

RENATA FERREIRA MARTINS ROCHA

**ANÁLISE COMPUTACIONAL DE
INTERAÇÃO FLUIDO-ESTRUTURA
APLICADA EM UM SPOOL**



UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
2019

RENATA FERREIRA MARTINS ROCHA

**ANÁLISE COMPUTACIONAL DE INTERAÇÃO
FLUIDO-ESTRUTURA APLICADA EM UM SPOOL**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia, como parte dos requisitos para a obtenção do título de **MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA**.

Área de Concentração: Mecânica dos sólidos e vibração

Orientador: Prof. Dr. Aldemir Aparecido Cavalini Junior

Coorientador: Prof. Dr. João Marcelo Vedovoto

UBERLÂNDIA - MG

2019

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)
Sistema de Bibliotecas da UFU, MG, Brasil.

R672a Rocha, Renata Ferreira Martins, 1995-
2019 Análise computacional de interação fluido-estrutura aplicada em um
spool [recurso eletrônico] / Renata Ferreira Martins Rocha. - 2019.

Orientador: Aldemir Aparecido Cavalini.

Coorientador: João Marcelo Vedovoto.

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Uberlândia,
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica.

Modo de acesso: Internet.

Disponível em: <http://dx.doi.org/10.14393/ufu.di.2019.63>

Inclui bibliografia.

Inclui ilustrações.

1. Engenharia mecânica. 2. Simulação (Computadores). 3. Dinâmica dos fluidos. 4. Mecânica dos sólidos. I. Cavalini, Aldemir Aparecido, 1983-, (Orient.). II. Vedovoto, João Marcelo, 1981-, (Coorient.). III. Universidade Federal de Uberlândia. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica. IV. Título.

CDU: 621



UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA

ATA DE DEFESA

Programa de Pós-Graduação ou Curso de Graduação em:	Engenharia Mecânica				
Defesa de:	Dissertação de Mestrado Acadêmico, nº 555, COPEM				
Data:	sete de agosto de dois mil e dezenove	Hora de início:	09:00	Hora de encerramento:	12:07
Matrícula do Discente:	11722EMC010				
Nome do Discente:	Renata Ferreira Martins Rocha				
Título do Trabalho:	Análise Computacional de Interação Fluido-Estrutura Aplicada em um Spool				
Área de concentração:	Mecânica dos Sólidos e Vibrações				
Linha de pesquisa:	Dinâmica de Sistemas Mecânicos				
Projeto de Pesquisa de vinculação:					

Reuniu-se no Auditório do Laboratório de Mecânica dos Fluidos - Bloco 5P, Campus Santa Mônica, da Universidade Federal de Uberlândia, a Banca Examinadora, designada pelo Colegiado do Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica, assim composta: Professores Doutores: Alexandre Megiorin Roma - USP; Aristeu da Silveira Neto - FEMEC/UFU; Aldemir Aparecido Cavalini Júnior - FEMEC/UFU, orientador da candidata.

Iniciando os trabalhos o presidente da mesa, Dr. Aldemir Aparecido Cavalini Júnior, apresentou a Comissão Examinadora e o candidata, agradeceu a presença do público, e concedeu ao Discente a palavra para a exposição do seu trabalho. A duração da apresentação do Discente e o tempo de arguição e resposta foram conforme as normas do Programa.

A seguir o senhor(a) presidente concedeu a palavra, pela ordem sucessivamente, aos(às) examinadores(as), que passaram a arguir o(a) candidato(a). Ultimada a arguição, que se desenvolveu dentro dos termos regimentais, a Banca, em sessão secreta, atribuiu o resultado final, considerando o(a) candidato(a):

Aprovada.

Esta defesa faz parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre.

O competente diploma será expedido após cumprimento dos demais requisitos, conforme as normas do Programa, a legislação pertinente e a regulamentação interna da UFU.

Nada mais havendo a tratar foram encerrados os trabalhos. Foi lavrada a presente ata que após lida e achada conforme foi assinada pela Banca Examinadora.



Documento assinado eletronicamente por **Aldemir Aparecido Cavalini Junior, Professor(a) do Magistério Superior**, em 07/08/2019, às 12:17, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Aristeu da Silveira Neto, Professor(a) do Magistério Superior**, em 07/08/2019, às 12:18, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Alexandre Megiorin Roma, Usuário Externo**, em 07/08/2019, às 12:22, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site https://www.sei.ufu.br/sei/controlador_externo.php?acao=documento_conferir&id_orgao_acesso_externo=0, informando o código verificador **1445283** e o código CRC **93EDD506**.

Para todos os meus professores, que
são os verdadeiros autores deste
trabalho.

Agradecimentos

Os meus mais sinceros agradecimentos são para todos aqueles que lutaram e que ainda lutam, cada um a sua maneira, em favor da ciência e do desenvolvimento humano.

Ao meu pai, Marcos Antonio Pereira Rocha, à minha mãe, Denize Ferreira Martins Rocha e à minha irmã, Maiza Ferreira Martins Rocha.

Agradeço, especialmente, aos professores Aristeu, Aldemir e João Marcelo, por serem pessoas bondosas, ocupando posições importantes. Ao meu ver, o mundo precisa disso.

Aos membros da banca examinadora, professor Alexandre Roma e o engenheiro Ludimar Lima, por dedicarem um pouco do seu tempo para a leitura deste trabalho.

À Faculdade de Engenharia Mecânica.

Renata F. M. Rocha

“O experimento mais poderoso que existe é o mental.”

— PROFESSOR ARISTEU DA SILVEIRA NETO

Resumo

É apresentado o método da coerência baseado na análise espectral das respostas temporais de interação fluido-estrutura, obtidas através de simulações computacionais. Esse método é aplicado aos resultados de sete simulações 2-D da interação fluido-estrutura de um modelo massa-mola. Paralelamente, são analisados dos resultados da simulação da interação fluido-estrutura de um spool engastado junto ao solo marinho e sujeito a um escoamento de $0,77 \text{ m s}^{-1}$. O spool é uma tubulação marítima, utilizada pelas indústrias de óleo e gás. Dentro do contexto das tubulações e demais estruturas marítimas, utilizadas nesse setor industrial, desperta-se o interesse pelo fenômeno VIV (Vortex-Induced Vibrations). O VIV apresenta uma natureza inerentemente não-linear e afeta significativamente o bom funcionamento dos campos de produção das indústrias de óleo e gás. As simulações computacionais foram realizadas com o código MFSim, tanto para o sistema massa-mola quanto para o spool. O código MFSim vem sendo desenvolvido pelo Laboratório de Mecânica dos Fluidos da Universidade Federal de Uberlândia e conta com colaborações da Petrobras S.A. e contribuições do Instituto de Matemática e Estatística da Universidade de São Paulo. Para aplicação do método da coerência, utilizou-se um algoritmo desenvolvido em ambiente MATLAB, o qual é empregado na etapa do pós-processamento das simulações realizadas com o código MFSim. A grande vantagem do método da coerência reside no fato de que esse método permite obter conclusões acerca da física dos problemas de interação fluido-estrutura, que outros métodos de pós-processamento não são capazes de mostrar com clareza. A aplicação do método da coerência permitiu concluir que a interação fluido-estrutura ocorre de maneira predominante entre o cilindro e a esteira formada à jusante, apresentando valores iguais ou maiores do que 0,8 para a coerência. Para as demais regiões, mostrou-se que a sua participação na interação fluido-estrutura é irrelevante, apresentando valores iguais ou menores do que 0,2 para a coerência. No caso do spool, foi possível concluir que o VIV predomina na direção in-line e na região central da estrutura.

Palavras-chave: *spool, interação fluido-estrutura, coerência*

Abstract

The coherence method is presented, which is based on spectral analysis of temporal responses, obtained from computational simulations with fluid-structure interaction. This method is applied to the results of seven 2-D computational simulations of a mass-spring model's fluid-structure interaction. Also, is presented an analysis of the results from fluid-structure interaction study of a spool, which is clamped next to the seabed and is subjected to a marine currents of 0.77 m s^{-1} . This analysis is accomplished from the results of a computational simulation. Another computational simulation is performed to estimate the submerged spool's natural frequencies. Spool is a tubular marine structure used by oil and gas' industries. In the context of tubular and marine structures in general, used by this industrial segment, the interest on VIV phenomenon arises. VIV presents a non linear inherently nature and affects strongly the oil and gas' industries' production fields proper working. The computational simulations were done with MFSim code, for both mass-spring system and spool. MFSim is a computational code, which is being developed by Fluid Mechanics Laboratory of Federal University of Uberlandia and has receiving Petrobras' collaborations and contributions of the Mathematics and Statistics Institution of University of Sao Paulo. The application of coherence method required an algorithm, developed in MATLAB language, which is used at the MFSim simulations' post-processing step. The great advantage of coherence method arises in the fact that with this method it's possible to obtain conclusions about problems' physics that other methods aren't able to show clearly. Applying coherence method to the mass-spring model simulations, it was possible to show that fluid-structure interaction occurs strongly between the cylinder and the vortex wake, presenting coherence values about 0.8. For the another regions, it was possible to concluded that the fluid-structure interaction occurs weakly, presenting coherence values about 0.2. From spool simulations it was possible to concluded that the VIV in-line is greatest in structure's center.

Keywords: *spool, fluid-structure interaction, coherence*

Abreviaturas

VIV	Vortex-Induced Vibrations
JCA	Japan Crane Association
IPB	Instituto Brasileiro do Petróleo
CFD	Computational Fluid Dynamics
FEM	Finite Element Method
2-D	Duas Dimensões
3-D	Três Dimensões
IFE	Interação Fluido-Estrutura
EIE	Extraneously-Induced Excitation
IIE	Instability-Induced Excitation
MIE	Movement-Induced Excitation
IL	In-Line
CF	Cross-Flow
FIV	Flow-Induced Vibrations
FEA	Finite Element Analysis
FSI	Fluid-Structure Interaction
DNS	Direct Numerical Simulation
GDL	Graus de Liberdade
LES	Large Eddy Simulation
RHS	Right-Hand Side
SAMR	Structured Adaptive Mesh Refinement
IMEX	Implicit-Explicit
SBDF	Semi-implicit Backward Differentiation Formula
MDF	Multi-Direct Forcing
CFL	Courant-Friedrichs-Lewy
CDS	Central Differencing Scheme
rms	root mean square

Símbolos

u	velocidade ou deslocamento na direção x , [m s^{-1}] ou $[\text{m}]$
u_{local}	velocidade local do fluido na direção x , [m s^{-1}]
u_{∞}	velocidade da corrente livre na direção x , [m s^{-1}]
v	velocidade ou deslocamento na direção y , [m s^{-1}] ou $[\text{m}]$
D	diâmetro, $[\text{m}]$ ou número de pontos
k	constante de rigidez, [N m^{-1}]
R	raio, $[\text{m}]$
w	velocidade ou deslocamento na direção z , [m s^{-1}] ou $[\text{m}]$
ν_f	viscosidade cinemática do fluido, [$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$]
ρ_f	massa específica do fluido, [kg m^{-3}]
u_i	velocidade ou deslocamento na direção i , [m s^{-1}] ou $[\text{m}]$
u_j	idem u_i
x_j	direção j de um sistema de coordenadas
x_i	idem x_j
t	tempo, $[\text{s}]$
p	pressão, $[\text{Pa}]$
P	pressão, $[\text{Pa}]$ ou periodograma médio
$[M]$	matriz de massa
$\{\ddot{q}\}$	derivada temporal de $\{\dot{q}\}$
$[D]$	matriz de amortecimento
$\{\dot{q}\}$	derivada temporal de $\{q\}$
$[K]$	matriz de rigidez
f_{axial}	força constante que atua na direção axial, $[\text{N}]$
$[K_f]$	matriz de rigidez geométrica
$\{q\}$	vetor dos graus de liberdade
$\{W\}$	vetor das forças peso
$\{F_{\text{fluido}}\}$	vetor das forças fluidodinâmicas
$[D_p]$	matriz de amortecimento proporcional
λ	constante de proporcionalidade
β	constante de proporcionalidade

L	comprimento ou quantidade de pontos, [m]
u_1	deslocamento na direção x do nó 1 do elemento finito, [m]
u_2	deslocamento na direção x do nó 2 do elemento finito, [m]
v_1	deslocamento na direção y do nó 1 do elemento finito, [m]
v_2	deslocamento na direção y do nó 2 do elemento finito, [m]
w_1	deslocamento na direção z do nó 1 do elemento finito, [m]
w_2	deslocamento na direção z do nó 2 do elemento finito, [m]
θ_1	rotação na direção x do nó 1 do elemento finito, [rad]
θ_2	rotação na direção x do nó 2 do elemento finito, [rad]
ϕ_1	rotação na direção y do nó 1 do elemento finito, [rad]
ϕ_2	rotação na direção y do nó 2 do elemento finito, [rad]
φ_1	rotação na direção z do nó 1 do elemento finito, [rad]
φ_2	rotação na direção z do nó 2 do elemento finito, [rad]
$\{q_u\}$	vetor dos graus de liberdade elementares função de u
$\{q_w\}$	vetor dos graus de liberdade elementares função de w
$\{ \}^T$	vetor transposto
$[]^T$	matriz transposta
θ	rotação na direção x
φ	rotação na direção z
$\{N_i\}$	vetor das funções de interpolação, $i = 1, 2, 3$
E_i	funções de interpolação, $i = 1, 2, \dots, 10$
T	energia cinética
\dot{u}	derivada temporal de u
\dot{v}	derivada temporal de v
\dot{w}	derivada temporal de w
$\dot{\varphi}$	derivada temporal de φ
$\dot{\theta}$	derivada temporal de θ
$\dot{\phi}$	derivada temporal de ϕ
$\{\dot{q}_u\}$	derivada temporal de $\{q_u\}$
$\{\dot{q}_w\}$	derivada temporal de $\{q_w\}$
$[M_i]$	submatriz de massa elementar, $i = 1, 2, \dots, 6$
$[M_C]$	matriz de massa clássica
$[M_S]$	matriz de massa devido ao cisalhamento
$[M_A]$	matriz de massa devido à tração/compressão
$[M_R]$	matriz de massa devido à torção
$\{\dot{q}_v\}$	derivada temporal de $\{q_v\}$
$\{\dot{q}_\phi\}$	derivada temporal de $\{q_\phi\}$
ρ	massa específica do material da estrutura, $[\text{kg m}^{-3}]$
S	área da seção transversal, $[\text{m}^2]$
I	momento de inércia de área, $[\text{m}^4]$
E	módulo de elasticidade, [Pa]

G	módulo de cisalhamento, [Pa]
J	momento polar de inércia, [m ⁴]
$[K_i]$	submatriz de rigidez elementar, $i = 1, 2, \dots, 6$
ϑ	efeito do cisalhamento, [m ²]
κ	coeficiente de forma
ν	coeficiente de Poisson
$[K_C]$	matriz de rigidez clássica
$[K_S]$	matriz de rigidez ao cisalhamento
$[K_A]$	matriz de rigidez à tração/compressão
$[K_R]$	matriz de rigidez à torção
R	sistema de coordenadas cartesianas do elemento finito
R_0	sistema de coordenadas cartesianas inerciais
$[T]$	matriz de transformação
$[\Lambda]$	matriz dos cossenos diretores
l_i	cossenos diretores relativos ao eixo x inercial
m_i	cossenos diretores relativos ao eixo y inercial
n_i	cossenos diretores relativos ao eixo z inercial
$u_{i,0}$	deslocamentos na direção x em R_0 , [m]
$v_{i,0}$	deslocamentos na direção y em R_0 , [m]
$w_{i,0}$	deslocamentos na direção z em R_0 , [m]
$\theta_{i,0}$	rotações na direção x em R_0 , [rad]
$\phi_{i,0}$	rotações na direção y em R_0 , [rad]
$\varphi_{i,0}$	rotações na direção z em R_0 , [rad]
$\{q_0\}$	vetor dos graus de liberdade elementares em R_0
$[M_e]$	matriz de massa elementar
$[M_{e,0}]$	matriz de massa elementar em R_0
$[K_e]$	matriz de rigidez elementar
$[K_{e,0}]$	matriz de rigidez elementar em R_0
$[K_{fe}]$	matriz de rigidez geométrica elementar
$[M_{fe,0}]$	matriz de rigidez geométrica elementar em R_0
f_i	força que a estrutura exerce sobre uma partícula de fluido
\vec{x}	vetor posição de um ponto da malha euleriana
Ω	domínio computacional da simulação
$F_{k,i}$	força que atua no ponto lagrangiano k
\vec{x}_k	vetor posição do ponto lagrangiano k
δ	função delta de Dirac
Δt	passo de tempo, [s]
α_i	constantes do método de discretização temporal, $i = 0, 1, 2$
U_i	velocidade desejada para a fronteira imersa
A_t	área do elemento triangular da malha lagrangiana
d	espessura do elemento lagrangiano

F_i	força que atua no elemento lagrangiano por unidade de volume
F_{lag}	força que atua no elemento lagrangiano
\bar{V}	volume do elemento lagrangiano
\bar{f}	força que o fluido exerce sobre a estrutura
\mathcal{F}	subsistema do fluido
\mathcal{E}	subsistema da estrutura
\mathcal{K}	sistema de equações
$\vec{\delta}_0$	chute inicial da solução do subsistema da estrutura
$\vec{\delta}_1$	solução do subsistema da estrutura na iteração 1
\mathfrak{R}	resíduo
ω	relaxador
F_k	k-ésima subiteração do subsistema do fluido
D_k	k-ésima subiteração do subsistema da estrutura
D_{Kf}	solução obtida pelo acoplamento forte
\mathcal{O}	ordem de grandeza
l	nível de malha
τ	razão de refinamento
l_{base}	malha base
ξ	eficiência
nc	número de células
nc_{ref}	número de células da referência
U_∞	velocidade da corrente livre do mar, [m s^{-1}]
e	espessura da seção transversal, [m]
ρ_{fi}	massa específica do fluido interno, [kg m^{-3}]
P_i	pressão interna, [Pa]
e_{rev}	espessura do revestimento, [m]
ρ_{rev}	densidade do revestimento, [kg m^{-3}]
U_e	velocidade da estrutura na direção x, [m s^{-1}]
V_e	velocidade da estrutura na direção y, [m s^{-1}]
W_e	velocidade da estrutura na direção z, [m s^{-1}]
U	velocidade do mar na direção x, [m s^{-1}]
V	velocidade do mar na direção y, [m s^{-1}]
W	velocidade do mar na direção z, [m s^{-1}]
Δx	espaçamento da malha, [m]
m^*	massa adimensional
ζ	fator de amortecimento
U_R^*	velocidade reduzida adimensional
f_n	frequência natural, [Hz] ou frequência normalizada
k	constante de rigidez, [N m^{-1}]
m	massa, [kg]
γ_{xy}^2	coerência entre x e y

f	frequência, [Hz]
G_{xy}	função densidade espectral unilateral entre x e y
G_{xx}	função densidade espectral unilateral de x
G_{yy}	função densidade espectral unilateral de y
S_{xy}	função densidade espectral bilateral entre x e y
S_{xx}	função densidade espectral bilateral de x
S_{yy}	função densidade espectral bilateral de y
R_{xy}	função correlação entre x e y
R_{xx}	função auto correlação de x
R_{yy}	função auto correlação de y
$X(j)$	sinal amostrado
N	número de pontos
$X_k(j)$	segmento k do sinal amostrado
$W(j)$	janela
$A_k(n)$	transformada discreta de Fourier de $X(j) W(j)$
I_k	periodograma modificado de $X(j) W(j)$
K	número de segmentos
St	número de Strouhal
Re_D	número de Reynolds calculado com base no diâmetro D
D_s	diâmetro externo do spool, [m]
D_f	diâmetro externo do flutuador, [m]
m	massa do cilindro, [kg]
t^*	tempo adimensional
Re	número de Reynolds
f_v	frequência de emissão das instabilidades de Kelvin-Helmholtz
f^*	frequência adimensional
ϕ	operador transformada discreta de Fourier

Conteúdo

1	Introdução	1
1.1	Contextualização	1
1.2	Contribuições da dissertação	6
1.3	Objetivos	7
1.4	Organização do texto	7
2	Revisão bibliográfica	9
2.1	Interação fluido-estrutura	9
2.2	Estruturas marítimas cilíndricas	12
3	Modelos físicos	21
3.1	Sistema massa-mola	21
3.2	Spool submerso	22
4	Modelo matemático	26
4.1	Escoamento incompressível, monofásico e isotérmico	26
4.1.1	Formulação para o método da fronteira imersa	27
4.2	Dinâmica de uma tubulação metálica tridimensional	28
4.2.1	Equação do movimento	28
5	Modelo numérico	38
5.1	Método da fronteira imersa	38
5.1.1	Obtenção das forças fluidodinâmicas pelo método da fronteira imersa	40
5.2	Acoplamento fluido-estrutura	41
5.2.1	Acoplamento forte	41
5.3	Malha bloco estruturada	43
5.3.1	Malha bloco estruturada com refinamento adaptativo localizado	44
6	Modelos computacionais	51
6.1	Modelo virtual do spool	51
6.1.1	Considerações para a solução 3-D	53

6.2	Modelo virtual do sistema massa-mola	54
6.2.1	Considerações para a solução 2-D	55
7	O método da coerência	59
7.1	O método de Peter Welch	61
7.2	Significado físico da coerência	62
7.3	Proposta desta dissertação	63
7.4	Saída de dados do MFSim	63
8	Sistema massa-mola 2-D	66
8.1	Respostas temporais do cilindro	66
8.2	Modos de emissão das instabilidades do escoamento	67
8.3	Considerações sobre o fenômeno lock-in	68
8.4	Resultados para o campo de coerência	70
9	Spool 3-D	78
9.1	Pluck test do spool	78
9.2	Escoamento sobre o spool	79
9.2.1	Respostas temporais do spool	79
9.2.2	Resultados obtidos para a fluidodinâmica	80
10	Conclusões	96
11	Trabalhos futuros	98
A	Interação fluido-estrutura de um spool	109
A.1	Pluck test	109
A.2	Escoamento sobre um spool	109
A.2.1	Forças e deslocamentos	109
A.2.2	Visualizações do escoamento	109

1 Introdução

“(...) energy resources need to be efficiently and safely extracted from their hidden source - the ocean.”

Dennis F. Hasson

C. Robert Crowe

1.1 Contextualização

Já no ano de 1988, Dennis F. Hasson e C. Robert Crowe enfatizaram a importância de que os oceanos sejam explorados de forma eficiente e segura [46]. É fato que estruturas marítimas operam em um ambiente com o qual interagem de forma intensa e a intensidade dessa interação ocasiona, com frequência, efeitos indesejados. Esses efeitos são, constantemente, objetos de estudo da comunidade científica. A título de exemplo, podem-se citar as falhas estruturais por fadiga [32, 34, 99], as falhas estruturais devido a ocorrência de lock-in [22, 24, 38], que pode ocorrer durante o fenômeno VIV e as falhas estruturais devido a carregamentos excessivos [50, 53, 102], ou seja, carregamentos que excedem o maior valor de carregamento para o qual a estrutura foi projetada para suportar.

Ainda, a possibilidade de colisão entre duas ou mais dessas estruturas [55, 72, 81] e a interação química com o meio, que resulta no processo de corrosão dos materiais que revestem essas estruturas [21, 31, 88], compõem a vasta gama de problemas que resultam da interação entre oceanos e estruturas marítimas. Dessa forma, grandes desafios estão diretamente ligados a análise completa desse tipo de problema.

Em todos os exemplos citados, alguns fatores comuns evidenciam o desafio por trás da construção de um modelo computacional robusto, por exemplo, a imprevisibilidade intrínseca ao escoamento dos oceanos e a definição das condições iniciais. Do ponto de vista da experimentação material, têm-se como complicadores as grandes dimensões das estruturas e os altos valores dos carregamentos que elas suportam, tornando muito mais difíceis a controlabilidade e o monitoramento desses sistemas mecânicos. Embora a modelagem, o controle e o monitoramento desses sistemas mecânicos sejam desafiadores, eles são de suma importância para a manutenção dos

campos de produção, que abastecem a população do planeta, e para assegurar o equilíbrio que deve existir entre o homem e o meio ambiente.

O Professor de Engenharia Oceânica, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, Segen Estefen, declarou ao jornal Pelicano que “toda aquela atividade do petróleo, intrinsecamente, é algo perigoso”. Sua afirmação sugere que as atividades petrolíferas operam sob o risco da ocorrência de acidentes catastróficos. Estes acidentes podem ocasionar desde uma simples falha em uma das estruturas do campo de produção até o adernamento de uma embarcação, onde, normalmente, muitos trabalhadores vêm à óbito [37]. Dentro dessa gama de más ocorrências todos saem perdendo. As empresas quando não têm de arcar com as multas emitidas pelos órgãos reguladores têm de arcar com os próprios prejuízos, substituindo equipamentos, reparando os danos ocorridos em seus campos de produção e lidando financeiramente com a estagnação da produção até que os reparos sejam realizados. Os seres vivos, incluindo os seres humanos, são enormemente afetados pela degradação ambiental que ocorre quando litros e litros de óleo vazam nos oceanos.

Para exemplificar, em 1980, registrou-se a ocorrência de um acidente envolvendo a plataforma Alexander Kielland, localizada na Noruega, causando a morte de 123 dos 212 trabalhadores a bordo. Segundo relatos de jornais da época, a plataforma adernou em um ângulo próximo de 35° , repentinamente, durante uma tempestade, quando uma das colunas verticais que a suportavam se rompeu. Segundo a JCA, antes do acidente, trincas por fadiga se propagaram a partir de uma solda de filete duplo e isso sobrecarregou as outras cinco colunas que sustentavam a plataforma, provocando as separações bruscas das mesmas. Após esse acidente, uma série de normas foram revisadas e novas normas foram implementadas, naquela época, para evitar novas ocorrências [37].

Contudo, em 2001, um acidente envolvendo a plataforma P-36 da Petrobras provocou a morte de 11 das 175 pessoas a bordo. De acordo com noticiários da época, após a explosão de um tanque de óleo, a plataforma adernou em, aproximadamente, 16° , devido ao alagamento de parte do compartimento. A plataforma naufragou 5 dias depois, arrastando consigo um reservatório de 1500 toneladas de óleo. A não conformidade quanto aos procedimentos operacionais de manutenção e de projeto foi apontada, mais tarde, como sendo a causa do acidente [37].

Para ilustrar os impactos ambientais, têm-se o registro de um vazamento de óleo, ocorrido na Baía de Guanabara em 18 de janeiro de 2000. O vazamento se deu após o rompimento de um duto que ligava a refinaria Duque de Caxias ao terminal Ilha d’água, derramando cerca de 1,3 milhões de litros de óleo, provocando a devastação o ambiente marinho da região.

Acidente similar ocorreu no ano seguinte, onde um vazamento de óleo, datado de 8 de novembro de 2011, na Bacia de Campos, no Rio de Janeiro, teve responsabilidade atribuída à petroleira norte-americana, Chevron. De acordo com estimativas da época, a quantidade de óleo vazado no mar foi equivalente a cerca de 3,7 mil bar-

ris de óleo. Infelizmente, somente nesse contexto de vazamento de óleo, o número das ocorrências impressiona.

A Editora Globo S.A. afirma que, em 2010, a Petrobras registrou 57 vazamentos, contra 56 ocorrências em 2009. Sendo, em 2009, uma quantidade de óleo derramado que equivale a 1,597 milhões de barris e, em 2010, esse número subiu para 4,201 milhões de barris. Em consequência disso, empresa recebeu 21 autos de infrações ambientais, cujas multas se somaram em R\$ 80,75 milhões e, em 2009, 3 autos geraram multas de R\$ 34,95 milhões.

A advogada ambientalista, Beatriz Paulo de Frontin, sugeriu que diversos vazamentos que ocorrem nas plataformas, oleodutos, refinarias, navios e bases não chegam a serem considerados como acidentes por se tratarem de vazamentos de pequeno porte. Contudo, ela afirmou que esses pequenos vazamentos causam grandes danos, o que remete à necessidade de monitorar cada parte desses sistemas, possibilitando a detecção rápida de qualquer falha, por menor que ela seja.

De acordo com o presidente do IPB em 2011, João Carlos França, as empresas petrolíferas do mundo todo vêm investindo muito em novas tecnologias voltadas para os sistemas de prevenção e de contenção de possíveis acidentes (ver Figs. 1.1 e 1.2).

No Brasil, a Petrobras tem investido em projetos de pesquisas junto às universidades, a fim de promover estudos relacionados aos problemas citados, objetivando obter a controlabilidade desejada em seus campos de produção. No ano de 2010, esse repasse cresceu 3,4 % em relação ao ano anterior.

No Laboratório de Mecânica dos Fluidos, da Universidade Federal de Uberlândia, onde o presente trabalho foi realizado, muitos projetos junto à Petrobras vem sendo realizados, nos diversos desafios que a empresa enfrenta, abordando temas como combustão, escoamentos multifásicos e escoamentos de jatos. A presente dissertação relata, em parte, mais um dos estudos envolvendo o tema interação fluido-estrutura.

Sem dúvida, o avanço tecnológico constitui um dos pilares essenciais para que as empresas petrolíferas expandam as áreas territoriais ocupadas pelos seus campos de produção. Inicialmente, limitavam-se às águas mais rasas, próximas das regiões costeiras e, nos dias de hoje, óleo e gás são produzidos em campos construídos em águas muito profundas. Esses campos de produção contam com sistemas mecânicos, cada vez mais eficientes e à prova de danos.

Uma das estruturas que vêm sendo recentemente utilizadas nesses campos de produção é o spool (ou jumper*). Essa estrutura vem sendo objeto de experimen-

*Na literatura, muitas vezes, as nomenclaturas jumper e spool são confundidas de forma a se referir ao mesmo tipo de estrutura tubular. Nesta dissertação é utilizada a nomenclatura adotada pela Petrobras [73] com a qual a estrutura 3-D simulada nesta dissertação é denominada spool. No entanto, sempre que o presente texto fizer referência à literatura, será utilizada a mesma nomenclatura apresentada no texto original.

