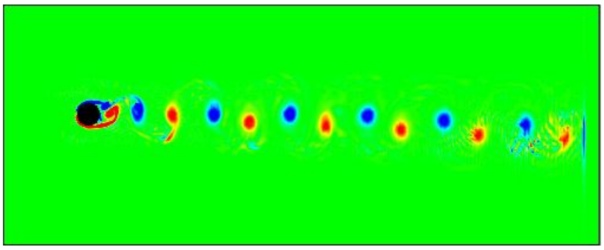
(c)



(d)



(e)



(f)

Figura 6.1 – Continuação: c) $\xi = 0,02$; d) $\xi = 0,04$; e) $\xi = 0,06$ e f) $\xi = 0,1$.

6.1.2. Séries temporais dos coeficientes de arrasto, de sustentação e do deslocamento do cilindro.

Como já comentado, as forças sobre o cilindro são geradas pela distribuição assimétrica da pressão devida à esteira e à formação alternada dos vórtices atrás do cilindro. Como os vórtices são formados alternados, a força de sustentação resultante muda de direção e de sinal a cada vez que os vórtices são gerados. A Figura 6.2 mostra a evolução temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação para $0 \leq \xi \leq 0,1$. Observa-se, para $\xi < 0,04$, a presença de envelopes compondo as séries temporais dos coeficientes fluidodinâmicos. Este comportamento é denominado na literatura de batimento. Por outro lado, com o aumento da razão de amortecimento não se verifica a presença de batimento.

O comportamento de batimento também foi observado por outros autores, porém a baixos números de Reynolds. Prasanth et al. (2006) a Re = 83, Singh e Mittal (2005) a Re = 100 e Zhou et al. (1999) a Re = 200. Anagnostopoulos (1994) afirma, com base em experimento, que a modulação é uma manifestação de efeitos tridimensionais. Porém, como observado no presente trabalho e pelos autores citados, a hipótese não parece ser válida, uma vez que tal comportamento está presente em simulações bidimensionais. Vale ressaltar porém, que o número de Reynolds do presente trabalho é superior ao dos trabalhos mencionados. Como observado nas Figs. 6.2(c) a (e) correspondentes a $\xi \geq 0,04$, o batimento está ausente e as flutuações dos coeficientes fluidodinâmicos apresentam comportamento senoidal regular.

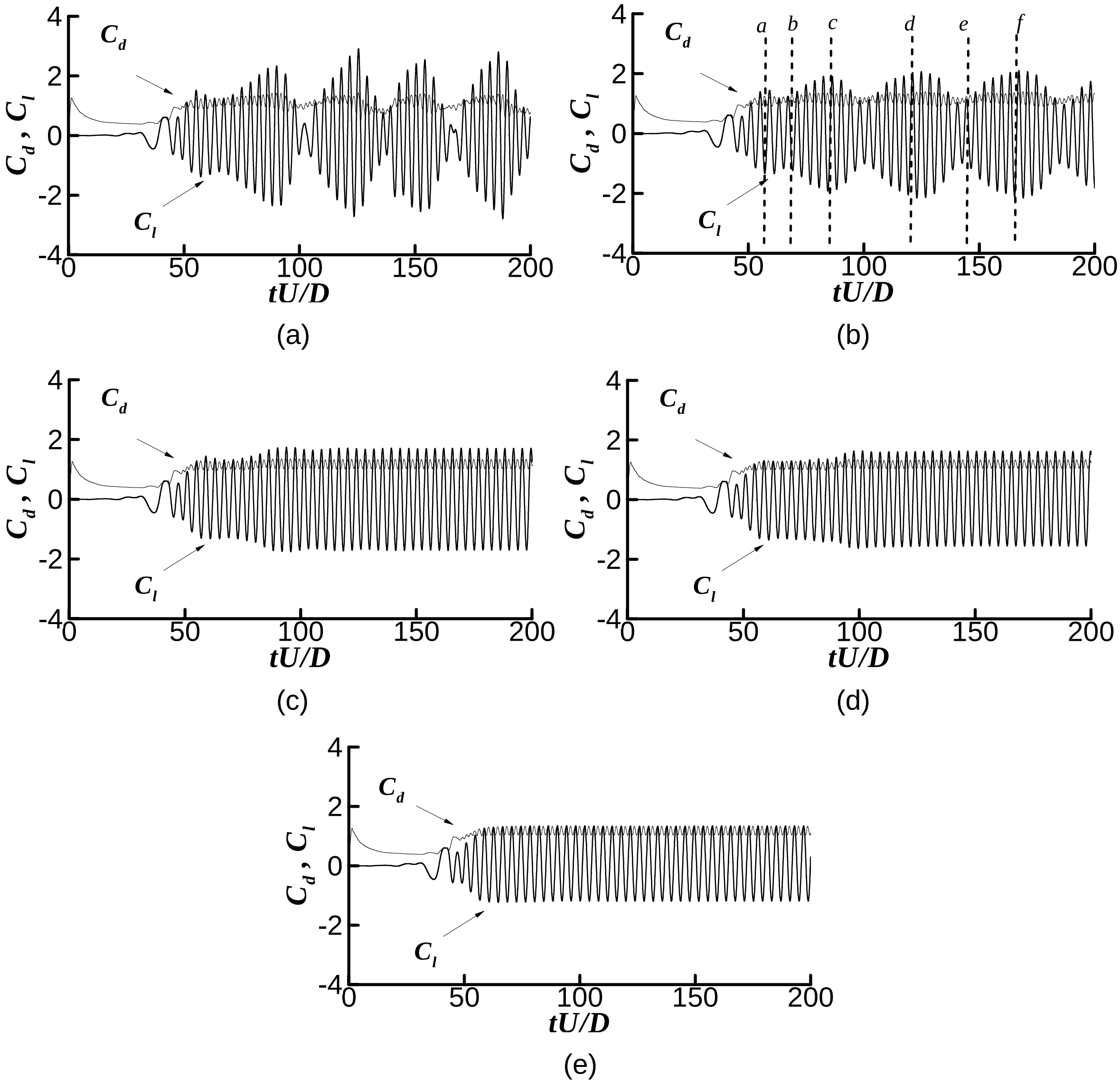


Figura 6.2 – Evolução temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação para Re = 8.000 e m^* = 7,85: a) $\xi = 0{,}0$; b) $\xi = 0{,}02$; c) $\xi = 0{,}04$; d) $\xi = 0{,}06$ e e) $\xi = 0{,}1$.

Com o objetivo de buscar uma explicação para a formação de envelopes a baixas razões de amortecimento, são mostrados os campos de vorticidade instantâneos na Fig. 6.3. Esses campos são referentes aos tempos adimensionais identificados pelas linhas verticais pontilhadas na Fig. 6.2(b). Conforme Fig. 6.3, não se observa nenhuma característica diferente nos campos que justifique a presença do batimento na série temporal dos coeficientes fluidodinâmicos. Vê-se apenas que a esteira é oscilante. Uma provável explicação para o comportamento observado nas Figs. 6.2(a) e (b) pode ser a baixa velocidade reduzida aliada à baixa razão de amortecimento. À medida que aumenta a razão de amortecimento mantendo a velocidade reduzida, o batimento desaparece. Porém, estudos mais detalhados deverão ser realizados com o objetivo de analisar de modo mais claro os efeitos envolvidos.

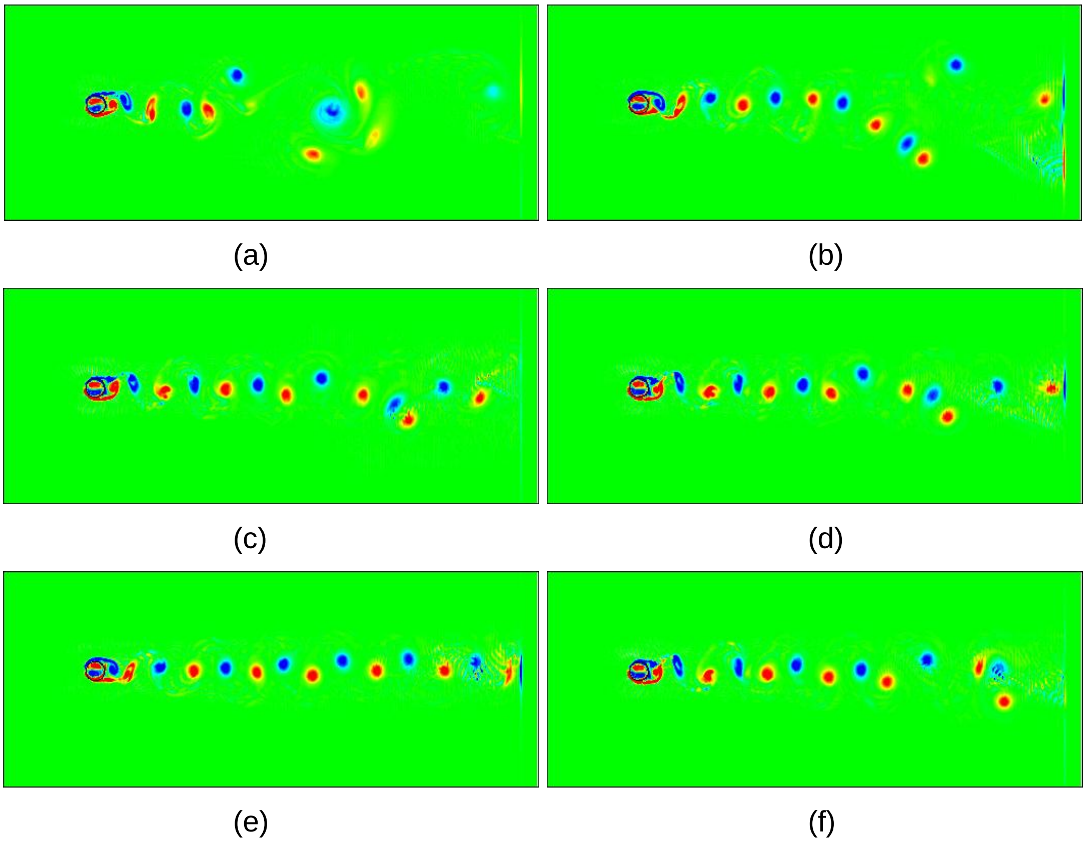


Figura 6.3 – Campos de vorticidade para Re = 8.000, m^* = 7,85 e $\xi = 0{,}02$; a) T =57; b) T =68; c) T =85; d) T =120; e) T =141 e f) T =166.

A Figura 6.4 mostra a evolução temporal do deslocamento adimensional do cilindro na direção transversal ao escoamento, para $0 \leq \xi \leq 0{,}1$. Observa-se, para $\xi < 0{,}04$, a presença de envelopes (batimento) compondo a série temporal do deslocamento e o seu desaparecimento com o aumento da razão de amortecimento ($\xi \geq 0{,}04$), Figs. 6.4(c) a (e). Verifica-se, ainda, uma redução na amplitude do deslocamento com o aumento de ξ, como esperado. Para $\xi \geq 0{,}04$, um regime permanente é atingido para o tempo adimensional acima de 100 e o sinal tem comportamento senoidal.

A Figura 6.5 apresenta os valores máximos do deslocamento normalizado em função da razão de amortecimento ξ, comparados com os resultados numéricos de Al-Jamal e Dalton (2004). A máxima amplitude de oscilação foi obtida para $\xi = 0{,}0$. Verifica-se que o deslocamento máximo diminui com o aumento da razão de amortecimento, conforme esperado.

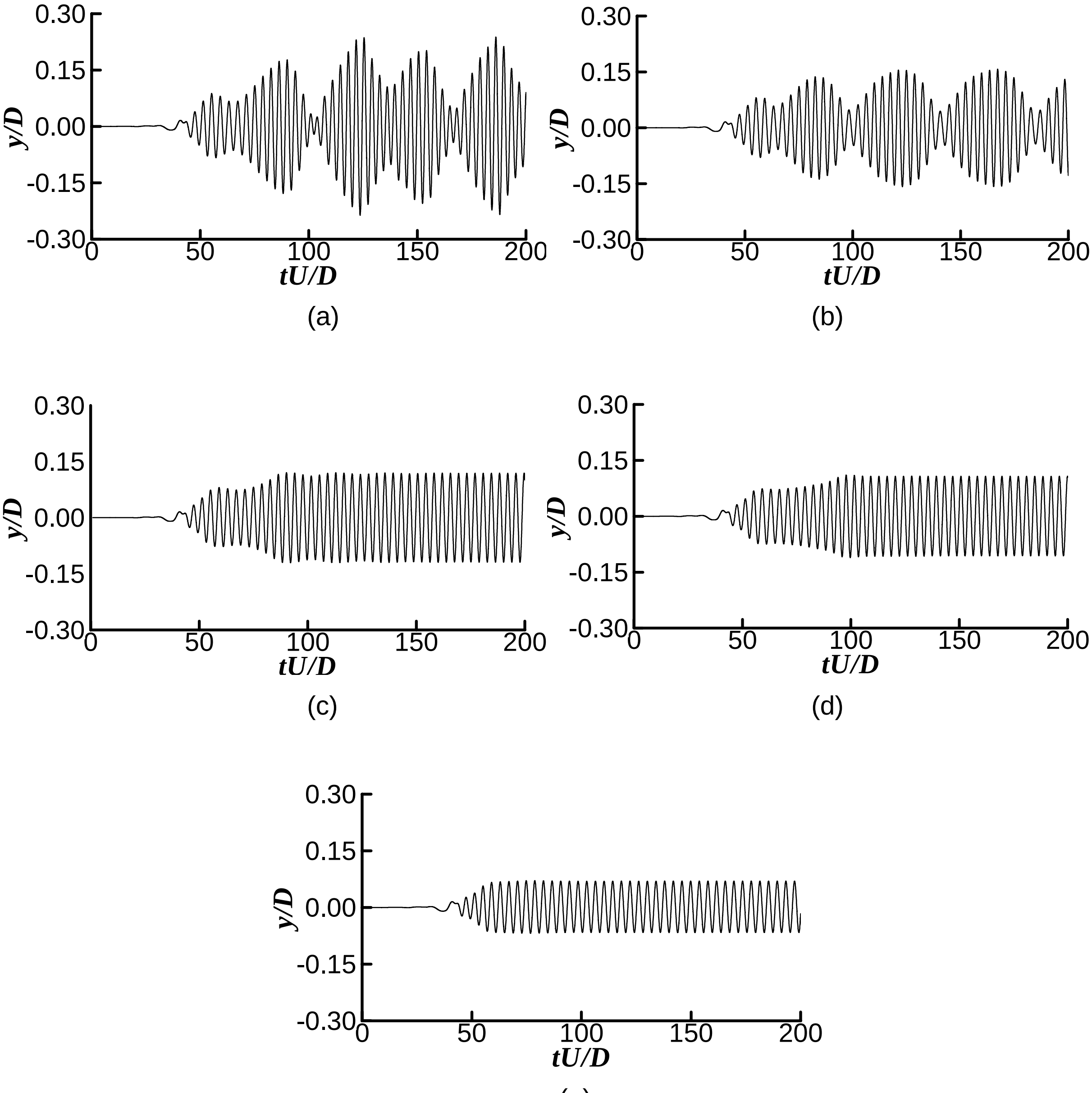


Figura 6.4 – Evolução temporal do deslocamento normalizado $\left(y/D\right)$ para Re = 8.000 e m^{*} = 7,85: a) $\xi = 0{,}0$; b) $\xi = 0{,}02$; c) $\xi = 0{,}04$; d) $\xi = 0{,}06$ e e) $\xi = 0{,}1$.

Para coeficientes de amortecimento menores que 10^{-2}, o amortecimento tem pouco efeito no movimento do corpo, especialmente a baixos valores de m^{*} (SHIELS et al., 2001). Os resultados do presente trabalho se comparam bem com os resultados numéricos de Al-Jamal e Dalton (2004).

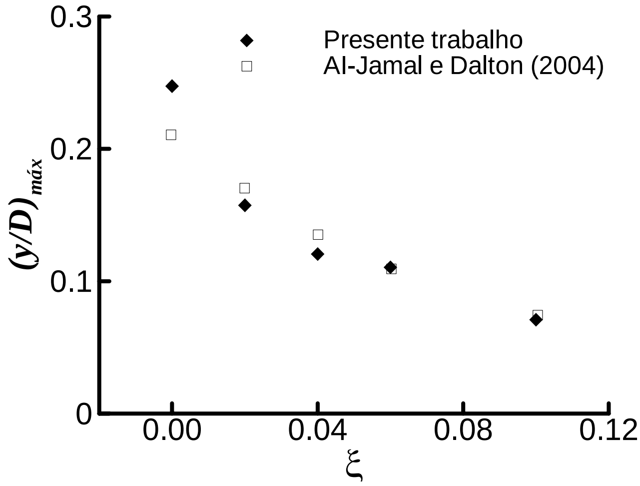


Figura 6.5 – Deslocamento máximo normalizado em função da razão de amortecimento para Re = 8.000 e m^* = 7,85.

6.1.3. Freqüência de geração de vórtices e de oscilação do cilindro

A predição das freqüências das respostas é importante em aplicações práticas, como por exemplo, na estimativa da fadiga em tubulações marinhas flexíveis, sujeitas a escoamentos cisalhantes (VIKESTAD et al., 2000). Conforme analisado no caso de cilindro estacionário, a freqüência de resposta é a freqüência da esteira (freqüência em que os vórtices são gerados). Na forma adimensional, esta freqüência é o número de Strouhal, o qual é uma função do número de Reynolds. Para o caso estudado no presente item, a freqüência de resposta adimensional do cilindro foi obtida pela Transformada Rápida de Fourier (FFT) do sinal do seu deslocamento, na direção considerada. Ressalta-se, entretanto, que os valores correspondentes aos sinais dos deslocamentos do cilindro, foram multiplicados por um fator, com o objetivo de melhorar a visualização, como será mostrado.

A Figura 6.6 apresenta o espectro de potência obtido do sinal do deslocamento do cilindro e do sinal do coeficiente de sustentação, para as razões de amortecimento no intervalo $0 \le \xi \le 0{,}1$. Para $\xi \le 0{,}02$, os espectros obtidos pela FFT dos dois sinais apresentam dois picos de energia, enquanto que para $\xi > 0{,}02$ os espectros são compostos de apenas um pico de cada sinal. Observa-se que, para $\xi > 0{,}02$, a diferença entre os dois picos do espectro está somente no nível de energia. As energias dos dois picos correspondentes aos espectros E_{Cl} e $E_{y/D}$ diminuem com o aumento da razão de amortecimento ξ. Os valores das frequências adimensionais, correspondentes a cada pico de energia são ligeiramente maiores que a freqüência adimensional correspondente à do cilindro estacionário, $St_o = 0{,}25$, e menores que a freqüência adimensional natural do cilindro ($St_n = 0{,}315$). Mittal e Kumar (2001) se referiram a este fenômeno como *soft lock-in*.

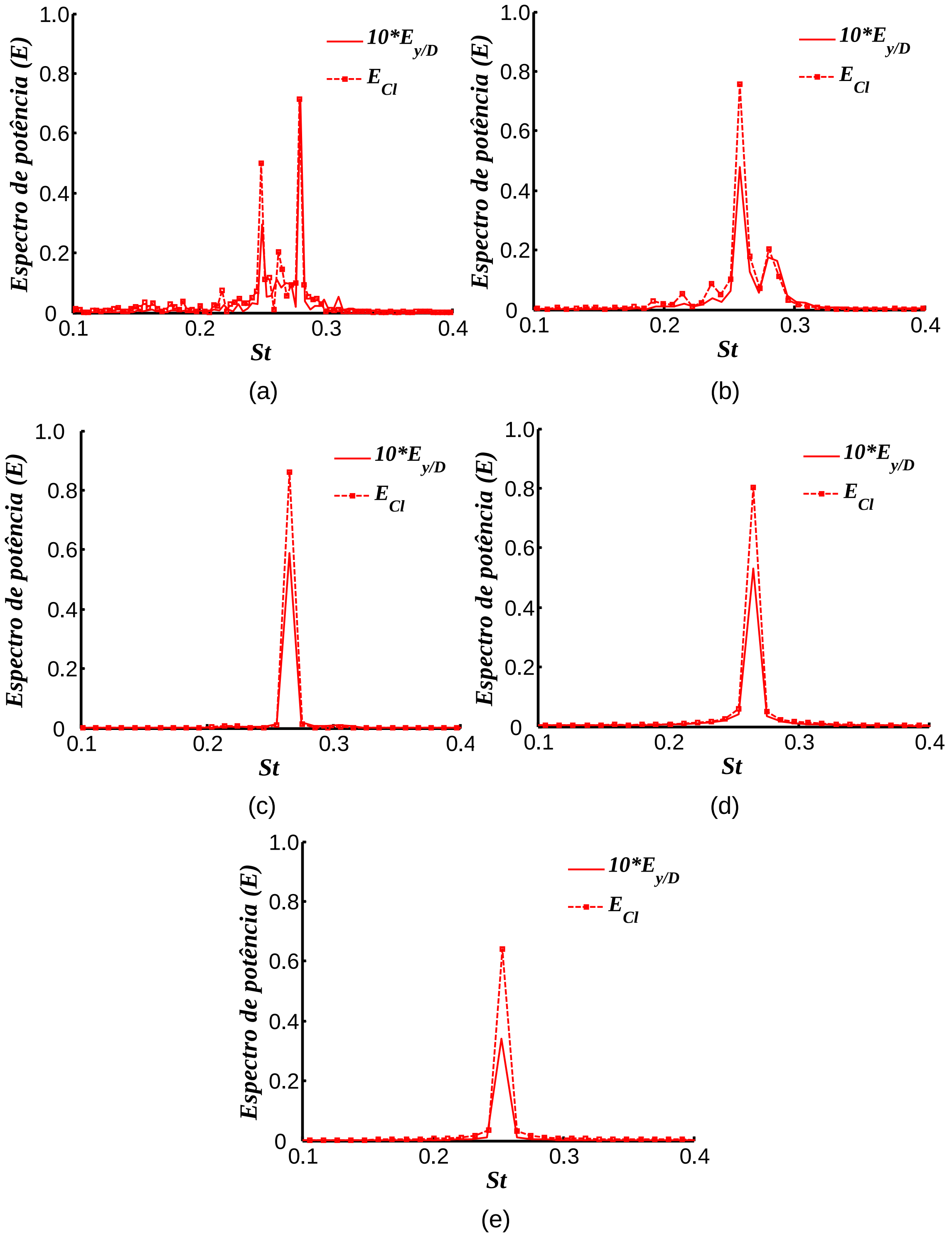


Figura 6.6 – Espectros de potência para Re = 8.000 e m^* = 7,85: a) $\xi = 0{,}0$; b) $\xi = 0{,}02$; c) $\xi = 0{,}04$; d) $\xi = 0{,}06$ e e) $\xi = 0{,}1$.

