



ESTUDO NUMÉRICO TRIDIMENSIONAL DA VIBRAÇÃO INDUZIDA POR
VÓRTICES SOBRE UM CILINDRO RÍGIDO ELASTICAMENTE APOIADO COM
UM E DOIS GRAUS DE LIBERDADE

Vinícius Ribeiro dos Santos de Sá Brito

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Oceânica, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Engenharia Oceânica.

Orientador: Juan Bautista Villa Wanderley

Rio de Janeiro

Julho de 2019

ESTUDO NUMÉRICO TRIDIMENSIONAL DA VIBRAÇÃO INDUZIDA POR
VÓRTICES SOBRE UM CILINDRO RÍGIDO ELASTICAMENTE APOIADO COM
UM E DOIS GRAUS DE LIBERDADE

Vinícius Ribeiro dos Santos de Sá Brito

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO ALBERTO LUIZ
COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE ENGENHARIA (COPPE) DA
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS
REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR EM
CIÊNCIAS EM ENGENHARIA OCEÂNICA.

Examinada por:

Prof. Juan Bautista Villa Wanderley, Ph.D.

Prof. Carlos Antônio Levi da Conceição, Ph.D.

Prof. Antônio Carlos Fernandes, Ph.D.

Prof. Gilberto Bruno Ellwanger, D.Sc.

Prof. Paulo Couto, D.Sc.

Prof. Celso Kazuyuki Morooka, Ph.D.

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL

JULHO DE 2019

Sá Brito, Vinícius Ribeiro dos Santos de

Estudo Numérico Tridimensional da Vibração Induzida por Vórtices sobre um cilindro rígido elasticamente apoiado com um e dois graus de liberdade / Vinícius Ribeiro dos Santos de Sá Brito. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2019.

XIV, 146 p.: il.; 29,7 cm.

Orientador: Juan Bautista Villa Wanderley

Tese (Doutorado) – UFRJ/ COPPE/ Programa de Engenharia Oceânica, 2019.

Referências Bibliográficas: p. 130-135.

1. Navier-Stokes. 2. Simulação Direta das Grandes Escalas de Turbulência. 3. Dinâmica dos Fluidos Computacional. 4. Vibração Induzida por Vórtices. I. Wanderley, Juan Bautista Villa. II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Oceânica. III. Título.

A Deus, inteligência suprema e causa
primária de todas as coisas.

Agradecimentos

Foram imensas as dificuldades encontradas até aqui. Em contrapartida, foram ainda maiores as forças que recebi para cumprir o trabalho que me coube. Por isso, primeiramente agradeço a Deus, por me possibilitar ter tudo que preciso para meu progresso, pelas pessoas que colocou em minha vida e pelas oportunidades que me deu.

À minha esposa, Bianca, que teve paciência, me apoiou e me deu forças para continuar no caminho que segui. Nos momentos de insucesso e sucesso da minha vida acadêmica ela sempre esteve por perto. Aos meus filhos, Nina e Noah, por existirem e por proporcionarem os momentos mais felizes da minha vida.

Aos meus pais, Henrique e Vilma que me deram tudo que podiam para as conquistas que tive. Sempre me apoiaram e tiveram muita paciência comigo. Às minhas irmãs, Fernanda e Letícia, e aos cunhados, Fernando e Bruno, pelo apoio, ajuda e incentivo em diversos momentos. À minha sobrinha Estela por alegrar ainda mais os meus dias. Aos meus avós, com contribuições decisivas no meu conhecimento e caráter.

Aos meus sogros, Lourdes e Jorge, à cunhada, Biatriz, e aos meus tios, Carlos e Ruth, por todo apoio e por possibilitarem dias inteiros de estudo e trabalho na tese.

Aos meus tios e primos que me apoiaram em momentos decisivos. A todos meus familiares, que estiveram sempre ao meu lado e me ajudaram na construção do que sou.

Aos meus amigos compadres Thiago Luiz e Lissa Catherine e Diego e Juliana, por estarem sempre por perto, não só com os momentos de descontração como também com o apoio, conversas e incentivos para a conclusão deste trabalho.

Ao atual coordenador do Curso de Engenharia do CEFET/NI, prof. Júlio César Valente Ferreira, aos colegas do colegiado que possibilitaram seis meses de trabalho integral nesta tese e aos colegas que compartilhei momentos de descontração e aprendizado.

Ao professor Alexandre Alves Santiago, por disponibilizar tempo para transmitir seus conhecimentos e pelas sugestões no direcionamento dos caminhos que segui.

Aos colegas de pós-graduação, Leonardo Almeida e Thiago Silva pela convivência e boas conversas em diversos momentos no CT.

Aos funcionários do programa de Engenharia Naval e Oceânica, em especial a Eloisa e a Lucianita que continuamente sanaram dúvidas e resolveram problemas burocráticos relacionados ao programa. Ao Nilson que sempre esteve atento no correto funcionamento do *cluster* e a Lucimar que em todas as tardes prepara o café que me ajuda a manter o foco no trabalho.

Aos professores do programa de Engenharia Naval e Oceânica que ajudaram na minha formação acadêmica e, em especial, aos professores Antônio Carlos Fernandes e Sergio Hamilton Sphaier.

Ao meu orientador, Juan. Ele me ensinou muito sobre a Ciência, mas também soube ser um professor em todas as horas. Teve paciência e sempre conseguiu transmitir muitos conhecimentos. Gratidão por esse grande professor.

Por fim, a todos que de alguma forma, diminuta ou não, puderam contribuir para a realização deste trabalho.

Resumo da Tese apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Doutor em Ciências (D.Sc.)

ESTUDO NUMÉRICO TRIDIMENSIONAL DA VIBRAÇÃO INDUZIDA POR
VÓRTICES SOBRE UM CILINDRO RÍGIDO ELASTICAMENTE APOIADO COM
UM E DOIS GRAUS DE LIBERDADE

Vinícius Ribeiro dos Santos de Sá Brito

Julho/2019

Orientador: Juan Bautista Villa Wanderley

Programa: Engenharia Oceânica

Este trabalho aborda a resposta de um corpo cilíndrico ao escoamento tridimensional incidente. Inicialmente, o código numérico é validado utilizando o cilindro fixo. Em seguida, é realizada uma investigação da resposta da vibração induzida por vórtices (VIV) em 1 e em 2 graus de liberdade (GL). Para tanto, o cilindro será apoiado por uma mola e um amortecedor e será livre para vibrar na direção transversal e, depois, também na direção longitudinal ao escoamento. Para resolver as equações de Navier-Stokes levemente compressíveis, juntamente com a equação adimensionalizada do movimento do cilindro, é utilizado o Método das Diferenças Finitas e o método de Runge-Kutta 3^a ordem para integração no tempo. As condições de contorno sobre o corpo são impostas utilizando-se o Método das Fronteiras Imersas. O escoamento turbulento é resolvido com a utilização da Simulação Direta das Grandes Escalas de Turbulência (LES) e o modelo de Smagorinsky é utilizado para simular os efeitos dissipativos das pequenas escalas. Resultados para séries temporais do coeficiente de sustentação, coeficientes de arrasto, contorno de vorticidade, amplitude de deslocamento, frequência e o ângulo de fase são analisados. O trabalho atual é pioneiro no estudo numérico tridimensional da VIV em 2GL que analisa detalhadamente a esteira e os modos de desprendimento de vórtices.

Abstract of Thesis presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Science (D.Sc.)

A THREE-DIMENSIONAL NUMERICAL STUDY OF VORTEX-INDUCED
VIBRATION ON AN ELASTICALLY MOUNTED RIGID CYLINDER WITH ONE
AND TWO DEGREES OF FREEDOM

Vinícius Ribeiro dos Santos de Sá Brito

July/2019

Advisor: Juan Bautista Villa Wanderley

Department: Ocean Engineering

This work addresses the response of a cylindrical structure to three-dimensional incident flow. Initially, the numerical code is validated using the fixed cylinder. Then, an investigation of the vortex-induced vibration response (VIV) is performed, in one and two degrees of freedom. In order, the cylinder will be supported by a spring and a damper and will be free to vibrate in the transverse direction and then also in the longitudinal direction to the flow. To solve the slightly compressible Navier-Stokes equations together with the dimensionless equation of cylinder motion, the Finite Differences Method and the third-order Runge-Kutta method are used for integration in time. The boundary conditions on the body are imposed using the Immersed Boundaries Method. The turbulent flows are solved using the Large Eddy Simulation (LES). The Smagorinsky model is used to simulate the dissipative effects of small scales. Results for temporal series of the drag coefficient, lift coefficients, vorticity contour, displacement amplitude, frequency and phase angle are analyzed. The present work is a pioneer in the three-dimensional numerical study of VIV in 2 degrees of freedom that analyzes in detail the wake and the vortex shedding modes.

SUMÁRIO

Capítulo 1 – Introdução	1
1.1. Motivação.....	1
1.2. Objetivo e organização do trabalho.....	4
Capítulo 2 – escoamento ao redor de um cilindro	7
2.1. escoamento ao redor de cilindros estacionários	8
2.2. escoamento em cilindro com oscilação forçada.....	21
2.3. escoamento Oscilatório	22
2.4. Vibração induzida por vórtices (VIV) - escoamento em cilindro montado em base elástica	23
2.4.1. Parâmetros adimensionais.....	24
2.4.2. VIV - Um grau de liberdade (1GL).....	25
2.4.3. VIV - Dois graus de liberdade (2GL).....	29
2.4.4 Modos de desprendimento de vórtices	32
2.4.5. Condições na extremidade do cilindro	34
2.5. Métodos numéricos utilizados na literatura para solução do escoamento ao redor de cilindros.....	34
Capítulo 3 – Formulação Matemática	38
3.1. Simulação das grandes escalas de turbulência - <i>Large Eddy Simulation</i> (LES). 38	
3.2. Equação adimensionalizada do movimento do cilindro	46
3.3. Cálculo para frequência de vibração.....	49
Capítulo 4 – Formulação Numérica.....	52
4.1. Solução das equações governantes aproximadas por diferenças finitas	52
4.1.1. Esquema centrado e a dissipação numérica	54
4.1.2. Runge-Kutta de 3ª ordem	55
4.2. Método de Fronteiras Imersas (MFI) para condição de contorno sobre o corpo 56	
4.3. Malha computacional cartesiana.....	59
4.4. Algoritmo para solução do problema.....	62
Capítulo 5 – Validação do código numérico	64
5.1 - Cilindro fixo para $Re = 40$:	64
5.2 - Cilindro fixo para $Re = 100$:	68
5.3 - Cilindro fixo para $Re = 200$:	70
5.4 - Cilindro fixo para $Re = 500$:	74
5.5 - Cilindro fixo para $Re = 1000$:	79
5.6 – Uma visão geral dos resultados.....	82
5.7 - Análise de sensibilidade da malha computacional	83
Capítulo 6 – Resultados e Discussões	87
6.1 – Premissas para o VIV:	87

6.2 – VIV com um grau de liberdade.....	89
6.2.1. $U_r = 3,0$ – <i>Initial branch</i>	90
6.2.2. $U_r = 5,0$ – <i>Upper branch</i>	93
6.2.3. $U_r = 7,0$ – <i>Lower branch</i>	94
6.2.4. Resposta em frequência.....	97
6.2.5. Ângulo de fase e os modos de desprendimento de vórtices.....	98
6.2.6. Amplitude de vibração e o efeito da dissipação numérica.....	101
6.3 – VIV com dois graus de liberdade.....	103
6.3.1. $U_r = 3,5$	104
6.3.2. $U_r = 5,5$	107
6.3.3. $U_r = 7,0$	112
6.3.4. Resposta em frequência.....	116
6.3.5. Ângulo de fase e os modos de desprendimento de vórtices.....	117
6.3.6. Amplitude de vibração e o efeito da dissipação numérica.....	118
Capítulo 7 – Conclusões e Trabalhos Futuros.....	123
Referências Bibliográficas.....	130
Apêndice A – Séries temporais para VIV com 1GL.....	136
Apêndice B – Séries temporais para VIV com 2GL.....	140
Apêndice C – Figuras de Lissajous para VIV com 2GL.....	145

Lista de Figuras

Figura 1.1: Influência do gradiente de pressão na separação do escoamento.	2
Figura 2.1: Número de Strouhal em função do número de Reynolds para escoamentos ao redor de cilindros (Blevins, 1990).	9
Figura 2.2: Mecanismo de geração e desprendimento de vórtices proposto por Gerrard (1966).	11
Figura 2.3: Escoamento para $Re < 5$ (Blevins, 1990).	12
Figura 2.4: Escoamento para $5 < Re < 40$ (Blevins, 1990).	12
Figura 2.5: Escoamento para $40 < Re < 200$ (Blevins, 1990).	13
Figura 2.6: Número de Strouhal em função do número de Reynolds no regime laminar (Williamson, 1996b).	14
Figura 2.7: Configuração dos modos A e B. Reproduzido de Williamson (1997).	16
Figura 2.8: Escoamento para $300 < Re < 3 \times 10^5$ (Blevins, 1990).	17
Figura 2.9: Escoamento para $3 \times 10^5 < Re < 3,5 \times 10^5$ (Blevins, 1990).	20
Figura 2.10: Amplitude de vibração induzida por vórtices em função da velocidade reduzida (Khalak e Williamson, 1996).	27
Figura 2.11: Resposta em amplitude dos deslocamentos nas direções x e y e figuras de Lissajous, para diferentes velocidades reduzidas (Jauvtis e Williamson, 2004).	30
Figura 3.1: Esboço da configuração adotada para o estudo numérico da vibração do cilindro com dois graus de liberdade.	46
Figura 4.1: Geometria de interpolação	58
Figura 4.2: Malha computacional em 3D e 2D (plano xz).	60
Figura 4.3: Malha computacional gerada ao redor do corpo, visualizada no plano.	60
Figura 4.4: Função F para a deformação da malha computacional.	61
Figura 5.1: Distribuição de pressão próxima à superfície do cilindro.	64

Figura 5.2: Coeficiente de pressão em diferentes pontos na superfície do corpo.	65
Figura 5.3: Distribuição de pressão ao longo da superfície do corpo.	65
Figura 5.4: Linhas de corrente ao redor do cilindro, para $Re = 40$.	66
Figura 5.5: Definições das dimensões dos vórtices no bordo de fuga do cilindro, para $Re = 40$.	67
Figura 5.6: Série temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação, para $Re = 40$.	67
Figura 5.7: Iso-superfície do contorno de vorticidade, critério-Q, para $Re = 100$.	68
Figura 5.8: Iso-superfície do critério-Q, no plano xy , para $Re = 100$.	69
Figura 5.9: Série temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação, para $Re = 100$.	70
Figura 5.10: FFT da série temporal do coeficiente de sustentação, para $Re = 100$.	70
Figura 5.11: Iso-superfície do contorno de vorticidade, critério-Q, para $Re = 200$.	71
Figura 5.12: Contorno de vorticidade, no plano xz , para $Re = 200$, ao longo de toda a esteira (imagem da esquerda) e com foco próximo ao cilindro (imagem da direita).	71
Figura 5.13: Iso-superfície do critério-Q, no plano xy , para $Re = 200$: vista inferior (imagem da esquerda); vista de topo (imagem da direita).	72
Figura 5.14: Iso-superfície do critério-Q e o contorno de vorticidade ω_x , no plano xy , para $Re = 200$: vista inferior (imagem da esquerda); vista de topo (imagem da direita).	73
Figura 5.15: Série temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação, para $Re = 200$.	74
Figura 5.16: FFT da série temporal do coeficiente de sustentação, para $Re = 200$.	74
Figura 5.17: Contorno de vorticidade, no plano xz , para $Re = 500$: ao longo de toda a esteira (imagem da esquerda); foco próximo ao cilindro (imagem da direita).	75
Figura 5.18: Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_x , para $Re = 500$.	75

Figura 5.19: Iso-superfície do critério-Q e o contorno de vorticidade ω_x , no plano xy , para $Re = 500$: vista inferior (imagem da esquerda) e vista de topo (imagem da direita).	77
Figura 5.20: Série temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação, para $Re = 500$.	78
Figura 5.21: FFT da série temporal do coeficiente de sustentação, para $Re = 500$.	78
Figura 5.22: Contorno de vorticidade, no plano xz , para $Re = 1000$: ao longo de toda a esteira (imagem da esquerda); foco próximo ao cilindro (imagem da direita).	79
Figura 5.23: Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_x , para $Re = 1000$.	79
Figura 5.24: Iso-superfície do critério-Q e o contorno de vorticidade ω_x , no plano xy , para $Re = 1000$: vista inferior (imagem da esquerda); vista de topo (imagem da direita).	80
Figura 5.25: Série temporal dos coeficientes de arrasto e sustentação, para $Re = 1000$.	81
Figura 5.26: FFT da série temporal do coeficiente de sustentação, para $Re = 1000$.	81
Figura 5.27: Série temporal do coeficiente de arrasto para três diferentes refinamentos de malha e $Re = 1000$.	84
Figura 5.28: Série temporal do coeficiente de sustentação para três diferentes refinamentos de malha e $Re = 1000$.	84
Figura 5.29: Coeficientes de arrasto e de sustentação para três malhas testadas, para $Re = 1000$.	85
Figura 6.1: Série temporal do deslocamento para U_r variando de 2,0 a 2,5.	87
Figura 6.2: Série temporal do deslocamento do cilindro para velocidade reduzida variando de 2,0 a 2,5.	88
Figura 6.3: Resposta em amplitude para um sistema massa – mola – amortecedor forçado (adaptada de Rao, 2009).	89
Figura 6.4: Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_x , para $U_r = 3,0$.	90
Figura 6.5: Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_y , para $U_r = 3,0$, no plano xz (imagem da esquerda) e no plano xy (imagem da direita).	91

Figura 6.6: Contorno de vorticidade ω_y , no plano xz , para $U_r = 3,0$, ao longo de toda a esteira (imagem da esquerda) e com foco próximo ao cilindro (imagem da direita).	92
Figura 6.7: Séries temporais dos coeficientes de arrasto e sustentação, série temporal do deslocamento do cilindro e as respectivas FFT's para cada série, para $U_r = 3,0$.	92
Figura 6.8: Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_y , para $U_r = 5,0$, no plano xz (imagem da esquerda) e no plano xy (imagem da direita).	93
Figura 6.9: Séries temporais dos coeficientes de arrasto e sustentação, série temporal do deslocamento do cilindro e as respectivas FFT's, para $U_r = 5,0$.	94
Figura 6.10: Iso-superfície do critério-Q e o contorno de vorticidade ω_x , para $U_r = 7,0$.	95
Figura 6.11: Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_y , para $U_r = 7,0$, no plano xz (imagem da esquerda) e no plano xy (imagem da direita).	95
Figura 6.12: Séries temporais dos coeficientes de arrasto e sustentação, série temporal do deslocamento do cilindro e as respectivas FFT's, para $U_r = 7,0$.	96
Figura 6.13: Frequência de vibração em função da velocidade reduzida.	97
Figura 6.14: Ângulo de fase entre as séries temporais do coeficiente de sustentação e do deslocamento do cilindro em função da velocidade reduzida.	98
Figura 6.15: Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_y , para $U_r = 5,5$, no plano xz (imagem da esquerda) e no plano xy (imagem da direita).	99
Figura 6.16: Resposta em amplitude para a vibração do cilindro em função da velocidade reduzida.	101
Figura 6.17: Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_x , para $U_r = 3,5$.	104
Figura 6.18: Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_y , para $U_r = 3,5$, no plano xz (imagem da esquerda) e no plano xy (imagem da direita).	105
Figura 6.19: Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro (2GL - direção x e z) e as respectivas FFT's, para $U_r = 3,5$.	106
Figura 6.20: Gráfico de fase ($C_D \times C_L$) e figura de Lissajous, para $U_r = 3,5$.	107
Figura 6.21: Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_x , para $U_r = 5,5$.	108
Figura 6.22: Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_x , no plano xy , para $U_r = 5,5$. Na imagem da esquerda é visualizada toda a esteira de	108

vórtices e na imagem da direita a camada cisalhante próxima ao cilindro.	
Figura 6.23: Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_y , para $U_r = 5,5$, no plano xz (imagem da esquerda) e no plano xy (imagem da direita).	109
Figura 6.24: Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro (2GL - direção x e z) e as respectivas FFT's, para $U_r = 5,5$.	110
Figura 6.25: Gráfico de fase ($C_D \times C_L$) e figura de Lissajous, para $U_r = 5,5$.	111
Figura 6.26: Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_x , para $U_r = 7,0$.	112
Figura 6.27: Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_y , para $U_r = 7,0$, no plano xz (imagem da esquerda) e no plano xy (imagem da direita).	113
Figura 6.28: Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro (2GL - direção x e z) e as respectivas FFT's, para $U_r = 7,0$.	114
Figura 6.29: Gráfico de fase ($C_D \times C_L$) e figura de Lissajous, para $U_r = 7,0$.	115
Figura 6.30: Frequência de vibração na direção z , em função da velocidade reduzida para um cilindro com dois graus de liberdade.	116
Figura 6.31: Ângulo de fase entre as séries temporais do coeficiente de sustentação e do deslocamento do cilindro em função da velocidade reduzida	117
Figura 6.32: Resposta em amplitude (A_z/D) do deslocamento do cilindro na direção z em função da velocidade reduzida, comparada com a resposta em amplitude (A_z/D) de Jauvtis e Williamson (2004) e de Singh e Mittal (2005).	118
Figura 6.33: Resposta em amplitude (A_x/D) do deslocamento do cilindro na direção x em função da velocidade reduzida, comparada com a resposta em amplitude (A_x/D) de Jauvtis e Williamson (2004) e de Singh e Mittal (2005).	119
Figura 6.34: Comparação das respostas em amplitude, obtidas no presente trabalho com um e dois graus de liberdade.	121

Capítulo 1 – Introdução

1.1. Motivação

O escoamento ao redor de corpos cilíndricos vem sendo um tema muito pesquisado em Mecânica dos Fluidos. Essa interação fluido-estrutura é de grande interesse na ciência e como principais exemplos de estruturas com formato cilíndrico estão: escoamento em torno de *risers* (dutos utilizados para transportar óleo da tubulação de perfuração para a plataforma offshore), estruturas offshore como tubos de perfuração em plataformas de extração de petróleo, trem de pouso de aeronaves, pilares de pontes, antenas, chaminés, cabos de força, linhas de transmissão, estruturas esbeltas, etc.

No caso de escoamentos em *risers*, em particular, estes estão sujeitos a diferentes carregamentos: seja pela ação das correntes marítimas, pela propagação das ondas ou pelo movimento da estrutura que o suportam. Dessa forma, o *riser* poderá se movimentar devido à ação das estruturas (oscilação forçada) ou devido à própria corrente marítima, possibilitando forças hidrodinâmicas oscilatórias.

Analisando o escoamento ao redor de uma estrutura cilíndrica, inicialmente, devido a uma alta pressão no ponto de estagnação e ao gradiente favorável de pressão, as partículas fluem no segundo quadrante com aceleração positiva. Quando as partículas fluidas passam para o primeiro quadrante, o gradiente de pressão se torna desfavorável e isso promove uma desaceleração das partículas fluidas. Sabe-se que os efeitos viscosos, por menores que sejam, são acentuados na camada limite, onde a velocidade junto à superfície do cilindro é nula. As partículas fluidas não conseguem acumular energia cinética suficiente para superar o efeito do gradiente de pressão adverso e ocorre a separação do escoamento. É ilustrada na Fig. 1.1 a influência do escoamento viscoso e do gradiente de pressão na separação da camada limite. Com a separação (ponto S) ocorre a formação de duas camadas cisalhantes a jusante do cilindro, que darão origem a dois vórtices de sinais opostos, um no 1º quadrante e outro no 4º quadrante.

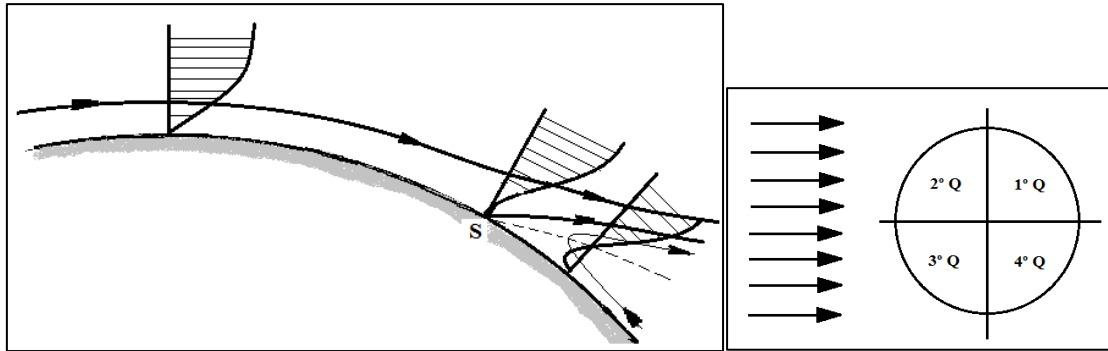


Figura 1.1: Influência do gradiente de pressão na separação do escoamento.

Os escoamentos ao redor de corpos cilíndricos causam alguns fenômenos interessantes para o estudo do comportamento dinâmico de estruturas com esse formato geométrico. Em Mecânica dos Fluidos, pode-se relacionar a física do problema com alguns grupos adimensionais. Para esse fenômeno físico em questão, que será detalhado mais adiante neste capítulo, o principal adimensional é o número de Reynolds e é representado pela Eq. (1.1) a seguir:

$$Re = \frac{UD}{\nu} \quad (1.1)$$

onde U é a velocidade do escoamento, D é o comprimento característico (diâmetro no caso do cilindro) e ν é a viscosidade cinemática.

A formação e a interação das duas camadas cisalhantes de fluido geradas pela separação do escoamento ao redor de um corpo cilíndrico é o principal motivo para formação do par de vórtices na esteira. Dessa forma, com o aumento do número de Reynolds, o par de vórtices cresce e a interação entre eles possibilita o desprendimento alternado sequencial dos vórtices, acarretando assim uma distribuição de pressão assimétrica na superfície do cilindro. Surgem as forças geradas pelo escoamento, ou forças hidrodinâmicas: a força de arrasto e a força de sustentação.

Essas pressões oscilantes causam vibrações estruturais e podem gerar sons aeroacústicos conhecidos como *Aeolian Tones*. Contudo, o estudo da vibração induzida pelo desprendimento de vórtices em estruturas é de muita importância na prática devido aos efeitos potencialmente destrutivos em estruturas com formatos cilíndricos, como pontes, torres, trocadores de calor, dutos e tubulações offshore (Blevins, 1990).

No capítulo 2, será feita uma descrição de alguns mecanismos físicos importantes do escoamento ao redor de corpos cilíndricos, bem como uma descrição

mais detalhada da separação da camada limite, da formação da esteira de vórtices, dos regimes de desprendimento dos vórtices e das forças hidrodinâmicas citadas no parágrafo anterior.

Nos últimos anos, a necessidade de melhorar tecnologias no ramo da extração de petróleo em águas muito profundas acarretou um aumento do interesse deste fenômeno de desprendimento de vórtices em estruturas cilíndricas submersas. Alguns problemas desafiadores se tornaram comuns em áreas específicas da engenharia. Atualmente, plataformas offshore vêm sendo instaladas em águas com milhares de metros de profundidade e *risers* são utilizados. Vibrações de alta amplitude devido ao desprendimento alternado desses vórtices podem ocorrer nessas estruturas e isto pode levar a sérios problemas estruturais, como a fadiga, por exemplo. A vibração induzida pelo desprendimento dos vórtices é também um fenômeno de grande interesse acadêmico e está intrinsecamente ligada ao escoamento ao redor de cilindros circulares ou corpos rombudos. Este fenômeno é um dos grandes vilões da exploração de petróleo na indústria offshore.

Nos estudos de escoamento em corpos rombudos realizados até o momento, são mostradas duas fontes de análise para um escoamento que gera vórtices alternados, possibilitando forças hidrodinâmicas flutuantes: na primeira, o cilindro se mantém fixo, na segunda, o cilindro pode estar livre para oscilar.

Primeiramente, considerando um escoamento em cilindros fixos, dependendo do número de Reynolds, pode ocorrer a emissão de vórtices no seu bordo de fuga (a relação entre o número de Reynolds e a emissão de vórtices será detalhada mais adiante). O desprendimento periódico de vórtices dá origem a uma distribuição de pressão assimétrica sobre o cilindro que, conseqüentemente, dá origem às forças oscilantes de sustentação e de arrasto que tentam forçar o movimento do corpo. Na segunda forma de análise, em um escoamento ao redor de cilindros com um ou mais graus de liberdade, essas forças possibilitam um movimento oscilatório do corpo denominado Vibração Induzida por Vórtices (VIV). Quando a frequência de vibração coincide com a frequência natural da estrutura, oscilações ressonantes podem ocorrer com altas amplitudes e possivelmente levar à falha da estrutura.

De acordo com isso, algumas pesquisas com simulações numéricas estão sendo realizadas para entender o escoamento ao redor de corpos cilíndricos e, dessa forma, tentar minimizar ou até eliminar o surgimento de VIV. Os estudos se concentram em

resolver as equações de Navier-Stokes no estado não-estacionário. Para isso, a Mecânica dos Fluidos Computacional (“*Computational Fluid Dynamics*” – CFD) vem se mostrando uma ferramenta poderosa, que em um estudo prático/experimental exigiria instrumentação sofisticada e, conseqüentemente, bastante onerosa. Computadores com desempenhos cada vez melhores tornam bastante convidativa esse tipo de investigação numérica e é dessa forma que, cada vez mais, cresce a utilização de métodos numéricos para solução das equações que governam esse fenômeno físico. Dentre esses métodos numéricos, os métodos de elementos finitos, diferenças finitas e volumes finitos são os mais utilizados.

Dados numéricos podem ser utilizados para diversos objetivos, como: para garantir a calibração de instrumentos, para verificar a qualidade dos resultados experimentais e para reduzir o número de ensaios em laboratórios, minimizando assim o custo deste tipo de investigação. Essa abordagem, porém, não desqualifica a investigação experimental. Muito pelo contrário, os ensaios experimentais são de extrema importância para comparação com os resultados numéricos e permitem validar os códigos computacionais. Dessa forma, as investigações numéricas e experimentais devem sempre caminhar juntas, com o intuito de alcançar confiáveis resultados científicos.

1.2. Objetivo e organização do trabalho

Nota-se a importância em estudar o fenômeno VIV, não apenas pelos problemas gerados em risers, mas também por diversos outros problemas práticos na engenharia. Vórtices podem ser gerados em extremidades de asas de aeronaves, no tubo de sucção de uma turbina hidráulica, em trocadores de calor, etc. Porém, conforme já relatado nos parágrafos anteriores, ainda há muito espaço para pesquisas sobre VIV. A maioria dos trabalhos numéricos publicados sobre o tema possui uma abordagem bidimensional do escoamento. Porém, os efeitos tridimensionais do desprendimento de vórtices são marcantes e requerem uma atenção ainda maior dos pesquisadores na área.

No atual trabalho, os esforços iniciais estão concentrados na validação do código computacional e, para isso, serão analisados resultados obtidos com o escoamento ao redor de cilindro fixo, com uma malha cartesiana. Sendo assim, é feita a solução numérica tridimensional do escoamento ao redor de um cilindro fixo para obtenção das

forças hidrodinâmicas que surgem devido aos vórtices gerados e emitidos. Nesse caso, os escoamentos laminar e turbulento são estudados.

Portanto, três números de Reynolds são estudados ($Re = 40, 100$ e 200) no caso laminar e dois números de Reynolds ($Re = 500$ e 1000) no caso do escoamento turbulento na esteira turbilhonar. Nesse último caso, o escoamento é modelado pela simulação das grandes escalas de turbulência (LES) onde os efeitos dissipativos das pequenas escalas da turbulência são modelados utilizando-se o modelo de Smagorinsky (1963).

Em seguida, os esforços se voltam para a solução numérica tridimensional do escoamento ao redor do cilindro livre para vibrar. Nesse caso, a malha cartesiana deve ser adaptada ao movimento do corpo. Para tal, é implementado no código numérico a equação do movimento do corpo e a sua adaptação à malha. Como exemplos de resultados estão: coeficientes de arrasto e de sustentação, amplitude do deslocamento, frequência e ângulo de fase.

Por fim, é obtida a solução numérica tridimensional do escoamento ao redor do cilindro livre para vibrar em dois graus de liberdade. Para tal, é implementado no código numérico o movimento na direção do escoamento (direção x). Como exemplos de resultados estão: coeficientes de arrasto e de sustentação, resposta em amplitude do deslocamento nas duas direções (x e z), ângulo de fase e resposta em frequência da vibração. O objetivo é estudar a vibração induzida por vórtices com o cilindro livre para vibrar com um e dois graus de liberdade, principalmente no que diz respeito à esteira e aos modos de desprendimento de vórtices. Obtendo, dessa forma, resultados relevantes para contribuição no entendimento do fenômeno de VIV.

Segundo Lomax et al. (2001), em Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD), independentemente das aplicações utilizadas e de forma a obter uma solução numérica satisfatória, é importante colocar em prática os passos a seguir:

- Especificação do problema e preparação da geometria;
- Seleção das equações governantes e condições de contorno;
- Estratégia utilizada na seleção da malha e do método numérico;
- Interpretação e avaliação de resultados.

No trabalho atual, procurou-se seguir as aplicações proposta por Lomax et al. (2001). Dessa forma, foram divididos sete capítulos listados a seguir: Na atual seção (capítulo 1), foram apresentadas algumas motivações para o estudo de VIV além de um breve histórico de pesquisas nessa área. No capítulo 2, é apresentada a descrição física detalhada do escoamento ao redor de cilindros e do fenômeno de vibração induzida pela geração e desprendimento de vórtices. Nos capítulos 3 e 4 são apresentadas toda a formulação matemática e a formulação numérica, respectivamente. Nestes capítulos, encontram-se a equação governante do escoamento, as condições de contorno do problema, os detalhes da geometria e preparação da malha cartesiana, além de uma explicação detalhada do método numérico utilizado. No capítulo 5, é apresentada a validação do código numérico desenvolvido e no capítulo 6, são apresentados os resultados para o cilindro livre para vibrar em 1 e em 2 graus de liberdade, incluindo as discussões desses resultados. No capítulo 7, são apresentadas as conclusões do trabalho realizado, bem como sugestões para trabalhos futuros.

Capítulo 2 – escoamento ao redor de um cilindro

Devido ao grande interesse prático e à busca de bons e confiáveis resultados, o escoamento ao redor de cilindros tem chamado muita atenção de pesquisadores e engenheiros, há mais de 100 anos. Dessa forma, esse estudo vem gerando uma grande quantidade de artigos científicos (Williamson, 1988; Khalak e Williamson, 1996; Thompson et al., 1996; Mittal e Balachandar, 1997; Wanderley e Levi, 2005), algumas revisões (Williamson, 1996a, 1996b) e conceituados livros na área (Blevins, 1990; Sumer e Fredsoe, 2006) publicados sobre este assunto.

Dentre esses, muitos estudos (Thompson et al., 1996; Bearman, 1997; Wanderley et al., 2008; Wanderley e Soares, 2015) ressaltam a importância da investigação numérica tridimensional da dinâmica dos fluidos em corpos rombudos, bem como, da exata compreensão do comportamento da esteira. Alguns estudos experimentais (Khalak e Williamson, 1996; Williamson, 1996a e 1996b e 1997) mostraram que o processo de emissão de vórtices possui diversas características tridimensionais e reforçam a relevância de que estudos numéricos atuais possam ser também tridimensionais, de forma a capturar completamente as características do fenômeno de VIV.

Para tal estudo, cumpre-se aprofundar alguns detalhes fenomenológicos importantes para o entendimento físico, equacionamento e solução numérica do problema. Mais adiante, será feita uma descrição mais detalhada da separação da camada limite, da formação da esteira de vórtices e dos regimes de desprendimento de vórtices. A seguir, são descritos com mais detalhes alguns mecanismos físicos importantes do escoamento ao redor de corpos cilíndricos. Para tal revisão, este capítulo está dividido em quatro seções: A primeira (seção 2.1) descreve o escoamento ao redor de cilindros estacionários (fixos), a segunda (seção 2.2) o escoamento ao redor de cilindros com oscilações forçadas, na terceira (seção 2.3) encontram-se breves comentários sobre escoamentos oscilatórios e na quarta (seção 2.4) é feita uma revisão de escoamentos ao redor de cilindros livres para oscilar.

2.1. Escoamento ao redor de cilindros estacionários

Conforme visto anteriormente, o principal adimensional para o fenômeno de escoamentos ao redor de cilindros e o mecanismo de geração e desprendimento de vórtices é o número de Reynolds (Eq. 1.1). De acordo com esta equação, baixos valores de números de Reynolds (Re) correspondem ao escoamento viscoso lento onde forças friccionais são dominantes. Sendo assim, um corpo imerso em um escoamento faz com que surjam fenômenos físicos característicos de um fluido viscoso. Porém, quando o número de Reynolds é aumentado, diversos fenômenos passam a ocorrer, conforme será descrito nos próximos parágrafos.

No caso de um cilindro, conforme já visto, ocorre o descolamento da camada limite devido a uma região de gradiente de pressão adverso. Em um determinado momento, à medida que o número de Reynolds (Re) é aumentado, as forças inerciais superam as viscosas. Ocorre o descolamento da camada limite, a formação de vórtices, a interação da camada cisalhante desprendida e o desprendimento alternado dos vórtices. Forma-se uma complexa esteira no bordo de fuga do cilindro. Ainda com o aumento de Re , ocorre a transição do regime laminar para o regime turbulento na esteira e, em seguida, na camada limite.

O escoamento também pode ser classificado pela frequência de desprendimento (emissão) de vórtices adimensionalizada, indicada pelo número de Strouhal, conforme Eq. (2.1) a seguir:

$$St = \frac{f_v D}{U} \quad (2.1)$$

onde f_v é a frequência de desprendimento dos vórtices, U a velocidade do escoamento e D é o diâmetro do cilindro. Conforme explica Blevins (1990), experimentos mostram que a oscilação da força na direção transversal ao escoamento (sustentação) ocorre na frequência de desprendimento de vórtices. A oscilação da força na direção paralela ao escoamento (arrasto) ocorre com o dobro da frequência de desprendimento de vórtices. Conforme será explicado mais a frente, isso é uma consequência da geometria da esteira de vórtices.

A relação entre o número de Strouhal (St) e o número de Reynolds (Re) é apresentada na Fig. 2.1 a seguir.

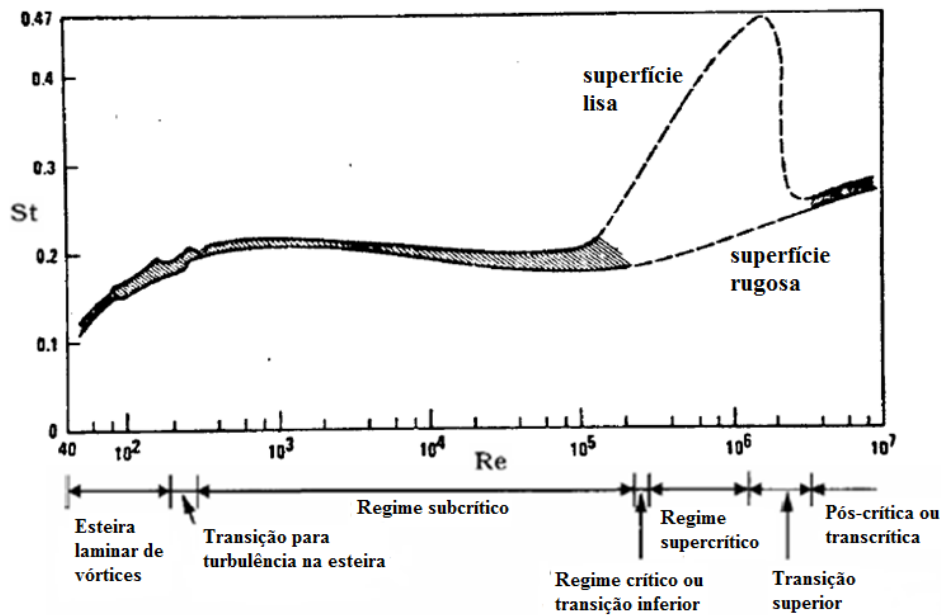


Figura 2.1: Número de Strouhal em função do número de Reynolds para escoamentos ao redor de cilindros (Blevins, 1990).

Quando o corpo está imerso em um fluido viscoso ele sofre a ação de forças hidrodinâmicas provocadas pelo escoamento. A formação da esteira de vórtices que surge devido à separação do escoamento na camada limite e o posterior desprendimento desses vórtices geram uma queda de pressão a jusante do cilindro. Essa diferença de pressão em torno do cilindro forma uma reação na direção do escoamento (força de pressão) que adicionada a uma pequena reação de atrito formam a força de arrasto (F_D), que atua na direção longitudinal ao escoamento. Além dessa força hidrodinâmica, há também a força de sustentação (F_L) atuando na direção transversal ao escoamento. Porém, geralmente, essas componentes são representadas pelos seus coeficientes adimensionais de arrasto C_D e de sustentação C_L , conforme Eqs. (2.2 e 2.3).

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2} \rho U^2 S} \quad (2.2)$$

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2} \rho U^2 S} \quad (2.3)$$

onde S representa a área projetada no plano perpendicular ao escoamento.

De acordo com Bearman (1997), um corpo rombudo é definido como aquele que uma parcela substancial da sua parede está imersa em uma região sujeita a separação da camada limite. Nesses corpos, a esteira é mais larga transversalmente fazendo com que

a comunicação entre as camadas cisalhantes seja dificultada, implicando em uma menor frequência de desprendimento de vórtice, sendo assim, um menor número de Strouhal. O efeito contrário ocorre quando se trata do coeficiente de arrasto, que aumenta em corpos mais rombudos. Sabe-se ainda que o coeficiente de arrasto, C_D , decresce à medida que o número de Reynolds aumenta, em praticamente todo o regime laminar. O coeficiente de sustentação é oscilatório devido ao desprendimento alternado dos vórtices.

Ainda de acordo com o mesmo autor (Bearman, 1997), o conceito de estabilidade hidrodinâmica é fundamental para que se entenda a formação de vórtices. Segundo o autor, é esse mecanismo de instabilidade que leva à formação de vórtices. Quando o fenômeno de geração de vórtices tem início, uma região de instabilidade absoluta de tamanho considerável existe na esteira. Porém, a existência de uma região de instabilidade absoluta no escoamento é uma condição necessária, mas não suficiente, para o início da geração de vórtices.

Uma revisão mais aprofundada do mecanismo físico da formação e desprendimento de vórtices, alguns conceitos básicos relacionados à camada limite, vorticidade, separação, geração e emissão de vórtices pode ser encontrado em Meneghini (2002).

Sabe-se que duas camadas cisalhantes de vorticidade opostas são formadas devido a condição de não-deslizamento do escoamento viscoso. A camada cisalhante de vorticidade no sentido horário atrai a camada cisalhante de vorticidade no sentido anti-horário e vice versa. A camada tenta se enrolar em torno dela mesma gerando um “bolsão” de fluido que cresce devido à alimentação de vorticidade. À medida que cresce, ele vai induzindo uma velocidade da camada oposta, atraindo-a. É dessa forma que o campo de velocidade é induzido pelo filamento da camada cisalhante. De acordo com o teorema de Helmholtz, conforme explica Anderson (2001), o filamento de vorticidade não pode parar no meio do escoamento.

Gerrard (1966) concentrou parte de seus esforços para explicar que essa interação entre as camadas cisalhantes é de fundamental importância no processo de geração e desprendimento de vórtices. Segundo o autor, o vórtice cresce com uma circulação oriunda da camada cisalhante da qual ele se formou e, com esse crescimento, ele se torna forte o suficiente para atrair a camada cisalhante oposta. Dessa forma, Gerrard (1966) propôs que as partículas de fluido da camada cisalhante atraída pela

velocidade induzida pela camada cisalhante oposta, podem seguir um dos três caminhos diferentes ilustrados na Fig. 2.2 e descritos em seguida.

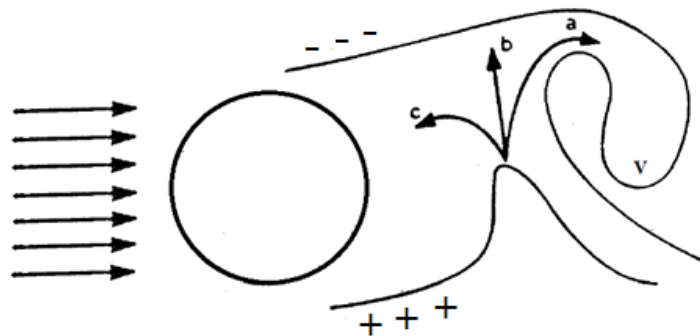


Figura 2.2: Mecanismo de geração e desprendimento de vórtices proposto por Gerrard (1966).

- Caminho a: partícula fluida com vorticidade negativa entra no vórtice de vorticidade positiva gerado no lado oposto da esteira, produzindo uma diminuição da vorticidade positiva líquida do vórtice. Isso ocorre nos dois lados da esteira, ou seja, a diminuição de vorticidade negativa também ocorre. Isso, adicionado às tridimensionalidades do escoamento na esteira, gera uma vorticidade de menor intensidade dos vórtices na esteira do cilindro. Pode-se falar ainda, em uma diminuição da circulação dos vórtices.
- Caminho b: nesse caminho, as partículas fluidas de vorticidade opostas interrompem a alimentação de vorticidade do vórtice que estava se formando. Em um determinado momento a interrupção é completa, o vórtice adquire uma circulação final e se desprende. Com o desprendimento, ele passa a formar a esteira de vórtices. A partícula que segue esse caminho tem uma contribuição importantíssima na estabilidade do escoamento.
- Caminho c: podem voltar para a região da esteira próxima ao corpo, ajudando na formação de novos vórtices da mesma camada cisalhante.

Diferentes padrões de desprendimento de vórtices podem ser observados nos escoamentos ao redor de cilindros, dependendo da faixa do número de Reynolds do escoamento. Conforme o número de Reynolds aumenta, o escoamento ao redor de um cilindro fixo pode apresentar diferentes regimes de desprendimentos de vórtices. Há diversas propostas de classificação destes regimes, dentre elas, Blevins (1990) e Halse (1997) propõem 6 classificações do escoamento.

Já Williamson (1996a) baseou-se no trabalho de Roshko (1993) para propor 8 regimes de escoamento com emissão de vórtices, referindo-se à variação do coeficiente de pressão de base com o número de Reynolds. Essa pressão é medida no lado oposto ao ponto de estagnação e é uma medida de baixa pressão provocada pelo descolamento da camada limite. Já Sumer e Fredsoe (2006) propõe 9 regimes de desprendimento vórtices. A seguir, é feita uma descrição de cada regime baseada nas referências anteriores:

a) $Re < 5$. Não há separação do escoamento devido às altas forças viscosas e as linhas de corrente do escoamento se assemelham a do escoamento potencial, conforme pode ser visto na Fig. 2.3. Esse regime de escoamento é conhecido por escoamento lento ou também *Creeping Flow*.

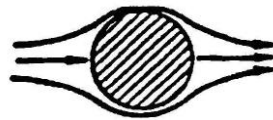


Figura 2.3: Escoamento para $Re < 5$ (Blevins, 1990).

b) $5 < Re < 40$. Conforme explicado anteriormente, devido ao gradiente adverso de pressão e a condição de não deslizamento dos escoamentos viscosos, a camada limite passa a descolar. Como consequência da vorticidade do escoamento cisalhante, são formados dois vórtices estacionários de sentidos opostos na esteira do cilindro, conforme pode ser visualizado na Fig. 2.4.



Figura 2.4: Escoamento para $5 < Re < 40$ (Blevins, 1990).

A vorticidade transmitida ao fluido na parte de trás do cilindro permite o aumento do comprimento do par de vórtices com o número de Reynolds. Alimentado por essa vorticidade proveniente do cisalhamento da camada limite separada, o vórtice cresce na região de sua formação até tornar-se forte o suficiente para atrair a camada de cisalhamento oposta. Conforme a vorticidade de sentido oposto se aproxima, a circulação é cortada e o vórtice para de crescer, então o mesmo desprende-se da camada cisalhante. Esse padrão de desprendimento pode ser mantido assim ou pode ocorrer em diferentes direções, dependendo das condições do escoamento.

c) $40 < Re < 200$. Nessa faixa, o par de vórtices torna-se instável, acarretando o desprendimento dos vórtices de forma alternada e em sentidos opostos na esteira laminar, conforme ilustrado na Fig. 2.5. Este padrão de esteira formada é conhecido como esteira de vórtices de von Kármán ou trilha de von Kármán. O desprendimento é essencialmente bidimensional (Sumer e Fredsoe, 2006), porém, Williamson (1996a) relata que a esteira pode assumir padrões tridimensionais, como o desprendimento oblíquo de vórtices (linha de vórtices desprendida do cilindro não é paralela ao eixo axial deste). Nesse caso, a linha de vórtices desprendida não é paralela ao eixo do cilindro. Este comportamento pode ser induzido e controlado através da condição de contorno das extremidades do cilindro (Morse, et al., 2008). Entretanto, existem indícios de que este fenômeno é intrínseco ao escoamento.



Figura 2.5: Escoamento para $40 < Re < 200$ (Blevins, 1990).

A transição entre os regimes de emissão de vórtices que ocorrem nas esteiras de vórtices, na camada cisalhante e na camada limite, é marcada por instabilidades, conforme comentado em parágrafos anteriores. As discontinuidades observadas na variação de Strouhal e do coeficiente de pressão de base com o número de Reynolds sugerem essas instabilidades na esteira. Já é possível observar instabilidades em baixos valores de número de Reynolds, quando o par de vórtices inicialmente estacionário passa a desprender-se, dando origem as esteiras de von Kármán (Williamson, 1996a). Alguns autores citam, de forma mais precisa, que as primeiras instabilidades aparecem quando $Re = 47$ (Vitola, 2006).

É após $Re = 185$, aproximadamente, que surgem as primeiras estruturas tridimensionais (instabilidades hidrodinâmicas). Williamson (1988) denomina essas instabilidades de modo A e modo B. Mais tarde, Williamson (1996a) aprofunda o estudo dessas instabilidades. O autor (Williamson, 1996b) apresenta a relação $St \times Re$ no regime laminar e de transição tridimensional, ver Fig. 2.6. Neste trabalho, o autor explica a diferença entre os desprendimentos oblíquo e paralelo e, além disso, o surgimento das instabilidades dos modos A e B.

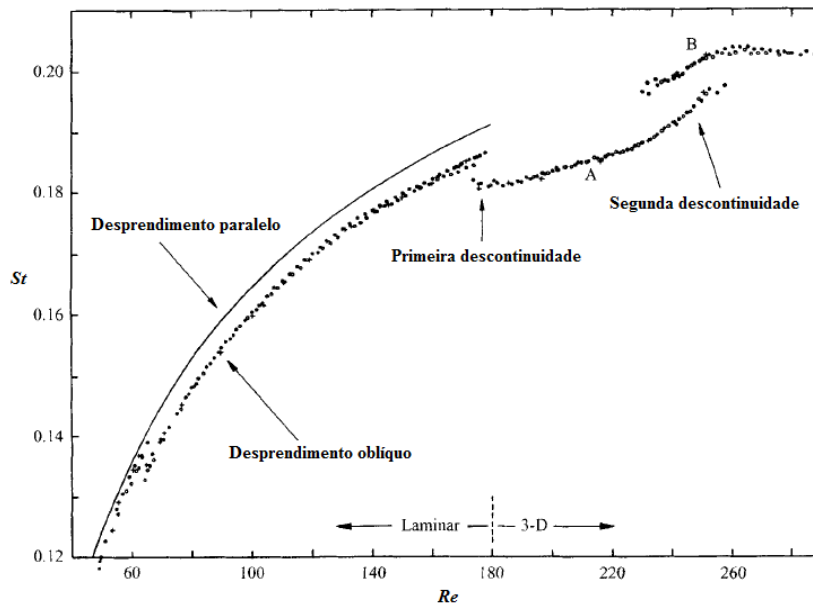


Figura 2.6: Número de Strouhal em função do número de Reynolds no regime laminar (Williamson, 1996b).

Na relação entre Re e St , é possível observar que existe um efeito da alteração do regime do escoamento na frequência de desprendimento de vórtices. É mostrado que no regime de transição notam-se duas descontinuidades na esteira (uma na faixa de $Re = 185$ a 195 e outra em $Re = 230$ a 260) que estão associadas ao surgimento dos dois modos (A e B) de desprendimento, respectivamente. No regime subcrítico, nota-se um patamar de valores de St da ordem de 0,20. Conforme relata Williamson (1996b), a transição entre modos oblíquos e paralelos de geração e desprendimento de vórtices gera descontinuidades na variação do número de Strouhal.

O valor crítico do número de Reynolds, onde a transição para turbulência ocorre na esteira, é influenciado pelas características das condições do experimento. Williamson (1988, 1996a e 1996b) propõe $Re = 180-195$ (dependendo das características do experimento) como a faixa onde ocorrem as primeiras descontinuidades na esteira de vórtices. Segundo o autor, nesta faixa de Re , durante o desprendimento de vórtices ocorre a deformação transversal do vórtice primário da esteira de von Kármán. Isso resulta na formação de laços de vórtices, os quais são esticados (*stretch*) para formarem pares de vórtices longitudinais. Estas estruturas são conhecidas atualmente como a instabilidade do modo A ou instabilidade de grande comprimento de onda. Na próxima faixa de número de Reynolds, os modos de transição serão mais detalhados.

Henderson e Barkley (1996) focaram seus esforços em explorar a instabilidade secundária na esteira bidimensional do cilindro. Para tal, são utilizadas simulações do escoamento bi e tridimensional utilizando o método de elementos espectrais e cálculos de estabilidade linear utilizando a teoria de Floquet, para analisar a resposta da esteira. Desse modo, os autores traçam uma curva de estabilidade neutra em relação à instabilidade secundária (transição para o modo A) e encontram o valor de número de Reynolds crítico de 188,5. Sabe-se que a instabilidade, para este número de Reynolds, tem comprimento de onda próximo a 4 vezes o valor do diâmetro. Os autores também analisam a característica não-linear da instabilidade.