Figura 1.1: Falha detectada em um riser flexível por inspeção externa.



Fonte: AGR Field Operations [2].

tação material [3, 92] e virtual [54, 104] em vários países. A Fig. 1.3 mostra uma das possíveis configurações de um spool e, na Fig. 1.4, pode-se visualizar vários spools[†] instalados em um campo de produção.

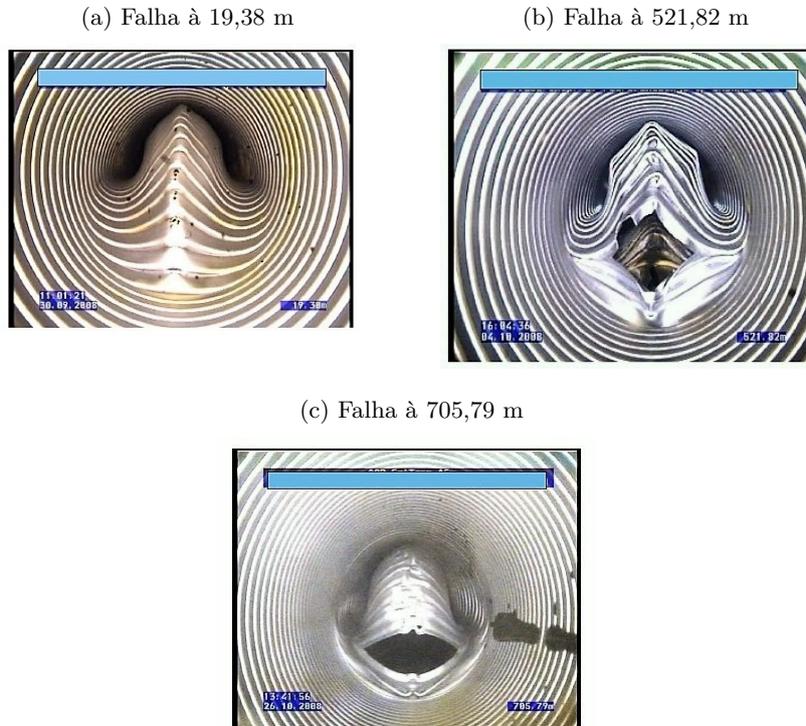
Normalmente, um spool exerce a função de transportar óleo ou gás entre dois componentes do sistema de produção. Por isso, diz-se que o spool constitui um sistema de conexão tubular de dois equipamentos. No projeto de um spool, deve-se considerar, sobretudo, a temperatura do fluido que escoará interna e externamente, bem como a movimentação dos equipamentos que serão conectados por ele. A localização do spool dentro da base de produção também é um dado de entrada para o seu projeto. Um spool típico, como o mostrado na Fig. 1.3, consiste de uma tubulação customizada, a fim de se obter um componente que apresente boa conformidade durante a sua instalação e durante a sua operação. A ampla quantidade de informações detalhadas sobre cada spool pertence à respectiva empresa que opera cada uma dessas estruturas, sendo, portanto, inacessível, devido ao sigilo industrial. Apesar disso, estas informações fogem do escopo deste trabalho.

No meio acadêmico, vêm sendo desenvolvidos modelos computacionais capazes de simular a interação entre um spool, ou uma tubulação qualquer, e o escoamento marinho externo, os quais vêm apresentando bons resultados. Contudo, há ainda uma demanda crescente por métodos de solução, que vem despertando o interesse da comunidade científica [61, 95].

Porém, pouco adianta investir recursos para solucionar milhares de graus de liberdade quando não se sabe o que fazer com essa quantidade de informação. Pensa-se que um bom pós-processamento é essencial para responder à algumas questões pouco compreendidas pelos cientistas e engenheiros.

[†]Na Fig. 1.4, nota-se que seu autor preferiu a nomenclatura jumper à spool, adotada nesta dissertação.

Figura 1.2: Falhas detectadas em diferentes posições ao longo do comprimento de um riser flexível por meio de um equipamento que realiza inspeção interna.



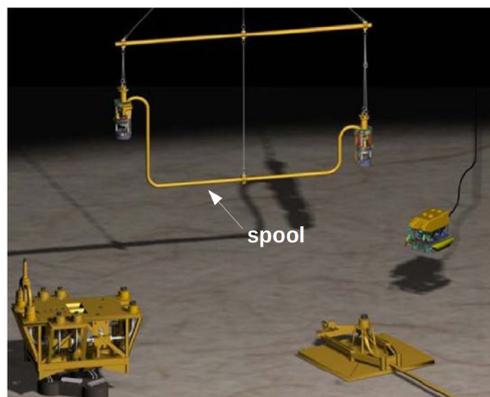
Fonte: AGR Field Operations [2].

O objetivo principal desta dissertação é apresentar um método para o pós-processamento de simulações de fenômenos envolvendo interação fluido-estrutura, o método da coerência[‡], que tem sua base fundamental no cálculo da função coerência estimada.

A teoria que deu origem ao método da coerência está inserida no contexto da análise de sinais. Segundo Oppenheim [69], os primórdios da análise de sinais datam do século XVII. O refinamento digital dessas técnicas datam das décadas de 1940 e 1950. De fato, a maioria das técnicas de análise de sinais, sobretudo, a base teórica do método da coerência, encontram-se bastante disseminadas na literatura e ganham aplicações em várias áreas de estudo [30, 43, 68, 90]. Mais detalhes sobre o método da coerência são fornecidos no Capítulo 7.

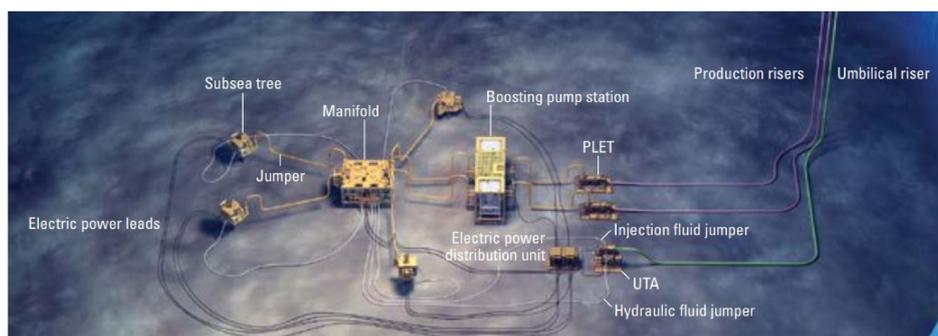
[‡]O método da coerência é apresentado em detalhes no Capítulo 7.

Figura 1.3: Spool rígido submarino.



Fonte: OilfieldWiki [67].

Figura 1.4: Configuração de uma base submarina para exploração de petróleo e gás natural.



Fonte: OilfieldWiki [67].

1.2 Contribuições da dissertação

A interação fluido-estrutura constitui uma área da ciência e da engenharia que vem sendo objeto de muito estudo no decorrer dos últimos anos pelos pesquisadores da Faculdade de Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia. As pesquisas realizadas nessa área foram publicadas em periódicos [39, 76] e motivaram a produção de trabalhos de mestrado e doutorado [19, 25, 26, 56, 75, 77, 84].

Contudo, novas pesquisas sobre técnicas modernas de solução e de análise de problemas de interação fluido-estrutura estão sendo realizadas pelo MFLab*, sendo uma delas desenvolvidas nesta dissertação de mestrado. Assim sendo, esse trabalho contribui nos seguintes tópicos principais:

*Laboratório de Mecânica dos Fluidos da Universidade Federal de Uberlândia, localizado no Campus Santa Mônica, Bloco 5P.

- *Constatação das regiões do escoamento que interagem com o movimento da estrutura:* o método da coerência permitiu identificar as regiões do escoamento que interagem com o movimento da estrutura. Os resultados obtidos sugerem que a esteira formada à jusante da estrutura constitui a região que interage com a mesma de forma mais intensa. As demais regiões do escoamento apresentaram pouca ou nenhuma interação com o movimento da estrutura;
- *Método para obtenção de uma única variável para análise do problema constituído de dois subsistemas:* foi realizada a análise da dinâmica de interação de um sistema fluido-estrutura através de uma única variável que varia com a frequência. Essa variável é calculada por meio da coerência estimada, que utiliza os sinais amostrados do fluido e da estrutura, obtidos da simulação do modelo.

Este trabalho inclui um algoritmo que aplica o método da coerência aos resultados obtidos de uma simulação CFD-FEM, o qual utiliza a função ‘mscohere’ da plataforma MATLAB. Para as simulações CFD-FEM foram utilizados um modelo estrutural em elementos finitos e a modelagem para fluidodinâmica implementada na plataforma MFSim [73].

1.3 Objetivos

Este estudo tem como objetivo apresentar:

- *O método da coerência em 2-D:* as análises dos resultados em 2-D são realizadas por meio da aplicação do método da coerência na etapa do pós-processamento;
- *A análise da interação fluido-estrutura de um spool:* a interação fluido-estrutura de um spool submerso, engastado no solo marinho e sujeito à uma correnteza marinha de $0,77 \text{ m s}^{-1}$ é obtida numericamente e seus resultados são analisados.

1.4 Organização do texto

O Capítulo 1 contém a introdução do trabalho, onde é contextualizado o tema da dissertação e são apresentados os objetivos. No Capítulo 2, é apresentada a revisão bibliográfica da literatura relacionada ao tema geral de interação fluido-estrutura. Posteriormente, dá-se enfoque para as estruturas marítimas cilíndricas, que constituem o tema específico deste trabalho.

O Capítulo 3 apresenta os modelos físicos em duas e três dimensões, correspondentes aos problemas físicos trabalhados nesta dissertação. Na sequência, os

Capítulos 4 e 5 apresentam os modelos matemático e numérico utilizados neste trabalho. No Capítulo 6 são apresentados os modelos computacionais em duas e três dimensões. Com isso, tem-se o modelo completo, o qual é composto pelo modelo físico (Capítulo 3), pelo modelo matemático (Capítulo 4), pelo modelo numérico (Capítulo 5) e, finalmente, pelo modelo computacional (Capítulo 6).

O Capítulo 7 apresenta o método da coerência, utilizado na etapa do pós-processamento dos resultados das simulações 2-D realizadas. No Capítulo 8 são apresentados os resultados obtidos para as simulações 2-D, incluindo os resultados obtidos com o método da coerência e, posteriormente, no Capítulo 9, são apresentados os resultados obtidos da simulação 3-D de um spool. Posteriormente, o Capítulo 10 contém as conclusões obtidas, a partir dos resultados deste trabalho, e o Apêndice A contém alguns dos resultados que não foram considerados relevantes para serem apresentados no Capítulo 9.

No Capítulo 2, a seguir, será apresentada a revisão bibliográfica. Começando pelo tema de interação fluido-estrutura. Posteriormente, restringe-se para os trabalhos sobre estruturas marítimas cilíndricas.

2 Revisão bibliográfica

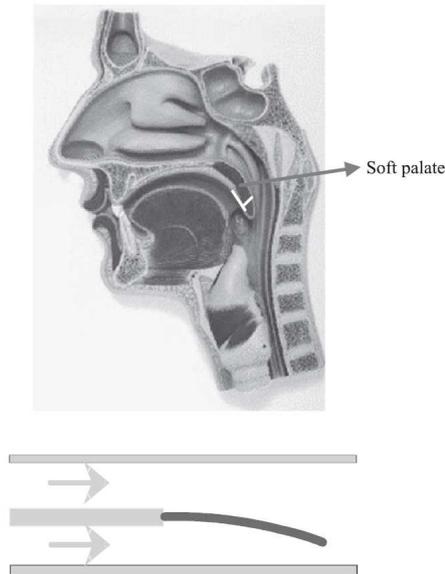
2.1 Interação fluido-estrutura

Bazilevs e outros [8] definem a interação fluido-estrutura como uma classe de problemas com dependência mútua entre mecânica dos fluidos e mecânica das estruturas. De fato, o comportamento do escoamento depende da geometria da estrutura e do movimento desta. E o movimento da estrutura depende das forças fluidodinâmicas que atuam sobre ela. Ainda, os efeitos da IFE tornam-se mais significativos e notáveis quando o problema envolve uma forte dependência entre as físicas envolvidas. Partindo dessa definição, nota-se que a IFE está presente em muitos dos contextos da engenharia, das demais ciências exatas, da medicina (Fig. 2.1) e do nosso cotidiano.

Os exemplo, nesse sentido, são diversos. O flutter das asas de uma aeronave, o movimento da biruta de um aeroporto, a deflexão das pás de uma turbina eólica (Fig. 2.2), a queda de uma folha, o acionamento dos airbags de um automóvel, a dinâmica dos pára-quedas de um veículo espacial (Fig. 2.3), o movimento de um navio, o bombeamento do sangue pelos ventrículos de um coração humano, o ciclo da abertura e fechamento das válvulas cardíacas, o fluxo sanguíneo e a dinâmica arterial dos aneurismas cerebrais, são todos exemplos de IFE. Em aplicações de engenharia, a IFE desempenha um papel importante e influencia as decisões tomadas para os projetos de sistemas do interesse contemporâneo. Portanto, métodos que possibilitam prever da maneira mais precisa e exata possível a IFE, necessários para resolver os problemas de interesse citados, estão em alta demanda nas indústrias, nos laboratórios de pesquisa, nos centros médicos, no setor aeroespacial e em diversos outros setores.

Em relação aos métodos de solução para IFE, a natureza inerentemente não-linear da IFE torna muito difícil o uso de métodos analíticos para essa classe de problemas. Apenas alguns casos foram estudados analiticamente, onde hipóteses simplificadoras foram consideradas para chegar ao fechamento do modelo composto por equações diferenciais parciais. Enquanto são utilizados muitos métodos analíticos para solução de problemas fluidodinâmicos ou estruturais, poucos desenvol-

Figura 2.1: Estudo do flutter do palato, onde a figura superior ilustra o modelo físico e a inferior, o modelo simplificado, no qual a parte rígida do modelo físico é modelada como um suporte rígido e a parte flexível é modelada como uma estrutura flexível engastada-livre.

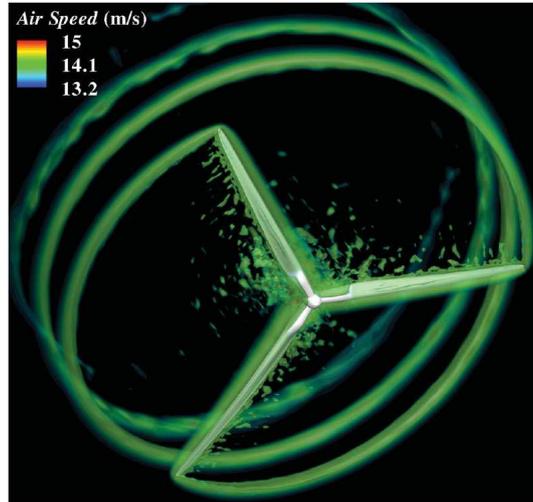


Fonte: Paidoussis [71].

vimentos existem para solução de problemas de IFE. Contudo, houveram avanços significativos na pesquisa computacional sobre IFE, especialmente nas últimas décadas, em ambas vertentes da IFE, ou seja, métodos generalizados e métodos especiais, destinados a classes específicas de problemas. O desenvolvimento de métodos computacionais robustos para a IFE 3-D de geometrias complexas, tem sido um dos focos desses avanços.

De um ponto de vista mais abrangente, Bazilevs e outros [8] consideram a existência de duas classes de técnicas de acoplamento para IFE: acoplamento fraco (loosely-coupling) e acoplamento forte (strongly-coupling), que também são referidas como escalonado (staggered) e monolítico (monolithic), respectivamente. Na literatura, é possível encontrar outras nomenclaturas, mas, existe boa concordância com respeito às vantagens e desvantagens de cada técnica. Sabe-se que os algoritmos de acoplamento fraco (ou particionado, como definem outros autores) são muito convenientes quando um algoritmo monolítico não é viável. Isso acontece quando não é viável abandonar a utilização de métodos de solução separados para o fluido e para a estrutura, pois os algoritmos implementados podem ser muito extensos e não estarem adaptados para a implementação da técnica monolítica, necessitando a reescrita de códigos de cerca de 300 mil linhas inteiros. Nesse contexto, existem trabalhos que contradizem muitos desses preconceitos sobre os métodos monolíti-

Figura 2.2: Isosuperfícies da velocidade do ar em um instante da simulação.



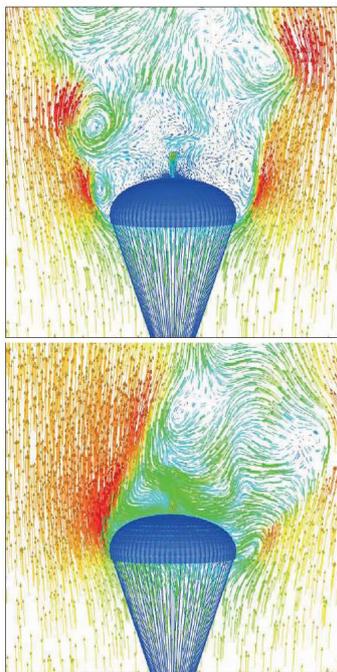
Fonte: Bazilevs e outros [8].

\cos^* e, até mesmo, a demonstração e aplicação de métodos monolíticos para IFE utilizando solvers separados para o fluido e para a estrutura, método conhecido por acoplamento monolítico aproximado, o qual tem mostrado grande superioridade em face dos algoritmos atuais em termos de convergência numérica, estabilidade e leque de aplicações [47, 48]. Ainda, um estudo comparativo foi apresentado por Blom [23], onde o autor mostra a superior estabilidade das técnicas monolíticas e também a superior fidelidade das soluções em relação à física dos problemas estudados em IFE. Nota-se que muitos conceitos, dentro do tema, não estão ainda muito bem estabelecidos. Exemplo disso é quando se fala da nomenclatura utilizada para a classificação de fenômenos.

Naudascher e Rockwell [64, 65] consideram a existência de três grandes grupos da IFE, classificados conforme a fonte da excitação: excitações induzidas por fonte externa (EIE), excitações induzidas por instabilidades (IIE) e excitações induzidas pelo movimento (MIE). Contudo, segundo Paidoussis [70] muitas propostas de classificação vêm sendo publicadas. Ainda, a literatura aborda cada fenômeno da IFE com nomenclaturas específicas, por exemplo, sloshing, flutter, slamming (Fig. 2.4), buffeting, vortex-induced vibrations, flow-induced vibrations, turbulence-induced vibrations, cavitation, acoustic levitation, e diversos outros fenômenos relacionados

*Segundo Heil e outros [47, 48], a literatura atual considera os métodos monolíticos como sendo de difícil implementação por demandarem o abandono dos solvers utilizados para os subsistemas do fluido e da estrutura, o que não é necessário quando se utiliza um método escalonado, por exemplo. Ainda, de acordo com esses autores, a comunidade considera que os métodos monolíticos não agregam benefício significativo em relação ao aumento de custo computacional.

Figura 2.3: Geometria do pára-quedas e o campo do escoamento.



Fonte: Bazilevs e outros [8].

ao tema da IFE.

O tema de interação fluido estrutura é, sem dúvida, bastante extenso e abordar, no presente texto, todas essas informações das quais a literatura científica dispõe foge do escopo do presente trabalho. Por isso, na seção a seguir, será realizada a revisão bibliográfica de um subtema da IFE, que é de interesse do presente estudo.

2.2 Estruturas marítimas cilíndricas

A demanda mundial por combustíveis fósseis têm motivado grandes investimentos à indústria petrolífera e, esta última, por sua vez, tem financiado pesquisas em laboratórios do mundo todo, para promoção dos indispensáveis avanços tecnológicos. De fato, a literatura mostra que muito se tem conseguido contribuir por meio de pesquisas.

Tendo isso em mente, no ano de 2007, Carruth e outros [27] analisaram a vida em fadiga de uma estrutura marítima do tipo jumper. A Fig. 2.5 mostra o modelo da estrutura estudada por esses pesquisadores. Eles utilizaram a plataforma ANSYS para obter as análises estática e modal da estrutura submersa através da escolha do elemento finito do tipo PIPE59. Os pesquisadores explicam que a estru-

Figura 2.4: Slamming é uma situação em que a proa emerge totalmente da água para, em seguida, reentrar, gerando uma breve, porém intensa pressão na estrutura do fundo da embarcação, provocando um movimento vibratório de alta frequência que se propaga ao longo da estrutura.



Fonte: Sigrist [83].

tura em questão possui modos de vibrar que podem ser classificados como in-plane e out-of-plane dependendo da direção do movimento da estrutura. Os autores constataram a existência de um salto considerável entre a primeira e a segunda frequências naturais do jumper, sendo a segunda, aproximadamente o dobro da primeira. De acordo com eles, o fenômeno VIV pode ou não ocorrer quando a estrutura está sujeita às correntezas marinhas. Por fim, eles apresentam os resultados obtidos para a menor vida em fadiga da estrutura sem e com strakes, apresentando melhores resultados após a inclusão dos strakes.

Figura 2.5: Jumper em formato de M em suas posições deformada e não deformada.



Fonte: Carruth e outros [27].

Em 2008, Bhalla e Gong [20] apresentaram um método que permite identificar se o fenômeno VIV acontece em estruturas tipo jumper e se um sistema supressor é necessário. Para isso, a plataforma ABAQUS foi utilizada para obter as frequências

naturais do jumper e os modos de vibrar. Com o auxílio do número de Strouhal[†], esses autores obtiveram a menor velocidade do escoamento que pode excitar a estrutura em sua primeira frequência natural. Segundo eles, se a velocidade do escoamento é superior à velocidade calculada, a partir do número de Strouhal, o VIV pode ocorrer, mas, caso ela seja menor, o VIV pode não ocorrer. Em seu trabalho, os pesquisadores apresentam um diagrama no qual se observa duas regiões distintas, uma região onde o VIV pode ocorrer e a outra onde o VIV pode não ocorrer. Ainda, dentro da região, no diagrama, em que o VIV pode ocorrer, os autores apresentam a região da estrutura que necessita de um supressor de VIV e mostram que isso depende da dimensão do vão horizontal do jumper.

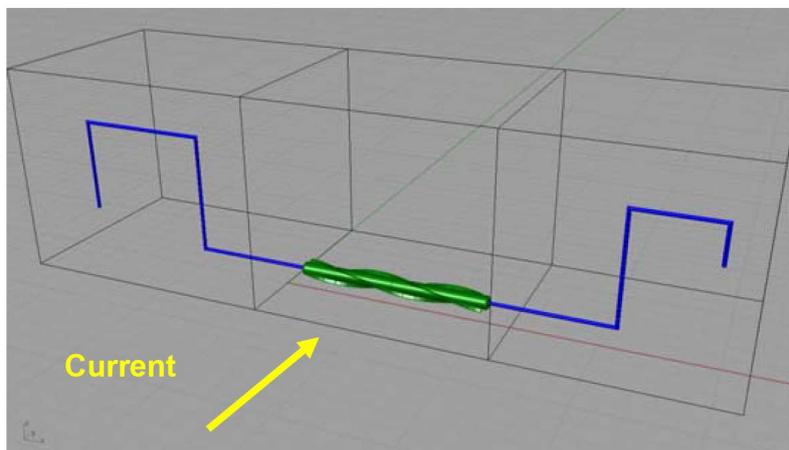
Dois anos depois, em 2010, Holmes e Constantinides [49] analisaram a influência do supressor de VIV nas respostas de vibração de um jumper, sendo esse último mostrado em azul e o supressor em verde, ambos na Fig. 2.6. Em seu trabalho, eles utilizaram as plataformas ABAQUS e ACUSOLVE, sendo a primeira utilizada para realizar a análise modal da estrutura e a segunda para simular o escoamento sobre a estrutura. A Fig. 2.6 mostra a direção do escoamento adotada para a simulação CFD. Os autores concluíram de seu estudo que nenhuma das configurações (com e sem supressor) apresentou amplitudes de VIV consideráveis. De acordo com eles o sistema de supressão, absorve a energia dos movimentos do centro do jumper como se fosse uma ancoragem natural do solo marinho. No caso em que o jumper foi analisado sem o supressor de VIV, os autores constataram que a frequência de emissão de vórtices não fica muito próxima da primeira frequência natural do jumper, uma vez que o diâmetro do jumper é menor do que o diâmetro do supressor de VIV.

Mais tarde, em 2012, Zhu e outros [104] apresentaram um método para simulação da IFE de tubulações marítimas. Eles utilizaram a plataforma ABAQUS e compararam os resultados obtidos com os resultados especificados nos padrões do regulamento DNV RP-F105 e com o trabalho de outros autores. Os resultados divergiram muito dos resultados do DNV RP-F105, mas, concordaram com os resultados de outros autores.

No ano seguinte, em 2013, Deka e outros [33] estudaram o escoamento externo e interno da estrutura mostrada na Fig. 2.7, chamada pelos autores de multiplanar jumper. Eles utilizaram a plataforma SHEAR7 para realizar uma análise do fenômeno VIV da estrutura mostrada na Fig. 2.7. Os autores compararam os resultados obtidos a partir da plataforma SHEAR7 com os resultados obtidos da análise do VIV, utilizando o regulamento DNV RP-F105. Os autores concluíram que o método utilizado por eles para realizar a análise do VIV do jumper 3-D é mais

[†]O número de Strouhal (St), é definido por: $St = f_v D U_\infty^{-1}$, onde f_v é a frequência de emissão das instabilidades do escoamento, ao passar por um obstáculo; D é o diâmetro da tubulação ou o comprimento característico do obstáculo, de forma mais geral; U_∞ é a velocidade da corrente livre do escoamento.

Figura 2.6: Geometria do jumper e supressor de VIV.



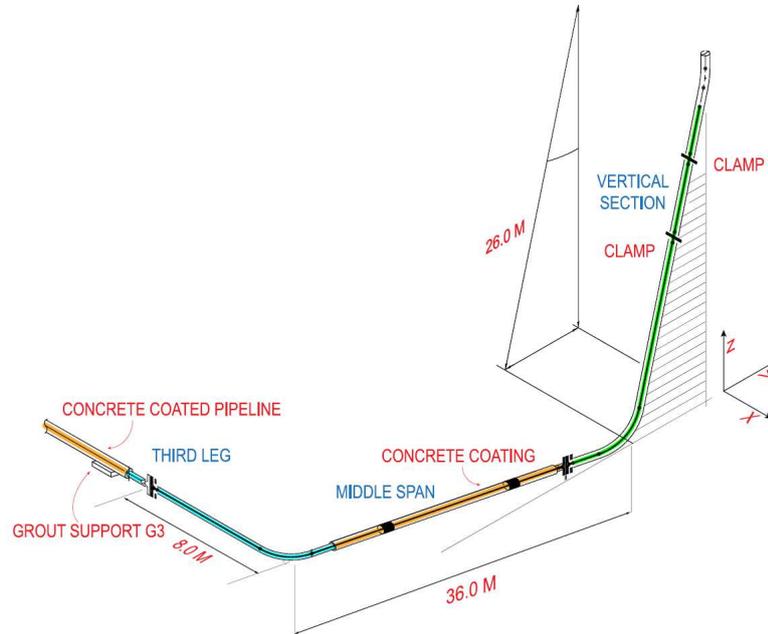
Fonte: Holmes e Constantinides [49].

flexível do que as técnicas mais clássicas (DNV RP-F105). Ainda, eles destacaram que o VIV e o escoamento interno do tipo slug são as condições de operação que mais contribuem para a diminuição da vida em fadiga desse tipo de estrutura.

Ainda em 2013, Nair e outros [63] estudaram diferentes geometrias de estruturas marítimas cilíndricas (jumpers nos formatos U, M, Z e free span) com o objetivo de obter as análises de VIV e comparar a influência das diferentes geometrias. Desse estudo eles concluíram que todas as geometrias apresentam modo de torção, exceto a geometria do tipo free span. Ainda, segundo esses autores, esse modo de torção não deve ser ignorado nas análises de fadiga das estruturas do tipo jumper.

Também em 2013, Wang e outros [96] apresentaram um estudo experimental sobre o VIV em estruturas tipo jumper, conduzido pela empresa ExxonMobil. A Fig. 2.8 mostra a esquemática do sistema que foi objeto desse estudo experimental. De acordo com esses autores, nos dias atuais, os pesquisadores contam com uma vasta literatura e métodos de análise consolidados para estruturas tipo riser, mas, para estruturas tipo jumper, o que se tem feito, até hoje, são adaptações do conhecimento que se tem sobre os risers [96]. Segundo Wang e outros [96], risers e jumpers são estruturas substancialmente diferentes e explicam que, enquanto os risers possuem modos de vibrar ortogonais, os jumpers possuem modos complexos, por isso, eles acreditam que admitir as mesmas hipóteses e simplificações que são aplicáveis aos risers pode ser algo perigoso quando a estrutura passa a ser do tipo jumper. Motivados por essa necessidade que a literatura possui, de estudos experimentais sobre jumpers, os pesquisadores publicaram as conclusões obtidas em seu trabalho. Dentre essas conclusões, os autores afirmam que os strakes podem garantir excelentes resultados para suprimir o VIV em jumpers. Os autores também

Figura 2.7: Geometria do multi-planar jumper.