Segundo esses autores, este fenômeno ocorre quando a freqüência estrutural é maior que a freqüência de geração de vórtices do cilindro estacionário. Observaram também que o *soft lock-in* está associado apenas com cilindros leves e sugeriram que esse é um mecanismo de oscilador não linear para auto-limitar sua amplitude de oscilação.

6.2. Simulações com um grau de liberdade (1 gdl) a Reynolds 10.000

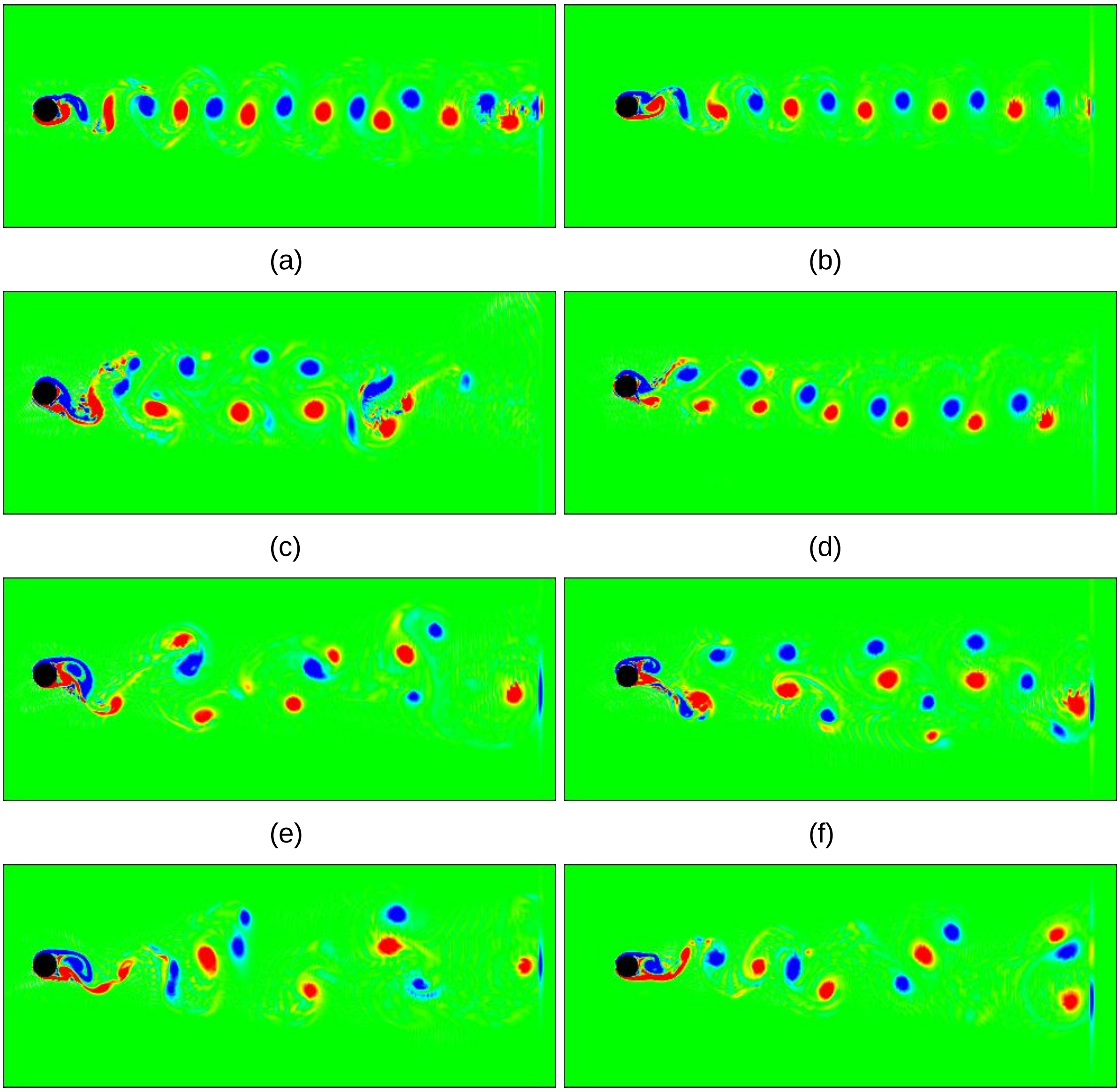
Para as simulações a Re = 10.000, as razões de massa m^* foram iguais a 2,4 e 10,3, o parâmetro massa-amortecimento $\left(m^*\xi\right)$ foi considerado igual a 0,013 e a velocidade reduzida foi variada entre $1 \le V_r \le 15$. Vale lembrar que a mudança da rigidez da mola não altera significantemente o amortecimento $\left(c\right)$ do sistema, mas altera de forma significativa o amortecimento crítico $2\sqrt{km}$, o qual afeta a razão de amortecimento ξ. A velocidade da corrente livre foi mantida constante (U = 3m/s) e o movimento do cilindro foi iniciado após o tempo adimensional de 1, para todas as simulações.

É feita, a seguir, uma análise da influência da razão da massa e da razão de amortecimento, juntamente com a variação da velocidade reduzida, na resposta do cilindro, bem como na dinâmica do escoamento. Tendo em vista a análise, são apresentados, para os dois valores de m^*, os resultados inerentes ao escoamento, bem como os referentes ao movimento do cilindro.

6.2.1. Campos de vorticidade

O processo de formação de vórtices na esteira de um cilindro suportado elasticamente está associado com a amplitude de oscilação. Também são observados alguns dos modos de geração de vórtices, preditos na literatura, porém, estes não são bem definidos como os observados em problemas com movimento forçado (rotação-oscilação). A Figura 6.7 apresenta os campos de vorticidade para vários valores de velocidade reduzida e para um número de Reynolds igual a 10.000. A primeira coluna refere-se a $m^* = 2{,}4$ e a segunda coluna à $m^* = 10{,}3$. A primeira linha corresponde a $V_r = 2$, a segunda linha a $V_r = 3{,}5$, a terceira linha a $V_r = 5$ e a quarta linha a $V_r = 13$.

Para $V_r = 2$, Figs. 6.7(a) e (b), a esteira formada a jusante do cilindro representa o modo '2S' de geração de vórtices, e é alinhada em relação à linha central do escoamento, para os dois valores de m^*. Com o aumento da velocidade reduzida para $V_r = 3{,}5$, percebe-se uma tendência ao estabelecimento de uma esteira elíptica. Para $m^* = 2{,}4$ e $V_r = 3{,}5$, Fig. 6.7(c), próximo ao cilindro, os vórtices se apresentam em duas alas e mais distante verifica-se a união das duas alas com fusão entre vórtices de mesmo sinal. Para $m^* = 10{,}3$, Fig. 6.7(d), a esteira elíptica é menor que a da Fig. 6.7(c) e o modo '2S' é estabelecido distante do cilindro.



(a) (b) (c) (d) (e) (f) (g) (h)

Figura 6.7 – Campos de vorticidade para Re = 10.000: a), c), e) e g) $m^* = 2{,}4$; b), d), f) e h) $m^* = 10{,}3$. a) e b) $V_r = 2$; c) e d) $V_r = 3{,}5$; e) e f) $V_r = 5$; g) e h) $V_r = 13$.

Para $V_r = 5$, os modos de geração de vórtices são melhores definidos para os dois valores de m^*. Observa-se o modo 'P+S' para $m^* = 2,4$ e o modo '2P' para $m^* = 10,3$, ressaltando que os vórtices que compõem estes modos estão dispersos ao longo da esteira. Para $V_r = 13$, a esteira de vórtices parece oscilante para os dois valores de m^*. De modo global, as esteiras de vórtices apresentam comportamentos semelhantes para determinados valores de V_r e diferentes valores de m^*, sendo possíveis distinguir alguns dos modos de geração de vórtices preditos na literatura.

6.2.2. Evoluções temporais dos coeficientes de arrasto, de sustentação e do deslocamento do cilindro

A Figura 6.8 apresenta a evolução temporal dos coeficientes fluidodinâmicos para Re = 10.000, para quatro valores de velocidade reduzida, V_r, e para os dois valores de razão de massa, m^*. As duas colunas referem-se aos dois valores de m^* e cada linha corresponde a uma velocidade reduzida.

Para $V_r = 2$ e $m^* = 2,4$, Fig. 6.8(a) os coeficientes fluidodinâmicos apresentam sinais periódicos. Mantendo a velocidade reduzida e aumentando a razão de massa para $m^* = 10,3$, Fig. 6.8(b), observa-se que os sinais dos coeficientes continuam regulares, porém houve uma redução na amplitude dos mesmos. Para $V_r = 3,5$, Figs. 6.8(c) e (d), verifica-se claramente um aumento na amplitude das flutuações dos coeficientes fluidodinâmicos, para as duas razões de massa. O comportamento de batimento é verificado para $m^* = 10,3$, Fig. 6.8(d). Para $V_r = 5$, Figs. 6.8(e) e (f), os sinais dos coeficientes fluidodinâmicos se tornam irregulares. As amplitudes dos sinais são menores que para $V_r = 3,5$ e, ainda, a amplitude para $m^* = 2,4$, Fig. 6.8(e), é menor que para $m^* = 10,3$, Fig. 6.8(f). A redução na amplitude, com o aumento da velocidade reduzida de $V_r = 3,5$ para $V_r = 5$, provavelmente se deva à mudança no modo de geração de vórtices, de comportamento elíptico observado nas Figs. 6.7(c) e (d), para os modos 'P+S' e '2P' mostrados nas Figs. 6.7(e) e (f). Para $V_r = 13$, as amplitudes diminuem ainda mais em relação as V_r anteriores, para os dois valores de m^* e se tornam mais regulares. Verifica-se também a tendência de retorno ao modo '2S' de geração de vórtices, o que implica em flutuações mais organizadas.

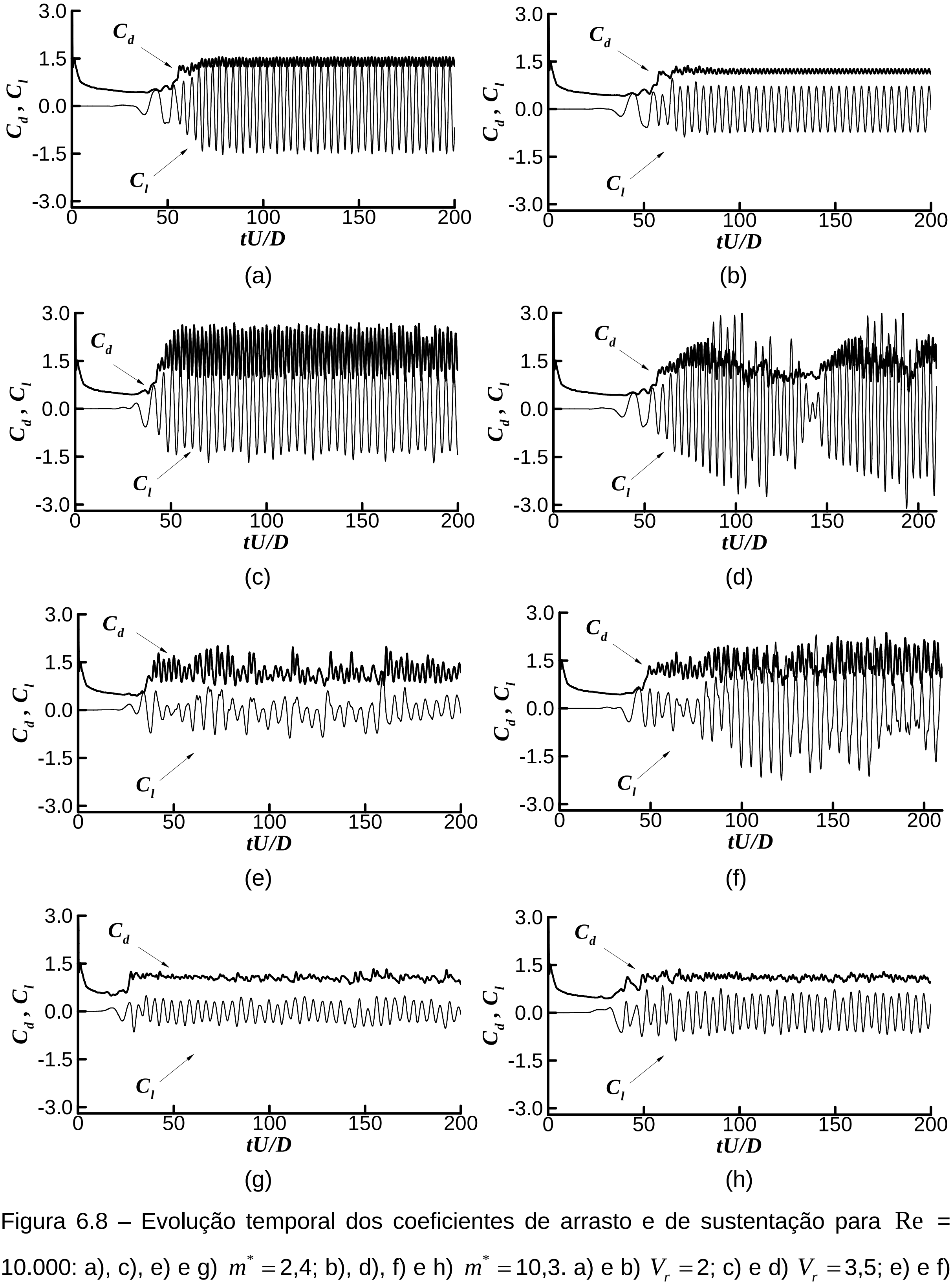
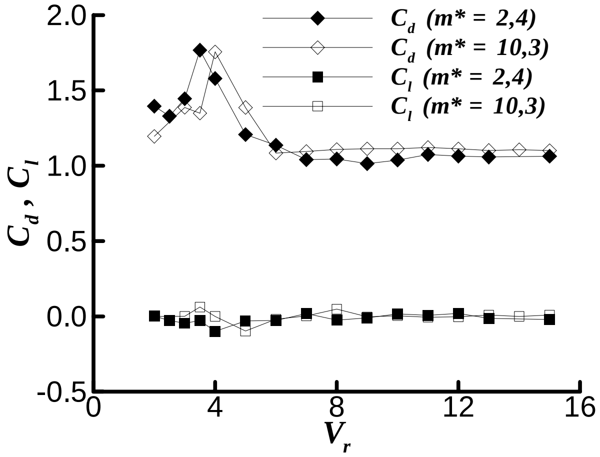


Figura 6.8 – Evolução temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação para Re = 10.000: a), c), e) e g) $m^* = 2{,}4$; b), d), f) e h) $m^* = 10{,}3$. a) e b) $V_r = 2$; c) e d) $V_r = 3{,}5$; e) e f) $V_r = 5$; g) e h) $V_r = 13$.

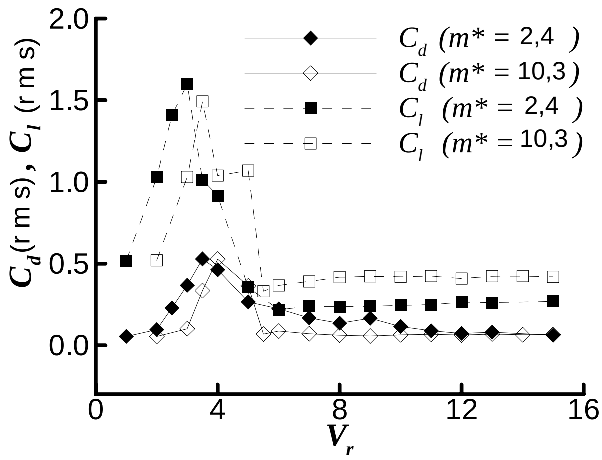
A Figura 6.9(a) mostra os valores médios dos coeficientes fluidodinâmicos para os dois valores de razão de massa. Os símbolos cheios referem-se à $m^* = 2{,}4$ e os símbolos vazios à $m^* = 10{,}3$. Verifica-se um comportamento similar para os dois valores de m^* para todo intervalo de V_r. Os valores médios do coeficiente de arrasto aumentam gradualmente até $V_r = 3{,}5$ e posteriormente decrescem com o aumento da velocidade reduzida, mantendo-se aproximadamente constante para $V_r > 6$. É interessante notar para $m^* = 2{,}4$ que, quando V_r variou de 2 para 2,5, houve uma pequena redução no valor médio do coeficiente de arrasto. Para $m^* = 10{,}3$, a redução no valor médio do coeficiente de arrasto foi observada para $V_r = 3{,}5$. Uma possível explicação para isto pode ser o comportamento de batimento observado para estas velocidades reduzidas. Observa-se ainda que os máximos valores ocorrem para diferentes valores de V_r, sendo que, o valor de V_r que determina o máximo C_d aumentou com o aumento da m^*. Estes valores foram de $C_d = 1{,}77$ para $V_r = 3{,}5$ e $m^* = 2{,}4$ e $C_d = 1{,}76$ para $V_r = 4$ e $m^* = 10{,}3$. Os valores médios dos coeficientes de sustentação, para os dois valores de m^*, foram aproximadamente nulos, para todo o intervalo de velocidade reduzida. Para $m^* = 2{,}4$ e $V_r = 4$, foi obtido um valor máximo negativo igual a C_l = -0,0995, enquanto para $m^* = 10{,}3$, verifica-se um valor máximo negativo para $V_r = 5$ (C_l = -0,0974) e um valor máximo positivo para $V_r = 3{,}5$ (C_l = 0,0619). De modo geral, o aumento da razão de massa não altera de forma significativa os coeficientes fluidodinâmicos, para altas velocidades reduzidas.

A Figura 6.9(b) mostra as amplitudes das flutuações dos coeficientes fluidodinâmicos, obtidas pela média quadrática (rms) em função da velocidade reduzida, para $m^* = 2{,}4$ e $m^* = 10{,}3$. Observa-se que, ao contrário dos valores médios, as flutuações dos coeficientes de sustentação têm maiores amplitudes que as flutuações dos coeficientes de arrasto. A amplitude da flutuação do coeficiente de arrasto, para $m^* = 2{,}4$, aumenta gradualmente com o aumento da velocidade reduzida até $V_r = 3{,}5$ e diminui para $V_r > 3{,}5$. Para $V_r \geq 11$ as amplitudes do coeficiente de arrasto são próximas de zero. Com o aumento da razão de massa para $m^* = 10{,}3$, verifica-se também um aumento gradual na amplitude das flutuações do coeficiente de arrasto até $V_r = 4$. Para $V_r < 4{,}0$, as amplitudes são um pouco menores que as obtidas para $m^* = 2{,}4$. Para $V_r > 4$, as amplitudes se reduzem e para $V_r \geq 5{,}5$ se mantém aproximadamente constantes e com valores próximos de zero.

A amplitude do coeficiente de sustentação, para $m^* = 2{,}4$, aumenta gradualmente até $V_r = 3$, reduzindo em seguida e mantendo-se praticamente constante em torno de 0,24, para $V_r \geq 6$. Com o aumento da razão de massa, $m^* = 10{,}3$, verifica-se uma redução na amplitude das flutuações para $V_r \leq 3$ e um aumento para $V_r > 3$. Vê-se claramente que o parâmetro m^* exerce maior influência na amplitude das flutuações dos coeficientes fluidodinâmicos que nos respectivos valores médios.



(a)



(b)

Figura 6.9 – Comportamento dinâmico dos coeficientes fluidodinâmicos em função de V_r : a) valores médios e b) amplitude das flutuações. Re = 10.000.

A Figura 6.10 mostra a evolução temporal do deslocamento normalizado do cilindro, para alguns valores de V_r , Re =10.000 e para os dois valores de m^*. As colunas referem-se às razões de massa, m^*, e as linhas referem-se às velocidades reduzidas, V_r .

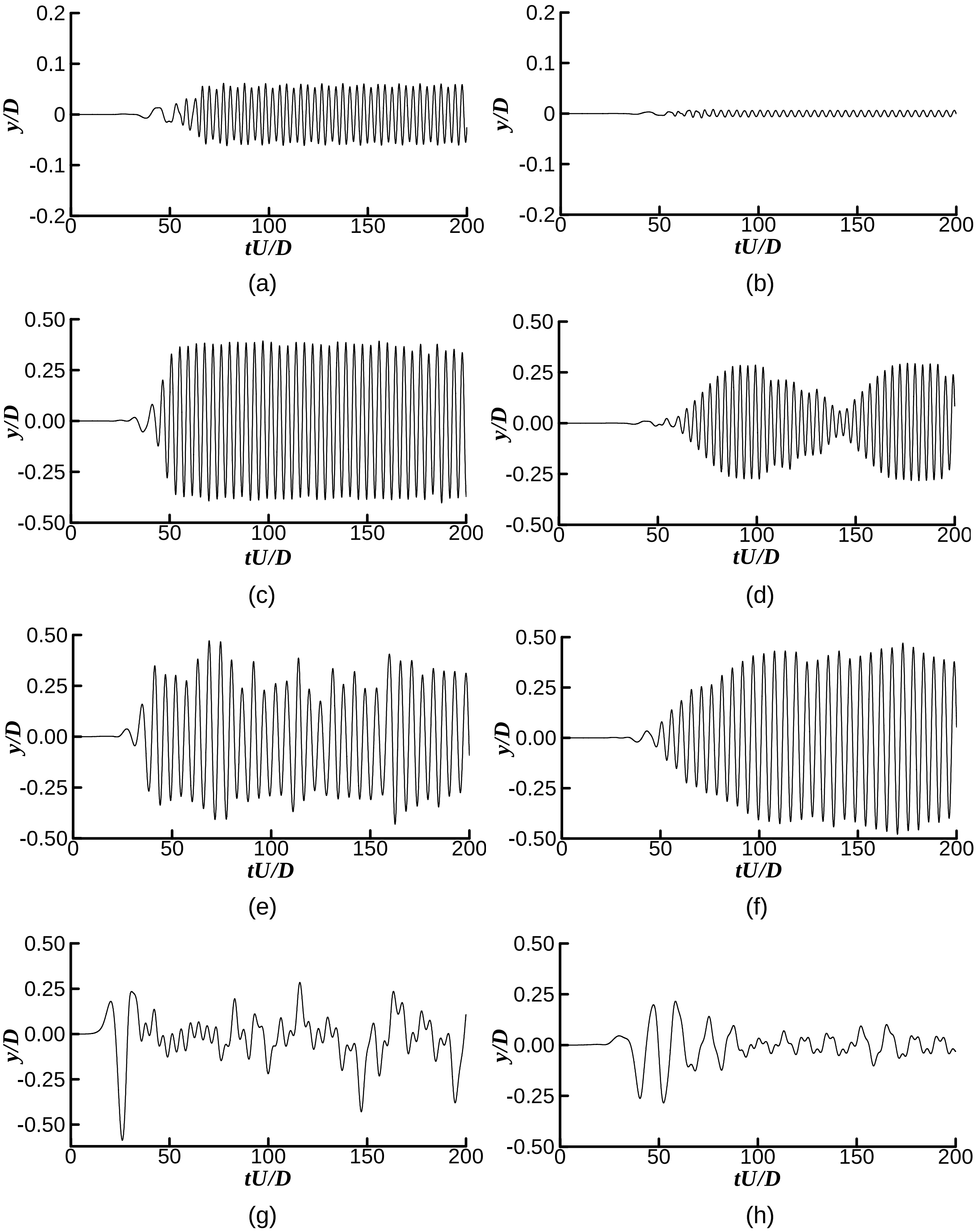


Figura 6.10 – Evolução temporal do deslocamento normalizado do cilindro para Re = 10.000: a), c), e) e g) $m^* = 2{,}4$; b), d), f) e h) $m^* = 10{,}3$. a) e b) $V_r = 2$; c) e d) $V_r = 3{,}5$ e e) e f) $V_r = 5$ e g) e h) $V_r = 13$.