A amplitude da força de sustentação total experimentada (força na direção transversal do escoamento) se relaciona com a amplitude da força de sustentação seccional através de um coeficiente de correlação axial que está relacionado às estruturas tridimensionais na esteira. Norberg (1987) dedicou um capítulo do seu trabalho apenas para entender o comportamento da correlação axial para altos valores de número de Reynolds. Porém, para $Re < 200$, o autor explica que a correlação axial passa de um valor muito alto para um valor de mínimo local durante a transição para turbulência no regime crítico, na qual é um escoamento altamente perturbado. Quando o modo B passa a ser dominante, a correlação axial cresce novamente.

d) **$200 < Re < 300$** . Para $Re = 200$, o escoamento começa a possuir algumas características tridimensionais. De acordo com alguns autores (Meneghini e Bearman, 1995), pode-se dizer que esse valor de Re representa o limite superior para o qual a esteira ainda é laminar. Com o aumento do número de Reynolds e se aproximando de $Re \sim 230$, ocorre uma transição para turbulência na esteira e, dessa forma, o escoamento pode ser classificado como tridimensional.

Williamson (1996a, 1996b e 1997) analisou a transição para a turbulência que ocorre na esteira em baixos números de Reynolds. Além disso, o autor propõe dois modos de transição diferentes com base nas discontinuidades das propriedades do escoamento. Para o autor, o modo A está relacionado às instabilidades no centro do vórtice de von Kármán e a *loops* de vórtices da ordem de 3 a 4 diâmetros na direção axial do cilindro, essa é a distância aproximada entre os turbilhões longitudinais. O autor explica que a distribuição dos vórtices de von Kármán se caracteriza por uma configuração distinta entre fases. Na primeira instabilidade (modo A) nota-se uma

sequência escalonada de vorticidade, invertendo os sentidos para o próximo, já na segunda instabilidade (modo B), nota-se uma disposição em linha, conforme Fig. 2.7.

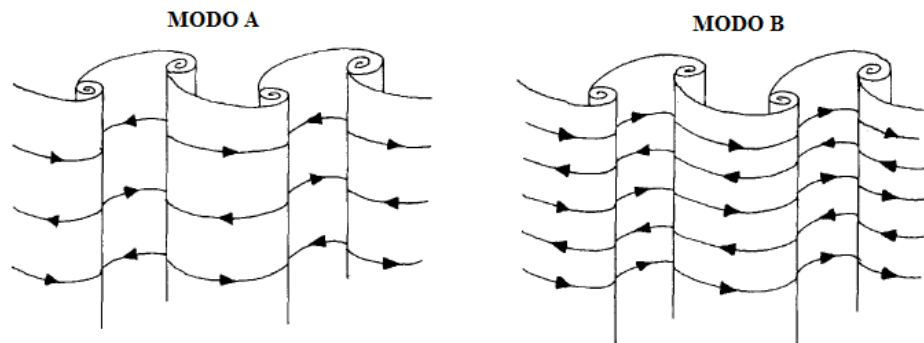


Figura 2.7: Configuração dos modos A e B. Reproduzido de Williamson (1997).

O mesmo autor (Williamson, 1996a, 1996b e 1997) ainda faz uma abordagem sobre a deformação dos vórtices que resultam no aparecimento dos modos A e B e seus efeitos na região da esteira próxima. Uma das conclusões observadas é que as deformações possuem origens diferentes. O modo A aparece na forma de uma deformação dos tubos de vórtice, periódicas na direção do eixo do cilindro e tem origem no núcleo dos vórtices primários. O comprimento de onda é em torno de 3 a 4 vezes o diâmetro do cilindro. O crescimento subsequente é resultado de uma realimentação de um vórtice para outro. Segundo o autor, a instabilidade do modo B tem comprimento típico de um diâmetro e resulta de uma instabilidade nas camadas cisalhantes separadas que se desprendem do cilindro para números de Reynolds mais altos (na faixa de $Re = 230$ a 260). O modo B está associado a estruturas turbulentas menores que são induzidas à instabilidade no tramo de vórtices que liga um vórtice de von Kármán a outro.

Wu et al. (1996) estudaram as estruturas tridimensionais que surgem na esteira de um cilindro circular utilizando a técnica PIV (*Particle Image Velocimetry*) de alta densidade de partículas. Os autores se propuseram a analisar tais estruturas na faixa de transição de emissões bidimensionais para tridimensionais ($Re \sim 200$), passando pelos modos A e B. Sendo assim, mediram o campo de velocidade instantânea e, em seguida, encontraram vórtices longitudinais entre os vórtices de von Kármán. Esses vórtices longitudinais possuíam vorticidade (na direção do escoamento) de magnitudes superiores às dos próprios vórtices de von Kármán. De fato, isto é coerente com o momento da transição entre as instabilidades de modo A e B, conforme discutido nos

parágrafos anteriores. Em seu trabalho, os autores apresentam resultados que fundamentam esse argumento.

Em seus trabalhos experimentais, Williamson (1988, 1996a, 1996b, 1997) e Williamson e Roshko (1988) apresentam as estruturas tridimensionais encontradas, além de uma revisão profunda sobre a teoria da formação da esteira de vórtices e o processo de formação dos modos A e B.

Thompson et al., (2001) investigaram a natureza da transição do modo A utilizando métodos computacionais (análises de estabilidade e DNS tridimensional), para $Re = 200$ e 250 . Nesse estudo, foram encontradas regiões de instabilidade do modo A, próximas ao corpo, na formação de um vórtice e no centro de um vórtice já emitido. Foi encontrada, ainda, uma região de amplificação de instabilidade, ligadas a altas taxas de deformação do escoamento, na esteira ainda próximo ao corpo. Após mais alguns testes realizados pelos autores, foi concluído que a instabilidade no centro do vórtice de formação é dominante na iniciação e na manutenção da perturbação do modo A.

e) $300 < Re < 3 \times 10^5$. Escoamento na esteira é totalmente turbulento e tridimensional e na camada limite ainda é laminar, conforme ilustrado na Fig. 2.8. Nesta faixa, denominada subcrítica, a transição para o regime turbulento começa a ocorrer na camada cisalhante formada pelo descolamento da camada limite.



Figura 2.8: Escoamento para $300 < Re < 3 \times 10^5$ (Blevins, 1990).

Sabe-se que há uma natureza dupla da variação do número de Reynolds na região de formação de vórtices. Quando o número de Reynolds aumenta, o ponto de separação do escoamento fica mais a jusante do cilindro e diminuindo transversalmente a região de formação de vórtices. Isso favorece um aumento na interação entre as camadas cisalhantes seguido de um aumento na frequência de despreendimento dos vórtices. Por outro lado, o aumento do número de Reynolds também diminui a concentração de vorticidade na camada de cisalhamento, tornando-a mais espessa e aumentando o tempo necessário para que o vórtice oposto seja atraído. Essa natureza implica na redução da frequência de despreendimento de vórtices.

A influência do tamanho do domínio axial sobre o desenvolvimento das instabilidades foi estudada numericamente por Mittal e Balachandar (1997), para $Re = 300$. Os resultados numéricos indicam que a instabilidade do modo B e seus sub-harmônicos dominam o escoamento na região mais próxima do cilindro. Porém, mais a jusante, observa-se a formação de instabilidades com comprimento de onda axial maior, provocando uma reorganização das estruturas de vorticidade. Além disso, os autores mostram que a previsão de força de arrasto médio e desvio padrão da flutuação da sustentação convergem em direção aos resultados experimentais com o aumento do domínio na direção axial.

Mittal e Balachandar (1995) estudaram o modo B através de métodos computacionais, utilizando uma análise DNS tridimensional do escoamento ao redor de um cilindro. Esse tipo de análise foi utilizado para estudar a geração periódica e evolução de estruturas de vórtices na esteira próxima do cilindro. Um vórtice já formado a jusante de um vórtice em desenvolvimento induz às mudanças no campo de velocidades do escoamento que levam a transição para turbulência e, portanto, este é um fenômeno autossustentado. Os autores observaram a formação de estruturas de vorticidade, num plano de vista superior e deram nomes a algumas dessas estruturas. Os autores observaram sub-harmônicos na esteira do cilindro para $Re = 525$. Dessa forma, mostraram que algumas estruturas estavam relacionadas com os modos sub-harmônicos. Porém, devido ao pequeno comprimento axial do domínio utilizado pelos autores, foi possível notar apenas que a instabilidade do modo B é instável às perturbações sub-harmônicas axiais. Um maior domínio axial utilizado por Thompson et al. (1996) mostrou uma evolução mais complexa da esteira, permitindo a observação de instabilidades nos dois modos.

Mittal e Balachandar (1995) relatam que observaram estruturas similares a “crescentes” em um vórtice de von Kármán em desenvolvimento que levariam a formação das estruturas do tipo “costela” que unem um vórtice de von Kármán a outro de sentido oposto e emitido anteriormente. Estas “costelas” fazem com que o limite do vórtice em formação assuma uma forma deformada, com picos e vales ao longo do eixo do cilindro, o que leva a formação dos “crescentes”. Conforme o vórtice se desenvolve, o “crescente” se desenvolve também, formando uma estrutura de “ferradura”. A estrutura, então, é esticada pela região limitada entre a camada de cisalhamento e o vórtice, o qual passa a ser emitido, formando uma estrutura de vorticidade de “grampo

de cabelo”. Quando o vórtice se desprende esses “grampos” se esticam ainda mais, formando as estruturas de “costela” fechando o ciclo novamente.

Com o aumento do número de Reynolds, aumenta também a turbulência no escoamento, diminuindo a correlação axial até um mínimo local em torno de $Re = 1,5 \times 10^3$. Neste ponto, Norberg (1987 e 2001) sugere que a transição para turbulência se dá primeiramente nas camadas de cisalhamento, que entram em uma interação positiva, aumentando a correlação axial. Segundo o autor, para $Re < 5 \times 10^3$, a transição turbulenta se dá por mecanismos de instabilidade de Kelvin-Helmholtz nas camadas de cisalhamento separadas.

Ainda segundo Norberg (1987 e 2001), nesse regime (subcrítico) há uma mudança no mecanismo de emissão de vórtices para $Re = 5 \times 10^3$. O escoamento passaria de um modo de alta correlação axial para outro de menor correlação, conforme o aumento de Re . Para números de Reynolds maiores, surgem mais perturbações no processo de desprendimento de vórtices e até descontinuidades dos vórtices axiais.

Em Khalak e Williamson (1999), o estudo de vórtices desprendidos paralelamente ao cilindro foi comparado com o caso do desprendimento oblíquo e os autores afirmam que o arrasto é sempre maior no caso de desprendimento paralelo, enquanto a variação de sustentação é altamente dependente do número de Reynolds. Para $Re = 1,2 \times 10^4$, o coeficiente de sustentação pode atingir valores maiores do que 1,0 e para o caso de desprendimento paralelo chega a ser cinco vezes maior do que no caso de desprendimento oblíquo.

Na faixa que vai até $Re = 1,5 \times 10^5$, a camada limite laminar separa, em cerca de 80° após o ponto de estagnação e o desprendimento de vórtices é intenso e periódico (Blevins, 1990). Além de fornecer alguns dados experimentais, Norberg (2003) apresenta uma revisão de investigações anteriores a respeito da flutuação da sustentação agindo em um cilindro fixo. O estudo se concentra nos regimes de desprendimento de vórtices na faixa de $47 < Re < 2 \times 10^5$. O autor apresenta os métodos experimentais empregados para obtenção da flutuação da sustentação e ainda apresenta alguns parâmetros experimentais em função do número de Reynolds, como valores de St , da média do coeficiente de sustentação e do comprimento de correlação axial.

Nesta faixa ($Re < 3 \times 10^5$), o aumento de circulação secundária se dá à custa da circulação primária, que está relacionada à formação de vórtices de von Kármán e,

portanto, às flutuações de sustentação (Caruso Neto, 2012). Em todo o regime subcrítico, o coeficiente de sustentação médio assume valores nulos, conforme descreve Sumer e Fredsoe (2006).

f) $3,0 \times 10^5 < Re < 3,5 \times 10^5$. Faixa crítica ou de transição inferior. Neste ponto, a transição entre os regimes laminar e turbulento começa a ocorrer na camada limite sobre o corpo e o descolamento desta torna-se turbulento, entretanto isso não ocorre de forma simétrica. Devido à assimetria da transição turbulenta o escoamento na esteira também não é simétrico, ocorrendo apenas em um lado do cilindro. De acordo com Meneghini (2002), uma das principais causas dessa assimetria ocorre devido a uma tendência da camada cisalhante colar novamente na superfície do corpo. Na Fig. 2.9 pode ser visualizada uma ilustração do escoamento para essa faixa de Re .



Figura 2.9: Escoamento para $3 \times 10^5 < Re < 3,5 \times 10^5$ (Blevins, 1990).

Nessa faixa, uma força de sustentação média surge e o coeficiente de sustentação também chega a atingir valores maiores que 1,0. Já o coeficiente de arrasto sofre uma queda brusca.

As alterações ocorridas no regime crítico, tanto nestes coeficientes hidrodinâmicos quanto no número de Strouhal, se devem ao deslocamento assimétrico da região de transição à turbulência no ponto de separação da camada limite, a qual, conforme já comentado anteriormente, alcança somente um dos lados do cilindro (Sumer e Fredsoe, 2006).

g) $3,5 \times 10^5 < Re < 1,5 \times 10^6$. A transição para turbulência ocorre na camada limite nos dois lados do cilindro. Como a camada limite é turbulenta, o ponto de descolamento desta move-se à jusante, o que faz com que a região de formação de vórtices torne-se mais estreita. Ocorre maior interação entre os vórtices, gerando um aumento em sua frequência de emissão. Essa faixa é conhecida como supercrítica

h) $1,5 \times 10^6 < Re < 4 \times 10^6$. A transição para turbulência atinge o ponto de estagnação para um dos lados do cilindro. Para $Re > 4 \times 10^6$ a transição para turbulência ocorre para ambos os lados do cilindro e, assim, o escoamento torna-se completamente

turbulento. Essa faixa é conhecida como faixa de transição superior (Caruso Neto, 2012).

Nieman e Holscher (1990) estudaram como a presença ou não da rugosidade na superfície de cilindros pode influenciar nas características do escoamento. Os autores observaram que a rugosidade na superfície do cilindro diminui as faixas de transição dos regimes de escoamento (crítico e supercrítico) e antecipam o número de Reynolds em que elas ocorrem. Além da presença de rugosidade, a turbulência no escoamento incidente também influencia no comportamento de transição entre regimes. As grandes escalas de turbulência teriam um efeito quase estacionário (constante), enquanto as pequenas escalas interagiriam localmente com a camada limite, a camada de cisalhamento e a esteira.

Além desses parâmetros, Williamson (1996a) mostrou em seu trabalho que fatores como razão de aspecto e as condições de extremidade do cilindro também afetam o número de Reynolds para o qual ocorrem as transições na esteira. Outros estudos (Williamson, 1996a; Balachandar et al., 1997; Bearman, 1997) também ampliam o entendimento das estruturas turbulentas na esteira, bem como da transição laminar-turbulenta que ocorre na esteira.

2.2. Escoamento em cilindro com oscilação forçada

Existem duas formas de estudar a oscilação de um corpo submerso em uma corrente fluida. Uma das formas é o estudo direto dos efeitos da oscilação em um cilindro montado em um sistema massa, mola e amortecimento. Nesse caso, estuda-se de forma direta o fenômeno VIV, ou seja, a transferência de energia se dá do fluido para o corpo e será abordado de forma mais detalhada em outra seção.

Nesta seção, é apresentada a forma indireta, que é quando o cilindro pode ser forçado a mover-se numa determinada direção durante o escoamento. Nesse caso, a transferência de energia se dá do corpo para o fluido. Porém, pode ocorrer também a transferência do fluido para o corpo. Importantes alterações ocorrem nos padrões da esteira, na frequência de desprendimento de vórtices e nas forças hidrodinâmicas exercidas sobre o cilindro.

No caso de um cilindro forçado a se mover na direção transversal ao escoamento, quando a frequência de oscilação forçada se aproxima da frequência de despreendimento de vórtices, a oscilação do cilindro pode controlar o despreendimento de vórtices. Tal controle é observado somente para uma faixa de valores de frequência de oscilação forçada, até um determinado valor de amplitude de oscilação. Esse fenômeno é conhecido como sincronização (ou *lock-in*). Meneghini (2002) explica que a sincronização ocorre apenas acima de um valor limite de amplitude de oscilação e o limite superior de frequências. Ou seja, é muito dependente da amplitude e fracamente dependente do número de Reynolds do escoamento.

Meneghini e Bearman (1995) implementaram o Método dos Vórtices Discretos incorporando difusão viscosa para simular o escoamento sobre um cilindro oscilante. Esse escoamento é simulado considerando um sistema de referência fixo ao cilindro com escoamento transversal oscilante. O histórico de força é mostrado para um número de Reynolds igual a 200 e para diferentes valores de amplitudes (A) e frequência de oscilação (f). Dessa forma, os autores determinaram as fronteiras da região de sincronização para amplitudes de oscilação transversal adimensional (A/D , na direção transversal em relação ao escoamento principal) inferiores a 0,6 e frequência adimensional ($f/f_s = 1,05$), assim como os modos de emissão de vórtices. Essa fronteira de sincronização foi denominada de fronteira de *lock-in* primário. Distribuições de velocidades na esteira, para várias estações a jusante, são apresentadas com estimativas de comprimento de formação de vórtices para diferentes valores de A e f .

Em Meneghini (2002), pode ser encontrada uma revisão mais aprofundada do escoamento ao redor de um cilindro oscilando forçadamente bem como uma comparação com a oscilação livre. No trabalho, o autor descreve a variação do ângulo de fase e o equacionamento da transferência de energia. Há também, uma discussão mais detalhada sobre o *lock-in*.

2.3. Escoamento Oscilatório

Outra forma de abordar problemas com oscilação forçada é quando o cilindro é exposto a um escoamento oscilatório. Nesse caso, um parâmetro adimensional conhecido como número de Keulegan-Carpenter (KC) surge, conforme Eq. (2.4).

$$KC = \frac{U_m T_w}{D} \quad (2.4)$$

em que U_m é a velocidade máxima e T_w é o período do escoamento oscilatório. Se a variação da velocidade das partículas é senoidal, o número KC será idêntico à Eq. (2.5).

$$KC = \frac{2\pi a}{D} \quad (2.5)$$

onde a é a amplitude do movimento.

O significado físico do número KC pode ser explicado também pela equação mostrada anteriormente (Eq. 2.5). O numerador no lado direito da equação é proporcional ao impulso provocado pelo deslocamento total das partículas, dado por $2a$, enquanto o denominador é o diâmetro, D , do cilindro. Portanto, baixos números de KC significam que o movimento orbital da partícula fluida é pequeno em relação ao diâmetro do cilindro. Quando KC é muito baixo, a separação da camada limite atrás do cilindro pode não ocorrer. Por outro lado, quando KC for alto, significa que a partícula fluida viaja grandes distâncias comparadas ao diâmetro do cilindro, resultando em separação da camada limite e, provavelmente, desprendimento de vórtices. Quando o número de KC for muito alto, pode-se esperar que o escoamento para cada período do movimento se assemelha ao observado em uma corrente estacionária. Diversos regimes podem ocorrer neste tipo de escoamento conforme o crescimento de KC (Sumer e Fredsoe, 2006).

A separação do escoamento ocorre quando $KC = 1,1$ e é nesse momento que aparece a primeira instabilidade denominada de "*Honji instability*". Essa instabilidade caracterizada encontra-se bem detalhada em Sumer e Fredsoe (2006), assim como uma revisão mais detalhada da relação de KC com o desprendimento de vórtices e com o número de Reynolds.

2.4. Vibração induzida por vórtices (VIV) - Escoamento em cilindro montado em base elástica

Nesta seção, é feita uma revisão da literatura do fenômeno da vibração induzida por vórtices. Conforme descrito anteriormente, é nesse caso que a energia é transferida do fluido para o corpo. Este, nos experimentos de VIV realizados, normalmente está

acoplado a um sistema de mola e amortecedor. Os vórtices gerados no escoamento ao redor de cilindros, quando desprendidos, provocam variações na força transversal ao escoamento (sustentação). É dessa forma que surgem vibrações no cilindro quando este se encontra livre para oscilar em pelo menos uma direção. Este fenômeno é conhecido na engenharia como Vibração Induzida por Vórtices (VIV).

2.4.1. Parâmetros adimensionais.

É de fundamental importância que o estudo numérico de VIV seja feito de forma adimensional. Sabe-se que as dimensões são muito diferentes uma das outras, como por exemplo: a pressão está na ordem de 10^5 e a velocidade na ordem de 10^2 . Por esse motivo é importante trabalhar com equações e parâmetros adimensionais.

Para tanto, a equação do movimento de vibração de um cilindro na direção transversal (normal ao escoamento) induzida por vórtices do escoamento, pode ser representada conforme a Eq. (2.6).

$$m\ddot{y} + c\dot{y} + ky = F_y \quad (2.6)$$

onde m é a massa total da estrutura em vibração, c é o coeficiente de amortecimento estrutural oscilante, k é a constante da mola e F é a força fluida na direção transversal. No regime onde a frequência de oscilação do corpo f é sincronizada com a frequência de desprendimento de vórtices f_s (ou sincronizada com a frequência de força induzida no corpo), Khalak e Williamson (1996 e 1999) definem uma aproximação da força transversal induzida no corpo $F_L(t)$ com a resposta $y(t)$. No experimento realizado pelos autores, a resposta do cilindro na direção transversal (maior direção de oscilação) é influenciada por parâmetros adimensionais. A razão de massa, a razão de amortecimento, a razão de velocidade (ou velocidade reduzida), a razão de amplitude, a razão de frequência, o número de Reynolds, os coeficientes de arrasto e de sustentação são os parâmetros adimensionais que governam a resposta do cilindro, conforme é apresentado na Tabela 2.1.

Tabela 2.1: Parâmetros adimensionais que governam a resposta do cilindro (Khalak e Williamson, 1999).

Razão de massa	m^*	$\frac{m}{\pi\rho D^2 L/4}$
Razão de amortecimento	ζ	$\frac{c}{2\sqrt{k(m+m_A)}}$
Razão de velocidade	U^*	$\frac{U}{f_N D}$
Razão de amplitude	A^*	$\frac{y_o}{D}$
Razão de frequência	f^*	$\frac{f}{f_N}$
Coefficiente de Arrasto	C_X	$\frac{F_X}{\frac{1}{2}\rho U^2 DL}$
Coefficiente de Sustentação	C_Y	$\frac{F_Y}{\frac{1}{2}\rho U^2 DL}$
Número de Reynolds	Re	$\frac{\rho UD}{\nu}$

Conforme as definições dos parâmetros da Tabela 2.1, a Eq. 2.6 pode ser adimensionalizada e a resposta em amplitude e em frequência de vibração podem ser definidas na sua forma adimensional. Khalak e Williamson (1999) expressam esses parâmetros pelas Eqs. (2.7 e 2.8).

$$A^* = \frac{1}{4\pi^3} \frac{C_Y \sin\phi}{(m^* + C_A)\zeta} \left(\frac{U^*}{f^*}\right)^2 f^*, \quad (2.7)$$

$$f^* = \sqrt{\frac{m^* + C_A}{m^* + C_{EA}}} \quad (2.8)$$

onde ϕ é o ângulo de fase entre as séries temporais do coeficiente de sustentação e do deslocamento do cilindro, U^* é a razão de velocidade (ou velocidade reduzida), C_A é o coeficiente de massa adicional potencial e C_{EA} o coeficiente de massa adicional “efetiva” (aspas do artigo original), que inclui um efeito aparente devido à força transversal do fluido em fase com a aceleração do corpo. Este é dado pela Eq. (2.9):

$$C_{EA} = \frac{1}{2\pi^3} \frac{C_Y \cos\phi}{A^*} \left(\frac{U^*}{f^*}\right)^2 \quad (2.9)$$

2.4.2. VIV - Um grau de liberdade (1GL).

Nos experimentos de Feng (1968), foi utilizado um cilindro montado em base elástica com um grau de liberdade na direção transversal ao escoamento de ar. O autor

utilizou $m^* = 248$ e $m^*\zeta = 0,325$. Com isso, notou que o cilindro começa a vibrar a partir de uma velocidade reduzida relativamente alta (aproximadamente, $U^* = 4,0$). Observou ainda que a frequência de desprendimento de vórtices segue a Eq. (2.10) até a velocidade reduzida aproximadamente igual a $U^* = 5,0$.

$$f^* = St \frac{U}{Df_n} \quad (2.10)$$

onde o número de Strouhal (St) é próximo a 0,2.

Para $5,0 < U^* < 7,0$, a frequência de vibração deixa de seguir a lei de Strouhal passando a assumir o mesmo valor da frequência natural do sistema ($f^* = f/f_n = 1,0$), caracterizando o fenômeno de sincronização para oscilação livre. Essa faixa de velocidade normalizada é conhecida como faixa de *lock-in* ou faixa de sincronização. Quando a velocidade reduzida ultrapassa 7,0 a frequência vibração volta a seguir a lei de Strouhal.

Brika e Laneville (1993) realizaram experimentos utilizando alta razão de massa em um cilindro flexível longo. Devido a sua flexibilidade, o cilindro poderia vibrar tanto na direção x quanto na direção y . No experimento, os autores puderam observar uma histerese no comportamento da amplitude de vibração. Quando utilizaram de um aumento da velocidade reduzida, a amplitude de vibração atingiu o pico próximo a 0,54 e caiu repentinamente. Quando diminuíram a velocidade reduzida obtiveram uma curva semelhante à obtida com o aumento da mesma.

Khalak e Williamson (1996) realizaram experimentos para razão de massa (m^*) variando entre 2,0 e 10,0 e amortecimento (ζ) igual a 0,013. Em seus resultados também aparecem dois ramos de vibração com pico de amplitude (A/D) próximo a 1,0. Para $m^* = 3,3$, uma amplitude de 1,1 foi observada. Como os valores da razão de massa são próximos aos encontrados em risers marinhos, seus resultados podem ser utilizados para comparações com a simulação numérica atual. No presente trabalho, são considerados os valores adimensionais utilizados por Khalak e Williamson (1996).

Os autores apresentaram uma curva de amplitude em função da velocidade reduzida, compararam com a mesma curva apresentada por Feng (1968) e perceberam uma diferença significativa na amplitude de vibração. Concluíram que a massa reduzida tem um papel importante na resposta. É apresentada na Fig. 2.10 a curva de amplitude em função da velocidade reduzida, apresentada por Khalak e Williamson (1996). A

curva representada por círculos pretos é referente à $m^* = 2,4$ e a curva representada por losangos brancos é referente à $m^* = 10,3$.

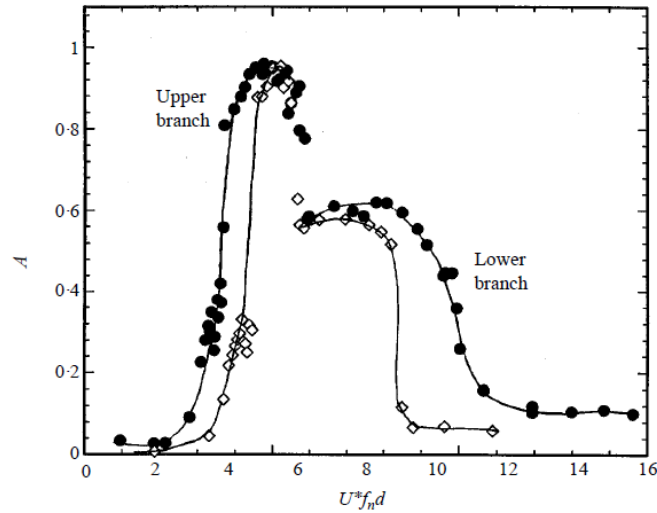


Figura 2.10: Amplitude de vibração induzida por vórtices em função da velocidade reduzida (Khalak e Williamson, 1996).

Notam-se os ramos de amplitude de vibração: *Initial Branch* (aproximadamente até $U_r = 4,0$), *Upper Branch* (de 4,0 até 6,0 aproximadamente) e *Lower Branch* (aproximadamente de 6,0 até o fim). Os autores ainda observaram que a dependência da massa na resposta possa vir de ϕ , a fase entre força e deslocamento.

Mais tarde, Khalak e Williamson (1999) estudaram a oscilação transversal de um cilindro montado em base elástica, onde o interesse era investigar condições experimentais para baixa razão de massa (massa da estrutura oscilante / massa de fluido deslocado) e baixa razão de amortecimento (amortecimento / amortecimento crítico). Pelas Eqs. 2.7 e 2.8, a amplitude A^* é proporcional a componente da força transversal que está em fase com a velocidade do corpo ($C_y \sin \phi$). Foi visto experimentalmente pelo autor que, para pequenas razões de massa e amortecimento, o valor preciso do ângulo de fase, ϕ , tem alto efeito na resposta em amplitude.

Os autores utilizaram uma instalação experimental para o estudo das forças e respostas associadas com a vibração induzida por vórtices de um cilindro rígido. Nessa instalação, alcançou-se um valor de massa e de amortecimento de magnitude menor do que o encontrado por Feng (1968). Khalak e Williamson (1999) mediram a amplitude de oscilação do cilindro após impor um aumento progressivo da velocidade do escoamento com número de Reynolds variando entre 2000 e 12000.

A largura da faixa de velocidades reduzida é mais extensa para $m^* = 2,4$ do que para $m^* = 10,3$ e $m^* = 20,6$, para altas amplitudes de oscilação. Os autores obtiveram amplitudes máximas maiores que as observadas por Feng (1968) que utilizou $m^* = 248$ e $m^*\zeta = 0,325$ para experimentos com ar e encontrou apenas dois ramos da resposta em amplitude. Segundo o autor, isso sugere que para razões de massa muito baixas a velocidade reduzida (adimensional) convencional, U^* , talvez não seja o melhor parâmetro para analisar uma resposta.

Os autores (Khalak e Williamson, 1999) afirmam que a razão de massa (m^*) influencia na amplitude e na frequência de oscilação do cilindro.

Para corpos fixos, a frequência de despreendimento de vórtices é uma função do número de Reynolds apenas. Porém, para um cilindro em movimento, o fluido interage com o movimento do cilindro e Khalak e Williamson (1999) reforçam que a sincronização ou o *lock-in* é quando a frequência de vibração é controlada pela frequência natural do cilindro, gerando um aumento no movimento do cilindro. Ou seja, no *lock-in*, mesmo aumentando-se a velocidade do escoamento a frequência de vibração não aumenta, ficando em sintonia com a frequência natural da estrutura. Segundo os autores, esse fenômeno ocorre no *lower branch*.

Para um cilindro montado em uma base elástica, é importante lembrar que a frequência de oscilação do corpo (f_c) é diferente da frequência natural da estrutura (f_n). Esta é uma diferença entre os conceitos de sincronização para oscilações forçadas e para oscilações livres. Pois, em oscilações forçadas é utilizado apenas 2 frequências: frequência de oscilação forçada (f_o) e a frequência de despreendimento de vórtices (f_s). A sincronização ocorre quando a f_s é controlada pela f_o , isto é, $f_s = f_o$. No caso de um cilindro montado em base elástica, $f_s = f_c$, onde f_c não é necessariamente igual a f_n .

Ainda de acordo com Khalak e Williamson (1999), é possível notar que para a razão de massa $m^* = 2,4$, o parâmetro adimensional da frequência não é exatamente igual a 1,0 na faixa de sincronização, aumentando com a velocidade normalizada, U^* . Quando a velocidade normalizada (adimensional) convencional (U^*) foi substituída pela velocidade normalizada, U^*/f^* , os dados se agruparam em uma única curva para todos os ramos. O autor chamou essa velocidade normalizada (U^*/f^*) de verdadeira velocidade reduzida.

Saltara et al., (2003) simularam o escoamento ao redor de um cilindro livre para vibrar na direção transversal utilizando o Método de Vórtice Discreto bidimensional. A simulação é realizada para razão de massa (m^*) igual a 3,3, razão de amortecimento ($m^*\zeta$) igual a 0,013 e número de Reynolds (Re) igual a 10^4 . Os autores mostram que a máxima amplitude de vibração calculada é menor que alguns resultados experimentais de outros autores (Khalak e Williamson, 1999; Brika e Laneville, 1993).

Sumer e Fredsoe (2006) apresentam o efeito da razão de massa (m^*) na variação da amplitude de oscilação em função da velocidade reduzida (Ur). Os autores utilizaram duas razões de massa diferentes, uma para água ($m^*=4,6$) e outra para o ar ($m^*=35$).

2.4.3. VIV - Dois graus de liberdade (2GL).

Encontram-se muitos trabalhos dedicados ao estudo de vibração induzida por vórtices sobre um cilindro elasticamente apoiado com 1 grau de liberdade. Porém, o estudo de vibração induzida por vórtices sobre um cilindro elasticamente apoiado com 2 graus de liberdade foi pouco pesquisado até o momento. A seguir, é feita uma revisão de alguns trabalhos que abordaram esse tema.

Considerando baixa razão de massa e amortecimento em um cilindro rígido com livre movimento em dois graus de liberdade, Jauvtis e Williamson (2003) observaram experimentalmente que a liberdade para mover em duas direções tem pouco efeito sobre a resposta transversal, nos modos de vibração ou na dinâmica da esteira de vórtices. Logo, segundo os autores, é válido empregar para corpos com dois graus de liberdade os resultados obtidos para corpos livres para vibrar apenas transversalmente, mesmo para baixa razão de massa ($m^* = 5$).

Um pouco depois, Jauvtis e Williamson (2004) consideraram várias razões de massa e amortecimento e estudam o efeito de dois graus de liberdade (2GL) na vibração induzida por vórtices em um cilindro rígido. Para uma razão de massa (m^*) igual a 2,6, os autores obtiveram a resposta em amplitude e o ângulo de fase correspondente (movimento na direção x e y) para velocidade reduzida variando de 2,0 a 13,5. Os autores observaram uma diferença entre o experimento realizado com 1GL para o experimento realizado com 2GL, quando $m^* < 6,0$.

Os autores (Jauvtis e Williamson, 2004) notaram um novo ramo para a resposta em amplitude, para o qual chamaram de *super-upper branch*. A amplitude de

deslocamento, na direção y , encontrada pelos autores foi de 3 diâmetros pico-a-pico ($A/D = 1,5$), utilizando $m^* = 2,6$.

A figura que mostra a trajetória de um corpo vibrando na direção x e y é conhecida na literatura como figura de Lissajous. O nome é em homenagem ao físico francês Jules Antoine Lissajous que, por volta de 1857, apresentou um aparelho mecânico que gerava figuras resultantes da superposição de dois movimentos harmônicos perpendiculares.

A seguir, na Fig. 2.11, encontra-se a resposta em amplitude dos deslocamentos nas direções x e y em função da velocidade reduzida (U_r), obtida por Jauvtis e Williamson (2004). As figuras de Lissajous, obtidas pelo mesmo autor, são apresentadas para diferentes velocidades reduzidas (U_r).

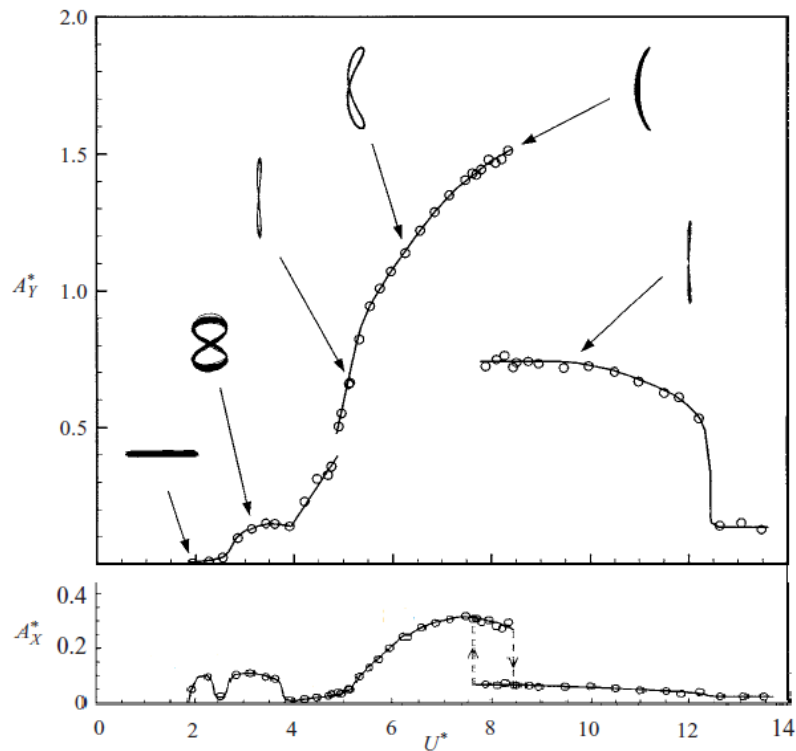


Figura 2.11: Resposta em amplitude dos deslocamentos nas direções x e y e figuras de Lissajous para diferentes velocidades reduzidas (Jauvtis e Williamson, 2004).

Além desses resultados, os autores (Jauvtis e Williamson, 2004) visualizaram a esteira de vórtices e observaram um novo modo de despreendimento de vórtices: Três vórtices foram despreendidos a cada meio ciclo. Os autores definiram como modo 2T de emissão de vórtices. Explicaram ainda que a amplitude de vibração para o modo 2T

pode ser atribuída à transferência de energia do terceiro vórtice de cada triplo, que não está presente no modo 2P de baixa amplitude.

Singh e Mittal (2005) estudaram numericamente a vibração induzida pelo escoamento sobre um cilindro livre para vibrar na direção transversal e longitudinal ao escoamento. Os autores investigaram o efeito de baixos números de Reynolds, fixando a velocidade reduzida. Os autores não observaram o modo 2T e observaram o modo P + S de desprendimento de vórtices.

Para baixa razão de massa, Kang et. al. (2017) investigaram numericamente a máxima amplitude na vibração induzida por vórtices e concordaram com Jauvtis e Williamson (2004) ao obterem um pico de amplitude igual a $1,5D$ no *super-upper branch*. Além disso, os autores (Kang et al., 2017) também estudaram a influência da aceleração do escoamento na simulação numérica.

Além das trajetórias realizadas pelo cilindro (direção x e y), para cada velocidade reduzida, os autores (Kang et. al., 2017) compararam o contorno de vorticidade, o coeficiente de arrasto e de sustentação, a resposta em amplitude e em frequência, o ângulo de fase e a trajetória de deslocamento do cilindro com os obtidos por Jauvtis e Williamson (2004).

Wang et al. (2017) estudaram numericamente a vibração induzida por vórtices em um cilindro com 2 graus de liberdade. Os autores utilizaram uma baixa razão de massa ($m^* = 2$), amortecimento estrutural igual a “zero” para maximizar a resposta do cilindro. Eles mantiveram o número de Reynolds fixo em $Re = 500$ e não notaram o modo 2T de desprendimento de vórtices. Os autores observaram outros três modos de desprendimento de vórtices (2S; P + S; 2P).

Alguns autores (Jauvtis e Williamson, 2003 e 2004; Kang et al., 2017; Wang et. al., 2017) obtiveram a figura de Lissajous em seus trabalhos experimentais ou numéricos. No presente trabalho, na seção 6.3, são apresentados os resultados numéricos obtidos para a vibração induzidas por vórtices sobre um cilindro rígido elasticamente apoiado com 2 graus de liberdade. São apresentadas as séries temporais dos coeficientes de sustentação e de arrasto, as séries temporais dos deslocamentos na direção x e y , as respectivas FFT's para cada série temporal e as figuras de Lissajous.

2.4.4 Modos de desprendimento de vórtices

Williamson e Roshko (1988) experimentaram cilindros oscilando forçadamente na direção transversal ao escoamento ($300 < Re < 1000$) em um tanque no qual a oscilação pôde ser controlada. Além de ampla faixa de amplitudes ($0,2 < A/D < 5$), foram utilizadas frequências adimensionais ($1/3 < f/f_s < 5$) de oscilação e, como resultado, encontraram vários regimes de sincronização. Os autores classificaram o regime de sincronização de acordo com o número de vórtices desprendidos a cada ciclo de oscilação. Quando desprendidos dois vórtices de circulação oposta a cada ciclo chamou-se de modo 2S e quando dois pares de vórtices são desprendidos a cada ciclo denominou-se modo 2P. Este último modo ocorre em altas amplitudes de oscilação. Os autores mapearam esses modos de sincronização e sugerem que a mudança abrupta do ângulo de fase para uma frequência de oscilação forçada próxima a de Strouhal está associada alteração abrupta do modo 2S para o modo 2P.

Acrescentando, outros autores (Meneghini e Bearman, 1995) associam a passagem do modo 2S para o modo 2P com altas amplitudes de oscilação. Os resultados das séries temporais das forças obtidas por Meneghini e Bearman (1995) indicam que, ao ser atingido o modo 2P, a série temporal do coeficiente de sustentação pode deixar de ser harmônica.

Em 1999, Khalak e Williamson reforçaram a existência dos dois modos de desprendimento de vórtices e que o modo 2P ocorre em altas amplitudes. Conforme explica Meneghini (2002), esses modos de desprendimento de vórtices parecem estar relacionados à ultrapassagem de um limite de amplitude de oscilação, acima do qual o modo 2P passa a ocorrer. Segundo o autor, o ângulo de fase entre força e deslocamento transversal pode estar relacionado com esses modos de desprendimento de vórtices.

Wanderley et al. (2008) explicam que a sustentação cai quando chega-se ao *upper branch* na curva de amplitude e isso está relacionado com o modo de desprendimento de vórtice 2P. Segundo o autor, o modo 2S é melhor para transferir energia do que o modo 2P.

Em outro estudo numérico de oscilação livre, Wanderley e Soares (2015) explicam que, de acordo com o teorema de Kutta-Joukowski (Eq. 2.11), a força de sustentação é proporcional à circulação ao redor do corpo. De acordo com o teorema de Stokes (Eq. 2.12), a circulação é igual ao fluxo de vorticidade líquida na superfície do

corpo. Consequentemente, a força de sustentação é proporcional ao fluxo de vorticidade líquida na superfície do corpo (Eq. 2.13). Quando a vorticidade negativa é desprendida, o fluxo de vorticidade líquida na superfície do corpo é positivo e uma força de sustentação positiva irá agir no corpo. Por outro lado, quando a vorticidade positiva é desprendida, o fluxo de vorticidade líquida na superfície do corpo é negativo e uma força de sustentação negativa irá agir no corpo.

$$F_L = \rho V \Gamma \quad (2.11)$$

$$\Gamma = \oint_c \vec{V} \cdot d\vec{r} = \iint_s (\vec{\nabla} \times \vec{V}) \cdot d\vec{s} \quad (2.12)$$

$$F_L = \rho V \iint_s (\vec{\nabla} \times \vec{V}) \cdot d\vec{s} \quad (2.13)$$

De um modo geral, o modo 2S é observado no *initial branch* da curva de resposta em amplitude. No modo 2S, um vórtice é desprendido a cada meio ciclo, ou seja, dois vórtices são desprendidos a cada ciclo. Um vórtice possui vorticidade positiva e o outro possui vorticidade negativa. Consequentemente, altos coeficientes de sustentação são observados no *initial branch*. O modo 2P é observado no *upper branch* e no *lower branch* da curva de resposta em amplitude. Nesse modo de desprendimento de vórtice, um par de vórtices é desprendido a cada meio ciclo, mas um com vorticidade positiva e o outro com vorticidade negativa. Sendo assim, o desprendimento líquido de vorticidade é muito menor no modo 2P do que no modo 2S. Por isso, pequenos coeficientes de sustentação são observados no *lower branch*. Altos coeficientes de sustentação são observados no *upper branch*, pois o segundo vórtice desprendido a cada meio ciclo é muito mais fraco que o primeiro.

Wanderley e Soares (2015) explicam que a transição entre os modos de emissão de vórtices 2S e 2P ocorre quando a curva de potência absorvida muda de inclinação. Para inclinação positiva, observa-se o modo 2S. Para inclinação negativa, nota-se o modo 2P. Ou seja, quando a potência absorvida pelo sistema começa a diminuir um segundo vórtice tem que ser emitido no bordo de fuga do corpo para compensar o excesso de energia que o escoamento tenta transferir para o sistema. Conforme explica o autor, o escoamento não sabe que o sistema está perdendo a capacidade de absorver energia e tenta transferir uma quantidade de energia que o sistema não pode absorver. A natureza resolve esse desequilíbrio através da emissão de um vórtice adicional no bordo de fuga do corpo, dando origem ao modo 2P de emissão de vórtices.

2.4.5. Condições na extremidade do cilindro

Morse et al. (2008) objetivaram encontrar como a condição de contorno nas extremidades devem afetar a amplitude de vibração, o regime de sincronização e os modos de transição. Em seu trabalho foi estudado o efeito que diversos tipos de extremidades provocam em vibrações induzidas por vórtices (VIV) de um cilindro rígido montado em base elástica.

O caso de uma placa fixa na extremidade e o caso de uma placa afastada mostraram respostas praticamente idênticas de vibração livre. No entanto, a condição sem uma placa na extremidade livre mostra diferenças significativas. Era esperado pelos autores (Morse et al., 2008), que com a remoção da placa haveria um aumento do fluxo em torno da extremidade livre do cilindro, uma redução da correlação de emissão de vórtices ao longo do eixo axial do cilindro e a consequente redução da correlação na força do fluido no cilindro e, assim, uma resposta de amplitude reduzida.

Muito ao contrário desta expectativa criada, de acordo com esse trabalho (Morse et al., 2008) a ausência de uma placa na extremidade leva a níveis significativamente mais elevados de excitação, que conduz a maiores amplitudes ao longo de toda a resposta em amplitude, exceto que as duas condições chegam praticamente à mesma amplitude máxima no *upper branch*. Segundo os autores, muito provavelmente, o aumento da excitação, ocorre principalmente devido a uma mudança no ângulo de fase entre força do fluido e o deslocamento do corpo.

2.5. Métodos numéricos utilizados na literatura para solução do escoamento ao redor de cilindros

Nesta seção, serão apresentados alguns dos métodos numéricos utilizados no estudo do escoamento ao redor de cilindros rígidos apoiados elasticamente.

Sabe-se que, para número de Reynolds aproximadamente maior que 300, o escoamento ao redor do cilindro torna-se turbulento na esteira. Por isso, em VIV, é importante conhecer o comportamento de escoamentos turbulentos, bem como as equações que o governam e os métodos numéricos utilizados para solução dessas equações.

Wilcox (1994) faz uma descrição extensa de modelos de turbulência em seu livro. Especificamente, o autor apresenta um perfil de velocidade típico de uma camada limite e sua divisão em duas camadas: a camada interna e a camada externa. Na camada externa, os eventos dinâmicos que produzem as tensões de Reynolds são invíscidos e as tensões viscosas são desprezíveis. Porém, na camada interna, as tensões de Reynolds e as tensões viscosas são importantes. As duas camadas são subdivididas em subcamadas.

Sparlat e Allmaras (1994) apresentam as equações governantes com uma equação diferencial do modelo de turbulência para a viscosidade cinemática turbulenta. Os autores deram os seus nomes para o modelo que apresentaram. Além do modelo Sparlat Allmaras, outros modelos de turbulência podem ser aplicados nas equações governantes, como por exemplo: o modelo $k-\varepsilon$, Baldwin-Lomax. Outras abordagens possíveis são: Simulação Numérica Direta (DNS) e a Simulação das grandes escalas de turbulência (*Large Eddy Simulation* - LES). A seguir, encontram-se comentários de alguns trabalhos realizados com essas abordagens.

Para um número de Reynolds igual a 10^4 , Flatschart et al. (2000) utilizaram a simulação das grandes escalas de turbulência (LES) e o modelo de Smagorinsky (1963) para capturar os efeitos das pequenas escalas. O objetivo era calcular o coeficiente de arrasto e o número de Strouhal para quatro cilindros dispostos em várias configurações. O método *Fractional Step Method* com formulação do MVF para malhas não estruturadas foi utilizado para resolver as equações de Navier Stokes bidimensional. Os autores ainda utilizam o esquema de Crank-Nicholson para a parte difusiva e o esquema de Adams-Bashforth para a parte convectiva da equação de Navier-Stokes discretizada.

Oliveira e Sphaier (2001) propõe um método híbrido (numérico-analítico) para estudar o escoamento tridimensional ao redor de cilindros fixos e apoiados por molas. Nesse trabalho, os autores utilizam o método da projeção para solução das equações de Navier-Stokes incompressíveis. A discretização feita no espaço e no tempo foi obtida pelo MEF e pelo MDF. Os autores concluíram que uma malha bidimensional não é suficiente para solucionar precisamente o problema de VIV. Segundo os autores, uma malha mais refinada, com utilização de *clusters* e paralelismo, pode melhorar a solução.

A trilha de vórtice de Kármán gerada pelo escoamento ao redor de um cilindro circular foi investigada por Wanderley e Levi (2002). Como solução numérica, os autores utilizaram as equações de Navier-Stokes compressíveis para número de Mach incompressível ($M < 0,3$) com o esquema implícito de Beam-Warming. A investigação

sugere que as equações de N-S compressíveis podem ser utilizadas como alternativa eficiente de estudar escoamentos incompressíveis. Números de Mach abaixo de 0,3 são suficientes para simular o comportamento de escoamentos incompressíveis e ao mesmo tempo não causam instabilidade na solução numérica.

Em outros trabalhos, Wanderley e Levi (2002, 2003 e 2005) utilizam o esquema de diferença centrada e explicam que este esquema requer uma dissipação numérica para melhorar a estabilidade do método. Segundo os autores, a análise de estabilidade linear de Von-Neumann aplicada ao esquema de diferença centrada de Beam-Warming mostra que a dissipação numérica é necessária para melhorar a estabilidade. Isso é feito pela adição de um termo de dissipação explícita de quarta-ordem do lado direito da equação e um termo de dissipação implícito do lado esquerdo da equação.

Wanderley e Levi (2005) utilizaram o esquema implícito de fatoração aproximada de Beam-Warming para resolver as equações governantes. O modelo de Baldwin-Lomax (1978 apud Wanderley e Levi, 2005), utilizado para simular o escoamento turbulento na esteira do cilindro, é um modelo de turbulência algébrico de duas camadas que leva em consideração a camada interna e a camada externa da camada limite turbulenta. No modelo, são utilizadas duas formulações para o cálculo da viscosidade turbulenta: uma para região interna e outra para região externa.

A *DNS* é uma ferramenta poderosa para o estudo de escoamentos transicionais e turbulentos, tanto do ponto de vista qualitativo como quantitativo, uma vez que resolve todas as escalas, espaciais e temporais do escoamento. Entretanto, ainda hoje, o uso de simulações baseadas em *DNS* é limitado a moderados número de Reynolds (Vitola, 2006).

Wanderley et al. (2008) estudaram o escoamento em cilindro fixo para diversos Re e o escoamento em cilindro livre para variar variando a velocidade reduzida. Para prever as amplitudes de oscilações (VIV), Wanderley et al. (2008) usaram o esquema *upwind* e TVD de Roe-Sweby bidimensional, com limitador de fluxo para resolver as equações RANS. O modelo de turbulência $k-\varepsilon$ foi utilizado para simular o escoamento turbulento na esteira de um cilindro. De forma diferente do esquema Beam-Warming, o esquema de Roe-Sweby não requer a adição explícita de dissipação numérica. Por outro lado, conforme relatam os autores, o modelo de turbulência $k-\varepsilon$ representa melhor o escoamento turbulento ao redor do cilindro. Esse modelo foi proposto por Chien (1982,

apud Wanderley et al., 2008) composto de duas equações diferenciais, uma para a energia cinética turbulenta (k) e a outra para a taxa de dissipação de energia (ε).

No trabalho atual, é resolvido numericamente o escoamento tridimensional ao redor de cilindro. Para resolver as equações de Navier-Stokes levemente compressíveis, foram utilizados o método das diferenças finitas e o método de Runge-Kutta de 3ª ordem para a integração no tempo, onde as condições de contorno sobre o corpo foram impostas utilizando-se o Método de Fronteiras Imersas. Os escoamentos turbulentos foram resolvidos utilizando-se a Simulação Direta das Grandes Escalas de Turbulência (“Large Eddy Simulation” - LES), onde o modelo de Smagorinsky (1963) é utilizado para simular os efeitos dissipativos das menores escalas. Nos capítulos 3 e 4, esses métodos serão detalhados.

Capítulo 3 – Formulação Matemática

Neste trabalho, estuda-se o escoamento tridimensional ao redor de um cilindro de comprimento igual a cinco diâmetros ($L = 5D$). Conforme já visto no capítulo 2, sabe-se que para $Re > 200$ surgem tridimensionalidades do escoamento e o escoamento se torna turbulento na esteira. Dessa forma, nas seções 3.1 e 3.2, serão apresentadas as equações governantes, a equação do movimento do cilindro na sua forma adimensionalizada e as condições de contorno do problema.

3.1. Simulação das grandes escalas de turbulência - *Large Eddy Simulation (LES)*

Por definição, um escoamento turbulento é aquele em que as partículas fluidas se misturam enquanto se movimentam ao longo do escoamento devido a fortes flutuações aleatórias de alta frequência no campo tridimensional de velocidades. O movimento das partículas é não estacionário, irregular e imprevisível. É sempre rotacional com geração de vorticidade. Por esse motivo, é um fenômeno caótico com uma ampla gama de escalas temporais e espaciais e se faz presente na maioria dos escoamentos naturais (Pope, 2000).

De acordo com Souza et. al (2011), é usual definir o movimento turbulento como uma superposição de vórtices de diferentes tamanhos que interagem entre si, trocando energia, quantidade de movimento e outras propriedades. Ainda nesse viés, os maiores vórtices drenam energia do escoamento médio e a transferem para outros menores, estes para outros menores ainda e assim sucessivamente. Cria-se então um processo contínuo de transferência de energia, que vai em direção a uma escala onde a energia passa a ser dissipada pelas tensões viscosas, até atingir um estado de equilíbrio. Esse processo é conhecido como “cascata de energia” ou, “cascateamento de frequência”.