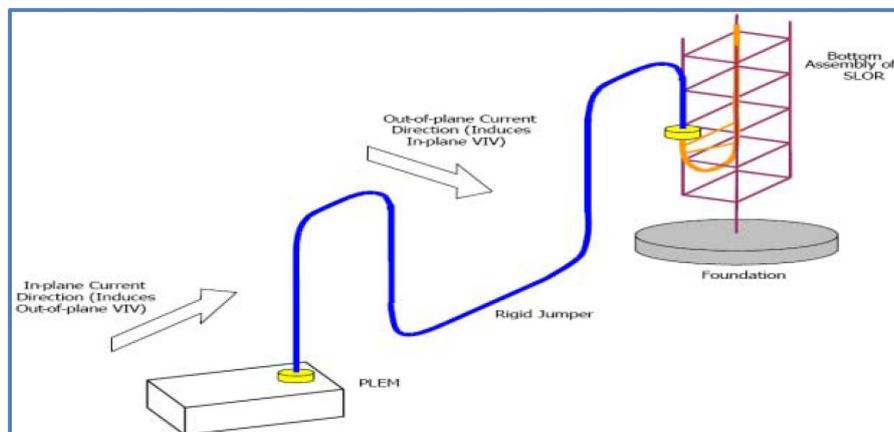
Fonte: Deka e outros [33].

concluíram que o VIV foi observado para uma larga faixa de velocidades do escoamento e, em poucas observações, foi constatado que a vibração in-line sobrepujou a vibração cross-flow.

Posteriormente, no ano de 2014, Liu e outros [59] apresentaram um método não-linear de elementos finitos aplicado a estruturas do tipo spool, sujeitas ao escoamento marinho de águas profundas. De acordo com eles, embora existam ampla experiência e procedimentos estabelecidos de projeto e análise de estruturas do tipo spool para profundidades de água moderadas, as aplicações em águas profundas apresentam complexidade crescente devido à alta pressão externa. Os autores afirmam que os seus resultados fornecem referências bibliográficas para futura revisão dos resultados de projeto e podem auxiliar o desenvolvimento de critérios robustos dos estados limite de flexão em águas profundas.

No ano posterior, em 2015, Ruan e outros [80] apresentaram um método para estudar o processo de instalação em águas profundas de uma estrutura flexível do tipo jumper pelo uso de cabos em um espaço 3-D. Com base na teoria da catenária, a configuração inicial do sistema de instalação pode ser obtida facilmente [80]. Posteriormente um procedimento iterativo, o qual utiliza equilíbrio de forças e requisitos de compatibilidade, como critérios de convergência, é adotado para estabelecer a configuração final, considerando as cargas ambientais [80]. De acordo com eles, o seu estudo pode oferecer sugestões em relação à instalação de estruturas

Figura 2.8: Esquema do jumper submerso.

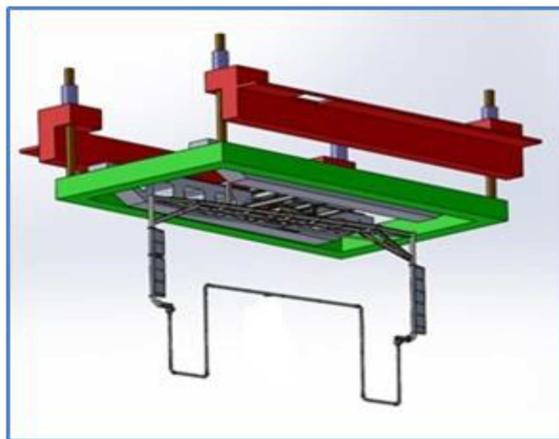


Fonte: Wang e outros [96].

flexíveis do tipo jumper em práticas industriais. Os autores concluem que a tensão axial mínima da estrutura ocorre no ponto mais baixo ao longo do seu comprimento durante o processo de instalação. Assim, este ponto se torna o ponto mais perigoso durante a instalação e requer atenção especial [80].

Ainda em 2015, Zheng e outros [103] relataram que vibrações induzidas por vórtices (VIV) podem causar danos devido à fadiga em jumpers que estão sujeitos às correntes marinhas de águas profundas. Segundo eles, a ExxonMobil Upstream Research Company vem realizando pesquisas sobre o VIV em jumpers desde 2011 e, em 2012, testes conduzidos em um jumper em forma de M mostraram que o VIV pode ocorrer em jumpers para uma ampla faixa de velocidades e direções do escoamento. Atualmente, não existe uma prática industrial bem estabelecida para avaliar o VIV em estruturas do tipo jumper. Sendo assim, os autores apresentaram dois métodos para caracterizar a resposta do jumper, mostrado na Fig. 2.9, com base nos dados de um modelo de teste, apresentado pelos autores. Especificamente, esses métodos consistem na análise espectral da resposta local e na análise modal da resposta global. Quando a velocidade aumenta, o VIV CF ocorre primeiro, no primeiro modo, seguido pelo segundo modo, com oscilações de grande amplitude. Se a velocidade continua aumentando, as vibrações do jumper ocorrem nas direções IL e CF. Para todos os testes realizados, os autores afirmam que 33 % desses testes mostraram respostas em um único modo (o primeiro), enquanto que os restantes 67 % dos casos de teste mostraram respostas em vários modos. De acordo com eles, os dois métodos apresentados se aplicam, sem perda de generalidade, a qualquer análise de resposta de jumper. Ainda, os autores afirmam que suas observações são consistentes com o que outros autores observam em estudos de risers e de outras tubulações.

Figura 2.9: Modelo do jumper para realização dos ensaios de avaliação do VIV.



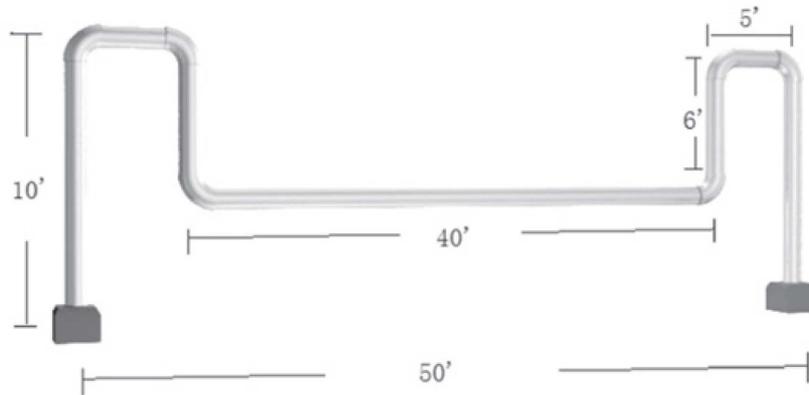
Fonte: Zheng e outros [103].

Mais recentemente, em 2016, Lu e outros [60] apresentaram uma abordagem multifísica para caracterizar o fenômeno FIV em um jumper sujeito a um escoamento interno do tipo slug e a um escoamento oceânico à jusante. Eles combinaram as técnicas de CFD e FEA para obterem os seus resultados, os quais indicaram que tanto o escoamento interno como a corrente oceânica induzem vibrações nessas estruturas. Os autores compararam a vibração induzida por vórtices (VIV), devido à corrente oceânica, e a vibração induzida pelo escoamento (FIV), devido ao escoamento interno, e concluíram que a flutuação de pressão devido ao escoamento interno desempenha um papel dominante na geração de vibração excessiva e potencializa a chance de falha devido à fadiga em estruturas do tipo jumper.

Ainda no ano de 2016, Zhang e outros [101] objetivaram melhorar a compreensão de um sistema supressor de vibrações, o PTMD. O jumper mostrado na Fig. 2.10, utilizado pelos autores nesse estudo, foi submetido a forças sinusoidais de diferentes frequências. Eles definiram a taxa de redução para avaliação do desempenho da mitigação das vibrações e, de acordo com eles, os seus estudos mostraram que o sistema PTMD possui baixa sensibilidade devido as pequenas variações de rigidez e do gap. Ainda, a taxa de redução é significativamente aumentada quando a relação de massas aumenta de 2 %. Contudo, não é tão econômico ou viável ampliar a relação de massas [101].

Mais recentemente, em 2018, Gross e outros [42] se embasaram em estudos, numérico e experimental, sobre o VIV em um jumper, com o objetivo de criticar os conceitos adotados, atualmente, pela indústria. Segundo eles, realizar a mesma análise que é feita para os risers, em jumpers e spools, pode levar a um excesso de

Figura 2.10: Configuração de um modelo de jumper.



Fonte: Zhang e outros [101].

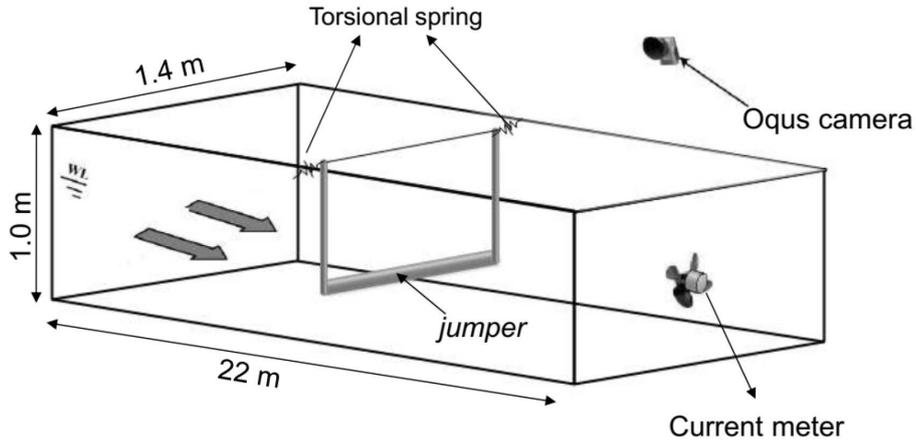
conservadorismo. Isto se deve ao fato de que spools e jumpers[‡] representam um problema único em comparação com risers [42]. Sua complexa forma 3-D faz com que o escoamento tridimensional e a resposta vibratória exibam uma resposta complexa, não-linear e multimodal [42]. As diretrizes atuais da indústria e as ferramentas de engenharia para o VIV não estão bem adaptadas para essas estruturas [42]. A interação fluido-estrutura baseada em CFD é uma alternativa promissora às ferramentas usadas atualmente [42]. Na literatura atual, há uma insuficiência de ambos resultados experimentais e validações da FSI, baseados em CFD, para caracterizar a resposta ao VIV de spools e jumpers [42].

Também no ano de 2018, Mobasheramini e outros [62] defenderam que o fenômeno da vibração induzida por vórtice (VIV) é complexo e envolve uma interação entre forças hidrodinâmicas e a dinâmica da estrutura. Os autores afirmam que a DNV-GL publicou, recentemente, uma diretriz sobre o projeto de um jumper, mas, segundo eles, ainda são necessários muitos estudos e experimentos para melhorar a avaliação do VIV em jumpers rígidos da indústria de petróleo. O principal objetivo de seu trabalho foi investigar o fenômeno VIV em um jumper, exposto a um escoamento uniforme, para verificar sua oscilação na direção do escoamento, que a literatura denomina de direção VIV in-line (VIV-x). Ao longo do seu estudo, os autores utilizaram o método dos elementos finitos para realizar a análise modal da estrutura. Depois, eles utilizaram esses resultados para validar com os resultados do experimento. O experimento foi realizado em um tanque, para avaliar o

[‡]Alguns autores não utilizam os termos spool e jumper como sinônimos. Conforme a nomenclatura utilizada pela Petrobras, spools são estruturas rígidas para conexão de componentes localizados nas proximidades do solo marinho, e jumpers são tubulações flexíveis utilizadas para ligar dois equipamentos submarinos.

comportamento da interação do jumper com o escoamento (Fig. 2.11).

Figura 2.11: Esquema do experimento e dimensões do tanque.



Fonte: Mobasheramini e outros [62].

Nota-se o crescente esforço dos pesquisadores em busca do desenvolvimento de novas metodologias e aperfeiçoamento dos métodos existentes para estudar a interação fluido-estruturas em tubulações cilíndricas. Isto ressalta a importância do tema abordado no presente trabalho e justifica o interesse no seu estudo.

O primeiro passo para a realização da presente dissertação foi o estabelecimento do modelo físico do problema de interesse. Isto é o que será abordado, a seguir, no Capítulo 3.

3 Modelos físicos

Os modelos físicos que serão apresentados a seguir, constituem as etapas iniciais para a obtenção dos resultados contidos no presente trabalho. Primeiro será apresentado o modelo físico bidimensional de um sistema massa-mola e, depois, o modelo físico tridimensional de um spool submerso.

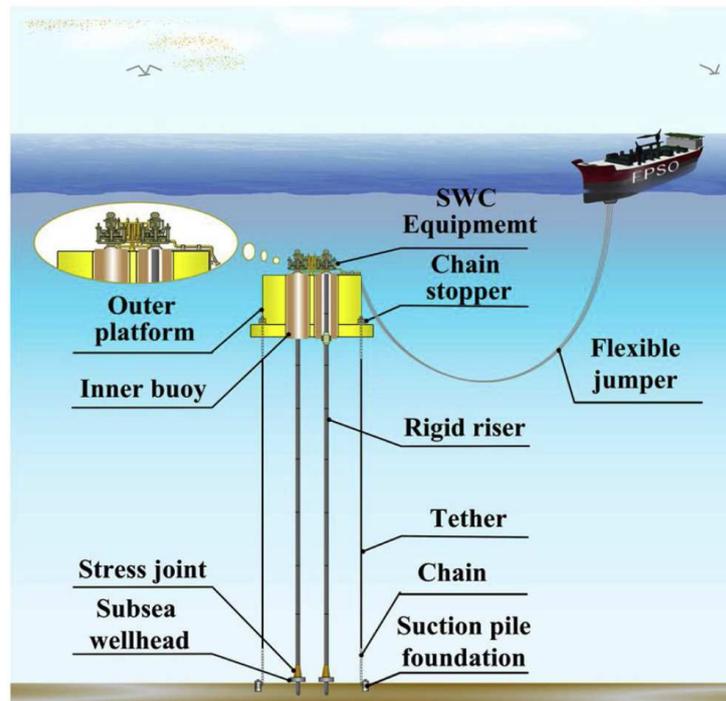
3.1 Sistema massa-mola

Nesta seção, se apresenta o modelo físico do sistema massa-mola 2-D utilizado neste trabalho. A Fig. 3.1 mostra o esquema de um problema físico que pode ser considerado como o ponto de partida para o modelo físico que será apresentado. Nota-se que o problema físico mostrado na Fig. 3.1 possui nível de complexidade muito superior ao do modelo 2-D que será derivado. No entanto, deseja-se considerar apenas uma seção transversal do riser rígido mostrado na Fig. 3.1, negligenciando as interações das demais estruturas e os efeitos tridimensionais. Assim, pode-se pensar no modelo físico mostrado na Fig. 3.2.

Considera-se a hipótese de que a região do escoamento que exerce influência sobre a dinâmica da estrutura corresponde àquela compreendida de 15 diâmetros à montante e 25 diâmetros à jusante, na direção preferencial do escoamento, e de 11 diâmetros acima e abaixo da posição inicial do centróide da seção transversal. Além disso, considera-se que o escoamento marinho tenha, na posição de 15 diâmetros à frente da estrutura, perfil perfeitamente uniforme, com velocidade adimensional*, na direção IL, igual a 1, e 0, na direção CF. Os pontos de apoio da estrutura são considerados como se fossem molas, de constante de rigidez igual a k , perfeitamente idênticas, nas direções x e y , e considera-se que estes apoios não amortecem nenhuma movimentação da estrutura. Por fim, nesta análise bidimensional, como será visto, os efeitos da turbulência do escoamento marinho são desprezados. Será visto, mais adiante, que o modelo matemático apresentará outras hipóteses, adicionais a estas. O modelo matemático se fez necessário ao longo do presente trabalho, uma vez que

*A velocidade adimensional (u) é definida por: $u = u_{\text{local}} u_{\infty}^{-1}$, onde u_{local} é a velocidade local do escoamento e u_{∞} é a velocidade da corrente livre do escoamento.

Figura 3.1: Esquema do problema físico.



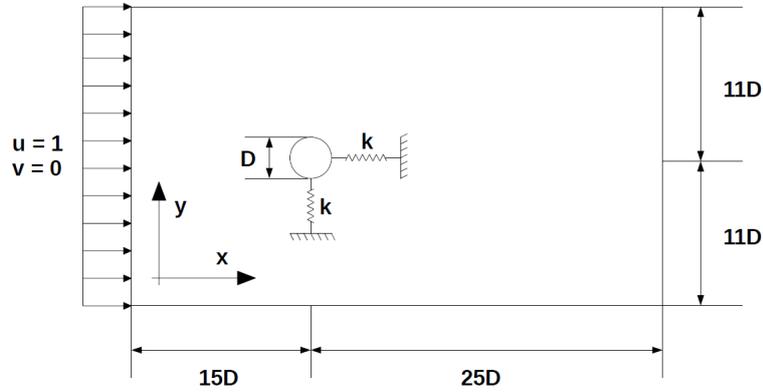
Fonte: Wu e outros [100].

os resultados, que serão apresentados no Capítulo 8, foram obtidos por meio da experimentação virtual dos modelos estabelecidos. Portanto, foram desenvolvidos o modelo matemático, posteriormente, o modelo numérico e, por último, o modelo computacional.

3.2 Spool submerso

Também faz parte dessa dissertação o estudo de um spool submerso. Com isso, o esquema do problema físico de um spool, é apresentado na Fig. 3.3. Na literatura, as nomenclaturas spool e jumper são, frequentemente, utilizadas como sinônimos. O problema físico de que se trata, no presente contexto, é no tocante aos spools utilizados pela indústria de óleo e gás, no solo dos oceanos, que consistem de sistemas tubulares, em formato de M, como o que é mostrado na Fig. 3.3. Basicamente, as funções para as quais essas estruturas são empregadas são realizar o transporte de óleo ou gás, promovendo a conexão entre dois equipamentos submarinos, bem como acomodar eventuais deslocamentos estáticos da linha de produção. O modelo físico para este problema é mostrado nas Figs. 3.4 e 3.5.

Figura 3.2: Esquema do modelo físico.



Fonte: Acervo pessoal.

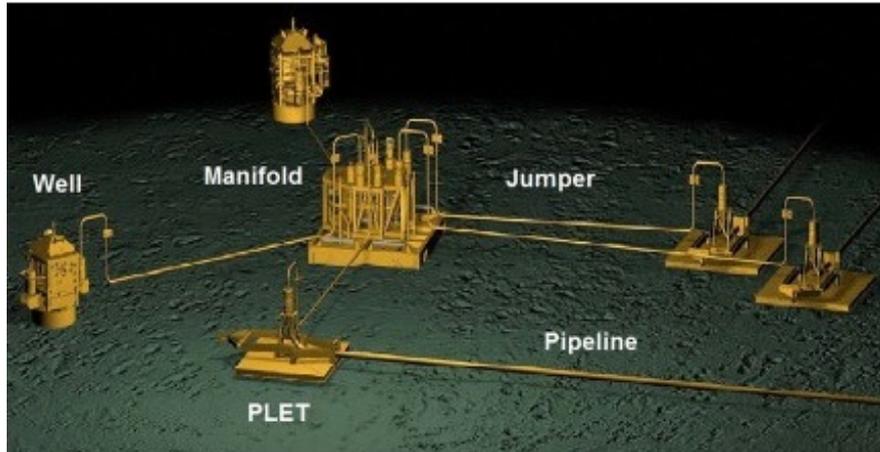
Nas Figs. 3.4 e 3.5 são mostradas as dimensões do spool, o sistema de eixos de referência, as dimensões consideradas para solução do escoamento e a condição de entrada do escoamento. Todos os parâmetros do modelo serão, posteriormente, apresentados, com o modelo computacional.

Podem ser listadas inúmeras simplificações com relação ao problema físico. O domínio fluidodinâmico é consideravelmente reduzido. O solo marinho é considerado perfeitamente regular e horizontal. Os efeitos termodinâmicos são desprezados. Os seis flutuadores (estruturas de maior diâmetro na parte central do spool na Fig. 3.4) são considerados idênticos. Os pontos de apoio do spool são assumidos como se fossem barras verticais perfeitamente engastadas. Ainda, o escoamento marinho possui perfil de velocidade perfeitamente uniforme, inicialmente, com velocidade igual a $0,77 \text{ m s}^{-1}$, na direção x (ver Figs. 3.4 e 3.5), e 0, nas demais direções.

A hipótese de que o escoamento não transiciona, nas regiões de camada limite, contidas na interface entre o escoamento e o spool, também é adotada. Contudo, devido ao comprimento característico nas regiões dos flutuadores, será visto mais adiante que, uma sequência de cálculos *à priori*, permitiu constatar que, seguramente, a camada limite sobre os flutuadores irá transicionar. Contudo, conforme também será explicado, as ferramentas computacionais com as quais foram simulados todos os casos desta dissertação, não são suficientes para simular a transição da camada limite deste estudo de caso, devido ao nível de refinamento que seria necessário.

No Capítulo 4, a seguir, será apresentado o modelo matemático que descreve a interação fluido-estrutura dos modelos físicos apresentados, considerando as hi-

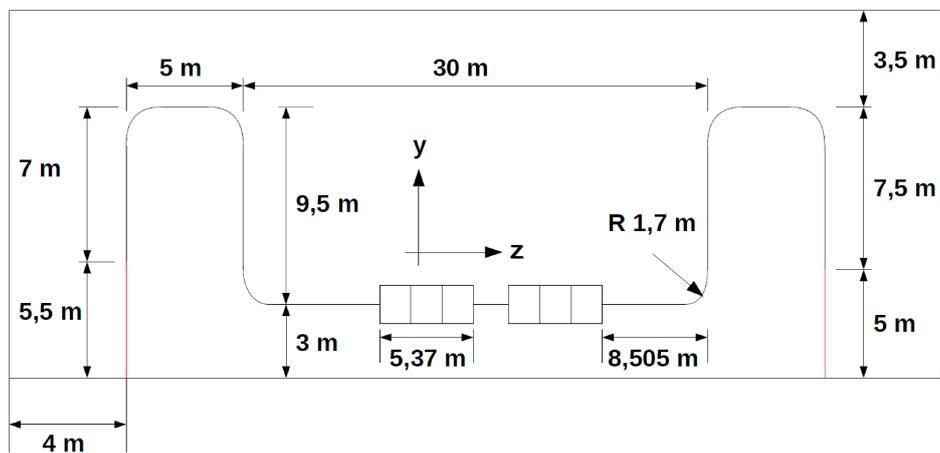
Figura 3.3: Esquema do problema físico do spool.



Fonte: Yong e Qiang [5].

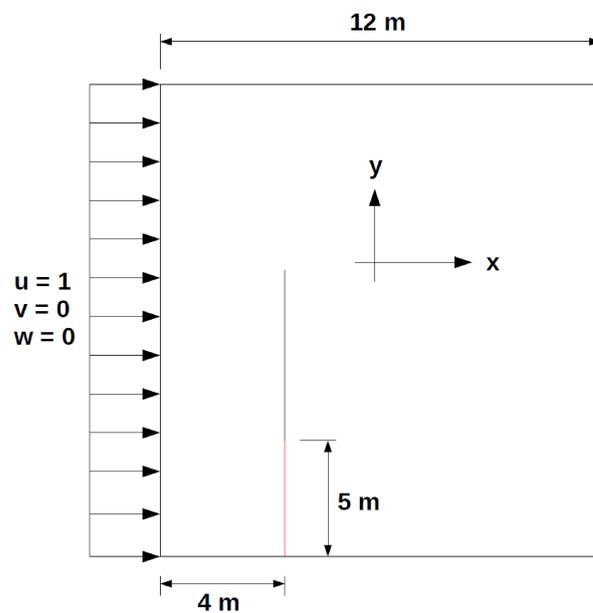
póteses simplificadoras comentadas. Nesse trabalho, utilizou-se um método particionado de acoplamento para interação fluido-estrutura. Portanto, inicialmente, será apresentado o modelo matemático para o subdomínio do fluido e, depois, será apresentado o modelo matemático para o subdomínio da estrutura. Nota-se que o modelo matemático e, depois, o modelo numérico, que serão apresentados nos Capítulos 4 e 5, respectivamente, não fazem distinção entre os modelos físicos apresentados. Em verdade, esta distinção é feita por meio de linhas de comando, antes que o código MFSim comece a realizar uma dada simulação, simplificando os cálculos a serem feitos, convenientemente, de acordo com o caso a ser simulado. Dessa forma, apenas um modelo matemático e um modelo numérico serão apresentados, ambos em suas formas mais gerais.

Figura 3.4: Esquema do modelo físico do spool (vista frontal).



Fonte: Acervo pessoal.

Figura 3.5: Esquema do modelo físico do spool (vista lateral).



Fonte: Acervo pessoal.

4 Modelo matemático

O modelo matemático utilizado é composto pelas equações da continuidade e de Navier-Stokes e pelas equações que descrevem o movimento da tubulação. Um método de acoplamento das soluções dos subsistemas fluido e estruturas também foi utilizado. Nesse trabalho, o método da fronteira imersa será utilizado para promover parte desse acoplamento, como será visto. O acoplamento definitivo será ainda composto de um algoritmo iterativo que realizará a comunicação das soluções. Contudo, os métodos de acoplamento serão detalhados quando o modelo numérico for apresentado no Capítulo 5.

4.1 Escoamento incompressível, monofásico e isotérmico

Os princípios físicos que regem o comportamento dos fluidos são o balanço de massa, o balanço de quantidade de movimento linear e o balanço de energia. Contudo, algumas simplificações podem ser admitidas com o objetivo de simplificar o modelo. São elas, as invariáveis das propriedades físicas do fluido (ν_f e ρ_f), os efeitos termodinâmicos e os efeitos de compressibilidade serão considerados muito pequenos. Desse modo, pode-se desconsiderar o balanço de energia, de forma que o modelo matemático diferencial se resume às Eqs. 4.1 e 4.2.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial (u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu_f \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right], \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0. \quad (4.2)$$

As Eqs. 4.1 e 4.2 foram obtidas, respectivamente, por meio do balanço da quantidade de movimento linear e do balanço de massa, considerando uma partícula de fluido. As constantes ν_f e ρ_f representam, respectivamente, a viscosidade cinemática do fluido monofásico em questão, e a massa específica, também deste último. Detalhes sobre a modelagem matemática para dinâmica dos fluidos podem ser encontrados no livro não publicado do Prof. Aristeu da Silveira Neto [85].

Nos dias atuais, consegue-se utilizar as Eqs. 4.1 e 4.2 para obter a solução para a fluidodinâmica de problemas, quando estes são caracterizados por um número de Reynolds de até 1×10^4 . Acima deste valor, nem mesmo os computadores de alto desempenho são capazes de praticar DNS, devido ao elevado número de graus de liberdade que precisam ser manipulados ao longo da simulação. O que tem permitido a simulação CFD, dessa classe de problemas, é o emprego de modelos para a turbulência. A partir desses modelos não se tem mais a obrigatoriedade de resolver todos os graus de liberdade presentes no escoamento.

Em contrapartida, em problemas de interação fluido-estrutura, para os quais não se sabe, a priori, as frequências que se espera visualizar nos resultados, não é indicado o uso de modelos que capturam apenas algumas das frequências presentes no problema. Tendo isto em vista, utilizou-se, na presente dissertação, o modelo para a turbulência de Smagorinsky dinâmico, também conhecido na literatura por modelo de Germano. O modelo matemático diferencial para a turbulência, utilizado na presente dissertação, pode ser encontrado no trabalho de Germano e outros [40].

A seguir, apresenta-se a modelagem matemática para utilização do método da fronteira imersa, cuja necessidade também é explicada na sequência.

4.1.1 Formulação para o método da fronteira imersa

O método da fronteira imersa é completamente definido com o modelo numérico-computacional, por se tratar de uma metodologia de CFD. Esse é um dos métodos utilizados em simulações computacionais quando pretende-se resolver um problema de fluidodinâmica com um ou mais corpos imersos em um ambiente preenchido por fluido. O método da fronteira imersa tem a proposta de inserir, nas equações de balanço de quantidade de movimento linear, um termo forçante, que deve representar a força que é aplicada no fluido pelo corpo imerso nele. Portanto, as equações de Navier-Stokes são reescritas na forma apresentada pela Eq. 4.3.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial (u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu_f \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{f_i}{\rho_f}, \quad (4.3)$$

onde f_i é o termo forçante, definido pela Eq. 4.4.

$$f_i(\vec{x}) = \int_{\Omega} F_{k,i}(\vec{x}_k) \delta(\vec{x} - \vec{x}_k) d\vec{x}_k, \quad (4.4)$$

onde $F_{k,i}(\vec{x}_k)$ é a força que atua no ponto lagrangiano k , $\delta(\vec{x} - \vec{x}_k)$ é a função delta de Dirac, \vec{x}_k é a posição do ponto contido na malha que caracteriza a interface (ponto lagrangiano), \vec{x} é a posição do ponto em análise, contido na malha do domínio de cálculo (ponto euleriano) e Ω representa o domínio em análise.

A seguir, apresenta-se o modelo matemático utilizado para os modelos físicos estruturais apresentados no Capítulo 3.

4.2 Dinâmica de uma tubulação metálica tridimensional

O modelo estrutural é composto pela equação diferencial que representa o comportamento dinâmico de tubulações metálicas, sujeitas a escoamentos externos e a uma força na direção axial de magnitude constante. A partir do uso do método de elementos finitos, são descritas as matrizes elementares que constituem o modelo matemático do sistema. Com isso, determinam-se as matrizes de massa, rigidez e rigidez geométrica, segundo a teoria de vigas de Timoshenko. Por último, apresenta-se a formulação utilizada para configurar o modelo de viga tridimensional, necessária para descrever, corretamente, a geometria de uma tubulação 3-D.