Para $V_r = 2$ e $m^* = 2,4$, Fig. 6.10(a), o sinal do deslocamento é periódico e centrado em zero. Com o aumento da razão de massa, Fig. 6.10(b), o sinal continua bem comportado, porém, verifica-se uma grande redução na amplitude do deslocamento, como esperado, uma vez que com o aumento de m^*, o cilindro torna-se menos leve e a rigidez do sistema aumenta, contribuindo para que o cilindro oscile com menor amplitude. Com o aumento da velocidade reduzida, $V_r = 3,5$, Fig. 6.10(c), verifica-se um aumento significativo na amplitude das flutuações em comparação com a Fig. 6.10(a). Para $V_r = 3,5$ e $m^* = 10,3$, Fig. 6.10(d), as amplitudes das flutuações são inferiores às da Fig. 6.10(c). Além disso, verifica-se o efeito de batimento. Para $V_r > 3,5$, Fig. 6.10(e), o sinal do deslocamento não é periódico e se torna irregular para altas velocidades reduzidas, Fig. 6.10(g). Com o aumento da razão de massa e da velocidade reduzida para $V_r = 5$, Fig. 6.10(f), nota-se que o comportamento de batimento está desaparecendo. Para $V_r = 13$, Fig. 6.10(h), o aumento da razão de massa torna o sinal mais comportado, após o tempo adimensional de 100.

A Figura 6.11 mostra as diferenças nas amplitudes do deslocamento do cilindro em função da velocidade reduzida e da razão de massa. A amplitude foi obtida pela média dos 10% maiores picos (ASSI, 2005; HOVER et al., 2004). Nota-se que o cilindro exibe resposta quase nula para $V_r \leq 1$ ($m^* = 2,4$) e $V_r \leq 2$ ($m^* = 10,3$). As maiores amplitudes são relativas à $m^* = 2,4$ e o seu valor máximo de 0,52 foi obtido para $V_r = 9$. Com o aumento da razão de massa para 10,3, verifica-se uma redução na resposta do cilindro para todas as velocidades reduzidas.

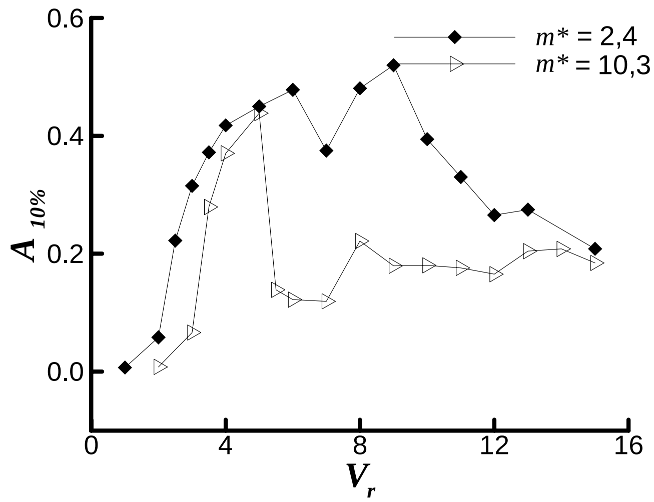
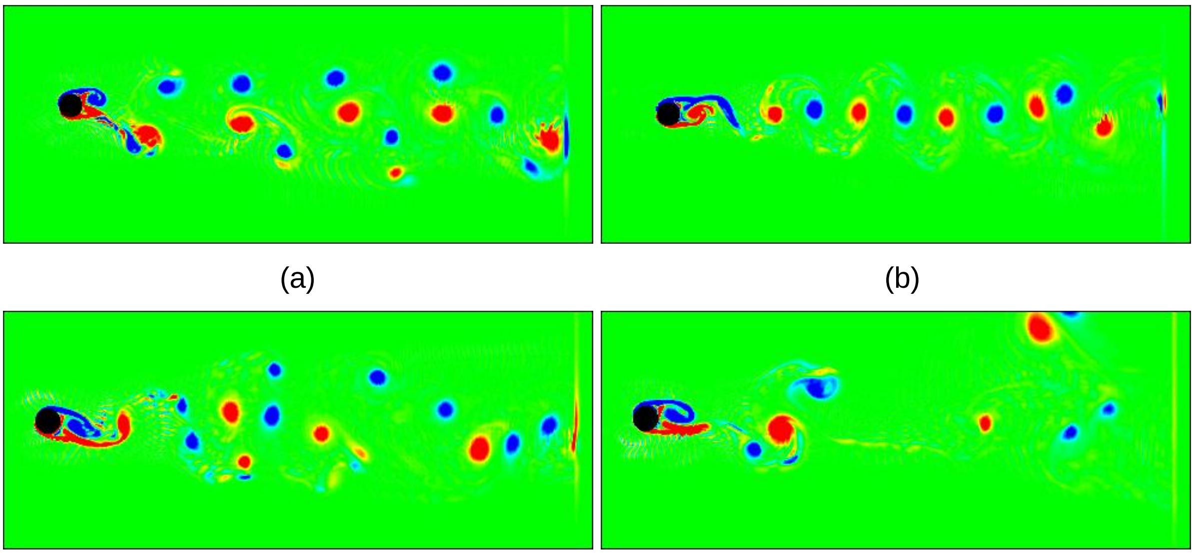


Figura 6.11 – Amplitude do deslocamento do cilindro em função da velocidade reduzida para Re = 10.000, $m^* = 2,4$ e $m^* = 10,3$.

Para $m^* = 10{,}3$, a amplitude aumenta com o aumento de V_r até $V_r = 5$, onde se verifica o valor máximo igual a 0,44. É interessante observar que para essa razão de massa, houve uma queda brusca na amplitude do deslocamento do cilindro de $V_r = 5$ para $V_r = 5{,}5$. Provavelmente esta queda esteja associada à mudança no modo de geração de vórtices que ocorre para esta faixa de velocidade reduzida. Isto é ilustrado na Fig. 6.12. Ainda para $m^* = 10{,}3$, observa-se que a amplitude do deslocamento se mantém aproximadamente constante para $V_r \geq 8$.

As Figuras 6.12(a) e (b) mostram os campos de vorticidade para $m^* = 10{,}3$ e para as velocidades reduzidas iguais a $V_r = 5$ e $V_r = 5{,}5$, respectivamente, com o objetivo de elucidar a queda brusca observada na Fig. 6.11. Verifica-se, para $V_r = 5$, que pares de vórtices contra rotativos estão dispersos ao longo da esteira. É o chamado modo ‘2P’. Com o aumento da velocidade reduzida, Fig. 6.12(b), observa-se claramente o modo ‘2S’, ou seja, vórtices alternados compondo a esteira a jusante do cilindro. Este comportamento não foi observado para a $m^* = 2{,}4$. Isto mostra que a mudança brusca na amplitude do deslocamento do cilindro com o aumento de V_r, Fig. 6.11, para $m^* = 10{,}3$, está associada à mudança no modo de emissão de vórtices.



(a) (b)

(c) (d)

Figura 6.12 – Campos de vorticidade para Re = 10.000: a) $V_r = 5$ e b) $V_r = 5{,}5$ para $m^* = 10{,}3$; c) $V_r = 6$ e d) $V_r = 7$ para $m^* = 2{,}4$.

Por outro lado, para a $m^* = 2{,}4$ o aumento de $V_r = 6$ para $V_r = 7$ causou apenas uma leve redução na amplitude do deslocamento do cilindro, Fig. 6.11. Isto pode ser explicado, pelas Figs. 6.12(c) e (d), as quais possuem esteiras de vórtices mais semelhantes, porém, para $V_r = 7$, os vórtices se encontram mais dispersos.

No item seguinte é analisada a influência da razão de massa, para diferentes valores de velocidade reduzida, na freqüência de desprendimento dos vórtices, bem como na freqüência de resposta do cilindro.

6.2.3. Freqüência de geração de vórtices e de oscilação do cilindro

Vale relembrar, primeiramente, de um dos conceitos considerados de grande relevância no estudo de vibração induzida pelo escoamento. Tradicionalmente, a ressonância, para o caso de um grau de liberdade, é entendida como a tendência do cilindro a oscilar na sua freqüência natural, em alguns intervalos de velocidade reduzida, enquanto a razão de massa é mantida constante. De acordo com Shiels et al. (2001), recentes resultados experimentais (GHARIB et al. 1997, GHARIB 1999, KHALAK e WILLIAMSON, 1997) exibiram exemplos de vibração sem ressonância. Por outro lado, este clássico fenômeno de ressonância foi observado em outros experimentos (BRIKA e LANEVILLE, 1993, HOVER et al., 1997). Com base em resultados recentes, Shiels et al., (2001) sugerem que o fenômeno de ressonância não descreve precisamente o comportamento do sistema para todos os parâmetros estruturais, especialmente quando a razão de massa se torna relativamente pequena. De acordo com Meneghini et al. (1997), ressonância é a captura da freqüência de geração de vórtices pela freqüência de resposta do cilindro. Para Wang et al. (2003), o fenômeno de ressonância é definido como a situação onde a freqüência de geração de vórtices é aproximadamente igual à freqüência natural do cilindro.

Prosseguindo a análise da influência da razão de massa nos parâmetros característicos do cilindro e do escoamento, a Figura 6.13 apresenta os espectros de potência $E_{y/D}$ e $E_{C\ell}$, os quais são relativos aos sinais do deslocamento e do coeficiente de sustentação gerado pelos vórtices. Lembrando que os sinais correspondentes aos espectros $E_{y/D}$ estão multiplicados por um fator. As colunas referem-se às razões de massa iguais a $m^* = 2{,}4$ (esquerda) e $m^* = 10{,}3$ (direita) e as linhas se referem a $V_r = 2$, $V_r = 3{,}5$, $V_r = 5$ e $V_r = 13$, respectivamente.

Para $V_r = 2$ e $m^* = 2{,}4$, Fig. 6.13(a), observa-se apenas um pico de energia dominante para cada sinal, onde a freqüência associada ao sinal do coeficiente de sustentação é consideravelmente mais energizada que a freqüência associada ao sinal do deslocamento. Com o aumento da razão de massa, Fig. 6.13(b), verifica-se claramente que as energias associadas às duas freqüências adimensionais diminuem. Para $V_r = 3{,}5$ e $m^* = 2{,}4$, Fig. 6.13(c), verifica-se um aumento na energia associada ao espectro do sinal do deslocamento ($E_{y/D}$), enquanto a energia associada ao espectro do sinal do coeficiente de sustentação E_{Cl} permaneceu aproximadamente inalterada, em comparação com o espectro da Fig. 6.13(a). Por outro lado, para $V_r = 3{,}5$ e $m^* = 10{,}3$, Fig. 6.13(d), o aumento da razão de massa, levou a um aumento da energia relacionada ao espectro E_{Cl} em comparação com o nível de energia do E_{Cl} para $m^* = 2{,}4$ (Fig. 6.13(c)). Comparando os espectros relacionados à $m^* = 10{,}3$, Figs. 6.13(b) e (d), os níveis de energia dos dois espectros ($E_{y/D}$ e E_{Cl}) aumentaram com o aumento da velocidade reduzida de $V_r = 2$ para $V_r = 3{,}5$.

Para $V_r = 5$ e $m^* = 2{,}4$, Fig. 6.13(e), os dois picos de freqüências apresentaram uma redução no nível de energia em comparação com os espectros relacionados a $V_r = 3{,}5$, Fig. 6.13(c). Com o aumento de m^*, Fig. 6.13(f), houve um aumento no nível de energia dos dois picos de freqüência. Para $V_r = 13$ e $m^* = 2{,}4$, Fig. 6.13(g), nota-se uma banda larga de freqüências, com picos de diferentes níveis de energia, mostrando que, mesmo sendo um tratamento bidimensional, uma banda de freqüências começa a ser estabelecida. Além disso, observa-se no espectro associado ao sinal do deslocamento, que aparece um pico de freqüência dominante com valor aproximadamente igual ao da freqüência adimensional natural, $St_r \cong St_n = f_n D/U = 0{,}077$ e um pico de freqüência com valor aproximadamente igual ao da frequência de geração de vórtices, $St_r \approx St_v = 0{,}214$, além de outros. Com o aumento de m^*, Fig. 6.13(h), os picos relacionados ao espectro do deslocamento, $E_{y/D}$, que foram destacados na Fig. 6.13(g) também existem, porém com níveis menores de energia em relação aos obtidos para $m^* = 2{,}4$. Em contrapartida, os espectros associados ao sinal do coeficiente de sustentação, apresentam um pico bem energizado e outros não bem definidos, com níveis inferiores de energia, Figs. 6.13(g) e (h).

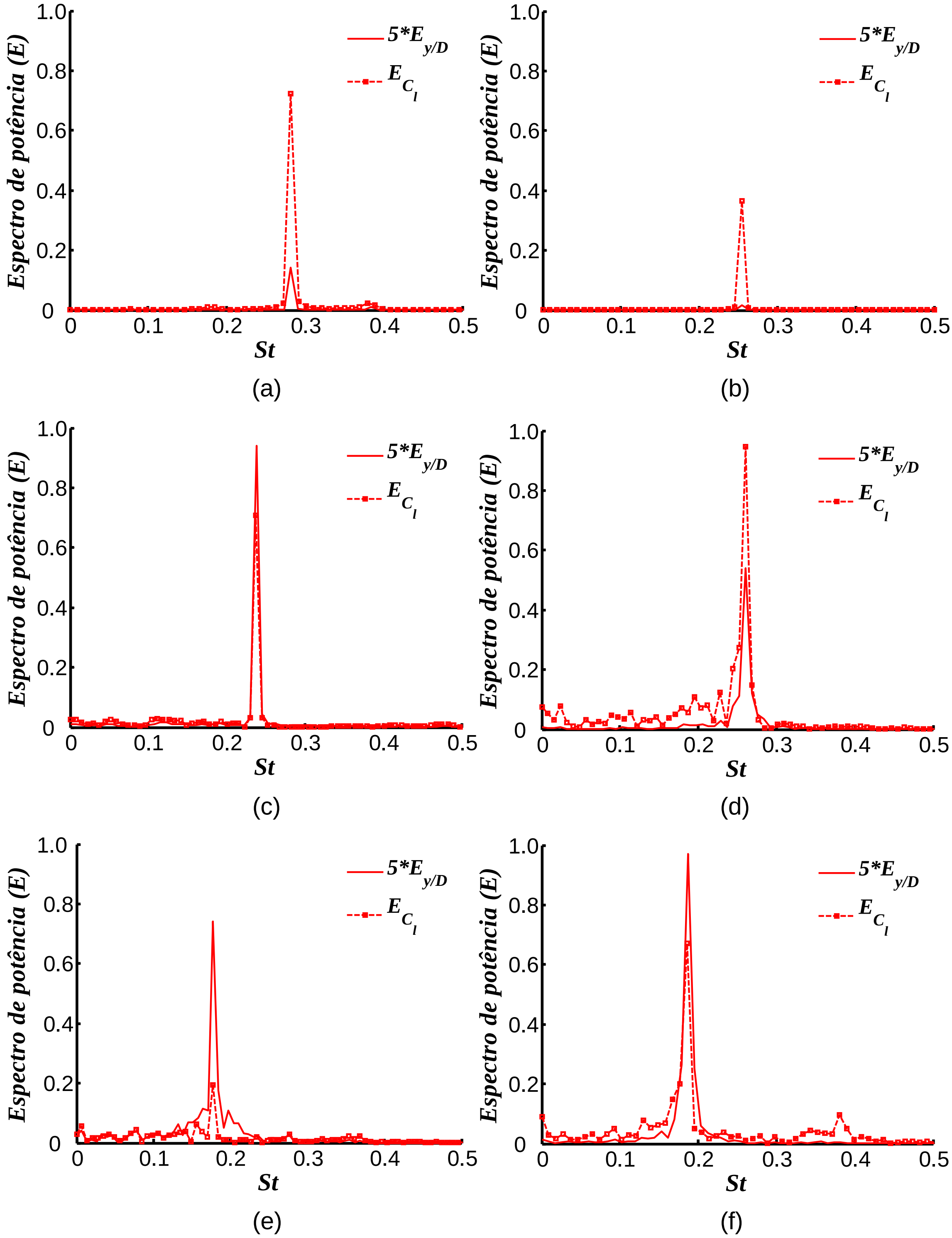


Figura 6.13 – Espectros de potência do sinal do C_l (linhas pontilhadas) e do sinal do deslocamento (linhas contínuas), para Re = 10.000: a), c), e) e g) $m^* = 2{,}4$; b), d), f) e h) $m^* = 10{,}3$. a) e b) $V_r = 2$; c) e d) $V_r = 3{,}5$ e e) e f) $V_r = 5$.

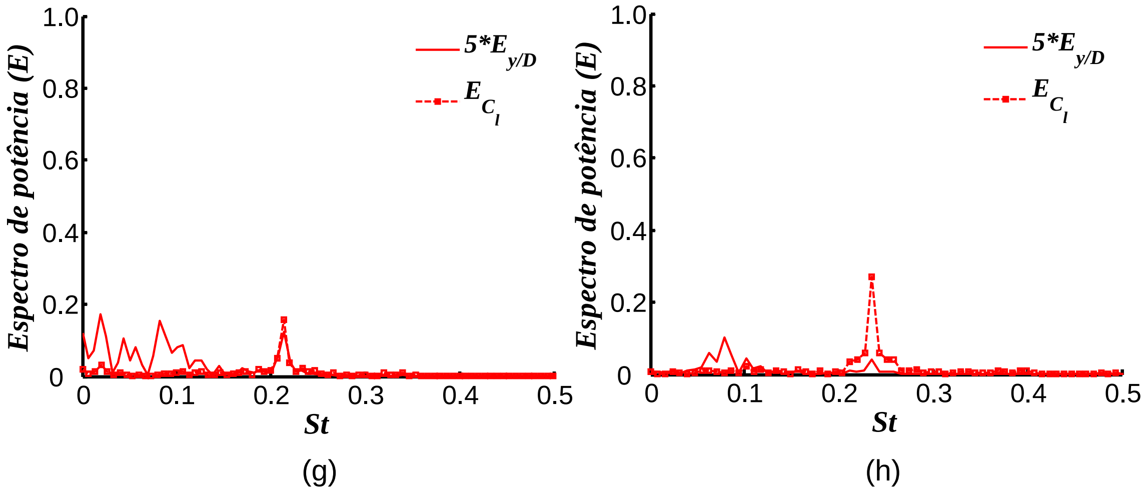


Figura 6.13 – Continuação: g) e h) $V_r = 13$.

6.2.4. Comparação de resultados

Para fins comparativos, os resultados obtidos no presente trabalho e dados da literatura são apresentados no presente subitem. Para tanto, é de grande relevância a apresentação de alguns termos comuns na literatura, relacionados a problemas de interação fluido-estrutura. Segundo a literatura, pelo menos dois tipos de resposta são possíveis para Vibração Induzida por Vórtices (VIV). Um tipo envolve grandes amplitudes, o qual contém três ramos de resposta e o segundo tipo de resposta envolve pequenas amplitudes, o qual contém apenas dois ramos de resposta. Tais ramos são denominados de ramo inicial, ramo superior e ramo inferior; e além destes a região desincronizada, como ilustrado na Fig. 6.14 (KHALAK e WILLIAMSON, 1996).

A máxima amplitude de oscilação transversal para uma dada velocidade reduzida varia entre os resultados da literatura e depende de alguns parâmetros tanto do fluido quanto do sistema estrutural. Conforme comentado por Prasanth et al. (2006), Singh e Mittal (2005) obtiveram a máxima amplitude para uma velocidade reduzida de aproximadamente 4,75 e Re = 100. Em simulações usando modelo de turbulência $k-\omega$ e aumentando a velocidade da corrente livre, Pan et al. (2007) obtiveram uma amplitude máxima instantânea de 0,70 para $V_r = 4{,}4$, enquanto que com o modelo $k-\varepsilon$ obtiveram um valor máximo igual a 0,85. Em experimentos realizados por Klamo et al. (2006) foi observada uma queda na transição do ramo inferior para a região desincronizada (região após o ramo inferior). Segundo a literatura, a transição entre os modos de geração de vórtices (‘2S’ e ‘2P’), induzem mudanças na amplitude de sustentação e estas se manifestam como saltos na amplitude de oscilação.