Ainda de acordo com Souza et. al (2011), os vórtices com mais energia do escoamento turbulento são aqueles que, pela estatística, mais contribuem para o transporte turbulento de massa, energia e quantidade de movimento. A teoria estatística da turbulência obteve desenvolvimento importante entre os anos de 1940 e 1960, onde

Kolmogorov (1941) foi o pioneiro nesse estudo. Pope (2000) reserva, em seu livro, um capítulo inteiro para o estudo da descrição estatística do escoamento turbulento.

A ideia da cascata de energia é que a energia cinética das grandes escalas de turbulência é transferida, por um processo não viscoso, para as menores escalas. Esse processo de transferência de energia continua de uma escala para outra menor até que, ao atingir uma escala muito pequena a energia é dissipada por ação viscosa. Kolmogorov (1941) identificou as microescalas de turbulência e elas são conhecidas atualmente pelo seu nome: microescalas de Kolmogorov. A hipótese de Kolmogorov e o cascadeamento de energia podem ser encontrados, com mais riqueza de detalhes, em Pope (2000).

Em um escoamento turbulento é possível notar múltiplas escalas de movimento como uma das mais importantes características da turbulência. As maiores escalas possuem baixas frequências e são controladas pelas geometrias que as geram. As menores escalas possuem altas frequências e são controladas pela viscosidade do fluido (Silveira Neto, 2002).

De acordo com Ferreira (2006), as grandes estruturas determinam a configuração do escoamento médio, enquanto os pequenos vórtices são responsáveis pelo processo de dissipação viscosa da energia. Portanto, uma simulação adequada de um escoamento turbulento somente será possível se todas essas estruturas turbilhonares – ou, pelo menos, o papel exercido por elas no seio do escoamento – estiverem de alguma forma, contempladas na solução numérica do problema.

Conforme dito anteriormente, existem algumas abordagens capazes de reproduzir esses fenômenos, como por exemplo: Simulação Numérica Direta (DNS), Equações de Reynolds (RANS), Simulação das Grandes Escalas de Turbulência (“Large Eddy Simulation” - LES). Neste trabalho, o LES foi utilizado e será explicado a seguir.

Na simulação das grandes escalas de turbulência (LES), os movimentos tridimensionais turbulentos de grandes escalas (baixas frequências) e não estacionários são simulados diretamente, enquanto os efeitos das menores escalas (altas frequências) são modelados, conforme será detalhado mais adiante. Com relação ao custo computacional, LES está entre RANS e DNS e é motivado pelas limitações de cada um desses métodos. Como os movimentos instáveis das grandes escalas de turbulência são

representados explicitamente, é esperado que o LES seja mais preciso e mais confiável do que RANS que captura as médias das flutuações das propriedades (Pope, 2000).

A utilização da simulação de grandes escalas de turbulência (LES) na predição de escoamentos turbulentos vem aumentando nos últimos anos e diversos são os fatores que contribuem para isso. Dentre eles estão:

- o elevado recurso computacional necessário para implementação da técnica DNS em que a malha precisa ser bem refinada e o número de Reynolds precisa ser baixo;
- a baixa eficiência dos modelos de turbulência utilizados em RANS gerando resultados satisfatórios apenas para as variáveis médias do escoamento;
- o avanço tecnológico acarretando um melhor desempenho computacional;
- o aperfeiçoamento das técnicas numéricas.

Lu et. al (1997) utilizaram LES e obtiveram concordância com dados experimentais nos resultados para coeficientes hidrodinâmicos em um escoamento oscilatório.

Recentemente, Wanderley e Levi (2003) estudaram numericamente a VIV sobre um cilindro bidimensional elasticamente apoiado e livre para vibrar na direção transversal ao escoamento incidente. As equações governantes foram obtidas pelo filtro das equações de Navier-Stokes compressíveis por uma média espacial. Essa filtragem ocorre de modo que seja permitido separar as grandes escalas das pequenas escalas. Os autores utilizaram o esquema implícito de fatoração aproximada de Beam-Warming para resolver a equação de Navier-Stokes levemente compressível não estacionária e LES foi utilizado para simular o escoamento turbulento na esteira do cilindro. As grandes escalas de turbulência foram modeladas diretamente e os efeitos das escalas *subgrid* (SGS) simulados pelo modelo algébrico de Smagorinsky (1963).

Em um escoamento turbulento, encontram-se grandes e pequenas escalas de turbulência. Em LES é comumente utilizada uma frequência de corte, onde frequências menores (grandes escalas) são resolvidas numericamente e frequências maiores (pequenas escalas) são modeladas. Cada propriedade do escoamento é decomposta em uma parte representativa das grandes escalas (\bar{f}) e em outra componente chamada escala *subgrid* (f'), conforme Eq. (3.1) a seguir.

$$f = \bar{f} + f' \tag{3.1}$$

Esse processo de filtragem pode ser temporal ou espacial. De acordo com Bui (2000), para utilizar LES, as equações governantes podem ser obtidas pelo filtro espacial das equações de Navier-Stokes compressíveis. Sendo assim, partindo da equação de Navier-Stokes compressível e utilizando a decomposição apresentada anteriormente, obtém-se as equações filtradas da continuidade e da quantidade de movimento, apresentadas nas Eqs. (3.2 a 3.5):

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u}^2 + \bar{p})}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u} \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u} \bar{w}}{\partial z} - \left[\frac{\partial \tilde{\tau}_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{\tau}_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{\tau}_{xz}}{\partial z} \right] + \left[\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} \right] = 0 \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{v}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u} \bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{v}^2 + \bar{p})}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{v} \bar{w}}{\partial z} - \left[\frac{\partial \tilde{\tau}_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{\tau}_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{\tau}_{yz}}{\partial z} \right] + \left[\frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z} \right] = 0 \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{w}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u} \bar{w}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{v} \bar{w}}{\partial y} + \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{w}^2 + \bar{p})}{\partial z} - \left[\frac{\partial \tilde{\tau}_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{\tau}_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{\tau}_{zz}}{\partial z} \right] + \left[\frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \right] = 0 \quad (3.5)$$

onde o tensor de tensões viscosas $\tilde{\tau}_{ij}$ ($i, j = 1, 2, 3$) é a Eq. (3.6)

$$\tilde{\tau}_{ij} = \mu \left[\left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \right] \quad (3.6)$$

e onde,

$$\sigma_{kl} = \bar{\rho} (\tilde{u}_k \tilde{u}_l - \tilde{u}_k \tilde{u}_l) \quad (3.7)$$

Na Eq. (3.6), δ é o delta de Kronecker. A barra na equação LES denota uma quantidade de escoamento em grande escala ou filtrado que, conforme Leonard (1974, apud Pope 2000), a componente \bar{f} é definida como sendo a convolução entre a variável f com uma função de filtro espacial G , sendo dada pela Eq. (3.8).

$$\bar{f}(\vec{x}) = \int_D G(\vec{x} - \vec{x}') f(\vec{x}') d\vec{x}' \quad (3.8)$$

onde f é uma função contínua definida em cada ponto do domínio e a integral está sobre o domínio do escoamento, D .

Brito (2005) e Ferreira (2006) apresentam exemplos de funções que podem ser utilizadas para a filtragem. Neste trabalho, foi utilizado o filtro de Smagorinsky, cuja transformada de Fourier é apresentada na Eq. (3.9), de acordo com Pope (2000).

$$\hat{G}(\kappa) = \exp\left(\frac{\pi^{2/3}}{24}(\Delta|\kappa|)^{4/3}\right) \quad (3.9)$$

onde κ é o número de onda e Δ é comprimento característico do filtro.

O “til” na equação de Navier Stokes (Eqs. 3.2 a 3.5) denota uma média de Favre (média ponderada utilizando massa específica como peso), definida conforme Eq. (3.10).

$$\tilde{f} = \frac{\overline{\rho f}}{\bar{\rho}} \quad (3.10)$$

As equações LES são essencialmente as equações da continuidade e da quantidade de movimento escritas para as variáveis filtradas mais os termos *subgrid*. Para baixos números de Mach, os termos *subgrid* são aproximados utilizando o modelo de Smagorinsky (1963), mostrado na Eq. (3.11).

$$\sigma_{kl} = -\bar{\rho} C_s \Delta^2 |\tilde{S}| \left(2\tilde{S}_{kl} - \frac{2}{3}\tilde{S}_{ij}\delta_{kl} \right) \quad (3.11)$$

O tensor médio de taxa de deformação é apresentado pela Eq. (3.12).

$$\tilde{S}_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_l} + \frac{\partial \tilde{u}_l}{\partial x_k} \right) \quad (3.12)$$

A sua norma é mostrada na Eq. (3.13)

$$|\tilde{S}| = \left(2\tilde{S}_{kl}\tilde{S}_{kl} \right)^{1/2} \quad (3.13)$$

A constante C_s é chamada constante de Smagorinsky. Bui (2000) explica que o modelo de Smagorinsky (SGS - 1963) é utilizado com essa constante dada da seguinte forma (Eq. 3.14):

$$C_s = C_{so}^2 \left(1 - \exp(-c^+ / 25)^3 \right) \quad (3.14)$$

onde c^+ é a distância normal ao corpo, definida como

$$c^+ = \frac{\rho u_\tau c}{\mu} \quad (3.15)$$

e a velocidade friccional é definida como

$$u_t = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (3.16)$$

Na Eq. 3.14, a constante de Smagorinsky, $C_{SO} = 0,1$, é multiplicada pela função de amortecimento de van Driest para considerar a subcamada viscosa. Neste trabalho, a função de amortecimento de van Driest não é utilizada, pois no estudo atual os valores utilizados de Re não ultrapassam aquele em que a camada limite transita de laminar para turbulenta. Sendo assim, nesse caso, não é necessário o cálculo da viscosidade turbulento na camada limite.

A equação da continuidade e a definição de compressibilidade isotérmica, apresentada em Wanderley et al. (2003, 2005 e 2008) são mostradas nas Eqs. (3.17 e 3.18), respectivamente.

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \vec{V}) = 0 \quad (3.17)$$

$$\tau = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_T \quad (3.18)$$

Porém, de acordo com Wanderley (2001) e com Wanderley e Levi. (2002, 2003 e 2005), pode-se expandir em série de Taylor o valor da massa específica, conforme mostrado a seguir:

$$\bar{\rho} = \rho_\infty + \left(\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial p} \right)_\infty (\bar{p} - p_\infty) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \bar{\rho}}{\partial p^2} \right)_\infty (\bar{p} - p_\infty)^2 + \dots \quad (3.19)$$

Como o escoamento considerado é isotérmico, as derivadas da massa específica em relação a temperatura são nulas. Sendo assim, combinando a definição de compressibilidade isotérmica (Eq. 3.18) e a expansão em série de Taylor (Eq. 3.19), uma relação entre a massa específica e a pressão é obtida onde a compressibilidade isotérmica aparece como coeficiente, ver Eq. (3.20).

$$\bar{\rho} = \rho_\infty + \rho_\infty \tau (\bar{p} - p_\infty) + \frac{1}{2} \rho_\infty \tau^2 (\bar{p} - p_\infty)^2 + \dots \quad (3.20)$$

Como τ é muito pequeno, somente o primeiro termo da expansão será utilizado para expressar a massa específica como uma função da pressão. Após rearranjar a expressão resultante é obtida:

$$\bar{\rho} = \rho_{\infty}(1 - \tau p_{\infty}) + \rho_{\infty} \tau \bar{p} \quad (3.21)$$

Substituindo a Eq. (3.21) na Eq. (3.17), resulta na Eq. (3.22).

$$\tau \rho_{\infty} \left[\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{p} \vec{\tilde{V}}) \right] + \rho_{\infty} (1 - \tau p_{\infty}) \nabla \cdot \vec{\tilde{V}} = 0 \quad (3.22)$$

Na formulação incompressível, onde é assumido que $\tau = 0$, a Eq. (3.22) é reduzida a Eq. (3.23):

$$\nabla \cdot \vec{\tilde{V}} = 0 \quad (3.23)$$

Contudo, a Eq. (3.23) é muito difícil para resolver numericamente devido à ausência de um termo de derivada no tempo. Felizmente, uma equação mais conveniente pode ser obtida se a compressibilidade do fluido é considerada e um valor conveniente para pressão de referência é assumido. Observe que a Eq. (3.22) é igualmente satisfeita quando

$$p_{\infty} = \frac{1}{\tau} \quad (3.24)$$

e

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{p} \vec{\tilde{V}}) = 0 \quad (3.25)$$

De qualquer forma, a equação da conservação da massa (continuidade) dada na Eq. (3.17) reduz à Eq. (3.25) com a condição dada na Eq. (3.24). Nota-se que a Eq. (3.25) é muito mais fácil de ser resolvida numericamente que a Eq. (3.23) devido ao termo de derivada no tempo da pressão. A substituição da Eq. (3.21) nas equações de quantidade de movimento (Eqs. 3.3 a 3.5), traria uma complexidade desnecessária ao problema sem melhorias significantes, uma vez que a compressibilidade isotérmica é pequena. Por outro lado, a substituição de $\rho = \rho_{\infty}$ introduz uma simplificação conveniente no problema sem qualquer prejuízo às equações de quantidade de movimento. Após a substituição de $\rho = \rho_{\infty}$, na equação da quantidade de movimento, as equações a seguir são obtidas.

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} + \frac{\partial(\tilde{u}^2 + \bar{p} / \rho_{\infty})}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{u} \tilde{v}}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{u} \tilde{w}}{\partial z} - \frac{1}{\rho_{\infty}} \left[\frac{\partial \tilde{\tau}_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{\tau}_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{\tau}_{xz}}{\partial z} \right] + \frac{1}{\rho_{\infty}} \left[\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} \right] = 0 \quad (3.26)$$

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u} \tilde{v}}{\partial x} + \frac{\partial(\tilde{v}^2 + \bar{p} / \rho_{\infty})}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{v} \tilde{w}}{\partial z} - \frac{1}{\rho_{\infty}} \left[\frac{\partial \tilde{\tau}_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{\tau}_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{\tau}_{yz}}{\partial z} \right] + \frac{1}{\rho_{\infty}} \left[\frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z} \right] = 0 \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial \tilde{w}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}\tilde{w}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{v}\tilde{w}}{\partial y} + \frac{\partial(\tilde{w}^2 + \bar{p} / \rho_\infty)}{\partial z} - \frac{1}{\rho_\infty} \left[\frac{\partial \tilde{\tau}_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{\tau}_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{\tau}_{zz}}{\partial z} \right] + \frac{1}{\rho_\infty} \left[\frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \right] = 0 \quad (3.28)$$

As equações LES, foram implementadas para estudar a esteira turbilhonar gerada pelo escoamento ao redor do cilindro tridimensional, para altos valores de Reynolds ($Re > 300$). A seguir, são apresentadas as equações da Simulação Direta das Grandes Escalas de Turbulência (LES), escritas na forma conservativa e vetorial, conforme Eq. (3.29).

$$Q_i + (E_e - E_v)_x + (F_e - F_v)_y + (G_e - G_v)_z = 0 \quad (3.29)$$

onde

$$Q = \begin{Bmatrix} p \\ u \\ v \\ w \end{Bmatrix}, E_e = \begin{Bmatrix} pu \\ u^2 + p \\ uv \\ uw \end{Bmatrix}, F_e = \begin{Bmatrix} pv \\ vu \\ v^2 + p \\ vw \end{Bmatrix}, G_e = \begin{Bmatrix} pw \\ wu \\ wv \\ w^2 + p \end{Bmatrix} \quad (3.30)$$

$$E_v = \frac{(1 + \mu_{sgs})}{Re} \begin{Bmatrix} 0 \\ 2 \frac{\partial u}{\partial x} \\ \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \\ \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \end{Bmatrix}, F_v = \frac{(1 + \mu_{sgs})}{Re} \begin{Bmatrix} 0 \\ \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \\ 2 \frac{\partial v}{\partial y} \\ \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \end{Bmatrix}, G_v = \frac{(1 + \mu_{sgs})}{Re} \begin{Bmatrix} 0 \\ \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial y} \\ 2 \frac{\partial w}{\partial z} \end{Bmatrix} \quad (3.31)$$

$$\mu_{sgs} = R_e C_s^2 \Delta^2 |\bar{S}|, \quad a_\infty = \sqrt{\frac{1}{\rho_\infty \tau}}, \quad Re = \frac{\rho_\infty U_\infty d}{\mu_\infty}, \quad M_\infty = \frac{U_\infty}{a_\infty} \quad (3.32)$$

No trabalho atual, foi utilizada a Simulação Direta das Grandes Escalas de Turbulência, *Large Eddy Simulation* (LES), para simular o escoamento turbulento na esteira do cilindro. Nesse caso, as equações governantes devem ser obtidas pelo filtro das equações de Navier-Stokes compressíveis por uma média espacial. As grandes escalas são modeladas diretamente e os efeitos das escalas *subgrid* (SGS) são simulados pelo modelo algébrico de Smagorinsky (1963).

Essas equações (LES) são resolvidas simultaneamente com a equação do movimento do cilindro na forma adimensionalizada. A seção seguinte trata desse equacionamento.

3.2. Equação adimensionalizada do movimento do cilindro

Em VIV, é muito importante trabalhar na forma adimensional, pois as grandezas envolvidas possuem magnitudes muito diferentes. Muitas vezes, uma variável pode estar na ordem de 10^5 enquanto outra está na ordem de 10^2 . Trabalhar na forma adimensional facilita a visualização e comparação dos resultados.

Um dos objetivos do trabalho atual é obter uma curva de amplitude de deslocamento do cilindro livre para vibrar com 1 grau de liberdade em função da velocidade reduzida do escoamento, para comparação com a mesma curva obtida por Khalak e Williamson (1996). Nesse caso, o cilindro ficou livre para oscilar na direção transversal do escoamento (direção z). No subtítulo 2.4.1 deste trabalho, foram apresentados alguns grupos adimensionais utilizados por Khalak e Williamson (1996 e 1999), ver Tabela 2.1 e Eqs. (2.6 a 2.9).

Outro objetivo do trabalho atual é obter uma curva de amplitude de deslocamento do cilindro livre para vibrar com 2 graus de liberdade em função da velocidade reduzida do escoamento, para comparação com a mesma curva obtida por Jauvtis e Williamson (2004). Nesse caso, foi liberado também o movimento na direção do escoamento (direção x), conforme pode ser observado na Fig. 3.1.

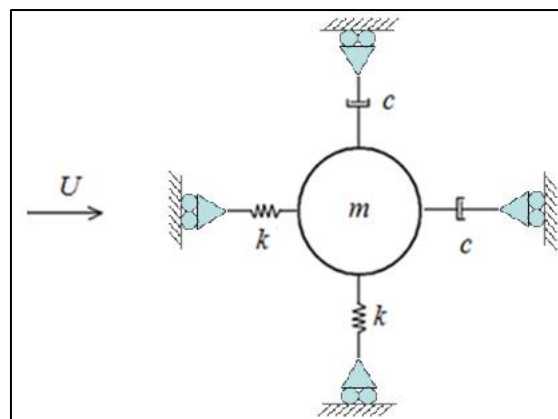


Figura 3.1: Esboço da configuração adotada para o estudo numérico da vibração do cilindro com dois graus de liberdade.

A seguir, é apresentada a adimensionalização da equação do movimento feita considerando a vibração do corpo na direção transversal do escoamento (cilindro-mola-amortecedor) que é deduzida a partir da primeira lei de Newton (Eq. 3.33).

$$m\ddot{z} + c\dot{z} + kz = F_z \quad (3.33)$$

na qual m é a massa do cilindro, c é o coeficiente de amortecimento, k é a constante de rigidez da mola e F_z é a força de sustentação na direção transversal ao escoamento.

Meneghini (2002), em seu estudo de adimensionalização da equação do movimento, demonstra que a melhor forma para adimensionalizar a equação do movimento é utilizando todos os parâmetros no vácuo. Para adimensionalizar a equação do movimento (3.33), inicialmente divide-se tudo por m

$$\ddot{z} + \frac{c}{m} \dot{z} + \frac{k}{m} z = \frac{F_z}{m} \quad (3.34)$$

e utilizando as definições de razão de amortecimento (ζ) e coeficiente de sustentação (C_L), apresentadas respectivamente nas Eqs. (3.35 e 3.36), pode-se reescrever a Eq. (3.34) na forma apresentada na Eq. (3.37).

$$\zeta = \frac{c}{2\sqrt{km}} \quad (3.35)$$

$$C_L = \frac{F_z}{\frac{1}{2}\rho U^2 DL} \quad (3.36)$$

$$\ddot{z} + \frac{2\zeta\sqrt{km}}{m} \dot{z} + \frac{k}{m} z = \frac{\rho U^2 DLC_L}{2m} \quad (3.37)$$

Introduzindo a frequência angular natural,

$$\omega_n = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (3.38)$$

$$\ddot{z} + 2\zeta\omega_n \dot{z} + \omega_n^2 z = \frac{\rho U^2 DLC_L}{2m} \quad (3.39)$$

Introduzindo a definição de razão de massa, $m^* = \frac{m}{m_d} = \frac{m}{\frac{\pi}{4} D^2 L \rho}$:

$$\ddot{z} + 2\zeta\omega_n \dot{z} + \omega_n^2 z = \frac{2U^2 C_L}{\pi D m^*} \quad (3.40)$$

onde m_d é a massa de fluido deslocada pelo corpo.

Utilizando das seguintes transformações:

$$\ddot{z} = \frac{U^2}{D} \ddot{Z}$$

$$\dot{z} = U\dot{Z}$$

$$z = DZ$$

Substituindo na Eq. (3.40) tem-se:

$$\frac{U^2}{D} \ddot{z} + 2\zeta\omega_n U \dot{z} + \omega_n^2 D z = \frac{2U^2 C_L}{\pi D m^*} \quad (3.41)$$

ou

$$\ddot{z} + 2\zeta\omega_n \frac{D}{U} \dot{z} + \omega_n^2 \frac{D^2}{U^2} z = \frac{2C_L}{\pi m^*} \quad (3.42)$$

Utilizando a definição de velocidade reduzida, $U_r = \frac{U}{f_n D}$, chega-se a

$$\ddot{z} + 2\zeta\omega_n \frac{D}{U_r f_n D} \dot{z} + \omega_n^2 \frac{D^2}{U_r^2 f_n^2 D^2} z = \frac{2C_L}{\pi m^*} \quad (3.43)$$

$$\ddot{z} + 2\zeta \frac{\omega_n}{U_r f_n} \dot{z} + \frac{\omega_n^2}{U_r^2 f_n^2} z = \frac{2C_L}{\pi m^*} \quad (3.44)$$

onde f_n é a frequência natural do sistema.

$$\ddot{z} + 2\zeta \frac{2\pi f_n}{U_r f_n} \dot{z} + \frac{(2\pi f_n)^2}{U_r^2 f_n^2} z = \frac{2C_L}{\pi m^*} \quad (3.45)$$

ou

$$\boxed{\ddot{z} + \frac{4\pi\zeta}{U_r} \dot{z} + \frac{4\pi^2}{U_r^2} z = \frac{2C_L}{\pi m^*}} \quad (3.46)$$

Na direção x , fica:

$$\boxed{\ddot{x} + \frac{4\pi\zeta}{U_r} \dot{x} + \frac{4\pi^2}{U_r^2} x = \frac{2C_D}{\pi m^*}} \quad (3.47)$$

onde C_D é o coeficiente de arrasto.

Identificando os coeficientes, segue a equação do movimento do cilindro rígido na forma adimensionalizada, nas direções z e x :

$$\ddot{z} + C_\zeta \dot{z} + C_k z = \frac{2C_L}{\pi m^*} \quad (3.48)$$

$$\ddot{x} + C_\zeta \dot{x} + C_k x = \frac{2C_D}{\pi m^*} \quad (3.49)$$

onde

$$m^* = \frac{m}{\frac{\pi}{4} \rho D^2 L}; \quad C_k = \frac{4\pi^2}{U_r^2}; \quad C_\zeta = \frac{4\pi\zeta}{U_r}; \quad U_r = \frac{U}{f_n D}; \quad C_L = \frac{F_z}{\frac{1}{2} \rho U^2 DL}; \quad C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2} \rho U^2 DL}$$

As Eqs. (3.48 e 3.49) são resolvidas utilizando-se as condições iniciais mostradas nas Eqs. (3.50 e 3.51), respectivamente.

$$z(0) = 0, \quad \dot{z}(0) = 0 \quad (3.50)$$

$$x(0) = 0, \quad \dot{x}(0) = 0 \quad (3.51)$$

O principal objetivo deste trabalho é reproduzir de forma numérica os experimentos realizados por Khalak e Williamson (1996), para 1 grau de liberdade e Jauvtis e Williamson (2004), para 2 graus de liberdade. Diante disso, os valores numéricos para razão de massa e razão de amortecimento são descritos abaixo.

$$1 \text{ grau de liberdade: } \begin{cases} m^* = 2,4 \\ \zeta = 5,42 \times 10^{-3} \end{cases} \quad (3.52)$$

$$2 \text{ graus de liberdade: } \begin{cases} m^* = 2,6 \\ \zeta = 4,24 \times 10^{-3} \end{cases} \quad (3.53)$$

Com esses valores e a velocidade reduzida, pode-se resolver as Eqs. (3.46 e 3.47) a cada instante de tempo com o valor de C_L resultante da solução numérica das equações governantes do escoamento.

No capítulo seguinte (Cap. 4), será mostrada a solução numérica das Eqs. (3.46 e 3.47) juntamente com suas condições iniciais (Eqs. 3.50 e 3.51). Lembrando ainda que estas equações são resolvidas simultaneamente com as equações governantes do escoamento (LES – Eq. 3.29).

3.3. Cálculo para frequência de vibração.

Para comparação da frequência de vibração do cilindro com o trabalho de Khalak e Williamson (1996), é preciso normalizá-la da mesma forma que os autores

fizeram, utilizando a frequência natural na água. Fazendo a FFT da série temporal do deslocamento do corpo, podemos obter a frequência adimensional, \bar{f} , apresentada na Eq. (3.54).

$$\bar{f} = \frac{fD}{U} \quad (3.54)$$

A seguir, combina-se a Eq. (3.54) com a expressão da velocidade reduzida,

$$U_r = \frac{U}{f_{na}D} \quad (3.55)$$

e obtém-se

$$U_r \bar{f} = \frac{f}{f_{na}} \quad (3.56)$$

Khalak e Williamson (1996) adimensionalizaram a frequência de vibração pela frequência natural em água. Multiplicando a equação anterior por $\frac{f_{na}}{f_{nw}}$ chega-se a

$$U_r \bar{f} \left(\frac{f_{na}}{f_{nw}} \right) = \frac{f}{f_{na}} \left(\frac{f_{na}}{f_{nw}} \right) \quad (3.57)$$

Dessa forma, na Eq. (3.56), chega-se a relação da frequência adimensionalizada utilizada por Khalak e Williamson (1996), f^* , e a frequência adimensionalizada utilizada neste trabalho, \bar{f} .

$$U_r \bar{f} \left(\frac{f_{na}}{f_{nw}} \right) = \frac{f}{f_{nw}} = f^* \quad (3.58)$$

Porém, ainda é preciso definir o valor da relação $\frac{f_{na}}{f_{nw}}$. Sabe-se que

$$f_{na} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (3.59)$$

e

$$f_{nw} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m+a}} \quad (3.60)$$

dessa forma, é possível obter essa relação de frequências, da seguinte forma:

$$\frac{f_{na}}{f_{nw}} = \sqrt{\frac{m+a}{m}} = \sqrt{\frac{\frac{m}{\rho\pi D^2 L/4} + \frac{a}{\rho\pi D^2 L/4}}{\frac{m}{\rho\pi D^2 L/4}}} \quad (3.61)$$

Através das relações da razão de massa

$$m^* = \frac{m}{\rho\pi D^2 L/4} \quad (3.62)$$

e do coeficiente de massa adicional para o cilindro

$$C_a = \frac{a}{\rho\pi D^2 L/4} \quad (3.63)$$

chega-se a Eq. (3.64)

$$\frac{f_{na}}{f_{nw}} = \sqrt{\frac{m^* + C_a}{m^*}} \quad (3.64)$$

Substituindo a Eq. (3.64) na Eq. (3.58), chega-se a seguinte Eq. (3.65):

$$f^* = \sqrt{\frac{m^* + C_a}{m^*}} U_r \bar{f} \quad (3.65)$$

Essa é a normalização utilizada para plotar e comparar os resultados numéricos obtidos com a frequência de vibração encontrada por Khalak e Williamson (1996) e por Jauvtis e Williamson (2004), conforme apresentado a seguir:

$$\text{Khalak e Williamson (1996) - 1 grau de liberdade: } \left. \begin{array}{l} m^* = 2,4 \\ C_a = 1,0 \end{array} \right\} f^* = 1,19 U_r \bar{f} \quad (3.66)$$

$$\text{Jauvtis e Williamson (2004) - 2 graus de liberdade: } \left. \begin{array}{l} m^* = 2,6 \\ C_a = 1,0 \end{array} \right\} f^* = 1,18 U_r \bar{f} \quad (3.67)$$

Capítulo 4 – Formulação Numérica

Wanderley e Levi (2002, 2003 2005), Wanderley et al. (2008) e Wanderley e Soares (2015) destacaram o método de diferenças finitas como uma ferramenta muito poderosa para estudar VIV em estruturas offshore. Segundo os autores, é um método versátil que permite uma identificação precisa e confiável das características do escoamento em todo o corpo, incluindo a intensidade, a localização e a frequência de vibração, investigando e caracterizando o fenômeno de VIV.

No trabalho atual, o método de diferenças finitas é utilizado para discretização da equação governante e o método de Runge-Kutta de terceira ordem é utilizado para a integração no tempo (Seção 4.1), o método de fronteiras imersas para impor condição de contorno sobre o corpo (Seção 4.2). A estratégia utilizada na seleção da malha cartesiana pode ser encontrada na Seção 4.3 e o algoritmo utilizado na Seção 4.4.

4.1. Solução das equações governantes aproximadas por diferenças finitas

Sabe-se que a equação do movimento adimensionalizada é resolvida simultaneamente com as equações governantes (LES), mostradas a seguir na sua forma tridimensional e aproximada por diferenças finitas (Eq. 4.1). Esta equação possui um termo de dissipação numérica que é apresentado na Eq. (4.2). As derivadas do vetor de fluxo não viscoso são aproximadas usando-se diferenças centradas de segunda ordem. As derivadas do vetor de fluxo viscoso são aproximadas utilizando-se diferenças regressivas de primeira ordem, como mostrado na Eq. (4.3).

$$Q_{i,j,k}^{n+1} = Q_{i,j,k}^n - \Delta t [\delta_x E_{i,j,k}^e + \delta_y F_{i,j,k}^e + \delta_z G_{i,j,k}^e - \nabla_x E_{i,j,k}^v - \nabla_y F_{i,j,k}^v - \nabla_z G_{i,j,k}^v] + D^{(4)} \quad (4.1)$$

onde,

$$D^{(4)} = -\Delta t \varepsilon_e \left((\nabla_x \Delta_x)^2 + (\nabla_y \Delta_y)^2 + (\nabla_z \Delta_z)^2 \right) Q_{i,j,k}^n \quad (4.2)$$

$$\begin{aligned}
\delta_x E_{i,j,k}^e &= \frac{E_{i+1,j,k}^e - E_{i-1,j,k}^e}{x_{i+1,j,k} - x_{i-1,j,k}}, \\
\delta_y F_{i,j,k}^e &= \frac{F_{i,j+1,k}^e - F_{i,j-1,k}^e}{y_{i,j+1,k} - y_{i,j-1,k}}, \\
\delta_z G_{i,j,k}^e &= \frac{G_{i,j,k+1}^e - G_{i,j,k-1}^e}{z_{i,j,k+1} - z_{i,j,k-1}}, \\
\nabla_x E_{i,j,k}^v &= \frac{E_{i,j,k}^v - E_{i-1,j,k}^v}{x_{i+1,j,k} - x_{i-1,j,k}}, \\
\nabla_y F_{i,j,k}^v &= \frac{F_{i,j,k}^v - F_{i,j-1,k}^v}{y_{i,j+1,k} - y_{i,j-1,k}}, \\
\nabla_z G_{i,j,k}^v &= \frac{G_{i,j,k}^v - G_{i,j,k-1}^v}{z_{i,j,k+1} - z_{i,j,k-1}}
\end{aligned} \tag{4.3}$$

As derivadas espaciais dentro dos vetores de fluxo viscosos são aproximadas por diferenças progressivas de primeira ordem, conforme Eqs. (4.4 a 4.8).

$$E_v = \frac{(1 + \mu_{sgs})}{\text{Re}} \begin{Bmatrix} 0 \\ 2\Delta_x u \\ \hat{\delta}_y u + \Delta_x v \\ \hat{\delta}_z u + \Delta_x w \end{Bmatrix}, \quad F_v = \frac{(1 + \mu_{sgs})}{\text{Re}} \begin{Bmatrix} 0 \\ \Delta_y u + \hat{\delta}_x v \\ 2\Delta_y v \\ \hat{\delta}_z v + \Delta_y w \end{Bmatrix}, \quad G_v = \frac{(1 + \mu_{sgs})}{\text{Re}} \begin{Bmatrix} 0 \\ \Delta_z u + \hat{\delta}_x w \\ \Delta_z v + \hat{\delta}_y w \\ 2\Delta_z w \end{Bmatrix} \tag{4.4}$$

onde

$$\begin{aligned}
\Delta_x u &= \frac{u_{i+1,j,k} - u_{i,j,k}}{x_{i+1,j,k} - x_{i,j,k}}, \quad \Delta_y u = \frac{u_{i,j+1,k} - u_{i,j,k}}{y_{i,j+1,k} - y_{i,j,k}}, \quad \Delta_z u = \frac{u_{i,j,k+1} - u_{i,j,k}}{z_{i,j,k+1} - z_{i,j,k}}, \\
\Delta_x v &= \frac{v_{i+1,j,k} - v_{i,j,k}}{x_{i+1,j,k} - x_{i,j,k}}, \quad \Delta_y v = \frac{v_{i,j+1,k} - v_{i,j,k}}{y_{i,j+1,k} - y_{i,j,k}}, \quad \Delta_z v = \frac{v_{i,j,k+1} - v_{i,j,k}}{z_{i,j,k+1} - z_{i,j,k}}, \\
\Delta_x w &= \frac{w_{i+1,j,k} - w_{i,j,k}}{x_{i+1,j,k} - x_{i,j,k}}, \quad \Delta_y w = \frac{w_{i,j+1,k} - w_{i,j,k}}{y_{i,j+1,k} - y_{i,j,k}}, \quad \Delta_z w = \frac{w_{i,j,k+1} - w_{i,j,k}}{z_{i,j,k+1} - z_{i,j,k}},
\end{aligned} \tag{4.5}$$

$$\begin{aligned}
\hat{\delta}_y u &= \left(\frac{u_{i,j+1,k} - u_{i,j-1,k}}{x_{i,j+1,k} - x_{i,j-1,k}} + \frac{u_{i+1,j+1,k} - u_{i+1,j-1,k}}{x_{i+1,j+1,k} - x_{i+1,j-1,k}} \right) / 2, \\
\hat{\delta}_z u &= \left(\frac{u_{i,j,k+1} - u_{i,j,k-1}}{x_{i,j,k+1} - x_{i,j,k-1}} + \frac{u_{i+1,j,k+1} - u_{i+1,j,k-1}}{x_{i+1,j,k+1} - x_{i+1,j,k-1}} \right) / 2,
\end{aligned} \tag{4.6}$$

$$\hat{\delta}_x v = \left(\frac{v_{i+1,j,k} - v_{i-1,j,k}}{y_{i+1,j,k} - y_{i-1,j,k}} + \frac{v_{i+1,j+1,k} - v_{i-1,j+1,k}}{y_{i+1,j+1,k} - y_{i-1,j+1,k}} \right) / 2, \quad (4.7)$$

$$\hat{\delta}_z v = \left(\frac{v_{i,j,k+1} - v_{i,j,k-1}}{y_{i,j,k+1} - y_{i,j,k-1}} + \frac{v_{i,j+1,k+1} - v_{i,j+1,k-1}}{y_{i,j+1,k+1} - y_{i,j+1,k-1}} \right) / 2,$$

$$\hat{\delta}_x w = \left(\frac{w_{i+1,j,k} - w_{i-1,j,k}}{z_{i+1,j,k} - z_{i-1,j,k}} + \frac{w_{i+1,j,k+1} - w_{i-1,j,k+1}}{z_{i+1,j,k+1} - z_{i-1,j,k+1}} \right) / 2, \quad (4.8)$$

$$\hat{\delta}_y w = \left(\frac{w_{i,j+1,k} - w_{i,j-1,k}}{z_{i,j+1,k} - z_{i,j-1,k}} + \frac{w_{i,j+1,k+1} - w_{i,j-1,k+1}}{z_{i,j+1,k+1} - z_{i,j-1,k+1}} \right) / 2,$$

Desta forma, a combinação de diferenças regressivas e progressivas resulta em uma aproximação centrada de segunda ordem para as derivadas segundas dos termos difusivos (viscosos) das equações governantes.

A Eq. (4.2) é referente ao termo de dissipação numérica, introduzido na aproximação por diferenças finitas das equações governantes (LES). A seguir, será mais detalhado o esquema centrado e a dissipação numérica.

4.1.1. Esquema centrado e a dissipação numérica

Um esquema *upwind* é um esquema que respeita o sentido de propagação das informações do escoamento, ou seja, é um esquema em que as derivadas são aproximadas usando-se diferenças *one-sided*, segundo as velocidades características do escoamento. Por outro lado, um esquema centrado não leva em consideração as velocidades características. Os esquemas *upwind* possuem implicitamente um termo de dissipação numérica e nos esquemas centrados é necessário adicionar explicitamente um termo de dissipação numérica para garantir a estabilidade do esquema.

Um esquema centrado não muda a natureza do fenômeno, já um esquema *upwind*, por exemplo, modifica a natureza do fenômeno por possuírem implicitamente um termo de dissipação numérica. Em problemas não-lineares ocorre o cascadeamento de frequência, onde frequências maiores são geradas a partir de frequências menores. Se a malha computacional não for suficientemente refinada não consegue resolver as frequências altas, provocando instabilidade. Este problema pode ser eliminado introduzindo-se viscosidades numéricas (ε).

Outra forma de resolver o problema é usar métodos de ordem mais elevada, pois é mais eficiente para capturar altas frequências, sem precisar refinar muito a malha.

Caso seja utilizado um método de ordem inferior deve-se refinar mais a malha para conseguir capturar as altas frequências do escoamento (Tannehill et. al., 1997).

Com relação à dissipação numérica, ela pode ser benéfica para resolução de problemas com comportamento não linear, ou seja, com cascadeamento de frequência. O quanto adicionar de dissipação numérica depende do fenômeno. Segundo Lomax et al. (2001), a dissipação numérica é necessária para diminuir as instabilidades do esquema numérico. Porém, o autor demonstrou que as derivadas pares presentes no termo de dissipação numérica funcionam como um amortecimento na resposta do sistema, podendo ocasionar um erro de amplitude.

Por isso, como regra geral, coloca-se o mínimo suficiente de dissipação numérica para diminuir as instabilidades e resolver o problema de forma satisfatória. Neste trabalho, foi utilizado o esquema centrado com dissipação numérica ($\varepsilon \times \frac{d^4 f}{dx^4}$) e viscosidade numérica, $\varepsilon = 1,0$.

Almeida (2019) fez um estudo sobre a dissipação numérica e observou que à medida que a viscosidade numérica aumenta, o pico de amplitude se desloca para baixo e para a esquerda. Ou seja, segundo o autor, o *upper branch* acontece cada vez mais cedo e com uma intensidade menor. O autor ainda observou que o *lower branch* também sofre influência da dissipação numérica, mesmo que pouca.

4.1.2. Runge-Kutta de 3ª ordem

Tannehill (1997) comenta que um sistema de equações diferenciais ordinárias é inerentemente estável quando a sua solução homogênea é limitada quando o tempo tende a infinito. A condição necessária para que um sistema de equações diferenciais ordinárias seja estável é que a parte real de todos os seus autovalores seja não positiva. Equações modelos de difusão e convecção são inerentemente estáveis, pois a parte real de seus autovalores não é positiva.

Analisando agora a estabilidade dos métodos numéricos, é importante que o método de marcha no tempo utilizado possua boa estabilidade para resolver tanto equações de convecção como as de difusão. Neste contexto, foi feito um estudo para utilização do melhor método a ser aplicado.

O método de Runge-Kutta de 3ª ordem é bom para resolver o problema de difusão e bom para o problema de convecção. Sendo assim, neste trabalho, utiliza-se o

método de Runge-Kutta de 3ª ordem para integração no tempo da equação governante, conforme é apresentado na Eq. (4.9).

$$\begin{aligned}
 \tilde{\bar{Q}}_{i,j,k}^{n+1/3} &= \bar{Q}_{i,j,k}^n + \frac{\Delta t}{3} \left(\frac{\partial \bar{Q}}{\partial t} \right)_{i,j,k}^n \\
 \hat{\bar{Q}}_{i,j,k}^{n+1/2} &= \bar{Q}_{i,j,k}^n + \frac{\Delta t}{2} \left(\frac{\partial \tilde{\bar{Q}}}{\partial t} \right)_{i,j,k}^{n+1/3} \\
 \bar{Q}_{i,j,k}^{n+1} &= \bar{Q}_{i,j,k}^n + \Delta t \left(\frac{\partial \hat{\bar{Q}}}{\partial t} \right)_{i,j,k}^{n+1/2}
 \end{aligned} \tag{4.9}$$

onde i, j e k são os índices espaciais e n é o índice temporal.

4.2. Método de Fronteiras Imersas (MFI) para condição de contorno sobre o corpo

O Método de Fronteiras Imersas (MFI) foi proposto inicialmente por Charles S. Peskin (2002), para ser utilizado principalmente em sistemas circulatórios e cardíacos. Esse método pode ser classificado em duas classes distintas: a primeira trata de fronteiras imersas móveis e é adequado para problemas de interação entre fluido e estrutura, e a segunda enfoca as fronteiras imersas complexas e estáticas. Ou seja, as condições de contorno na superfície do corpo não são impostas diretamente e sim com a adição de um termo forçante na equação que modela o escoamento.

Góis (2007) apresenta uma descrição detalhada das vantagens e desvantagens da utilização do MFI e explica que o método é muito utilizado quando se deseja estudar a interação entre fluido e estrutura. A autora explica que uma malha cartesiana de boa qualidade com interseção com as fronteiras imersas é razoavelmente simples de ser gerada, mesmo para geometrias complexas ou corpos em movimento. A autora descreve que um dos motivos da malha cartesiana ser mais atrativa do que outras malhas é quando há necessidade de alto refinamento local nas malhas. A principal desvantagem do método é o tamanho da malha cartesiana, ou seja, o número total de pontos ou células cresce mais rapidamente com o aumento do número de Reynolds do que no caso em que se utilizam malhas que se adaptam a forma do corpo.

Do ponto de vista conceitual, a ideia central contida no método consiste em modelar a presença das interfaces imersas no escoamento, não pela imposição direta de

condições de contorno sobre as fronteiras sólidas, mas avaliando-se adequadamente o campo de forças que estas interfaces produzem no fluido e introduzindo-se o resultado no termo fonte das equações de Navier-Stokes (Bornschlegell, 2008). O autor analisou o desempenho do MFI alterando-se o ajuste de alguns parâmetros de simulação, tais como: número de pontos das malhas, o tamanho do domínio computacional, a magnitude do passo de tempo e os esquemas de interpolação, entre outros.

Considerando a condição de não-escorregamento, é sabido que o fluido faz uma força tangencial na superfície da fronteira que está imersa. Essa força tangencial é conhecida como cisalhamento. Pela 3ª Lei de Newton, a superfície do corpo também faz uma força tangencial (cisalhamento) de sinal oposto no fluido, fazendo com que a velocidade do fluido na superfície do corpo seja aproximada por zero, para efeitos numéricos.

Petri (2010) propõe uma melhoria na precisão do método baseada na minimização da distância entre a condição de contorno exata e aproximada, no sentido de mínimos quadrados. Além disso, na solução numérica de sistemas lineares envolvendo escoamentos incompressíveis de fluidos viscosos com fronteiras imersas, a autora demonstra o desenvolvimento de uma ferramenta paralela eficiente. Uma revisão de aproximação de primeira ordem e de ordens maiores é apresentada em seu texto.

De acordo com a autora, se um conjunto de forças for aplicado ao fluido este pode se comportar como se estivesse passando por um objeto, ou seja, o efeito de certas condições de contorno pode ser modelado pela aplicação de uma força externa, ao invés de se especificar parâmetros para o contorno. Com isso, a autora descreve que o MFI simula um escoamento em um objeto utilizando um domínio simples, com uma malha regular e impondo forças que caracterizam a fronteira do objeto, ou mais especificamente para este estudo, um cilindro. Daí a função de distribuição delta de Dirac apresentada no trabalho de Peskin (2002).

Além disso, Petri (2010) ainda comenta sobre possíveis alternativas para o método, incluindo o método de interfaces imersas, que evita o uso da distribuição delta de Dirac para definir os termos forçantes, obtendo assim, maior ordem de precisão. A autora ainda apresenta em seu trabalho resultados obtidos com aproximações de primeira ordem, aproximações de maior ordem, além de resultados para escoamentos ao redor de cilindros circulares, para $Re = 100$.

No trabalho atual, a condição de contorno de não-deslizamento é imposta usando o Método de Fronteira Imersa. As forças são aplicadas somente nos pontos da malha próximos à superfície do corpo, através da reconstrução das propriedades do escoamento por interpolação linear, de acordo com o trabalho de Peskin (2002). Na Fig. 4.1, é apresentada a geometria de interpolação utilizada pelo Método de Fronteiras Imersas, adotado neste trabalho.

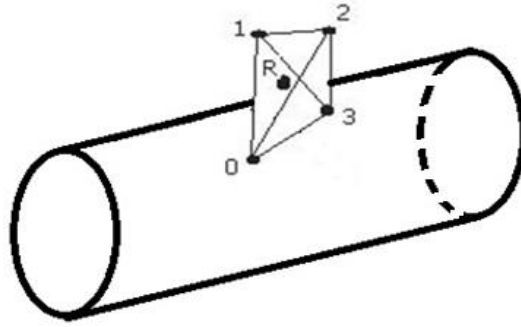


Figura 4.1: Geometria de interpolação

Para obtenção das propriedades de reconstrução do corpo é construída uma pirâmide da seguinte forma: O ponto mais próximo da superfície do corpo é ligado perpendicularmente a um ponto na própria superfície do corpo. A partir daí constrói-se uma pirâmide cuja altura é maior (duas vezes) que o tamanho da distância do ponto de reconstrução ao cilindro. Com isso, garante-se que o ponto de reconstrução está dentro de uma pirâmide.

As propriedades do campo do escoamento nos pontos 1, 2 e 3 são conhecidas, pois são computadas no solver por interpolação linear com os pontos mais próximos. Já as propriedades no ponto 0 (zero), na superfície do corpo, é imposta de forma a satisfazer a condição de não-deslizamento na superfície do corpo. Por exemplo, as forças adicionadas na equação da quantidade de movimento (no ponto R) são computadas de acordo com a Eq. (4.10).

$$F_x = \rho \frac{u_R - u}{\Delta t} \quad \text{ou} \quad F_z = \rho \frac{w_R - w}{\Delta t} \quad (4.10)$$

Nessa equação, u_R é a velocidade reconstruída e u é a velocidade obtida pelo solver no processo iterativo. De modo que:

$$u_R = ax_R + by_R + cz_R + d \quad (4.11)$$

onde os coeficientes a , b , c e d são obtidos pela solução do sistema de equações lineares mostrado na Eq. (4.12).

$$\begin{aligned}ax_1 + by_1 + cz_1 + d &= u_1 \\ax_2 + by_2 + cz_2 + d &= u_2 \\ax_3 + by_3 + cz_3 + d &= u_3 \\ax_0 + by_0 + cz_0 + d &= u_0\end{aligned}\tag{4.12}$$

onde $u_0 = u_c$ (velocidade do corpo) é a condição de não escorregamento na superfície do cilindro.

Obtidos os coeficientes (a , b , c e d), calcula-se a propriedade no ponto de reconstrução, utilizando-se a Eq. (4.11).

4.3. Malha computacional cartesiana

Ao estudar o escoamento ao redor de geometrias mais complexas, o uso de coordenadas generalizadas permite a utilização de malhas computacionais não uniformes adaptadas ao contorno do corpo que facilitam muito a implementação de condições de contorno.

Saltara (2003) utilizou o Método de Vórtice Discreto de Lagrange. Esse método emprega uma malha móvel composta de partículas portadoras de vorticidade, o vórtice discreto, e a equação de transporte de vorticidade pode ser resolvida pelo rastreamento do movimento dessas partículas. Conforme explica o autor, como não há malha fixa, o método é adequado para simulação do movimento do escoamento ao redor de múltiplos corpos em movimento.

Wanderley et al. (2008) utilizaram um gerador de malha localmente ortogonal à superfície do corpo para facilitar a implementação da condição de contorno no corpo. Para concentrar o máximo de pontos, na região da esteira atrás do cilindro e na superfície do corpo, os autores utilizam um *stretching* exponencial nas direções circunferenciais e radiais. Em cada passo de tempo, a malha computacional é regerada após o deslocamento do corpo, porém o contorno externo é mantido fixo.

No presente trabalho, um gerador de malha computacional cartesiana é utilizado para discretizar o domínio físico tridimensional em uma malha com $400 \times 200 \times 400$

pontos ao redor do cilindro, que possui uma razão de aspecto, $L/D = 5,0$. O domínio computacional foi definido da seguinte forma:

- direção x : $60D$ a jusante e $60D$ a montante do centro do cilindro.
- direção y : $5D$ na direção do cilindro.
- direção z : $120D$ acima e $120D$ abaixo do centro do cilindro.

Próximo à superfície do cilindro e na região da formação da esteira, a malha é bem refinada, de forma a capturar com eficiência os efeitos viscosos do escoamento, conforme é apresentado nas Figs. 4.2 e 4.3. Nas regiões afastadas do cilindro, as propriedades do escoamento sofrem pequenas variações, de modo que não há necessidade de maiores refinamentos nessa região.

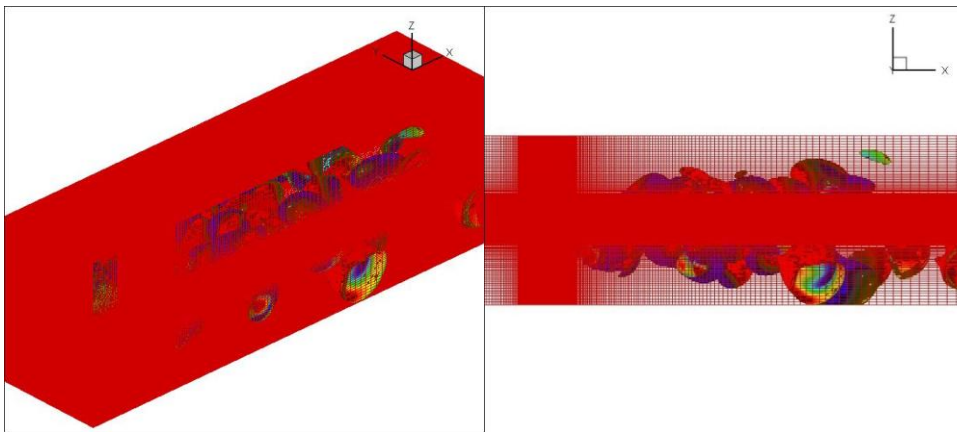


Figura 4.2: Malha computacional em 3D e 2D (plano xz).

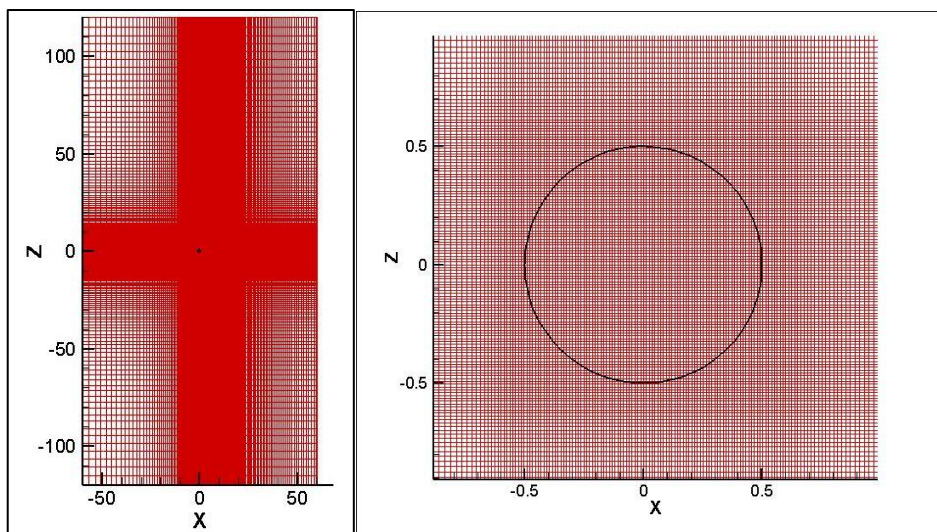


Figura 4.3: Malha computacional gerada ao redor do corpo, visualizada no plano.

Em uma malha cartesiana, os pontos ficam mais bem distribuídos quando comparados com os pontos da malha curvilínea. Além disso, é possível refinar a malha em regiões de maior interesse no escoamento, como, por exemplo, na região de esteira formada atrás do corpo. Nesse caso, devido à utilização da malha cartesiana, consegue-se também reduzir o custo computacional.