4.2.1 Equação do movimento

A Eq. 4.5 apresenta a equação diferencial que descreve o comportamento dinâmico de tubulações sujeitas a escoamentos externos e a uma força na direção axial de magnitude constante.

$$[M] \{\ddot{q}\} + [D] \{\dot{q}\} + ([K] + f_{\text{axial}} [K_f]) \{q\} = \{W\} + \{F_{\text{fluido}}\}, \quad (4.5)$$

onde $[M]$ é a matriz de massa, $[D]$ é a matriz de amortecimento (amortecimento estrutural somado ao amortecimento dos pontos de apoio). O amortecimento estrutural é dado por $[D_p] = \lambda[M] + \beta[K]$, com λ e β contantes. $[K]$ é a matriz de rigidez. A partir da matriz de rigidez geométrica, representada por $[K_f]$, pode-se modelar a influência dos efeitos da força axial f_{axial} , à variação da rigidez do sistema. O vetor de deslocamentos dos graus de liberdade do sistema é representado por $\{q\}$, a força peso é representada por $\{W\}$ e $\{F_{\text{fluido}}\}$ é o vetor das forças aplicadas pelo escoamento externo. Na sequência, serão apresentados os desenvolvimentos para determinar as matrizes $[M]$, $[K]$ e $[K_f]$, segundo a metodologia apresentada por Lalanne e Ferraris [58].

Determinação da matriz de massa

Aplicando as equações de Lagrange, é possível obter a matriz de massa de um sistema dinâmico, partindo da formulação da energia cinética do sistema. Para isso, considera-se o elemento finito de viga mostrado na Fig. 4.1. O elemento finito de viga é modelado com seção transversal circular e diâmetros, interno e externo, constantes. Este elemento finito, de comprimento L , possui dois nós (1 e

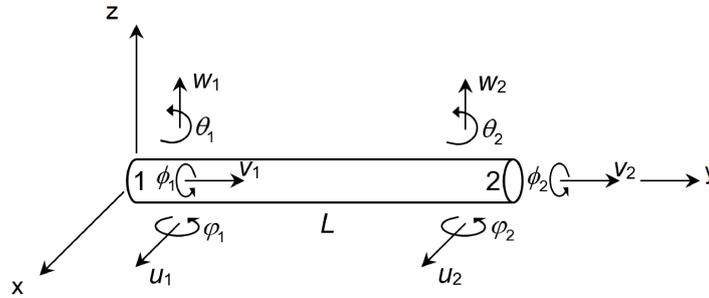
2), incluindo seis deslocamentos (u_1, u_2, v_1, v_2, w_1 e w_2) e seis rotações ($\theta_1, \theta_2, \phi_1, \phi_2, \varphi_1$ e φ_2), como mostra a Fig. 4.1. O vetor de deslocamentos nodais do elemento finito de viga é dado pela Eq. 4.6.

$$\{q\} = \{ u_1 \ v_1 \ w_1 \ \theta_1 \ \phi_1 \ \varphi_1 \ u_2 \ v_2 \ w_2 \ \theta_2 \ \phi_2 \ \varphi_2 \}^T, \quad (4.6)$$

o qual inclui os vetores $\{q_u\}$ e $\{q_w\}$, correspondendo aos movimentos nas direções x e z , dados, respectivamente, pelas Eqs. 4.7 e 4.8.

$$\{q_u\} = \{ u_1 \ \phi_1 \ u_2 \ \phi_2 \}^T, \quad (4.7)$$

Figura 4.1: GDL associados ao elemento finito de viga.



$$\{q_w\} = \{ w_1 \ \theta_1 \ w_2 \ \theta_2 \}^T. \quad (4.8)$$

As relações entre os deslocamentos e as rotações das Eqs. 4.7 e 4.8 são definidas pelas Eqs. 4.9 e A.1.

$$\theta = \frac{\partial w}{\partial y}, \quad (4.9)$$

$$\varphi = -\frac{\partial u}{\partial y}. \quad (4.10)$$

O elemento finito é construído a partir das relações apresentadas nas Eqs. 4.11 e 4.12.

$$u = \{N_1\} \{q_u\}, \quad (4.11)$$

$$w = \{N_2\} \{q_w\}. \quad (4.12)$$

onde $\{N_1\} = \{ E_1 \ E_2 \ E_3 \ E_4 \}$ e $\{N_2\} = \{ E_5 \ E_6 \ E_7 \ E_8 \}$ são vetores formados por equações polinomiais de terceira ordem, conhecidos como polinômios de Hermite [52]. Esses polinômios descrevem os deslocamentos nodais nos planos xy e zy , respectivamente, onde E_i ($i = 1, 2, \dots, 8$) são as equações correspondentes.

Estas funções de interpolação são obtidas resolvendo o sistema linear formado quando aplicadas, sobre as Eqs. 4.11 e 4.12, as condições de contorno do problema.

As funções de interpolação são então determinadas (Eqs. 4.13 e 4.14).

$$\{N_1\} = \left\{ 1 - \frac{3y^2}{L^2} + \frac{2y^3}{L^3} \quad -y + \frac{2y^2}{L} - \frac{y^3}{L^2} \quad \frac{3y^2}{L^2} - \frac{2y^3}{L^3} \quad \frac{y^2}{L} - \frac{y^3}{L^2} \right\}, \quad (4.13)$$

$$\{N_2\} = \left\{ 1 - \frac{3y^2}{L^2} + \frac{2y^3}{L^3} \quad y - \frac{2y^2}{L} + \frac{y^3}{L^2} \quad \frac{3y^2}{L^2} - \frac{2y^3}{L^3} \quad -\frac{y^2}{L} + \frac{y^3}{L^2} \right\}. \quad (4.14)$$

A energia cinética, T , do elemento de viga é modelada com a Eq. 4.15.

$$T = \frac{\rho S}{2} \int_0^L (\dot{u}^2 + \dot{w}^2) dy + \frac{\rho I}{2} \int_0^L (\dot{\phi}^2 + \dot{\theta}^2) dy, \quad (4.15)$$

onde ρ é a densidade do material da viga, S é a área da seção transversal e I é o momento de inércia de área da seção transversal. Na Eq. (4.15), a primeira integral representa a energia de translação e a segunda integral representa a energia cinética de rotação da viga. A segunda integral é abordada pela teoria de vigas de Timoshenko. Assim, utilizando as Eqs. 4.7 à 4.15, a expressão da energia cinética resulta na Eq. 4.16.

$$T = \frac{\rho S}{2} \int_0^L (\{\dot{q}_u\}^T \{N_1\}^T \{N_1\} \{\dot{q}_u\} + \{\dot{q}_w\}^T \{N_2\}^T \{N_2\} \{\dot{q}_w\}) dy + \frac{\rho I}{2} \int_0^L \left(\{\dot{q}_u\}^T \frac{d\{N_1\}^T}{dy} \frac{d\{N_1\}}{dy} \{\dot{q}_u\} + \{\dot{q}_w\}^T \frac{d\{N_2\}^T}{dy} \frac{d\{N_2\}}{dy} \{\dot{q}_w\} \right) dy. \quad (4.16)$$

Efetando as integrais mostradas na Eq. (4.16), chega-se à Eq. 4.17.

$$T = \frac{1}{2} \{\dot{q}_u\}^T [M_1] \{\dot{q}_u\} + \frac{1}{2} \{\dot{q}_w\}^T [M_2] \{\dot{q}_w\} + \frac{1}{2} \{\dot{q}_u\}^T [M_3] \{\dot{q}_u\} + \frac{1}{2} \{\dot{q}_w\}^T [M_4] \{\dot{q}_w\}, \quad (4.17)$$

onde as matrizes $[M_1]$ e $[M_2]$ são as matrizes clássicas de massa e $[M_3]$ e $[M_4]$ dão a influência do efeito secundário da inércia de rotação. A aplicação das equações de Lagrange, na Eq. 4.17, leva à Eq. 4.18.

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \{\dot{q}\}} \right) - \frac{\partial T}{\partial \{q\}} = ([M_C] + [M_S]) \{\ddot{q}\}, \quad (4.18)$$

onde as matrizes $[M_C]$ e $[M_S]$, formuladas a partir da energia cinética da viga, considerando apenas os movimentos nas direções x e z (ver Fig. 4.1), são mostradas nas Eqs. 4.19 e 4.20 [58].

$$[M_C] = \frac{\rho S L}{420} \begin{bmatrix} 156 & 0 & 0 & -22L & 54 & 0 & 0 & 13L \\ & 156 & 22L & 0 & 0 & 54 & -13L & 0 \\ & & 4L^2 & 0 & 0 & 13L & -3L^2 & 0 \\ & & & 4L^2 & -13L & 0 & 0 & -3L^2 \\ & & & & 156 & 0 & 0 & 22L \\ & & & & & 156 & -22L & 0 \\ & & & & & & 4L^2 & 0 \\ \text{SIM.} & & & & & & & 4L^2 \end{bmatrix}, \quad (4.19)$$

$$[M_S] = \frac{\rho I}{30L} \begin{bmatrix} 36 & 0 & 0 & -3L & -36 & 0 & 0 & -3L \\ & 36 & 3L & 0 & 0 & -36 & 3L & 0 \\ & & 4L^2 & 0 & 0 & -3L & -L^2 & 0 \\ & & & 4L^2 & 3L & 0 & 0 & -L^2 \\ & & & & 36 & 0 & 0 & 3L \\ & & & & & 36 & -3L & 0 \\ & & & & & & 4L^2 & 0 \\ \text{SIM.} & & & & & & & 4L^2 \end{bmatrix}. \quad (4.20)$$

No entanto, o vetor de deslocamentos nodais do elemento finito de viga (Eq. 4.6) inclui os vetores $\{q_v\}$ e $\{q_\phi\}$, que correspondem aos movimentos na direção y . Os vetores $\{q_v\}$ e $\{q_\phi\}$ são apresentados, respectivamente, pelas Eqs. 4.21 e 4.22.

$$\{q_v\} = \{ v_1 \quad v_2 \}^T, \quad (4.21)$$

$$\{q_\phi\} = \{ \phi_1 \quad \phi_2 \}^T. \quad (4.22)$$

O elemento finito é construído a partir das relações apresentadas nas Eqs. 4.23 e 4.24.

$$v = \{N_3\} \{q_v\}, \quad (4.23)$$

$$\phi = \{N_3\} \{q_\phi\}. \quad (4.24)$$

onde $\{N_3\} = \{ E_9 \quad E_{10} \}$ é expresso pela Eq. 4.25.

$$\{N_3\} = \left\{ 1 - \frac{y}{L} \quad \frac{y}{L} \right\}. \quad (4.25)$$

A energia cinética, T , do elemento de viga, correspondente aos movimentos na direção y , é modelada com a Eq. 4.26.

$$T = \frac{\rho S}{2} \int_0^L \dot{v}^2 dy + \frac{\rho I}{2} \int_0^L \dot{\phi}^2 dy, \quad (4.26)$$

onde a primeira integral representa a energia da viga em movimento axial e a segunda integral retrata o efeito da inércia devido a torção. Assim, para o elemento de viga, de comprimento L , utilizam-se as Eqs. 4.21 à 4.26 para obter a expressão para a energia cinética, mostrada na Eq. 4.27.

$$T = \frac{\rho S}{2} \int_0^L \{\dot{q}_v\}^T \{N_3\}^T \{N_3\} \{\dot{q}_v\} dy + \frac{\rho I}{2} \int_0^L \{\dot{q}_\phi\}^T \{N_3\}^T \{N_3\} \{\dot{q}_\phi\} dy. \quad (4.27)$$

Efetuada as integrais mostradas na Eq. (4.27), chega-se à Eq. 4.28.

$$T = \frac{1}{2} \{\dot{q}_v\}^T [M_5] \{\dot{q}_v\} + \frac{1}{2} \{\dot{q}_\phi\}^T [M_6] \{\dot{q}_\phi\}. \quad (4.28)$$

Aplicando-se as equações de Lagrange, à Eq. 4.28, considerando os vetores $\{q_v\}$ e $\{q_\phi\}$, separadamente, obtém-se a Eq. 4.29.

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}} \right) - \frac{\partial T}{\partial q} = ([M_A] + [M_R]) \{\ddot{q}\}, \quad (4.29)$$

onde as matrizes elementares $[M_A]$ e $[M_R]$, formuladas para os movimentos na direção y , são apresentadas pelas Eqs. 4.30 e 4.31 [58].

$$[M_A] = \frac{\rho SL}{12} \begin{bmatrix} 2 & 1 \\ 1 & 2 \end{bmatrix}, \quad (4.30)$$

$$[M_R] = \frac{\rho IL}{6} \begin{bmatrix} 2 & 1 \\ 1 & 2 \end{bmatrix}. \quad (4.31)$$

Ressalta-se que as matrizes $[M_S]$, $[M_A]$ e $[M_R]$ devem ser combinadas ordenadamente, conforme o vetor de deslocamentos nodais (Eq. 4.6), de forma a representar o elemento finito de viga. Adicionalmente, a matriz $[M_T]$ deve ser expandida de forma conveniente, utilizando entradas nulas.

Determinação das matrizes de rigidez e rigidez geométrica

Considerando o elemento de viga, mostrado na Fig. 4.1, e os movimentos nas direções x e z , a energia de deformação do elemento de viga é modelada com a Eq. 4.32.

$$U = \frac{EI}{2} \int_0^L \left[\left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right)^2 \right] dy + \frac{f_{axial}}{2} \int_0^L \left[\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right] dy, \quad (4.32)$$

onde E é o módulo de elasticidade ou módulo de Young do material da viga. Assim, para o elemento de viga, de comprimento L , ao utilizar as Eqs. 4.7 à 4.14 e a Eq. 4.32, a expressão para a energia de deformação pode ser expressa como na Eq. 4.33.

$$U = \frac{EI}{2} \int_0^L \left(\{q_u\}^T \frac{d^2 \{N_1\}^T}{dy^2} \frac{d^2 \{N_1\}}{dy^2} \{q_u\} + \{q_w\}^T \frac{d^2 \{N_2\}^T}{dy^2} \frac{d^2 \{N_2\}}{dy^2} \{q_w\} \right) dy + \frac{f_{axial}}{2} \int_0^L \left(\{q_u\}^T \frac{d \{N_1\}^T}{dy} \frac{d \{N_1\}}{dy} \{q_u\} + \{q_w\}^T \frac{d \{N_2\}^T}{dy} \frac{d \{N_2\}}{dy} \{q_w\} \right) dy. \quad (4.33)$$

Efetuada as integrais mostradas na Eq. (4.33), chega-se à Eq. 4.34.

$$U = \frac{1}{2} \{q_u\}^T [K_1] \{q_u\} + \frac{1}{2} \{q_w\}^T [K_2] \{q_w\} + \frac{1}{2} \{q_u\}^T [K_3] \{q_u\} + \frac{1}{2} \{q_w\}^T [K_4] \{q_w\}, \quad (4.34)$$

onde as matrizes $[K_1]$ e $[K_2]$ são as matrizes clássicas de rigidez e $[K_3]$ e $[K_4]$ são as matrizes resultantes da modelagem do efeito da força axial, f_{axial} . Contudo, é

preciso, ainda, levar em consideração o efeito do cisalhamento, o qual é caracterizado pela expressão da Eq. 4.35.

$$\vartheta = \frac{12EI}{\kappa GL^2}, \quad (4.35)$$

onde G é o módulo de cisalhamento do material da viga, dado pela Eq. 4.36, e κ é o coeficiente de forma da seção transversal, sujeita ao cisalhamento, dado pela Eq. 4.37, seguindo a proposta de Hutchinson [51].

$$G = \frac{E}{2(1+\nu)}, \quad (4.36)$$

$$\kappa = \frac{6(1+\nu)^2}{7+12\nu+4\nu^2}, \quad (4.37)$$

onde ν é o coeficiente de Poisson. A aplicação das equações de Lagrange à Eq. 4.34, permite obter a Eq. 4.38.

$$\frac{\partial U}{\partial \{q\}} = ([K_C] + f_{axial}[K_f]) \{q\}, \quad (4.38)$$

onde a matriz de rigidez elementar, $[K_C]$, é a matriz de rigidez clássica, formulada a partir da energia de deformação da viga, considerando apenas os movimentos nas direções x e z [58]. O efeito do esforço cisalhante foi incorporado à matriz $[K_C]$, originando a matriz $[K_S]$, seguindo a formulação apresentada por Imbert [52]. A matriz $[K_S]$ é apresentada na Eq. 4.39.

$$[K_S] = \frac{EI}{L^3(1+\vartheta)} \begin{bmatrix} 12 & 0 & 0 & -6L & -12 & 0 & 0 & -6L \\ & 12 & 6L & 0 & 0 & -12 & 6L & 0 \\ & & (4+\vartheta)L^2 & 0 & 0 & -6L & (2-\vartheta)L^2 & 0 \\ & & & (4+\vartheta)L^2 & 6L & 0 & 0 & (2-\vartheta)L^2 \\ & & & & 12 & 0 & 0 & 6L \\ & & & & & 12 & -6L & 0 \\ & & & & & & (4+\vartheta)L^2 & 0 \\ & & & & & & & (4+\vartheta)L^2 \end{bmatrix}, \quad (4.39)$$

SIM.

Fazendo $\vartheta = 0$ na Eq. 4.39, obtém-se a matriz de rigidez clássica, $[K_C]$. A matriz elementar $[K_f]$ é dada pela Eq. 4.40.

$$[K_f] = \frac{1}{30L} \begin{bmatrix} 36 & 0 & 0 & -3L & -36 & 0 & 0 & -3L \\ & 36 & 36L & 0 & 0 & -36 & 3L & 0 \\ & & 4L^2 & 0 & 0 & -3L & -L^2 & 0 \\ & & & 4L^2 & 3L & 0 & 0 & -L^2 \\ & & & & 36 & 0 & 0 & 3L \\ & & & & & 36 & -3L & 0 \\ & & & & & & 4L^2 & 0 \\ & & & & & & & 4L^2 \end{bmatrix}. \quad (4.40)$$

SIM.

Considerando o elemento de viga, mostrado na Fig. 4.1, e apenas os movimentos na direção y , a energia de deformação do elemento de viga é modelada com a Eq. 4.41.

$$U = \frac{ES}{2} \int_0^L \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 dy + \frac{GJ}{2} \int_0^L \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 dy, \quad (4.41)$$

onde J é o momento polar de inércia. Na Eq. 4.41, a primeira integral representa a energia da viga em movimento axial e a segunda integral retrata o mecanismo de torção. Assim, para o elemento de viga, de comprimento L , ao se utilizarem as Eqs. 4.21 à 4.25, e a Eq. 4.41, a expressão da energia de deformação pode ser obtida, na forma mostrada na Eq. 4.42.

$$U = \frac{ES}{2} \int_0^L \{q_v\}^T \{N_3\}^T \{N_3\} \{q_v\} dy + \frac{GJ}{2} \int_0^L \{q_\phi\}^T \{N_3\}^T \{N_3\} \{q_\phi\} dy. \quad (4.42)$$

Efetuando as integrais mostradas na Eq. 4.42, chega-se à Eq. 4.43.

$$U = \frac{1}{2} \{q_v\}^T [K_5] \{q_v\} + \frac{1}{2} \{q_\phi\}^T [K_6] \{q_\phi\}. \quad (4.43)$$

Ao aplicar as equações de Lagrange à Eq. 4.43, considerando os vetores $\{q_v\}$ e $\{q_\phi\}$, separadamente, obtém-se a Eq. 4.44.

$$\frac{\partial U}{\partial \{q\}} = ([K_A] + [K_R]) \{q\}, \quad (4.44)$$

onde as matrizes $[K_A]$ e $[K_R]$, formuladas apenas para os movimentos na direção y , são apresentadas nas Eqs. 4.45 e 4.46 [52, 58].

$$[K_A] = \frac{ES}{L} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix}, \quad (4.45)$$

$$[K_R] = \frac{GJ}{L} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix}. \quad (4.46)$$

Ressalta-se o fato de que as matrizes $[K_C]$, $[K_A]$ e $[K_R]$ devem ser combinadas, ordenadamente, conforme o vetor de deslocamentos nodais (Eq. 4.6), de forma a representar o elemento finito de viga, mostrado na Fig. 4.1. Adicionalmente, a matriz $[K_f]$ deve ser expandida, de forma conveniente, utilizando-se entradas nulas.

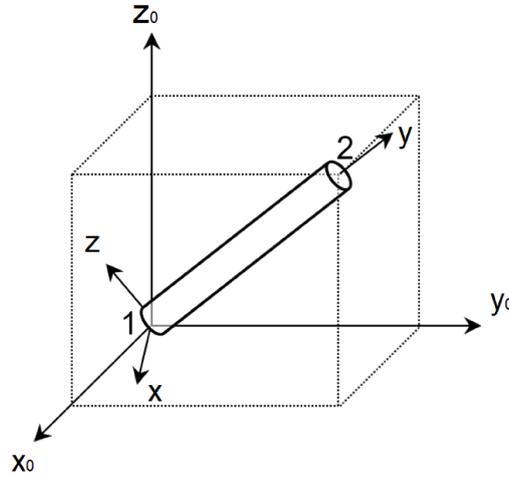
Representação espacial dos elementos de viga

Porventura, o sistema de eixos do elemento finito ($R(x, y, z)$) não estará alinhado com o sistema de eixos inercial ($R_0(x_0, y_0, z_0)$). Portanto, é preciso obter uma

matriz de transformação de coordenadas, que possibilite alternar entre esses dois sistemas de eixos.

Dessa forma, as matrizes elementares de massa, rigidez e rigidez geométrica, formuladas nas seções anteriores, devem ser agrupadas, considerando um mesmo sistema de referência $R_0(x_0, y_0, z_0)$. Assim, o sistema de referência $R(x, y, z)$, mostrado na Fig. 4.1, deve ser modificado, convenientemente, de acordo com a posição espacial do elemento finito. A Fig. 4.2 mostra a representação dos sistemas de referência mencionados.

Figura 4.2: Sistemas de referência associados ao elemento finito de viga.



A transformação das matrizes elementares de massa, rigidez e rigidez geométrica, formuladas nas seções anteriores, do referencial $R(x, y, z)$ para o $R_0(x_0, y_0, z_0)$, é realizada através da matriz $[T]$, apresentada na Eq. 4.47.

$$[T] = \begin{bmatrix} [\Lambda] & [0] & [0] & [0] \\ [0] & [\Lambda] & [0] & [0] \\ [0] & [0] & [\Lambda] & [0] \\ [0] & [0] & [0] & [\Lambda] \end{bmatrix}, \quad [\Lambda] = \begin{bmatrix} l_1 & m_1 & n_1 \\ l_2 & m_2 & n_2 \\ l_3 & m_3 & n_3 \end{bmatrix}, \quad (4.47)$$

onde $[0]$ é uma matriz 3×3 , com entradas nulas e, l_1 , m_1 e n_1 são os cossenos diretores do eixo x , em relação aos eixos x_0 , y_0 , e z_0 , respectivamente. Analogamente, l_2 , m_2 e n_2 são os cossenos diretores do eixo y , em relação aos eixos x_0 , y_0 , e z_0 , respectivamente, e l_3 , m_3 e n_3 são os cossenos diretores do eixo z , em relação aos eixos x_0 , y_0 , e z_0 , respectivamente.

Assim, os graus de liberdade que formam o vetor de deslocamentos nodais do elemento finito de viga (Eq. 4.6), são representados, em $R_0(x_0, y_0, z_0)$, da forma

mostrada nas Eqs. 4.48 e 4.49.

$$\begin{aligned} u_{1,0} &= l_1 u_1 + m_1 v_1 + n_1 w_1, \\ v_{1,0} &= l_2 u_1 + m_2 v_1 + n_2 w_1, \\ w_{1,0} &= l_3 u_1 + m_3 v_1 + n_3 w_1, \end{aligned} \quad (4.48)$$

$$\begin{aligned} \theta_{1,0} &= l_1 \theta_1 + m_1 \phi_1 + n_1 \varphi_1, \\ \phi_{1,0} &= l_2 \theta_1 + m_2 \phi_1 + n_2 \varphi_1, \\ \varphi_{1,0} &= l_3 \theta_1 + m_3 \phi_1 + n_3 \varphi_1, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} u_{2,0} &= l_1 u_2 + m_1 v_2 + n_1 w_2, \\ v_{2,0} &= l_2 u_2 + m_2 v_2 + n_2 w_2, \\ w_{2,0} &= l_3 u_2 + m_3 v_2 + n_3 w_2, \end{aligned} \quad (4.49)$$

$$\begin{aligned} \theta_{2,0} &= l_1 \theta_2 + m_1 \phi_2 + n_1 \varphi_2, \\ \phi_{2,0} &= l_2 \theta_2 + m_2 \phi_2 + n_2 \varphi_2, \\ \varphi_{2,0} &= l_3 \theta_2 + m_3 \phi_2 + n_3 \varphi_2, \end{aligned}$$

onde $u_{1,0}, v_{1,0}, \dots, u_{2,0}, v_{2,0}, \dots$ são os graus de liberdade que formam o vetor de deslocamentos nodais, do elemento finito de viga, representados em $R_0(x_0, y_0, z_0)$. Portanto, tem-se a definição dada pela Eq. 4.50.

$$\{q_0\} = [T]\{q\}, \quad (4.50)$$

onde $\{q_0\}$ é o vetor de deslocamentos nodais do elemento finito de viga, representado em $R_0(x_0, y_0, z_0)$. Considerando as Eqs. 4.17 e 4.28, a matriz de massa $[M_e]$, do elemento finito de viga, mostrado na Fig. 4.1, pode ser determinada como se mostra na Eq. 4.51.

$$T = \frac{1}{2} \{\dot{q}\}^T [M_e] \{\dot{q}\} = \frac{1}{2} \{\dot{q}_0\}^T [T]^T [M_e] [T] \{\dot{q}_0\}. \quad (4.51)$$

Portanto, a matriz de massa $[M_{e,0}]$, descrita em $R_0(x_0, y_0, z_0)$, é dada pela Eq. 4.52.

$$[M_{e,0}] = [T]^T [M_e] [T]. \quad (4.52)$$

Agora, considerando as Eqs. 4.34 e 4.43, as matrizes $[K_e]$, e $[K_{fe}]$, do elemento finito de viga, mostrado na Fig. 4.1, podem ser determinadas como se mostra na Eq. 4.53.

$$U = \frac{1}{2} \{q\}^T [K_e] \{q\} + \frac{1}{2} \{q\}^T [K_{fe}] \{q\} = \frac{1}{2} \{q_0\}^T [T]^T [K_e] [T] \{q_0\} + \frac{1}{2} \{q_0\}^T [T]^T [K_{fe}] [T] \{q_0\}. \quad (4.53)$$

As matrizes $[K_{e,0}]$ e $[K_{fe,0}]$, descritas em $R_0(x_0, y_0, z_0)$, são dadas pela Eq. 4.54.

$$\begin{aligned} [K_{e,0}] &= [T]^T [K_e][T], \\ [K_{fe,0}] &= [T]^T [K_{fe}][T]. \end{aligned} \tag{4.54}$$

As transformações apresentadas nas Eqs. 4.52 e 4.54, devem ser realizadas para cada elemento finito que compõe o modelo global da estrutura, objetivando-se a obtenção da Eq. 4.5.

No Capítulo 5, a seguir, será apresentado o modelo numérico utilizado na presente dissertação.

5 Modelo numérico

Partindo do ponto no qual foi finalizado o modelo matemático para a fluidodinâmica, prossegue-se com o desenvolvimento do método numérico, denominado método da fronteira imersa.

5.1 Método da fronteira imersa

O método da fronteira imersa é necessário para a imposição da condição de contorno no subsistema do fluido, na interface entre o fluido e a estrutura, e para a determinação das forças fluidodinâmicas que atuam sobre a estrutura. Nessa seção, será discutido o método de imposição da condição de contorno e, posteriormente, será mostrado como as forças fluidodinâmicas são obtidas. O método da fronteira imersa, utilizado no presente trabalho, foi proposto por Wang e outros [97].

O domínio do fluido é discretizado em uma malha cartesiana uniforme, enquanto a superfície da estrutura é discretizada com pontos lagrangianos. Esses pontos se movimentam dentro do domínio do fluido. A velocidade do fluido, nos pontos lagrangianos (interface entre o fluido e a estrutura), deve ser igual à velocidade dos pontos materiais que pertencem à estrutura. Tanto a velocidade como a posição desses pontos lagrangianos são variáveis no tempo. Portanto, é preciso que se utilize um método que localize os pontos lagrangianos, no domínio do fluido, e imponha, no fluido, a velocidade desses pontos (condição de não-deslizamento). O método da fronteira imersa, proposto por Wang e outros [97], se coloca nesse contexto.