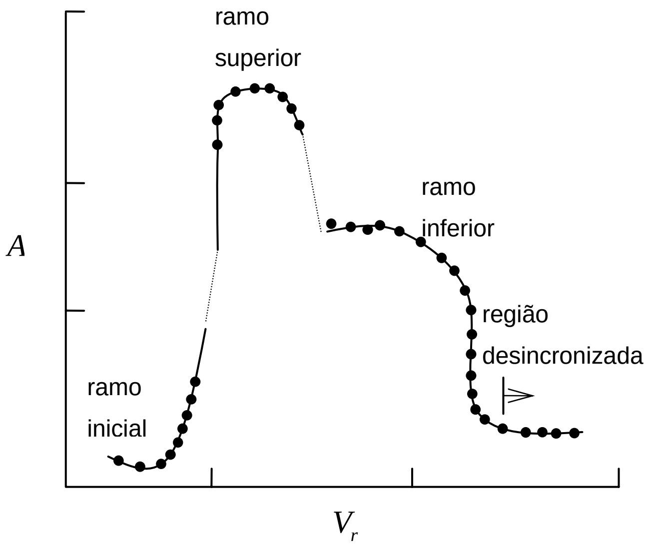


Figura 6.14 – Esquema ilustrativo dos ramos de resposta e da região desincronizada, de um cilindro imerso em um escoamento: interação fluido-estrutura.

A Figura 6.15 apresenta a amplitude de oscilação transversal de um cilindro, em função da velocidade reduzida, para Re = 10.000 e $m^* = 2{,}4$, em comparação com os resultados numéricos de Saltara et al. (2002) e de Pan et al. (2007) e com os resultados experimentais de Khalak e Williamson (1996). Os valores apresentados no presente trabalho foram obtidos pela média dos 10% maiores picos (HOVER et al., 2004; LUCOR et al., 2005). Conforme comentado por Pan et al. (2007), a amplitude de oscilação foi definida por Khalak e Williamson (1996, 1999) como o máximo valor na série temporal.

Verifica-se, na Fig. 6.15, que os menores valores de amplitudes foram observados para $V_r \leq 2{,}5$. No ramo inicial de resposta, $3 \leq V_r \leq 4$, a amplitude de oscilação aumenta com o aumento da velocidade reduzida. Os maiores valores de amplitudes foram obtidos para $V_r = 6$ e $V_r = 9$. Para $6 \leq V_r \leq 7$ e $V_r > 9$, observa-se uma redução na resposta do cilindro com o aumento da velocidade reduzida. Conforme observado, não foi obtido o ramo superior de resposta, visualizado em experimentos. Uma provável explicação para a ausência do ramo superior é que as simulações são bidimensionais e a condição de simulação diferente do experimento. Como já comentado, a velocidade da corrente livre foi mantida constante ao longo da simulação, enquanto que, no experimento de Khalak e Williamson (1996), a velocidade da corrente livre era aumentada com o cilindro oscilando. Este ramo também não foi obtido por Saltara (2002) e Pan et al. (2007). Por outro lado, nos resultados de Pan et al. (2007), foi obtido um valor máximo instantâneo igual a 0,7, já comentado anteriormente. Ressalta-se a condição de simulação deste autor foi igual a do experimento. Outra razão que pode ter contribuído para as diferenças entre os resultados é a técnica numérica de discretização utilizada pelos autores, bem como o modelo de turbulência. Em contrapartida, os resultados do presente trabalho, para $V_r \geq 9$, se aproximam melhor dos resultados experimentais, que os resultados de Saltara (2002).

Algumas questões relacionadas ao aparecimento do ramo superior de resposta em experimentos podem ser vistas em Pan et al. (2007). Segundo Saltara (2002), experimentos realizados com a velocidade da corrente livre constante também falharam na obtenção de altas amplitudes no ramo superior.

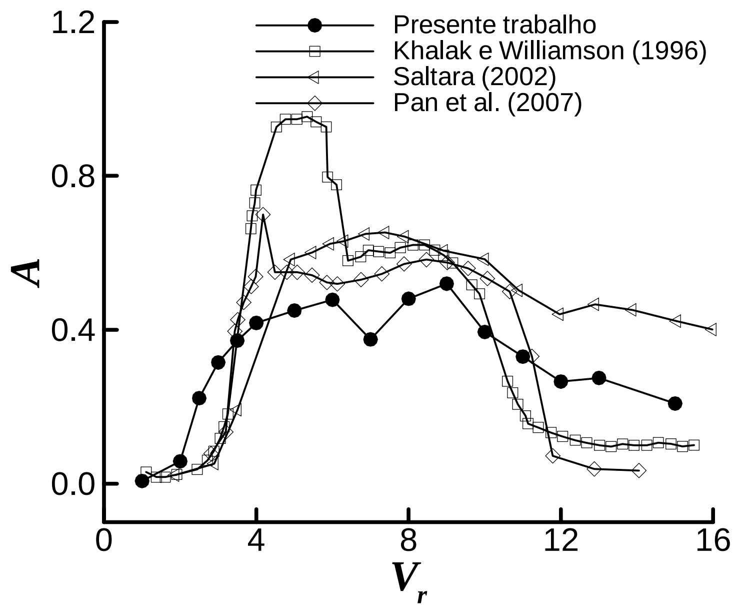


Figura 6.15 – Amplitude de vibração em função da velocidade reduzida para $m^* = 2{,}4$ e $\mathrm{Re} = 10.000$.

A Figura 6.16 apresenta a razão entre a freqüência de resposta do cilindro e a freqüência natural ($f = f_r / f_n$) em função de V_r, para $m^* = 2{,}4$, em comparação com os resultados numéricos de Pan et al. (2007). A linha contínua representa a situação em que $f / f_n = 1{,}0$. A linha tracejada foi obtida da relação $f / f_n = 0{,}2V_r$, onde a freqüência adimensional de geração de vórtices para cilindro estacionário, no intervalo de Reynolds subcrítico ($300 < \mathrm{Re} < 1{,}5\text{x}10^5$) é dada por $St_o = 0{,}2$ (WHITE, 2002). Os símbolos cheios representam os resultados do presente trabalho e os símbolos vazios representam os resultados numéricos de Pan et al. (2007). A freqüência adimensional de resposta, f_r, foi obtida pela FFT do sinal do deslocamento do cilindro. Ressalta-se que apenas os valores de frequências coincidentes com a freqüência natural e com a freqüência de geração de vórtices foram extraídos dos picos de energia dos espectros. Os demais picos de energia, existentes para algumas velocidades reduzidas, foram desconsiderados.

Observa-se que, até $V_r = 4$, a razão das freqüências, f / f_n, forma uma rampa linear ascendente. Segundo Assi (2005), este intervalo corresponde ao ramo inicial de resposta. Observa-se que o cilindro está oscilando com uma freqüência próxima da freqüência de geração de vórtices. Em outras palavras, para $V_r \leq 4$, os espectros relacionados ao deslocamento $E_{y/D}$, possuem aproximadamente o mesmo valor de freqüência dos espectros relacionados ao coeficiente de sustentação E_{Cl}. Para $V_r > 4$, verifica-se que f / f_n apresenta um desvio em relação à curva tracejada. Isto mostra que os picos dominantes nos espectros $E_{y/D}$ não estão coincidentes com os picos relacionados aos espectros E_{Cl}. A partir de $V_r = 7$, mais claramente visualizado nos espectros de potência, há uma multiplicidade de freqüências compondo os espectros $E_{y/D}$. Apenas os picos mais energizados é que estão sendo levados em consideração na Fig. 6.16. Verifica-se que o cilindro se movimenta com uma freqüência próxima à $f / f_n = 1{,}0$ e também com uma freqüência próxima à $f / f_n = 0{,}2V_r$. Em outras palavras, para altas velocidades reduzidas, o cilindro se movimenta com mais de uma freqüência.

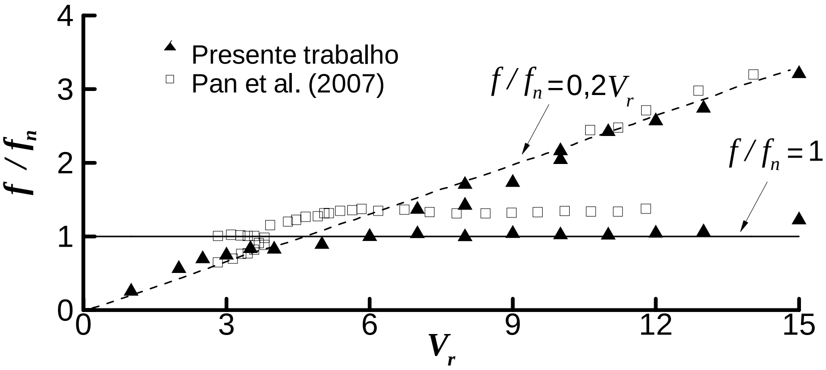
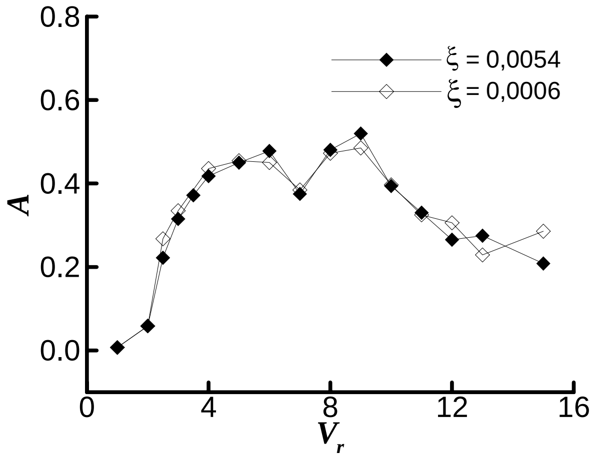


Figura 6.16 – Razão de freqüências em função da velocidade reduzida para Re = 10.000 e $m^* = 2{,}4$.

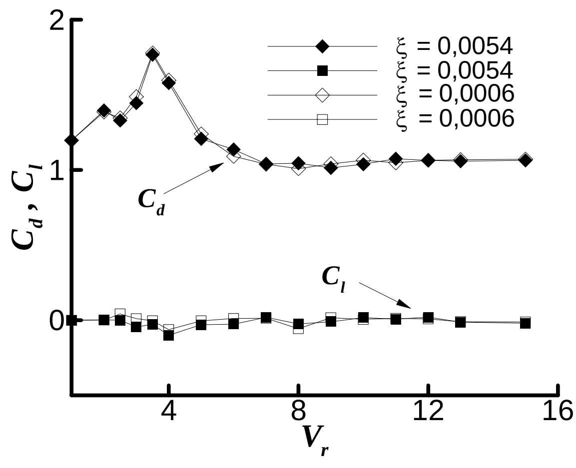
6.2.5. Análise da influência da razão de amortecimento

Foi também realizada uma análise da influência da razão de amortecimento ξ, nas respostas do cilindro e do fluido. A razão de massa foi considerada igual a $m^* = 2{,}4$, Re = 10.000 e razão de amortecimento $\xi = 0{,}0006$, a fim de comparar com os resultados já obtidos para $m^* = 2{,}4$ e $\xi = 0{,}0054$. A Figura 6.17(a) apresenta as amplitudes do deslocamento do cilindro em função da velocidade reduzida, considerando as duas razões de amortecimento ξ. A Figura 6.17(b) mostra os valores médios dos coeficientes fluidodinâmicos para as duas razões de amortecimento em função da velocidade reduzida.

Embora seja esperado que o aumento do amortecimento diminua a amplitude da resposta do sistema, fica constatada a pequena dependência dos resultados em relação à ξ quando se mantém a razão de massa constante, Fig. 6.17(a).



(a)



(b)

Figura 6.17 – Resultados em função da velocidade reduzida, para $m^* = 2{,}4$ e Re = 10.000: a) amplitudes do deslocamento e b) valores médios dos coeficientes fluidodinâmicos.

A amplitude de oscilação do cilindro se mostra independente de ξ, mesmo aumentando de nove vezes o valor desse parâmetro (de $\xi = 0{,}0006$ para $\xi = 0{,}0054$). A maior diferença nos valores das amplitudes foi identificada para $V_r = 15$. O aumento no valor da razão de amortecimento também não influenciou nos valores médios dos coeficientes de arrasto e de sustentação, apresentados na Fig. 6.17(b). As curvas correspondentes às duas razões de amortecimento são semelhantes e possuem valores aproximadamente iguais.

6.3. Simulações com dois graus de liberdade (2gdl)

Neste item é dada seqüência às simulações de escoamentos em torno de um cilindro circular rígido suportado elasticamente. Para estas simulações, o número de Reynolds variou entre $10.725 \leq \mathrm{Re} \leq 42.900$, a razão de massa foi considerada igual a 3,8, a razão de amortecimento foi de 0,022 para as duas direções e a razão entre as freqüências naturais nas direções x e y foi $f_{nx} / f_{ny} = 1$.

6.3.1. Campos de vorticidade

A Figura 6.18 mostra os campos instantâneos de vorticidade, para os parâmetros citados no item anterior. Da mesma forma que para as simulações a um grau de liberdade, o escoamento para as simulações com dois graus de liberdade é complexo e a esteira formada a jusante do cilindro possui configuração diferente da usualmente observada para cilindros estacionários. Para $V_r = 3$, Fig. 6.18(a) o modo de formação de vórtices a jusante do cilindro se assemelha ao modo ‘2S’ de geração de vórtices para cilindro estacionário. Com o aumento da velocidade reduzida para $V_r = 3{,}5$, Fig. 6.18(b), verificam-se pares de vórtices de sinais opostos compondo a esteira a jusante do cilindro. A visualização corresponde ao modo ‘2P’ de geração de vórtices. Observam-se, entretanto, para os campos de vorticidade correspondentes a $V_r > 3{,}5$, que os modos de geração de vórtices não são bem definidos. Os pares de vórtices, bem como os vórtices isolados estão dispersos ao longo da esteira. Também se observa o emparelhamento de vórtices de mesmo sinal, como na Fig. 6.18(c). Para $V_r = 10$, o modo de geração de vórtices se assemelha ao modo ‘2S’.

Verificam-se, também, de forma bastante clara, através dos campos instantâneos de vorticidade, Fig. 6.19, o deslocamento do cilindro em relação a sua posição original, nas direções x e y. O círculo representa a posição original do cilindro. A Figura 6.19(a) mostra o deslocamento instantâneo na direção x para $V_r = 9$ e a Fig. 6.19(b) mostra o deslocamento instantâneo na direção y para $V_r = 4$.

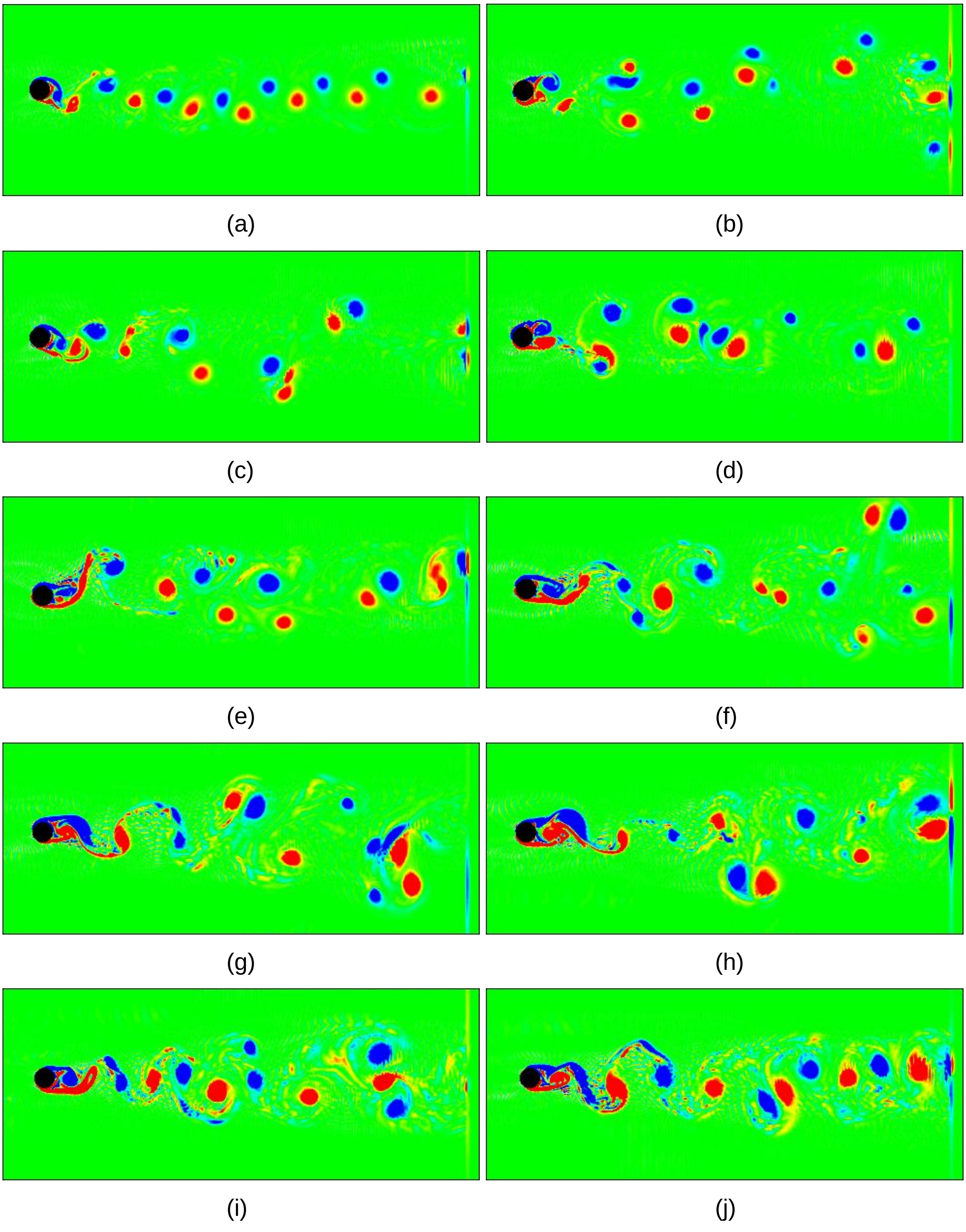
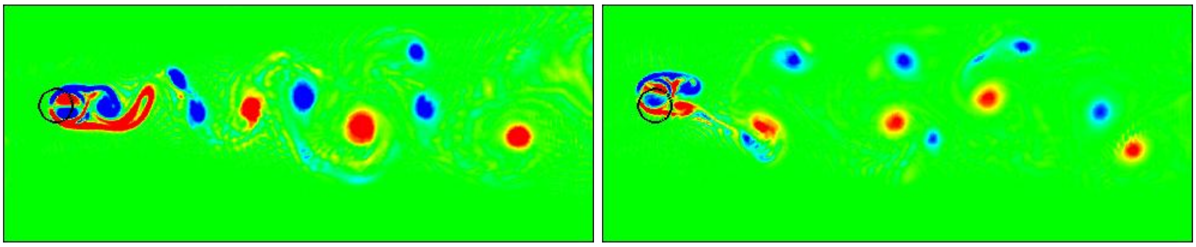


Figura 6.18 – Campos de vorticidade para $m^* = 3{,}8$: a) $V_r = 3$; b) $V_r = 3{,}5$; c) $V_r = 4$; d) $V_r = 4{,}5$; e) $V_r = 5$; f) $V_r = 6$; g) $V_r = 7$; h) $V_r = 8$; i) $V_r = 9$ e j) $V_r = 10$.

Nota-se que, para alta velocidade reduzida, o cilindro apresenta um grande deslocamento instantâneo na direção x, continuando a oscilar com pequena amplitude, conforme será visto posteriormente. Por outro lado, para a menor velocidade reduzida, o deslocamento instantâneo do cilindro ocorreu com maior amplitude na direção y, conforme Fig. 6.19(b). Vale lembrar que, para todo o intervalo de velocidade reduzida analisado, a amplitude do deslocamento do cilindro é maior na direção y que na direção x.

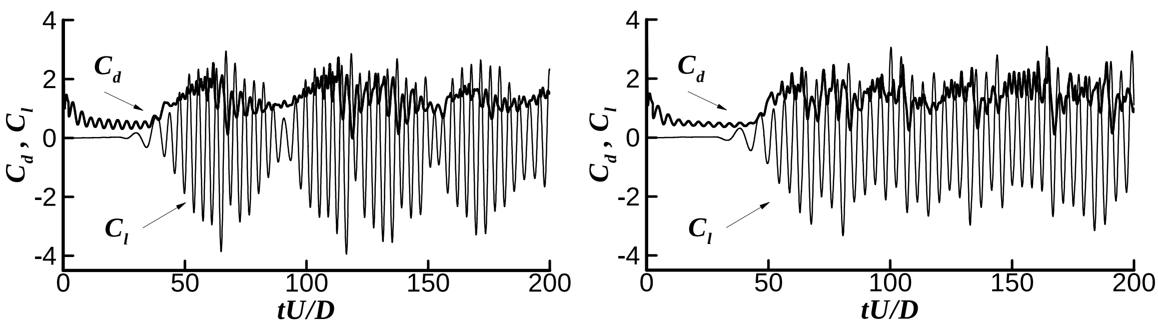


(a) (b)

Figura 6.19 – Campos de vorticidade para $m^* = 3{,}8$: a) $V_r = 9$ e b) $V_r = 4$.

6.3.2. Evoluções temporais dos coeficientes de arrasto, de sustentação e do deslocamento do cilindro

A Figura 6.20 apresenta a evolução temporal dos coeficientes das forças fluidodinâmicas para $3 \leq V_r \leq 10$ e $m^* = 3{,}8$. As maiores amplitudes dos coeficientes de arrasto e de sustentação são observadas para $V_r \leq 4{,}5$. Com o aumento da velocidade reduzida, os sinais dos dois coeficientes fluidodinâmicos diminuem de amplitude e se tornam mais regulares, sem a presença de batimentos.



(a) (b)

Figura 6.20 – Evolução temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação para $m^* = 3{,}8$: a) $V_r = 3$ e b) $V_r = 3{,}5$.