Quando o cilindro está livre para se mover (VIV) a malha deve se deformar junto com movimento do corpo, evitando um esforço computacional desnecessário. Sendo assim, a malha acompanha o movimento do corpo. Portanto, a malha é deformada com o auxílio de uma função F , onde o seu valor em um determinado ponto multiplicado pelo deslocamento do corpo fornece o deslocamento desse ponto. A função F é definida na Eq. (4.13) de forma a oferecer uma deformação mais suave de modo que, quando r (distância que parte do centro do corpo até a extremidade da malha) se aproxima da fronteira externa, a deformação se aproxima de zero, conforme Fig. 4.4. De acordo com Avalos (2016):

$$F = \begin{cases} 1 & , r \leq r_1 \\ 1 + \cos(8\alpha) & , r_1 \leq r \leq r_2 \\ 0 & , r_2 \leq r \end{cases} \quad (4.13)$$

onde

$$\alpha = \frac{\pi}{16} \left(1 + \frac{r - r_1}{r_2 - r_1} \right) \quad (4.14)$$

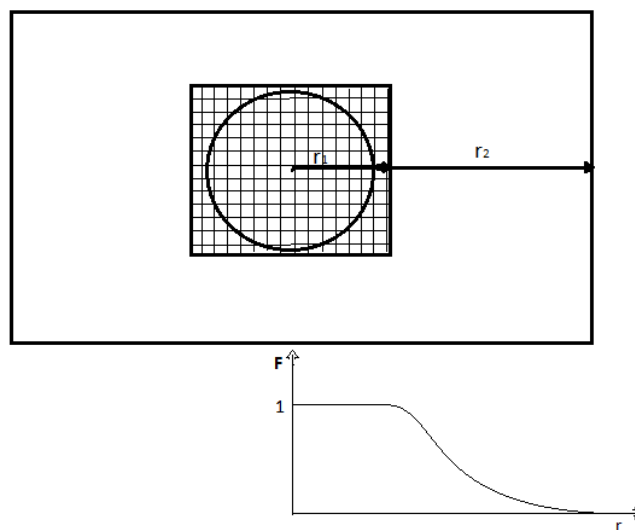


Figura 4.4 – Função F para a deformação da malha computacional

Na paralelização do código computacional, a malha é dividida em fatias e cada fatia é superposta na vizinhança de forma que o contorno de um lado corresponde ao ponto interior do outro. Cada fatia é resolvida pelos diferentes nós no cluster usando o MPI (*message passing interface*). No total, são utilizados 40 núcleos de processamento de 2 nós com processadores Intel®XeonE5-2620@2.00Ghz. Entre sucessivas iterações, as fatias se comunicam com a vizinhança para atualização da condição de contorno. O software utilizado para programação foi o Fortran 90.

4.4. Algoritmo para solução do problema

Conforme apresentado anteriormente (Fig. 3.1), o cilindro de massa (m), lateralmente apoiado pela mola (k) e amortecimento (ζ), imersos em um escoamento uniforme é livre para oscilar nas direções transversal (direção z) e longitudinal (direção x) do escoamento incidente. A posição do cilindro e a velocidade são obtidas pela solução numérica das equações do movimento (Eqs. 3.48 e 3.49), já apresentada no capítulo anterior. Os coeficientes de sustentação e de arrasto são obtidos pela integração da pressão e tensão friccional na superfície do corpo, obtido na solução numérica da equação governante do escoamento (LES).

A equação do movimento do cilindro (normalizada) é resolvida simultaneamente com as equações governantes do escoamento (LES) para o cálculo do deslocamento e velocidade do corpo. Os métodos de segunda ordem de Lax-Wendroff (Eqs. 4.15 e 4.16) e de Euler (Eqs. 4.17 e 4.18) são utilizados para calcular a posição e a velocidade do cilindro, respectivamente. Após mudança na posição do corpo (cilindro em movimento) em cada passo de tempo, as equações governantes do escoamento são resolvidas para obter o campo de escoamento ao redor do corpo para sua posição e velocidade atualizadas.

$$\text{Lax-Wendroff (direção } z\text{): } z^{n+1} = z^n + \dot{z}^n \Delta t + \frac{1}{2} \ddot{z}^n \Delta t^2 \quad (4.15)$$

$$\text{Lax-Wendroff (direção } x\text{): } x^{n+1} = x^n + \dot{x}^n \Delta t + \frac{1}{2} \ddot{x}^n \Delta t^2 \quad (4.16)$$

$$\text{Euler (direção } z\text{): } \dot{z}^{n+1} = \dot{z}^n + \ddot{z}^n \Delta t \quad (4.17)$$

$$\text{Euler (direção } x\text{): } \dot{x}^{n+1} = \dot{x}^n + \ddot{x}^n \Delta t \quad (4.18)$$

onde

$$\ddot{z}^n = \frac{2C_L}{\pi m^*} - C_\zeta \dot{z}^n - C_k z^n \quad (3.48)$$

$$\ddot{x}^n = \frac{2C_D}{\pi m^*} - C_\zeta \dot{x}^n - C_k x^n \quad (3.49)$$

As equações adimensionalizadas do movimento do corpo (Eqs. 3.48 e 3.49) juntamente com as condições iniciais (Eqs. 3.50 e 3.51) são resolvidas simultaneamente com as equações governantes do escoamento (LES), para o cálculo da velocidade do corpo (\dot{z} e \dot{x} - necessária para imposição da condição de não escorregamento) e a posição do cilindro (z e x - necessária para posicionar o corpo na sua nova posição e regeneração da malha).

Resumindo, a seguir é apresentado o algoritmo utilizado neste trabalho:

- 1 – Resolve a equação do escoamento (LES) para obter distribuição de p e \vec{V} ;
- 2 – Integra a tensão viscosa e a pressão na superfície do corpo;
- 3 – Obtém a força de sustentação (F_L e F_D);
- 4 – Substitui as forças de sustentação e de arrasto nas equações do movimento;
- 5 – De forma simultânea utilizam-se os métodos de Lax-Wendroff e Euler para cálculos de velocidade e posição instantânea do cilindro;
- 6 – Integra z e x (posição do cilindro) e \dot{z} e \dot{x} ;
- 7 – Impõe as condições de contorno. Com z e x desloca-se o cilindro e atualiza a malha e com a velocidade (\dot{z} e \dot{x}) impõe a condição de contorno de não-escorregamento na superfície do corpo;
- 8 – Resolve a equação do movimento adimensionalizada juntamente com a equação governante (LES).

Capítulo 5 – Validação do código numérico

No capítulo atual, é apresentada validação do código numérico, utilizando o cilindro fixo. Inicialmente foram obtidos resultados para um cilindro fixo utilizando cinco diferentes números de Reynolds: para escoamento laminar ($Re = 40, 100$ e 200) e para escoamento turbulento ($Re = 500$ e 1000). Para os cinco casos as equações de continuidade e quantidade de movimento foram resolvidas. Para os dois casos turbulentos a Simulação das Grandes Escalas de Turbulência (LES) foi implementada.

5.1 - Cilindro fixo para $Re = 40$:

Na Fig. 5.1, utilizando o *software* TecPlot, é plotada a distribuição de pressão em um mapa de cores próximo à superfície do cilindro, para $Re = 40$. Nota-se que no bordo de ataque, onde ocorre o ponto de estagnação, o coeficiente de pressão é positivo (coloração vermelha) e no bordo de fuga é negativo (coloração azul).

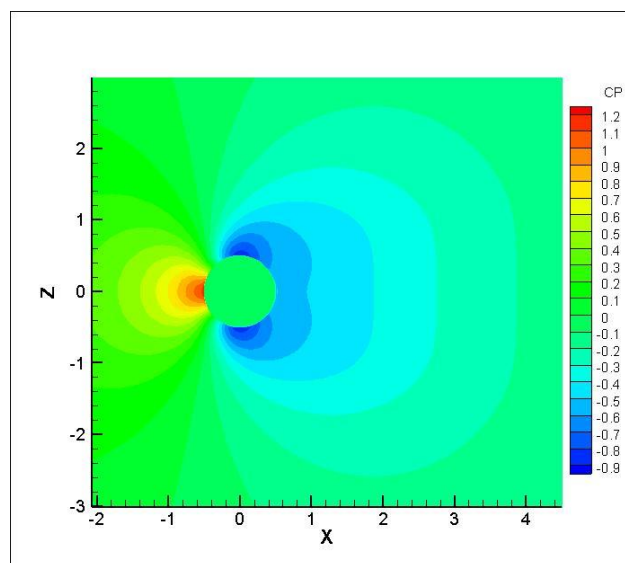


Figura 5.1 - Distribuição de pressão próxima à superfície do cilindro.

Foi possível também obter o coeficiente de pressão em diferentes pontos na superfície do corpo. Pela Fig. 5.2, é possível observar alguns dos pontos utilizados.

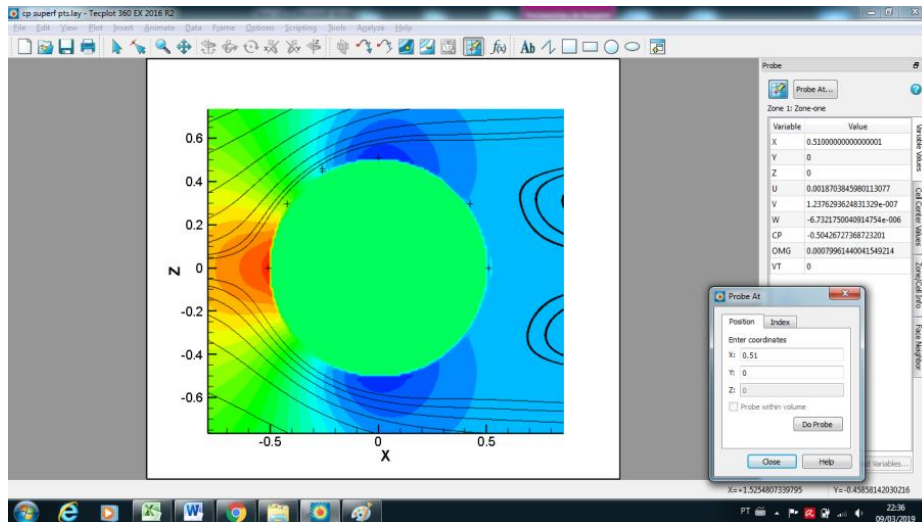


Figura 5.2 – Coeficiente de pressão em diferentes pontos na superfície do corpo.

É apresentado na Fig. 5.3 a comparação da distribuição de pressão na superfície do corpo entre a obtida no presente trabalho, a obtida numericamente por Wanderley et al. (2008), Wanderley e Levi (2005), Grove et al. (1964), Rengel e Sphaier (1999) e os resultados experimentais obtidos por Tritton (1959). Para esse caso, os resultados apresentados neste trabalho são equivalentes com os resultados encontrados na literatura.

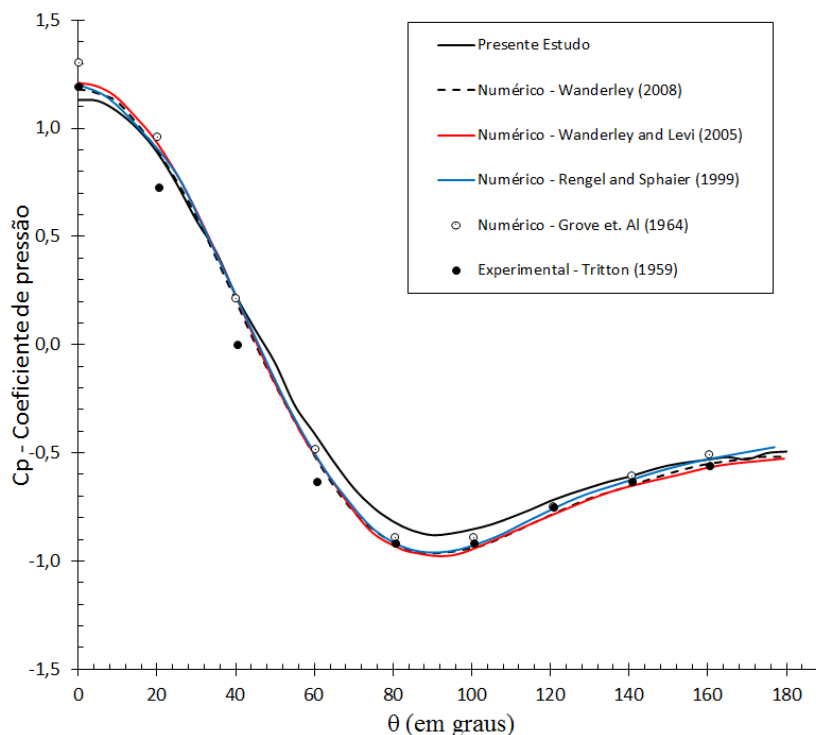


Figura 5.3 - Distribuição de pressão ao longo da superfície do corpo, para $Re = 40$.

Observada a distribuição de pressão próxima á superfície do corpo, torna-se importante analisar também como se comporta a velocidade do escoamento ao redor do mesmo. A seguir, na Fig. 5.4 podem ser observadas as linhas de corrente do escoamento ao redor do cilindro, para $Re = 40$. Nota-se a presença dos vórtices estacionários devido à separação da camada limite causada pelo intenso gradiente adverso de pressão sobre o cilindro, fenômeno característico deste número de Reynolds. Esses resultados estão de acordo com outros resultados encontrados na literatura (Wanderley e Levi, 2002; Wanderley e Levi, 2003; Wanderley e Levi, 2005; Wanderley et al., 2008).

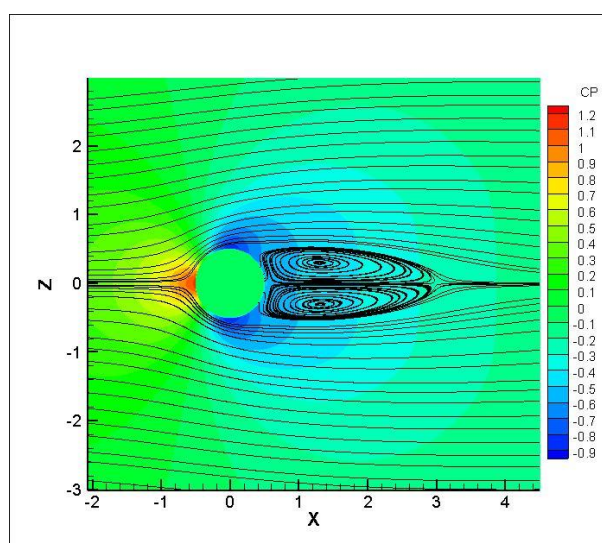


Figura 5.4 – Linhas de corrente ao redor do cilindro, para $Re = 40$.

Na Tabela 5.1, são apresentados os valores para o coeficiente de arrasto e para algumas características dimensionais dos vórtices estacionários no bordo de fuga do cilindro, para número de Reynolds igual a 40. As dimensões obtidas neste trabalho estão de acordo com os resultados experimentais obtidos por Constanceau e Bouard (1977) e numéricos obtidos por Rengel e Sphaier (1999) e por Wanderley et al. (2008).

Tabela 5.1: Resultados obtidos, para $Re = 40$.

Referências	C_d	L/D	a/D	b/D	θ_s	Observação
Tritton (1959)	1,57	-	-	-	-	Experimental
Constanceau e Bouard (1977)	-	2,13	0,76	0,59	53,5	Experimental
Rengel e Sphaier (1999)	1,61	2,23	0,72	0,58	54,1	FVM 180×160
Wanderley et. Al. (2008)	1,56	2,29	0,73	0,60	53,8	FDM 200×200
Silva (2019)	1,83	2,20	0,72	0,60	53,6	FVM ($200 \times 200 \times 200$)
Estudo atual	1,88	2,37	0,78	0,59	53,3	FDM $400 \times 200 \times 400$

Para melhor compreensão, na Fig. 5.5 são apresentadas as definições das dimensões informadas na Tabela 5.1. Onde D é o diâmetro do cilindro, a é a distância entre o bordo de fuga e o centro do vórtice, b é a distância entre os centros dos vórtices, L é o comprimento longitudinal do vórtice e θ_s é o ângulo em relação à horizontal em que ocorre o ponto de separação da camada limite.

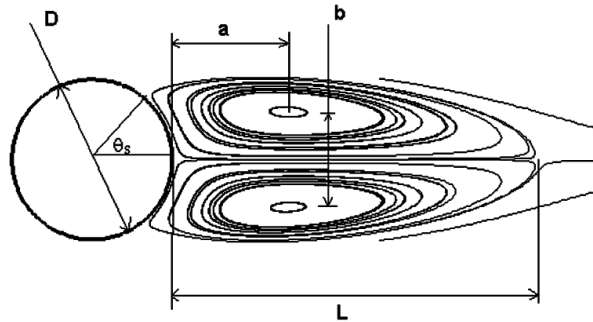


Figura 5.5 – Definições das dimensões dos vórtices no bordo de fuga do cilindro, para $Re = 40$.

Na Fig. 5.6, são apresentados alguns resultados obtidos para o número de Reynolds igual a 40. É ilustrada a série temporal dos coeficientes de sustentação e arrasto. O coeficiente de arrasto médio é igual a 1,88 e o coeficiente de sustentação é igual a 0,0.

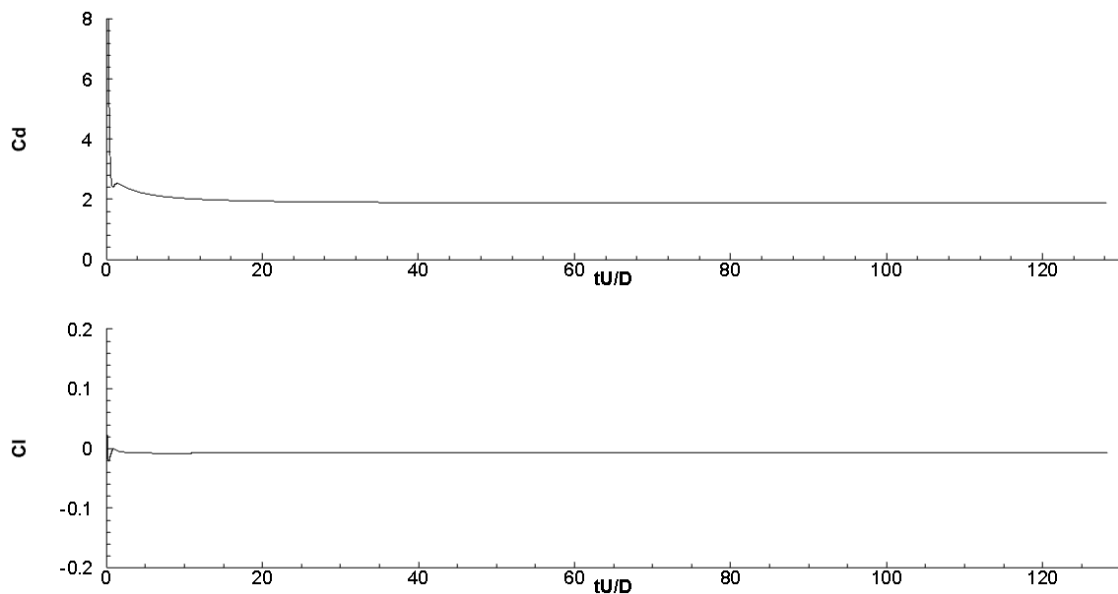


Figura 5.6 – Série temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação, para $Re = 40$.

5.2 - Cilindro fixo para $Re = 100$:

Na Fig. 5.7, observa-se a iso-superfície para $Q = 0,002$ (Q-critério) e o contorno de vorticidade (módulo) ao redor do cilindro e na esteira de von Kármán atrás do corpo, para $Re = 100$. As estruturas da região de vorticidade são visualizadas utilizando o critério-Q, apresentado por Haller (2005). Conforme relata o autor, há vórtices quando a norma Euclidiana do tensor vorticidade é maior do que a norma Euclidiana do tensor taxa de deformação. Por essa razão, o valor Q deve ser positivo. Neste trabalho, $Q = 0,002$. De acordo com Vitola (2006), a utilização desse critério permite fazer uma análise confiável e uma correta detecção das estruturas dos vórtices, sendo importante para uma boa compreensão da dinâmica da turbulência.

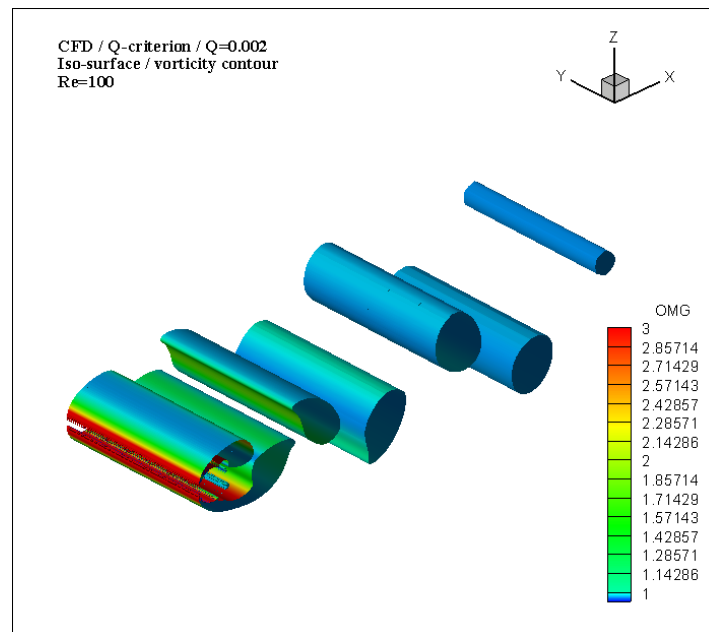


Figura 5.7: Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade, para $Re = 100$.

Observa-se uma esteira de vórtices essencialmente bidimensional. É possível notar dois vórtices desprendidos de forma alternada, um com vorticidade negativa e outro com vorticidade positiva. O campo de vorticidade (em módulo) é apresentado pelo mapa de cores. A cor vermelha indica maior intensidade do módulo da vorticidade e a cor azul indica menor intensidade do módulo da vorticidade.

Na Fig. 5.8, as estruturas foram visualizadas usando o critério-Q (0,002). É apresentado de forma bidimensional (plano xy) o mapa de cores do módulo da vorticidade na esteira de von Kármán a jusante do cilindro. Na imagem da esquerda a vista é inferior e na imagem da direita é a vista de topo.

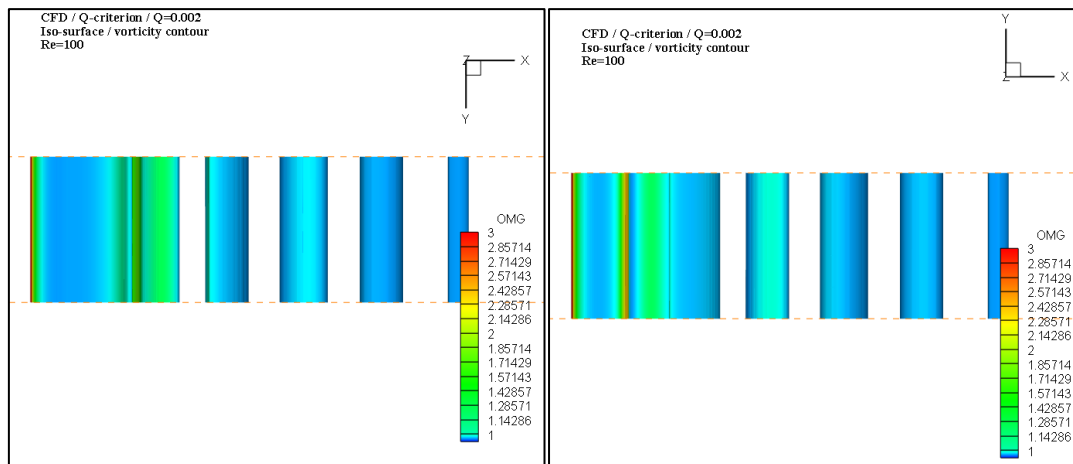


Figura 5.8: Iso-superfície do critério-Q, no plano xy , para $Re = 100$: vista inferior (imagem da esquerda) e vista de topo (imagem da direita).

Nota-se, que o desprendimento de vórtices é essencialmente paralelo e bidimensional. O escoamento ainda é laminar e não possui instabilidades. A vorticidade na esteira é baixa e isso pode ser justificado pelo alto efeito difusivo que ocorre em escoamentos com números de Reynolds menores.

Nas Figs. 5.9 e 5.10, são apresentados os resultados obtidos para número de Reynolds igual a 100. É apresentada a série temporal dos coeficientes de arrasto e sustentação e a FFT da série temporal do coeficiente de sustentação. No regime de oscilação estável, o coeficiente de arrasto médio é igual a 1,74 e o coeficiente de sustentação máximo é igual a 0,32. Foi obtido o r.m.s (*root mean square* – raiz quadrada da média aritmética dos quadrados dos valores) da sustentação (r.m.s = 0,23). Foi feita também a Transformada Rápida de Fourier (FFT) da série temporal da sustentação, chegando-se ao número de Strouhal igual a 0,165. Esses resultados estão de acordo com os resultados encontrados na literatura (Wanderley e Levi, 2002, 2003, 2005; Wanderley et al., 2008).

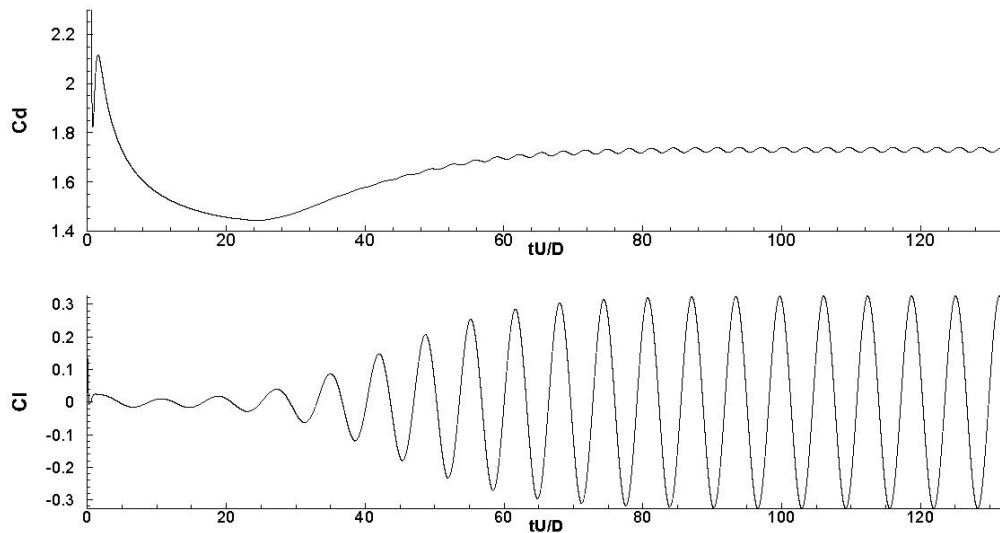


Figura 5.9 – Série temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação, para $Re = 100$.

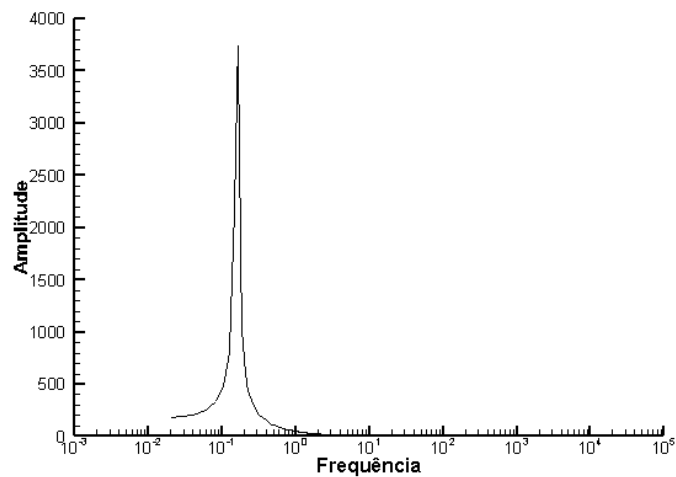


Figura 5.10 – FFT da série temporal do coeficiente de sustentação, para $Re = 100$.

5.3 - Cilindro fixo para $Re = 200$:

Na Fig. 5.11, nota-se a esteira de von Kármán a jusante do cilindro, para $Re = 200$. Mais uma vez, as estruturas foram visualizadas usando o critério-Q (0,002), apresentado por Haller (2005). O mapa de cores do módulo da vorticidade é apresentado. A cor vermelha indica maior intensidade do módulo da vorticidade e a cor azul indica menor intensidade do módulo da vorticidade.

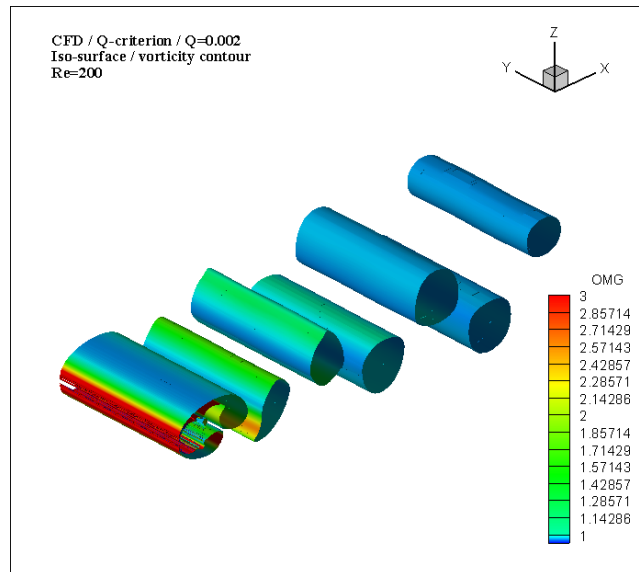


Figura 5.11: Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade, para $Re = 200$.

É possível notar dois vórtices desprendidos de forma alternada, um com vorticidade negativa e outro com vorticidade positiva. Além disso, nota-se que os vórtices próximos ao cilindro possuem formato elíptico, semelhante aos observados por Williamson (1997) e por Thompson (2001), que nomearam de instabilidade elíptica.

Na Fig. 5.12, é ilustrada de forma bidimensional (plano xz) o contorno de vorticidade (módulo) na esteira de von Kármán a jusante do cilindro. Na imagem da esquerda observa-se o contorno de vorticidade ao longo de toda a esteira e na imagem da direita é focalizado o contorno de vorticidade próximo ao cilindro.

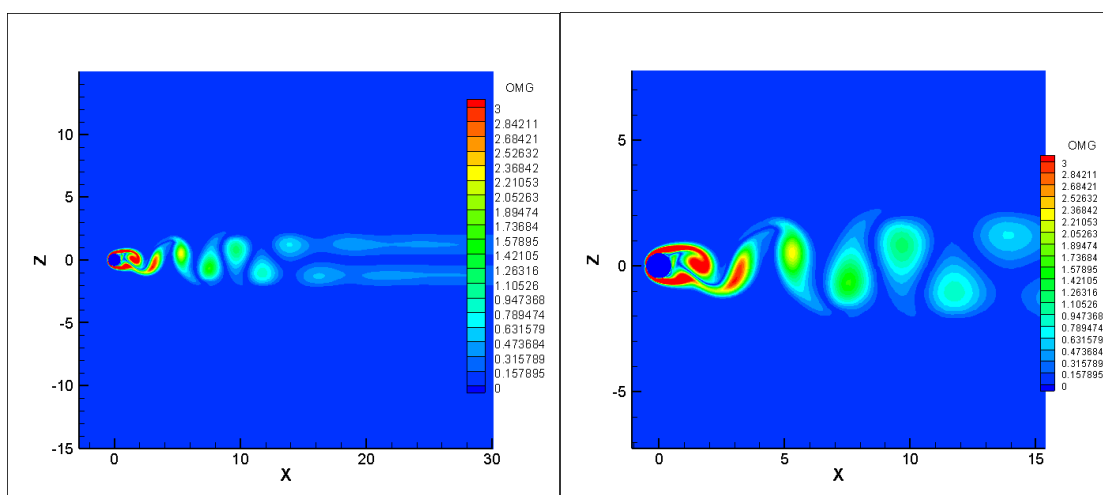


Figura 5.12: Contorno de vorticidade, no plano xz , para $Re = 200$: ao longo de toda a esteira (imagem da esquerda), foco próximo ao cilindro (imagem da direita).

Na Fig. 5.13, as estruturas foram visualizadas usando o critério-Q (0,002). É apresentado de forma bidimensional (plano xy) o mapa de cores do módulo da vorticidade na esteira de von Kármán a jusante do cilindro. Na imagem da esquerda, a vista é inferior e na imagem da direita a vista é de topo.

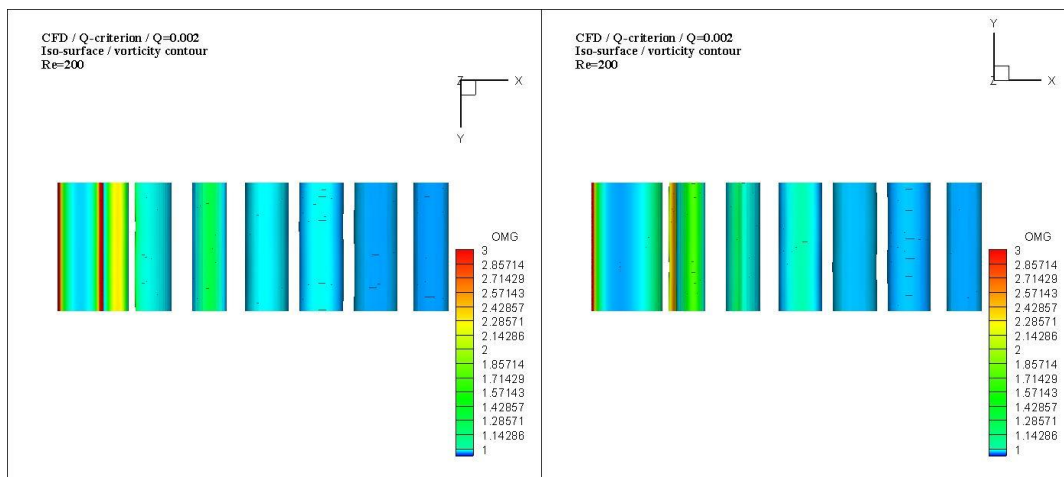


Figura 5.13: Iso-superfície do critério-Q, no plano xy , para $Re = 200$: vista inferior (imagem da esquerda) e vista de topo (imagem da direita).

A vorticidade é diminuída lentamente na esteira ao longe. É possível notar que os últimos vórtices emitidos ainda apresentam uma vorticidade relativamente alta. Para $Re = 200$, o efeito viscoso é menor, comparado com $Re = 100$. Dessa forma, o efeito difusivo da vorticidade ao longe também é menor. Nota-se que o módulo da vorticidade para $Re = 200$ na esteira é um pouco maior do que para $Re = 100$.

Nota-se ainda que o desprendimento de vórtices não é mais totalmente paralelo e bidimensional. É possível observar a ocorrência de pequenas instabilidades na esteira. Os vórtices apresentam-se com certa deformação transversal.

A seguir, na Fig. 5.14, foi plotada a distribuição de vorticidade (ω_x) na esteira de von Kármán a jusante do cilindro, no plano xy . As estruturas foram visualizadas usando o critério-Q (0,002). O mapa de cores da componente da vorticidade, ω_x , é apresentado. A vorticidade negativa é ilustrada pela cor azul e a vorticidade positiva pela cor vermelha. Na imagem da esquerda é utilizada a vista inferior para visualização da vorticidade na direção x (ω_x) na parte de baixo da esteira e na imagem da direita é utilizada a vista de topo para visualização da vorticidade na direção x (ω_x) na parte de cima da esteira.

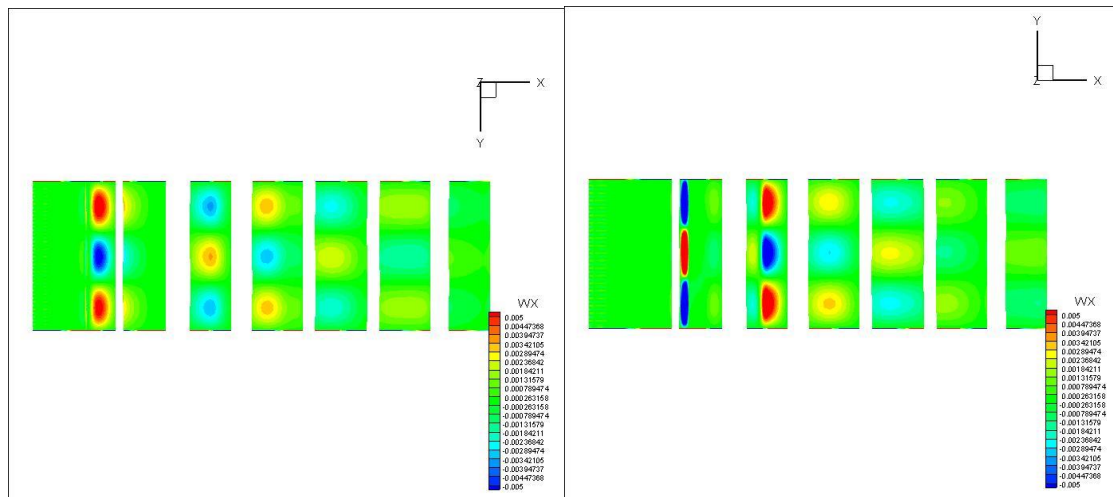


Figura 5.14: Iso-superfície do critério-Q e o contorno de vorticidade ω_x , no plano xy , para $Re = 200$: vista inferior (imagem da esquerda) e vista de topo (imagem da direita).

Nota-se a presença de ω_x em pequena escala, nos turbilhões de vórtices presentes na esteira, para $Re = 200$. Notam-se instabilidades na esteira de vórtices e o escoamento começa a possuir características tridimensionais. Isso está de acordo com Williamson (1988, 1996a, 1996b e 1997). Segundo o autor, nesta faixa de Re , durante o desprendimento de vórtices ocorre a deformação transversal do vórtice primário da esteira de von Kármán. Essa instabilidade possui uma sequência alternada de vorticidade ω_x , invertendo os sentidos ao longo do eixo x . Essa é a característica da instabilidade do modo A.

Nas Figs. 5.15 e 5.16, são apresentados os resultados obtidos para $Re = 200$. São ilustradas as séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, além da Transformada Rápida de Fourier da série temporal da sustentação. Novamente, no regime de oscilação estável, o coeficiente de arrasto médio é igual a 1,74 e o coeficiente de sustentação máximo é igual a 0,61 (r.m.s = 0,45). A partir da Transformada Rápida de Fourier (FFT) da série temporal da sustentação, chega-se ao número de Strouhal igual a 0,181. Esses resultados estão de acordo com os resultados encontrados na literatura (Halse, 1997; Wanderley et al., 2008 e 2015).

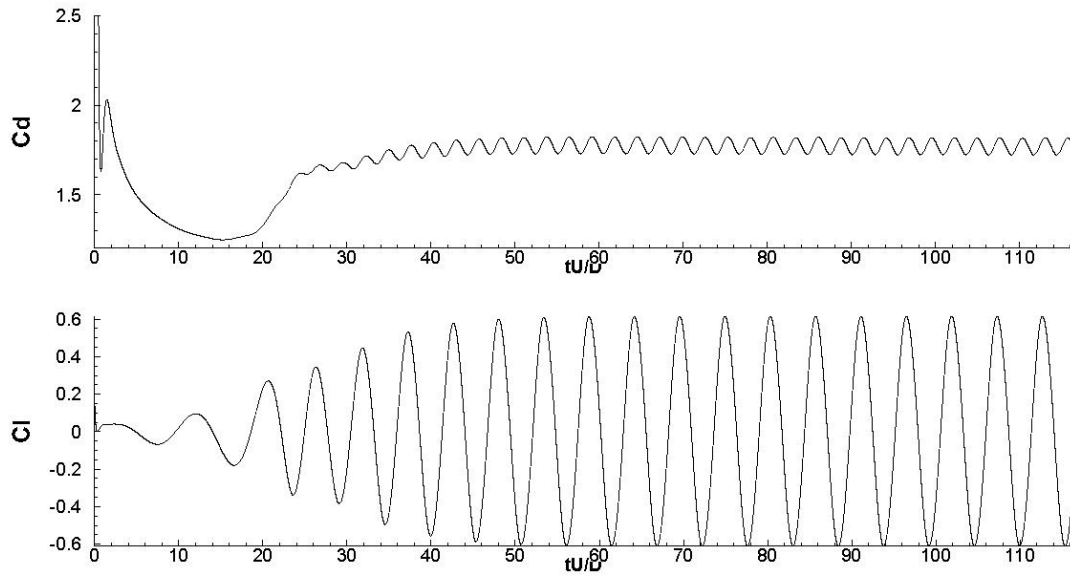


Figura 5.15 – Série temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação, para $Re = 200$.

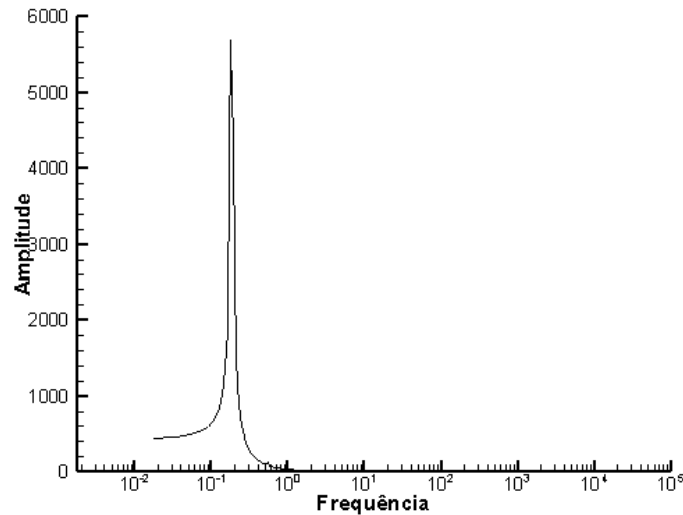


Figura 5.16 – FFT da série temporal do coeficiente de sustentação, para $Re = 200$.

5.4 - Cilindro fixo para $Re = 500$:

Nessa faixa de Re , o escoamento é turbulento na esteira. As grandes escalas absorvem energia do escoamento médio e transmitem para as pequenas escalas. Vorticidade e dissipação de energia são as principais características da turbulência, conforme descreve Tennekes e Lumley (1972).

Na Fig. 5.17, é ilustrada de forma bidimensional (plano xz) o contorno de vorticidade na esteira de von Kármán a jusante do cilindro. Na imagem da esquerda

observa-se o contorno de vorticidade ao longo de toda a esteira e na imagem da direita é focalizado o contorno de vorticidade próximo ao cilindro.

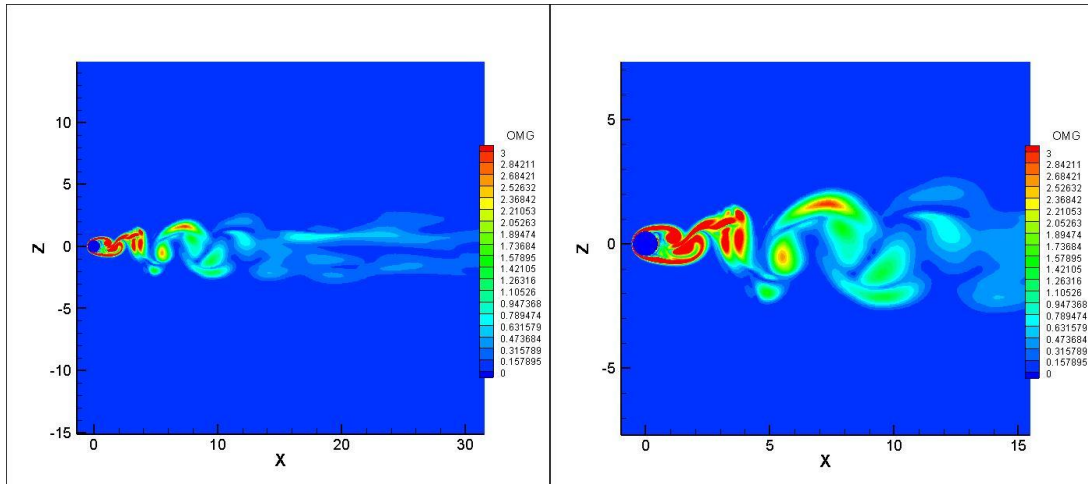


Figura 5.17: Contorno de vorticidade, no plano xz , para $Re = 500$: ao longo de toda a esteira (imagem da esquerda); foco próximo ao cilindro (imagem da direita).

Para $Re = 500$, a emissão de vórtices é bem mais intensa e já possui uma esteira essencialmente tridimensional. Na Fig. 5.18, pelo contorno de vorticidade, nota-se o escoamento turbulento na esteira de von Kármán a jusante do cilindro. As estruturas foram visualizadas usando o critério-Q (0,002), apresentado por Haller (2005). É apresentado o mapa de cores da componente da vorticidade ω_x .

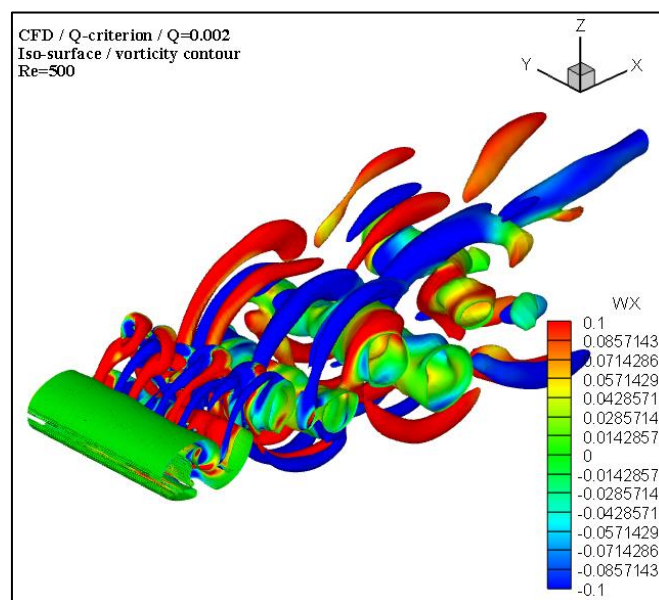


Figura 5.18: Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_x , para $Re = 500$.

A concordância com outros trabalhos segue presente. Williamson (1988) explica que a descontinuidade (na curva $St \times Re$) possui uma característica marcante no desprendimento de vórtices. Ocorrem vórtices alinhados com o escoamento e eles se parecem com “dedos” penetrando nos vórtices primários.

Além dos vórtices emitidos, são observadas estruturas tridimensionais tubulares formadas na direção do escoamento com alternância de vorticidade (ω_x) ao longo do eixo do cilindro. É possível perceber que os vórtices na direção do escoamento possuem uma aparência de “ferradura”, conforme é comentado no trabalho de Mittal e Balachandar (1995). Nota-se inicialmente a formação de lâminas de vórtices que se partem de forma não uniforme (ao longo do eixo do cilindro) devido à instabilidade do escoamento turbulento. Essas instabilidades foram discutidas no capítulo 2 deste trabalho e este formato de vórtices em “ferradura” está de acordo com outros trabalhos da literatura. Esse fenômeno pode ser explicado pelo teorema de Helmholtz, reportado por Anderson (2001), que diz que as lâminas de vórtices não podem parar no meio do escoamento. Dessa forma, elas se partem e formam os vórtices em “ferradura”.

Conforme visto anteriormente, Gerrard (1966) propôs que as partículas de fluido da camada cisalhante, atraída pela camada cisalhante oposta, podem seguir três caminhos diferentes. Em um dos caminhos (B), na Fig. 2.2, as partículas fluidas de vorticidade oposta se encontram interrompendo a camada cisalhante oposta que é a alimentação de circulação do vórtice que estava se formando. Em um determinado momento completa-se a interrupção, o vórtice adquire uma circulação final e se desprende, formando a esteira de vórtices. A partícula que segue esse caminho tem uma contribuição importantíssima na estabilidade do escoamento.

Ou seja, no caminho B descrito por Gerrard (1996) as partículas da camada cisalhante cortam a camada cisalhante oposta. No caso laminar, o corte ocorre uniformemente em todo o eixo y (direção do eixo do corpo). Há apenas vorticidade na direção y (ω_y). No caso turbulento, esse corte não ocorre de forma uniforme. O filamento que não foi cortado vai produzir o vórtice em “ferradura”. Isso explica a vorticidade positiva e negativa que se alternam.

No escoamento turbulento, devido às flutuações de velocidade, as lâminas se partem de forma não uniforme (ao longo do eixo do cilindro) e os vórtices ficam seccionados. Porém, os vórtices não podem parar no meio do caminho, permitindo que

se alonguem na direção do escoamento, formando os pares de vórtices na direção x (vórtice em “ferradura”). Essa mudança de direção dos vórtices é conhecida como *vortex turning*. A deformação dos vórtices (esticamento – formando “costelas”) é conhecida como *vortex stretching*. De acordo com Tennekes e Lumley (1972), esses podem ser responsáveis pelo cascadeamento de energia do escoamento turbulento. Os fenômenos descritos acima podem ser observados apenas em estudos tridimensionais.

A seguir, na Fig. 5.19, pode-se observar a distribuição de vorticidade (ω_x) na esteira de von Kármán a jusante do cilindro, no plano xy . Novamente, as estruturas foram visualizadas usando o critério-Q (0,002). O mapa de cores da componente da vorticidade, ω_x , é apresentado. Na imagem da esquerda a vista é inferior e na imagem da direita a vista é de topo.

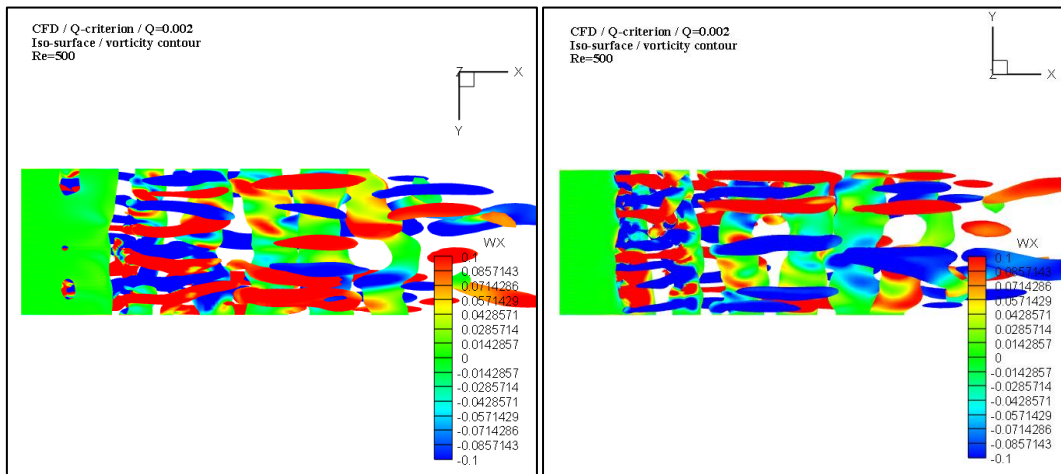


Figura 5.19: Iso-superfície do critério-Q e o contorno de vorticidade ω_x , no plano xy , para $Re = 500$: vista inferior (imagem da esquerda) e vista de topo (imagem da direita).

Nota-se que a vorticidade negativa é ilustrada pela cor azul e a vorticidade positiva pela cor vermelha. Os vórtices emitidos na direção y (paralelos ao eixo do cilindro) possuem grandes deformações. Além disso, são observadas estruturas tridimensionais tubulares formadas na direção do escoamento com alternância de vorticidade (ω_x) ao longo do eixo do cilindro.

Essas estruturas possuem as mesmas características das instabilidades do modo B, que ocorre na camada cisalhante e que se desprende do cilindro. A instabilidade do modo B está associada a estruturas turbulentas menores que são induzidas à instabilidade no tramo de vórtices que liga um vórtice de von Kármán a outro, conforme relata Williamson (1988, 1996a). Dessa forma, provavelmente, as estruturas observadas

no trabalho atual são resultantes da instabilidade do modo B. Essas estruturas também estão de acordo com as observadas por Thompson et al. (2001), para o escoamento turbulento na esteira.

Nas Figs. 5.20 e 5.21, são apresentados os resultados obtidos para número de Reynolds igual a 500 e ilustra a série temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação. O coeficiente de arrasto médio é igual a 1,65 e o coeficiente de sustentação máximo é igual a 0,71 (r.m.s = 0,47). A partir da Transformada Rápida de Fourier (FFT) da série temporal da sustentação, chega-se ao número de Strouhal igual a 0,195, para $Re = 500$. Esses resultados estão de acordo com resultados da literatura (Wanderley et al., 2008 e 2015).

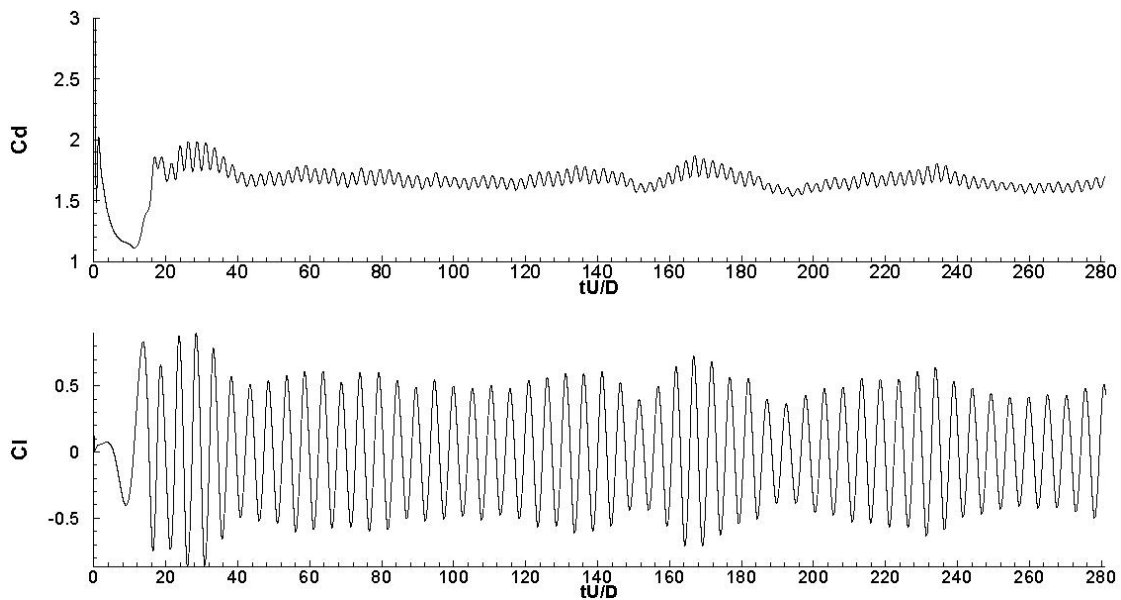


Figura 5.20 – Série temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação, para $Re = 500$.