A superfície da estrutura é discretizada em uma determinada quantidade de pontos lagrangianos. Essa quantidade de pontos se mantém constante ao longo da simulação. Conforme o que foi exposto no modelo matemático, para levar em consideração a presença da fronteira imersa é preciso que se adicione um termo fonte, f_i , às equações de Navier-Stokes. As equações de Navier-Stokes devem passar pelos desenvolvimentos necessários para que se tenha o modelo para a turbulência de Smagorinsky dinâmico. Dentre esses desenvolvimentos, tem-se o processo de filtragem, a partir do qual se obtém os campos de pressão e de velocidade filtrados. Sendo o modelo para a turbulência de Smagorinsky dinâmico um modelo LES, a

solução é obtida para as frequências mais baixas e a sua interação com as altas frequências é modelada. Por isso se fala em campos de pressão e de velocidade filtrados. A Eq. 5.1 mostra as equações de Navier-Stokes filtradas, onde o termo temporal (primeiro termo do lado esquerdo da Eq. 4.3) foi discretizado e os termos difusivo (segundo termo do lado esquerdo da Eq. 4.3) e advectivo (segundo termo do lado direito da Eq. 4.3) foram incorporados no termo RHS.

$$\frac{1}{\Delta t^{n+1}} \left(\alpha_2^{n+1} \bar{u}_i^{n+1} + \alpha_1^{n+1} \bar{u}_i^n + \alpha_0^{n+1} \bar{u}_i^{n-1} \right) = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \bar{p}^{n+1}}{\partial x_i} + \text{RHS} + \frac{f_i}{\rho_f}, \quad (5.1)$$

onde Δt é o passo de tempo, \bar{u}_i é o campo de velocidade filtrado, \bar{p} é o campo de pressão filtrado, $n+1$ é o passo de tempo atual e α_2^{n+1} , α_1^{n+1} e α_0^{n+1} são constantes que dependem do esquema de discretização temporal utilizado. No presente trabalho foi utilizado o método do passo fracionado proposto por Chorin [29]. Para obter a modelagem numérica do método do passo fracionado, a Eq. 5.1 deve ser reescrita da forma mostrada na Eq. 5.2.

$$\frac{1}{\Delta t^{n+1}} \left(\alpha_2^{n+1} \bar{u}_i^{n+1} + \alpha_1^{n+1} \bar{u}_i^n + \alpha_0^{n+1} \bar{u}_i^{n-1} \right) = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \bar{p}^n + \phi}{\partial x_i} + \text{RHS} + \frac{f_i}{\rho_f}. \quad (5.2)$$

A Eq. 5.2 pode ser decomposta nas Eqs. 5.3 e 5.4, de modo que o resultado da soma das Eqs. 5.3 e 5.4 é a Eq. 5.2.

$$\frac{1}{\Delta t^{n+1}} \left(\alpha_2^{n+1} \bar{u}_i^* + \alpha_1^n \bar{u}_i^n + \alpha_0^{n+1} \bar{u}_i^{n-1} \right) = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \bar{p}^n}{\partial x_i} + \text{RHS} + \frac{f_i}{\rho_f}, \quad (5.3)$$

$$\frac{1}{\Delta t^{n+1}} \left(\alpha_2^{n+1} \bar{u}_i^{n+1} - \alpha_2^{n+1} \bar{u}_i^* \right) = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \phi}{\partial x_i}. \quad (5.4)$$

Analogamente, a Eq. 5.3 pode ser decomposta nas Eqs. 5.5 e 5.6.

$$\frac{1}{\Delta t^{n+1}} \left(\alpha_2^{n+1} \bar{u}_i^{**} + \alpha_1^{n+1} \bar{u}_i^n + \alpha_0^{n+1} \bar{u}_i^{n-1} \right) = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \bar{p}^n}{\partial x_i} + \text{RHS}, \quad (5.5)$$

$$\frac{1}{\Delta t^{n+1}} \left(\alpha_2^{n+1} \bar{u}_i^* - \alpha_2^{n+1} \bar{u}_i^{**} \right) = \frac{f_i}{\rho_f}. \quad (5.6)$$

Feito isso, estima-se um campo de velocidade \bar{u}_i^{**} , sem a influência da fronteira imersa, com a Eq. 5.5. Posteriormente, modifica-se esse campo para impor à ele a condição de contorno da fronteira imersa, com a Eq. 5.6. Obtém-se, com isto, \bar{u}_i^* . O termo $F_{k,i}$, que aparece na Eq. 4.4, pode ser obtido da forma mostrada pela Eq. 5.7.

$$F_{k,i} = \frac{\alpha_2^{n+1} \rho \left(\bar{U}_i^{**} - U_i \right)}{\Delta t^{n+1}}, \quad (5.7)$$

onde U_i é a velocidade do k -ésimo ponto lagrangiano e \bar{U}_i^{**} é a velocidade filtrada

estimada, dada pela Eq. 5.8.

$$\bar{U}_i^{**} = \int_{\Omega} \bar{u}_i^{**} \delta(\vec{x} - \vec{x}_k) d\vec{x}_k, \quad (5.8)$$

Para dar sequência ao método do passo fracionado, aplica-se o operador divergente à Eq. 5.4, obtendo a Eq. 5.9.

$$\frac{\alpha_2^{n+1}}{\Delta t^{n+1}} \left(\frac{\partial \bar{u}_i^{n+1}}{\partial x_i} - \frac{\partial \bar{u}_i^*}{\partial x_i} \right) = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial x_i \partial x_i}. \quad (5.9)$$

Como a hipótese de escoamento incompressível foi utilizada, pode-se anular o primeiro termo do lado esquerdo da Eq. 5.9, obtendo a Eq. 5.10.

$$\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial x_i \partial x_i} = \frac{\alpha_2^{n+1}}{\Delta t^{n+1}} \left(\frac{\partial \bar{u}_i^*}{\partial x_i} \right). \quad (5.10)$$

Portanto, as etapas do método são:

- Predição da velocidade, sem a influência da fronteira (Eq. 5.5);
- Correção da velocidade predita pelo termo $\frac{f_i}{\rho_f}$ (Eq. 5.6);
- Cálculo de Poisson, utilizando a velocidade do item anterior (Eq. 5.10).

Para discretizar a Eq. 5.6, é preciso que se utilize uma versão discreta da função delta de Dirac, mostrada na Eq. 4.4. No presente trabalho, utiliza-se a função chapéu, proposta por Griffith [41]. Detalhes sobre a implementação e verificação, desta metodologia, podem ser encontrados no trabalho de Vedovoto e outros [94].

5.1.1 Obtenção das forças fluidodinâmicas pelo método da fronteira imersa

Para obtenção das forças nos pontos lagranginos, utiliza-se o termo fonte, F_i , dado pela Eq. 5.7. No entanto, F_i é obtido em unidade de força por unidade de volume. Por isso, é necessário adotar um critério para estimar o volume do local de atuação da força. Este volume pode ser obtido por meio da Eq. 5.11.

$$\forall = A_t d, \quad (5.11)$$

onde A_t é a área do elemento triangular da malha lagrangina e d é calculado como sendo a média do comprimento das arestas do elemento triangular. Finalmente, a força é calculada pela Eq. 5.12.

$$F_{\text{lag}} = F_i \forall. \quad (5.12)$$

Assim, cada ponto lagrangiano terá uma força aplicada sobre ele. Essa força deve ser transferida para os nós dos elementos finitos. O algoritmo identifica a posi-

ção de cada ponto lagrangiano, o elemento estrutural (elemento finito) ao qual este está inserido, bem como os nós estruturais que definem este elemento, e distribui as forças para os nós estruturais. Nesse algoritmo, o efeito da distância entre o ponto lagrangiano de aplicação da força e o nó estrutural, são levados em consideração, por meio do cálculo dos momentos associados.

As equações do modelo estrutural são resolvidas no domínio modal, utilizando o esquema de Runge-Kutta de passo adaptativo de quinta ordem [35]. No entanto, as respostas da estrutura devem ser comunicadas ao fluido. Para isso, utilizou-se o método do acoplamento forte, apresentado na seção a seguir.

5.2 Acoplamento fluido-estrutura

Existem duas formas de acoplar os subsistemas fluido e estrutura: o acoplamento monolítico e o particionado [89]. A abordagem particionada é, ainda, subdividida em outras duas, o acoplamento particionado fraco e forte. O acoplamento monolítico envolve a solução simultânea dos subsistemas fluido e estrutura, contudo, esta técnica não está implementada no código MFSim. O acoplamento particionado forte constitui uma melhoria do acoplamento particionado fraco no que diz respeito ao erro das soluções. No entanto, realizar subiterações demanda maior custo computacional, o que pode caracterizar uma desvantagem do acoplamento forte em relação ao fraco. No presente trabalho foi utilizado o método do acoplamento forte, que será apresentado a seguir.

5.2.1 Acoplamento forte

O método do acoplamento forte é um método de solução particionado, onde o algoritmo realiza subiterações, buscando convergir uma solução que satisfaça ambos subsistemas, em um dado instante de tempo. Depois que o algoritmo alcança essa convergência, avança-se no tempo e inicia-se a próxima iteração. Para ilustrar como o algoritmo funciona, considera-se a Eq. 5.13, onde se tem um sistema a ser resolvido.

$$\begin{aligned}\vec{f} &= \mathcal{F}(\vec{\delta}), \\ \vec{\delta} &= \mathcal{E}(\vec{f}),\end{aligned}\tag{5.13}$$

onde \mathcal{F} é o subsistema do fluido, \mathcal{E} é o subsistema da estrutura, $\vec{\delta}$ é o vetor que contém as velocidades e posições da estrutura, \vec{f} é o vetor das forças fluidodinâmicas que atuam sobre a estrutura. O sistema da Eq. 5.13 é reescrito da forma mostrada na Eq. 5.14.

$$\mathcal{E}(\mathcal{F}(\vec{\delta})) - \vec{\delta} = \mathcal{K}(\vec{\delta}) = 0.\tag{5.14}$$

Feito isso, estima-se uma solução $\vec{\delta}_0$, que será o chute inicial. Como esse chute inicial não é, necessariamente, a solução do sistema, deve-se levar em consideração a Eq. 5.15.

$$\mathcal{K}(\vec{\delta}_0) = \mathfrak{R}, \quad (5.15)$$

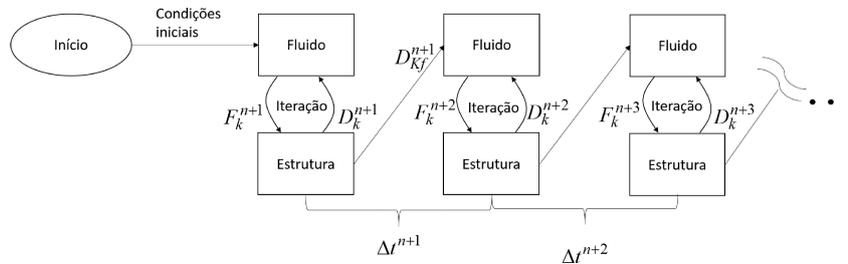
onde \mathfrak{R} é o resíduo. Quando \mathfrak{R} for menor que a tolerância escolhida, tem-se a solução do sistema. Para a próxima iteração, computa-se a Eq. 5.16.

$$\vec{\delta}_1 = \vec{\delta}_0 + \omega \mathfrak{R}, \quad (5.16)$$

onde ω é um relaxador, que pode ser fixo ou variável. No presente trabalho, adotou-se ω variável e a avaliação dinâmica de Aitken [57] foi utilizada para a avaliação de ω . Com a nova solução, $\vec{\delta}_1$, avalia-se a Eq. 5.15 novamente. Esse processo é repetido até que o resíduo satisfaça a tolerância imposta. O método de solução descrito é o método bloco Gauss-Seidel acelerado. Detalhes sobre esse e outros métodos podem ser encontrados no trabalho de Haelterman [44].

A Fig. 5.1 ilustra o método do acoplamento forte. Na Fig. 5.1, F_k^{n+1} é a k -ésima subiteração do subsistema fluido, D_k^{n+1} é a k -ésima subiteração do subsistema estrutura, D_{Kf}^{n+1} é a solução obtida pelo acoplamento forte, no tempo t^{n+1} e assim sucessivamente.

Figura 5.1: Evolução de um sistema de interação fluido-estrutural segundo abordagem particionada forte.



Fonte: Petrobras [73].

De acordo com Matthies e outros [61], se um número suficiente de iterações forem feitas, o erro do acoplamento forte se torna $\mathcal{O}(\Delta t)^{\text{mínimo}(p,q)}$, onde p e q são as ordens de convergência dos métodos numéricos de integração temporal, utilizados nos sistemas fluido e estrutura, respectivamente.

O código MFSim apresenta uma vantagem na solução de escoamentos, a qual é pronunciada quando se tem uma grande quantidade de graus de liberdade para serem resolvidos. A técnica de refinamento adaptativo localizado está implementada, com o uso de malhas bloco estruturadas. Na próxima seção, busca-se o esclareci-

mento dessa técnica.

5.3 Malha bloco estruturada

Nesta seção é apresentada a técnica numérica de discretização baseada em malha bloco estruturada com a presença de refinamento adaptativo localizado. A maioria dos métodos numéricos assume que o domínio de interesse é dividido em pequenas células ou simplesmente elementos. O conjunto de células define uma malha. Assim, há dois tipos de malhas: estruturada e não-estruturada. As malhas estruturadas oferecem certas vantagens sobre as malhas não-estruturada, como por exemplo o fato de apresentarem uma simples implementação e serem convenientes para o uso de diferenças finitas, além de requerer menor capacidade de armazenamento.

Muitas alternativas surgiram para o uso de malhas estruturadas, como o sistema de coordenadas coincidentes com a fronteira, técnicas de multi-blocos [93] ou a técnica conhecida por Chimera [11], a qual permite que diferentes malhas geradas, especificamente para diferentes variáveis, possam se sobrepor. A grande desvantagem de uma malha estruturada é a falta de flexibilidade em ajustar o domínio a uma forma mais complexa. Frente a esta dificuldade, malhas não-estruturadas se ajustam com grande facilidade a geometrias complexas, mas demandam uma capacidade de armazenamento maior que malhas estruturadas, pois necessita armazenar informações dos pontos vizinhos. Embora malhas estruturadas permitam que a paralelização seja facilmente implementada, em malhas não-estruturadas, sofisticados algoritmos de partição são necessários.

Pelo fato das equações diferenciais parciais serem frequentemente suaves sobre grande parte do domínio, mas contendo camadas limites ou regiões internas isoladas que apresentam elevados gradientes, choques ou descontinuidades, onde a solução é geralmente difícil de ser obtida, o refinamento local adaptativo se apresenta como uma alternativa eficiente e robusta, capaz de captar fenômenos locais sem elevado custo computacional. Dinamicamente, malhas mais finas são, então, aplicadas, na região de interesse, tendo como base uma malha grossa, que cobre todo o domínio. Assim, a solução em cada malha pode, então, ser aproximada por diferenças finitas, como feita na malha uniforme. Por se tratar de equações dependentes do tempo, as regiões de interesse variam com o tempo. Desta forma, as malhas precisam se adaptar, ao longo do tempo, à região de interesse.

Quando se tratam de escoamentos multifásicos, por exemplo, a região de interesse é muito pequena quando comparada com todo o domínio de cálculo. Surge, então, a necessidade de um refinamento localizado, a fim de captar fenômenos físicos locais ou de definir, com maior precisão, regiões com elevadas curvaturas ou ângulos pequenos. Adaptações locais envolvem a inserção de nós em uma malha pré-existente. Assim, duas diferentes estratégias de refinamento são possíveis: con-

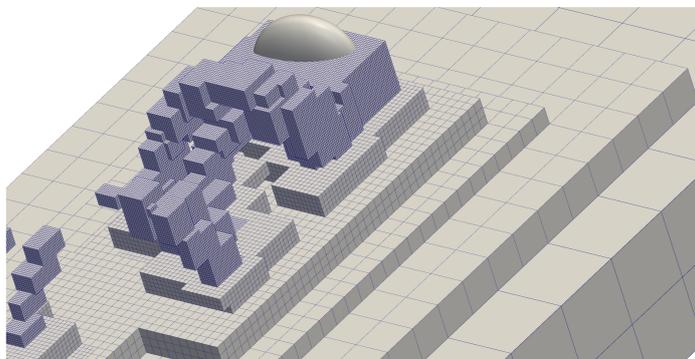
formes e não-conformes. Na estratégia conforme, a conectividade entre novos nós é reconstruída, sendo melhor aplicada à malhas não estruturadas e, consequentemente, a elementos triangulares. No refinamento não-conforme, novos nós são gerados pela subdivisão de células pré-existentes. Para a interface entre uma região refinada e uma não-refinada, processos de reconstrução da solução são requeridos. Thornburg e outros [91], por exemplo, utilizam gradientes para modificar as funções de controle de geradores de malhas.

Durbin e Iaccarino [36] propuseram um refinamento por inserção ou deleção de linhas, onde o refinamento não se faz necessário. Outra aproximação de refinamento localizado, consiste no uso de blocos em malhas estruturadas. Seguindo esta técnica, Berger e Olinger [17] propuseram utilizar uma sequência de malhas devidamente aninhadas. Assim, este refinamento é dado pela união de malhas retangulares, orientadas com espaçamentos sequencialmente menores. Cada uma dessas malhas são formadas, basicamente, por pontos, onde o erro da solução da malha mais grossa é elevado devido a fenômenos localizados. Trabalhos posteriores, para estender esta técnica, são apresentados por Berger e outros [12–16, 18]. Roma e outros [78] estenderam a técnica de refinamento adaptativo, ao redor de geometrias complexas, usando o método da fronteira imersa. Recentemente, Griffith [41] aplicou técnicas de paralelização a esta metodologia, em um domínio tridimensional, para simulações de escoamentos sanguíneos em um coração e válvulas.

5.3.1 Malha bloco estruturada com refinamento adaptativo localizado

A maioria das plataformas de SAMR, e muitos de seus algoritmos, são baseados nos trabalhos de Berger e Colella [14] e de Berger e Olinger [17], que apresentaram técnicas para métodos conservativos de captura de ondas de choque, empregando esta metodologia. Em um código SAMR típico, a malha consiste de uma hierarquia de níveis, cada um correspondendo a um grau uniforme de espaçamento de malhas. Dentro da hierarquia, os níveis estão aninhados. O nível mais grosso cobre o domínio computacional completo e cada nível sucessivamente mais fino cobre uma parte do interior do próximo nível mais grosseiro. A malha em cada nível é composta de uma união de regiões logicamente retangulares, normalmente chamadas de retalhos ou blocos, e que não se interseccionam. Geralmente, os dados da simulação são armazenados em arrays contíguos, associados a cada bloco, de modo que os dados são mapeados diretamente na malha, sem camadas de acesso intermediário. A adaptatividade da malha envolve selecionar células para serem refinadas em um dado nível, usando alguma estimativa de erro ou outro critério de refinamento, e, então, agrupando as células em blocos, naquela região. Estas regiões de blocos são usadas para formar o próximo nível de refinamento na hierarquia. A Fig. 5.2 mostra um exemplo de malha SAMR.

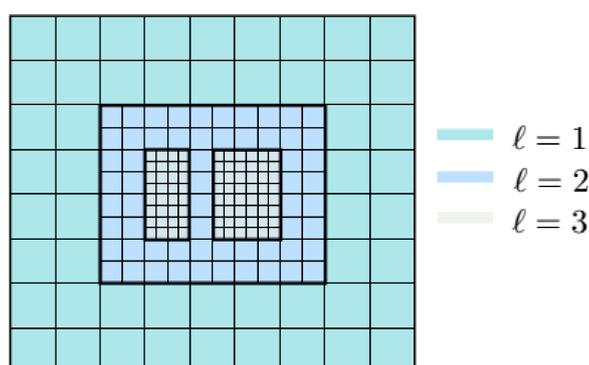
Figura 5.2: Exemplo de malha SAMR.



Fonte: Pivello e outros [74].

Uma característica importante de malhas estruturadas, refinadas localmente, é a razão entre os espaçamentos de malhas de nível ℓ e $\ell + 1$, denominada razão de refinamento, τ . Dessa forma, o espaçamento de uma malha de nível $\ell + 1$ deve ser menor que o de nível ℓ , relacionados por meio de um fator inteiro $\tau > 1$, ou seja, $\Delta x_{\ell+1} = \frac{\Delta x_{\ell}}{\tau}$. Normalmente, para essa razão de refinamento define-se o valor de 2. A Fig. 5.3 representa, esquematicamente, uma hierarquia de malhas refinadas localmente, a uma razão igual a 2. A malha, mostrada na Fig. 5.3, é composta por 3 níveis de refinamento, sendo que a malha base, $\ell = \ell_{\text{base}}$, cobre todo o domínio. O segundo nível é composto por um bloco e o terceiro nível é composto por dois blocos.

Figura 5.3: Esquema representativo de uma hierarquia de malha com três níveis de refinamento.



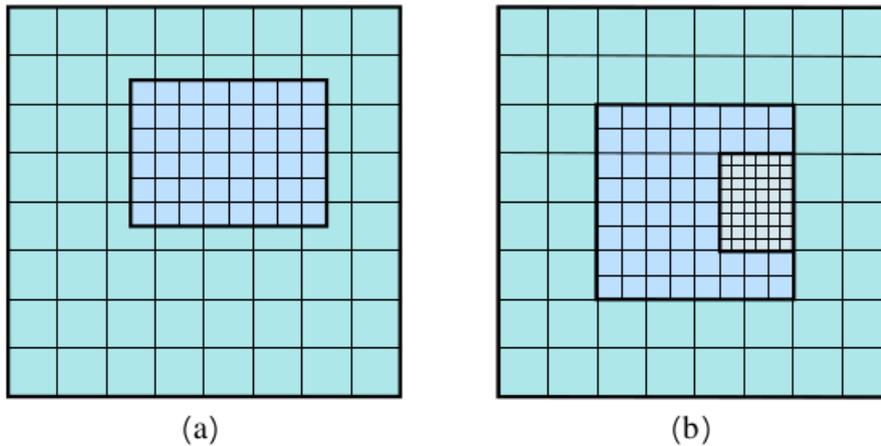
Fonte: Petrobras [73].

As malhas para diferentes níveis em uma hierarquia, precisam estar agrupadas corretamente, ou seja, devem satisfazer às duas propriedades abaixo:

1. Os cantos de uma malha mais fina coincidem com os cantos das células pertencentes a um nível imediatamente abaixo;
2. Malhas mais finas devem estar no interior da união das malhas do nível abaixo, exceto quando tocam as bordas do nível físico.

A Fig. 5.4 exemplifica duas malhas compostas que não são estão agrupadas corretamente. Em cada um dos casos, somente uma propriedade é violada. Para o caso da Fig. 5.4(a), as extremidades das malhas, do nível mais fino, não tocam as extremidades das células do nível imediatamente abaixo. No caso da Fig. 5.4(b), o agrupamento é dito não apropriado, pois as células pertencentes ao terceiro nível estão diretamente adjacentes às células pertencentes ao segundo nível. Ressalta-se que estas propriedades não estão restritas a apenas um bloco, ou seja, todos os blocos, em qualquer nível, devem obedecer estas propriedades. A Fig. 5.3 apresenta um conjunto de malhas agrupadas corretamente.

Figura 5.4: Malhas incorretamente agrupadas. (a) propriedade 1 é violada, (b) propriedade 2 é violada.



Fonte: Petrobras [73].

Geração de malhas

No início do processo de construção da hierarquia de malhas, somente a malha base e o número máximo de níveis são especificados pelo usuário. O número de níveis passa, então, a ser limitado somente pela memória do computador que está sendo usado. Dado um conjunto de células computacionais, de um nível ℓ , marcadas para refinamento, utiliza-se um método proposto por Berger e Rigoutsos [18], que agrupa tais células em blocos de nível ℓ , de forma que o conjunto de células marcadas seja

totalmente recoberto, o volume do que não precisa de refinamento seja o menor possível e o número de blocos seja o menor possível.

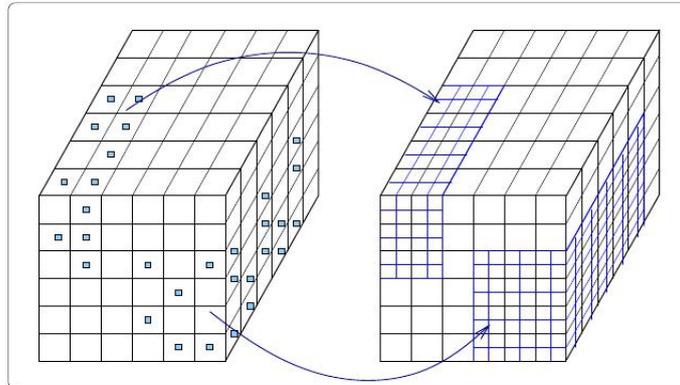
Uma representação esquemática da seleção de células para a geração de um bloco de nível ℓ é ilustrada na Fig. 5.5. Para avaliar a eficiência do bloco gerado, Berger e Rigoutsos [18] definem o parâmetro ξ , o qual relaciona o número total de células em um bloco, nc , com o número de células marcadas para refino nesse mesmo bloco, nc_{ref} . Dessa forma, tem-se a Eq. 5.17.

$$\xi \leq \frac{nc_{\text{ref}}}{nc}, \quad (5.17)$$

onde $0 \leq \xi \leq 1$. Assim, se $\xi = 0,9$, significa que 90 % das células de um bloco de nível ℓ foram marcadas para refinamento. Resumidamente, o processo de geração de malhas bloco estruturadas é dado pelo algoritmo a seguir:

1. selecionar as células em que o refinamento é necessário;
2. agrupar as células selecionadas;
3. gerar os blocos para cada agrupamento;
4. avaliar a eficiência e repetir o processo caso a eficiência não seja atendida.

Figura 5.5: Células computacionais marcadas para o refinamento localizado.



Fonte: Rudi [66].

Células fantasmas

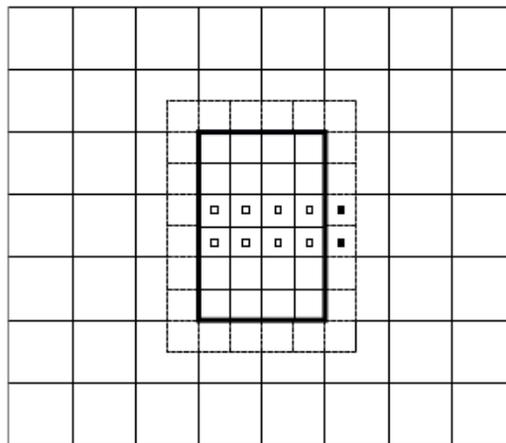
As células fantasmas constituem a técnica numérica responsável pela comunicação entre os diferentes níveis da malha. Elas permitem armazenar os valores para as condições de contorno de cada bloco, de forma a evitar que os operadores diferenciais sejam redefinidos nas suas bordas. Dessa forma, o mesmo estêncil usado no interior das células de uma malha pode também ser usado nas células localizadas

nas bordas das malhas. O número de células fantasmas considerado, depende do tamanho do estêncil necessário para a discretização do operador diferencial, sendo necessária uma camada de células fantasmas ao redor de cada malha, inclusive no nível base ℓ_{base} .

O cálculo das células fantasmas é feito nível a nível. Sendo ℓ o nível de refinamento atual, o procedimento de cálculo é composto por cinco passos, representados esquematicamente nas Figs. 5.6 a 5.9, os quais são:

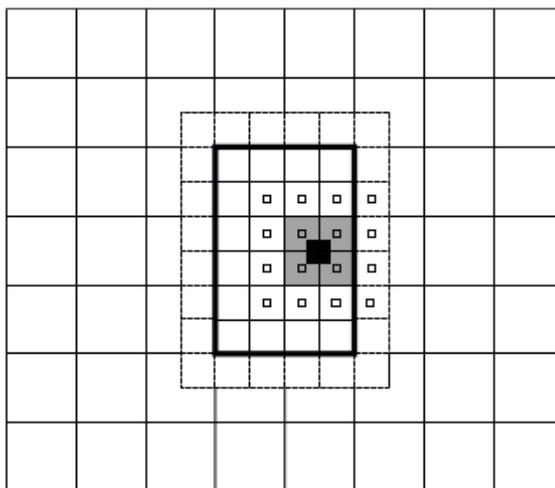
1. extrapolação quadrática, utilizando valores do próprio bloco em ℓ (Fig. 5.6);
2. interpolação cúbica, utilizando valores de ℓ , para células de $\ell - 1$ que estão no contorno dos blocos de ℓ (Fig. 5.7);
3. interpolação quadrática entre valores de ℓ e $\ell - 1$ (Fig. 5.8);
4. preenchimento da célula fantasma de blocos do nível ℓ , utilizando valores de células do mesmo nível, pertencente a outro bloco, pelo processo de injeção (Fig. 5.9);
5. preenchimento da células fantasma de ℓ , utilizando as condições de contorno físicas.

Figura 5.6: Representação esquemática do item 1, utilizando extrapolação quadrática no cálculo das células fantasmas. A linha em negrito delimita as células do nível mais fino e, as células do lado de fora, de mesmo comprimento característico (quadrados preenchidos), são as células fantasmas. Os quadrados em branco marcam as células onde as variáveis de interesse são resolvidas.



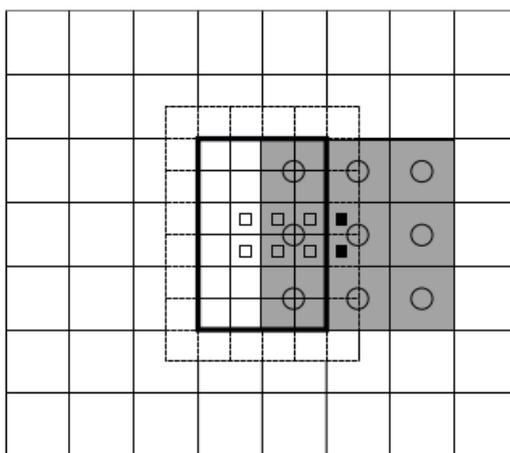
Fonte: Petrobras [73].

Figura 5.7: Representação esquemática do item 2, utilizando interpolação cúbica. Os valores são interpolados das células de nível ℓ para as células de nível $\ell - 1$, que tocam as bordas dos blocos de nível ℓ .



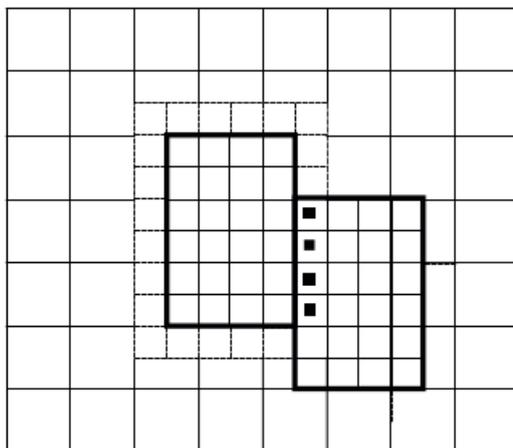
Fonte: Petrobras [73].

Figura 5.8: Representação esquemática do item 3, utilizando interpolação quadrática no cálculo das células fantasmas.



Fonte: Petrobras [73].

Figura 5.9: Representação esquemática do item 4. O processo de injeção entre malhas irmãs, utilizado no cálculo das células fantasmas.



Fonte: Petrobras [73].