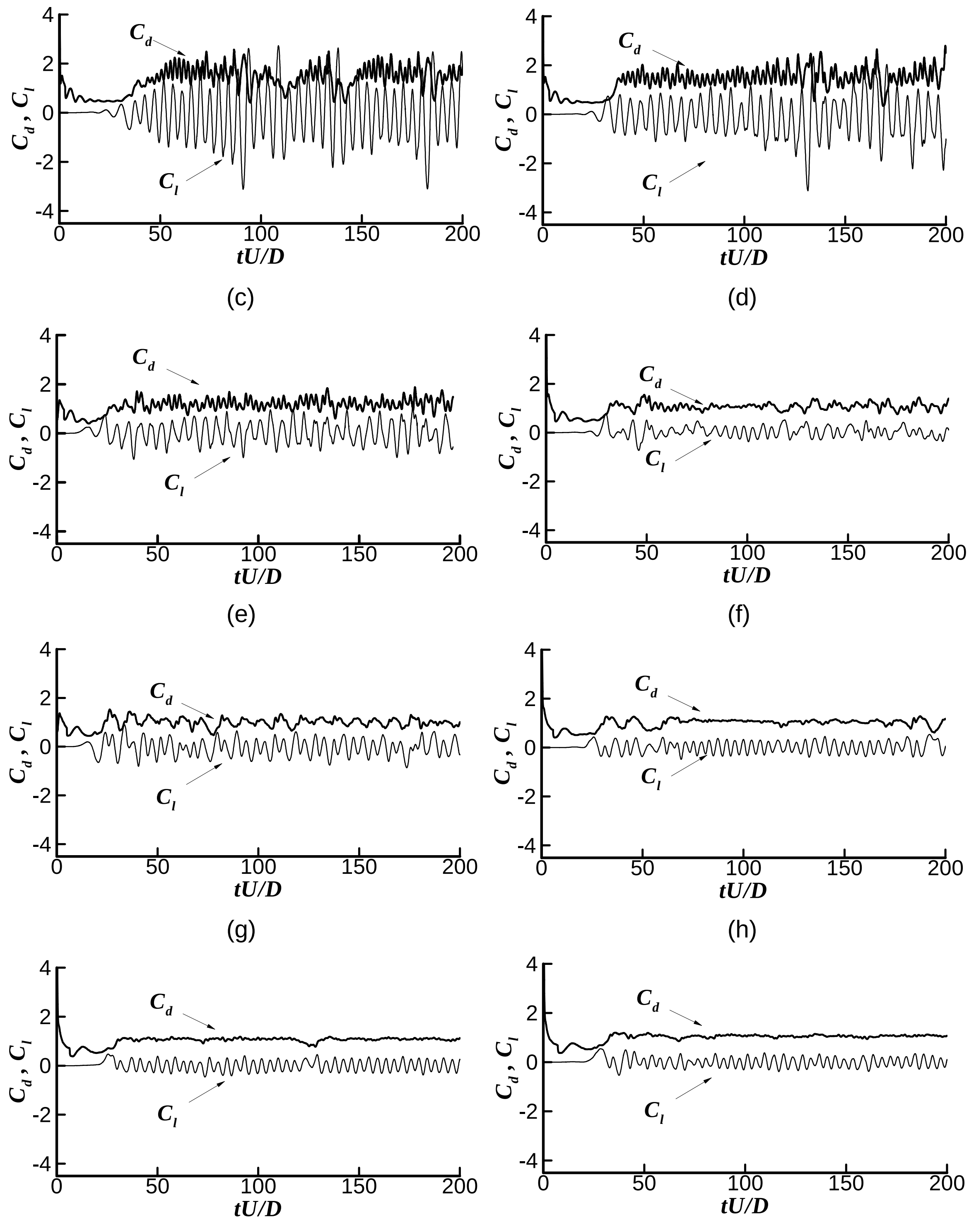


Figura 6.20 – Continuação: c) $V_r = 4$; d) $V_r = 4{,}5$; e) $V_r = 5$; f) $V_r = 6$; g) $V_r = 7$; h) $V_r = 8$; i) $V_r = 9$ e j) $V_r = 10$.

Esse comportamento era esperado, uma vez que o aumento de V_r e, conseqüentemente, da velocidade U da corrente livre, aumenta a energia cinética em torno do cilindro, o que dificulta o seu movimento no interior do escoamento.

A Figura 6.21(a) mostra as amplitudes dos coeficientes fluidodinâmicos, obtidas pela média quadrática da flutuação de cada sinal. As maiores amplitudes da sustentação foram observadas para $V_r = 3$ e $V_r = 3{,}5$, após a qual se verifica uma gradual redução até $V_r = 6$. Para $V_r > 6$, as amplitudes ficam praticamente constantes, sendo que para $V_r = 7$ e $V_r = 12$, as amplitudes apresentaram um leve aumento. A curva da amplitude relacionada ao C_d apresenta um aumento até $V_r = 3{,}5$, em seguida, diminui levemente, apresentando valor próximo de zero para $V_r \geq 9$. Para todo o intervalo de V_r, as amplitudes das flutuações para C_d são menores que as amplitudes das flutuações para o C_l, como esperado.

A Figura 6.21(b) mostra os valores médios dos coeficientes de arrasto e de sustentação para o mesmo intervalo de V_r. Os valores médios de C_d aumentam com o aumento da V_r até $V_r = 4{,}5$, diminuindo em seguida e mantendo-se aproximadamente constante em torno de 1,04 para $V_r \geq 6$. Por outro lado, os valores médios do C_l apresentaram uma rampa ascendente até $V_r = 4$, reduzindo em seguida para $V_r = 4{,}5$ e mantendo-se aproximadamente constante para $V_r \geq 6$.

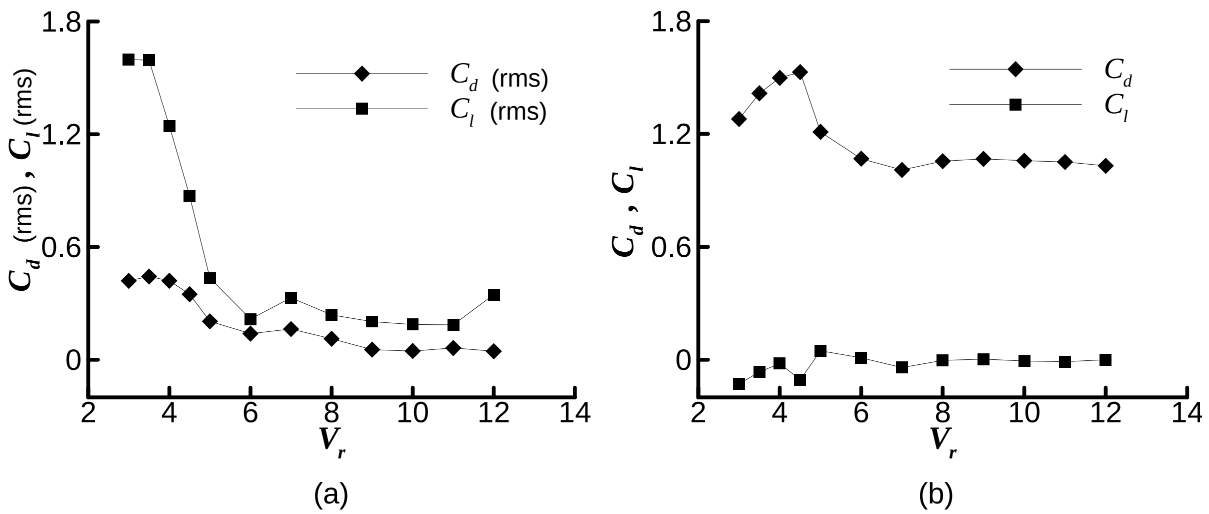
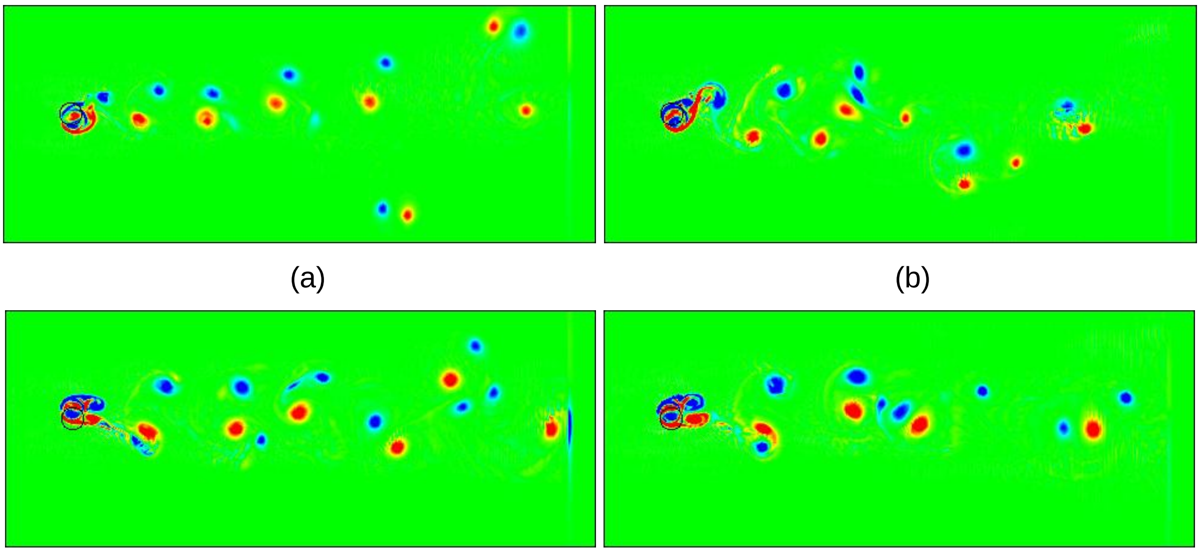


Figura 6.21 – a) Média quadrática dos sinais dos coeficientes fluidodinâmicos em função da velocidade reduzida e b) valores médios dos coeficientes fluidodinâmicos.

Os maiores valores, em módulo, obtidos foram iguais a C_l = -0,1287 e C_l = -0,1067, para $V_r = 3$ e $V_r = 4{,}5$, respectivamente, sendo que o segundo pico negativo do C_l ocorreu para o mesmo valor de V_r em que se obteve o máximo coeficiente de arrasto ($C_d = 1{,}53$).

A Figura 6.22 mostra os campos de vorticidade para $V_r \leq 4{,}5$, para as quais se verifica um aumento nos valores médios para a sustentação, seguido de redução, visto na Fig. 6.21(b). O círculo foi utilizado para mostrar a posição original do cilindro. O instante de tempo para cada campo de vorticidade está relacionado à velocidade da corrente livre. Para $V_r = 3$, observa-se pares de vórtices próximos ao cilindro, cujos espaçamentos entre os pares aumentam à medida que eles são transportados. A esteira instantânea assimétrica, devido ao movimento do cilindro, pode ser a causa da máxima sustentação negativa obtida. Com o aumento de V_r, Figs. 6.22(b) e (c), também se observam pares de vórtices, além de vórtices isolados. A esteira formada, Fig. 6.22(c), se apresenta simétrica, razão pela qual o coeficiente de sustentação médio tende a zero. Para $V_r = 4{,}5$, verifica-se que há pares de vórtices, onde um deles possui mais vorticidade do que o outro. Para esta V_r, a redução na sustentação, foi menor que a obtida para $V_r = 3$, onde a definição do modo de geração de vórtices é mais evidente.



(a) (b)

(c) (d)

Figura 6.22 – Campos de vorticidade para $m^* = 3{,}8$: a) $V_r = 3$; b) $V_r = 3{,}5$; c) $V_r = 4$ e d) $V_r = 4{,}5$.

A Figura 6.23 apresenta a evolução temporal dos deslocamentos longitudinal (x/D) e transversal (y/D) do cilindro para $3 \leq V_r \leq 10$. Observa-se para $V_r \leq 4{,}5$, que o comportamento de batimento está bem evidenciado nos sinais dos deslocamentos nas duas direções. Para todo o intervalo de velocidade reduzida analisado, verifica-se que a amplitude do deslocamento longitudinal (x/D) é menor que a amplitude do deslocamento transversal (y/D). O comportamento de batimento também está presente na série temporal do deslocamento transversal para $V_r = 6$.

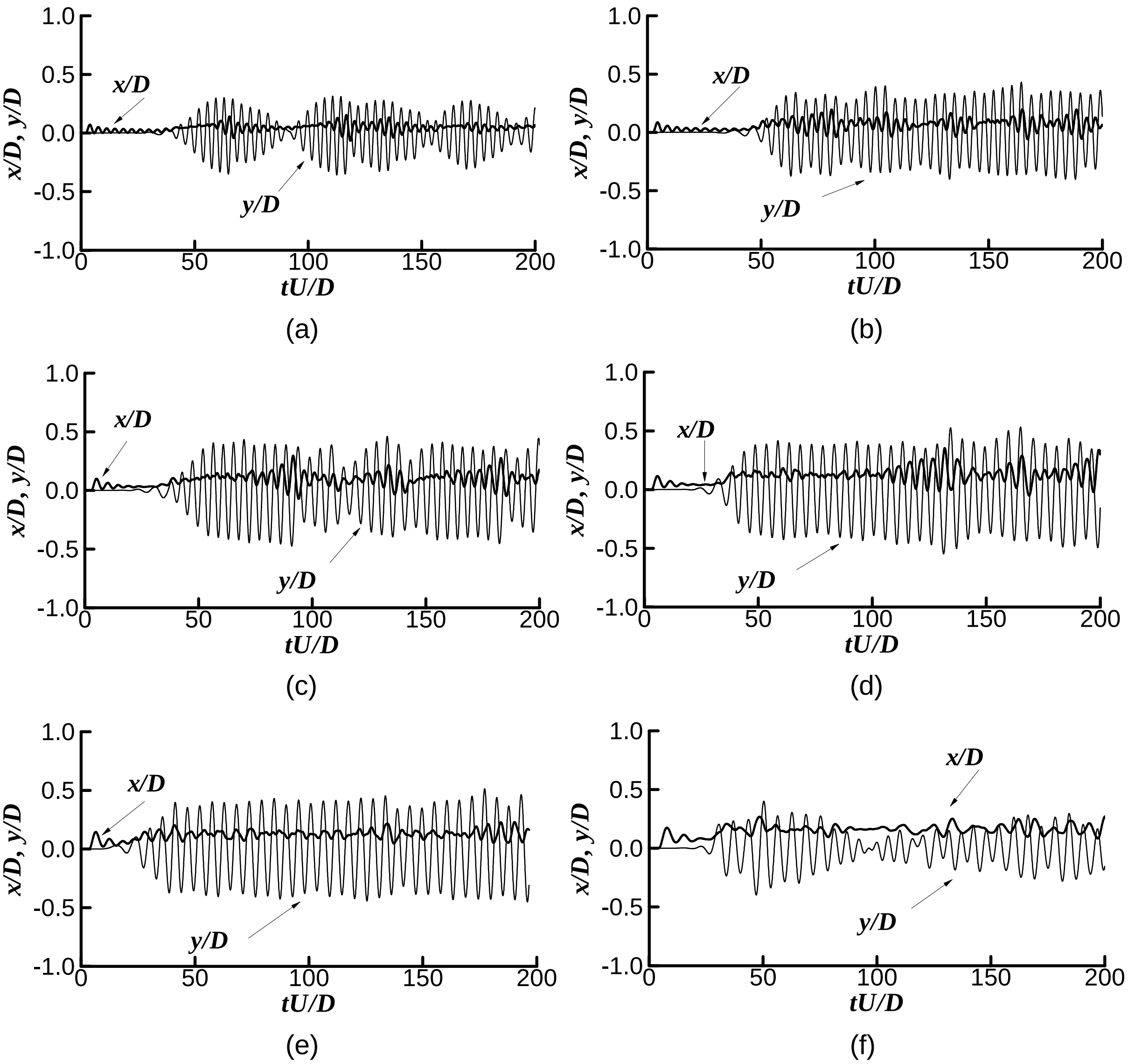


Figura 6.23 – Evolução temporal dos deslocamentos dos cilindros para $m^* = 3{,}8$: a) $V_r = 3$; b) $V_r = 3{,}5$; c) $V_r = 4$; d) $V_r = 4{,}5$; e) $V_r = 5$ e f) $V_r = 6$.

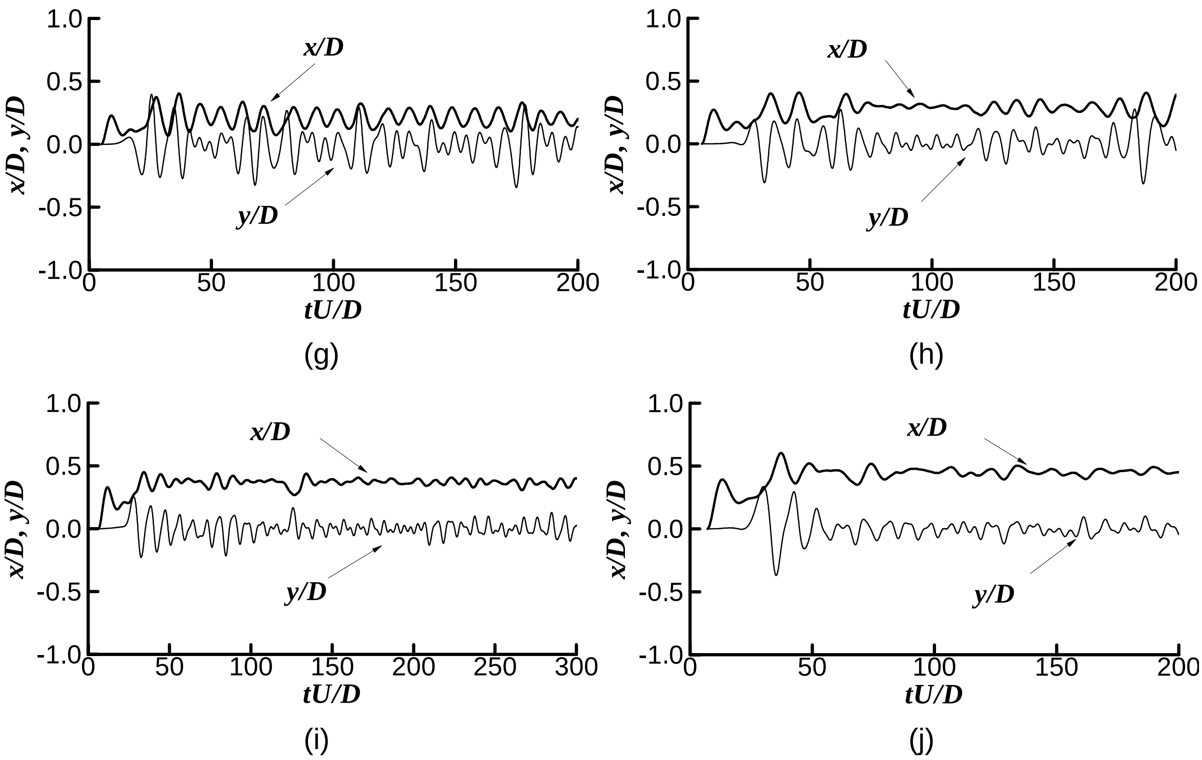
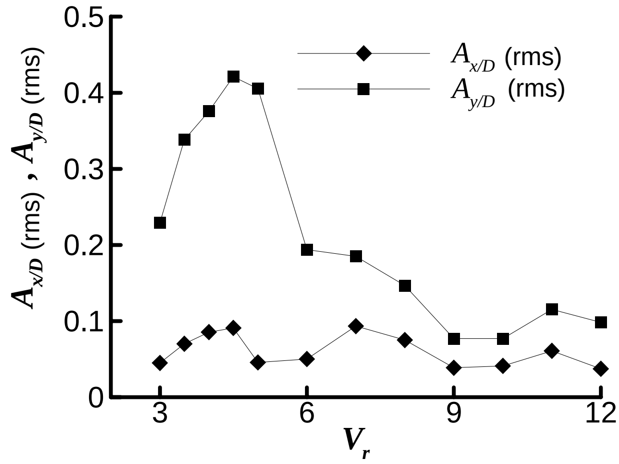


Figura 6.23 – Continuação: g) $V_r = 7$; h) $V_r = 8$; i) $V_r = 9$ e j) $V_r = 10$.

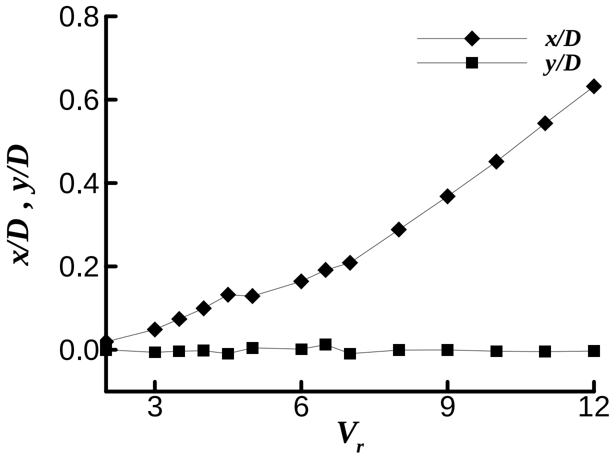
Observa-se, também, o deslocamento médio positivo do cilindro na direção do movimento do fluido. Na Figura 6.23(c), por exemplo, nota-se o crescimento positivo de x/D até aproximadamente T = 50. A partir desse tempo, o centro de massa do cilindro oscila em torno de uma posição média, a qual cresce com o aumento de V_r, como será ilustrado a seguir.

A Figura 6.24(a) mostra as amplitudes dos deslocamentos longitudinal ($A_{x/D}$) e transversal ($A_{y/D}$), obtidas pela média quadrática das flutuações das séries temporais nas respectivas direções. Verifica-se que a amplitude do deslocamento transversal aumenta até $V_r = 4{,}5$ e em seguida se reduz. Por outro lado, a amplitude do deslocamento longitudinal oscila ao longo de todo intervalo de V_r, tendo o seu valor máximo inferior a 0,1. O ramo superior de resposta também não foi obtido para estas simulações com dois graus de liberdade. No entanto, os resultados obtidos são promissores, uma vez que as simulações são bidimensionais e foram realizadas com a velocidade do escoamento constante. Com certeza, estes resultados poderão ser melhorados, mudando-se o modelo de turbulência utilizado, a técnica de integração para a solução das equações do modelo harmônico, aumentando-se a velocidade em pequenos incrementos ao longo da simulação, bem como com a realização de simulações tridimensionais.

Na Figura 6.24(b), observa-se que o deslocamento transversal médio é aproximadamente nulo. Em contrapartida, o deslocamento longitudinal médio aumenta com o aumento de V_r, como visto também, através das séries temporais.