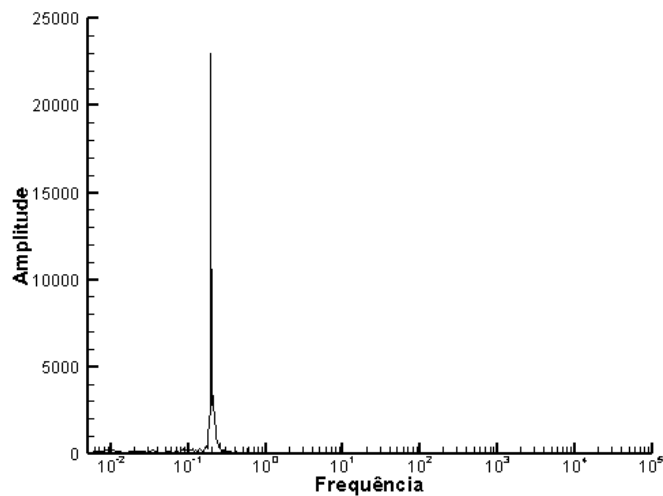


Figura 5.21 – FFT da série temporal do coeficiente de sustentação, para $Re = 500$.

5.5 - Cilindro fixo para $Re = 1000$:

Na Fig. 5.22, é ilustrada de forma bidimensional (plano xz) o contorno de vorticidade na esteira de von Kármán a jusante do cilindro. Na imagem da esquerda observa-se o contorno de vorticidade ao longo de toda a esteira e na imagem da direita é focalizado o contorno de vorticidade próximo ao cilindro.

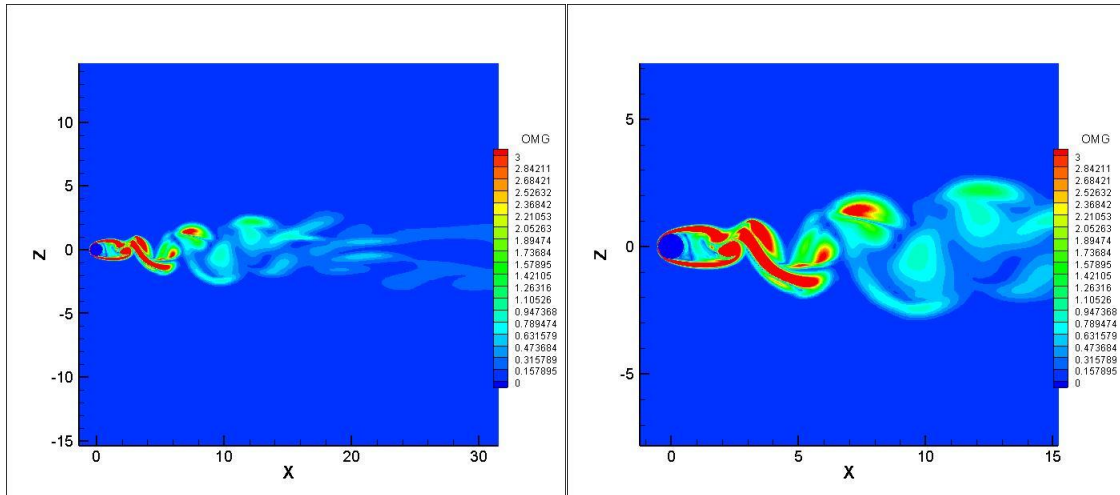


Figura 5.22 - Contorno de vorticidade, no plano xz , para $Re = 1000$: ao longo de toda a esteira (imagem da esquerda); foco próximo ao cilindro (imagem da direita).

O escoamento é turbulento na esteira, assim como para $Re = 500$. Os vórtices primários continuam sendo desprendidos de forma alternada, porém vórtices com vorticidade na direção do escoamento também observados. Na Fig. 5.23, é ilustrado o contorno de vorticidade (ω_x) na esteira de von Kármán a jusante do cilindro, para $Re = 1000$. As estruturas foram visualizadas usando o critério-Q (0,002). Nota-se também que a vorticidade negativa é ilustrada pela cor azul e a vorticidade positiva pela cor vermelha.

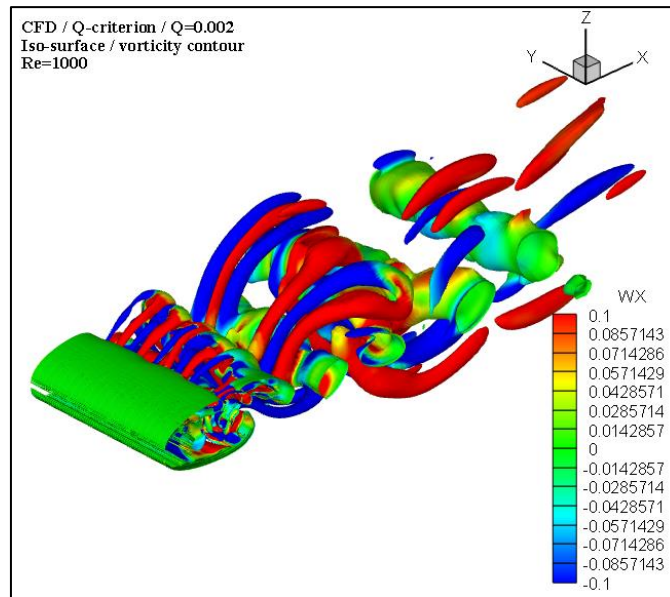


Figura 5.23 - Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_x , para $Re = 1000$.

As mesmas estruturas observadas para $Re = 500$, também foram observadas para $Re = 1000$. Mais detalhes podem ser visualizados também na Fig. 5.24, apresentada no plano xy , conforme pode ser visto a seguir. Nota-se que a vorticidade negativa é ilustrada pela cor azul e a vorticidade positiva pela cor vermelha.

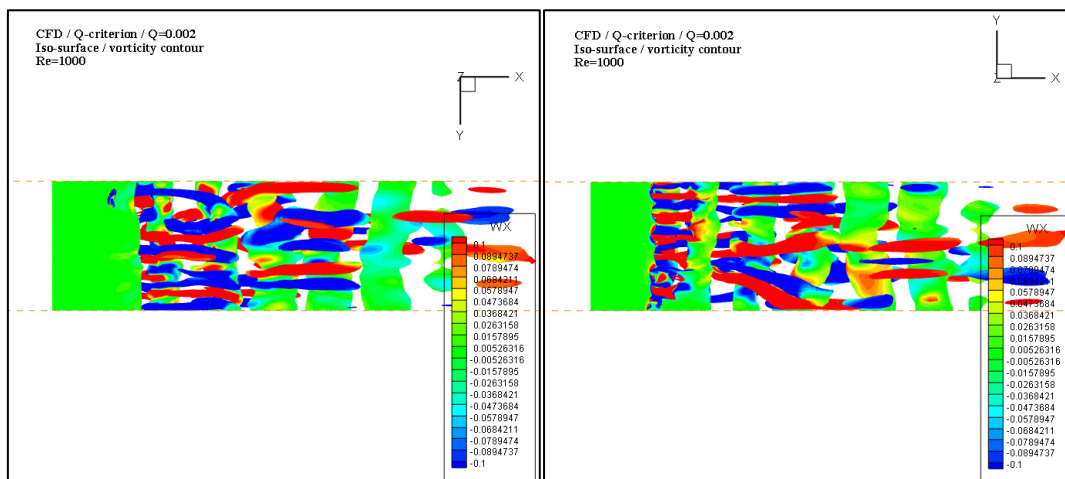


Figura 5.24: Iso-superfície do critério-Q e o contorno de vorticidade ω_x , no plano xy , para $Re = 1000$: vista inferior (imagem da esquerda) e vista de topo (imagem da direita).

Assim como observado para $Re = 500$, além dos vórtices emitidos na direção y (alinhados com o eixo do cilindro), são observadas estruturas tridimensionais tubulares formadas na direção do escoamento com alternância de vorticidade (ω_x) ao longo do eixo do cilindro.

Na Fig. 5.25, é possível observar a série temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação, para $Re = 1000$.

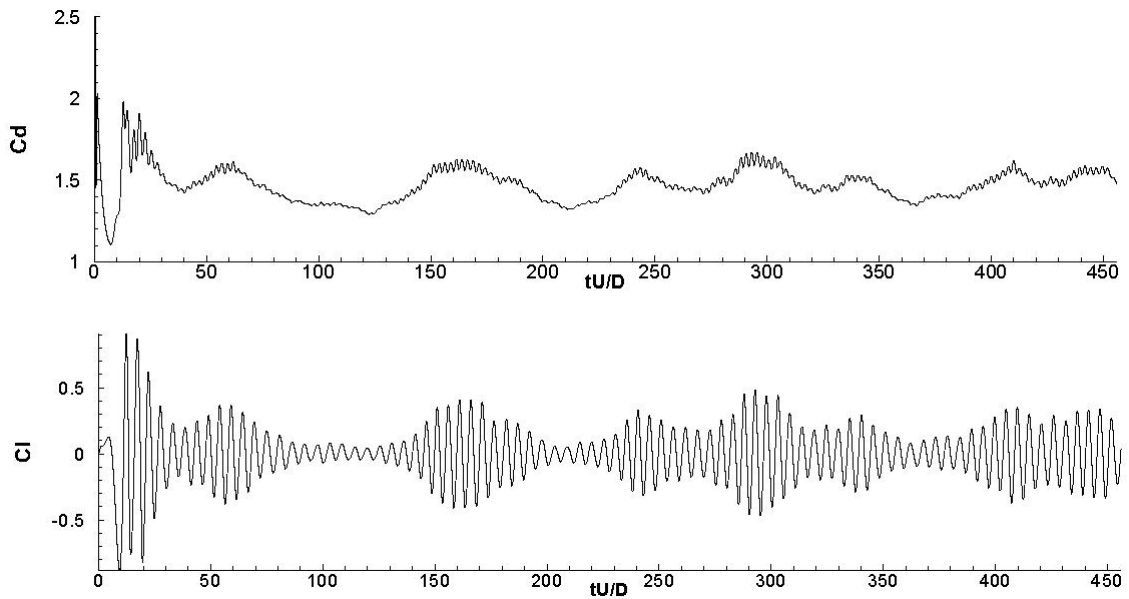


Figura 5.25 – Série temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação, para $Re = 1000$.

O coeficiente de arrasto médio é igual a 1,50 e o coeficiente de sustentação máximo é igual a 0,47. O r.m.s do coeficiente de sustentação é igual a 0,33. Foi feito também, a FFT da série temporal do coeficiente de sustentação (ver Fig. 5.26). A frequência obtida foi de 0,195. Esses resultados estão de acordo com os dados encontrados na literatura (Wanderley et al., 2008 e 2015).

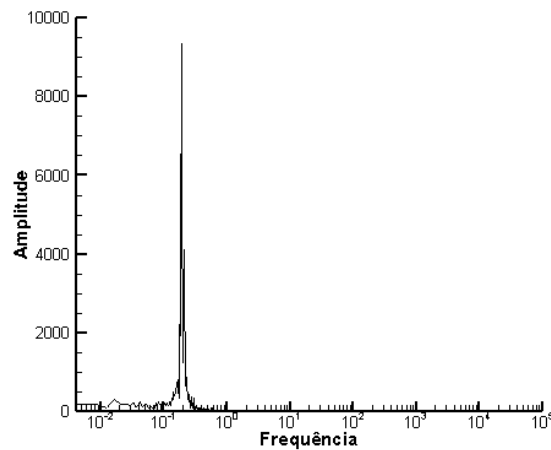


Figura 5.26 – FFT da série temporal do coeficiente de sustentação, para $Re = 1000$.

5.6 – Uma visão geral dos resultados

Na Tabela 5.2, apresenta-se uma comparação dos resultados para número de Strouhal, coeficientes de arrasto e sustentação entre o presente trabalho e outros trabalhos experimentais (Norberg, 2003; Wieselsberger, 1921) e numéricos (Wanderley et al., 2008; Herfjord, 1995; Rengel e Sphaier, 1999; Almeida, 2019; Silva, 2019) obtidos da literatura.

Tabela 5.2: Resultados obtidos para cilindro, para diferentes Re .

Reference	Re	C_d	Cl (max)	Cl (r.m.s)	St	Comments
Herfjord (1995)	100	1,36	0,34	-	0,168	FEM nodes, dt 10080, 0,002
	200	1,35	0,70	-	0,196	
	1000	1,47	1,45	-	0,234	
Rengel e Sphaier (1999)	100	1,36	0,32	-	0,173	FVM (180 × 160)
	200	1,35	0,67	-	0,203	
	1000	1,60	1,70	-	0,225	
Norberg (2003)	100	-	0,32	-	0,164	Experimental
	200	-	0,53	-	0,182	
	500	-	0,24	-	0,200	
	1000	-	-	0,08	0,210	
Wieselsberger (1921)	100	1,41	-	-	-	Compilação de vários resultados experimentais
	200	1,29	-	-	-	
	500	1,20	-	-	-	
	1000	0,99	-	-	-	
Sheppard & Omar (1992)	500	-	-	-	0,190	Experimental
Silva (2019)	40	1,83	0,00	-	-	FVM (200 × 200 × 200)
	100	1,59	0,27	-	0,163	
	200	1,59	0,55	-	0,187	
	500	1,48	0,39	-	0,200	
	1000	1,33	0,14	-	0,200	
Almeida (2019)	40	1,55	0,00	-	-	FVM (200 × 200)
	100	1,36	0,32	-	0,161	
	200	1,31	0,62	-	0,184	
	500	1,22	0,66	-	0,180	
	1000	1,04	0,47	-	0,186	
Wanderley et. al. (2008)	100	1,30	0,25	-	0,158	FDM (200 × 100)
	200	1,27	0,51	-	0,187	
	1000	0,96	0,22	-	0,193	
Estudo atual	40	1,88	0,00	-	-	FDM - RK3 $L = 5,0D$ (400 × 200 × 400)
	100	1,74	0,32	0,23	0,165	
	200	1,74	0,61	0,45	0,181	
	500	1,65	0,71	0,47	0,195	
	1000	1,50	0,47	0,33	0,195	

No trabalho atual, o coeficiente de arrasto está ligeiramente alto quando comparado com os valores encontrados na literatura (Wieselsberger, 1921; Wanderley, et. al. 2008). Isso ocorre, provavelmente, devido ao Método das Fronteiras Imersas não

conseguir obter de forma exata a distribuição de pressão no corpo. Dessa forma, o ponto de separação do escoamento não é capturado com precisão. As propriedades do escoamento na superfície do cilindro são obtidas por extrapolação. Como não ocorre a obtenção exata do ponto de separação do escoamento, o cálculo do arrasto de pressão também não fica preciso. Quando a separação ocorre em um ponto ligeiramente anterior ao real, a região separada fica maior, gerando maior arrasto. Note que o cálculo do arrasto é muito sensível a suaves variações do ponto de separação. Porém, ainda assim, observa-se que os resultados encontrados no trabalho atual concordam qualitativamente com os resultados reportados por Wieselsberger (1921) e por Wanderley et. al. (2008), visto que o arrasto diminui com o aumento do número de Reynolds.

Os resultados para o coeficiente de arrasto foram muito próximos aos encontrados por Silva (2019), Rengel e Sphaier (1999) e principalmente ao encontrado por Herfjord (1995), para $Re = 1000$. Isso está de acordo com a literatura e reforça que os resultados para coeficiente de arrasto estão qualitativamente adequados.

Quanto maior Re , mais a jusante é o ponto de separação do escoamento, menor é a distância entre as camadas cisalhantes, maior a interação entre os vórtices e a frequência de desprendimento dos mesmos. Os números de Strouhal obtidos no trabalho atual também estão de acordo com os encontrados na literatura.

Para $Re = 100$ e para $Re = 200$, o coeficiente de sustentação está de acordo com todos os trabalhos informados. De um modo geral, os resultados para coeficiente de sustentação mostraram-se bem próximos aos encontrados na literatura, principalmente quando são comparados aos trabalhos de Norberg (2003) e Almeida (2019). Sabe-se que a faixa aceitável para o coeficiente de sustentação é muito ampla, conforme é detalhado em Pantazopoulos (1994).

5.7 - Análise de sensibilidade da malha computacional

Para verificar a influência da malha computacional nos resultados numéricos, três diferentes malhas foram testadas para número de Reynolds igual a 1000. A primeira malha testada tem $300 \times 200 \times 200$ pontos (malha menos refinada), a segunda tem $300 \times 200 \times 300$ pontos (malha intermediária) e, finalmente, a malha utilizada neste trabalho tem $400 \times 200 \times 400$ pontos (malha mais refinada). Na Fig. 5.27 pode ser

observada a série temporal do coeficiente de arrasto e na Fig. 5.28 é apresentada a série temporal do coeficiente de sustentação para as três diferentes malhas.

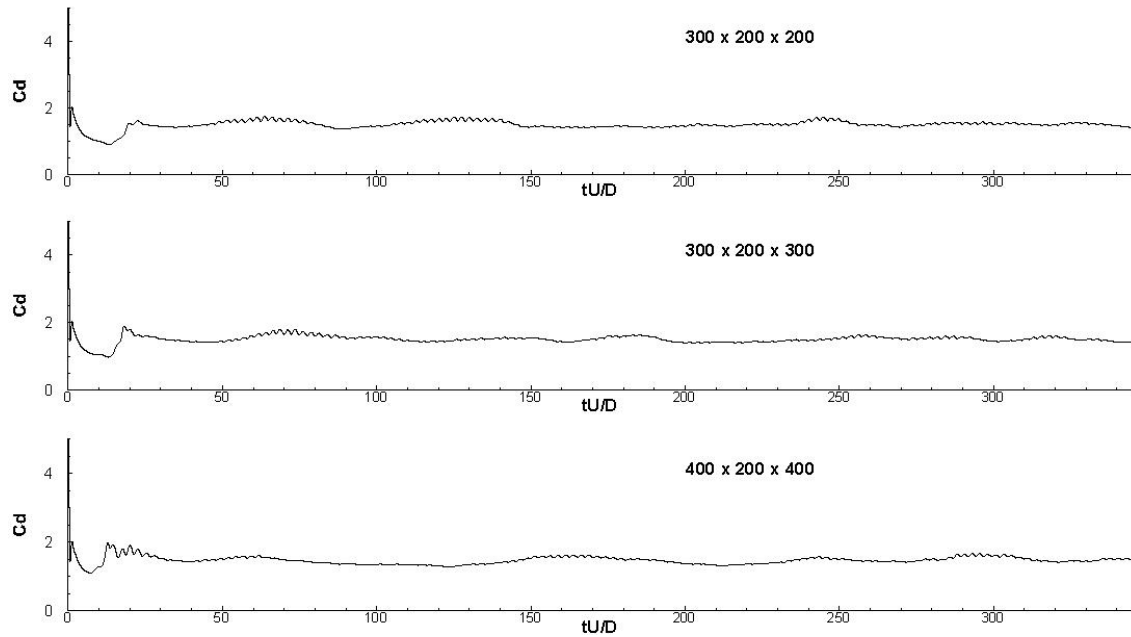


Figura 5.27 – Série temporal do coeficiente de arrasto para três diferentes refinamentos de malha e $Re = 1000$.

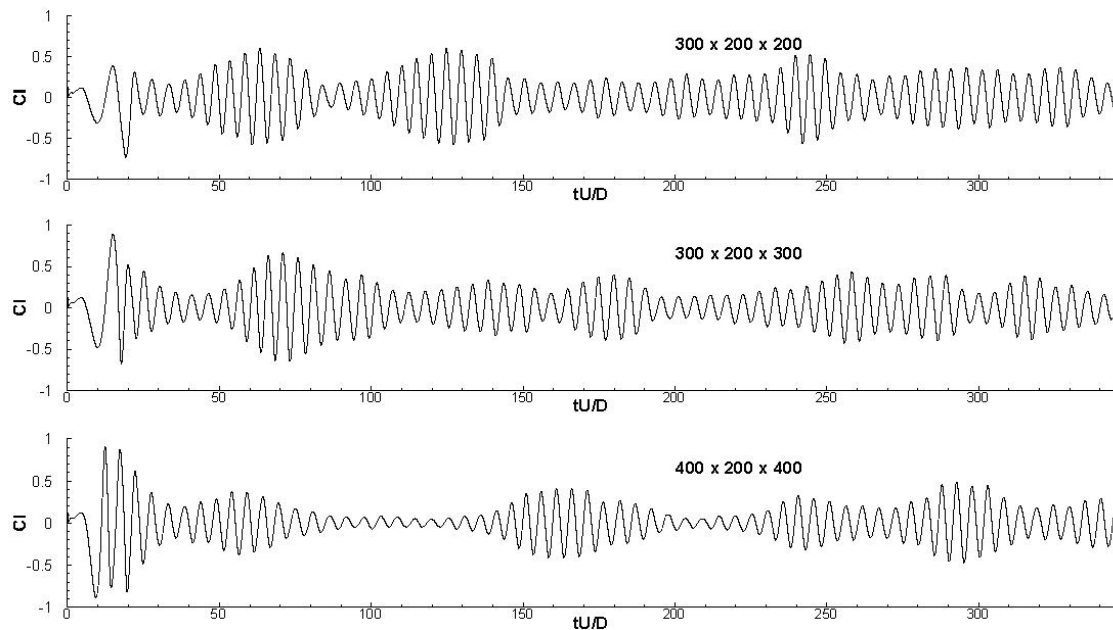


Figura 5.28 - Série temporal do coeficiente de sustentação para três diferentes refinamentos de malha e $Re = 1000$.

Os valores dos coeficientes de arrasto e de sustentação, encontrados para as três diferentes malhas computacionais, são apresentados na Tabela 5.3 e na Fig. 5.29.

Tabela 5.3: Coeficientes de arrasto e de sustentação para as três malhas testadas, para $Re = 1000$.

	$300 \times 200 \times 200$	$300 \times 200 \times 300$	$400 \times 200 \times 400$
C_d	1,51	1,52	1,50
C_L (max)	0,54	0,43	0,47
Cl (r.m.s)	0,44	0,38	0,40

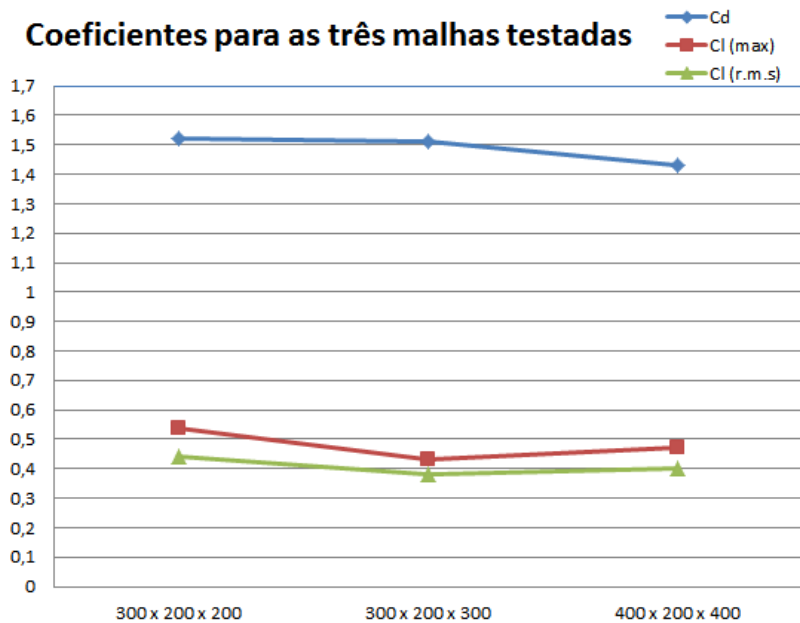


Figura 5.29 – Coeficientes de arrasto e de sustentação para as três malhas testadas, para $Re = 1000$.

Nota-se que o efeito da malha mais refinada nos resultados numéricos é insignificante. Sendo assim, a malha com $400 \times 200 \times 400$ pontos prova ser suficiente para obter resultados de qualidade na presente investigação numérica.

Conforme apresentado, os resultados estão de acordo com os resultados da literatura. Resultados para coeficiente de pressão e distribuição de vorticidade do escoamento ao redor de um cilindro fixo foram obtidos e apresentados para número de Reynolds igual a 40. Resultados para $Re = 100$ mostraram características importantes com relação ao desprendimento de vórtices. O código numérico implementado neste trabalho foi capaz de obter resultados de série temporal dos coeficientes de arrasto e de sustentação semelhantes aos resultados encontrados em outros trabalhos (Halse, 1997; Wanderley, et. al. 2008).

Os casos para escoamento turbulento ($Re = 500$ e 1000) foram estudados utilizando uma solução tridimensional com a Simulação das Grandes Escalas de turbulência (LES) e resultados de interesse prático foram obtidos e apresentados. Algumas estruturas características do escoamento turbulento para cilindro fixo foram encontradas e apresentadas, inclusive com relação ao desprendimento de vórtices na esteira turbulenta. O teste de malha foi realizado e notou-se que o efeito da malha mais refinada nos resultados numéricos é insignificante. A malha utilizada neste trabalho mostrou-se suficiente para obtenção de resultados de qualidade na investigação numérica atual.

Diante disto, a comparação com resultados numéricos bidimensionais (Wanderley e Levi, 2002, 2003 e 2005; Wanderley et. al., 2008 e 2015) e com outros trabalhos obtidos da literatura (Wieselsberger, 1921; Herfjord, 1995; Rengel e Sphaier, 1999; Norberg, 2003) demonstrou boa qualidade dos resultados numéricos tridimensionais do escoamento ao redor de um cilindro fixo utilizando a Simulação Direta das Grandes Escalas de Turbulência (LES) e viabilizou a utilização desta solução para as próximas simulações de Vibração Induzida por Vórtices.

Sendo assim, após a análise dos resultados numéricos obtidos até aqui, é razoável sentir-se confortável para prosseguir com a simulação de VIV. No capítulo seguinte, serão apresentados os resultados para o cilindro livre para vibrar com um e dois graus de liberdade.

Capítulo 6 – Resultados e Discussões

Neste capítulo, serão apresentados os resultados obtidos para um cilindro livre para vibrar com 1 e 2 graus de liberdade, bem como a análise e discussão dos mesmos. Inicialmente, na seção 6.1, apresentam-se algumas premissas para o VIV, bem como alguns parâmetros utilizados neste trabalho.

6.1 – Premissas para o VIV:

Neste trabalho, busca-se também a obtenção de uma curva de amplitude em função das velocidades reduzidas. Na prática, a amplitude de oscilação está diretamente relacionada com a estimativa de vida útil de estruturas cilíndricas sujeitas á VIV.

Para o cilindro livre para vibrar, a malha deve ser adaptada ao movimento do corpo. Em seguida, são obtidos os resultados de amplitude, de frequência, de arrasto e sustentação para um cilindro livre para vibrar com baixa massa e amortecimento. Serão feitas comparações com os resultados encontrados no trabalho numérico de Wanderley et al. (2008) e no trabalho experimental de Khalak e Williamson (1996), em busca de resultados relevantes para a pesquisa atual.

Logo, nos testes iniciais, ao variar a velocidade reduzida de 2,0 a 2,5, pode-se observar um efeito interessante na amplitude de oscilação do cilindro: com a aceleração linear do escoamento até a velocidade reduzida chegar a 2,5. Nesse momento, a aceleração cai bruscamente para zero, mantendo a velocidade reduzida constante. Pode-se observar na Fig. 6.1 que a amplitude do deslocamento cai abruptamente também.

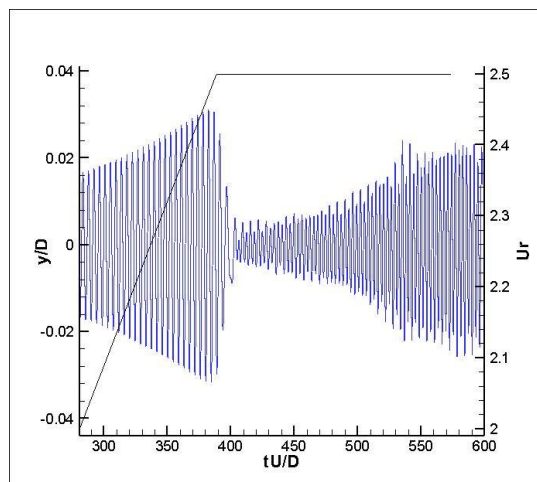


Figura 6.1 – Série temporal do deslocamento para U_r variando de 2,0 a 2,5.

Para que não ocorresse esse problema no deslocamento do cilindro, foi utilizada uma variação não linear suave da velocidade reduzida. Com o crescimento não linear e a estabilização suave da velocidade reduzida, a queda brusca no deslocamento do cilindro não ocorreu mais, conforme Fig. 6.2.

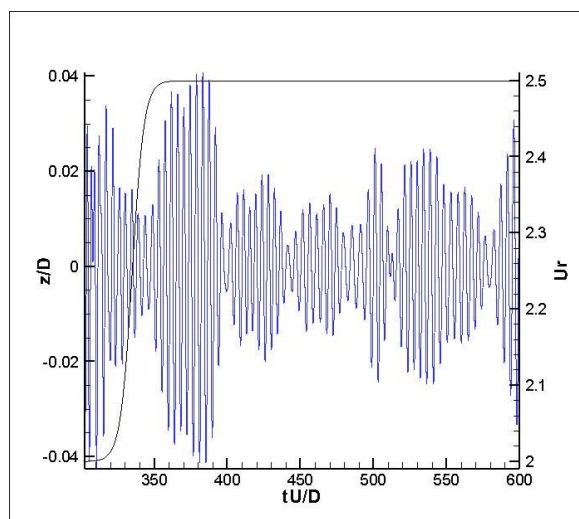


Figura 6.2 – Série temporal do deslocamento do cilindro, para velocidade reduzida variando de 2,0 a 2,5.

Uma possível causa para isso acontecer é que, com o crescimento suave da velocidade reduzida (sem mudanças bruscas), a influência dessa aceleração do escoamento no corpo não é tão severa e o deslocamento não sofre mudança brusca também. Com uma aceleração suave, entende-se que o corpo é menos afetado.

Mittal e Balachandar (1997) mostram que a previsão de força de arrasto médio e a flutuação da sustentação convergem em direção aos resultados experimentais quando o estudo numérico é tridimensional. Além disso, os autores explicaram que o aumento do domínio na direção axial (na direção do eixo do cilindro) também pode favorecer bons resultados.

Neste trabalho, o comprimento do cilindro é de $L = 5D$ e o domínio computacional na direção z utilizado no trabalho atual foi de $240D$. Inicialmente, começou-se utilizando um domínio computacional igual a $60D$. Porém, utilizar um domínio de $240D$ em vez de $60D$ para um cilindro que irá se mover nessa direção é fundamental para melhorar a resposta. A tendência é de que quanto menor o domínio computacional maior a influência na distribuição de pressão na esteira.

Outro fator importante a ser considerado foi a utilização de baixa viscosidade numérica ($\varepsilon = 1,0$). Entende-se, que a viscosidade numérica funciona como um amortecimento e isso pode diminuir a amplitude de oscilação do cilindro. Por isso, é importante usar o mínimo possível. Na Fig. 6.3, é mostrada a resposta em amplitude para um sistema massa - mola - amortecedor forçado. É possível notar influência da razão de amortecimento na amplitude máxima. À medida que o amortecimento (ζ) é aumentado o pico diminui e ocorre em frequências menores.

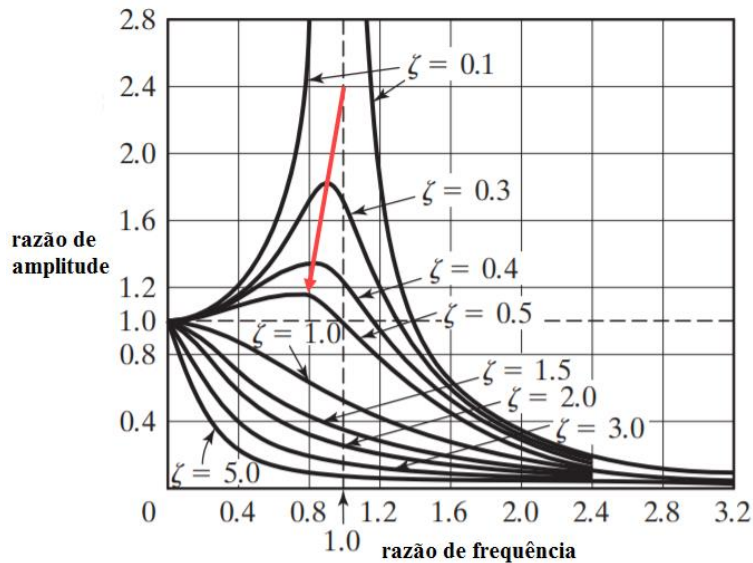


Figura 6.3 – Resposta em amplitude para um sistema massa – mola – amortecedor (Rao, 2009).

6.2 – VIV com um grau de liberdade

A seguir serão apresentados resultados para um cilindro rígido apoiado elasticamente e livre para oscilar na direção transversal do escoamento. As simulações foram realizadas de forma que a velocidade reduzida é aumentada com uma aceleração suave, deixando estabilizar na velocidade reduzida de interesse. Dessa forma, a velocidade reduzida foi variando de $2,0 < U_r < 11,0$.

A resposta em amplitude do deslocamento na direção z , para o sistema com um grau de liberdade, foi comparada com a resposta em amplitude na mesma direção obtida experimentalmente por Khalak e Williamson (1996). Para tanto, ressalta-se que os valores de massa reduzida e razão de amortecimento utilizados no trabalho atual, para o sistema com um grau de liberdade, foram os mesmos que os utilizados por Khalak e Williamson (1996), conforme segue a Eq. 3.51.

$$1 \text{ grau de liberdade: } \begin{cases} m^* = 2,4 \\ \zeta = 5,42 \times 10^{-3} \end{cases} \quad (3.52)$$

A seguir, serão apresentados os resultados para diferentes velocidades reduzidas: No *initial branch* ($U_r = 3,0$), no *upper branch* ($U_r = 5,0$) e no *lower branch* ($U_r = 7,0$). Os resultados de outras velocidades reduzidas simuladas, para o cilindro com um grau de liberdade, estão no Apêndice A deste trabalho.

6.2.1. $U_r = 3,0$ – *Initial branch*.

Na Fig. 6.4, é apresentado o contorno de vorticidade na direção x (ω_x), utilizando o critério-Q de identificação de vórtices. A cor vermelha representa vorticidade positiva na direção x e a cor azul representa vorticidade negativa na direção x do escoamento. A coloração verde representa vorticidade na direção x aproximadamente igual a zero.

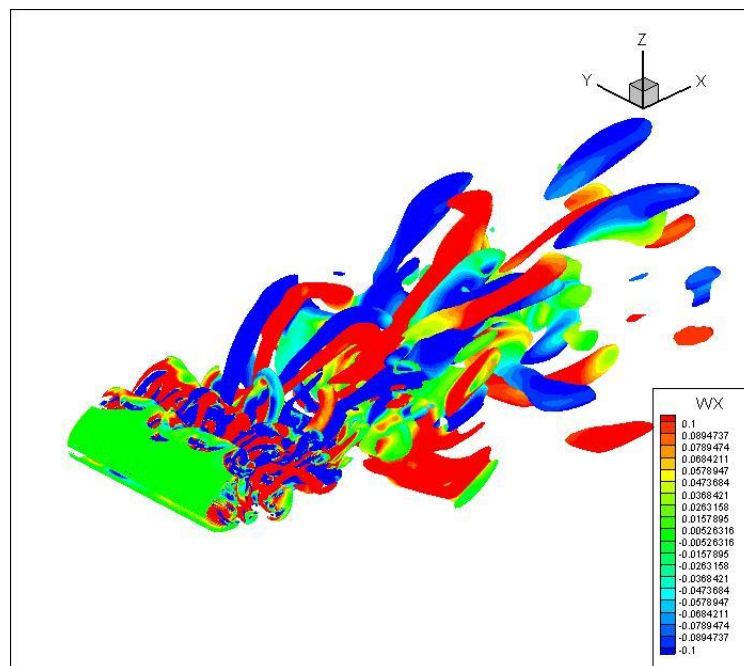


Figura 6.4 - Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_x , para $U_r = 3,0$.

É possível observar que as estruturas com vorticidade na direção x (ω_x) ligando um vórtice primário a outro, observadas na esteira de vórtices para o cilindro fixo, seguem presentes na esteira de vórtices para o cilindro livre para vibrar na direção transversal (direção z) ao escoamento. Nota-se a alternância do sinal da vorticidade (ω_x) ao longo do eixo do cilindro. Nota-se que não há ω_x no contorno da superfície do corpo.

Na Fig. 6.5, é apresentado o contorno de vorticidade na direção y (ω_y). As estruturas foram visualizadas usando o critério-Q (0,002). Na imagem da esquerda a vista é no plano xz e na imagem da direita a vista é no plano xy .

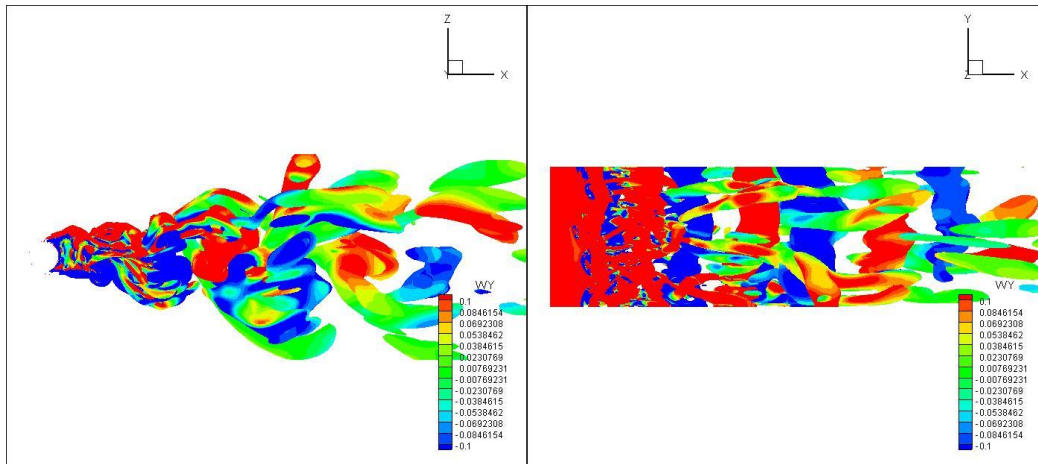


Figura 6.5 – Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_y , para $U_r = 3,0$, no plano xz (imagem da esquerda) e no plano xy (imagem da direita).

Pela componente da vorticidade na direção y (ω_y), no plano xz (figura da esquerda), nota-se predominância de vorticidade (ω_y) negativa (coloração azul) na parte de baixo da esteira de vórtices e predominância de vorticidade (ω_y) positiva (coloração vermelha) na parte de cima da esteira. No plano xy (figura da direita), é possível observar por uma vista de topo que há alternância entre vórtices com vorticidade positiva e negativa na esteira. Essa é característica do modo 2S de desprendimento de vórtices. Ou seja, a cada ciclo de oscilação são desprendidos dois vórtices: um com vorticidade positiva e um com vorticidade negativa.

Para utilizar mais uma ferramenta de análise da geração de vórtices e dos modos de emissão, a seguir (Figs. 6.6), é apresentado o mapa de cores do contorno de vorticidade na direção y (ω_y), no plano xz . Nesse caso, não é utilizado o critério-Q. Na imagem da esquerda observa-se o ω_y ao longo de toda a esteira e na imagem da direita é focalizado o ω_y próximo ao cilindro.

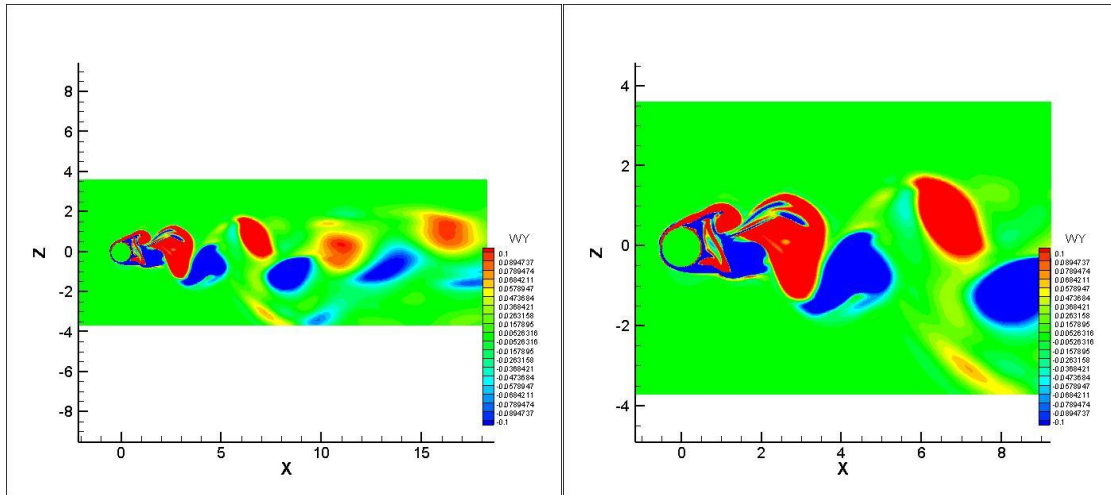


Figura 6.6 - Contorno de vorticidade ω_y , no plano xz , para $U_r = 3,0$, ao longo de toda a esteira (imagem da esquerda) e com foco próximo ao cilindro (imagem da direita).

A coloração azul indica vorticidade (ω_y) negativa e a coloração vermelha indica vorticidade (ω_y) positiva. Pela esteira de vórtices e visualizando a vorticidade na direção y (ω_y) é possível notar o modo 2S de desprendimento de vórtices, agora ainda mais evidente. A cada ciclo de oscilação dois vórtices são desprendidos. Um com vorticidade positiva (na parte de cima da esteira) e outro com vorticidade negativa (na parte de baixo da esteira).

A seguir, na Fig. 6.7, são apresentadas as séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro e suas respectivas FFT's, para $U_r = 3,0$.

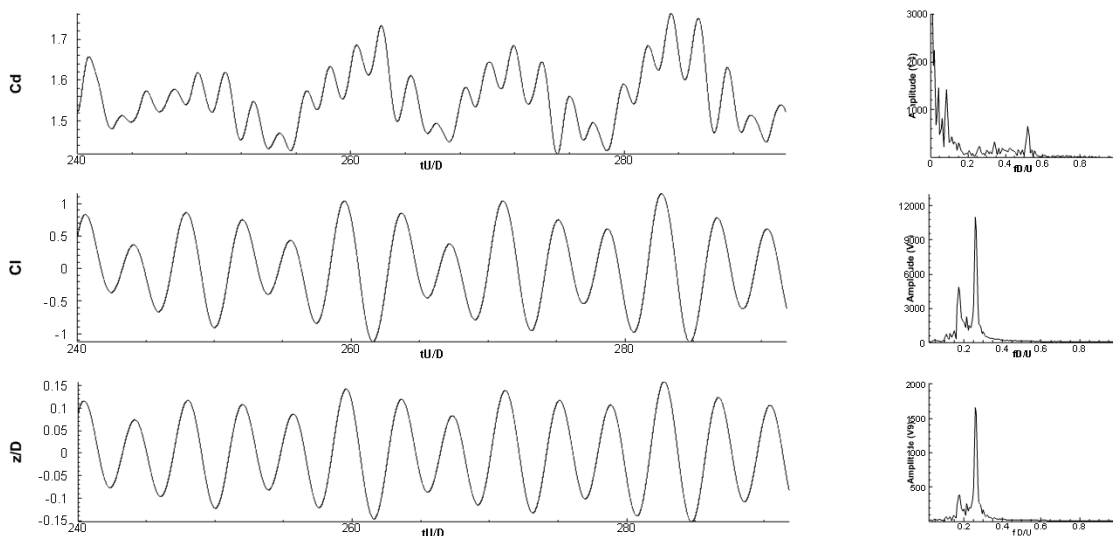


Figura 6.7 - Séries temporais dos coeficientes de arrasto e sustentação, série temporal do deslocamento do cilindro e as respectivas FFT's, para $U_r = 3,0$.

Nota-se, claramente, que a série temporal do coeficiente de sustentação (C_L) está em fase com a série temporal do deslocamento do cilindro (z/D). O C_L máximo obtido foi de 1,15 e a amplitude máxima de deslocamento foi de $A/D = 0,16$, para esta velocidade reduzida. É possível observar ainda que o coeficiente de arrasto (C_D) possui uma baixa amplitude e a sua média é de 1,56. Pela FFT da série temporal do deslocamento transversal (z) cilindro, observaram-se duas razões frequências (f^*): 0,62 e 0,91, já calculadas pela Eq. 3.66.

6.2.2. $U_r = 5,0$ – *Upper branch*.

A seguir, na Fig. 6.8, é apresentado o contorno de vorticidade na direção y (ω_y). As estruturas foram visualizadas usando o critério-Q (0,002). Na imagem da esquerda a vista é no plano xz e na imagem da direita a vista é no plano xy .

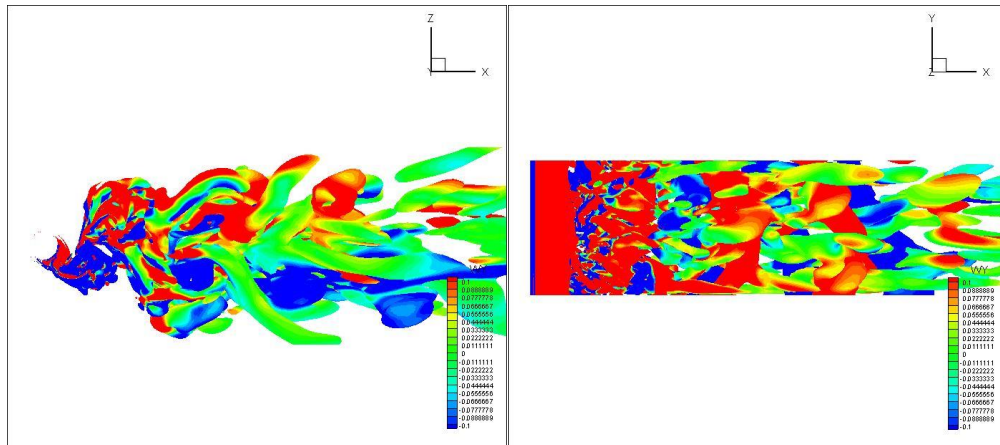


Figura 6.8 – Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_y , para $U_r = 5,0$, no plano xz (imagem da esquerda) e no plano xy (imagem da direita).

Assim como para $U_r = 3,0$, para $U_r = 5,0$ também é possível notar o modo 2S de desprendimento de vórtices, onde dois de vórtices são emitidos a cada ciclo. Um com vorticidade positiva e outro com vorticidade negativa.

A seguir (Fig. 6.9) são apresentadas as séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro e suas respectivas FFT's para velocidade reduzida, $U_r = 5,0$, após estabilização do escoamento.

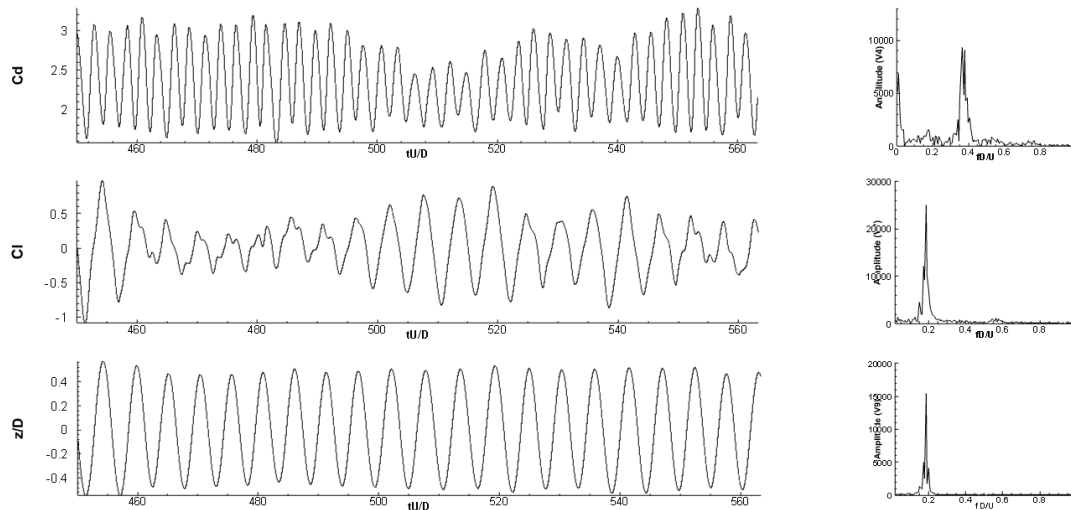


Figura 6.9 - Séries temporais dos coeficientes de arrasto e sustentação, série temporal do deslocamento do cilindro e as respectivas FFT's, para $U_r = 5,0$.

Inicialmente, observa-se que o coeficiente de arrasto (C_D), para $U_r = 5,0$, possui uma amplitude maior do que para $U_r = 3,0$. O valor médio observado é de $C_D = 2,36$. Nota-se que a série temporal do coeficiente de sustentação (C_L) ainda está aproximadamente em fase com a série temporal do deslocamento do cilindro (z/D). O C_L máximo obtido foi de 0,90 e a amplitude máxima de deslocamento foi de $A/D = 0,56$. As séries temporais observadas estão relacionadas com o pico de amplitude do escoamento, portanto este é o movimento ressonante. Isso está de acordo com o trabalho de Wanderley et al. (2008) e de Khalak e Williamson (1996) que obtiveram o movimento ressonante quando $U_r \sim 5,0$.

É possível observar a resposta harmônica do deslocamento do cilindro. Isso é evidenciado pelo único pico de frequência para a série temporal do deslocamento e está de acordo com o trabalho de Khalak e Williamson (1996), para esta velocidade reduzida. A FFT da série temporal do deslocamento transversal (z) fornece a frequência adimensionalizada (fD/U), que a partir da Eq. 3.66 pôde-se obter a razão de frequência de vibração, $f^* = 1,09$.

6.2.3. $U_r = 7,0$ – *Lower branch.*

A seguir serão apresentados os resultados obtidos para $U_r = 7,0$. Inicialmente são mostradas algumas figuras relativas à vorticidade e, depois, são apresentadas as séries temporais dos coeficientes hidrodinâmicos e do deslocamento do cilindro. Na Fig. 6.10, é apresentado o contorno de vorticidade na direção x (ω_x), para $U_r = 7,0$, utilizando o

critério-Q de identificação de vórtices. A cor vermelha representa ω_x positivo e a cor azul representa ω_x negativo.

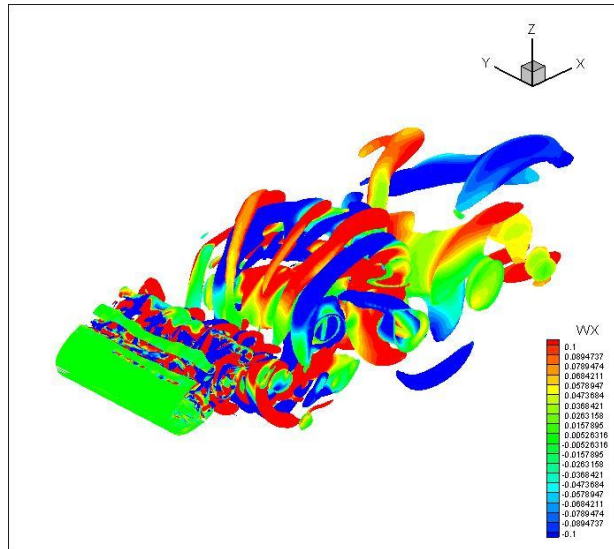


Figura 6.10 - Iso-superfície do critério-Q e o contorno de vorticidade ω_x , para $U_r = 7,0$.

Ainda é possível observar que as estruturas com vorticidade na direção x (ω_x) ligando um vórtice primário a outro seguem presentes. Nota-se a alternância do sinal da vorticidade (ω_x) ao longo do eixo do cilindro. Porém, próximo ao cilindro, nota-se interação entre as estruturas tridimensionais mais intensas do que para velocidades reduzidas inferiores.

Na Fig. 6.11, é apresentado o contorno de vorticidade na direção y (ω_y). As estruturas foram visualizadas usando o critério-Q (0,002). Na imagem da esquerda a vista é no plano xz e na imagem da direita a vista é no plano xy .

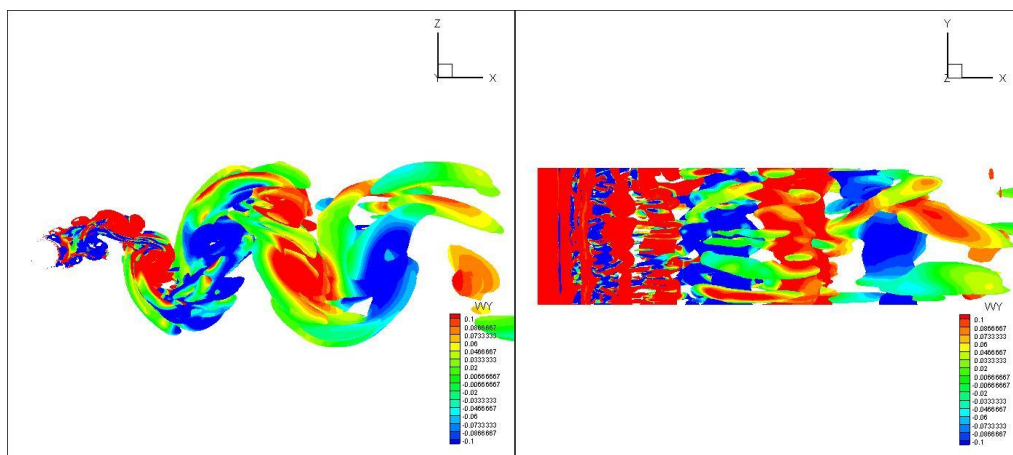


Figura 6.11 – Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_y , para $U_r = 7,0$, no plano xz (imagem da esquerda) e no plano xy (imagem da direita).