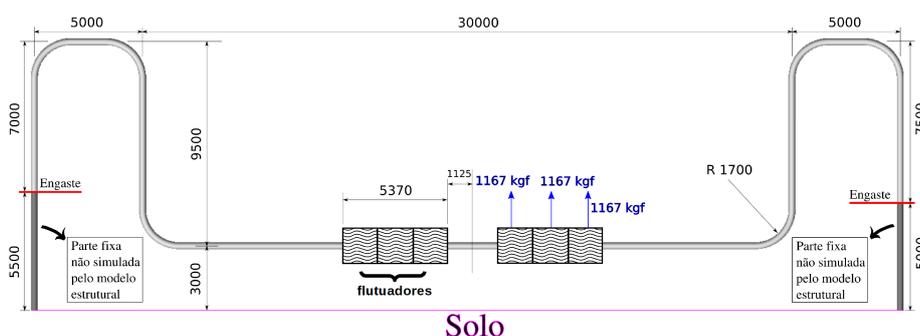
No Capítulo 3, foram apresentados os modelos físicos do estudo de caso do spool e do estudo de caso do sistema massa-mola. No Capítulo 4, foi apresentado o modelo matemático e, no presente Capítulo 5, foi apresentado o modelo numérico. Para descrever completamente o modelo utilizado no presente trabalho, finaliza-se, no Capítulo 6 a seguir, com os modelos computacionais, ou modelos virtuais, dos estudos de caso do spool e do sistema massa-mola.

6 Modelos computacionais

6.1 Modelo virtual do spool

Nesta seção, apresenta-se a configuração utilizada para a simulação do estudo de caso do spool. Os detalhes do spool, considerados para a simulação, são mostrados na Fig. 6.1. Na Fig. 6.1 são apresentadas as dimensões do spool em milímetros, as posições dos engastes e das partes fixas, as dimensões dos flutuadores, o empuxo que cada flutuador exerce e a posição do solo marinho. O domínio computacional possui dimensões de $12 \times 16 \times 48$ metros, conforme ilustrado na figura 6.2. Para a imposição dos valores das propriedades físicas do fluido, foram utilizadas as propriedades da água do mar, cuja densidade pode ser considerada como $\rho_f = 1025 \text{ kg m}^{-3}$ e a viscosidade dinâmica de $\mu_f = 1,62 \times 10^{-3} \text{ N m}^{-2} \text{ s}$, escoando à velocidade de $U_\infty = 0,77 \text{ m s}^{-1}$, na direção x (ver Fig. 6.2).

Figura 6.1: Esquema do spool.



Fonte: Petrobras [73].

O módulo de elasticidade do material do spool é de $E = 207 \times 10^9 \text{ Pa}$, a densidade de $\rho = 7850 \text{ kg m}^{-3}$ e o coeficiente de Poisson de $\nu = 0,29$. As dimensões são, para o diâmetro externo, de $D = 0,32385 \text{ m}$ e, para a espessura da parede, de $e = 0,0254 \text{ m}$. O fluido interno possui densidade de $\rho_{fi} = 936 \text{ kg m}^{-3}$, configurado como uma carga estática adicional. A pressão interna vale $P_i = 2,8179 \times 10^7 \text{ Pa}$, configurada como uma carga axial estática. O revestimento externo possui espes-

sura de $e_{rev} = 0,0381$ m e densidade de $\rho_{rev} = 950$ kg m⁻³, também incorporado como uma carga estática adicional, como no caso do fluido interno.

As condições de contorno para o fluido, mostradas na Fig. 6.2, estão detalhadas na tabela 6.1. As condições de contorno para a movimentação da estrutura são de engaste nas extremidades do spool, como indicado no esquema da Fig. 6.1. É importante salientar que a condição de contorno, denominada spool, é dada pela imposição das velocidades U_e , V_e , W_e que, por sua vez, são as respostas fornecidas pelo modelo estrutural de elementos finitos. Na Tab. 6.1, n representa a direção normal à fronteira imersa. Para a condição de contorno na face do domínio, onde ocorre a saída do escoamento, utiliza-se a condição de contorno advectiva, indicada na Tab. 6.1 como ‘Equação da onda’ [45].

Tabela 6.1: Descrição das condições de contorno utilizadas.

Nome	U	V	W	P
Entrada	0,77	0	0	$\partial P/\partial x=0$
Saída	Equação da onda	Equação da onda	Equação da onda	$\partial P/\partial x=0$
Solo	0	0	0	$\partial P/\partial y=0$
Suporte	0	0	0	$\partial P/\partial n=0$
Spool	U_e	V_e	W_e	$\partial P/\partial n=0$
Simetria	$\partial U/\partial z=0$	$\partial V/\partial z=0$	0	$\partial P/\partial z=0$
Campo distante	$\partial U/\partial x=0$	$\partial V/\partial x=0$	$\partial W/\partial x=0$	0

O domínio foi dividido em $12 \times 16 \times 48$ volumes, compondo a malha base. Foram utilizados 6 níveis de refinamento, totalizando 7 níveis, onde o nível mais fino foi posicionado, inicialmente, ao redor da geometria do spool e seus suportes. A Fig. 6.3 ilustra a malha utilizada. A malha mostrada na Fig. 6.3, possui 9325788 elementos e, por ser adaptativa, acompanhará o escoamento, segundo critérios especificados.

Sabe-se que para calcular corretamente o coeficiente de arrasto sobre um cilindro, é necessário que a esteira, a jusante do mesmo, esteja bem calculada. Portanto, o critério de vorticidade foi utilizado no algoritmo de refinamento da malha. A utilização deste critério implica no aumento do número de elementos da malha, a medida que as regiões de alta vorticidade do escoamento aumentam. Testes preliminares indicaram que o mapeamento da esteira do estudo de caso do spool, implica em um aumento expressivo de elementos na malha, podendo alcançar quase 30 milhões de elementos.

À medida que a estrutura é movida pelo escoamento e começa a vibrar, faz com que seja igualmente importante que os elementos mais finos da malha acompanhem esta movimentação. Ainda, o código conta com um algoritmo de segurança, que impede que o spool se mova para fora da região com maior resolução de malha. Assim, foi configurado, no algoritmo de refinamento, o critério de refinamento pela

posição da fronteira imersa. Para obter a solução da movimentação da estrutura, foram utilizados 238 elementos finitos de viga de Timoshenko, espaçados igualmente pela parte móvel do spool, como ilustrado na Fig. 6.4.

A malha, mostrada na Fig. 6.4, é importada pelo código, a partir de um arquivo de elementos finitos escrito no formato NASTRAN. Além dos nós, posições e conectividade dos elementos, este arquivo deve incluir informações sobre o carregamento estático que atua sobre a estrutura. No caso do spool, esse carregamento inclui o peso do spool (somados estrutura de aço, revestimento externo, fluido interno e os seis flutuadores) e o empuxo líquido dos flutuadores.

6.1.1 Considerações para a solução 3-D

Para a solução do subsistema fluido, as equações que compõem o modelo para escoamentos turbulentos de Smagorinsky dinâmico foram discretizadas no tempo com o método IMEX, utilizando o esquema SBDF e no espaço com o esquema de Barton [7]. A geometria do spool é modelada com o método de fronteira imersa para malhas adaptativas [78], utilizando o esquema MDF. Estas equações são resolvidas com o método MultiGrid-MultiNível Geométrico, até que o resíduo das mesmas fique abaixo de 10^{-5} .

Para a solução do subsistema estrutura, as equações que compõem o modelo dinâmico estrutural são reescritas no domínio modal e sua solução é obtida utilizando o esquema de Runge-Kutta de passo adaptativo de quinta ordem [35]. A solução do subsistema estrutura é comunicada ao fluido através do método do acoplamento forte, comentado no Capítulo 5.

O passo de tempo é calculado pelo MFSim para manter o CFL igual a 0,5. O CFL, por sua vez, é dado por $|u| \Delta t (\Delta x)^{-1}$. Considerando a malha utilizada no nível mais fino ($\Delta x = 0,015625$ m) e a velocidade imposta na entrada do domínio ($|u| = 0,77$ m s⁻¹), estima-se que o passo de tempo deve ser da ordem de 10^{-3} . O MFSim possui como dado de entrada o tempo total da simulação, o qual foi escolhido como sendo igual a 100 segundos. No entanto, o MFSim possui um recurso que permite retomar os cálculos caso o usuário queira maior tempo de simulação do que o escolhido inicialmente ou, ainda, caso ocorra algum contratempo (por exemplo, queda de energia elétrica) que tenha como consequência o interrompimento da simulação. No presente trabalho, esse recurso foi utilizado.

Apresenta-se, na seção a seguir, a configuração utilizada para as simulações dos casos bidimensionais.

6.2 Modelo virtual do sistema massa-mola

O estudo de caso do sistema massa-mola teve como um dos objetivos realizar a comparação dos resultados com os resultados obtidos por outros autores, como será visto. Por esse motivo, deve-se atentar para o fato de que as variáveis que serão apresentadas nesta seção são variáveis adimensionais. A adimensionalização foi realizada da forma mostrada por Chern e outros [28].

De acordo com o que foi mostrado no modelo físico, o diâmetro (D) do cilindro é constante. As dimensões do domínio de cálculo são iguais a $15 D$ a montante, $25 D$ a jusante, $11 D$ acima e $11 D$ abaixo, todas em relação a posição inicial do centro de massa do cilindro.

O conjunto dos parâmetros adimensionais necessários para a configuração dos casos são: a massa adimensional, m^* , igual a 10, a razão de amortecimento estrutural, ζ , igual a zero, o número de Reynolds, Re_D , igual a 100, a velocidade adimensional da corrente livre na direção x , u , igual a 1.

Como mencionado, foram configurados 7 casos para este estudo. O que difere um caso dos demais é o valor atribuído para a velocidade reduzida, U_R^* . Os 7 valores considerados para esta variável adimensional são 4, 4,3, 4,5, 6, 7,4, 7,5 e 8,5. O valor da velocidade reduzida adimensional, U_R^* , é modificado alterando-se o valor da frequência natural do cilindro, $f_n = \sqrt{k m^{-1}}$, de forma que a massa do cilindro não é alterada e, portanto, o que se altera é o valor da constante de rigidez das molas dos apoios.

Em relação às condições de contorno, para as faces superior e inferior do domínio de cálculo, mostradas na Fig. 6.5, foi utilizada a condição de simetria (ver Tab. 6.1). Para a face da entrada do domínio, utilizou-se a condição de entrada, definida na Tab. 6.1, mas com os valores informados na presente descrição dos modelos 2-D. Para a face da saída do domínio, especificou-se a condição de campo distante (Tab. 6.1). Analogamente ao que foi estabelecido para três dimensões na seção anterior, a condição de contorno na interface (malha lagrangiana) é a de não-deslizamento, de forma que os pontos eulerianos próximos dos pontos lagrangianos, devem possuir a mesma velocidade destes últimos. Por sua vez, as velocidades para os pontos lagrangianos, conforme o que foi explicado anteriormente, são obtidos com a solução do módulo estrutural do código. O cilindro parte da condição inicial de repouso, na configuração mostrada na Fig. 6.5, e, conforme a simulação se inicia, com o movimento do escoamento pelo domínio, o cilindro passa a se movimentar livremente.

O domínio de cálculo foi discretizado, uniformemente, com 1600×880 volumes. Esta discretização foi escolhida de acordo com o estudo de convergência realizado por Chern e outros [28]. A malha utilizada nas simulações é mostrada na Fig. 6.5. Esta malha possui 1 408 000 elementos e essa quantidade se manteve constante ao longo das simulações, pois o recurso do refinamento adaptativo do MFSim foi

desligado.

A malha de elementos finitos do cilindro é formada de 1 elemento finito de viga de Timoshenko*, de forma que aqueles graus de liberdade que não são resolvidos foram engastados. No arquivo escrito em formato NASTRAN, que contém as informações da malha da estrutura, não foi incluído nenhum carregamento, de forma que, apenas o movimento do fluido, neste estudo, irá alterar o movimento do cilindro.

6.2.1 Considerações para a solução 2-D

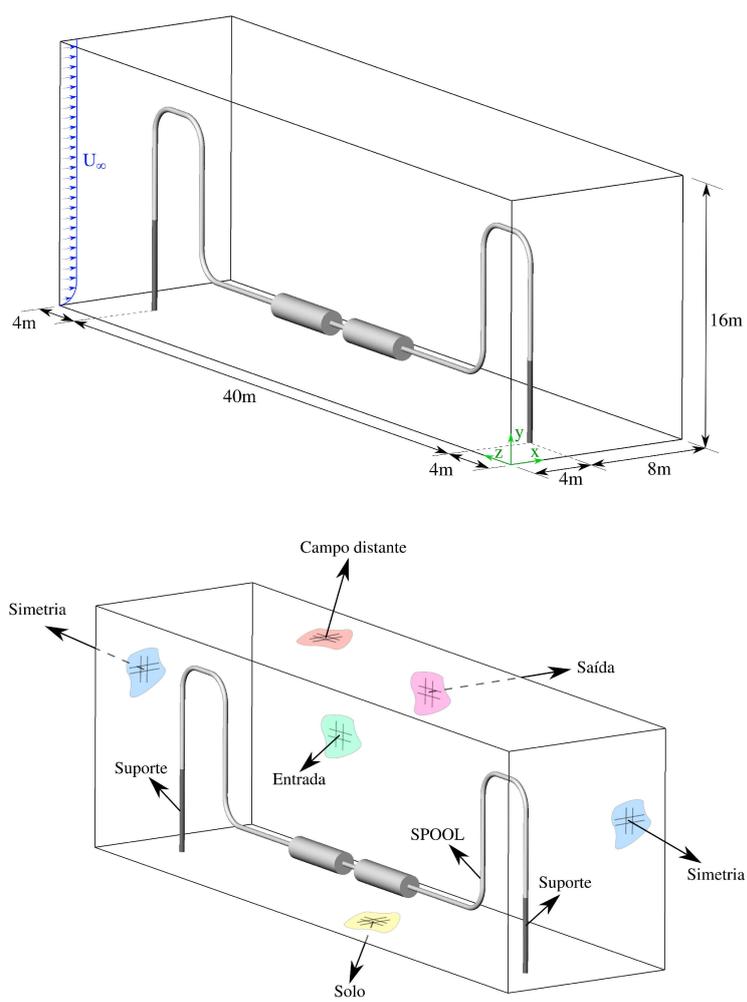
De acordo com a literatura, para um número de Reynolds igual a 100, o escoamento sobre um cilindro não transiciona para turbulento, de modo que este permanece laminar com regiões de instabilidade. Por isso, não foi utilizado nenhum modelo para turbulência. As equações de Navier-Stokes e da continuidade foram discretizadas no tempo, pelo método IMEX, com o esquema SBDF, e no espaço, com o esquema CDS. A geometria do cilindro foi modelada com o método de fronteira imersa proposto por Roma e outros [78], utilizando o esquema MDF. As equações foram resolvidas com a biblioteca PETSc [1, 6].

O passo de tempo é obtido pelo código para manter o CFL igual a 0,5. O tempo total de simulação foi ajustado igual a 100 s, contudo, graças ao recurso disponível pelo MFSim, esses cálculos foram retomados, de forma que um tempo maior do que 100 s de simulação pôde ser obtido.

A presente dissertação tem por objetivo apresentar uma aplicação do método da coerência. O uso da função coerência teve, portanto, com o presente trabalho, o seu conceito estendido para formar o método da coerência, o qual é apresentado no Capítulo 7 a seguir.

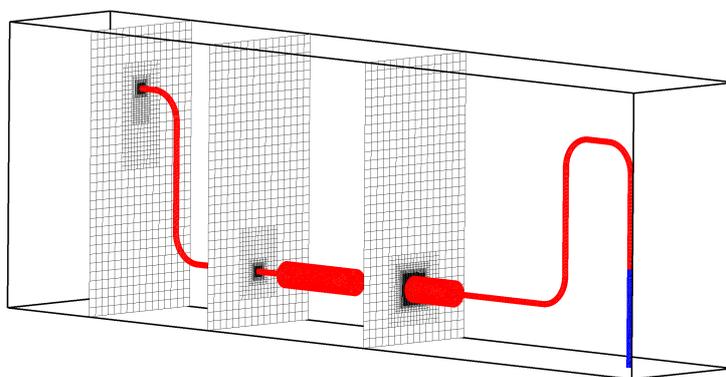
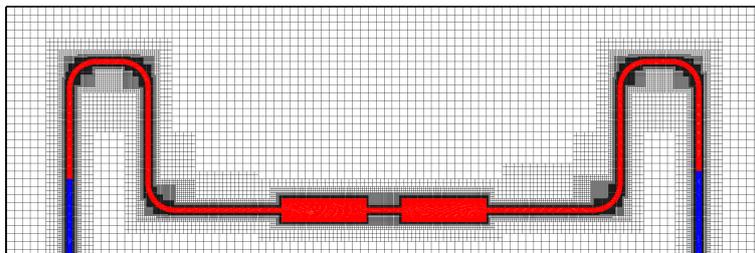
*O modelo 2-D utilizado nesta dissertação é, na verdade, o que se chama, em alguns pontos da literatura, de pseudo-2-D, de forma que o domínio de cálculo possui 1 volume finito na terceira dimensão.

Figura 6.2: Domínio de cálculo e condições de contorno.



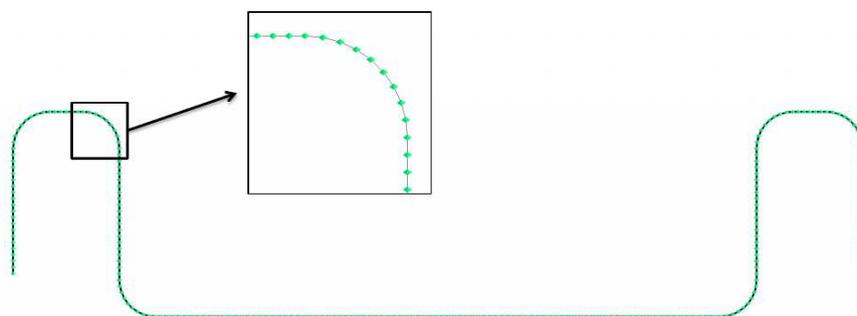
Fonte: Petrobras [73].

Figura 6.3: Malha computacional de volumes finitos.



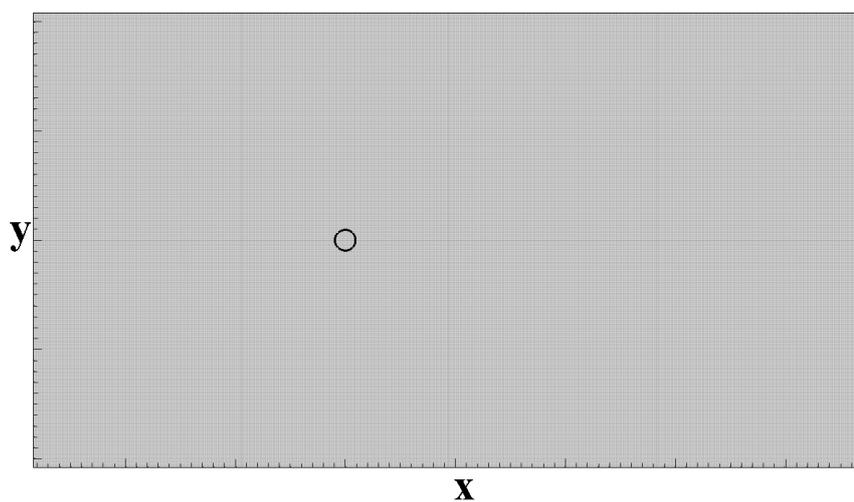
Fonte: Petrobras [73].

Figura 6.4: Malha computacional de elementos finitos.



Fonte: Petrobras [73].

Figura 6.5: Visualização do modelo computacional para as simulações 2-D.



Fonte: Acervo pessoal.

7 O método da coerência

A função coerência entre dois sinais temporais, $x(t)$ e $y(t)$, os quais representam processos randômicos, estacionários e ergódicos, pode ser definida em função do espectro cruzado e dos auto espectros dos sinais $x(t)$ e $y(t)$, da forma mostrada na Eq. 7.1 [9, 10].

$$\gamma_{xy}^2(f) = \frac{|G_{xy}(f)|^2}{G_{xx}(f)G_{yy}(f)} \quad 0 < \gamma_{xy}^2 < 1, \quad (7.1)$$

onde $\gamma_{xy}^2(f)$ é a função coerência entre os sinais $x(t)$ e $y(t)$, $G_{xy}(f)$ é a função densidade espectral unilateral entre os sinais $x(t)$ e $y(t)$, $G_{xx}(f)$ e $G_{yy}(f)$ são, respectivamente, as funções densidade espectral unilateral dos sinais $x(t)$ e $y(t)$ e f é a frequência em análise.

Portanto, cálculo da função coerência dos sinais $x(t)$ e $y(t)$ depende, essencialmente, dos cálculos de $G_{xx}(f)$, $G_{yy}(f)$ e $G_{xy}(f)$. A definição da função densidade espectral unilateral entre os sinais $x(t)$ e $y(t)$, pode ser dada pela forma mostrada na Eq. 7.2.

$$\begin{aligned} G_{xy}(f) &= 2S_{xy}(f) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} R_{xy}(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau & f \geq 0 \\ G_{xy}(f) &= 0 & f < 0 \end{aligned}, \quad (7.2)$$

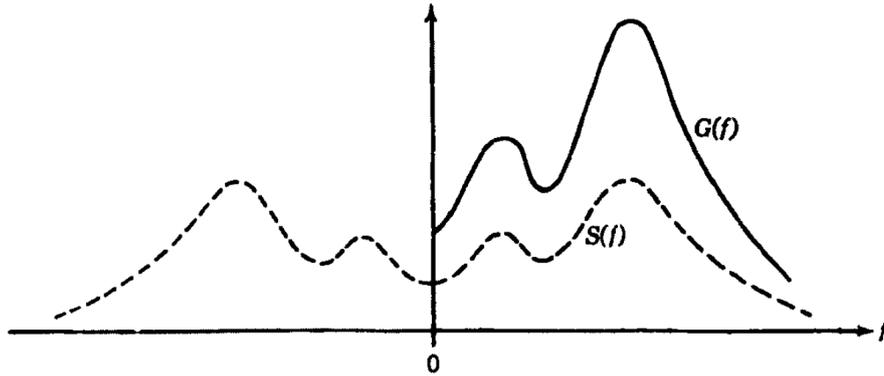
onde $S_{xy}(f)$ é a função densidade espectral bilateral entre os sinais $x(t)$ e $y(t)$, a qual é obtida, por sua vez, pela transformada de Fourier da chamada função correlação entre os sinais $x(t)$ e $y(t)$. A função correlação entre os sinais $x(t)$ e $y(t)$ é definida pela Eq. 7.3.

$$R_{xy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t)y(t + \tau) dt, \quad (7.3)$$

onde T é o tempo total de amostragem dos sinais $x(t)$ e $y(t)$, t é a variável independente, que representa o tempo, e τ é o incremento no tempo. A relação entre $S_{xy}(f)$ e $G_{xy}(f)$ pode ser visualizada na Fig. 7.1. Ao realizar a transformada de Fourier do sinal $R_{xy}(\tau)$, segundo a definição mostrada na Eq. 7.2, é obtida a função densidade espectral bilateral, $S_{xy}(f)$, a qual é uma função par. Dessa forma, $G_{xy}(f)$ pode ser obtida dobrando o valor de $S_{xy}(f)$ para $f \geq 0$ e anulando o valor de $S_{xy}(f)$ para $f < 0$, como mostrado na Fig. 7.1, para $G(f)$ e $S(f)$ genéricas. De forma análoga,

as funções $G_{xx}(f)$ e $G_{yy}(f)$ são definidas pelas Eqs. 7.4 e 7.5, respectivamente.

Figura 7.1: Representação das funções densidade espectral uni ($G(f)$) e bilateral ($S(f)$) de um sinal qualquer.



Fonte: Bendat e Piersol [10].

$$\begin{aligned} G_{xx}(f) &= 2S_{xx}(f) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} R_{xx}(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau & f \geq 0 \\ G_{xx}(f) &= 0 & f < 0, \end{aligned} \quad (7.4)$$

$$\begin{aligned} G_{yy}(f) &= 2S_{yy}(f) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} R_{yy}(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau & f \geq 0 \\ G_{yy}(f) &= 0 & f < 0, \end{aligned} \quad (7.5)$$

onde as funções auto correlação dos sinais $x(t)$ e $y(t)$ são dadas pelas Eqs. 7.6 e 7.7, respectivamente.

$$R_{xx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t)x(t+\tau) dt, \quad (7.6)$$

$$R_{yy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T y(t)y(t+\tau) dt. \quad (7.7)$$

Nesta seção, apresentou-se a formulação matemática que descreve o cálculo da função coerência, definida segundo dois sinais $x(t)$ e $y(t)$ contínuos. Contudo, na presente dissertação foi utilizado o método de Welch, que será detalhado a seguir. Mais detalhes sobre a teoria apresentada nesta seção são apresentados por Bendat e Piersol [9, 10].

7.1 O método de Peter Welch

O método de Peter Welch, ou método de Welch, é um dos métodos utilizados para o cálculo discreto das funções de densidade espectrais G_{xx} , G_{yy} e G_{xy} . Esse método consiste em dividir os sinais discretos $x(t)$ e $y(t)$ em segmentos de mesmo comprimento e , para cada segmento deve ser calculado o periodograma modificado correspondente. Posteriormente, calculando-se a média desses periodogramas o espectro de potência do sinal é então estimado.

Para entender como funciona esse método, considera-se $X(j)$, $j = 0, \dots, N - 1$ como um sinal amostrado qualquer, onde N é o tamanho do sinal. Dividindo esse sinal em segmentos, possivelmente sobrepostos, de mesmo tamanho L , sendo o ponto de início desses segmentos D unidades a frente do ponto final do segmento anterior. O primeiro segmento é dado pela Eq. 7.8, o segundo é dado pela Eq. 7.9 e o K -ésimo segmento é definido pela Eq. 7.10.

$$X_1(j) = X(j) \quad j = 0, \dots, L - 1, \quad (7.8)$$

$$X_2(j) = X(j + D) \quad j = 0, \dots, L - 1, \quad (7.9)$$

$$X_K(j) = X(j + (K - 1)D) \quad j = 0, \dots, L - 1, \quad (7.10)$$

A divisão do sinal é ilustrada na Fig. 7.2. O método para estimar a densidade espectral de $X(j)$ é explicado a seguir. Para cada segmento de comprimento L é calculado o periodograma modificado. Assim, seleciona-se uma janela $W(j)$, $j = 0, \dots, L - 1$ e formam-se as seqüências $X_1(j)W(j)$, \dots , $X_K(j)W(j)$. Posteriormente, computam-se $A_1(n)$, \dots , $A_K(n)$, que são as transformadas discretas de Fourier destas seqüências, da forma mostrada pela Eq. 7.11.

$$A_k(n) = \frac{1}{L} \sum_{j=0}^{L-1} X_k(j)W(j)e^{\frac{-2\pi i j n}{L}}, \quad (7.11)$$

onde $i = \sqrt{-1}$. Feito isso, o próximo passo consiste em obter os K periodogramas modificados da forma mostrada na Eq. 7.12.

$$I_k(f_n) = \frac{L}{U} |A_k(n)|^2 \quad k = 1, 2, \dots, K, \quad (7.12)$$

onde $f_n = \frac{n}{L}$ com $n = 0, \dots, \frac{L}{2}$ e U é definido da forma mostrada na Eq. 7.13.

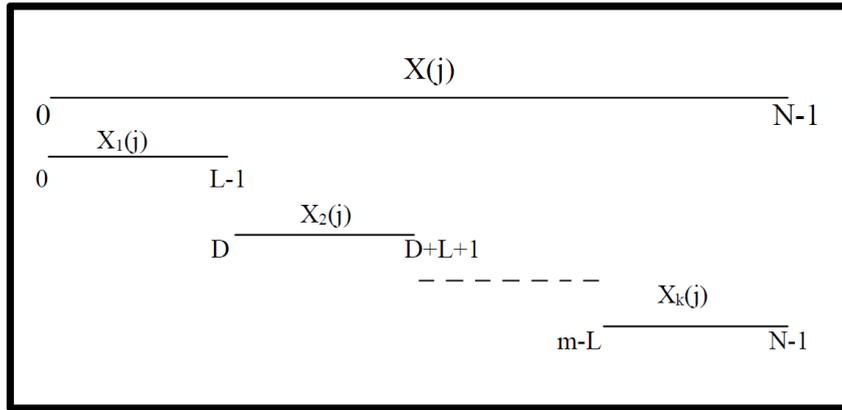
$$U = \frac{1}{L} \sum_{j=0}^{L-1} W^2(j). \quad (7.13)$$

Com isso, a estimativa para o espectro de potência de $X(j)$ é obtida tomando-se a

média desses periodogramas, como mostrado na Eq. 7.14.

$$P(f_n) = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K I_k(f_n). \quad (7.14)$$

Figura 7.2: Ilustração da segmentação do sinal $X(j)$.



Fonte: Welch [98].

Com isso, foi brevemente descrito o método de Welch utilizado na presente dissertação. O método completo é apresentado por Peter Welch [98]. A seguir, será apresentada a interpretação física que se pode obter a partir da aplicação do método da coerência no contexto de um problema físico.

7.2 Significado físico da coerência

A Eq. 7.1 indica que o valor da função coerência varia de 0 a 1. O significado físico do valor da função coerência é explicado a seguir. Ao se estudarem dois sinais temporais $x(t)$ e $y(t)$, amostrados a partir de eventos físicos randômicos, estacionários e ergódicos, considerando uma frequência f , que deve estar contida em ambos sinais, se o valor da coerência entre esses dois sinais, avaliada para essa frequência f , for igual a unidade, isso significa que ambos sinais estão coerentes para aquela frequência f .