(a)



(b)

Figura 6.24 – Para $m^* = 3{,}8$: a) média quadrática dos sinais dos deslocamentos longitudinal e transversal e b) valores médios dos deslocamentos adimensionais.

A Figura 6.25 mostra, em coordenadas cartesianas, o sinal do deslocamento transversal em função do sinal do deslocamento longitudinal, para $m^* = 3{,}8$ e $3 \le V_r \le 10$. As curvas cíclicas obtidas são denominadas de figuras de Lissajous. Esta curva é uma ferramenta matemática utilizada na análise de diferença de fase entre dois sinais harmônicos, x/D e y/D, de mesma freqüência dominante. No entanto, é necessário que os ângulos de fases sejam bem comportados ao longo de toda a evolução temporal. Quando isto não ocorre, a curva gerada será composta das duas inclinações e resultará em um emaranhado de linhas. Considerando satisfeita a condição, quando a curva é uma circunferência, o ângulo de fase é considerado 90° ou 270°. Por outro lado, quando a curva é uma elipse inclinada para o 1° e 3° quadrantes, o ângulo de fase é 0° e quando for uma elipse inclinada para o 2° e 4° quadrantes, o ângulo de fase é 180° (ASSI, 2005). Observa-se na Fig. 6.25(a), uma elipse com inclinação para o 2° e 4° quadrantes, o que implica em um ângulo de fase de 180° entre os sinais (x/D e y/D). Isto pode ser visualizado, pela série temporal dos deslocamentos nas duas direções, mostrado na Fig. 6.26.

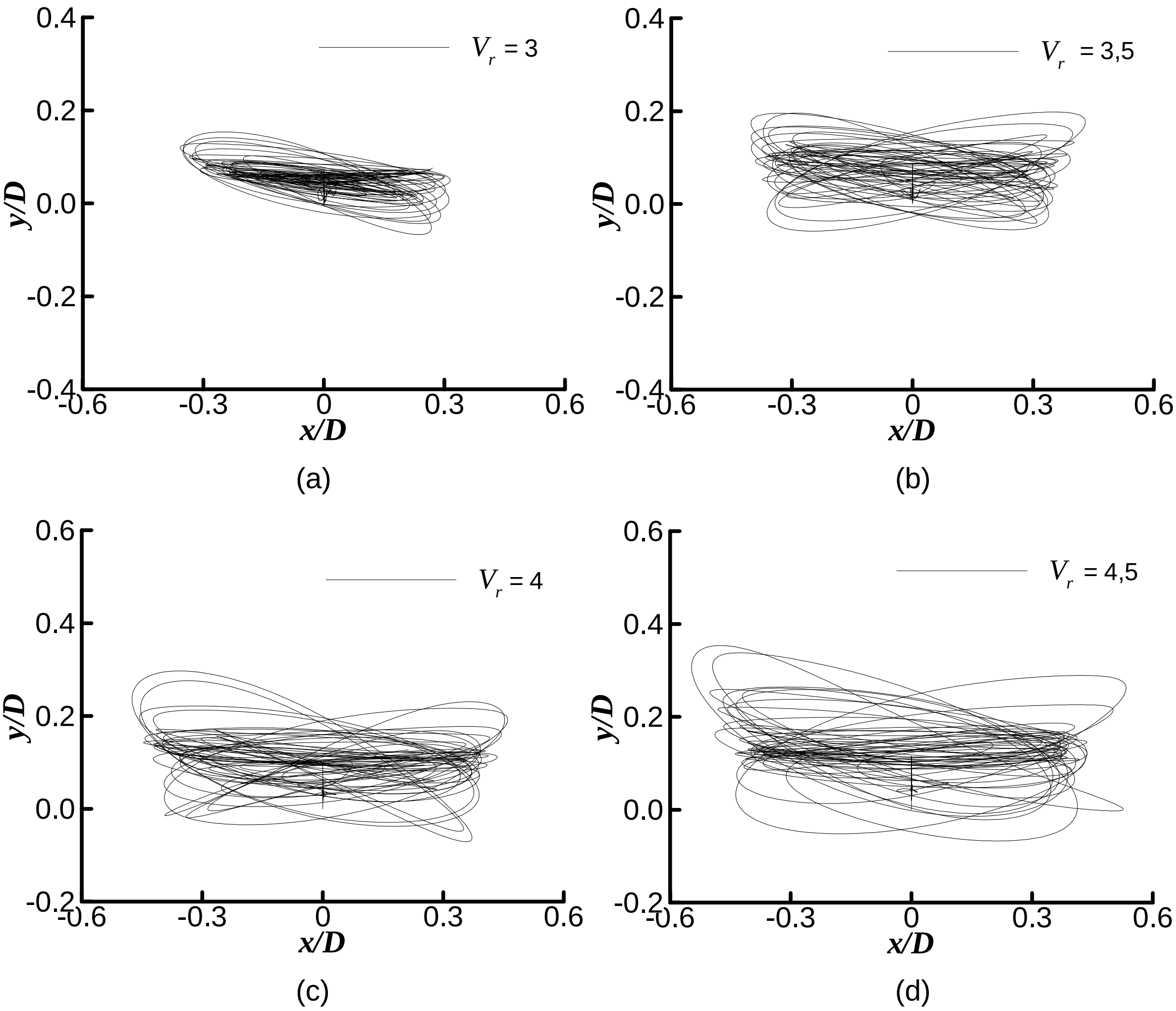


Figura 6.25 – Figuras de Lissajous para as séries temporais dos deslocamentos adimensionais para $m^* = 3{,}8$: a) $V_r = 3$; b) $V_r = 3{,}5$; c) $V_r = 4$ e d) $V_r = 4{,}5$.

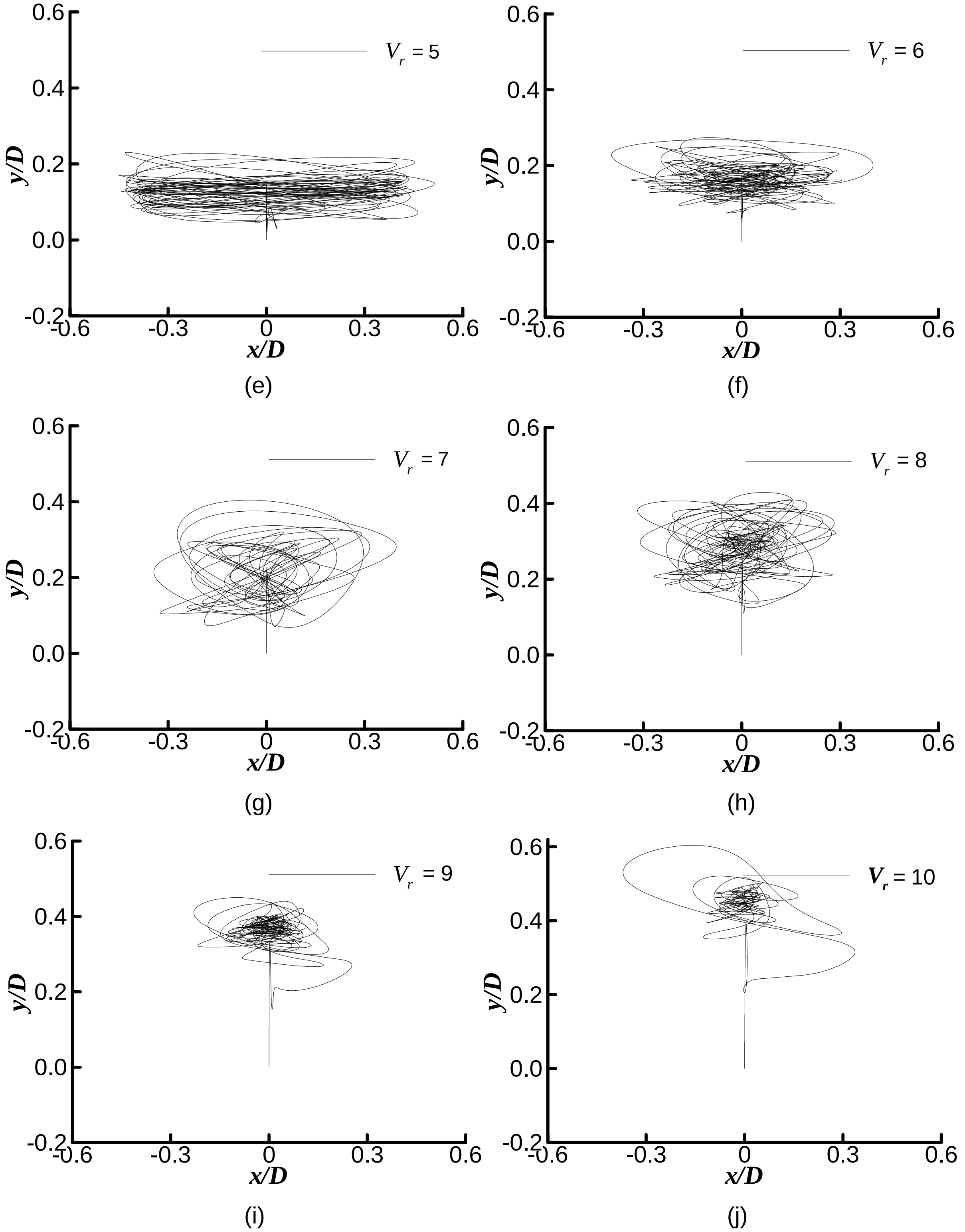


Figura 6.25 – Continuação: e) $V_r = 5$; f) $V_r = 6$; g) $V_r = 7$; h) $V_r = 8$; i) $V_r = 9$ e j) $V_r = 10$.

Para $3{,}5 \leq V_r \leq 5$, parece estar em uma região de transição, uma vez que não se observa uma forma geométrica bem definida. Para $6 \leq V_r \leq 9$, existe uma tendência para circunferência, porém, da mesma forma que as demais curvas, não há uma definição clara. De qualquer forma, fica claro o deslocamento do cilindro nas duas direções (x/D e y/D).

A Figura 6.26 mostra a evolução temporal dos sinais dos deslocamentos (direções longitudinal e transversal). Verifica-se claramente que os dois sinais estão fora de fase, confirmando a curva representada na Fig. 6.25(a).

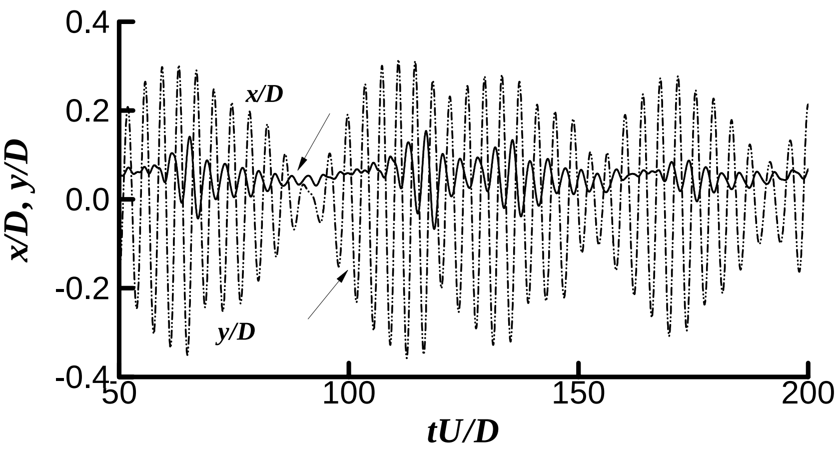


Figura 6.26 – Evolução temporal dos deslocamentos do cilindro, nas duas direções, para $m^* = 3{,}8$, Re = 10.725 e $V_r = 3$.

6.3.3. Freqüência de geração de vórtices e de resposta do cilindro

A Figura 6.27 apresenta os espectros de potência correspondentes ao sinal do deslocamento longitudinal (linha contínua), do deslocamento transversal (linha tracejada) e do coeficiente de sustentação (linha pontilhada). Não esquecendo que os sinais dos deslocamentos nas duas direções foram multiplicados por um fator para facilitar a visualização.

Para $V_r = 3$ e $V_r = 3{,}5$, Figs. 6.27(a) e (b), os picos correspondentes à freqüência adimensional de geração de vórtices St_v (E_{Cl}), são mais energizados que os picos correspondentes à freqüência adimensional de resposta do cilindro St_r ($E_{x/D}$ e $E_{y/D}$). Os picos relacionados à freqüência de resposta do cilindro na direção transversal $E_{y/D}$ possuem, por sua vez, mais energia que os correspondentes à freqüência de resposta na direção longitudinal $E_{x/D}$. Isto é coerente, uma vez que as amplitudes dos deslocamentos são maiores na direção transversal. Com o aumento da velocidade reduzida de $V_r = 3$, Fig. 6.27(a), para $V_r = 3{,}5$, Fig. 6.27(b), a energia associada à freqüência de geração de vórtices, St_v, aumenta e, em seguida, se reduz com o aumento de V_r, até $V_r = 6$.

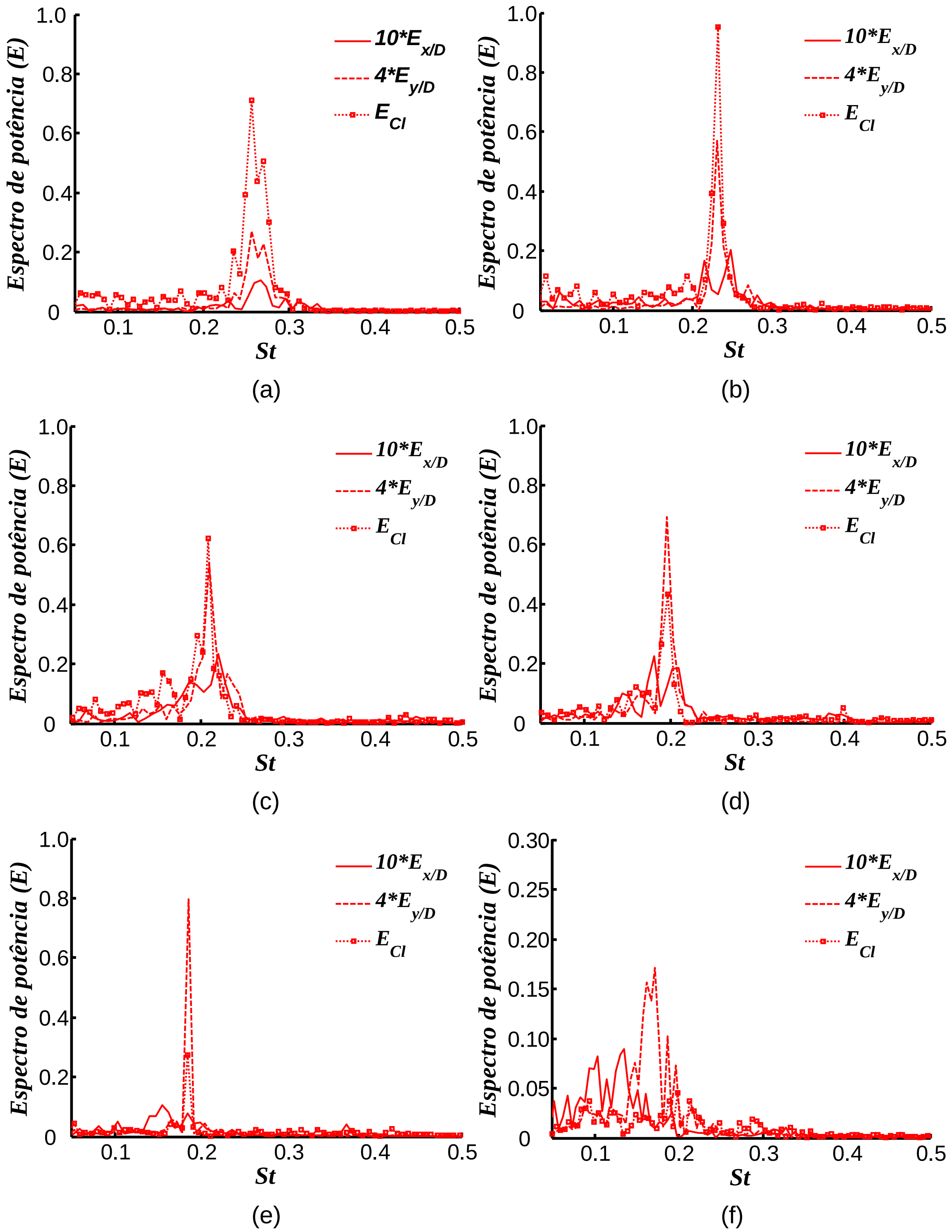


Figura 6.27 – Espectros de potência para $m^* = 3{,}8$: do sinal do C_l (linhas pontilhadas), do sinal do deslocamento transversal (linhas tracejadas) e do sinal do deslocamento longitudinal (linhas contínuas): a) $V_r = 3$; b) $V_r = 3{,}5$; c) $V_r = 4$; d) $V_r = 4{,}5$; e) $V_r = 5$ e f) $V_r = 6$.

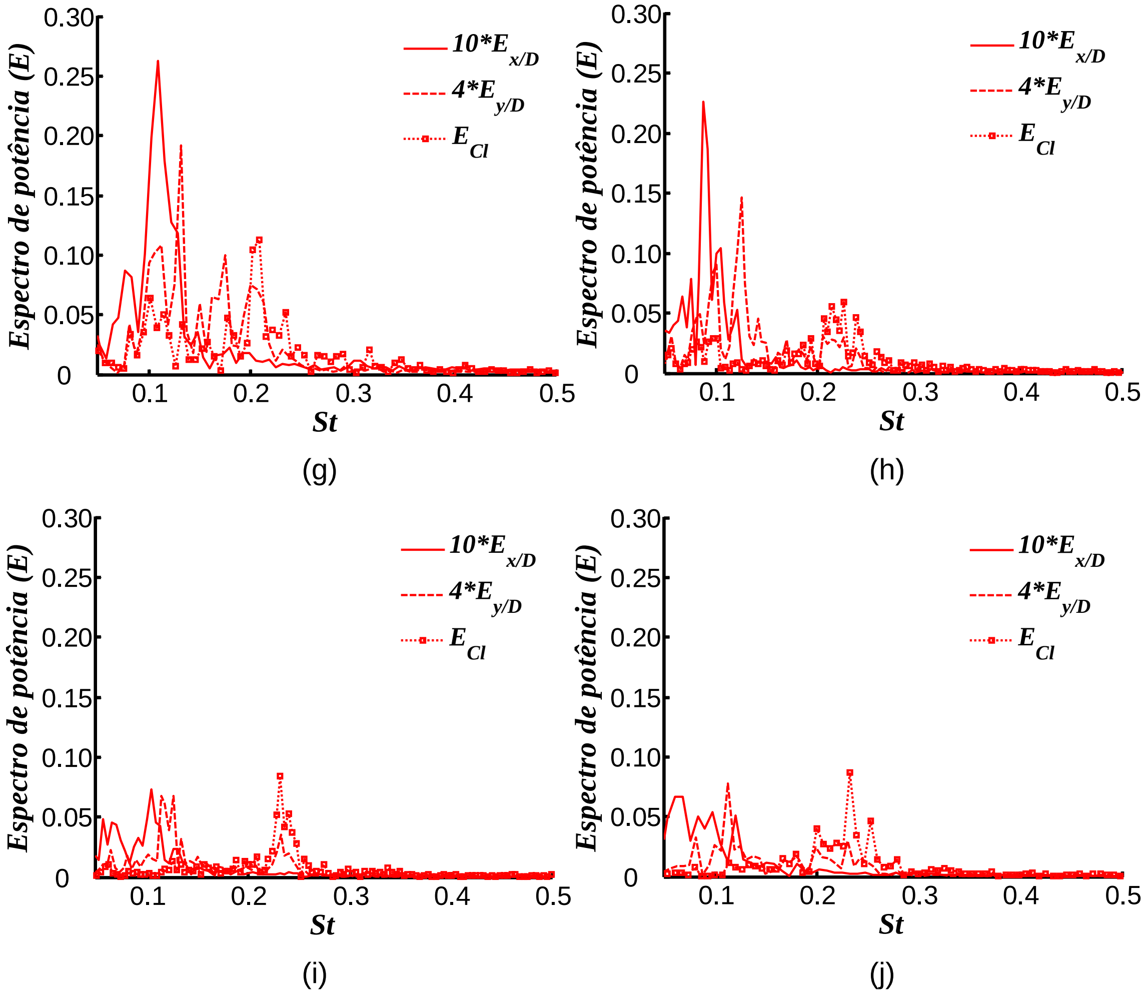


Figura 6.27 – Continuação: g) $V_r = 7$; h) $V_r = 8$; i) $V_r = 9$ e j) $V_r = 10$.

Este nível mínimo de energia pode ser justificado pela pequena amplitude verificada no sinal do C_l, Fig. 6.20(f). As energias associadas às freqüências de respostas na direção transversal aumentam com o aumento de V_r, até $V_r = 5$. Para $V_r > 5$, os níveis de energia associados aos espectros $E_{y/D}$ reduzem, o que é compatível com a redução na amplitude das flutuações dos deslocamentos transversais para este intervalo de V_r, Figs. 6.23(f) a (j). Os picos correspondentes às freqüências de respostas na direção longitudinal apresentam baixa energia para quase todo intervalo de V_r. Para $V_r \geq 6$, os espectros de potência se apresentam com uma multiplicidade de freqüências, sendo mais acentuada para $V_r = 6$, $V_r = 7$ e $V_r = 8$.

É interessante notar que, para $V_r \leq 5$, os picos mais proeminentes relacionados a cada sinal dos deslocamentos estão aproximadamente centrados na freqüência adimensional correspondente a geração de vórtices. Para $V_r > 5$, verifica-se claramente que os picos de energia correspondentes aos deslocamentos do cilindro ($E_{x/D}$ e $E_{y/D}$) estão deslocados em relação aos picos de energia correspondentes ao coeficiente de sustentação (E_{Cl}). Isto significa que o cilindro se movimenta em relação a cada direção com mais de uma freqüência.