Diferentemente da forma que ocorreu antes, pela componente da vorticidade na direção y (ω_y), no plano xz (imagem da esquerda), nota-se um par de vórtices na parte de baixo da esteira e outro par de vórtices na parte de cima da esteira. Em cada um dos pares, um possui coloração azul (vorticidade negativa na direção y) e outro com coloração vermelha (vorticidade positiva na direção y). A imagem da direita evidencia ainda mais esse fenômeno, chamado de modo 2P de desprendimento de vórtices. Ou seja, dois pares de vórtices são desprendidos a cada ciclo de oscilação.

A seguir (Fig. 6.12) são apresentadas as séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro e suas respectivas FFT's para velocidade reduzida, $U_r = 7,0$.

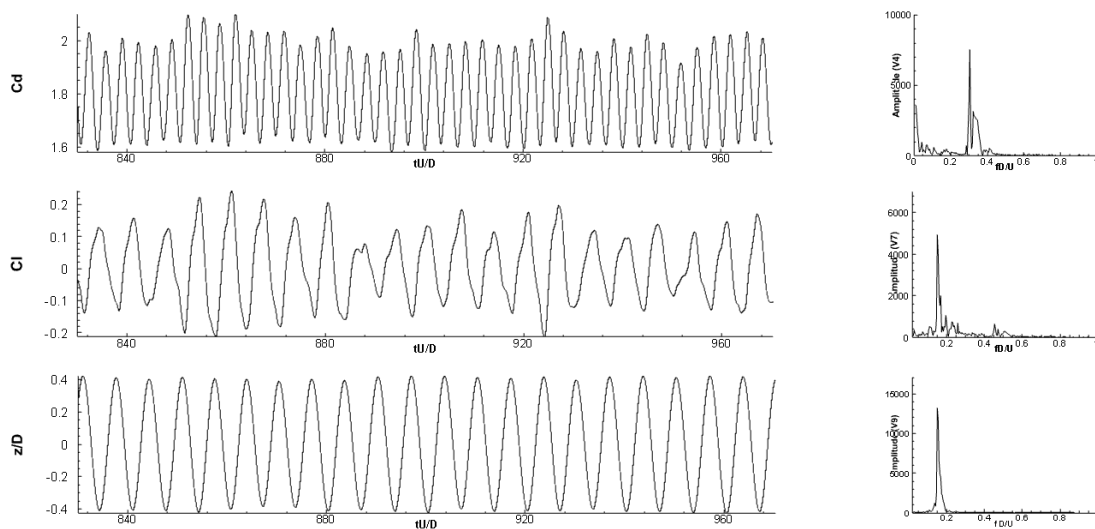


Figura 6.12 - Séries temporais dos coeficientes de arrasto e sustentação, série temporal do deslocamento do cilindro e as respectivas FFT's, para $U_r = 7,0$.

Pode-se observar que a série temporal do coeficiente de arrasto (C_D) voltou a ter uma baixa amplitude, semelhante ao que ocorre em todas as velocidades reduzidas na *initial branch*. Esse comportamento é o oposto do que ocorre no *upper branch*, onde a amplitude do coeficiente de arrasto (C_D) é mais alta, conforme pode ser observado nas figuras apresentadas no Apêndice A, deste trabalho. O valor médio observado deste coeficiente foi de $C_D = 1,81$.

Ainda observando a figura anterior (Fig. 6.12), o C_L máximo obtido foi de 0,24 e a amplitude máxima de deslocamento foi de $A/D = 0,43$. A FFT da série temporal do deslocamento fornece a frequência adimensionalizada (fD/U), que a partir da Eq. 3.39 pode-se obter a razão de frequência de vibração. Mais uma vez, o deslocamento do

corpo é harmônico, podendo ser evidenciado pelo único pico de frequência para as séries apresentadas. Esse comportamento está de acordo com os resultados encontrados por Khalak e Williamson (1996). Pela FFT da série temporal do deslocamento transversal (z) do cilindro, nota-se uma única razão de frequência ($f^* = 1,2$).

Nota-se ainda, que a sustentação (C_L) não está mais em fase com a série temporal do deslocamento do cilindro (z/D), para $U_r = 7,0$ (*lower branch*). Uma mudança abrupta do ângulo de fase ($\sim 180^\circ$) ocorre com o aumento da velocidade reduzida.

No Apêndice A deste trabalho, encontram-se as simulações com outras velocidades reduzidas, para o cilindro com um grau de liberdade.

6.2.4. Resposta em frequência.

Na Fig. 6.13, é apresentada a curva relacionada ao mapeamento das razões de frequência de vibração do cilindro, oriundas das séries temporais do deslocamento do cilindro pela análise da FFT. A resposta em frequência obtida pela FFT da série temporal do deslocamento, para as velocidades reduzidas simuladas, é utilizada para calcular a razão de frequência, ver Eq. 3.66.

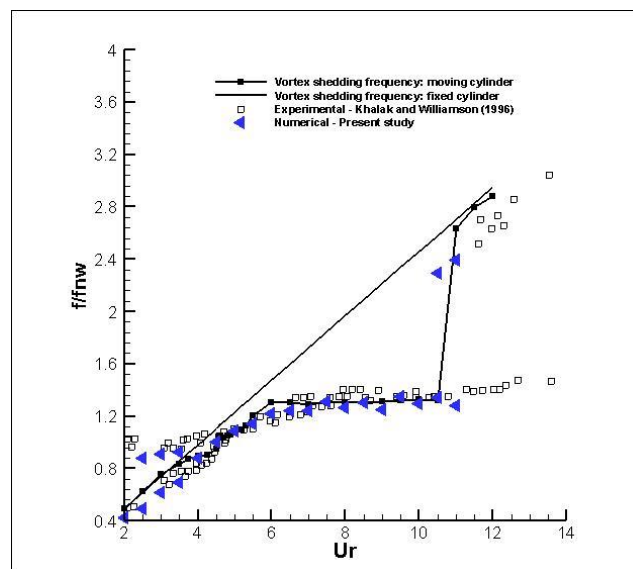


Figura 6.13: Frequência de vibração em função da velocidade reduzida.

Assim como no trabalho de Khalak e Williamson (1996), foram apresentadas duas frequências de vibração para algumas velocidades reduzidas. Nota-se também que, no *initial branch* e no *upper branch* a frequência de vibração em função da velocidade

reduzida foi muito próxima às frequências obtidas por Wanderley et al. (2008) e Khalak e Williamson (1996).

A frequência de vibração é normalizada pela frequência natural da estrutura na água (ver Seção 3.3 deste trabalho). Na região do *lock-in* (ou sincronização) a razão de frequência é aproximadamente constante. Após a $U_r = 5,0$, há uma sincronização da frequência de vibração com a frequência natural do sistema. Para essa velocidade reduzida foi observado o pico de amplitude (ressonância) e a razão de frequência observada foi de 1,09. Nota-se que a frequência de vibração é aproximadamente igual à frequência natural da estrutura na água.

Fora da região do *lock-in*, a razão de frequência aumenta com a velocidade reduzida, seguindo a frequência de Strouhal. É importante ressaltar que a formulação numérica utilizada neste trabalho foi capaz de capturar satisfatoriamente o fenômeno de *lock-in*, característico do *lower branch*. Os resultados para razão de frequência foram muito próximos aos obtidos por Wanderley et al. (2008) e aos obtidos experimentalmente por Khalak e Williamson (1996).

6.2.5. Ângulo de fase e os modos de desprendimento de vórtices.

Apresentadas as séries do deslocamento do cilindro na direção transversal do escoamento, é possível obter uma curva para o ângulo de fase entre o coeficiente de sustentação e o deslocamento do cilindro, para cada velocidade reduzida. Segue a curva (Fig. 6.14) comparada com o mesmo resultado de Wanderley et al. (2008).

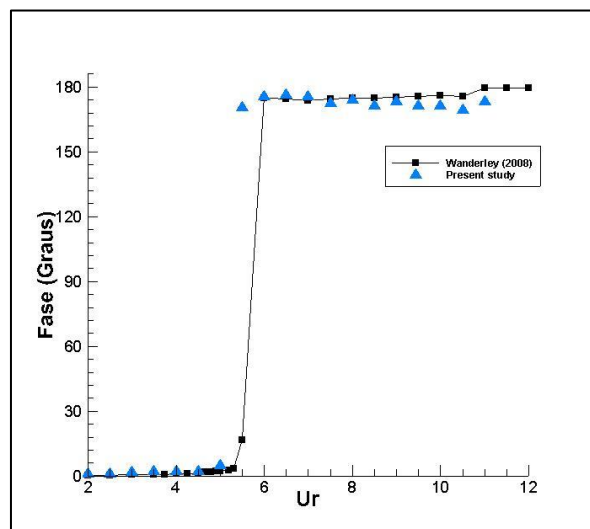


Figura 6.14: Ângulo de fase entre as séries temporais do coeficiente de sustentação e do deslocamento do cilindro em função da velocidade reduzida.

Nota-se que o ângulo de fase em função da velocidade reduzida se manteve próximo ao obtido pelo estudo numérico bidimensional de Wanderley et al. (2008). Para as velocidades reduzidas de 2,0 até 5,0 o ângulo de fase entre o coeficiente de sustentação e o deslocamento do corpo é aproximadamente 0,0. A mudança do ângulo de fase ocorre quando a velocidade reduzida é igual a 5,5. Nesse momento, o ângulo de fase passa a ser de aproximadamente 180°, mantendo-se até $U_r = 11,0$.

Analisando as figuras apresentadas no Apêndice A deste trabalho, a mudança de fase ocorreu para $U_r = 5,5$. Esse resultado está de acordo com o trabalho de Meneghini e Bearman (1995), a mudança no ângulo de fase entre o coeficiente de sustentação e o deslocamento ocorre quando o modo 2P passa a ocorrer. Além disso, a passagem do modo 2S para o modo 2P é acompanhada de uma mudança na série temporal do coeficiente de sustentação, que deixa de ser harmônico.

No *initial branch*, um vórtice simples é desprendido a cada meio ciclo de oscilação, caracterizando o modo 2S. No *upper branch*, após $U_r = 5,5$, dois pares de vórtices são desprendidos a cada meio ciclo de oscilação, caracterizando o modo 2P. Porém, o segundo vórtice de cada par é mais fraco que o primeiro, conforme pode ser observado na Fig. 6.15.

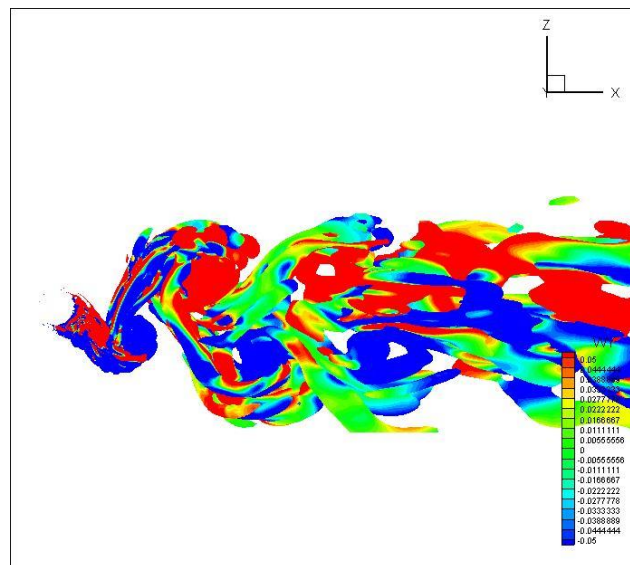


Figura 6.15 – Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_y , para $U_r = 5,5$, no plano xz (imagem da esquerda) e no plano xy (imagem da direita).

Próximo ao cilindro, na parte de cima da esteira, um vórtice com vorticidade negativa é desprendido logo em seguida ao desprendimento de um vórtice com

vorticidade positiva. Porém, observando todos os vórtices na esteira, nota-se que o segundo vórtice do par emitido é mais fraco que o primeiro. Esse é o modo 2P fraco.

No *lower branch*, conforme observado em $U_r = 7,0$, dois vórtices são desprendidos a cada meio ciclo de oscilação, caracterizando o modo 2P novamente, mas, agora, os dois vórtices são fortes, conforme Fig. 6.11, já apresentada na seção anterior (Seção 6.2.3).

Os resultados obtidos neste trabalho estão de acordo com alguns trabalhos na literatura. Wanderley et al. (2008) explicam que a sustentação cai quando chega-se ao *upper branch* na curva de resposta em amplitude e isso relaciona-se ao modo 2P de desprendimento de vórtice. Segundo o autor, o modo 2S está relacionado com altas amplitudes e o modo 2P com baixas amplitudes de resposta. Por esse motivo, a sustentação cai quando o modo 2P surge. Isso também está relacionado com o teorema de Kutta-Joukowski, apresentado na Eq. 2.11 do trabalho atual e descrito a seguir.

No modo 2S, quando a vorticidade negativa é desprendida, o fluxo de vorticidade líquida na superfície do corpo é positivo e uma força de sustentação positiva irá agir no corpo. Por outro lado, quando a vorticidade positiva é desprendida, o fluxo de vorticidade líquida na superfície do corpo é negativo e uma força de sustentação negativa irá agir no corpo. No modo 2P, um par de vórtices é emitido a cada meio ciclo, um com vorticidade positiva e outro com vorticidade negativa. Nesse caso, o fluxo de vorticidade líquida na superfície do corpo é muito menor no modo 2P, comparado ao modo 2S de desprendimento de vórtices. Sendo assim, o coeficiente de sustentação é menor no *lower branch* (modo 2P forte), mas no *upper branch* (modo 2P fraco) o coeficiente de sustentação não é tão pequeno, pois o segundo vórtice emitido a cada meio ciclo é muito mais fraco que o primeiro.

Wanderley e Soares (2015), em um estudo numérico de oscilação livre, explicam que a transição entre os modos de emissão de vórtices 2S e 2P ocorre quando a curva de potência absorvida muda de inclinação. Para inclinação positiva, observa-se o modo 2S. Para inclinação negativa, nota-se o modo 2P. Ou seja, quando a potência absorvida pelo sistema começa a diminuir um segundo vórtice tem que ser emitido no bordo de fuga do corpo para compensar o excesso de energia que o escoamento tenta transferir para o sistema. Conforme explica o autor, o escoamento não sabe que o sistema está perdendo a capacidade de absorver energia e tenta transferir uma quantidade de energia que o sistema não pode absorver. A natureza resolve esse desequilíbrio através da emissão de

um vórtice adicional no bordo de fuga do corpo, dando origem ao modo 2P de emissão de vórtices.

A formulação numérica e a formulação matemática utilizadas nesta pesquisa foram capazes de simular a vibração induzida por vórtices de um cilindro rígido montado elasticamente. Os modos de desprendimento de vórtices e o ângulo de fase foram obtidos e estão de acordo com outros trabalhos encontrados na literatura (Meneghini, 2002; Saltara, 2003; Wanderley et al., 2008).

6.2.6. Amplitude de vibração e o efeito da dissipação numérica.

Foi obtida a curva para a amplitude do deslocamento para cada velocidade reduzida. Segue a resposta em amplitude (Fig. 6.16) comparada com outros resultados da literatura.

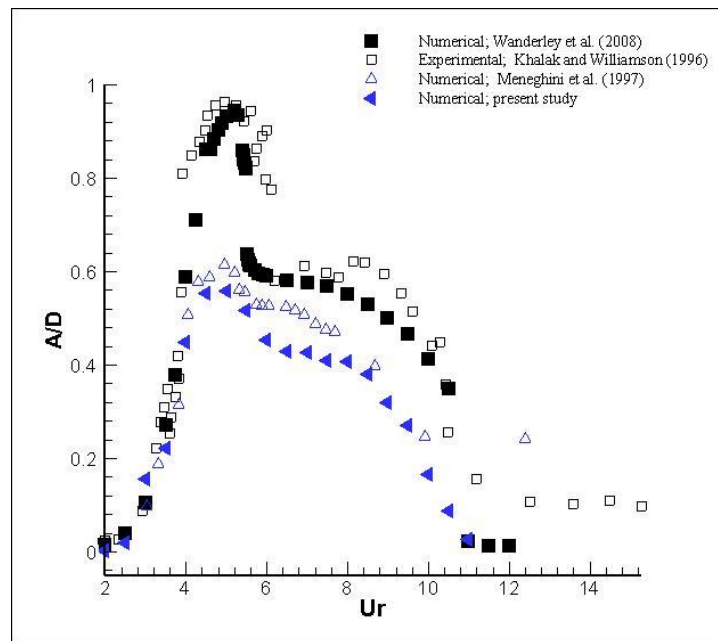


Figura 6.16: Resposta em amplitude para a vibração do cilindro em função da velocidade reduzida.

Até $U_r = 4,0$ (*initial branch*), a amplitude de oscilação do cilindro seguiu os resultados numéricos de Wanderley et al. (2008) e experimental de Khalak e Williamson (1996). Até o pico de amplitude a frequência de vibração é menor do que a frequência natural. No pico de amplitude ($U_r = 5,0$ – ressonância) a frequência de vibração é aproximadamente igual a frequência natural (em água) da estrutura. Partindo do pico de amplitude, aumentando a velocidade reduzida, a frequência de vibração aumenta um pouco mais e a amplitude de oscilação diminui. É interessante notar que,

para $U_r = 5,5$, a amplitude de oscilação diminui e o ângulo de fase salta de aproximadamente 0° para aproximadamente 180° , mantendo-se em todo o *lower branch*.

De acordo com os resultados de Khalak e Williamson (1996), o trabalho atual foi capaz de obter o *initial branch* e o *lower branch*. Porém, não foi possível obter o *upper branch*. Contudo, quando comparado com os resultados de Meneghini et al. (1997), pode-se observar que os valores para o pico de amplitude ficaram próximos.

Na Tabela 6.1 a seguir, são apresentados dados para a amplitude máxima de vibração (pico – *upper branch*) de diferentes trabalhos encontrados na literatura.

Tabela 6.1: Pico de amplitude para diferentes trabalhos.

Investigadores	Método	Re	$m^*\zeta$	Pico A/D
Angrilli et al. (1974)	Experimental - água	2500 – 7000	0,049	0,54
Sarpkaya (1995)	Experimental - água	6000 - 35000	0,052	0,95
Fujarra et al. (1998)	Experimental - água	14410 - 50380	0,036	1,01
	DNS – 2D	200	0,015	0,61
Saltara et al. (1998)	LES – 2D	1000	0,013	0,67
Evangelinos e Karniadakis (1998)	DNS – 3D	1000	0,00	0,74
Meneghini et al. (1997)	2D – based on the Vortex-in-Cell	200	0,013	0,62
Wanderley et al. (2008)	2D - RANS	2000 - 12000	0,013	0,94
Wanderley e Soares (2015)	2D - RANS	2000 - 24000	0,013	1,0
	2D - RANS	1000	0,013	0,55
Khalak e Williamson (1996)	Experimental - água	2000 – 12000	0,013	0,96
Trabalho atual	LES – 3D	2000 - 12000	0,013	0,56

O resultado para pico de amplitude encontrado no trabalho atual está próximo a alguns resultados numéricos encontrados na literatura (Fujarra et al., 1998; Saltara et al., 1998; Meneghini et al., 1997) e muito próximo ao resultado experimental encontrado

por Angrilli et al. (1974) e ao resultado numérico encontrado por Wanderley e Soares (2015) quando mantiveram constante o valor do número Reynolds ($Re = 1000$).

Conforme já comentado anteriormente a dissipação numérica pode ser benéfica para resolução de problemas com comportamento não linear, ou seja, com cascadeamento de energia. A dissipação numérica é necessária para diminuir as instabilidades do esquema numérico, porém ela acaba adicionando amortecimento na resposta de oscilação do sistema. Por isso, é importante colocar o mínimo suficiente de dissipação numérica para resolver o problema.

No trabalho atual, utilizou-se baixa dissipação numérica. Porém, observou-se que, ainda assim, houve um amortecimento na resposta de oscilação do cilindro, proporcionando diminuição no pico de amplitude. Dessa forma, não se consegue reproduzir com precisão o *upper branch* obtido por Khalak e Williamson.

Em comparação com as curvas de amplitudes obtidas por Wanderley et al. (2008) e por Khalak e Williamson (1996), o pico de amplitude de vibração obtido no trabalho atual, ficou um pouco abaixo. Porém ficou próximo ao obtido por Meneghini (1997). Isso se deve, provavelmente, a utilização da dissipação numérica no esquema centrado do trabalho atual. Entretanto, os valores de amplitudes obtidos no *initial branch* e no *lower branch* do trabalho atual se aproximaram mais dos obtidos por Wanderley et al. (2008), por Meneghini (1997) e por Khalak e Williamson (1996).

Wanderley et al. (2008) implementaram o esquema não linear *Total Variation Diminishing* (TVD). Este esquema possui implicitamente um chaveamento para utilizar dissipação numérica apenas quando ocorrer instabilidades numéricas. O grande problema do método é o seu custo computacional, o que demandaria muito mais tempo de execução, se tornando até proibitivo para um código tridimensional.

Sendo assim, o resultado numérico indica que, muito provavelmente, a presença da dissipação numérica foi decisiva para que não fosse obtido o *upper branch*. A amplitude de deslocamento (A/D) máxima foi de 0,56, obtido para $U_r = 5,0$.

6.3 – VIV com dois graus de liberdade.

A seguir, serão apresentados resultados para um cilindro rígido apoiado elasticamente e livre para oscilar em duas direções: direção transversal (z) e na direção do escoamento (x). Da mesma forma que no VIV para um grau de liberdade, para dois

graus de liberdade as simulações foram realizadas de forma que a velocidade reduzida é aumentada com uma aceleração suave, deixando estabilizar na velocidade reduzida de interesse. Dessa forma, a velocidade reduzida foi variando de $U_r = 2,0$ até $U_r = 11,0$.

A resposta em amplitude do deslocamento na direção z foi comparada com a resposta em amplitude na mesma direção obtida experimentalmente por Jauvtis e Williamson (2004). Portanto, ressalta-se que os valores de massa reduzida e razão de amortecimento utilizados no trabalho atual foram os mesmos que os utilizados por Jauvtis e Williamson (2004), conforme segue a Eq. 3.52.

$$2 \text{ grau de liberdade: } \begin{cases} m^* = 2,6 \\ \zeta = 4,24 \times 10^{-3} \end{cases} \quad (3.52)$$

Inicialmente, serão apresentados os resultados obtidos para o cilindro livre para vibrar em duas direções (x e z). Conforme explicado anteriormente (Fig. 3.1), para essa configuração, o sistema mola-amortecedor é colocado também na direção do escoamento. A seguir, serão apresentados os resultados para três velocidades reduzidas: $U_r = 3,5$; $U_r = 5,5$ e $U_r = 7,0$. Para o cilindro com dois graus de liberdade, os resultados para outras velocidades reduzidas são apresentados nos Apêndices B e C deste trabalho.

6.3.1. $U_r = 3,5$.

Na Fig. 6.17, é apresentado o contorno de vorticidade na direção x (ω_x), utilizando o critério-Q de identificação de vórtices. No mapa de cores, a coloração vermelha representa ω_x positivo e a coloração azul representa ω_x negativo.

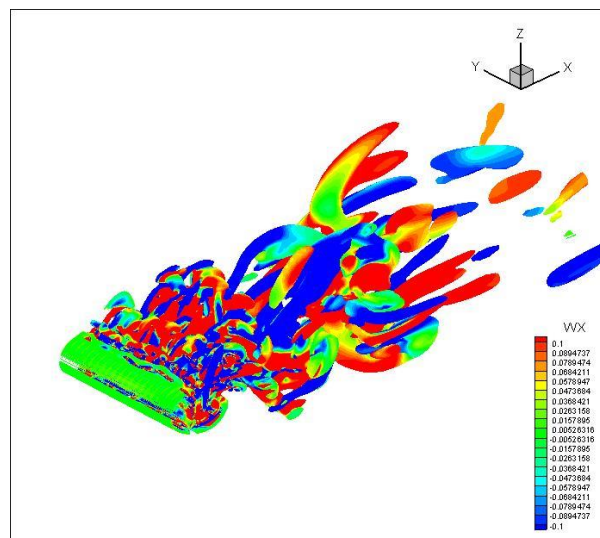


Figura 6.17 - Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_x , para $U_r = 3,5$.

É possível observar que as estruturas com vorticidade na direção x (ω_x) observadas na esteira de vórtices do cilindro fixo e livre para vibrar (1GL), seguem presentes na esteira de vórtices para o cilindro livre para vibrar com dois graus de liberdade. Na esteira, próximo ao cilindro, nota-se a alternância do sinal da vorticidade (ω_x) ao longo do eixo do cilindro. Essas estruturas possuem as mesmas características que as estruturas mostradas anteriormente e são típicas do escoamento turbulento.

Na Fig. 6.18, é apresentado o contorno de vorticidade na direção y (ω_y). As estruturas foram visualizadas usando o critério-Q (0,002). Na imagem da esquerda a vista é no plano xz e na imagem da direita a vista é no plano xy .

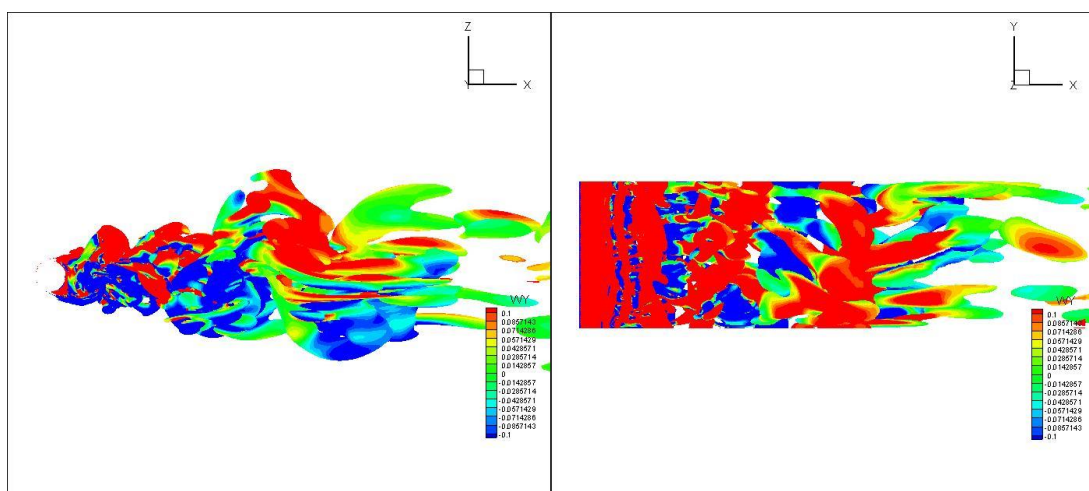


Figura 6.18 – Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_y , para $U_r = 3,5$, no plano xz (imagem da esquerda) e no plano xy (imagem da direita).

Pela componente da vorticidade na direção y (ω_y), no plano xz (figura da esquerda), há predominância de vorticidade (ω_y) negativa (coloração azul) na parte de baixo da esteira de vórtices e predominância de vorticidade (ω_y) positiva (coloração vermelha) na parte de cima da esteira. No plano xy (figura da direita), é possível observar por uma vista de topo que há alternância entre vórtices com vorticidade positiva e negativa na esteira. Essa é a característica do modo 2S de desprendimento de vórtices. Ou seja, a cada ciclo de oscilação são desprendidos dois vórtices: um com vorticidade positiva e um com vorticidade negativa.

Nota-se também, deformação dos vórtices primários ao longo do eixo do cilindro (y), de forma bem mais acentuada do que a observada para um grau de liberdade.

A seguir, na Fig. 6.19, podem ser observadas séries temporais para: coeficiente de sustentação, coeficiente de arrasto, deslocamento na direção x e deslocamento na direção z , para $U_r = 3,5$. Pela Transformada Rápida de Fourier (FFT), foram obtidas as frequências de oscilações de cada série.

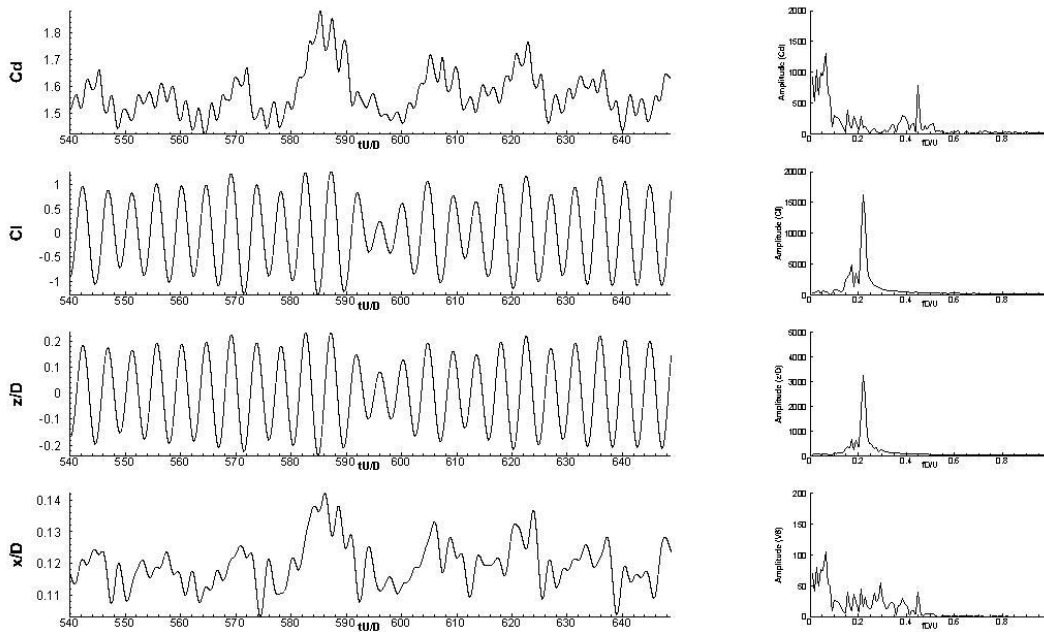


Figura 6.19 - Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro (2GL - direção x e z) e as respectivas FFT's, para $U_r = 3,5$.

Nota-se, que a série temporal do coeficiente de sustentação (C_L) está em fase com a série temporal do deslocamento do cilindro na direção transversal (z/D). O C_L máximo obtido foi de 1,28, a amplitude máxima de deslocamento na direção transversal (z) foi de $A_z/D = 0,24$ e na direção longitudinal (x) foi de $A_x/D = 0,02$. A série temporal do coeficiente de arrasto está em fase com o deslocamento do cilindro na direção do escoamento (x/D). É possível observar ainda que o coeficiente de arrasto (C_D) possui pequena amplitude e a sua média é de $C_D = 1,61$. Pela FFT da série temporal do deslocamento do cilindro na direção z , observou-se uma única razão de frequência, $f^* = 0,91$, já calculadas pela Eq. 3.67. Pela FFT da série temporal do deslocamento do cilindro na direção x , notaram-se muitas frequências de vibração.

Para essa velocidade reduzida, a frequência de vibração do cilindro na direção z é a mesma que a frequência de oscilação do coeficiente de sustentação. Foram observadas algumas frequências de vibração na direção x , assim como foram observadas algumas frequências de oscilação do coeficiente de arrasto.

Na Fig. 6.20, nota-se a oscilação do coeficiente de sustentação em função da oscilação do coeficiente de arrasto (imagem da esquerda) e a trajetória do cilindro na direção z em função da trajetória do cilindro na direção x (imagem da direita), também conhecida como figura de Lissajous.

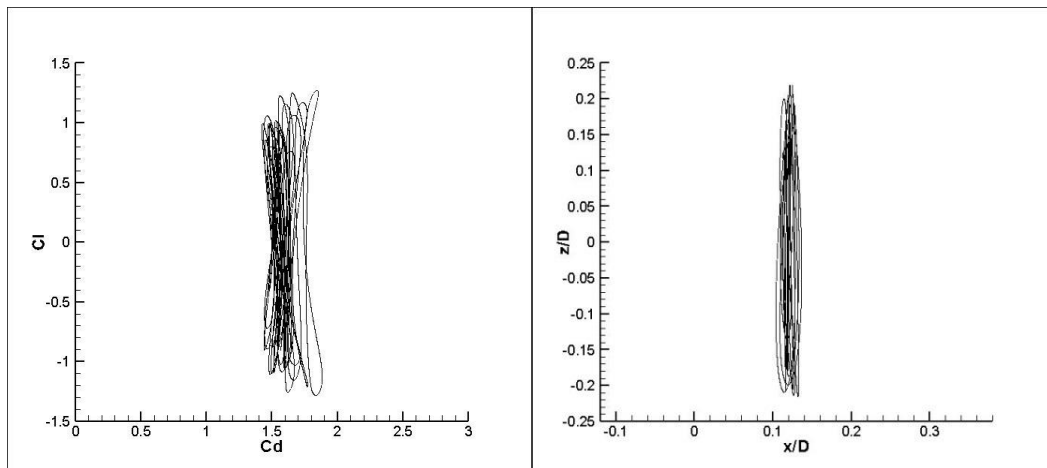


Figura 6.20 – Gráfico de fase ($C_D \times C_L$) e figura de Lissajous, para $U_r = 3,5$.

O gráfico de fase que relaciona o coeficiente de sustentação em função do coeficiente de arrasto (imagem da esquerda) mostra um comportamento complexo. Nota-se que o coeficiente de sustentação oscila em torno de zero, já o coeficiente de arrasto não oscila em torno de zero. Isso ocorre devido ao escoamento incidente que atua constantemente no cilindro, mantendo o coeficiente de arrasto médio relativamente alto. Nota-se que o efeito observado no coeficiente de arrasto é semelhante ao que ocorre no deslocamento do cilindro nas direções x , de forma que o cilindro não oscila em torno de zero na direção x .

6.3.2. $U_r = 5,5$.

Na Fig. 6.21, é apresentado o contorno de vorticidade na direção x (ω_x), utilizando o critério-Q de identificação de vórtices. No mapa de cores, a coloração vermelha representa vorticidade positiva na direção x e a coloração azul representa vorticidade negativa na direção x .

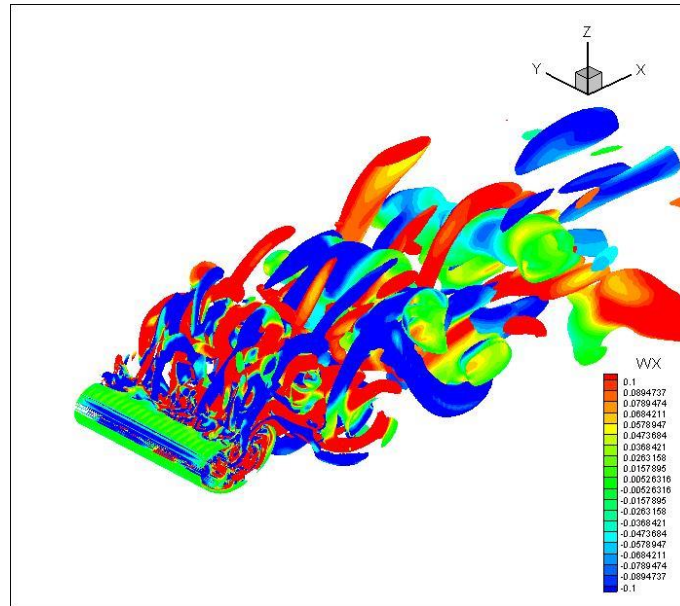


Figura 6.21 - Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_x , para $U_r = 5,5$.

É possível observar que as estruturas com vorticidade na direção x (ω_x) seguem presentes. Pela imagem, é possível notar vorticidade positiva na direção x , na camada cisalhante na superfície do cilindro. Esse comportamento pode ser evidenciado na Fig. 6.22, onde é mostrado o contorno de vorticidade na direção x (ω_x), no plano xy , de toda a esteira de vórtices (imagem da esquerda) e da camada cisalhante próxima ao cilindro (imagem da direita).

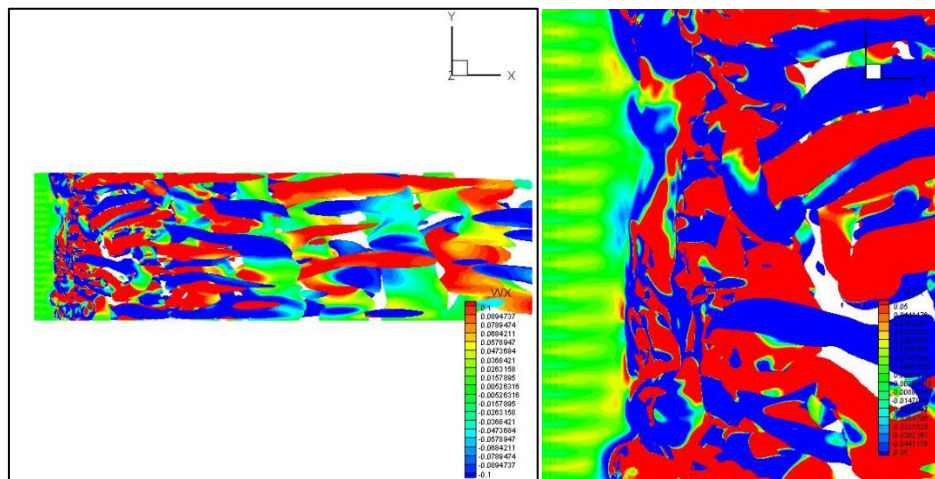


Figura 6.22 – Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_x , no plano xy , para $U_r = 5,5$. Na imagem da esquerda é visualizada toda a esteira de vórtices e na imagem da direita a camada cisalhante próxima ao cilindro.

Notam-se filamentos de vorticidade (ω_x) positiva na camada cisalhante. Esses filamentos são semelhantes à instabilidade do modo B, observada no cilindro fixo. Porém, agora a sequência de vorticidade positiva não é mais alternada com a vorticidade negativa, para $U_r = 5,5$, com o cilindro livre para vibrar em duas direções (x e z). Nota-se ainda um comportamento caótico das estruturas de vorticidade ω_x , que se entrelaçam umas nas outras, logo a jusante da instabilidade observada.

Na Fig. 6.23, é apresentado o contorno de vorticidade na direção y (ω_y). As estruturas foram visualizadas usando o critério-Q (0,002). Na imagem da esquerda a vista é no plano xz e na imagem da direita a vista é no plano xy .

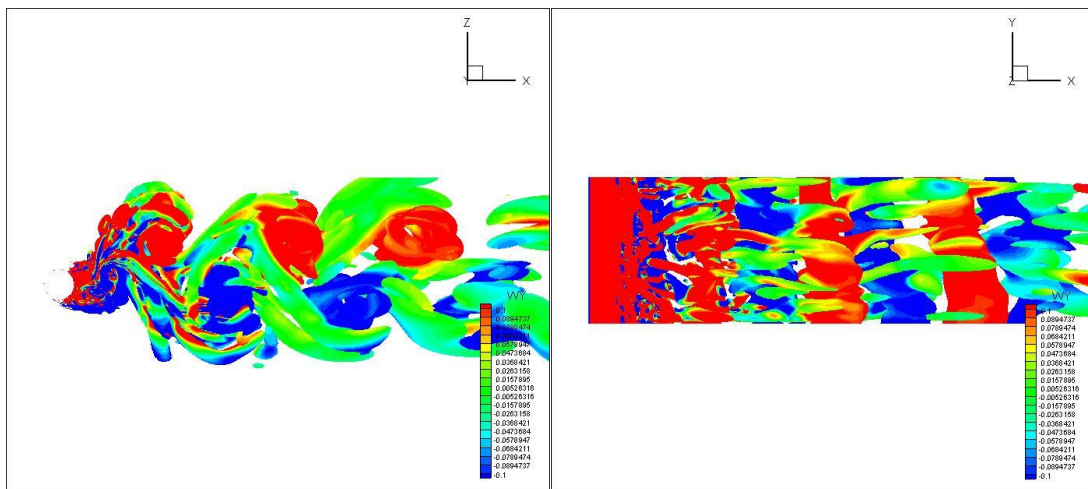


Figura 6.23 – Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_y , para $U_r = 5,5$, no plano xz (imagem da esquerda) e no plano xy (imagem da direita).

Pela componente da vorticidade na direção y (ω_y), no plano xz (imagem da esquerda), há predominância de vorticidade (ω_y) negativa (coloração azul) na parte de baixo da esteira de vórtices e predominância de vorticidade (ω_y) positiva (coloração vermelha) na parte de cima da esteira. No plano xy (figura da direita), é possível observar por uma vista de topo que há alternância entre vórtices com vorticidade (ω_y) positiva e negativa na esteira. Essa é a característica do modo 2S de desprendimento de vórtices. Ou seja, a cada ciclo de oscilação são desprendidos dois vórtices: um com vorticidade positiva e um com vorticidade negativa.

Nota-se também, deformação dos vórtices primários ao longo do eixo do cilindro (y), de forma bem mais acentuada do que a observada para um grau de liberdade.

A seguir, na Fig. 6.24, podem ser observadas séries temporais para: coeficiente de sustentação, coeficiente de arrasto, deslocamento na direção x e deslocamento na direção z , para $U_r = 5,5$. Pela Transformada Rápida de Fourier (FFT), foram obtidas as frequências de oscilações de cada série.

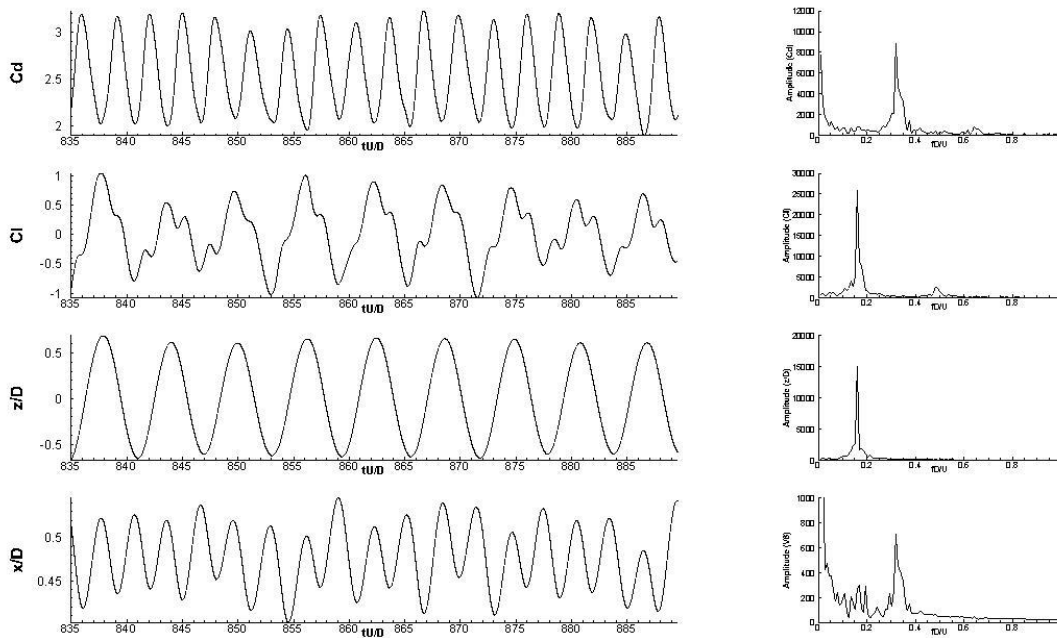


Figura 6.24 - Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro (2GL - direção x e z) e as respectivas FFT's, para $U_r = 5,5$.

Nota-se, que a série temporal do coeficiente de sustentação (C_L) segue em fase com a série temporal do deslocamento do cilindro na direção transversal (z/D). O C_L máximo obtido foi de 1,06, a amplitude máxima de deslocamento na direção transversal (z) foi de $A_z/D = 0,68$ e na direção longitudinal (x) foi de $A_x/D = 0,07$. A série temporal do coeficiente de arrasto (C_D) não está mais em fase com o deslocamento do cilindro na direção do escoamento (x/D). A série temporal do C_D possui amplitude maior do que a observada para $U_r = 3,5$. O coeficiente de arrasto médio é de $C_D = 2,65$. Pela FFT da série temporal do deslocamento do cilindro na direção z , observou-se uma única razão de frequência, $f^* = 1,04$, já calculadas pela Eq. 3.67. Pela FFT da série temporal do deslocamento do cilindro na direção x , notaram-se muitas frequências de vibração, porém predominou-se a razão de frequência de, $f^* = 2,08$. Portanto a frequência de vibração na direção x é o dobro que a frequência de vibração na direção z , para esta velocidade reduzida ($U_r = 5,5$).

Para essa velocidade reduzida, a frequência de vibração do cilindro na direção z é a mesma que a frequência de oscilação do coeficiente de sustentação. O mesmo comportamento é observado na vibração do cilindro na direção x , que possui a mesma frequência de oscilação do coeficiente de arrasto.

Na Fig. 6.25, nota-se a oscilação do coeficiente de sustentação em função da oscilação do coeficiente de arrasto (imagem da esquerda) e a trajetória do deslocamento na direção z em função da trajetória do deslocamento na direção x (imagem da direita – também conhecida como figura de Lissajous).

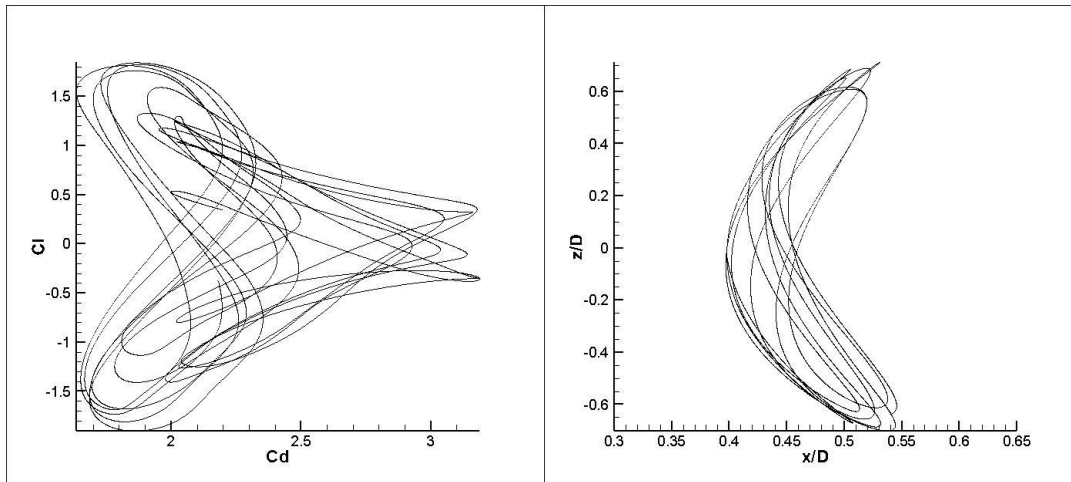


Figura 6.25 – Gráfico de fase ($C_D \times C_L$) e figura de Lissajous, para $U_r = 5,5$.

A curva que relaciona o coeficiente de sustentação em função do coeficiente de arrasto (imagem da esquerda) mostra um comportamento complexo dos dois coeficientes. Nota-se que o coeficiente de sustentação oscila em torno de zero, já o coeficiente de arrasto não oscila em torno de zero. Esse efeito é semelhante ao que ocorre no deslocamento do cilindro nas direções x , que também não oscila em torno de zero.

Contudo, nota-se que o gráfico de fase ($C_D \times C_L$) apresenta um comportamento semelhante ao observado por Jauvtis e Williamson (2004). Além disso, a figura de Lissajous observada neste trabalho está semelhante às observadas por Jauvtis e Williamson (2004), por Kang et al. (2017) e por Wang et al. (2017). Nota-se a forma semelhante à de um oito, reforçando que a frequência de oscilação na direção x é o dobro da frequência de oscilação na direção z , conforme observado também no cálculo da FFT das séries temporais do deslocamento nas direções x e z , anteriormente apresentadas.

6.3.3. $U_r = 7,0$.

Na Fig. 6.26, é apresentado o contorno de vorticidade na direção x (ω_x), utilizando o critério-Q de identificação de vórtices. No mapa de cores, a coloração vermelha representa vorticidade positiva na direção x e a coloração azul representa vorticidade negativa na direção x .

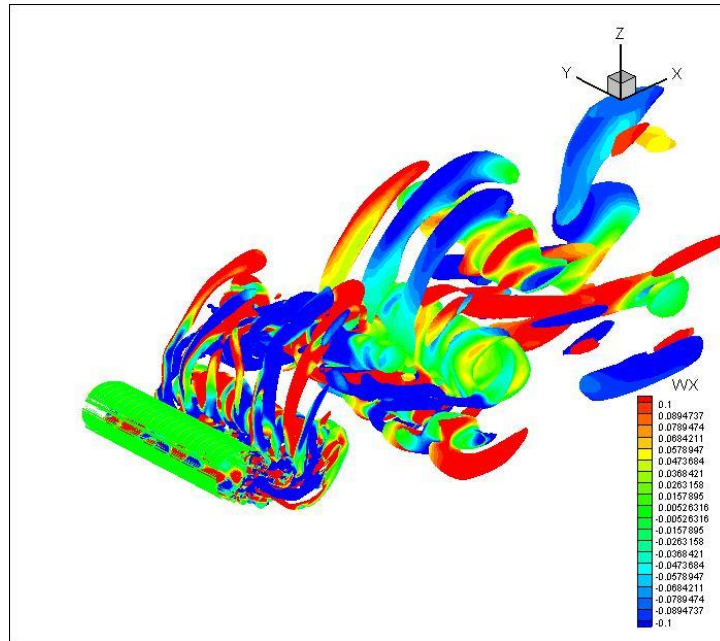


Figura 6.26 - Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_x , para $U_r = 7,0$.

É possível observar que as estruturas com vorticidade na direção x (ω_x) seguem presentes, agora de forma diferente. Nota-se claramente, um maior comprimento longitudinal das estruturas com vorticidade na direção x (ω_x). Isso ocorre devido a maior distância longitudinal entre os vórtices primários desprendidos do cilindro. É possível observar que a distância longitudinal entre os vórtices primários é a maior vista até aqui, neste trabalho.

Na Fig. 6.27, é apresentado o contorno de vorticidade na direção y (ω_y). As estruturas foram visualizadas usando o critério-Q (0,002). Na imagem da esquerda a vista é no plano xz e na imagem da direita a vista é no plano xy .

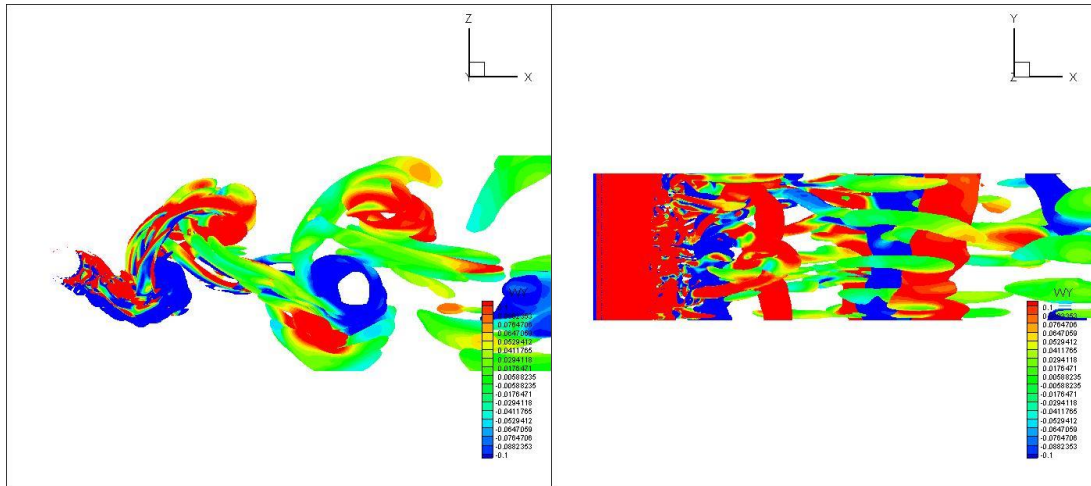


Figura 6.27 – Iso-superfície do critério-Q e contorno de vorticidade ω_y , para $U_r = 7,0$, no plano xz (imagem da esquerda) e no plano xy (imagem da direita).

Com mais essas duas imagens, nota-se que o comprimento longitudinal dos vórtices primários é, claramente, o maior observado neste trabalho. Cumpre-se ressaltar que este comportamento está de acordo com o observado por Wang et al. (2017), para velocidades reduzidas maiores. Isso, provavelmente, está relacionado com o movimento do cilindro na direção do escoamento (x). Além disso, nota-se também, deformação dos vórtices primários ao longo do eixo do cilindro (y), de forma bem mais acentuada do que a observada para um grau de liberdade.

Pela componente da vorticidade na direção y (ω_y), no plano xz (figura da esquerda), há predominância de vorticidade (ω_y) negativa (coloração azul) na parte de baixo da esteira de vórtices e predominância de vorticidade (ω_y) positiva (coloração vermelha) na parte de cima da esteira. Entretanto, nota-se que há um par de vórtices com vorticidade oposta, na parte de baixo da esteira. Apenas um vórtice é desprendido na parte de cima da esteira. Essa é a característica do modo P + S de desprendimento de vórtices. Ou seja, a cada ciclo de oscilação são desprendidos um par de vórtices mais um vórtice simples. Esse resultado difere dos obtidos por Jauvtis e Williamson (2004) e por Kang et al. (2017) que não observaram o modo P + S de desprendimento de vórtices. Contudo o resultado obtido pelo trabalho atual está de acordo ao obtido por Singh e Mittal (2005) e por Wang et al. (2017) que observaram o modo P + S para altas velocidades reduzidas.

A seguir, na Fig. 6.28, podem ser observadas séries temporais para: coeficiente de sustentação, coeficiente de arrasto, deslocamento na direção x e deslocamento na

direção z , para $U_r = 7,0$. Pela Transformada Rápida de Fourier (FFT), foram obtidas as frequências de oscilações de cada série.