Em outras palavras, esses sinais podem estar sendo gerados a partir de uma mesma fonte de excitação ou podem caracterizar uma relação de causa e efeito, mas essas conclusões são essencialmente dependentes da frequência f , de forma que, ao mudar o valor da frequência, as conclusões obtidas para a nova frequência f podem não ser as mesmas, necessitando nova avaliação da Eq. 7.1 para constatar o quão coerentes estão os sinais para este novo valor da frequência f .

Do outro extremo, se o valor da coerência entre esses dois sinais, avaliada para uma frequência f for igual a zero, significa que esses sinais são incoerentes na frequência f , ou seja, ambos sinais estão completamente desvinculados fisicamente um do outro. Ainda, um valor de coerência nulo pode indicar uma relação não-linear entre as variáveis $x(t)$ e $y(t)$.

7.3 Proposta desta dissertação

Com base nos conceitos apresentados nas seções 1–3 do presente Capítulo 7, eis a proposta desta dissertação. A partir da saída de dados de uma dada simulação numérica da interação fluido-estrutura de um modelo virtual, pode-se calcular, por meio da transformada rápida de Fourier, as frequências nas quais o modelo estrutural é excitado. Com essa informação, é possível calcular a coerência entre um ponto do modelo estrutural e todo o domínio de fluido do modelo. Os dados do domínio de fluido são armazenados ao longo da simulação utilizando sondas numéricas em uma quantidade representativa do domínio. Posteriormente, naqueles pontos onde não existem sondas numéricas, os seus valores de coerência são interpolados com os valores obtidos para as sondas mais próximas.

No caso desta dissertação, esse campo de coerência foi obtido para o modelo do sistema massa-mola e apenas a primeira frequência natural do modelo estrutural foi considerada. Percebe-se que, nesse caso, não foi necessária a obtenção da função coerência, mas apenas a obtenção de um valor da função, onde $x(t)$ é o sinal temporal do modelo estrutural e $y(t)$ é o sinal temporal da sonda numérica. Esse procedimento foi realizado para todas as sondas numéricas para obter o campo de coerência. Ainda, no caso dessa dissertação, para representar $x(t)$ e $y(t)$ foram utilizados os sinais temporais das velocidades resultantes, respectivamente, do modelo estrutural e do modelo fluidodinâmico.

Nota-se que o uso do método da coerência, na presente dissertação, foi aplicado a um modelo de interação fluido-estrutura bastante simples. No entanto, esse método pode ser aplicado em problemas mais complexos e em sinais temporais de outras variáveis além da velocidade.

7.4 Saída de dados do MFSim

Conforme exposto anteriormente, o MFSim foi utilizado para realizar todas as simulações apresentadas nesta dissertação. Por isso, é preciso fazer algumas observações quanto à saída de dados desta plataforma. O código MFSim utiliza uma metodologia de passo de tempo variável, contudo, o cálculo da transformada discreta de Fourier, que constitui uma das etapas do método de Welch, assume que o sinal possui passo de tempo constante, ou seja, assume que os pontos discretos são igual-

mente espaçados. Devido a isso, faz-se necessária a interpolação dos sinais para aplicação do método da coerência. No presente trabalho foi utilizada a função de interpolação ‘spline’ do MATLAB.

Posteriormente, foi adotado um critério para separar os regimes transiente e permanente dos sinais. Esse critério consistiu em dividir os sinais em segmentos e calcular o valor rms. Aqueles segmentos que apresentaram valores relativamente próximos foram selecionados como sendo o regime permanente e os demais foram admitidos para o regime transiente.

Ressalta-se, ainda, que o pós-processamento para aplicação do método da coerência foi realizado em um computador de processador Intel(R) Core(TM) i7-7500U CPU @ 2,7 GHz e 8 GB de memória RAM. Com este recurso, foram necessárias cerca de 14 horas de pós-processamento para obter todos os resultados.

O método da coerência não foi aplicado, nesta dissertação, para o caso do spool, pois devido ao elevado custo computacional exigido não foi possível simular o caso do spool no MFSim sem o artifício da malha adaptativa, mostrado no Capítulo 5. Com isso, o processo de remalhagem do MFSim contaminou com ruídos de baixas frequências os sinais temporais das sondas numéricas, impossibilitando a aplicação do método da coerência. Abaixo, apresenta-se a ideia geral, somente do cálculo da coerência, do algoritmo utilizado:

```
clear all; close all; fclose all; clc

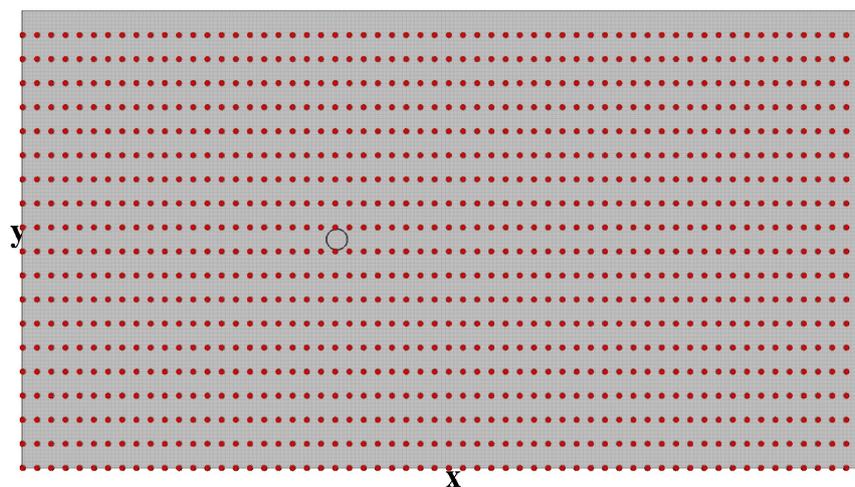
F = importdata("VelocidadeDoFluido.txt");
E = importdata("VelocidadeDoCilindro.txt");
f = importdata("FrequenciasObtidasDaSimulação.txt");
fs = importdata("FrequenciaDeAquisiçãoDosDadosDaSimulação.txt");
L = length(E); % comprimento dos vetores
window = hamming(L/8); % especifica o janelamento
noverlap = L/16; % especifica o número de segmentos (método de Welch)
nsondas = size(F,2); % quantidade de sondas

for i = 1:nsondas
    [c,f] = mscohere(F(:,i),E(:),window,noverlap,f,fs);
end
```

No algoritmo mostrado acima, ‘quantidade de sondas’ se refere a quantidade de sondas numéricas utilizadas para as simulações 2-D. Essas sondas têm a finalidade de armazenar os resultados do escoamento, de locais específicos do domínio de cálculo. A posição em que cada sonda é fixada é especificada em um arquivo de texto, que é lido pelo código. Ao longo da simulação, o código cria um arquivo

de texto para cada sonda, nos quais ele armazena as variáveis especificadas pelo usuário. Neste caso, foi configurado para que as sondas numéricas armazenassem os valores das velocidades do escoamento. A Fig. 7.3 ilustra o posicionamento das sondas numéricas no domínio de cálculo.

Figura 7.3: Sondas (pontos em vermelho) posicionadas no domínio de cálculo.



Fonte: Acervo pessoal.

Com isto, finaliza-se a apresentação da modelagem utilizada no presente trabalho. No Capítulo 8, a seguir, serão apresentados os resultados obtidos a partir das simulações 2-D.

8 Sistema massa-mola 2–D

Serão apresentados os resultados das simulações realizadas em duas dimensões. Primeiro, serão discutidos os resultados obtidos para os deslocamentos do cilindro nas direções x e y ao se variar a velocidade reduzida adimensional com os valores de 4, 4,3, 4,5, 6, 7,4, 7,5 e 8,5. Dessa forma, foram realizadas 7 simulações e, em todas elas, fixou-se o número de Reynolds igual a 100 e a massa adimensional igual a 10. Procurou-se reproduzir os resultados obtidos por Chern e outros [28].

8.1 Respostas temporais do cilindro

As Figs. 8.1 e 8.2 mostram os gráficos obtidos para os deslocamentos nas direções in-line e cross-flow em função do tempo adimensional. Chern e outros [28] apresentam esses resultados somente para os valores da velocidade reduzida iguais a 4 e 8,5. Esses resultados encontram-se bem semelhantes aos obtidos no presente trabalho. Contudo, Chern e outros [28] mostraram que para os valores da velocidade reduzida compreendidos entre 4 e 8,5, as oscilações do cilindro devem aumentar em amplitude, pois isto indica que está se aproximando da zona de lock-in. Isto não foi observado no presente trabalho. A explicação para isso consta no fato de que, na etapa de configuração do caso, se considerou a frequência natural do cilindro como sendo igual a $(k/m)^{1/2}$, onde k é a rigidez dos apoios nas direções x e y e m é a massa do cilindro.

Dessa forma, a frequência natural que se considerou, no presente trabalho, foi a frequência natural do cilindro no vácuo. Isto pode mostrar a importância que deve ser atribuída para o cálculo da frequência natural da estrutura imersa ao se realizarem análises desta natureza, pois pode significar a visualização ou não do fenômeno. Apesar de não terem sido observadas as grandes amplitudes de oscilação, características do lock-in, os resultados médios das Figs. 8.1 e 8.2 seguem o padrão obtido por Chern e outros [28]. Foi possível, ainda, obter o erro desses deslocamentos médios para os valores da velocidade reduzida iguais a 4 e 8,5, tomando como referência os valores obtidos por Chern e outros [28]. Para ambos valores da velocidade reduzida, esse erro foi de aproximadamente 7 %.

8.2 Modos de emissão das instabilidades do escoamento

A Fig. 8.3 exibe os iso-contornos da vorticidade na direção do eixo z . Estas imagens foram obtidas a partir dos campos de velocidade do escoamento e da posição do cilindro na última iteração realizada pelo código computacional utilizado para as simulações. Com a Fig. 8.3 é possível visualizar os modos de emissão das instabilidades de Kelvin-Helmholtz, que se formam devido a presença do cilindro. Comparando com os trabalhos de Chern e outros [28] e de Singh e Mittal [87], os resultados obtidos no presente trabalho são qualitativamente equivalentes. Entretanto, para $U_R^* = 4,5$ (Fig. 8.3 (c)), Chern e outros [28] observaram o modo de emissão C(2S). Em contrapartida, Singh e Mittal [87] obtiveram o modo 2S, igual ao obtido no presente trabalho.

O modo de emissão C(2S) é caracterizado por um escoamento do tipo esteira, na região imediatamente posterior ao cilindro, e, na região mais à jusante, as estruturas contrarrotativas não possuem mais a configuração alternada do modo 2S, mas aquelas de sinal negativo são aglutinadas numa região superior e as de sinal positivo são aglutinadas numa região inferior, e a propagação se dá de forma sequencial [28, 87]. De acordo com Chern e outros [28] e Singh e Mittal [87], o modo de emissão C(2S) é um modo característico do lock-in. Por isso, no presente trabalho, esse modo de emissão não foi observado, pois os resultados das Figs. 8.1 e 8.2 mostram que o lock-in não ocorreu para nenhum dos valores da velocidade reduzida adimensional considerados.

Podem-se observar, na Fig. 8.3, que as isolinhas dos campos de vorticidade aparecem na região interna da fronteira imersa, que representa o cilindro imerso. Isto se deve ao fato de que o método da fronteira imersa utilizado nas simulações envolve a utilização de um único domínio euleriano de cálculo. Esse domínio euleriano preenche o interior da fronteira imersa e coexiste com a malha lagrangiana. Tão logo, o escoamento interior à fronteira imersa se trata de um escoamento complementar, cuja solução é necessária para que se imponha corretamente a condição de contorno na interface. Outro ponto a ser destacado é a dimensão do domínio, na direção x , inferior, no presente trabalho, em relação às dimensões relatadas por Chern e outros [28] e Singh e Mittal [87]. No presente trabalho foram definidos 25 diâmetros à jusante da posição inicial do cilindro e nos trabalhos de Chern e outros [28] e Singh e Mittal [87] foram definidos 20 diâmetros a mais.

Ao que os resultados da fluidodinâmica indicam, isto não deve afetar os resultados obtidos para o escoamento, até pelo motivo do baixo valor do número de Reynolds ($Re = 100$), significando que o escoamento não transiciona para o regime turbulento. Uma vez que o escoamento não se torna turbulento, as condições de contorno utilizadas na saída do domínio de cálculo são suficientes para a conver-

gência dos resultados. Por outro lado, como será visto mais adiante, isto pode ter afetado a resposta do cilindro. Nota-se, ainda, na Fig. 8.3, a forma que a variação de U_R^* influenciou a interação fluido-estrutura. Quando a velocidade reduzida adimensional aumenta, o sistema esteira-cilindro sofre uma translação no sentido positivo do eixo x . Em um dado instante de tempo essa translação cessa e o cilindro assume uma posição média, em torno da qual ele continua a oscilar. Nesse ponto, a simulação atinge o regime permanente.

8.3 Considerações sobre o fenômeno lock-in

A Fig. 8.4 mostra como a razão entre a frequência adimensional de emissão das instabilidades de Kelvin-Helmholtz e a frequência natural do cilindro varia em função do valor atribuído para a velocidade reduzida adimensional. A linha sólida diagonal apresenta os resultados obtidos por Roshko [79] para o caso de um cilindro estacionário. O presente trabalho e o trabalho de Chern e outros [28] dizem respeito à interação fluido-estrutura, ou seja, quando o escoamento induz a movimentação do cilindro. Diferente dos resultados obtidos por Chern e outros [28], para os valores da velocidade reduzida iguais a 4,5 e 7,4, os resultados do presente trabalho se ajustaram à curva de Roshko [79]. Dessa forma, o fenômeno lock-in não poderia ser observado nos resultados do presente trabalho, para os valores da velocidade reduzida iguais a 4,5 e 7,4, e, de fato, não o foram.

Ainda, conforme se observa na Fig. 8.4, Chern e outros [28] afirmam que o fenômeno lock-in ocorre para uma faixa de valores de U_R^* . No entanto, devido à má predição de f_n^* , nos resultados do presente trabalho não se observa esta região de lock-in na Fig. 8.4.

O ponto central da Fig. 8.4, correspondente a $U_R^* = 6$, chama atenção pelo fato de representar 3 fenômenos físicos diferentes no mesmo ponto. Referindo-se ao trabalho de Chern e outros [28], esse ponto representa uma configuração dentre as possíveis para o lock-in plenamente caracterizado. Com relação ao trabalho de Roshko [79], esse ponto representa o único valor da velocidade reduzida para o qual $f_v^* = f_n^*$, embora o cilindro permaneça estacionário. Por último, com relação ao presente trabalho, esse ponto representa um falso positivo da ocorrência do lock-in.

De fato, os resultados mostram que o lock-in não ocorre para $U_R^* = 6$, mas o resultado mostrado na Fig. 8.4 constata que o fenômeno lock-in deveria ter ocorrido. Entretanto, a frequência natural utilizada para computar o resultado da Fig. 8.4 não é a frequência natural do cilindro imerso, mas a frequência natural do cilindro no vácuo, o que acaba por não ser a frequência natural do sistema dinâmico que está sendo analisado. Ainda, observando a Fig. 8.4, fora da faixa de lock-in, caracterizada por Chern e outros [28], o sistema se comporta como no caso de um cilindro estacionário, ajustando-se bem à curva de Roshko [79]. Isso ocorreu tanto

para os resultados do presente trabalho quanto para os resultados obtidos por Chern e outros [28].

A Fig. 8.5 mostra os valores obtidos para o coeficiente de arrasto médio e para o coeficiente de sustentação rms em função dos valores atribuídos para a velocidade reduzida adimensional. Esses resultados reforçam as conclusões observadas na análise anterior. Os valores obtidos para os coeficientes, divergem significativamente daqueles encontrados por Chern e outros [28], quando U_R^* se iguala a 4,5 e 6, ou seja, para os valores de U_R^* contidos na região de lock-in.

A Fig. 8.5 indica que o sistema estudado por Chern e outros [28] retorna para o comportamento de cilindro estacionário quando $U_R^* = 7,4$. De acordo com esses autores, a magnitude das oscilações do sistema, na região de lock-in, é máxima quando $U_R^* = 4,5$, ou seja, corresponde ao menor valor de U_R^* contido na faixa de lock-in. Quando a velocidade reduzida aumenta gradualmente a partir de 4,5, a magnitude das oscilações do sistema diminui também gradualmente até que, no limite superior da faixa ($U_R^* = 7,4$), a magnitude das oscilações atinge o menor valor possível da zona de lock-in e, a partir desse valor, um ligeiro aumento de U_R^* retira o sistema da zona de lock-in [28].

Conforme explicado anteriormente, quando o sistema dinâmico encontra-se fora da zona de lock-in, o seu comportamento se assemelha àquele obtido para cilindros estacionários. Dessa forma, na Tab. 8.1 são mostrados os valores obtidos por vários autores [4, 28, 82, 87] para os coeficientes de arrasto médio e de sustentação rms e para o número de Strouhal. Esses valores, obtidos no presente trabalho, também são mostrados na Tab. 8.1. Deve ser mencionado que os valores, apresentados na Tab. 8.1, dos autores Anagnostopoulos [4], Shiels e outros [82] e Singh e Mittal [87] são providos de estudos com cilindros estacionários, sendo que, apenas os resultados do presente trabalho e de Chern e outros [28] foram obtidos de estudos da interação fluido-estrutura.

Segundo Chern e outros [28], os valores apresentados por esses autores (Tab. 8.1), foram obtidos por meio da média dos valores apresentados na Fig. 8.5, envolvendo somente os pontos de fora da zona do lock-in. Com relação ao coeficiente de sustentação rms, os valores obtidos por todos os autores, exceto o presente trabalho, encontram-se na faixa de valores entre 0,25 e 0,33. Contudo, no presente trabalho, obteve-se um valor subestimado de 0,16 (Tab. 8.1). O inverso ocorreu para o coeficiente de arrasto médio, para o qual todos os autores apresentaram valores na faixa de 1,20 até 1,35 e, o resultado obtido pelo presente trabalho foi superestimado em 1,50 (Tab. 8.1). Possivelmente, a dimensão de 25 diâmetros à jusante da posição inicial do cilindro, configurada para as simulações apresentadas, pode ter afetado os cálculos desses coeficientes. Apesar disso, o número de Strouhal obtido no presente trabalho, encontra-se satisfatoriamente estimado, quando comparado aos dois trabalhos mais recentes de Singh e Mittal [87] e Chern e outros [28] (Tab. 8.1).

Tabela 8.1: Comparação dos resultados para um cilindro estacionário e $Re = 100$.

Trabalho	$C_{L,rms}$	\bar{C}_D	St
Anagnostopoulos, 1994 [4]	0,27	1,20	0,167
Shiels <i>et al.</i> , 2001 [82]	0,33	1,33	0,167
Singh e Mittal, 2005 [87]	0,25	1,35	0,163
Chern <i>et al.</i> , 2014 [28]	0,25	1,35	0,163
Presente trabalho	0,16	1,50	0,163

8.4 Resultados para o campo de coerência

Foram calculados, a partir dos resultados das simulações, os campos da coerência entre as magnitudes das velocidades resultantes do cilindro e do escoamento. Esses campos são mostrados na Fig. 8.6 para todos os valores da velocidade reduzida adimensional. Na Fig. 8.6, mostra-se todo o domínio de cálculo considerado nas simulações. Também, na Fig. 8.6, mostram-se o cilindro, na sua posição média, e as cores indicam os valores obtidos para a coerência em cada ponto do domínio de cálculo.

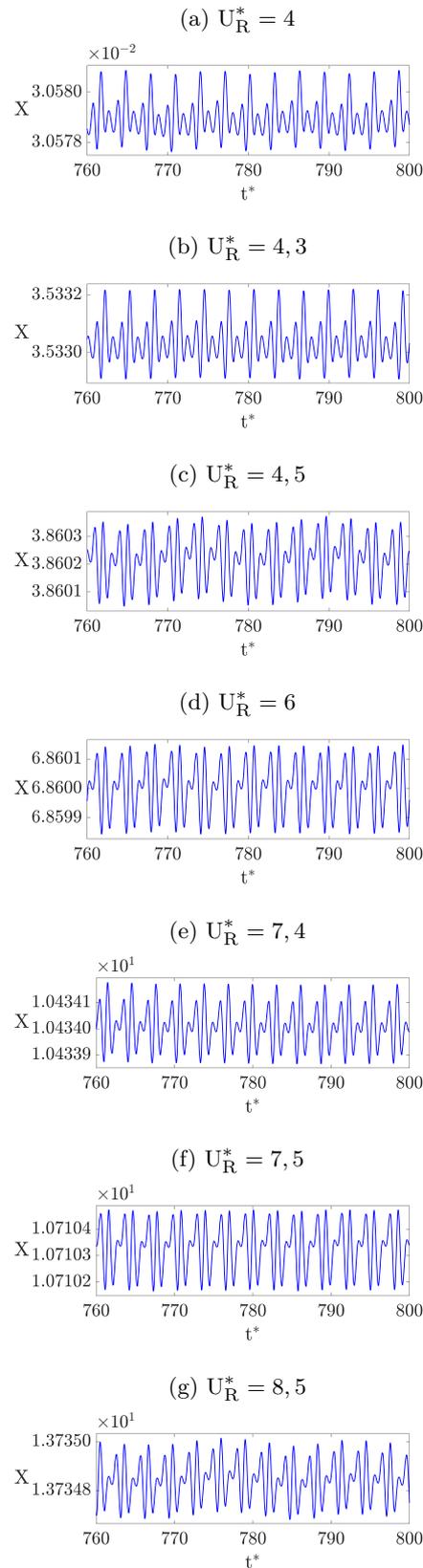
Nota-se, na Fig. 8.6 que a região onde a coerência é superior a 0,8, corresponde à região dominada pelas instabilidades de Kelvin-Helmholtz na esteira do escoamento. Por outro lado, todas as demais regiões do domínio são associadas a valores menores do que 0,2 para a coerência (Fig. 8.6). Conforme a definição de coerência, isto significa que a fluidodinâmica das instabilidades interage com o cilindro de maneira mais intensa em relação à região ausente de instabilidades. Ainda, a região externa à esteira influencia de forma praticamente insignificante a resposta dinâmica do cilindro para os casos do presente estudo.

Entretanto, não é possível elaborar conclusões generalistas a partir desses fatos, pois, no presente trabalho, estudou-se somente a variação da velocidade reduzida adimensional, com o número de Reynolds constante e igual a 100. Assim, considerando escoamentos do tipo esteira que são formados ao passarem por um corpo rombudo, o valor admitido para o número de Reynolds não é suficiente para observar os efeitos da turbulência. Além disso, uma vez que não se conseguiu, no presente trabalho, reproduzir o fenômeno lock-in, tornam-se ainda mais específicas as conclusões obtidas.

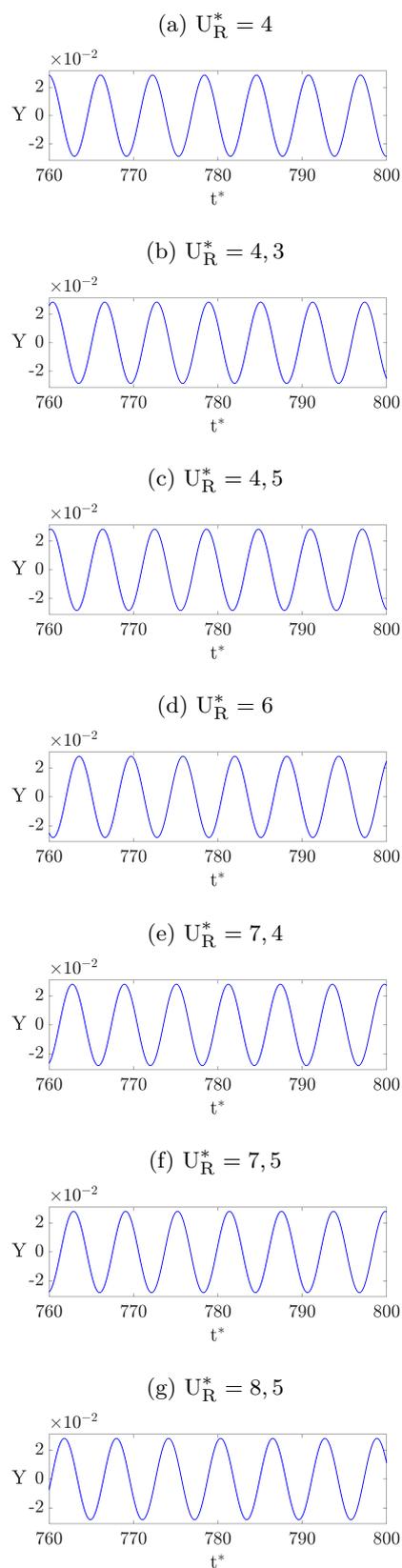
De acordo com os resultados apresentados na Fig. 8.6, a resposta do cilindro depende, fortemente, do quanto se resolve a região da esteira à jusante. Isto se torna ainda mais evidente à medida que se aumenta o valor de U_R^* , pois ocorre maior redução do tamanho da esteira à jusante que será resolvida. Portanto, esses resultados mostram que contornar custos computacionais truncando a região da esteira, ou resolvendo a esteira por completo mas empregando malhas grosseiras, irá comprometer mais a resposta que se deseja obter para a estrutura imersa do que trabalhando a redução dos custos computacionais com as demais regiões do domínio.

No Capítulo 9, a seguir, apresentam-se os resultados obtidos a partir das simulações 3-D.

Figura 8.1: Deslocamentos normalizados na direção in-line para $4 \leq U_R^* \leq 8,5$.

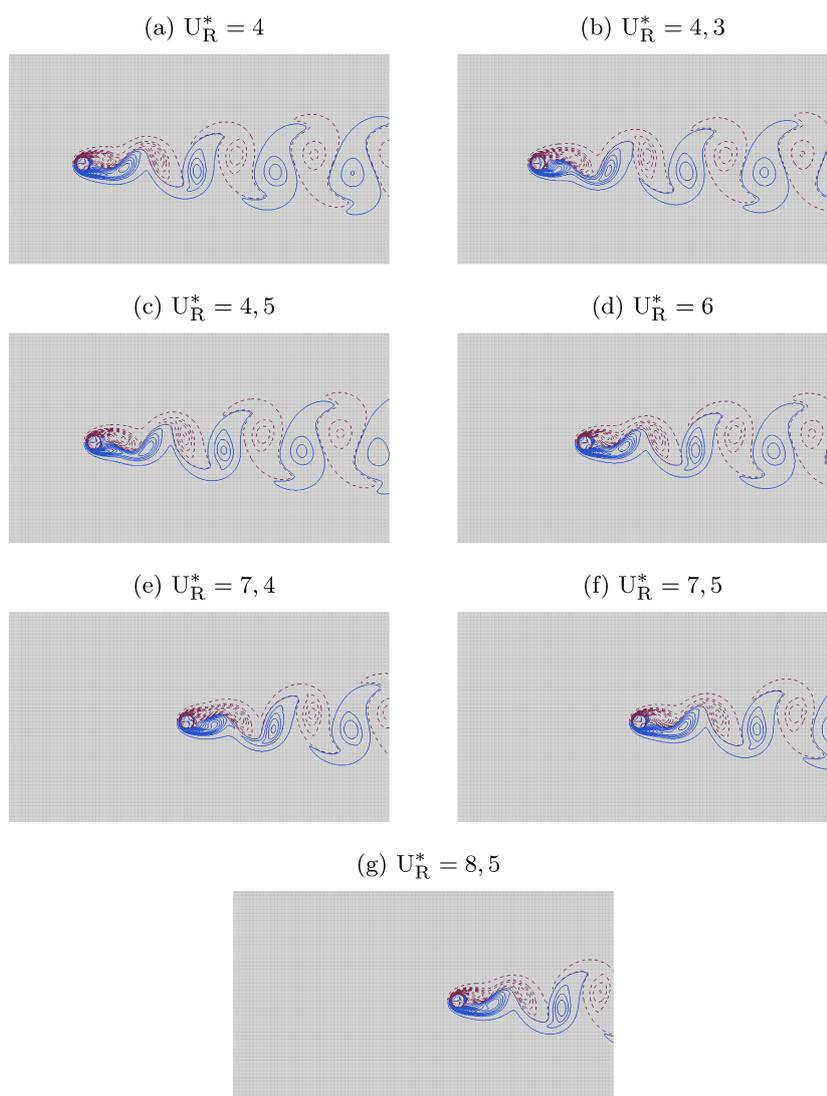


Fonte: Acervo pessoal.

Figura 8.2: Deslocamentos normalizados na direção cross-flow para $4 \leq U_R^* \leq 8,5$.

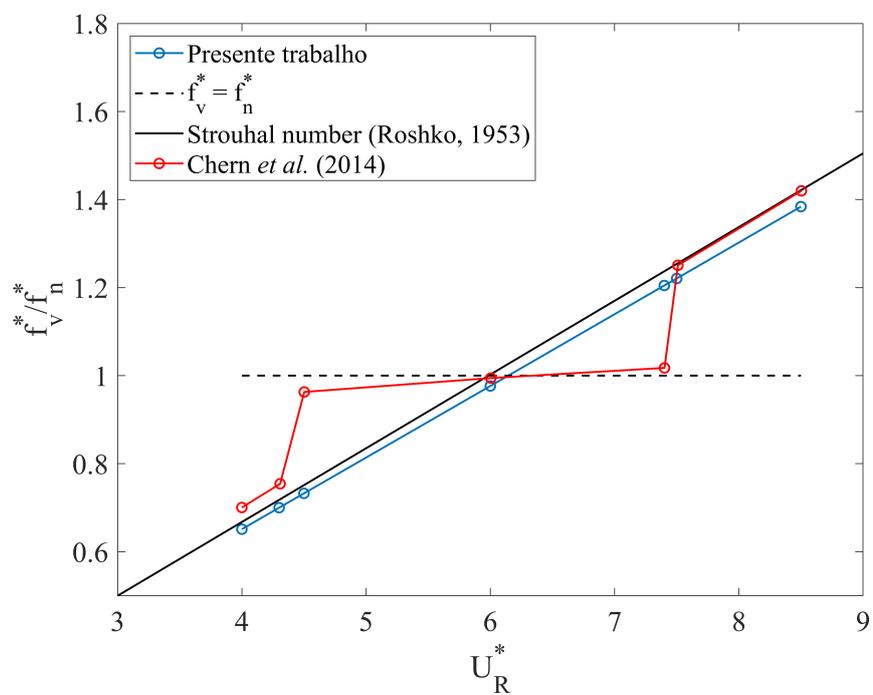
Fonte: Acervo pessoal.