CAPÍTULO VII

CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS PARA TRABALHOS FUTUROS

A metodologia de Fronteira Imersa, utilizada no presente trabalho, é baseada na aplicação das equações de Navier-Stokes acrescidas de um termo fonte de força, que modela a interface imersa. No presente trabalho buscou-se dar continuidade ao trabalho desenvolvido por Lima e Silva (2002) e Silva (2004), buscando contribuir com a aplicação desta metodologia em problemas de interação fluido-estrutura. Atividades de pesquisas envolvendo Vibração Induzida por Vórtices (VIV) têm sido de grande relevância, principalmente devido ao crescente interesse em extração de petróleo em águas profundas. Além disto, problemas envolvendo VIV surgem em várias áreas da engenharia, especialmente em aplicações costeiras e marinhas, tais como tubulações submarinas e risers flexíveis. É sabido, que análises de VIV podem ser realizadas tanto por predições empíricas quanto pela técnica de dinâmica de fluidos computacional (CFD). Esta última, utilizada no presente trabalho, resolve numericamente as equações de Navier-Stokes para a obtenção das forças fluidodinâmicas diretamente. Tais forças são utilizadas nas equações do movimento harmônico da estrutura imersa, para a obtenção das velocidades e posições do seu centro de massa do cilindro rígido. Assim sendo, o escoamento e a estrutura são resolvidos de modo iterativo. Para a discretização temporal foi utilizado o esquema de Adams-Bashforth de segunda ordem com o esquema centrado espacial, dado que, no trabalho desenvolvido por Silva (2004), foi constatado que o uso concomitante de esquemas temporais de ordem dois com o esquema centrado espacial é fundamental para a estabilidade da metodologia. Foi também observado que, para altos números de Reynolds, a metodologia baseada em esquema centrado de segunda ordem é instável para todos os esquemas temporais de segunda ordem. Desta forma, foi também utilizado um modelo de turbulência para o processo de transferência de energia entre as maiores e as menores escalas da turbulência. Visto que, sem a modelagem e sem difusão numérica, a energia cinética das instabilidades físicas se acumula sobre a freqüência de corte (dada pela malha de discretização) e o cálculo diverge.

Foram simulados escoamentos em uma cavidade quadrada, em um canal plano, dois cilindros estacionários em diferentes configurações geométricas, em torno de um cilindro rotativo, cilindro oscilante e cilindro suportado elasticamente com um e dois graus de liberdade. As simulações com cavidade e canal tiveram como objetivo a validação do código bidimensional desenvolvido em linguagem C. Foram analisados os campos de velocidade e os perfis das componentes de velocidade foram comparados com os resultados de Ghia et al. (1982), para os números de Reynolds iguais a 100 e 400. Foi verificada boa concordância entre os resultados. Para a simulação no canal foi feita uma comparação entre os perfis de velocidade numérico e analítico, obtendo-se uma diferença menor que 1% para a velocidade extraída no centro do canal.

Para o estudo com cilindro rotativo, foram realizadas simulações para os números de Reynolds iguais a 60, 100 e 200 e rotações específicas de $0 \leq \alpha \leq 5$, com o objetivo de verificar a influência da rotação na redução de arrasto e conseqüentemente no aumento da sustentação. Foi obtida a distribuição do coeficiente de pressão ao longo da superfície do cilindro, a evolução temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a freqüência de desprendimento de vórtices, e a rotação crítica para cada número de Reynolds. Foi verificado que o processo de geração e desprendimento de vórtices ocorre para baixos valores de rotação específica e é eliminado para valores superiores ao critico. Com o movimento de rotação a esteira de vórtices é deslocada em relação à linha central do escoamento. Esta inclinação aumenta com o aumento da rotação específica. Foi também constatado que a rotação exerce maior influência na amplitude das flutuações do coeficiente de arrasto que na amplitude das flutuações do coeficiente de sustentação para valores de $\alpha \leq 1$. Com o aumento da rotação a amplitude dos coeficientes fluidodinâmicos tende a um valor nulo, como esperado, uma vez que, o processo de geração de vórtices reduz. Por outro lado, foi observado que os valores médios dos coeficientes de arrasto reduzem, enquanto que os referentes aos coeficientes de sustentação aumentam, com o aumento da rotação, conforme esperado. Por último, foi constatado, que o número de Strouhal é fracamente dependente da rotação específica ($\alpha < \alpha_c$) e fortemente dependente do número de Reynolds. Os resultados quantitativos obtidos foram comparados com resultados numéricos da literatura e apresentaram excelente concordância. Também foi realizada comparação qualitativa com resultados experimentais e numéricos para o número de Reynolds igual a 200.

Para as simulações com cilindro oscilante em torno do próprio eixo o número de Reynolds foi mantido igual a 1.000. Foram feitas as seguintes análises: estrutura da esteira atrás do cilindro, distribuição da pressão ao longo da superfície do cilindro e o comportamento do arrasto e do comprimento da bolha de recirculação em relação às razões de freqüências. Foram observados diferentes modos de geração de vórtices (‘2S’, ‘2C’, ‘2P’, ‘P+S’) para amplitude de oscilação fixa e diferentes valores de razão de freqüências e também para razão de freqüência fixa e diferentes valores de amplitude. Estes modos são bem preditos na literatura. O comportamento do coeficiente de arrasto dentro e fora do regime de ressonância obtido no presente trabalho é também predito na literatura. Foi também verificado que o intervalo de ressonância aumenta com o aumento da amplitude de oscilação. Os resultados obtidos foram comparados com resultados numéricos da literatura. Os resultados quantitativos apresentaram excelente concordância para baixas razões de freqüências, porém, podem ser melhorados principalmente para $f_c > 2f_o$. No geral, o comportamento obtido das forças fluidodinâmicas, embora precise de melhoramentos, apresenta boa concordância com os dados da literatura para este tipo de movimento.

Para as simulações sobre interação fluido-estrutura, numa primeira etapa, foi permitido ao cilindro se movimentar apenas na direção transversal ao escoamento (um grau de liberdade) e em uma segunda etapa, o movimento ocorreu nas direções longitudinal e transversal ao escoamento (dois graus de liberdade). Vale salientar que tais simulações se encontram no contexto de um projeto que está sendo desenvolvido em cooperação com a Petrobrás, que tem como objetivo verificar a potencialidade da metodologia utilizada, visando a aplicação da mesma em problemas práticos. Para as simulações com 1 gdl e número de Reynolds igual a 8.000, foram realizadas simulações para diferentes razões de amortecimento, ξ. Os resultados do deslocamento adimensional máximo em função de ξ**,** comparados com os resultados numéricos de Al-Jamal e Dalton (2004) apresentaram boa concordância. Também foram simulados casos com 1 gdl para número de Reynolds igual a 10.000, duas razões de massa $m*$ e igual $m*\xi$ e duas razões de amortecimento e mesma $m*$**,** para diferentes valores de velocidade reduzida V_r**.** Foram obtidas a evolução temporal dos coeficientes fluidodinâmicos e dos deslocamentos adimensionalizados, os espectros de potência, os valores médios dos coeficientes fluidodinâmicos, bem como as respectivas raízes quadradas médias, os campos de vorticidade e as amplitudes do deslocamento. Os modos de geração de vórtices preditos na literatura, também foram verificados para o caso de 1gdl. Um fenômeno bastante comum para problemas de interação fluido-estrutura, o qual é denominado de batimento, foi observado no presente trabalho, para os dois valores de razão de massa. Para as simulações de maior razão de massa, foi observada uma redução na amplitude das flutuações do deslocamento, para todo o intervalo de velocidade reduzida, conforme esperado. Foi constatado que mudanças bruscas na amplitude do deslocamento estão relacionadas às mudanças no modo de emissão de vórtices, conforme foi demonstrado. Outra observação é que para baixos valores de V_r o cilindro oscila com uma frequência próxima à frequência de geração de vórtices, enquanto que, para altos valores de V_r ele oscila com mais de uma frequência. Não foi obtido nos resultados do presente trabalho, o ramo superior de resposta. Porém, segundo a literatura, mesmo em experimentos em que a condição de simulação é a mesma do presente trabalho (velocidade da corrente livre fixa ao longo da simulação), também não se obtém o ramo superior. As amplitudes do deslocamento em função de V_r foram comparadas com resultados numéricos e experimentais. Os valores obtidos no presente trabalho, foram menores que os da literatura, porém apresentaram comportamentos similares, o que encoraja na continuidade do presente trabalho.

Em face dos resultados apresentados no presente trabalho, a metodologia de Fronteira Imersa se apresentou promissora para a simulação de escoamentos com movimento imposto, bem como, envolvendo problemas de interação fluido-estrutura. Desta forma, como perspectivas futuras podem ser citadas as seguintes:

- Analisar a dinâmica do escoamento para os casos de rotação e rotação-oscilação, para números de Reynolds superiores e iguais a 10.000;
- Aperfeiçoar a metodologia de Fronteira Imersa, através de:
  - Implicitação do cálculo das forças fluidodinâmicas para os casos de cilindro montado em base elástica;
  - Uso de técnicas de discretização espacial de alta ordem, como por exemplo, métodos compactos de quarta e sexta ordem;
- Resolver o modelo harmônico através do método de Runge-Kutta de passo variável;
- Utilizar outros modelos de turbulência, uma vez que, o modelo de Smagorinsky no contexto LES, aumenta a viscosidade próxima ao cilindro, afetando dessa forma os valores das forças fluidodinâmicas e conseqüentemente, os parâmetros da estrutura.
- Simular outros tipos de escoamentos, como por exemplo, escoamentos confinados e não isotérmicos;
- Simular para os casos de interação fluido-estrutura as seguintes condições: aumentando a velocidade da corrente livre com o cilindro oscilando e reduzindo a velocidade da corrente com o cilindro oscilando;
- Analisar a dinâmica do escoamento, bem como, a resposta do fluido e do cilindro, para o caso de dois cilindros, sendo um deles, fixo e o outro ancorado por mola para a condição de um e dois graus de liberdade;
- Realizar as mesmas análises do item anterior, para o caso de dois cilindros, sendo os dois ancorados por mola, para a condição de um e dois graus de liberdade;
- Desenvolvimentos tridimensionais.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AI-JAMAL, H.; DALTON, C. Vortex induced vibrations using Large Eddy Simulation at a moderate Reynolds number. **Journal of Fluids and Structures***,* 19, pp 73-92, 2004.

AI-JAMAL, H.; DALTON, C. The contrast in phase angles between forced and self-excited oscillations of a circular cylinder. **Journal of Fluids and Structures***,* 20, pp 467-482, 2005.

AKBARI, M. H.; PRICE, S. J. Numerical investigation of flow patterns for staggered cylinder pairs in cross-flow. **Journal of Fluids and Structures.** 20, pp 533-554, 2005.

ALAM, Md. M.; ZHOU, Y. Flow around two side-by-side closely spaced circular cylinders. **Journal of Fluids and Structures**. 23, pp 799-805, 2007.

ALAM, Md. M.; SAKAMOTO, H.; ZHOU, Y. Determination of flow configurations and fluid forces acting on two staggered circular cylinders of equal diameter in cross-flow. **Journal of Fluids and Structures**. 21, pp 363-394, 2005.

ALAM, Md. M.; MORIYA, M.; SAKAMOTO, H. Aerodynamic characteristics of two side-by-side circular cylinders and application of wavelet analysis on the switching phenomenon. **Journal of Fluids and Structures**. 18, pp 325-346, 2003a.

ALAM, Md. M.; MORIYA, M.; TAKAI, K.; SAKAMOTO, H. Fluctuating fluid forces acting on two circular cylinders in a tandem arrangement at a subcritical Reynolds number. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**. 91, pp 139-154, 2003b.

ALDOSS, T. K.; ABOU-ARAB, T. W. Experimental Study of the Flow Around a Rotating Cylinder in Crossflow. **Experimental Thermal and Fluid Science***,* 3, pp 316-322, 1990.

ANAGNOSTOPOULOS, P. **Flow-Induced Vibrations in Engineering Practice (Advances in Fluid Mechanics).** WITpress Southampton, Boston, 2002. 388p.

ANAGNOSTOPOULOS, P. Numerical study of the flow past a cylinder excited transversely to the incident stream. Part 1: Lock-in zone, hydrodynamic forces and wake geometry. **Journal of Fluids and Structures.** 14, pp 819-851, 2000.

ANAGNOSTOPOULOS, P. Numerical investigation of response and wake characteristics of a vortex-excited cylinder in a uniform stream. **Journal of Fluids and Structures.** 8, pp 367-390, 1994.

ANAGNOSTOPOULOS, P.; BEARMAN, P. W. Response characteristics of a vortex excited cylinder at low Reynolds number. **Journal of Fluids and Structures**. 6, pp 39-50, 1992.

ARTHURS, K. M.; MOORE, L. C.; PESKIN, C. S.; PiITMAN, E. B.; LAYTON, H. E. Modeling Arteriolar Flow and Mass Transport Using the Immersed Boundary Method. **Journal of Computational Physics**. 147. pp. 402-440, 1998.

ASSI, G. R. S.; BEARMAN, P. W.; MENEGHINI, J. R. Unsteady force measurements on a responding circular cylinder in the wake of an upstream cylinder. **Proceedings of OMAE – 26th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering**. San Diego, California, USA, 2007.

ASSI, G. R. S.; MENEGHINI, J. R.; ARANHA, J. A. P.; BEARMAN, P. W.; CASAPRIMA, E. Experimental investigation of flow-induced vibration between two circular cylinders. **Journal of Fluids and Structures**. 22, pp 819-827, 2006.

ASSI, G. R. S. **Estudo experimental do efeito de interferência no escoamento ao redor de cilindros alinhados**. 2005. Dissertação de Mestrado. 276f. Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, São Paulo.

BADR, H. M.; DENNIS, S. C. R.; YOUNG, P. J. S. Steady and Unsteady Flow Past a Rotating Circular Cylinder at Low Reynolds Numbers. **Computers & Fluids.** v. 17, n. 4, pp 579-609, 1989.

BRANKOVIC, M.; BEARMAN, P. W. Measurements of transverse forces on circular cylinders undergoing vortex-induced vibration. **Journal of Fluids and Structures.** 22, pp 829-836, 2006.

BRIKA, D.; LANEVILLE, A. The flow interaction between a stationary cylinder and a downstream flexible cylinder. **Journal of Fluids and Structures**. 13. pp. 579-606, 1999.

BRIKA, D.; LANEVILLE, A. Vortex-induced vibrations of a long flexible circular cylinder. **Journal of Fluids Mechanics**. 250. pp. 481-508, 1993.

CAMPREGHER, R. **Extensão do Modelo Físico Virtual para Domínios Tridimensionais com Transferência de Calor.** 2005. Tese de Doutorado – Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia.

CARMO, B. S.; MENEGHINI, J. R. Numerical investigation of the flow around two circular cylinders in tandem. **Journal of Fluids and Structures.** 22, pp 979-988, 2006.

CARVALHO, G. B. **Estudo Experimental do Escoamento em torno de Cilindros Circulares em Movimento de Rotação** 2003. 77 f. Dissertação de Mestrado - Universidade Estadual Paulista, Ilha solteira.

CHAKRABARTI, S. K. **The Theory and Practice of Hydrodynamics and Vibration.** World Scientific, USA, 2002. V. 20, 464p.

CHENG, M.; LIU, G. R.; LAM, K. Y. Numerical simulation of flow past a rotationally oscillating cylinder. **Computers & Fluids.** 30, pp. 365-392, 2001a.

CHENG, M.; CHEW, Y. T.; LUO, S. C. Numerical investigation of a rotationally oscillating cylinder in mean flow. **Journal of Fluids and Structures.** 15, pp. 981-1007, 2001b.

CHEN, X.-Y.; ZHA, G.-C. Fully coupled fluid-structural interactions using an efficient high resolution upwind scheme. **Journal of Fluids and Structures.** 20, pp. 1105-1125, 2005.

CHEW, Y. T.; LUO, S. C.; CHENG, M. Numerical study of a linear shear flow past a rotating cylinder. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics.** 66, pp 107-125, 1997.

CHOI, J-I1.; OBEROI, R. C.; EDWARDS, M. J. R.; ROSATI, J. A. An immersed boundary method for complex incompressible flows. **Journal of Computational Physics.** 224, pp 757-784, 2007.

CHORIN, A. Numerical solution of the Navier-Stokes equations. **Math. Comp**. 22, 745–762, 1968.

CHOU, M. H. Sinchronization of vortex shedding from a cylinder under rotary oscillation. **Computers & Fluids.** v. 36, n. 8, pp 755-774, 1997.

COUTANCEAU, M.; MENARD, C. Influence of rotation on the near-wake development behind an impulsively started circular cylinder. **Journal of Fluid Mechanics.** 158, pp 399-446, 1985.

DAHL, J. M.; HOVER, F. S.; TRIANTAFYLLOU, M. S. Two-degree-of-freedom vortex-induced vibrations using a force assisted apparatus. **Journal of Fluids and Structures.** 22, pp 807-818, 2006.

DALTON, C.; XU, Y.; OWEN, J. C. The suppression of lift on a circular cylinder due to vortex shedding at moderate Reynolds numbers. **Journal of Fluids and Structures.** 15, pp 617-628, 2001.

DENG, J.; REN, A-L.; ZOU, J-F.; SHAO, X-M. Three-dimensional flow around two circular cylinders in tandem arrangement. **Fluid Dynamics Research.** 38, pp 386-404, 2006.

DENNIS, S. C. R.; NGUYEN, P.; KOCABIYIK, S. The flow induced by a rotationally oscillating and translating circular cylinder. **J. Fluid Mech.** 407, pp 123-144, 2000.

DOL, S. S.; KOPP, G. A.; MARTINUZZI, R. J. The suppression of periodic vortex shedding from a rotating circular cylinder. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics.** doi:10.1016/j.jweia.2007.06.038, 2007. (article in press)

EI-REFAEE, M. M. Vortex lock-on for a rotationally oscillating circular cylinder – a BEM numerical study. **Engineering Analysis with Boundary Elements.** 15, pp 235-247, 1995.

FADLUN, E. A.; VERZICCO, R.; ORLANDI, P.; MOHD-YUSOF, J. Combined Immersed-Boundary Finite-Difference Methods for Three-Dimensional Complex Flow Simulations. **Journal of Computational Physics.** 161, pp 35-60, 2000.

FARRANT, T.; TAN, M.; PRICE, W. G. A cell boundary element method applied to laminar vortex shedding from circular cylinders. **Computers & Fluids.** 30, pp 211-236, 2001.

FENG, C. C. **The measurement of vortex-induced effects in flow past stationary and oscillating circular and D-section cylinders.** 1968. M.A.Sc Thesis**,** University of British Columbia, Vancouver, Canada.

FERZIGER, J. H.; PERIC, M. **Computational Methods for Fluid Dynamics.** 3. ed. Berlin: Springer-Verlag, 2002. 423p.

FOGELSON, A. L.; PESKIN, C. S. A Fast Numerical Method for Solving the Three-Dimensional Stokes Equations in the Presence of Suspended Particles. **Journal of Computational Physics.** 79, pp 50-69, 1988.

FORTUNA, A. O. **Técnicas Computacionais para Dinâmica dos Fluidos - Conceitos Básicos e Aplicações**. S. P: Edusp, 2000. 426p.

FUJISAWA, N.; ASANO, Y.; ARAKAWA, C.; HASHIMOTO, T. Computational and experimental study on flow around a rotationally oscillating circular cylinder in a uniform flow. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics.** 93, pp 137-153, 2005.

FUJISAWA, N.; IKEMOTO, K; e NAGAYA, K. Vortex Shedding Resonance from a Rotationally Oscillating Cylinder. **Journal of Fluids and Structures.** 12, pp 1041-1053, 1998.

GABBAI, R. D.; BENAROYA, H, An overview of modeling and experiments of vortex-induced vibration of circular cylinders. **Journal of Sound and Vibration.** 282, pp 575-616, 2005.

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

GHARIB, M. R. **Vortex-induced vibrations absence of lock-in and fluid force deduction.** 1999**.** Ph. D. Thesis, California Institute of Technology, Pasadena, CA.

GHARIB, M. R.; SHIELS, D.; GHARIB, M.; LEONARD, A and ROSHKO, A. Exploration of flow-induced vibration at low mass and damping. *In Proceedings of fourth International Symposium on Fluid-Structure Interaction, Aeroelasticity, Flow-Induced Vibration and Noise* (eds M. P. Païdoussis et al.) v. 1, pp 75-81. New York: ASME, 1997.

GHIA, U.; GHIA, K. N.; SHIN, C. T. High-Re solutions for incompressible follow using the Navier-Stokes equations and a multigrid method. **Journal of Computational Physics**, v. 48, pp 387-411, 1982.

GILMANOV, A.; SOTIROPOULOS, F., A hybrid Cartesian/immersed boundary method for simulating flows with 3D, geometrically complex, moving bodies. **Journal of Computational Physics**, 207, pp 457-492, 2005.

GOLDSTEIN, D.; HANDLER, R.; SIROVICH, L. Modeling a No-Slip Flow Boundary with an External Force Field. **Journal of Computational Physics**, 105, pp 354-366, 1993.

GOVARDHAN, R.; WILLIAMSON, C. H. K., Mean and fluctuating velocity fields in the wake of a freely-vibrating cylinder. **Journal of Fluids and Structures**, 15, pp 489-501, 2001.

GRIFFITH, B. E.; HORNUNG, R. D.; McQUEEN, D. M.; PESKIN, S. C. An adaptive, formally second order accurate version of the immersed boundary method. **Journal of Computational Physics,** 223, pp 10-49, 2007.

GRIFFITH, B. E.; PESKIN, S. C. On the order of accuracy of the immersed boundary method: Higher order convergence rates for sufficiently smooth problems. **Journal of Computational Physics,** 208, pp 75-105, 2005.

GU, Z. On interference between two circular cylinders at supercritical Reynolds number. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics.** 62, pp 175-190, 1996.

GUILMINEAU, E.; QUEUTEY, P. Numerical simulation of vortex-induced vibration of a circular cylinder with low mass-damping in a turbulent flow. **Journal of Fluids and Structures**, 19, pp 449-466, 2004.

GUO, T.; CHEW, Y. T.; LUO, S. C.; SU, M. D. A new numerical simulation method of high Reynolds number flow around a cylinder. **Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.** 158, pp 357-366, 1998.

HE J. W.; GLOWINSKI R.; METCALFE R.; NORDLANDER A.; PERIAUX J. Active Control and Drag Optimization for Flow Past a Circular Cylinder I. Oscillatory cylinder Rotation. **Journal of Computational Physics.** 163, pp 83-117, 2000.