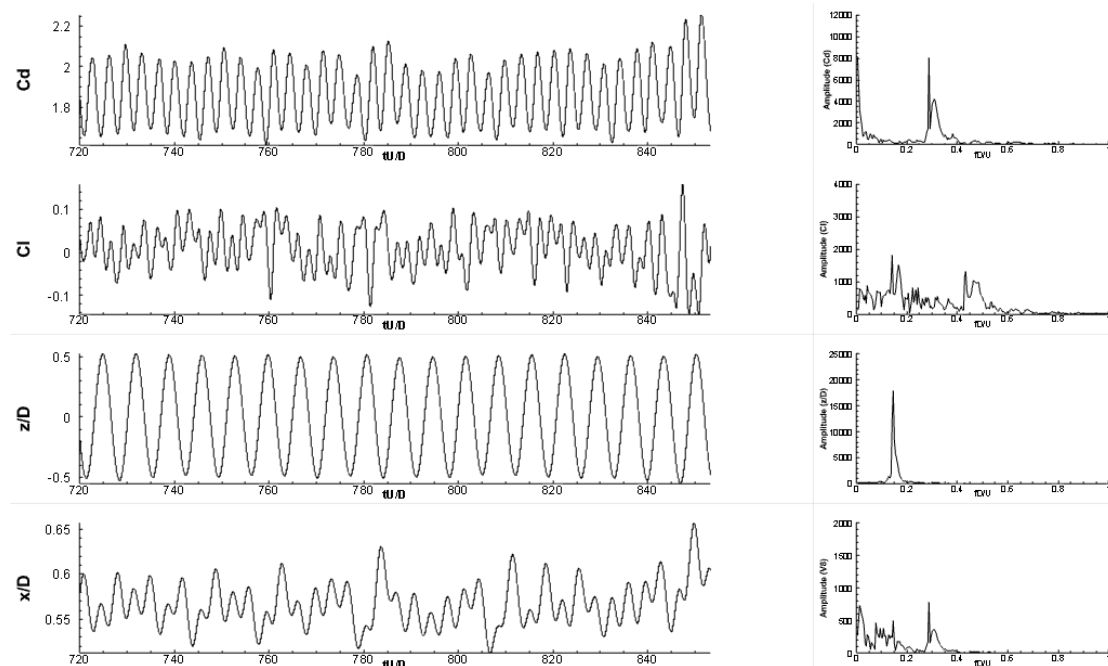


Figura 6.28 - Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro (2GL - direção x e z) e as respectivas FFT's, para $U_r = 7,0$.

Nota-se, que a série temporal do coeficiente de sustentação (C_L) não está mais em fase com a série temporal do deslocamento do cilindro na direção transversal (z/D). O C_L máximo obtido foi de 0,15, a amplitude máxima de deslocamento na direção transversal (z) foi de $A_z/D = 0,54$ e na direção longitudinal (x) foi de $A_x/D = 0,08$. É possível observar ainda que o coeficiente de arrasto (C_D) possui uma amplitude menor do que a observada para $U_r = 5,5$. O coeficiente de arrasto médio é de $C_D = 1,92$. Pela FFT da série temporal do deslocamento do cilindro na direção z , observou-se uma única razão de frequência, $f^* = 0,14$, já calculada pela Eq. 3.67. Pela FFT da série temporal do deslocamento do cilindro na direção x , notaram-se muitas frequências de oscilação, porém predominou-se a razão de frequência de, $f^* = 0,29$. Portanto, fica claro que a frequência de vibração na direção x é o dobro da frequência de vibração na direção z , para esta velocidade reduzida ($U_r = 7,0$).

Para essa velocidade reduzida, a frequência de vibração do cilindro na direção z é a mesma que a frequência de oscilação do coeficiente de sustentação. O mesmo comportamento é observado na vibração do cilindro na direção x que possui a mesma frequência que a oscilação do coeficiente de arrasto.

Outro fato observado é que o ângulo de fase entre a série temporal do coeficiente de sustentação e a série temporal do deslocamento do corpo na direção z deixa de ser aproximadamente igual a 0° e passa a ser aproximadamente igual a 180° , para a velocidade reduzida $U_r = 7,0$.

Na Fig. 6.29, nota-se a oscilação do coeficiente de sustentação em função da oscilação do coeficiente de arrasto (imagem da esquerda) e a trajetória do deslocamento na direção z em função da trajetória do deslocamento na direção x (imagem da direita – figura de Lissajous).

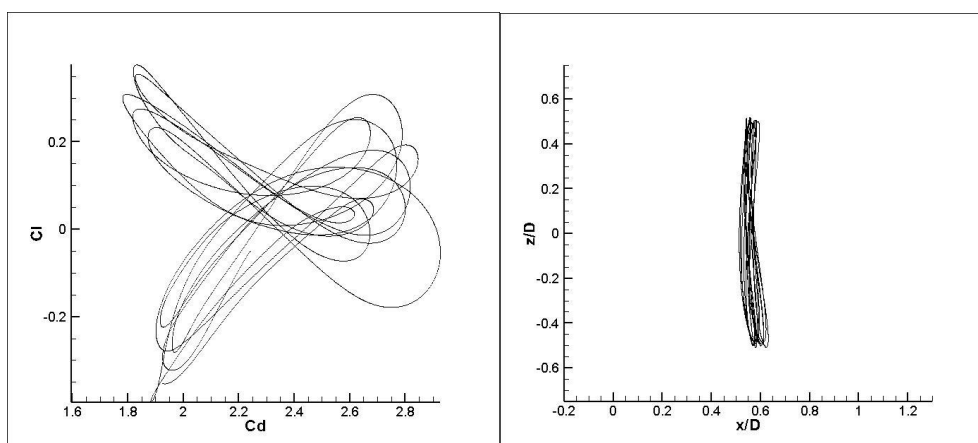


Figura 6.29 – Gráfico de fase ($C_D \times C_L$) e figura de Lissajous, para $U_r = 7,0$.

O gráfico de fase ($C_D \times C_L$ - imagem da esquerda) mostra um comportamento complexo dos dois coeficientes. Nota-se que o coeficiente de sustentação oscila em torno de zero, já o coeficiente de arrasto não oscila em torno de zero. Esse efeito é semelhante ao que ocorre no deslocamento do cilindro nas direções x , que também não oscila em torno de zero, conforme visto na figura de Lissajous (imagem da direita).

Contudo, nota-se que o gráfico de fase ($C_D \times C_L$) apresenta um comportamento semelhante ao observado por Jauvtis e Williamson (2004). Além disso, a figura de Lissajous observada neste trabalho está de acordo com as observadas por Jauvtis e Williamson (2004), por Kang et al. (2017) e por Wang et al. (2017). A forma é semelhante à um oito, reforçando que a frequência de oscilação na direção x é o dobro da frequência de oscilação na direção z , conforme observado também no cálculo da FFT das séries temporais do deslocamento nas direções x e z , anteriormente apresentadas.

Os resultados de outras velocidades reduzidas simuladas, para o cilindro com 2GL, estão no Apêndice B (séries temporais) e no Apêndice C (gráfico de fase ($C_D \times C_L$) e figura de Lissajous), deste trabalho.

6.3.4. Resposta em frequência.

Na Fig. 6.30, é apresentada a curva relacionada ao mapeamento das razões de frequência de vibração, oriundas das séries temporais do deslocamento do cilindro na direção z . A resposta em frequência obtida pela FFT da série temporal do deslocamento na direção z é utilizada para calcular a razão de frequência (pela Eq. 3.67) utilizada na curva. A razão de frequência obtida neste trabalho é comparada com a razão de frequência obtida no trabalho de Jauvtis e Williamson (2004).

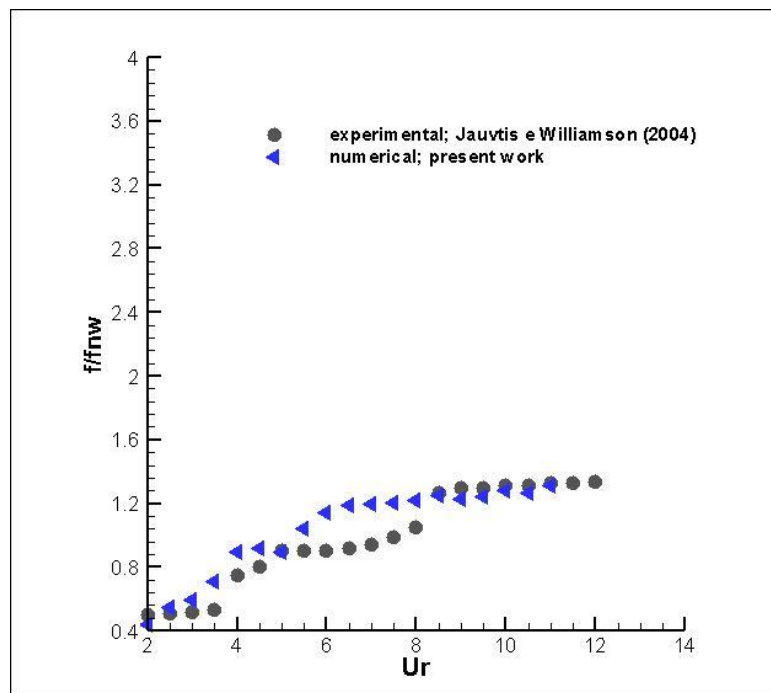


Figura 6.30: Frequência de vibração na direção z , em função da velocidade reduzida para um cilindro com dois graus de liberdade.

A frequência de vibração é normalizada pela frequência natural da estrutura na água. Na região do *lock-in* (ou sincronização) a razão de frequência é aproximadamente constante. Após a $U_r = 5,5$, há uma sincronização da frequência de vibração na direção z com a frequência natural do sistema em água. Para essa velocidade reduzida, a razão de frequência observada foi de 1,05. Nota-se que a frequência de vibração na direção z é aproximadamente igual à frequência natural da estrutura na água. Além disso, os

resultados para razão de frequência foram muito próximos aos obtidos experimentalmente por Jauvtis e Williamson (1996).

6.3.5. Ângulo de fase e os modos de desprendimento de vórtices.

Apresentadas as séries do deslocamento do cilindro na direção transversal do escoamento, é possível obter uma curva para o ângulo de fase (Fig. 6.31) entre a série temporal do coeficiente de sustentação e a série temporal do deslocamento do cilindro na direção z , para cada velocidade reduzida.

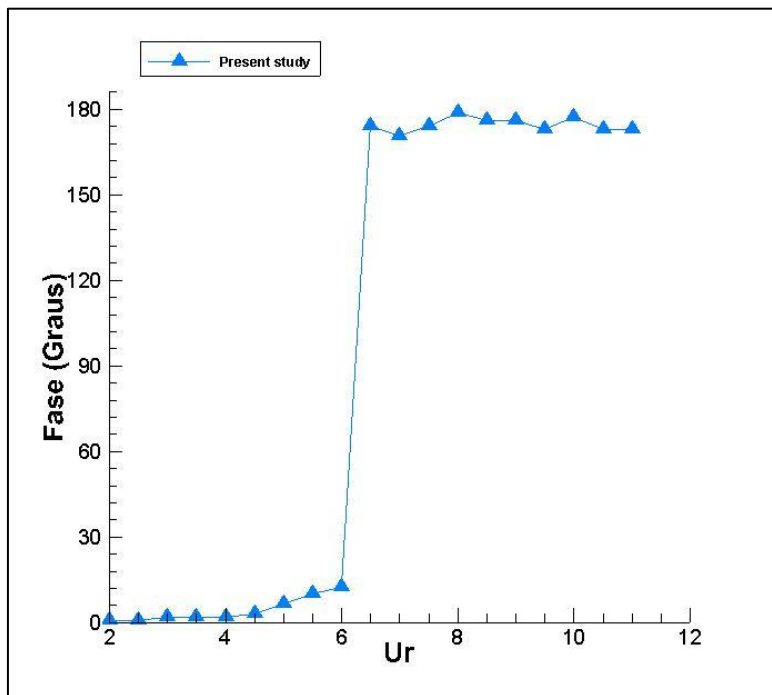


Figura 6.31: Ângulo de fase entre as séries temporais do coeficiente de sustentação e do deslocamento do cilindro em função da velocidade reduzida.

Para $2,0 < U_r < 6,0$, o ângulo de fase entre o coeficiente de sustentação e o deslocamento do corpo é aproximadamente $0,0$. Diferentemente do que ocorre para o cilindro livre para vibrar com um grau de liberdade, a mudança do ângulo de fase ocorre mais tarde, quando $U_r = 6,5$. Nesse momento, o ângulo de fase passa a ser de aproximadamente 180° .

Anteriormente, para $U_r = 7,0$, foi observado na esteira o modo P + S de desprendimento de vórtices. Provavelmente, da mesma forma que o observado quando o cilindro tem um grau de liberdade, novamente a mudança do ângulo de fase está associada com o modo de desprendimento de vórtices na esteira.

6.3.6. Amplitude de vibração e o efeito da dissipação numérica.

Foi obtida a resposta em amplitude do deslocamento na direção z em função da velocidade reduzida (U_r), e na Fig. 6.32 é feita uma comparação dessa resposta em amplitude com a obtida na mesma direção por Jauvtis e Williamson (2004) e por Singh e Mittal (2005).

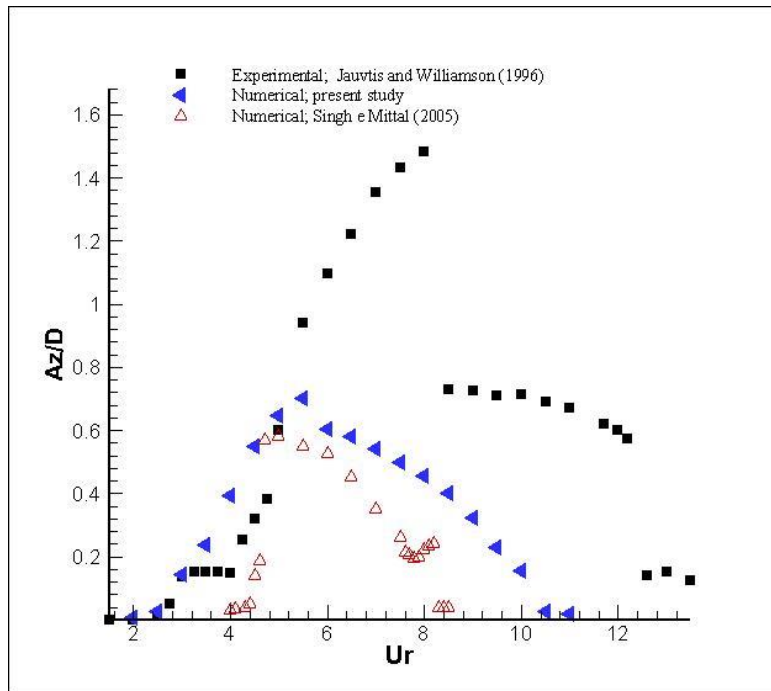


Figura 6.32: Resposta em amplitude (A_z/D) do deslocamento do cilindro na direção z em função da velocidade reduzida, comparada com a resposta em amplitude (A_z/D) de Jauvtis e Williamson (2004) e de Singh e Mittal (2005).

Nota-se que a curva de amplitude observada neste trabalho tenta reproduzir a amplitude observada por Jauvtis e Williamson (2004) até a velocidade reduzida, $U_r = 5,5$. Para as velocidades reduzidas seguintes, a resposta em amplitude obtida neste trabalho não foram as mesmas que as obtidas por Jauvtis e Williamson (2004). Isso ocorre, muito provavelmente, devido à utilização de dissipação numérica. Porém, nota-se que a resposta em amplitude obtida no trabalho atual ficou mais próxima da resposta em amplitude observada por Singh e Mittal (2005)

Foi encontrada também a resposta em amplitude do deslocamento na direção x em função da velocidade reduzida (U_r), e na Fig. 6.33 é feita uma comparação com a resposta em amplitude obtida por Jauvtis e Williamson (2004) e a obtida por Singh e Mittal (2005).

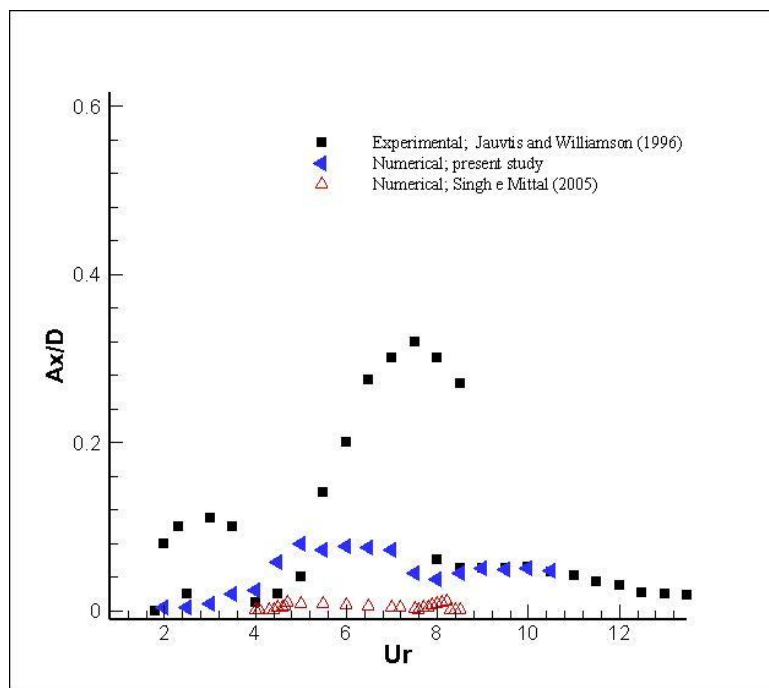


Figura 6.33: Resposta em amplitude (A_x/D) do deslocamento do cilindro na direção x em função da velocidade reduzida, comparada com a resposta em amplitude (A_x/D) de Jauvtis e Williamson (2004) e de Singh e Mittal (2005).

Para $U_r < 4,0$, a amplitude do deslocamento do cilindro na direção x difere da resposta observada por Jauvtis e Williamson (2004). Sabe-se que o comportamento inicial do cilindro, depende muito como o experimento é feito. No trabalho atual, para o cilindro livre para vibrar com 2 graus de liberdade, preocupou-se em manter o cilindro fixo inicialmente. O movimento do cilindro foi liberado apenas quando o escoamento já estava estabelecido com $U_r = 2,0$.

Quando $4,0 < U_r < 5,0$, a amplitude do deslocamento na direção x foi próxima da encontrada por Jauvtis e Williamson (2004). Quando $5,0 < U_r < 7,0$, os valores de amplitude diferem dos obtidos por Jauvtis e Williamson (2004). Após a velocidade reduzida $U_r = 8,0$, a amplitude do deslocamento na direção x volta a ficar próxima da encontrada por Jauvtis e Williamson (2004). Observa-se então que o pico de amplitude observado pelo autor (chamado de *supper upper branch*) não foi capturado no trabalho atual.

Assim como para um grau de liberdade, quando o cilindro fica livre para oscilar com dois graus de liberdade o pico de amplitude obtido por Jauvtis e Williamson (2004) não foi observado no trabalho atual. Isso ocorre, muito provavelmente, devido à

utilização de dissipação numérica. Conforme visto anteriormente, a dissipação numérica introduz amortecimento na resposta e impede que o cilindro atinja o pico de amplitude, também quando possui dois graus de liberdade.

Mais um forte indício de que a dissipação numérica foi responsável para que o pico de amplitude tenha ocorrido um pouco abaixo do esperado, é o resultado obtido por Kang et al. (2017). Os autores utilizaram o esquema TVD e obtiveram bons resultados para amplitude (A_z/D) de vibração de um cilindro livre para vibrar com dois graus de liberdade.

Contudo, quando comparada com o resultado numérico de Singh e Mittal (2005), a resposta em amplitude obtida no trabalho numérico atual ficou mais adequada e se aproximou mais da observada experimentalmente por Jauvtis e Williamson (2004). Isso demonstra a dificuldade de se obter bons resultados numéricos que reproduzam precisamente os dados experimentais.

Na tabela 6.2, são apresentados alguns resultados para amplitude máxima (pico) de vibração, na direção x e z , de diferentes trabalhos encontrados na literatura.

Tabela 6.2: Pico de amplitude (A_z/D e A_x/D), para diferentes trabalhos.

Investigadores	Método	Pico A_z/D	Pico A_x/D
Singh e Mittal (2005)	MEF – 2D	0,57	0,008
Wang et al. (2017)	MVF – 3D	0,62	0,035
Kang et al. (2017)	TVD – 2D	1,50	
Jauvtis e Williamson (2004)	Experimental	1,50	0,302
Trabalho atual	MDF/LES – 3D	0,70	0,080

Singh e Mittal (2005) utilizaram o Método dos Elementos Finitos (MEF) em uma simulação bidimensional e Wang et al. (2017) utilizaram o Método dos Volumes Finitos (MVF) para simular a VIV tridimensional. Nesses trabalhos, os autores não conseguiram capturar o pico de amplitude observado experimentalmente por Jauvtis e Williamson (2004). Kang et al. (2017) conseguiram obter o pico de amplitude observado por Jauvtis e Williamson (2004), porém os autores utilizaram o esquema TVD em uma simulação bidimensional.

Conforme comentado anteriormente, para um grau de liberdade, o esquema TVD possui implicitamente um chaveamento para utilizar dissipação numérica apenas quando ocorrer instabilidades numéricas. Porém, o método possui um grande custo computacional, o que demandaria muito tempo de execução, se tornando até proibitivo para um código tridimensional.

Na Fig. 6.34, é mostrada uma comparação das respostas em amplitude com um e dois graus de liberdade, obtidas no trabalho atual.

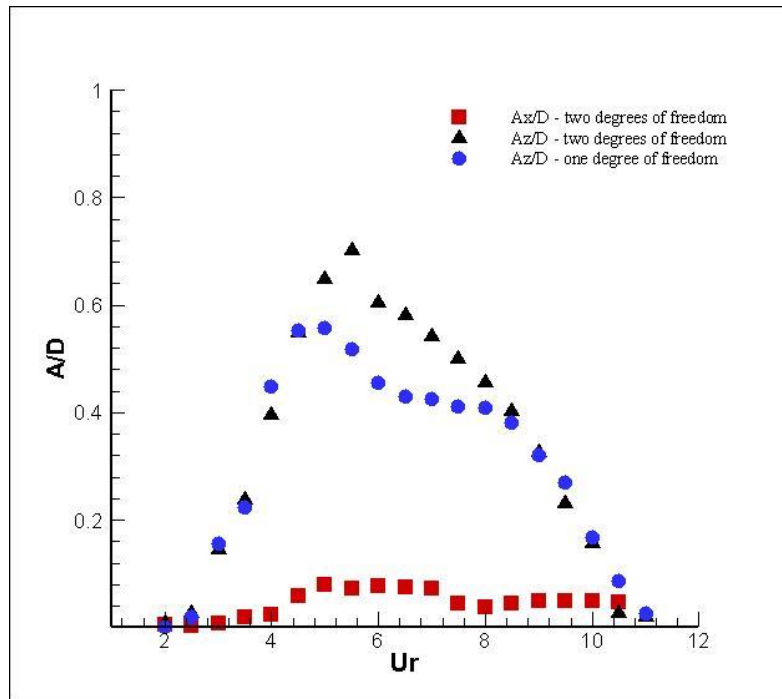


Figura 6.34: Comparação das respostas em amplitude, obtidas no presente trabalho com um e dois graus de liberdade.

O pico de amplitude obtido com dois graus de liberdade é maior que o obtido com um grau de liberdade, além de ocorrer em velocidades reduzidas maiores. Uma possível explicação está relacionada com a conservação de energia (a energia fornecida pelo escoamento é igual à energia absorvida pela estrutura). Com dois graus de liberdade, a estrutura é capaz de absorver mais energia fornecida pelo escoamento, para velocidades reduzidas maiores, devido ao segundo modo de vibração (vibração na direção x). Então, o modo 2S de desprendimento de vórtices é substituído para altas velocidades reduzidas e um pico de amplitude maior é obtido. No lock-in, as amplitudes para dois graus de liberdade (modo P + S) são também maiores que as obtidas para um grau de liberdade (modo 2P). O modo P + S é mais eficiente para absorver energia do

escoamento que o modo 2P de desprendimento de vórtices e, novamente, o segundo modo de vibração (na direção x) é responsável pelo modo P + S ser observado na esteira de vórtices do cilindro com dois graus de liberdade.

Por fim, ressalta-se que, tanto para um grau de liberdade como para dois graus de liberdade, diversos resultados foram obtidos e analisados: as estruturas tridimensionais na esteira turbilhonar turbulenta, os vórtices longitudinais na forma de costelas, a vorticidade na direção x alternada ao longo do eixo do cilindro e os modos de desprendimento de vórtices na esteira. Dessa forma, entende-se que as formulações matemáticas e numéricas foram capazes de simular a VIV sobre um cilindro livre para vibrar em duas direções.

Capítulo 7 – Conclusões e Trabalhos Futuros

Esta tese abordou a resposta de um corpo cilíndrico ao escoamento tridimensional incidente. Inicialmente, verificou-se a validade do código numérico, utilizando o cilindro fixo. Para $Re = 40$, notou-se que os vórtices são estacionários. Para $Re = 100$, a emissão de vórtices é essencialmente bidimensional e não possui instabilidades. Porém, para $Re = 200$, a emissão de vórtices é mais intensa e foi possível notar o surgimento das primeiras instabilidades hidrodinâmicas.

Para $Re = 200$, notou-se a presença de ω_x em pequena escala, nos vórtices presentes na esteira. Notaram-se as primeiras discontinuidades na esteira de vórtices. É possível observar que o escoamento começa a possuir características tridimensionais. Nesta faixa de Re , durante o desprendimento de vórtices ocorre a deformação transversal do vórtice primário da esteira de von Kármán. O presente estudo foi capaz de capturar a instabilidade do modo A, observada nos trabalhos experimentais de Williamson (1988, 1996a, 1996b e 1997).

Para o escoamento turbulento ($Re = 500$ e 1000), foi utilizada a Simulação Numérica das Grandes Escalas de turbulência (LES) e o modelo de Smagorinsky foi utilizado para simular os efeitos dissipativos das pequenas escalas. Resultados de interesse prático para as séries temporais dos coeficientes de sustentação e de arrasto, além de contornos de vorticidade foram analisados. Algumas estruturas características do escoamento turbulento foram encontradas e apresentadas, inclusive com relação ao desprendimento de vórtices na esteira turbulenta. O LES foi capaz de capturar a esteira turbulenta, observando inclusive as estruturas tridimensionais.

No escoamento turbulento, devido às flutuações de velocidade, as lâminas se partem de forma não uniforme (ao longo do eixo do cilindro) e os vórtices ficam seccionados. Porém, os vórtices não podem parar no meio do caminho, permitindo que se alonguem na direção do escoamento, formando os pares de vórtices na direção x (vórtice em “ferradura”). Essa mudança de direção dos vórtices é conhecida como *vortex turning*. A deformação longitudinal dos vórtices (esticamento – formando “costelas”) é conhecida como *vortex stretching*. Esses fenômenos também são responsáveis pelo cascadeamento de energia do escoamento turbulento e podem ser observados apenas em estudos tridimensionais. Essas estruturas tridimensionais

tubulares formadas na direção do escoamento possuem alternância de vorticidade (ω_x) ao longo do eixo do cilindro.

As estruturas tubulares possuem as mesmas características das instabilidades do modo B que está associada a estruturas turbulentas menores e liga um vórtice de von Kármán a outro. Provavelmente, as estruturas observadas no trabalho atual (para $Re = 500$ e para $Re = 1000$) são resultantes da instabilidade do modo B.

Os valores dos coeficientes de arrasto foram ligeiramente altos quando comparados com outros trabalhos da literatura (Halse, 1997; Wanderley, et. al. 2008). Isso ocorre, provavelmente, devido ao Método das Fronteiras Imersas não obter de forma exata a distribuição de pressão no corpo. Dessa forma, o ponto de separação do escoamento não é capturado com precisão e o cálculo do arrasto de pressão não fica preciso. O cálculo do arrasto é muito sensível a suaves variações no ponto de separação.

Porém, a vantagem do método é a utilização conjunta de uma malha cartesiana, possibilitando a aplicação do método em geometrias mais complexas. Como, por exemplo, em cilindros com supressores de vórtices ou implementação de carenagens ou acessórios que possibilitem melhoria hidrodinâmica de estruturas cilíndricas.

Ainda assim, para $Re = 1000$, os resultados para coeficiente de arrasto foram muito próximos aos encontrados por Rengel e Sphaier (1999) e Herfjord (1995). Nota-se também que houve uma queda do valor do coeficiente de arrasto, quando Re é aumentado. Isso está de acordo com a literatura (Schlichting, 1987; Wanderley et al., 2008) e reforça que os resultados para o cilindro fixo estão qualitativamente corretos.

O teste de malha foi realizado e notou-se que o efeito da malha mais refinada nos resultados numéricos é insignificante. A malha utilizada neste trabalho mostrou-se suficiente para obtenção de resultados de qualidade na investigação numérica atual. Os resultados numéricos tridimensionais para o cilindro fixo demonstraram boa qualidade e validaram o código para simulações de VIV.

Inicialmente, foi feita uma investigação da resposta da vibração induzida por vórtices (VIV) sobre um cilindro livre para vibrar com um grau de liberdade (direção z - transversal ao escoamento). Quando plotado o contorno de vorticidade na direção x (ω_x) para o escoamento turbulento, foi possível observar que ocorriam vórtices longitudinais ao escoamento, semelhantes aos observados na do cilindro fixo. Esses vórtices parecem com “dedos” penetrando nos vórtices primários.

Para $U_r = 3,0$, foi possível observar o modo 2S, onde dois vórtices são desprendidos a cada ciclo. Um vórtice com vorticidade positiva e outro com vorticidade negativa. Para $U_r = 5,5$, notou-se o que possivelmente é o início da transição do modo 2S para o modo 2P. Além disso, a série temporal do coeficiente de sustentação (C_L) se manteve até $U_r = 5,5$ em fase com a série temporal do deslocamento do cilindro (z/D) e o movimento ressonante ocorreu em $U_r = 5,0$.

Neste trabalho, a passagem do modo 2S para o modo 2P foi associada à mudança na série temporal do coeficiente de sustentação que deixa de ser harmônica. Quando o modo de desprendimento de vórtices passa a ser o modo 2P, também ocorre uma mudança abrupta no ângulo de fase entre o coeficiente de sustentação e vibração do cilindro. Outro importante fenômeno foi observado: a queda no coeficiente de sustentação quando o modo de desprendimento de vórtice passou a ser o modo 2P. Isso está de acordo com o teorema de Kutta-Joukowski, conforme segue.

No modo 2S, quando a vorticidade negativa é desprendida, o fluxo de vorticidade líquida na superfície do corpo é positivo e uma força de sustentação positiva irá agir no corpo. Por outro lado, quando a vorticidade positiva é desprendida, o fluxo de vorticidade líquida na superfície do corpo é negativo e uma força de sustentação negativa irá agir no corpo. No modo 2P, um par de vórtices é emitido a cada meio ciclo, um com vorticidade positiva e outro com vorticidade negativa. Nesse caso, o fluxo de vorticidade líquida na superfície do corpo é muito menor, comparado ao modo 2S. Sendo assim, o coeficiente de sustentação é menor no *lower branch* (modo 2P forte), mas no *upper branch* (modo 2P fraco) o coeficiente de sustentação não é tão pequeno, pois o segundo vórtice emitido a cada meio ciclo é muito mais fraco que o primeiro. Por esse motivo, após ocorrer o modo 2P forte, a sustentação cai e a amplitude de oscilação do cilindro cai também.

Após a $U_r = 5,0$, há uma sincronização da frequência de vibração com a frequência natural da estrutura em água. Para essa velocidade reduzida foi observado o pico de amplitude (ressonância) e a razão de frequência foi de 1,09. É importante ressaltar que a formulação numérica utilizada neste trabalho foi capaz de capturar satisfatoriamente o fenômeno de *lock-in*. Os resultados para razão de frequência foram muito próximos aos obtidos por Wanderley et al. (2008) e obtidos experimentalmente por Khalak e Williamson (1996). Notou-se, para $U_r = 5,5$, que a amplitude de vibração diminui e o ângulo de fase passa a ser aproximadamente 180° .

Porém, quando comparado com os resultados experimentais obtidos por Khalak e Williamson (1996) e os resultados numéricos obtidos por Wanderley et al. (2008), o pico de amplitude de vibração do trabalho atual ($A/D = 0,56$) ficou um pouco abaixo do esperado. Isso se deve, provavelmente, a utilização da dissipação numérica no esquema centrado. Ela adiciona amortecimento no sistema e diminuindo o pico de amplitude. Dessa forma, não se consegue reproduzir com precisão o *upper branch* obtido por Khalak e Williamson. Entretanto, os valores de amplitudes obtidos no *initial branch* e no *lower branch* do trabalho atual se aproximaram dos obtidos por Wanderley et al. (2008), por Meneghini (1997) e por Khalak e Williamson (1996).

Cabe ressaltar que o resultado para pico de amplitude encontrado no trabalho atual está próximo a alguns resultados numéricos encontrados na literatura (Fujarra et al., 1998; Saltara et al., 1998; Meneghini et al., 1997) e muito próximo ao resultado experimental encontrado por Angrilli et al. (1974) e ao resultado numérico encontrado por Wanderley e Soares (2015) quando mantiveram constante o valor do número Reynolds ($Re = 1000$).

Sendo assim, as formulações matemáticas e numéricas desta pesquisa foram capazes de simular a VIV sobre cilindro rígido elasticamente montado com 1 grau de liberdade. As estruturas tridimensionais na esteira turbulenta, as instabilidades (modo A e B) e os modos de desprendimento de vórtices foram capturados. O ângulo de fase, a resposta em frequência e a resposta em amplitude foram analisados e estão de acordo com outros resultados experimentais e numéricos encontrados na literatura.

Para o cilindro livre para vibrar com 2 graus de liberdade, foi observado que as estruturas com vorticidade na direção x (ω_x) visualizadas na esteira de vórtices do cilindro fixo e livre para vibrar com 1 grau de liberdade, seguiram presentes na esteira de vórtices para VIV com dois graus de liberdade.

Para $U_r = 5,5$, notaram-se filamentos de vorticidade ω_x positiva na camada cisalhante, semelhante à instabilidade do modo B, observada no cilindro fixo. Porém, a sequência de vorticidade ω_x positiva não é mais alternada com a vorticidade ω_x negativa, para o cilindro livre para vibrar em duas direções (x e z). Notou-se ainda um comportamento caótico das estruturas de vorticidade ω_x , que se entrelaçam umas nas outras, na esteira turbilhonar turbulenta.

A mudança do ângulo de fase entre as séries temporais do coeficiente de sustentação e do deslocamento do cilindro na direção z , de aproximadamente 0° para aproximadamente 180° , se deu para $U_r = 6,5$. A transição entre os modos de desprendimento de vórtices, 2S para P + S, foi observado para $U_r = 7,0$.

Esses resultados diferem dos obtidos por Jauvtis e Williamson (2004) e por Kang et al. (2017) que não observaram o modo P + S de desprendimento de vórtices. Contudo, o resultado obtido pelo trabalho atual está de acordo ao obtido por Singh e Mittal (2005) e por Wang et al. (2017), que observaram o modo P + S para velocidades reduzidas na mesma faixa que o trabalho atual.

Assim como para o cilindro livre para vibrar com um grau de liberdade, para dois graus de liberdade também foi possível observar que a mudança do ângulo de fase entre as séries temporais do coeficiente de sustentação e do deslocamento do corpo é acompanhada pela mudança do modo de desprendimento de vórtice. Para um grau de liberdade: de 2S para 2P. Para dois graus de liberdade: de 2S para P + S.

Para $U_r = 7,0$, o comprimento longitudinal das estruturas com vorticidade na direção x (ω_x) apresentou-se maior. Além disso, a distância entre os vórtices primários desprendidos é claramente maior do que para velocidades reduzidas menores. Este comportamento da esteira também foi observado por Wang et al. (2017). Além disso, observaram-se deformações dos vórtices primários ao longo do eixo do cilindro (y), na esteira turbilhonar. Essas características da esteira ocorrem de forma bem mais acentuada do que a observada para um grau de liberdade e, muito provavelmente, está relacionada com o movimento do cilindro na direção x .

Pela figura de Lissajous, observou-se a trajetória do cilindro. Para todas as velocidades reduzidas observadas, notou-se que a frequência de oscilação na direção x é o dobro da frequência de oscilação na direção z , conforme observado também no cálculo da FFT das séries temporais do deslocamento nas direções x e z anteriormente apresentadas. As figuras de Lissajous observadas neste trabalho estão de acordo com as observadas por Jauvtis e Williamson (2004), por Kang et al. (2017) e por Wang et al. (2017). O gráfico de fase ($C_D \times C_L$) apresentou um comportamento complexo, semelhante ao observado por Jauvtis e Williamson (2004).

Após a $U_r = 5,5$, há uma sincronização da frequência de vibração na direção z com a frequência natural do sistema em água. Para essa velocidade reduzida, a razão de

frequência observada foi de 1,05. Além disso, os resultados para razão de frequência foram muito próximos aos obtidos experimentalmente por Jauvtis e Williamson (2004).

Observa-se então que o pico de amplitude (*supper upper branch*) observado por Jauvtis e Williamson (2004) não foi capturado no trabalho atual. Assim como para um grau de liberdade, isso ocorre, muito provavelmente devido à utilização de dissipação numérica. Conforme visto anteriormente, a dissipação numérica introduz amortecimento na resposta e impede que o cilindro atinja o pico de amplitude, também quando possui dois graus de liberdade.

Contudo, quando comparada com o resultado numérico de Singh e Mittal (2005), a resposta em amplitude obtida no trabalho numérico atual ficou mais adequada e se aproximou mais da observada experimentalmente por Jauvtis e Williamson (2004). Isso demonstra a dificuldade de se obter bons resultados numéricos que reproduzam precisamente os dados experimentais.

O pico de amplitude obtido com dois graus de liberdade é maior que o obtido com um grau de liberdade, além de ocorrer em velocidades reduzidas maiores. Uma possível explicação está relacionada com a conservação de energia. O sistema precisa desprender apenas um par de vórtices (modo P + S), pois possui mais um modo de vibração (na direção x) para desprender a energia recebida do escoamento incidente. Diferentemente do que ocorre para um grau de liberdade, onde a estrutura não consegue mais absorver a energia do escoamento incidente e acaba despreendendo dois pares de vórtices (modo 2P).

Por fim, ressalta-se que tanto para um grau de liberdade como para dois graus de liberdade, diversos resultados foram obtidos e analisados: as estruturas tridimensionais na esteira turbilhonar turbulenta, os vórtices longitudinais na forma de costelas, os vórtices com vorticidade na direção x alternada ao longo do eixo do cilindro e os modos de desprendimento de vórtices. A visualização detalhada da esteira de vórtices e sua relação com a vibração do cilindro foram as principais contribuições deste trabalho.

O ângulo de fase, a resposta em frequência e a resposta em amplitude foram obtidos e discutidos. Além disso, foram analisados: o gráfico de fase ($C_D \times C_L$) e a figura de Lissajous. Todos os resultados foram satisfatórios e estão de acordo com outros trabalhos na literatura. Dessa forma, entende-se que as formulações matemáticas e numéricas foram capazes de simular a VIV.

A seguir estão relacionados de forma resumida sugestões para trabalhos futuros:

- aumentar o stretching da malha, próximo à superfície do corpo;
- implementação de carenagens ou acessórios que possibilitem melhoria hidrodinâmica de uma estrutura cilíndrica com o MFI e coordenadas cartesianas;
- implementação do método TVD, com utilização de coordenadas generalizadas adaptadas ao corpo;
- utilização de maiores números de Reynolds para o cilindro fixo.
- estudar VIV em um cilindro longo flexível.

Referências Bibliográficas

ALMEIDA, L. H. G., “Estudo da vibração induzida por vórtices sobre um cilindro circular elasticamente apoiado pela solução numérica das equações de Reynolds”. Universidade Federal do Rio de Janeiro – COPPE/UFRJ. Programa de Engenharia Oceânica. Dissertação de Mestrado, 2019.

ANDERSON, J. D. Jr., “Fundamentals of Aerodynamics”, University of Maryland. Third Edition, 2001.

ANGRILLI, F.; DISILVIO, G.; ZANARDO, A., “Hydroelasticity study of a circular cylinder in a water stream”. Apud, KHALAK, A.; WILLIAMSON, C. H. K. "Motion, forces and mode transitions in vortex-induced vibration at low mass-damping". Journal of Fluids and Structures, n.13, 813-851, 1999.

AVALOS, G. O. G., “Estudo numérico da oscilação forçada em jogo de FPSO com bolina”, pgs. 30 e 31. Universidade Federal do Rio de Janeiro – COPPE/UFRJ. Tese de Doutorado, 2016.

BALDWIN, B. S.; LOMAX, H.; “Thin layer approximation and algebraic model for separated turbulent flows”, AIAA Paper 78-257, Huntsville, Alabama, 1978.

BALACHANDAR, S.; MITTAL, R.; NAJJAR, F. M. “Properties of the Mean Recirculation Region in the Wake of Two-Dimensional Bluff Bodies”, Journal of Fluid Mechanics, v. 351, pp. 167-199, 1997.

BEARMAN, P. W. “Near Wake Flows Behind Two- and Three-Dimensional Bluff Bodies”, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, n. 60-71, pp. 33-54, 1997.

BLEVINS, R. D. Flow-Induced Vibration, vol. 1. 2. Ed. Van Nostrand Reinhold, pp 43-103, 1990.

BORNSCHLEGELL, A. S. “Implementação e teste do método da fronteira imersa para a simulação do escoamento em torno de cilindros estacionários e rotativos”. Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita” – UNESP. Programa de Engenharia Mecânica. Dissertação de Mestrado. 2008.

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

BRITO, R. F. “Simulação das grandes escalas de escoamentos turbulentos não isotérmicos utilizando o método de elementos finitos”. Tese de Doutorado. Universidade Federal de Itajubá – MG, 2005.

BUI, T. T.; “A parallel Finite Volume Algorithm for Large Eddy Simulation of Turbulent Flows”, International Journal of Computational Fluid Dynamics, 29, pp 877-915, 2000.

CARUSO NETO, M. "Simulação Numérica Bidimensional do escoamento ao redor de um cilindro circular próximo a uma placa plana". Dissertação de Mestrado. COPPE/UFRJ, 2012.

CHIEN, K. Y.; “Predictions of channel and boundary-layer flows with a low-Reynolds-Number Turbulence Model”, AIAA Journal, 20, pp 33-38, 1982.

CONSTANCEAU, M., BOUARD, R. "Experimental Determination of the Main Features of Viscous Flow". *Journal of Fluid Mechanics* 79, 231-256, 1977.

EVANGELINOS, C.; KARNIADAKIS, G. E. "Dynamics and flow structures in a turbulent wake of rigid and flexible cylinder subject to vortex induced vibration". *Journal of Fluid Mechanics*, 1998.

FLATSCHART, R. B.; MENEGHINI, J. R.; SALTARA, F. "Large Eddy Simulation of the flow around tube Bundles at high Reynolds number". *Workshop on Vortex-Induced Vibration of Offshore Structures*. São Paulo. Brasil, 2000.

FENG, C. C. "The measurement of vortex-induced effects in a flow past stationary and oscillating circular and d-section cylinders". Msc. Thesis. University British Columbia, Vancouver, Canada, 1968.

FERREIRA, R. L. "Simulação de grandes escalas de escoamentos turbulentos usando modelagem dinâmica". *Dissertação de Mestrado*. Universidade Estadual Paulista. São Paulo, 2006.

FUJARRA, A. L. C.; MENEGHINI, J. R.; PESCE, C. P.; PARRA, P. H. C. C. "An Investigation of vortex-induced vibration of a circular cylinder in water". In *Paper Proceedings Conference on bluff body wakes and vortex induced vibrations*. Washington, 1998.

GERRARD, J. H. "The mechanics of the formation region of vórtices behind bluff bodies". *J. Fluid Mechanics*. Part 2, 401-413, 1966.

GÓIS, E. R. C. "Simulação numérica do escoamento em torno de um cilindro utilizando o método das fronteiras imersas". *Dissertação de Mestrado*. Instituto de Ciências Matemáticas e de Computação – ICMC-USP. São Paulo, 2007.

HALLER, G. "An objective definition of a vortex". *Journal Fluid Mechanics*. Vol. 525, pp. 1-26, 2005.

HALSE, K. H. "On vortex shedding and prediction of vortex-induced vibrations of circular cylinder". Thesis – Department of Marine Structures Faculty of Marine Technology, Norwegian University of Science and Technology, 1997.

HENDERSON, R. D.; BARKLEY, D. "Secondary instability in the wake of a circular cylinder". *Physics of Fluids*, v.9, n.6, p.1683-1685, 1996.

HERFJORD, K. "A study of two-dimensional separated flow by a combination of the finite element method and Navier-Stokes equations". Dr. Eng. Theses, The Norwegian Institute of Technology, Trondheim, Norway, 1995.

JAUVTIS, N.; WILLIAMSON, C. H. K. "Vortex-induced vibration of a cylinder with two degrees of freedom". *Journal of Fluids and Structures*. n.17, 1035-1042, 2003.

JAUVTIS, N.; WILLIAMSON, C. H. K. "The effect of two degrees of freedom on vortex-induced vibration at low mass and damping". *Journal of Fluids and Structures*. n.509, pp 23 - 62, 2004.

KANG, Z.; NI, W., SUN, L. "A numerical investigation on capturing the maximum transverse amplitude in vortex induced vibration for low mass ratio". *Marine Structures*, V. 52, pp 94-107, 2017.

- KHALAK, A.; WILLIAMSON, C. H. K. "Dynamics of a hydroelastic cylinder with very low mass and damping". *Journal of Fluids and Structures* n.10, 455-472, 1996.
- KHALAK, A.; WILLIAMSON, C. H. K. "Motion, forces and mode transitions in vortex-induced vibration at low mass-damping". *Journal of Fluids and Structures*, n.13, 813-851, 1999.
- KOLMOGOROV, A. N., "The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers". *Dokl. Akad. Nauk. SSSR* 30, 299-303, 1941.
- LOMAX, H.; PULLIAM, T. H.; ZINGG, D. W., "Fundamentals of computational fluid dynamics". Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2001.
- LU, XIYUNG.; DALTON, CHARLES.; ZHANG, JIANFENG. "Application of Large Eddy Simulation to an Oscillating Flow Past a Circular Cylinder". Department of Mechanical Engineering, University of Houston, Houston, TX 77204. Vol 519, pp 519-525, 1997.
- MENEGHINI, J. R.; BEARMAN, P. W. "Numerical simulation of high amplitude oscillatory flow about a circular cylinder". *J. Fluids and Structures*, n. 9, pp 435-455, 1995.
- MENEGHINI, J. R.; SALTARA, F.; BEARMAN. "Numerical simulation of vortex shedding from an oscillating circular cylinder". *Transactions on Modelling and Simulation. Computer Methods and Experimental Measurements*. Vol 16, pp 409-418, 1997.
- MENEGHINI, J. R. "Mecânica de geração e desprendimento de vórtices no escoamento ao redor de cilindros". In *III Escola de Primavera em transição e turbulência*. Florianópolis-SC. Brasil. pp 217-314, 2002.
- MITTAL, R.; BALACHANDAR, S. "Generation of Streamwise Vortical Structures in Bluff Body Wakes", *Physical Review Letters*, v.75, n.7, pp. 1300-1304, 1995.
- MITTAL, R.; BALACHANDAR, S. "On the inclusion of three-dimensional effects in simulations of two-dimensional bluff-body wake flows". In: *ASME. Proceedings of the 1997 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*. Vancouver, B. C. - Canada, p 1-10, 1997.
- MORSE, T. C.; GOVARDHAN; WILLIAMSON. "The effect of end condition on the vortex-induced vibration of cylinders". *Journal of Fluids and Structures* n. 24, 1227 – 1239, 2008.
- NIEMAN, H. J.; HOLSCHER, N. "A review of recent experiments on the flow past circular cylinders". *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, n.33, pp.197-209, 1990.
- NORBERG, C. "Effects of Reynolds Number and a Low-Intensity Freestream Turbulence on the Flow Around a Circular Cylinder", *Chalmers Tekniska Högskola*, publicação 87/2, 1987.
- NORBERG, C. "Flow around a circular cylinder: Aspects of fluctuating lift", *Journal of Fluids and Structures*, n. 15, pp. 459-469, 2001.
- NORBERG, C. "Fluctuating lift on a circular cylinder: Review and New Measurements", *Journal of fluids and structures*, n.17, pp. 57-96, 2003.
- OLIVEIRA, M. C.; SPHAIER, S. H. "Numerical Simulation of vortex induced vibration in three dimensions using a hybrid method". *20th International Conference on offshore Mechanics and Arctic Engineering*. Rio de Janeiro. Brasil, 2001.

- PANTAZOPOULOS, M. S. AND PETERSSON, H. "Vortex-induced vibration parameters: Critical review". 13^a Conf. on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, pp. 199-255, 1994.
- PESKIN, C. S. "The immersed boundary method". Cambridge University Press, pp. 479-517, 2002.
- PETRI, L. A. "Métodos de fronteira imersa em mecânica dos fluidos". Dissertação ICMC-USP. São Paulo, 2010.
- POPE, S. B. "Turbulent Flows". Library of Congress Cataloging in Publication data. University of Cambridge, 2000.
- RAO, S. "Vibração Excitada Harmonicamente". Cap. 3. Pp. 101-107, Pearson Education do Brasil, 2009.
- RENGEL, J. E., SPHAIER, S. H. "A projection method for unsteady Navier-Stokes equation with finite volume method and collocated grid". Hybrid Methods in Heat and Mass Transfer 1, 4, 1999.
- ROSHKO, A. "Perspectives on bluff body aerodynamics". J. Wind Ind. Aerodyn. 49:79. 1993.
- SARPKAYA, T. "Hydrodynamic damping, flow-induced oscillation, and biharmonic response". ASME Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering. Vol. 117, pp 232-238, 1995.
- SALTARA, F.; MENEGHINI, J. R.; FREGONESI, R. A. "Numerical simulation of flow around elastically mounted cylinder". International Journal of Offshore and Polar Engineering. Vol. 13, n.2, 2003.
- SALTARA, F.; MENEGHINI, J. R.; SIQUEIRA, C. R.; BEARMAN, P. W. "The simulation of vortex shedding from an oscillating circular cylinder with turbulence modelling". ASME, 1998.
- SINGH, S.P.; MITTAL, S. "Vortex-induced oscillations at low Reynolds numbers: Hysteresis and vortex-shedding modes". Journal of Fluids and Structures, n. 20, pp 1085-1104, 2005.
- SMAGORINSKY, J. "General Circulation Experiments with the Primitive Equations". Monthly Weather Review. Vol 91, pp. 99-164, 1963.
- SCHLICHTING, H. "Boundary-Layer theory (7th ed.)". New York, NY: McGraw-Hill Book Company, 1987.
- SOUZA, J. F. A.; OLIVEIRA, L. R.; AZEVEDO, J. L. L.; SOARES, I. D.; MAURÍCIO, M. M., "Uma revisão sobre a turbulência e sua modelagem", Revista Brasileira de Geofísica, No. 29, pp 21-41, 2011.
- SPALART, P. R.; ALLMARAS, S. R., "A one-equation turbulence model for aerodynamics flows", Recherche Aérospatiale, No. 1, pp 5-21, 1994.
- SILVEIRA NETO, A., "Fundamentos da Turbulência em fluidos". Notas de aula. Universidade Federal de Uberlândia. Campus Santa Mônica, 2002.
- SILVA, T. S. F. C., "Estudo tridimensional da vibração induzida por vórtices sobre um cilindro rígido elasticamente apoiado através da solução numérica das equações de Navier-Stokes". Universidade Federal do Rio de Janeiro – COPPE/UFRJ. Dissertação de Mestrado, 2019.

- SUMER, B.; FREDSOE, J. "Hydrodynamics around cylindrical structures". World Scientific Publishing, London. 530p. Edição revisada, 2006.
- TANNEHILL, J. C.; ANDERSON, D. A.; PLETCHER, R. H., "Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer". Second Edition, McGraw-Hill. New York, 1997.
- TENNEKES, H.; LUMLEY, J. L., "A first course in turbulence". Cambridge, Massachusetts, and London, England, 1972.
- THOMPSON, M.; HOURIGAN, K.; SHERIDAN, J. "Three dimensional instabilities in the wake of a circular cylinder", *Experimental Thermal and Fluid Science*, v.12, pp. 190-196, 1996.
- THOMPSON, M. C.; LEWEKE, T.; WILLIAMSON, C. H. K. "The Physical Mechanism of Transition in Bluff Body Wakes", *Journal of Fluids and Structures*, n.15, pp. 607-616, 2001.
- TORO, E. F. "Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics, A Practical Introduction". Second Edition, Springer. Manchester Metropolitan University. Manchester, 1999.
- TRITTON, D. J., 1959. Experiments on the flow past a circular cylinder at low Reynolds number. *Journal of fluid mechanics* 6, 547-567.
- VAN LEER, B. "Towards the ultimate conservative difference scheme, V: a second-order sequel to Godunov's method", *Journal of Computational Physics* 32, 101-136, 1979.
- VITOLA, M. A. "Influência de um contorno plano sobre o desprendimento de vórtices ao redor de um cilindro circular". Tese de Doutorado. UFRGS/IPH. Porto Alegre-RS, 2006.
- WANDERLEY, J. B. V. "An algorithm for slightly compressible flows". *Proceedings of the 20th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*. Rio de Janeiro. Brasil, 2001.
- WANDERLEY, J. B. V.; LEVI, C. A. "Validation of a finite difference method for the simulation of vortex-induced vibration on a circular cylinder". *Ocean Engineering*, n.29, pp. 445-460, 2002.
- WANDERLEY, J. B. V.; LEVI, C. A. "Large Eddy Simulation Applied on Vortex Induced Vibration Problems". *17th International Congress of Mechanical Engineering. COBEM*, 2003.
- WANDERLEY, J. B. V.; LEVI, C.A. "Vortex Induced loads on marine risers". *Ocean Engineering*. n.32, pp. 1281-1295, 2005.
- WANDERLEY, J. B. V.; SOUZA, G. H. B.; SPHAIER, S. H.; LEVI, C. A. "Vortex-induced vibration of an elastically mounted circular cylinder using an upwind TVD two-dimensional numerical scheme", *Ocean Engineering*, n. 35, pp. 1533-1544, 2008.
- WANDERLEY, J. B. V.; SOARES, L. F. N. "Vortex-induced vibration on a two-dimensional circular cylinder with low Reynolds number and low mass-damping parameter", *Ocean Engineering*, n. 97, pp. 156-164, 2015.
- WANG, E.; XIAO, Q; INCECIK, A. "Three-dimensional numerical simulation of two-degree-of-freedom VIV of a circular cylinder with varying natural frequency ratios at $Re = 500$ ". *Journal of Fluids and Structures*. n. 73, pp162-182, 2017.