HOVER, F. S.; DAVIS, J. T.; TRIANTAFYLLOU, M. S. Three-dimensionality of mode transition in vortex-induced vibrations of a circular cylinder. **European Journal of Mechanics B/Fluids**. ,pp 29-40, 2004.

HOVER, F. S.; MILLER, S. N.; TRIANTAFYLLOU, M. S. Vortex-induced vibration of marine cables: Experiments using force feedback. **Journal of Fluids and Structures**. 11, pp. 307-326, 1997.

HU, H. H. Direct Simulation of Flows of Solid-Liquid Mixtures. **International Journal of Multiphase Flow.** 22, n. 2, pp 335-352, 1996.

HURLBUT, S. E.; SPAULDING, M. L.; WHITE, F. M. Numerical solution for laminar two dimensional flow about a cylinder oscillating in a uniform stream. **ASME Journal of Fluids Engineering**. 104, pp. 214-222, 1982.

JEON, D.; GHARIB, M. On circular cylinders undergoing two-degree-of-freedom forced motions. **Journal of Fluids and Structures.** 15, pp 533-541, 2001.

JESTER, W.; KALLINDERIS, Y. Numerical study of incompressible flow about fixed cylinder pair. **Journal of Fluids and Structures.** 17, pp 561-577, 2003.

JUÁREZ, H.; SCOTT, R., METCALFE, R.; BAGHERI, B. Direct simulation of freely rotating cylinders in viscous flows by high-order finite element methods. **Computers & Fluids.** 29, pp 547-582, 2000.

JUNCU, G. A numerical study of momentum and forced convection heat transfer around two tandem circular cylinders at low Reynolds numbers. Part I: Momentum transfer. **International Journal of Heat and Mass Transfer**. 50, pp 3788-3798, 2007.

JURIC, D. **Computation of phase change**. 1996. Ph. D. Thesis - Mech. Eng. Univ. of Michigan, USA.

KANG, S. Laminar flow over a steadily rotating circular cylinder under the influence of uniform shear. **Physics of Fluid.** 18, 047106 DOI: 10.1063/1.2189293, 2006.

KANG, S.; CHOI, H.; LEE, S. Laminar Flow past a Rotating Circular Cylinder. **Physics of Fluid.** 11, pp 3312-3320, 1999.

KHALAK, A.; WILLIAMSON, C. H. K. Motions, forces and mode transitions in vortex-induced vibrations at low mass-damping. **Journal of Fluids and Structures,** 13, pp 813-851, 1999.

KHALAK, A.; WILLIAMSON, C. H. K. Fluid forces and dynamics of a hydroelastic structure with very low mass and damping. **Journal of Fluids and Structures,** 11, pp 973-982, 1997.

KHALAK, A.; WILLIAMSON, C. H. K. Dynamics of a hydroelastic cylinder with very low mass damping. **Journal of Fluids and Structures,** 10, pp 455-472, 1996.

KIM, D.; CHOI, H. Immersed boundary method for flow around an arbitrarily moving body. **Journal of Computational Physics,** 212, pp. 662-680, 2006.

KIM, J.; MOIN, P. Application of a Fractional Step Method to Incompressible Navier-Stokes Equations. **Journal Computational Physics,** 59, 308, 1985.

KLAMO, J. T.; LEONARD, A., ROSHKO, A. The effects of damping on the amplitude and frequency response of a freely vibrating cylinder in cross-flow. **Journal of Fluids and Structures.** 22, pp 845-856, 2006.

KLAMO, J. T.; LEONARD, A., ROSHKO, A. On the maximum amplitude for a freely vibrating cylinder in cross-flow. **Journal of Fluids and Structures.** 21, pp 429-434, 2005.

KOOPMANN, G. H. The vortex wakes of vibrating cylinders at low Reynolds numbers. **J. Fluid Mech.** V. 28, part 3, pp 501-512, 1967.

LAI, M-C.; PESKIN, C. S. An Immersed Boundary Method with Formal Second-Order Accuracy and Reduced Numerical Viscosity. **Journal of Computational Physics.** 160, pp 705-719, 2000.

LEE, S-J.; LEE, J-Y. Flow structure of wake behind a rotationally oscillating circular cylinder. **Journal of Fluids and Structures.** 22, pp 1097-1112, 2006.

LIMA e SILVA, A. L. F.; SILVA, A. R.; SILVEIRA-NETO, A. Numerical Simulation of Two-Dimensional Complex Flows around Bluff Bodies using the Immersed Boundary Method. **J. of the Braz. Soc. Of Mech. Sci. & Eng.** 4, pp 378-386, 2007.

LIMA e SILVA, A. L. F.; SILVEIRA-NETO, A.; DAMASCENO, J. J. R. Numerical Simulation of Two Dimensional Flows over a Circular Cylinder using the Immersed Boundary Method. **Journal of Computational Physics.** 189, pp 351-370, 2003.

LIMA e SILVA, A. L. F. **Desenvolvimento e Implementação de uma nova Metodologia para Modelagem de Escoamentos sobre Geometrias Complexas: Método da Fronteira Imersa com Modelo Físico Virtual.** 2002. Tese de Doutorado – Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia.

LIN, J. -C.; YANG, Y.; ROCKWELL, D. Flow past two cylinders in tandem: instantaneous and averaged flow structure. **Journal of of Fluids and Structures.** 16(8), pp 1059-1071, 2002.

LU, X. Y.; SATO, J. A Numerical Study of Flow Past a Rotationally Oscillating Circular Cylinder. **Journal of Fluids and Structures.** 10, pp 829-849, 1996.

LUCOR, D.; FOO, J.; KARNIADAKIS, G. E. Vortex mode selection of a rigid cylinder subject to VIV at low mass-damping. **Journal of Fluids and Structures.** 20, pp 483-503, 2005.

LUO, S. C.; GAN, T. L.; CHEW, Y. T. Uniform flow past one (or two in tandem) finite length circular cylinder(s). **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics.** 59, pp 69-93, 1996.

MALISKA, C. R. **Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional**, 2. ed. R.J: LTC, 1995. 453p.

MARIANO, F. P. **Simulação de Escoamentos Não-Periódicos Utilizando as Metodologias Pseudo-Espectral e da Fronteira Imersa Acopladas.** 2007. Dissertação de Mestrado – Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia.

MEITZ, H. L and FASEL, H. F., A compact-different scheme for the Navier-Stokes equations in vorticity-velocity formulation. **Journal of Computational Physics, 157,** 2000. pp 371-403.

MEIROVITCH, L. **Dynamics and Control of Structures**. John Wiley & Sons, 1989. 425p.

MENEGHINI, J. R.; SALTARA, F.; FREGONESI, R. A.; YAMAMOTO, C. T.; CASAPRIMA, E.; FERRARI JR, J. A. Numerical simulations of VIV on long flexible cylinders immersed in complex flow fields. **European Journal of Mechanics B/Fluids.** 23, pp 51-63, 2004.

MENEGHINI, J. R.; SALTARA, F.; SIQUEIRA, C. L. R.; FERRARI JR, J. A. Numerical simulation of flow interference between two circular cylinders in tandem and syde-by-syde arrangements. **Journal of Fluids and Structures.** 15, pp 327-350, 2001.

MENEGHINI, J. R.; SALTARA, F.; BEARMAN, P. W. Numerical simulation of vortex shedding from an oscillating circular cylinder. **Computational Mechanics Publications**, UK, pp 409-418, 1997.

MINKOWYCZ, W. J.; SPARROW, E. M.; SCHNEIDER, G. E.; PLETCHER, R. H. **Handbook of Numerical Heat Transfer**. N.Y: Wiley. 1988.

MITTAL, S. Control of flow past bluff bodies using rotating control cylinders. **Journal of Fluids and Structures**. 15, pp 291-326, 2001.

MITTAL, S.; KUMAR, B. Flow past a rotating cylinder. **J. Fluid Mech. 476,** 303, 2003.

MITTAL, S.; KUMAR, V. Flow-induced vibrations of a light circular cylinder at Reynolds numbers 10^3 to 10^4. **Journal of Sound and Vibration**. 245(5), pp 923-946, 2001.

NAIR, M. T.; SENGUPTA, T. K.; CHAUHAN, U. S. Flow past rotating cylinders at high Reynolds numbers using higher order upwind scheme. **Computers & Fluids**. n.1, v. 27, pp 47-70, 1998.

NAUDASCHER, E.; ROCKWELL, D. **Flow-Induced Vibrations: An Engineering Guide**. Dover Publications, Inc. Mineola, New York, 1994. 414p.

NISHIDA, H.; SATOFUKA, N. Higher-order solutions of square driven cavity flow using a variable-order multi-grid method. **International Journal for Numerical Methods in Engineering**. v. 36, pp 637-653, 1992.

OKAJIMA, A.; TAKATA, H.; ASANUMA, T. Viscous flow around a rotationally oscillating circular cylinder. **Reports of Institute of Space and Aeronautical Science.** University of Tokyo, n. 532, pp 311-338, 1975.

OLIVEIRA, J. E. S. **Método da Fronteira Imersa Aplicado à Modelagem Matemática e Simulação Numérica de Escoamentos Turbulentos sobre Geometrias Móveis e Deformáveis.** 2006. Tese de Doutorado. – Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia.

ONGOREN, A.; ROCKWELL, D. Flow structure an oscillating cylinder. Part 1: mechanisms of phase shift and recovery of the near wake. **Journal of Fluid Mechanics**. 191, pp 197-223, 1988.

OU, Y-R.; BURNS, J. Optimal Control of Lift/Drag Ratios on a Rotating Cylinder. **Appl. Math. Lett**. 5, n. 3, pp 57-62, 1992.

PAN, Z. Y.; CUI, W. C.; MIAO, Q. M. Numerical simulation of vortex-induced vibration of a circular cylinder at low mass-damping using RANS code. **Journal of Fluids and Structures**, 23, pp 23-37, 2007.

PAN, L. S.; CHEW, Y. T. A general formula for calculating forces on a 2-D arbitrary body in incompressible flow. **Journal of Fluids and Structures.** 16(1). pp. 71-82, 2002.

PARK, J.; KWON, K.; CHOI, H. Numerical Solutions of Flow Past a Circular Cylinder at Reynolds Numbers up to 160. **KSME International Journal**, 12, 1200, 1998.

PATANKAR, S. V. **Numerical Heat Transfer and Fluid Flow**. Taylor & Francis, 1980. 197p.

PESKIN, C. S. Numerical Analysis of Blood Flow in the Heart. **Journal of Computational Physics.** 25, pp 220-252, 1977.

PESKIN, C. S.; MCQUEEN, D. M. A General Method for the Computer Simulation of Biological Systems Interacting with Fluids. **SEB Symphosium on Biological Fluid Dynamics,** Leeds, England, July 5-8, 1994.

PESKIN, C. S.; PRINTZ, B. F. Improved Volume Conservation in the Computation of Flows with Immersed Elastic Boundaries. **Journal of Computational Physics.** v. 105, n. 1, pp 33-46, 1993.

PONTA, F. L.; AREF, H. Numerical experiments on vortex shedding from an oscillating cylinder. **Journal of Fluids and Structures.** 22, pp 327-344, 2006.

PRASANTH, T. K.; BEHARA, S.; SINGH, S. P.; KUMAR, R.; MITTAL, S. Effect of blockage on vortex-induced vibrations at low Reynolds numbers. **Journal of Fluids and Structures**. 22, pp 865-876, 2006.

RAY, P.; CHRISTOFIDES, P. D. Control of flow over a cylinder using rotational oscillations. **Computers and Chemical Engineering**. 29, pp 877-885, 2005.

REYNOLDS, O. On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London**, v. 186, Part I, pp 122-164, 1894

ROMA, A. M.; PESKIN, C. S.; BERGER, M. J. An adaptive version of the immersed boundary method. **J. Comput. Phys.** 153(2), pp 509-534, 1999.

ROMA, A. M. **A multilevel self adaptive version of the immersed boundary method .** 1996. Ph. D. Thesis – Courant Institute of Mathematical Sciences, New York University.

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

RYAN, K.; PREGNALATO, C. J.; THOMPSON, M. C.; HOURIGAN, K. Flow-induced vibrations of a tethered circular cylinder. **Journal of Fluids and Structures**. 19, pp 1085-1102, 2004.

SAIKI, E. M.; BIRINGEN, S. Numerical Simulation of a Cylinder in Uniform Flow: Application of a Virtual Boundary Method. **Journal of Computational Physics.** 123, pp 450-465, 1996.

SALTARA, F.; MENEGHINI, J. R., FREGONESI, R. A. Numerical Simulation of the Flow around an Elastically Mounted Cylinder. **IJOPE.** ,2002.

SARPKAYA, T. A critical review of the intrinsic nature of vortex-induced vibrations. **Journal of Fluids and Structures.** 19, pp 389-447, 2004.

SARPKAYA, T.; SHOAFF, R. L. A discrete vortex analysis of flow about stationary and transversely oscillating circular cylinders. **Technical Report of No. NPS-69SL79011, Naval Postgraduate School, Monterey, Califórnia, U.S.A.**, 1979.

SCHNEIDER, G. E.; ZEDAN, M. A Modified Strongly Implicit Procedure for the Numerical Solution of Field Problems. **Numerical Heat Transfer***,* 4, 1, 1981

SHIELS, D.; LEONARD, A., ROSHKO, A. Flow-induced vibration of a circular cylinder at limiting structural parameters. **Journal of Fluids and Structures.** 15, pp 3-21, 2001.

SHUR, M.; SPARLAT, P.; STRELETS, M.; TRAVIN, Detached-eddy simulation of an airfoil at high angle of attack. In 4th International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements. Elsevier, Amsterdam. Pp 669-678, 1999.

SILVA, A. R. **Simulação Numérica de Escoamentos em Transição sobre Cilindros Imersos.** 2004. Dissertação de Mestrado. – Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia.

SILVA, A. R.; CARVALHO, G. B., LIMA e SILVA, A. L. F., MANSUR, S. S., SILVEIRA-NETO, A. Modelagem Matemática e Simulação Numérica de Escoamentos sobre Corpos Móveis, Utilizando-se o Método da Fronteira Imersa, **Proceedings of the 10° Brazilian Congress fo Thermal Sciences and Engineering** – ENCIT. ABCM, Rio de Janeiro, Brazil, Nov. 29 – Dec. 03. 2004a.

SILVA, A. R.; CARVALHO, G. B., LIMA e SILVA, A. L. F., MANSUR, S. S., SILVEIRA-NETO, A. Simulação Numérica de Escoamentos sobre Cilindros Imersos com e sem Rotação, Utilizando-se o Método da Fronteira Imersa, **VI Simpósio Mineiro de Mecânica Computacional** – SIMMEC. UNIFEI - Itajubá, 17 a 19 de maio, 2004b.

SILVA, A. R.; LIMA e SILVA, A. L. F., MANSUR, S. S.; SILVEIRA-NETO, A. Experimentos Numéricos Utilizando Diferentes Esquemas de Discretização Temporal em Modelagem da

Turbulência. **Proceedings of the 10° Brazilian Congress fo Thermal Sciences and Engineering** – ENCIT. ABCM, Rio de Janeiro, Brazil, Nov. 29 – Dec. 03. 2004c.

SILVA, A. R.; LIMA e SILVA, A. L. F., SILVEIRA-NETO, A. Modelagem Matemática e Simulação Numérica de Escoamentos sobre Bancos de Cilindros Imersos dispostos em Diferentes Ângulos, 2003.,Portugal.

SILVEIRA-NETO, A. Apostila do curso de Turbulência. 2003.

SILVEIRA-NETO, A.; MANSUR, S. S.; SILVESTRINI, J. H. Equações da Turbulência: Média versus filtragem. III Escola da Turbulência. 2002.

SINGH, S. P.; MITTAL, S. Vortex-induced oscillations at low Reynolds numbers: Hysteresis and vortex-shedding modes. **Journal of Fluids and Structures.** 20, pp. 1085-1104, 2005.

SMAGORINSKY, J. General Circulation Experiments with Primitive Equations. **Mon. Weather Rev**. v. 91, pp 99-164, 1963.

SOUZA, L. F.; MENDONÇA, M. T.; MEDEIROS, M. A.; KLOKER, M. Three Dimensional Code Validation for Transition Phenomena. III Escola de Turbulência. 2002.

SPALART, P.; JOU, W. -H.; STRELETS, M.; ALLMARAS, S. Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach. In Advances in DNS/LES, 1ST AFOSR Int. Conf. On DNS/LES, Columbus, Ohio. Greyden Press. Aug 4-8, 1997.

SPALART, P.; ALLMARAS, S. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. La Recherche Aérospatiale 1, pp 5-21, 1994.

SPODE, C. **Simulação de Grandes Escalas e Simulação Híbrida (RANS/LES) do Escoamento sobre o Degrau com Condições de Contorno Turbulentas.** 2006. Dissertação de Mestrado. – Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia.

SRINIVAS, K.; FUJISAWA, N. Effect of rotational oscillation upon fluid forces about a circular cylinder. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics.** 91, pp 637-652, 2003.

SU, S-W.; LAI, M-C.; LIN, C-A. An immersed boundary technique for simulating complex flows with rigid boundary. **Computers & Fluids.** 36, pp 313-324, 2007.

SUCKER, D.; BRAUER, H. Fluiddynamik bei der angestromten Zilindern, Wärme und Stoffubertragung. 8, 149, 1975.

SUERO, R. **Verificação de Soluções Numéricas de Escoamentos Bidimensionais Laminares em Malhas Uniformes.** 2006. - Dissertação de Mestrado. Universidade Federal do Paraná, Curitiba.

SUMNER, D.; RICHARDS, M. D.; AKOSILE, O.O. Strouhal number data for two staggered circular cylinders. **J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.** doi:10.1016/j.jweia.2007.06.013, 2007.

SUMNER, D.; RICHARDS, M. D.; AKOSILE, O.O. Two staggered circular cylinders of equal diameter in cross-flow. **Journal of Fluids and Structures.** 20, pp 255-276, 2005.

SUMNER, D.; RICHARDS, M. D. Some vortex-shedding characteristics of the staggered configuration of circular cylinders. **Journal of Fluids and Structures.** 17, pp 345-350, 2003.

SUMNER, D.; PRICE, S. J.; PAÏDOUSSIS, M.P. Tandem cylinders in impulsively started flow. **Journal of Fluids and Structures.** 13, pp 955-965, 1999.

TANG, T.; INGHAM, D. B. On steady flow past a rotating circular cylinder at Reynolds numbers 60 and 100. **Comput. Fluids.** 19, 217, 1991.

TOEBES, G. H. The unsteady flow and wake near an oscillating cylinder. **ASME Journal of Basic Engineering.** 91, pp 493-502, 1969.

THOMSON, W. T.; DAHLEH, M. D. **Theory of vibration with applications**. Prentice Hall, New Jersey, 1998. 524p.

TULLIO, M. D.; PALMA, P.; IACCARINO, G.; PASCAZIO, G.; NAPOLITANO, M. An immersed boundary method for compressible flows using local grid refinement. **Journal of Computational Physics.** 225, pp 2098-2117, 2007.

TUSZYNSKI, J.; LÖHNER, R. Control of a Kármán Vortex Flow by Rotational Oscillations of a Cylinder. **George Mason University, USA.** 15, pp 1-12, 1998.

UHLMANN, M. An immersed boundary method with direct forcing for the simulation of particulate flows. **Journal of Computational Physics**, 209, pp 448-476, 2005.

UNVERDI, S. O.; TRYGGVASON, G. A Front-Tracking Method for Viscous, Incompressible, Multi-fluid Flows. **Journal of Computational Physics**, 100, pp 25-37, 1992.

VARAPRASAD PATNAIK, B. S.; ASWATHA NARAYANA, P. A.; SEETHARAMU, K. N. Numerical simulation of laminar flow past a transversely vibrating circular cylinder. **Journal of Sound and Vibration.** 228(3), pp 459-475, 1999.

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. **An introduction to Computational Fluid Dynamics. The Finite Volume Method.** England: Pearson, 1995. 257p.

VIKESTAD, K.; VANDIVER, J. K.; LARSEN, C. M. Added mass and oscillation frequency for a circular cylinder subjected to vortex-induced vibrations and external disturbance. **Journal of Fluids and Structures.** 14, pp 1071-1088, 2000.

VIKHANSKY, A. A new modification of the immersed boundaries method for fluid-solid flows: moderate Reynolds numbers. **Journal of Computational Physics**. 191, pp 328-339, 2003.

VILLAR, M. M. **Análise Numérica Detalhada de Escoamentos Multifásicos Bidimensionais.** 2007. Tese de Doutorado – Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia.

ZHAO, M.; CHENG, L.; TENG, B.; LIANG, D. Numerical simulation of viscous flow past two circular cylinders of different diameters. **Applied Ocean Research.** 27, pp 39-55, 2005.

ZHOU, C. Y.; SO, R. M. C.; MIGNOLET, M. P. Fluid damping of an elastic cylinder in a cross-flow. **Journal of Fluids and Structures.** 14, pp 303-322, 2000.

ZHOU, C. Y.; SO, R. M. C.; LAM, K. Vortex-induced vibrations of an elastic circular cylinder. **Journal of Fluids and Structures.** 13, pp 165-189, 1999.

WANG, Z. J.; ZHOU, Y. Vortex interactions in a two side-by-side near-wake. **International Journal of Heat and Fluid Flow.** 26, pp 362-377, 2005.

WANG, X. Q.; SO, R. M. C.; CHAN, K. T. A non-linear fluid force model for vortex-induced vibration of an elastic cylinder. **Journal of Sound and Vibration.** 260, pp 287-305, 2003.

WHITE, F. M. **Mecânica dos Fluidos**, 4. ed. McGrawHill, 2002. 584p.

WILLDEN, R. H. J.; GRAHAM, J. M. R. Three distinct response regimes for the transverse Vortex-Induced Vibrations of circular cylinders at low Reynolds numbers. **Journal of Fluids and Structures.** 22, pp 885-895, 2006.

WILLIAMSON, C. H. K.; JAUVTIS, N. A high-amplitude 2T mode of vortex-induced vibration for a light body in X-Y motion. **European Journal of Mechanics B/Fluids.** 23, pp 107-114, 2004.

WILLIAMSON, C. H. K. Advances in our understanding of vortex dynamics in bluff body wakes. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**. 69-71, pp. 3-32, 1997.

WILLIAMSON, C. H. K. Vortex dynamics in the cylinder wake. **Ann. Ver. Fluid Mech.** 28:477, 1996.