WIESELSBERGER, C. "New data on the law of hydro and aerodynamic resistance". *Physikalische Zeitschrift* 22, 321-382 (in German), 1921.

WILCOX, D. C.; "Turbulence Modeling for CFD". DCW Industries. California, Canada. 1993.

WILLIAMSON, C. H. K. "The existence of two stages in the transition to threedimensionality of a cilinder wake". *Phys. Fluids*, v. 31, p. 3165–3168, 1988.

WILLIAMSON, C. H. K.; ROSHKO, A. "Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder". *J. Fluids and Strutures* n. 2, p. 355-381, 1988.

WILLIAMSON, C. H. K. "Vortex Dynamics in the Cylinder Wake", *Annual Review of Fluid Mechanics*, n.28, pp. 477-539, 1996a.

WILLIAMSON, C. H. K. "Three-dimensional wake transition". *Journal Fluid Mechanics*, n.328, 345-407, 1996b.

WILLIAMSON, C. H. K. "Advances in our Understanding of Vortex Dynamics in Bluff Body Wakes", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, n.69-71, pp. 3-32, 1997.

WU, J.; SHERIDAN, J.; WELSH, M. C.; HOURIGAN, K. "Three-dimensional vortex structures in a cylinder wake". *Journal of Fluid Mechanics*, V.312, pp.201-222, 1996.

Apêndice A – Séries temporais para VIV com 1GL.

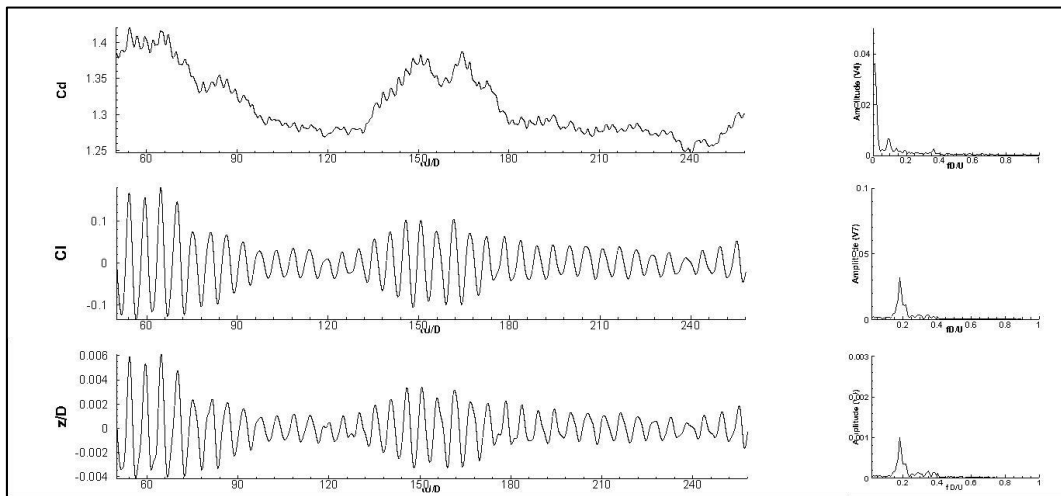


Figura A1 - Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro e as respectivas FFT's, para $U_r = 2,0$.

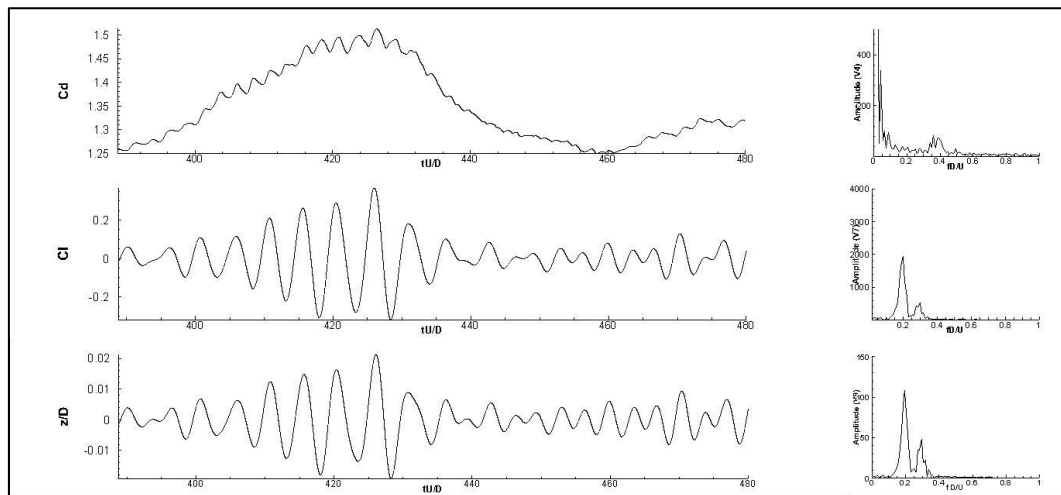


Figura A2 - Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro e as respectivas FFT's, para $U_r = 2,5$.

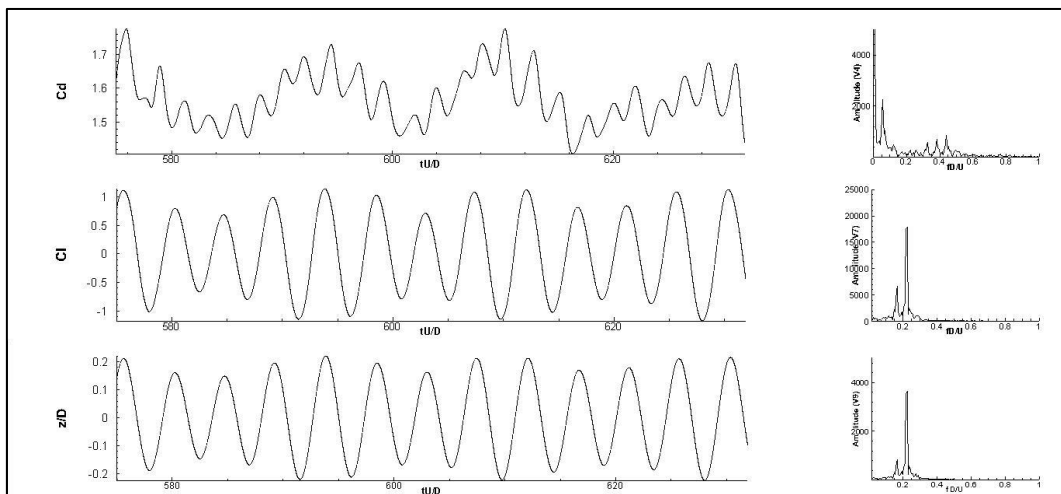


Figura A3 - Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro e as respectivas FFT's, para $U_r = 3,5$.

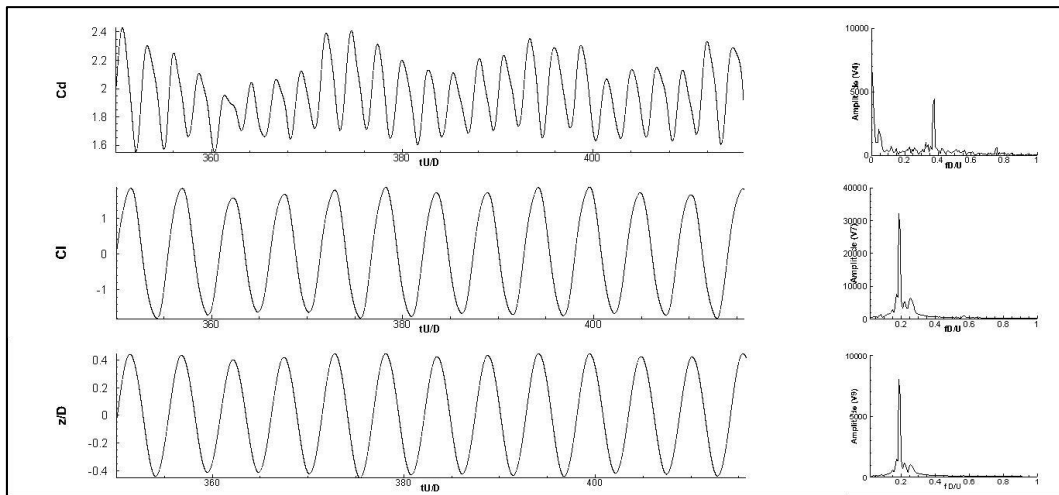


Figura A4 - Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro e as respectivas FFT's, para $U_r = 4,0$.

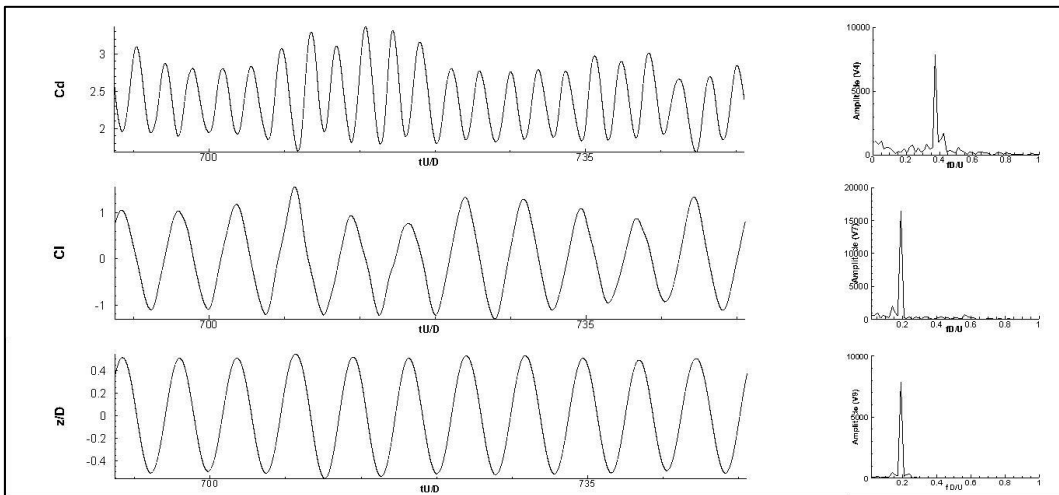


Figura A5 - Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro e as respectivas FFT's, para $U_r = 4,5$.

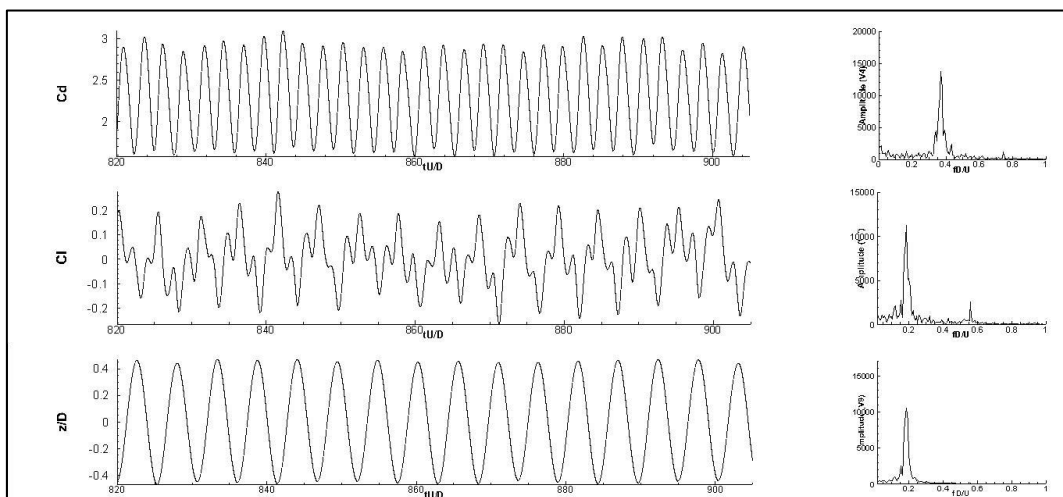


Figura A6 - Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro e as respectivas FFT's, para $U_r = 5,5$.

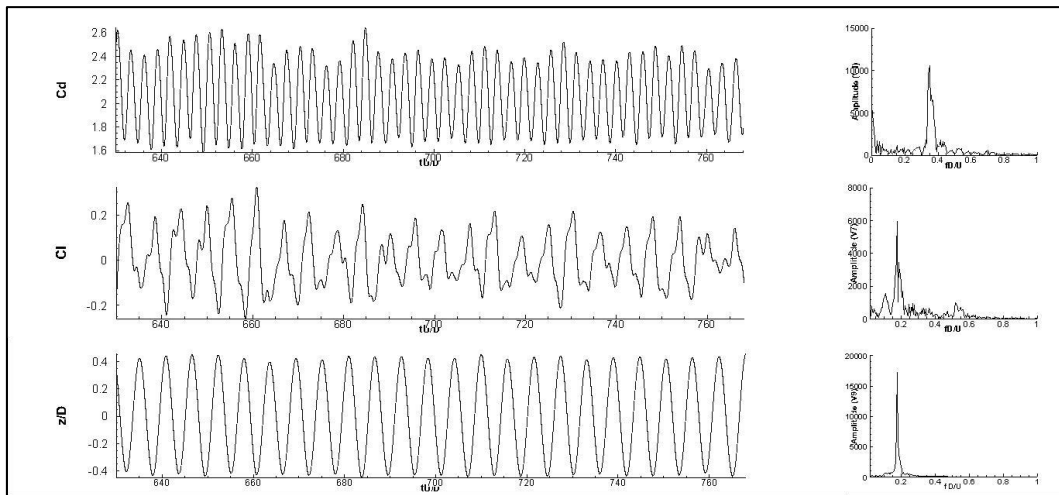


Figura A7 - Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro e as respectivas FFT's, para $U_r = 6,0$.

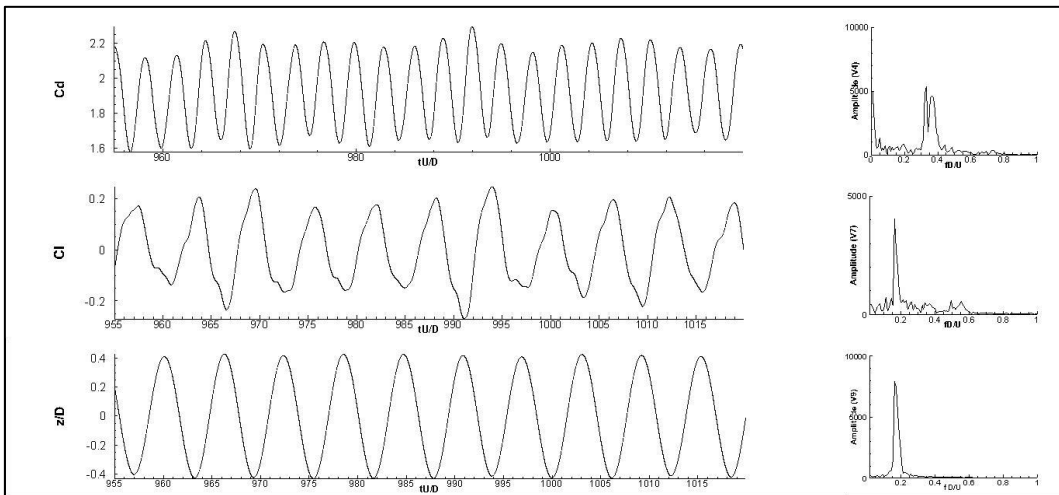


Figura A8 - Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro e as respectivas FFT's, para $U_r = 6,5$.

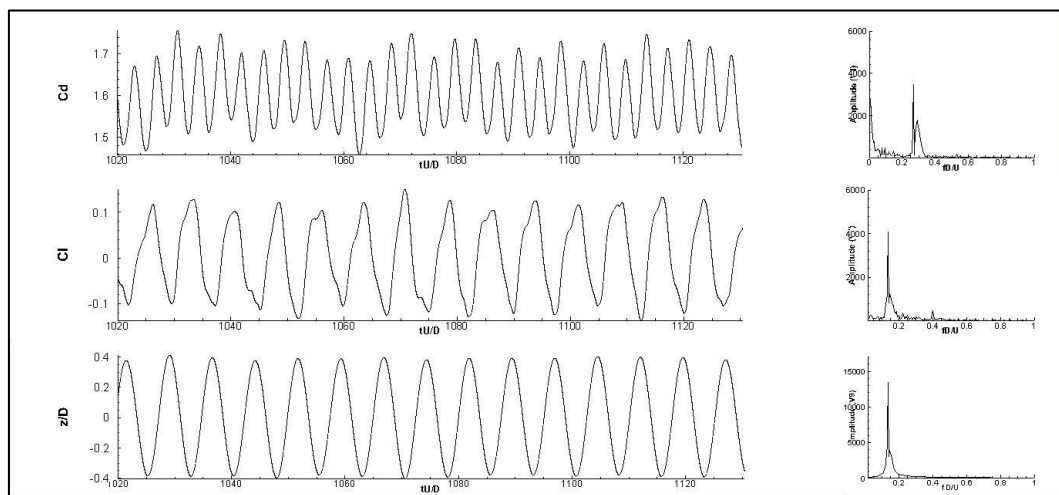


Figura A9 - Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro e as respectivas FFT's, para $U_r = 8,0$.

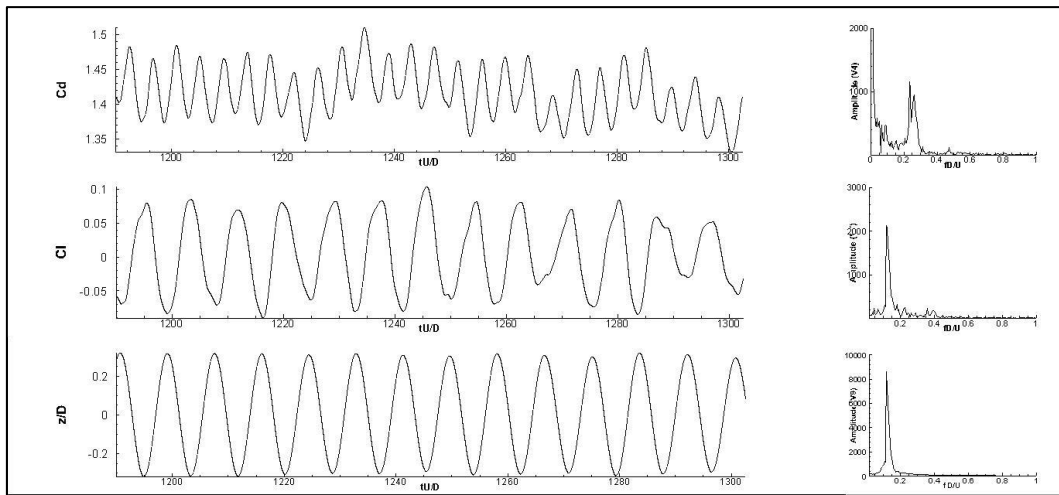


Figura A10 - Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro e as respectivas FFT's, para $U_r = 9,0$.

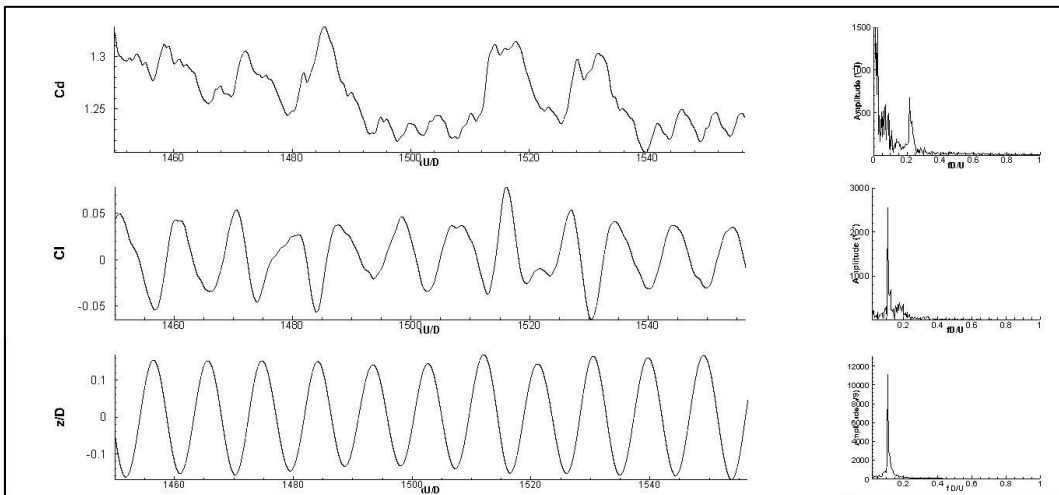


Figura A11 - Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro e as respectivas FFT's, para $U_r = 10,0$.

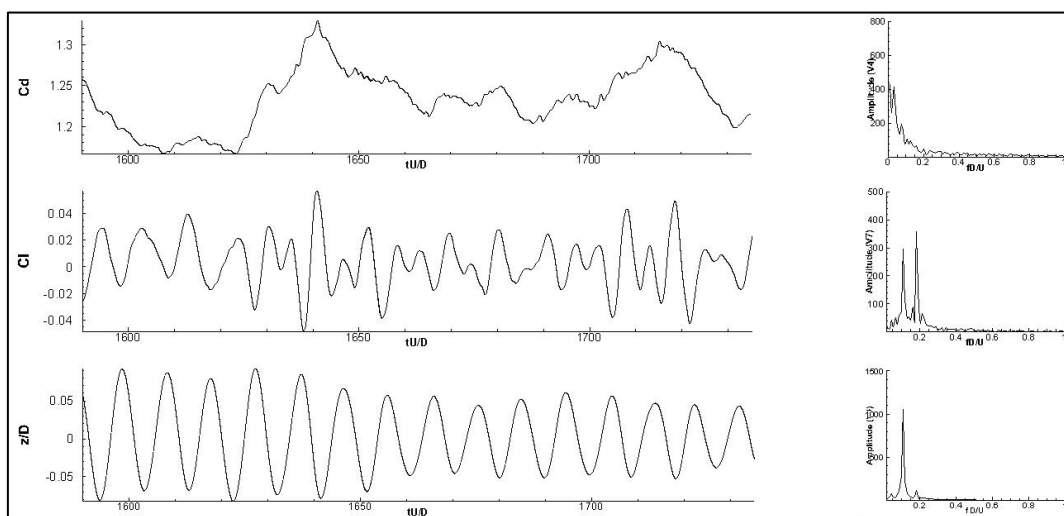


Figura A12 - Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro e as respectivas FFT's, para $U_r = 10,5$.

Apêndice B – Séries temporais para VIV com 2GL.

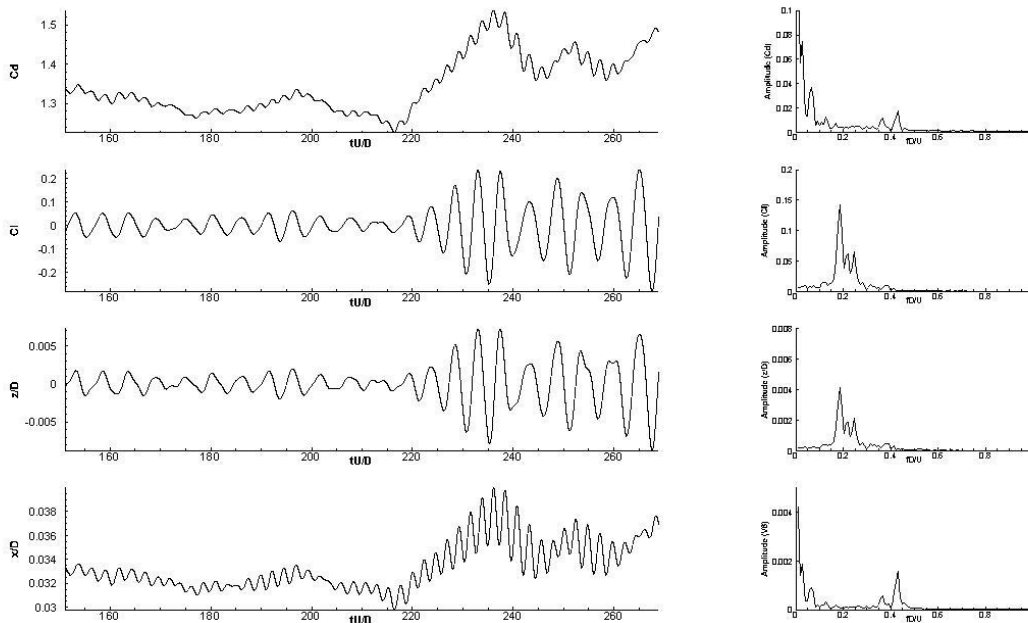


Figura B1 - Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro (2GL - direção x e z) e as respectivas FFT's, para $U_r = 2,0$.

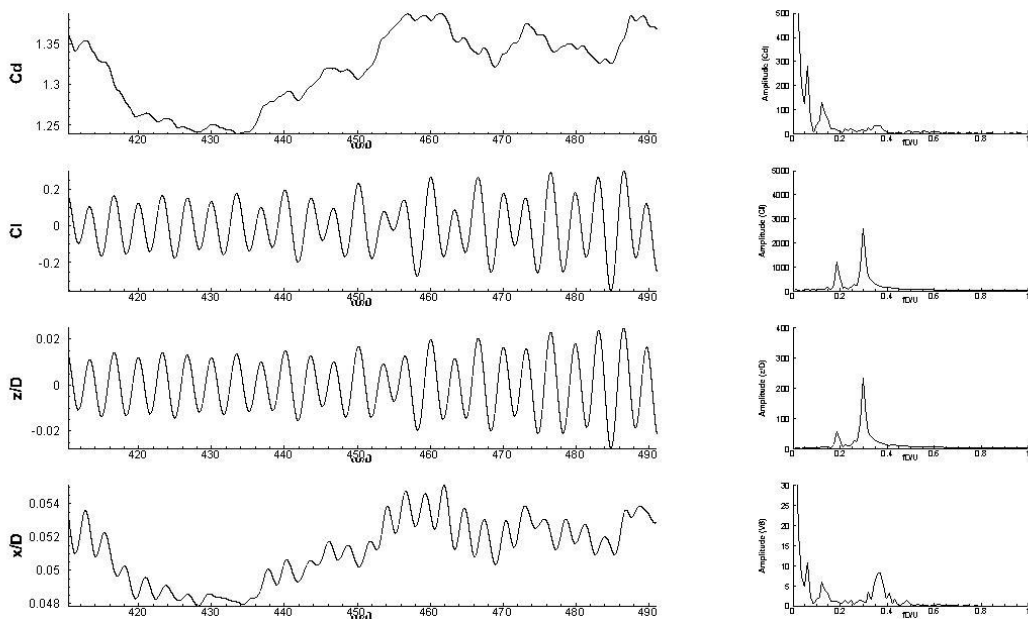


Figura B2- Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro (2GL - direção x e z) e as respectivas FFT's, para $U_r = 2,5$.

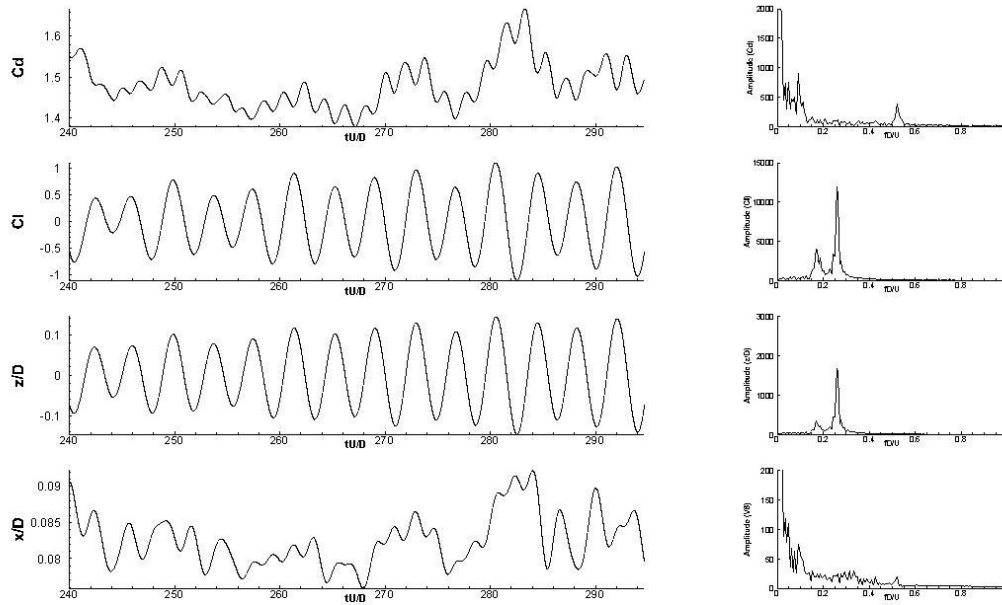


Figura B3- Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro (2GL - direção x e z) e as respectivas FFT's, para $U_r = 3,0$.

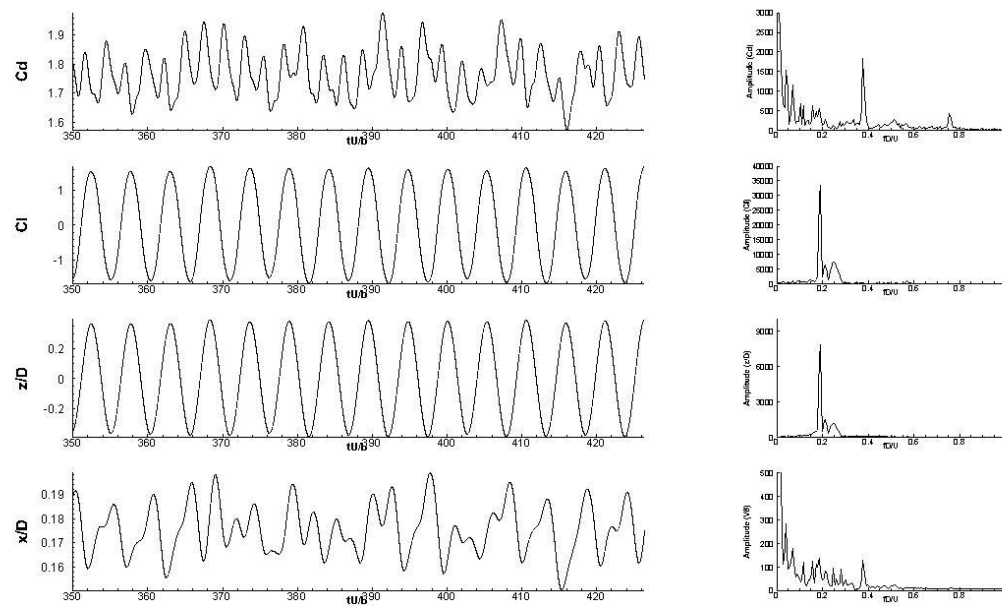


Figura B4- Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro (2GL - direção x e z) e as respectivas FFT's, para $U_r = 4,0$.

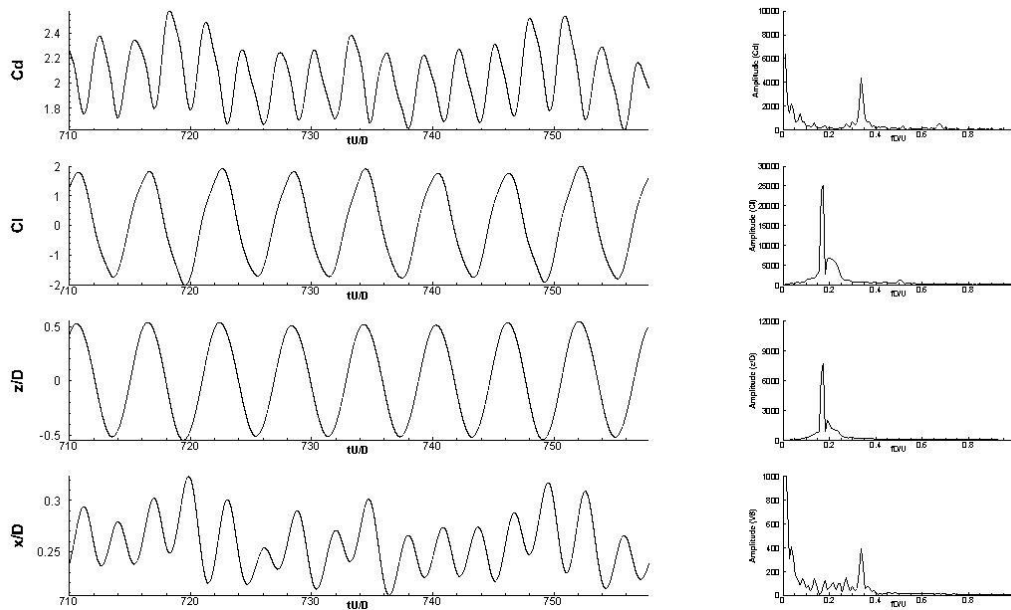


Figura B5- Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro (2GL - direção x e z) e as respectivas FFT's, para $U_r = 4,5$.

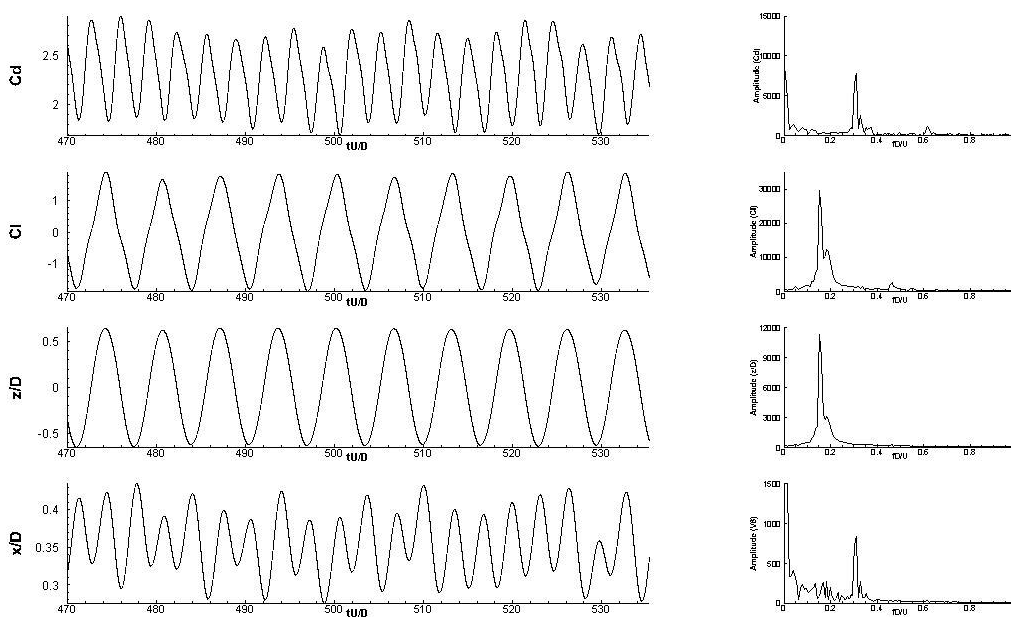


Figura B6- Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro (2GL - direção x e z) e as respectivas FFT's, para $U_r = 5,0$.

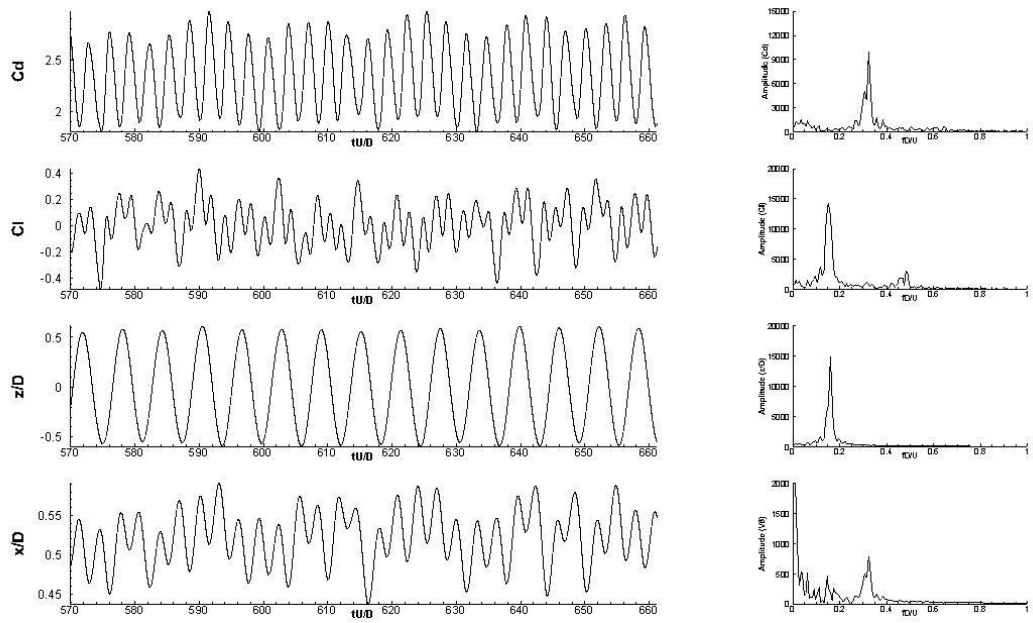


Figura B7- Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro (2GL - direção x e z) e as respectivas FFT's, para $U_r = 6,0$.

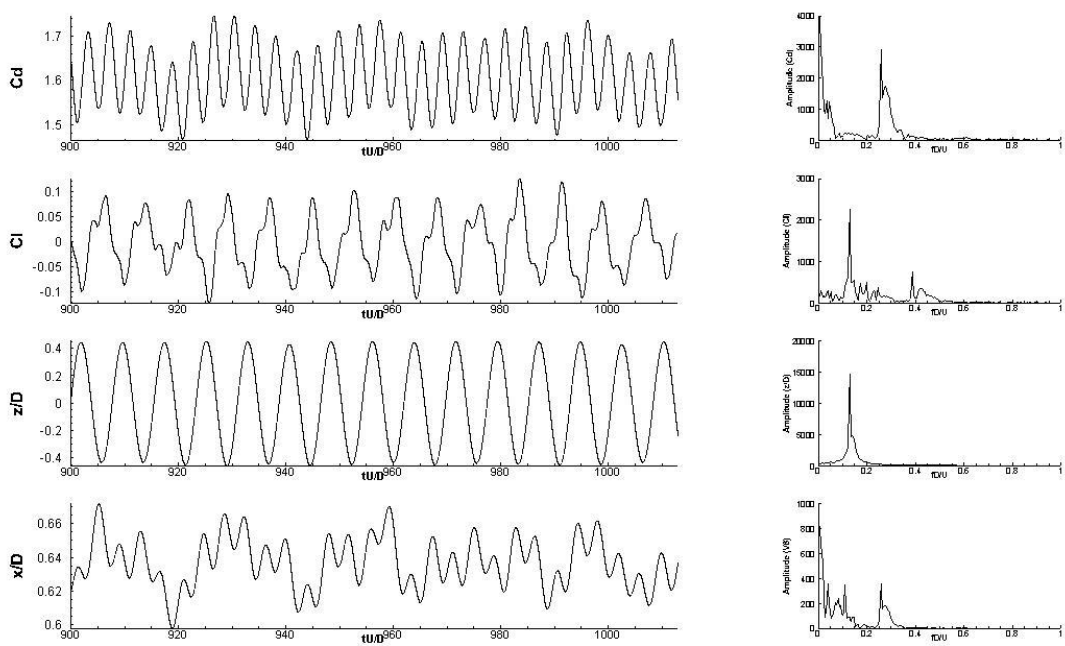


Figura B8- Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro (2GL - direção x e z) e as respectivas FFT's, para $U_r = 8,0$.

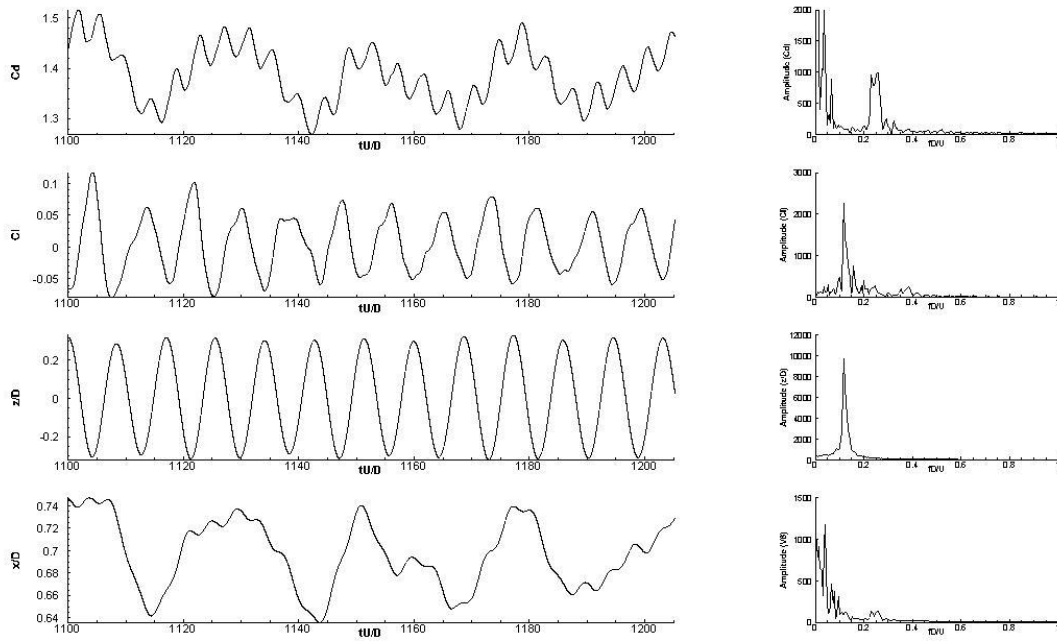


Figura B9- Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro (2GL - direção x e z) e as respectivas FFT's, para $U_r = 9,0$.

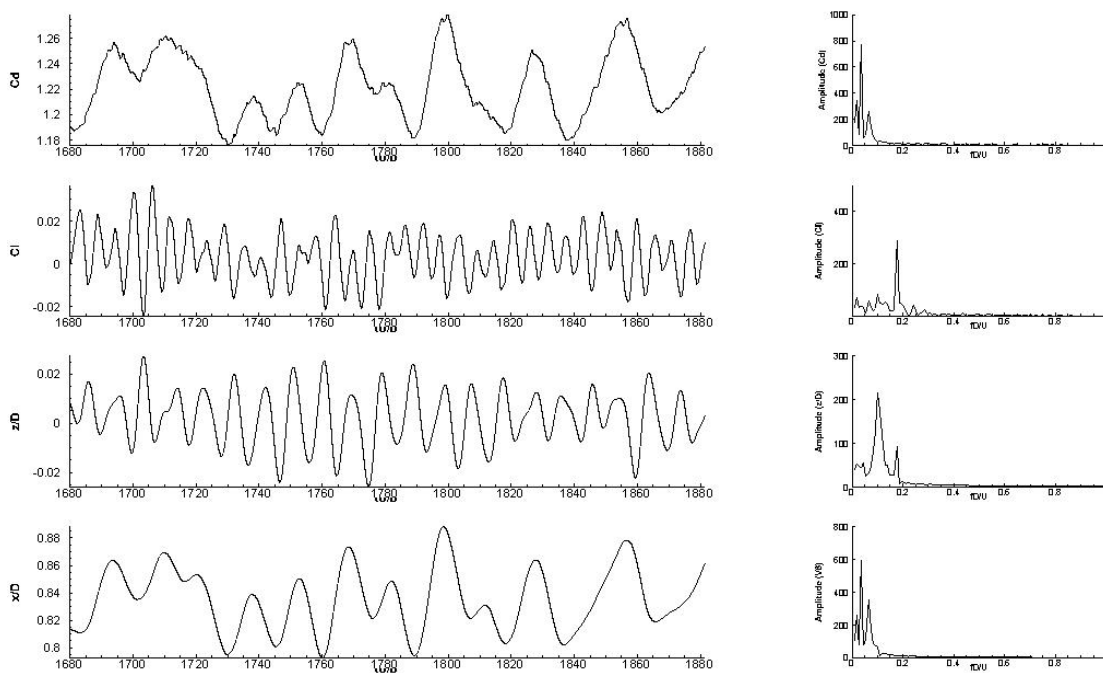


Figura B10- Séries temporais dos coeficientes de arrasto e de sustentação, a série temporal do deslocamento do cilindro (2GL - direção x e z) e as respectivas FFT's, para $U_r = 10,5$.

Apêndice C – Figuras de Lissajous para VIV com 2GL.

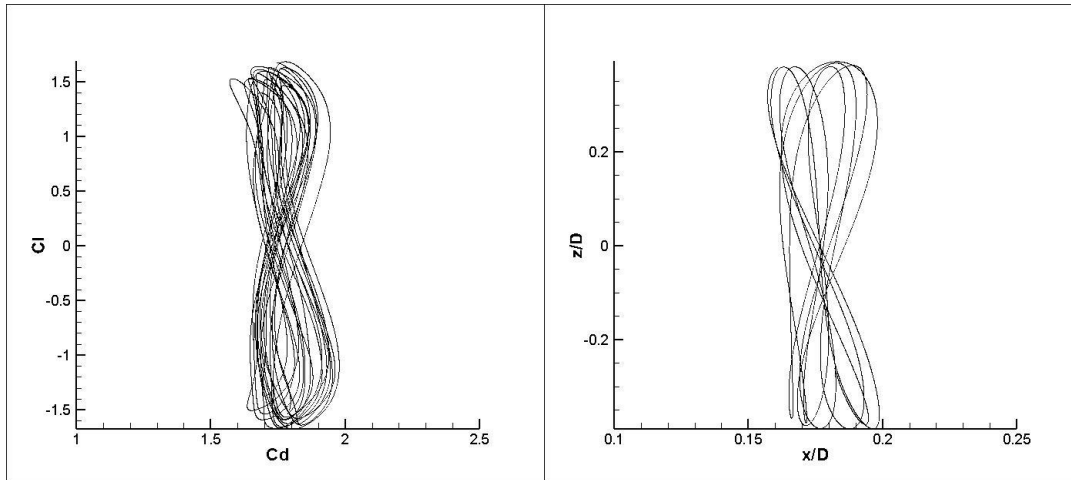


Figura C1- Gráfico de fase e figura de Lissajous, para $U_r = 4,0$.

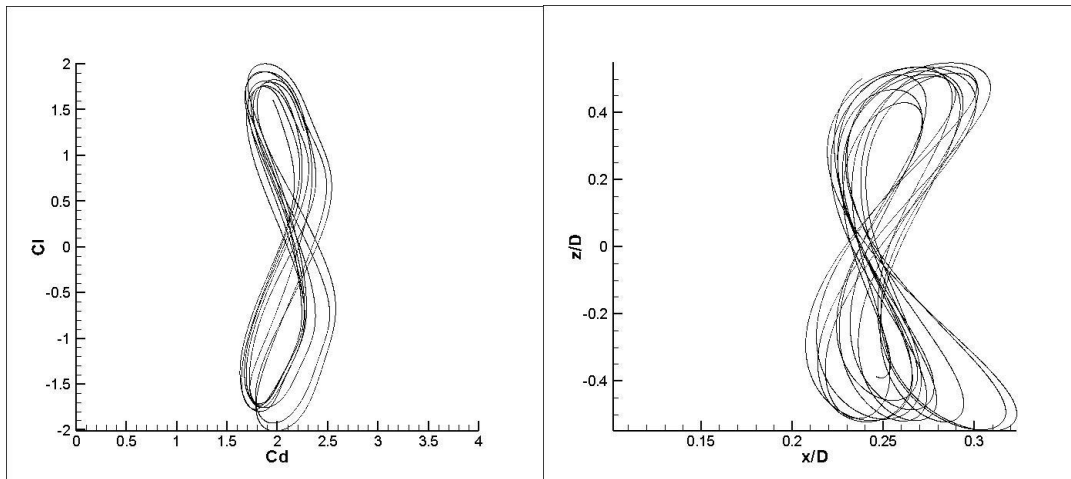


Figura C2 - Gráfico de fase e figura de Lissajous, para $U_r = 4,5$.

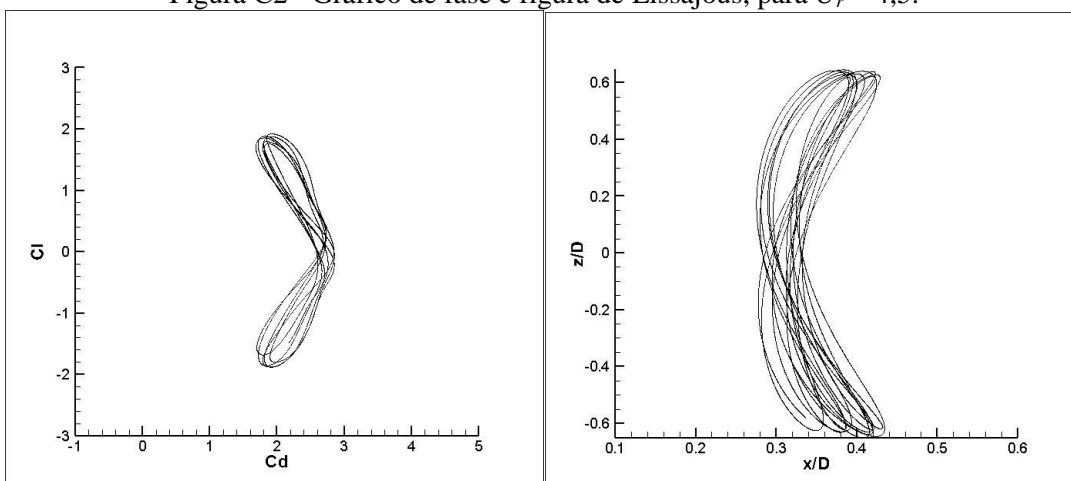


Figura C3- Gráfico de fase e figura de Lissajous, para $U_r = 5,0$.

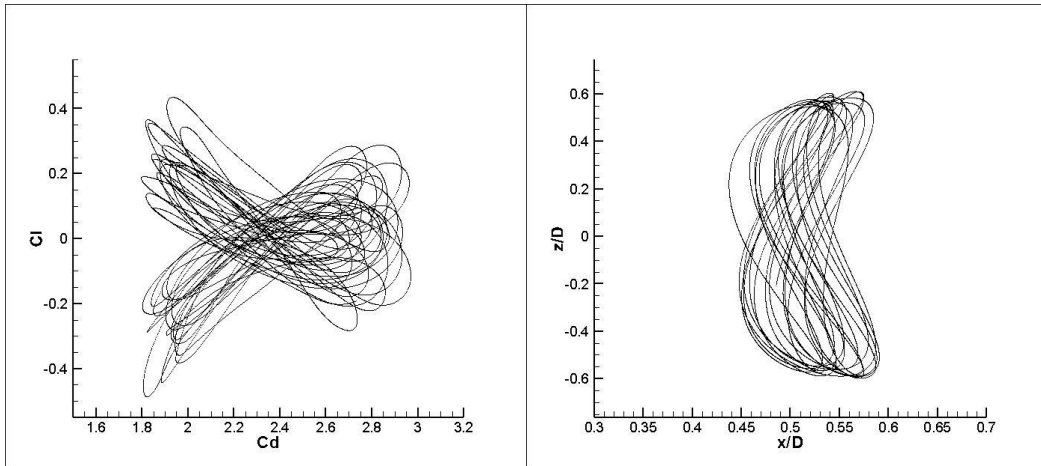


Figura C4- Gráfico de fase e figura de Lissajous, para $U_r = 6,0$.

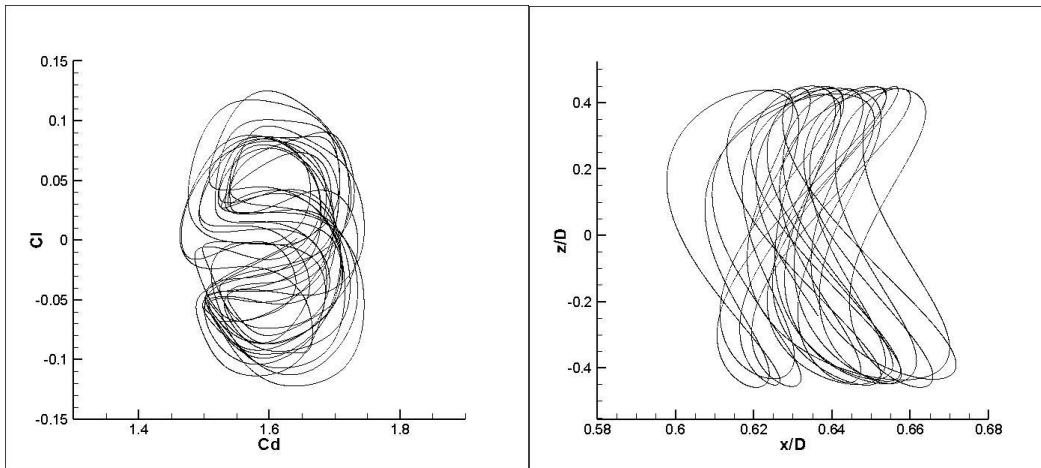


Figura C5- Gráfico de fase e figura de Lissajous, para $U_r = 8,0$.