Figura 8.3: Modos de emissão das instabilidades do escoamento para vários valores da velocidade reduzida. As linhas tracejadas indicam iso-contornos de vorticidade negativa e as linhas sólidas indicam iso-contornos de vorticidade positiva.



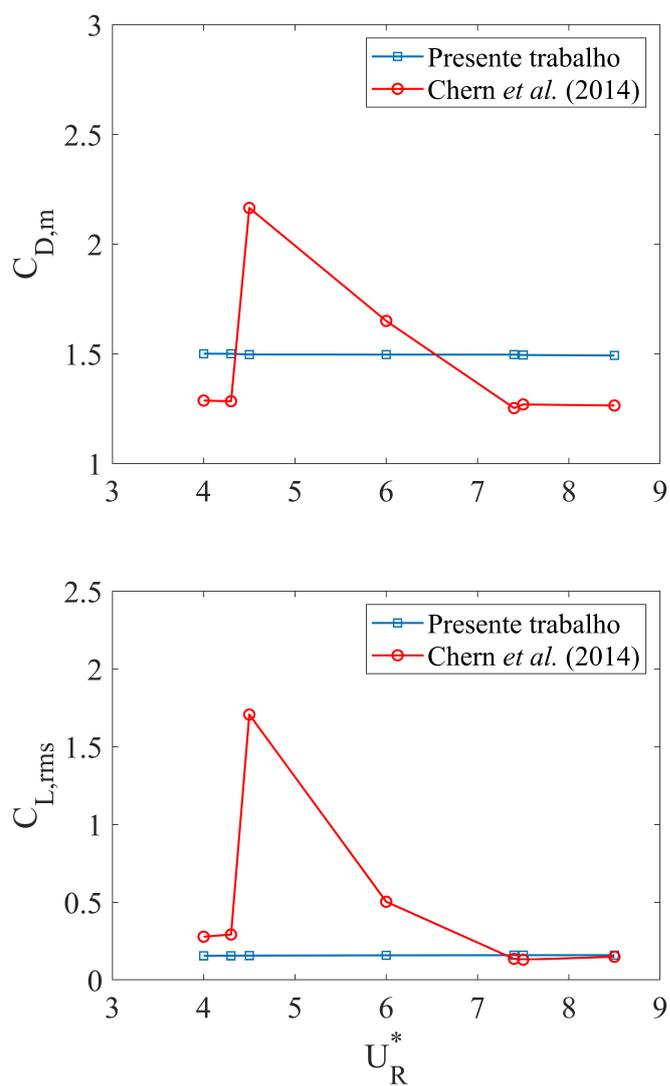
Fonte: Acervo pessoal.

Figura 8.4: Variação da razão das frequências de emissão das estruturas do escoamento e natural do cilindro com o aumento da velocidade reduzida. Comparação com os trabalhos de Chern e outros [28] e de Roshko [79].



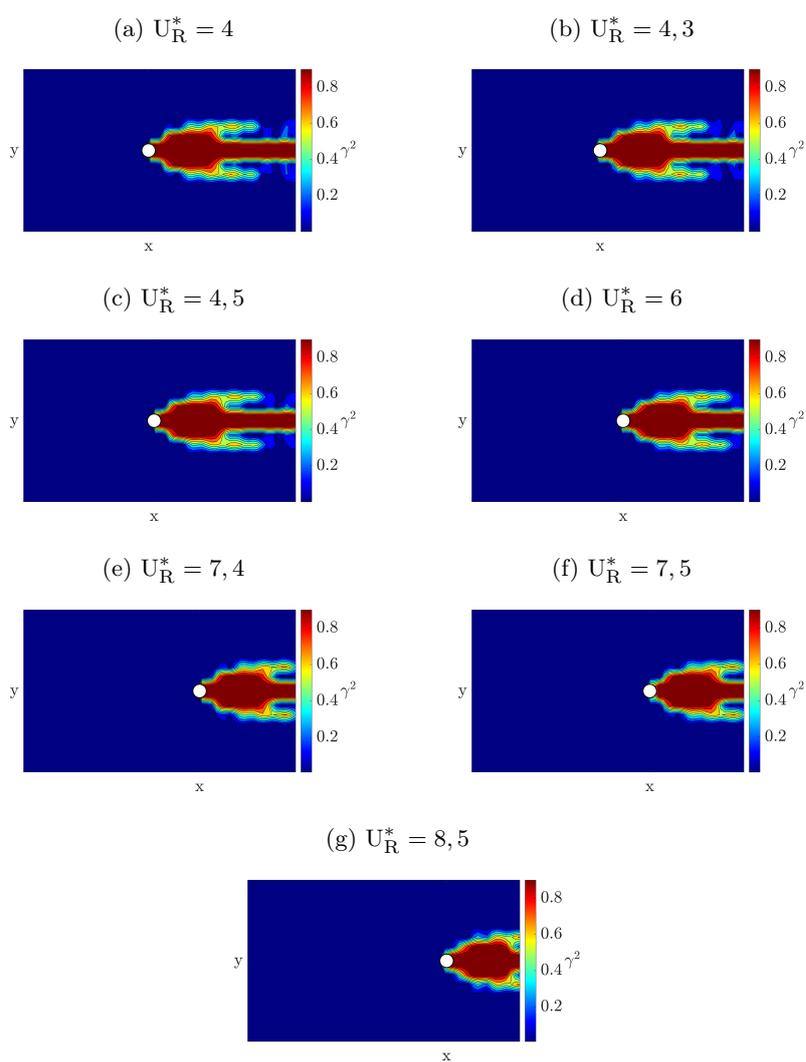
Fonte: Acervo pessoal.

Figura 8.5: Variação dos coeficientes de arrasto médio e de sustentação rms com o aumento da velocidade reduzida. Comparação com o trabalho de Chern e outros [28].



Fonte: Acervo pessoal.

Figura 8.6: Campos de coerência obtidos para vários valores da velocidade reduzida. Para cálculo da coerência, escolheu-se as magnitudes das velocidades resultantes.



Fonte: Acervo pessoal.

9 Spool 3–D

Serão apresentados os resultados obtidos para a simulação do spool e também um ensaio computacional para análise modal (pluck test) do spool. O pluck test constitui de uma ferramenta muito útil para análise de geometrias complexas, como é o caso do spool, porque a partir desta técnica é possível determinar as frequências naturais da estrutura, relevantes para a análise dinâmica. Apresentam-se, na seção a seguir, os resultados obtidos com o pluck test do spool.

9.1 Pluck test do spool

O pluck test realizado possui a mesma modelagem apresentada para o estudo de caso do spool. Contudo, no caso do pluck test, o fluido parte da condição inicial de repouso, assim como o spool. No instante $t = 0$ s, é aplicado um carregamento pontual no spool. No presente caso, esse carregamento foi aplicado na direção do eixo x e no sentido positivo deste, com o valor, para a magnitude, de 1×10^6 N. O ponto de aplicação desta carga foi o nó central da malha de elementos finitos do spool. A Fig. 9.1 mostra a evolução temporal das forças nas direções x , y e z , sendo aplicadas sobre a malha lagrangiana, que descreve a geometria 3–D do spool.

No gráfico para a direção x , mostrado na Fig. 9.1, constata-se que o carregamento, desta direção, possui maiores amplitudes de oscilação comparado com as demais direções. Ainda, observa-se o decaimento da força de excitação. Nesse caso, estão sendo analisados aproximadamente 200 s de simulação e, nos instantes finais, as amplitudes da carga já apresentam decaimento significativo das amplitudes de oscilação em relação às amplitudes nos instantes iniciais.

A Fig. 9.2 mostra as transformadas discretas de Fourier dos sinais mostrados na Fig. 9.1. Através da Fig. 9.2, constata-se que a maior parte do carregamento está excitando na frequência de 0,2478 Hz. Em menores amplitudes, da ordem de 1×10^{-1} N, tem-se, as frequências de 1,512 Hz e 2,028 Hz, na direção x , e uma frequência de 0,440 Hz, na direção y . As amplitudes mostradas nos picos do gráfico para a direção z da Fig. 9.3, apresentam valores muito pequenos.

Ao realizar a transformada discreta de Fourier do sinal temporal obtido para

o deslocamento na direção x , do ponto de aplicação da força, obteve-se o gráfico mostrado na Fig. 9.3. Evidentemente, a frequência natural do spool submerso de 0,2478 Hz na direção x foi obtida com o presente pluck test. Contudo, este resultado é muito pouco para uma análise modal completa desta estrutura, de forma que outro pluck test deve ser realizado para esse objetivo. Sugere-se, para esse novo pluck test, que o carregamento inicial tenha forças aplicadas nas três direções, para que se possam visualizar, nos resultados, as frequências naturais nas três direções. No apêndice A.2, podem ser encontrados todos os resultados obtidos com o pluck test apresentado nesta seção, os quais não foram apresentados aqui, pelo fato de não possuírem informações relevantes para análise.

Apesar disso, na seção a seguir, será utilizado o resultado apresentado nesta seção, para justificar o comportamento apresentado pelo spool nos resultados obtidos da simulação do estudo de caso.

9.2 Escoamento sobre o spool

Na sequência, serão apresentados os resultados estruturais obtidos para o spool e, posteriormente, serão discutidos os resultados obtidos para a fluidodinâmica. Ressalta-se que o presente estudo de caso se trata de um escoamento complexo. Ainda, não foram encontrados, na literatura, resultados para serem comparados com os obtidos neste trabalho.

9.2.1 Respostas temporais do spool

Na Fig. 9.5, visualizam-se as evoluções temporais dos deslocamentos de 7 pontos do spool, na direção do eixo x . As demais direções (y e z) não serão comentadas, na presente análise, pelo fato de terem apresentado deslocamentos muito pequenos. No entanto, estes resultados podem ser conferidos junto ao apêndice A.3.1. Na Fig. 9.4, são apresentadas as posições dos pontos do spool, considerados para a presente análise.

Observando-se a Fig. 9.5 é possível constatar que o ponto central do spool possui deslocamento médio da ordem de 1×10^{-2} m. Ainda, as amplitudes com as quais este ponto oscila, são da mesma ordem de grandeza do seu deslocamento médio. Também pode ser observado na Fig. 9.5 algo que já era esperado. Trata-se do fato de as amplitudes de oscilação dos deslocamentos, na direção x , diminuírem à medida que se afasta do centro (nó 7). Assim, as maiores oscilações são observadas no nó 7, depois, nos nós 3 e 4, na sequência, nos nós 2 e 5 e, finalmente, as menores amplitudes correspondem aos nós 1 e 6.

Na Fig. 9.6, mostram-se as evoluções temporais das forças nas direções x , y e z , que atuam sobre a malha lagrangiana do spool. De forma a condizer com os resultados para os deslocamentos nas direções y e z , o gráfico das forças, nessas

direções, mostram baixas amplitudes comparadas àquelas observadas no gráfico da força na direção x .

Em todos os gráficos da Fig. 9.6, pode-se visualizar alguns pontos em que a amplitude aumenta bruscamente. Isto se deve ao ruído do processo de remalhagem. No MFSim, esses ruídos não são presentes nas simulações em que a remalhagem é desligada. Esse fato se apresentou como um desafio, ainda em aberto, para a aplicação do método da coerência em casos simulados com remalhagem no MFSim.

A Figs. 9.7 e 9.8 mostram, respectivamente, as transformadas discretas de Fourier dos deslocamentos apresentados na Fig. 9.5 e das forças apresentadas na Fig. 9.6. Na Fig. 9.7, nota-se que as maiores amplitudes de oscilação dos sinais temporais dos deslocamentos correspondem a frequência de 0,25629 Hz. Ainda, na Fig. 9.8, visualiza-se que, nesta mesma frequência, ocorre a maior amplitude do carregamento, cuja direção é o eixo x .

Calculando-se a frequência de emissão das instabilidades do escoamento, f_v , simplificando para o caso de um cilindro estacionário ($St = 0,2$) de mesmo diâmetro externo do spool, tem-se o seguinte resultado:

$$St = \frac{f_v D}{u_\infty} \rightarrow f_v = 0,6176 \text{ Hz}$$

No entanto, esta frequência atua na direção CF, devido ao mecanismo de formação das instabilidades. Ainda, na direção IL atua o dobro dessa frequência, ou seja, 1,2352 Hz. No entanto, os resultados apresentados nesta seção não possuem amplitudes significativas nestas frequências (0,6176 Hz e 1,2352 Hz). Com isto, conclui-se que os mecanismos não-lineares da interação fluido-estrutura atuam de maneira ativa neste presente estudo de caso.

Os resultados do pluck test mostraram que a primeira frequência natural do spool submerso é de 0,2478 Hz. Esta frequência é muito próxima da frequência dominante da movimentação do spool (0,2563 Hz). Com isto, conclui-se que o carregamento que o escoamento exerce sobre o spool na direção IL pode ter excitado a primeira frequência natural do spool, o que pode justificar as amplitudes relativamente altas (da ordem de 1 cm) no ponto central do spool.

9.2.2 Resultados obtidos para a fluidodinâmica

Na Fig. 9.9, podem ser visualizadas as isosuperfícies do escoamento sobre a geometria do spool, descrita pela malha lagrangiana. São apresentadas várias vistas da simulação, isométrica, frontal, posterior, superior, lateral direita e lateral esquerda. Os resultados para as isosuperfícies do escoamento, apresentados na Fig. 9.9, foram obtidos durante o pós-processamento dos resultados, com a utilização do critério Q [85]. De fato, várias visualizações do escoamento são armazenados ao longo de toda a simulação, de modo que, esta que se visualiza na Fig. 9.9, foram obtidas na

última iteração calculada com a simulação.

Visualizando-se a Fig. 9.9, constata-se, como esperado, a complexidade do escoamento. Ao passar pelo spool, o escoamento transiciona rapidamente para turbulento, devido ao número de Reynolds elevado ($\approx 1,58 \times 10^5$), mas, mesmo assim, podem ser visualizadas algumas instabilidades conhecidas do processo de transição dos escoamentos do tipo esteira de Von Kármán.

Na vista superior da Fig. 9.9, visualizam-se as instabilidades que vão sendo formadas quando o escoamento passa pela região horizontal do spool. Com exceção da região que é fortemente influenciada pela presença dos flutuadores, a topologia desse escoamento se assemelha ao processo de transição de uma esteira de von Kármán, onde filamentos de Kelvin-Helmholtz tridimensionais são observados.

Na vista posterior da Fig. 9.9, visualiza-se que este mesmo processo não acontece na região em que o escoamento passa pelos flutuadores, de modo que se visualiza a rápida degeneração desta região em turbulência plena. Ainda, com esta mesma vista e com a vista frontal da Fig. 9.9, visualiza-se que esta região do escoamento adquire espessura suficiente para interagir diretamente com o solo marinho.

Nas vistas laterais da Fig. 9.9, visualizam-se, com riqueza de detalhes, as instabilidades características do processo de transição. Assim que o escoamento passa pelas barras verticais do spool, podem ser visualizadas as instabilidades do tipo ferradura de cavalo, caracterizadas por filamentos de Kelvin-Helmholtz que se dobram, ao mesmo tempo em que continuam o movimento de rotação inicial, produzindo estruturas contrarrotativas.

Para melhorar o entendimento do que está sendo visualizado na Fig. 9.9, são apresentadas as Figs. 9.10 e 9.11, nas quais são mostradas, respectivamente, as vistas lateral esquerda e superior. A vorticidade na direção y , mostrada na Fig. 9.10, permite reafirmar as conclusões anteriores. Pode-se observar que as instabilidades que se desprendem dos dois lados de uma mesma barra vertical do spool são de sinais opostos. As duas outras imagens, coloridas pelas vorticidades nas direções x e z , permitem reafirmar, com segurança, sobre o processo de transição mencionado. Na Fig. 9.10, as vorticidades nas direções x e z apresentam valores praticamente nulos nas instabilidades mais próximas do spool, e à medida que o escoamento se desenvolve, os efeitos tridimensionais, característicos da turbulência, podem ser constatados pela gama de cores visualizadas.

Ainda na Fig. 9.10, na imagem que se visualiza a vorticidade na direção y , nota-se que os filamentos das Kelvin-Helmholtz de mesmo sinal vão de encontro uns com os outros, para iniciar um processo de pareamento. Esse fenômeno foi numericamente constatado, pela primeira vez, por Silveira Neto [86], ao simular um escoamento complexo sobre um degrau. Na primeira imagem da Fig. 9.10, um círculo branco foi desenhado em uma região onde esse fenômeno pode ser visualizado.

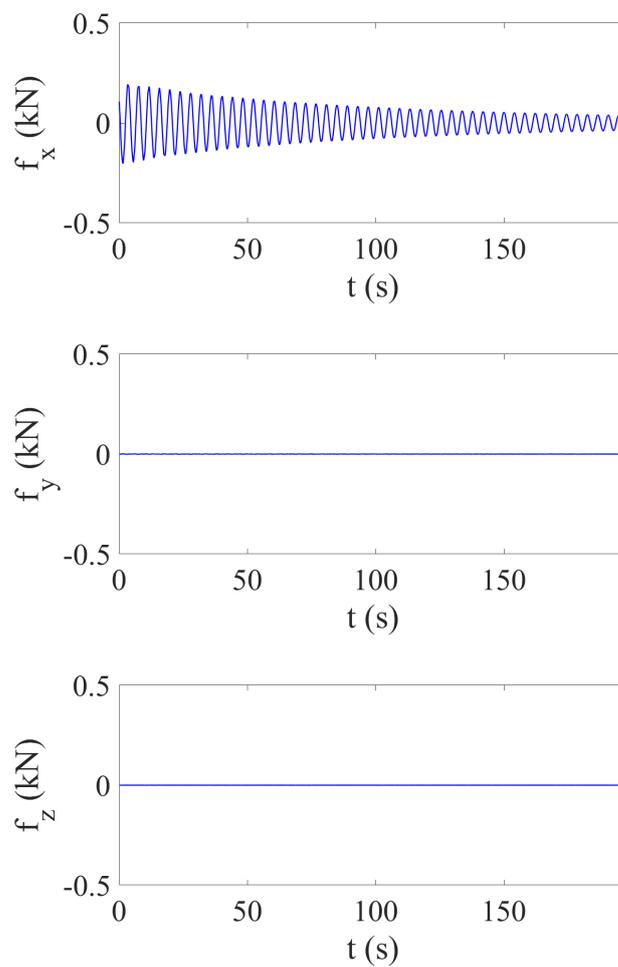
Na Fig. 9.11, as isosuperfícies, coloridas pelos valores da vorticidade na direção

z, sugerem a formação de esteiras com características de uma esteira de Von Kármán. As cores atribuídas para os valores das vorticidades nas direções x e y , nas regiões do escoamento em que as instabilidades surgem logo após o escoamento se desprender do spool, mostram valores próximos de zero.

No entanto, ao calcular o número de Reynolds para esse escoamento, utilizando como comprimento característico o diâmetro externo do spool (0,32385 m), obtém-se o valor de $Re_{D_s} = 1,58 \times 10^5$. Entretanto, ao utilizar como comprimento característico o diâmetro externo dos flutuadores, o valor que se obtém é de $Re_{D_f} = 7,3 \times 10^5$. Considerando um escoamento sobre um cilindro, a literatura considera que acima de $Re = 2,5 \times 10^5$ ocorre a crise do arrasto. A crise do arrasto é o fenômeno caracterizado pela transição da camada limite. Tão logo, para uma previsão correta, este fenômeno deve ser levado em consideração. De fato, sabe-se que esse fenômeno altera de forma significativa a fluidodinâmica e, portanto, deverá alterar os resultados do spool. No entanto, o custo computacional para a captura desse fenômeno mostrou-se como um fator limitante, impossibilitando a sua simulação. No apêndice A.3.2, são apresentadas várias visualizações do escoamento sobre o spool, provenientes da simulação cujos resultados foram apresentados no presente Capítulo 9.

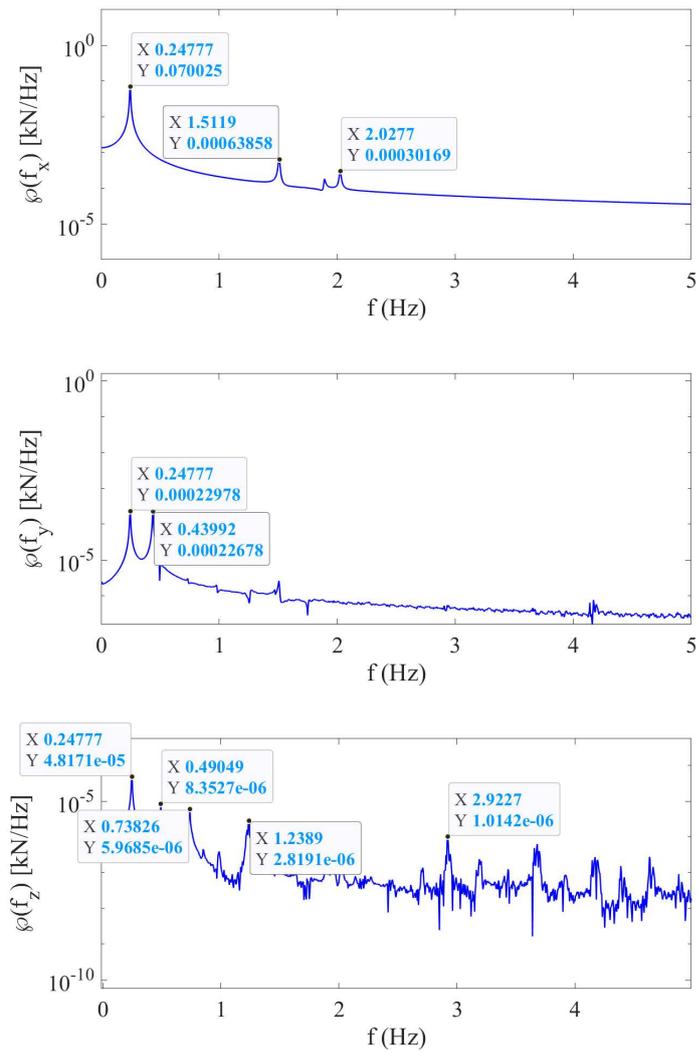
No Capítulo 10, a seguir, serão apresentadas as conclusões obtidas com este trabalho.

Figura 9.1: Evolução temporal das forças nas direções x, y e z, aplicadas sobre o spool durante o pluck test.



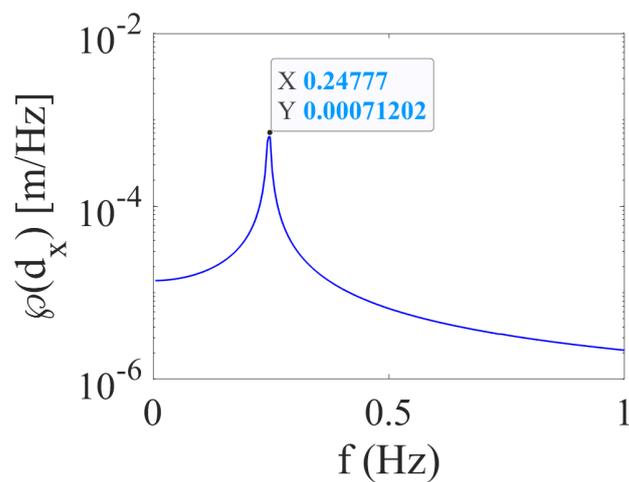
Fonte: Acervo pessoal.

Figura 9.2: Transformadas discretas de Fourier das forças aplicadas sobre o spool ao longo do pluck test, com alguns pontos destacados.



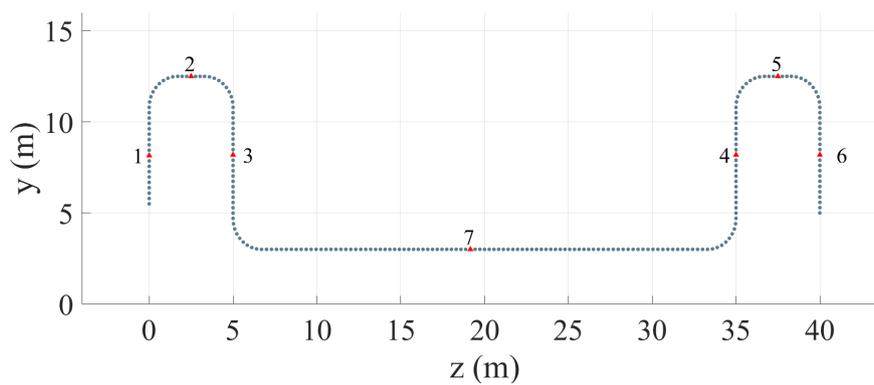
Fonte: Acervo pessoal.

Figura 9.3: Transformada discreta de Fourier do deslocamento na direção x do ponto de aplicação da carga para execução do pluck test do spool.



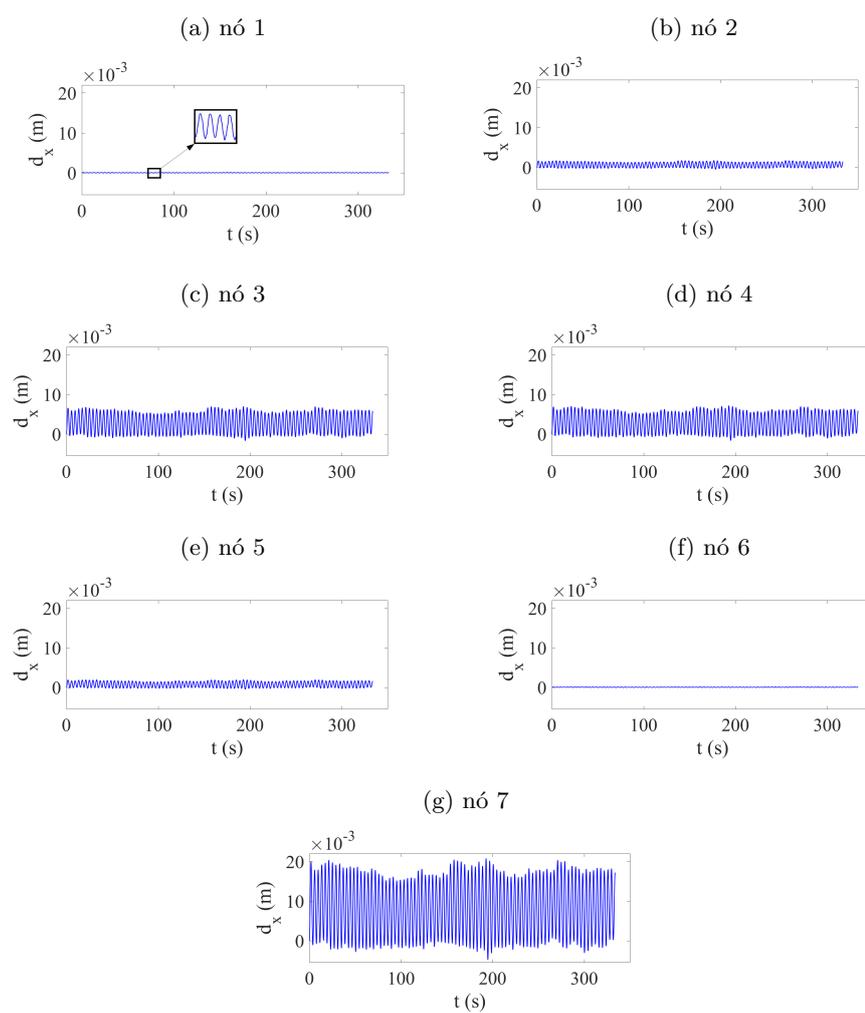
Fonte: Acervo pessoal.

Figura 9.4: Nós 1 ao 7, utilizados para análise dos resultados da simulação do spool. A posição dos nós está indicada pela numeração e pelos triângulos em vermelho.



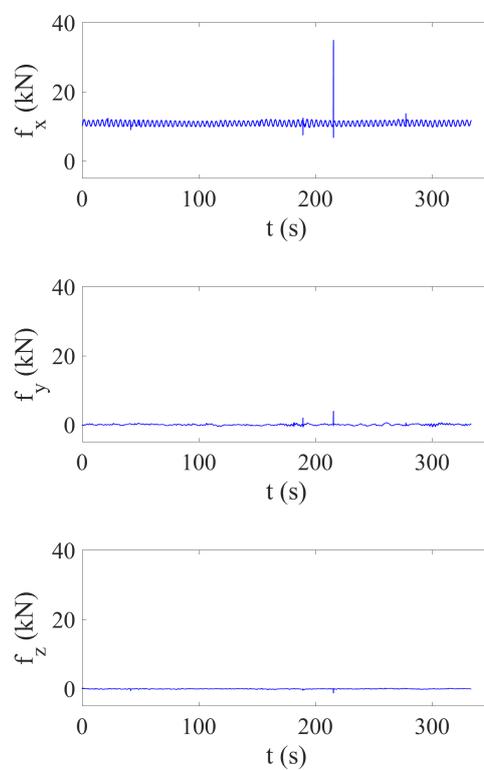
Fonte: Acervo pessoal.

Figura 9.5: Deslocamentos na direção x em função do tempo de 7 nós do spool ao longo da simulação do estudo de caso.



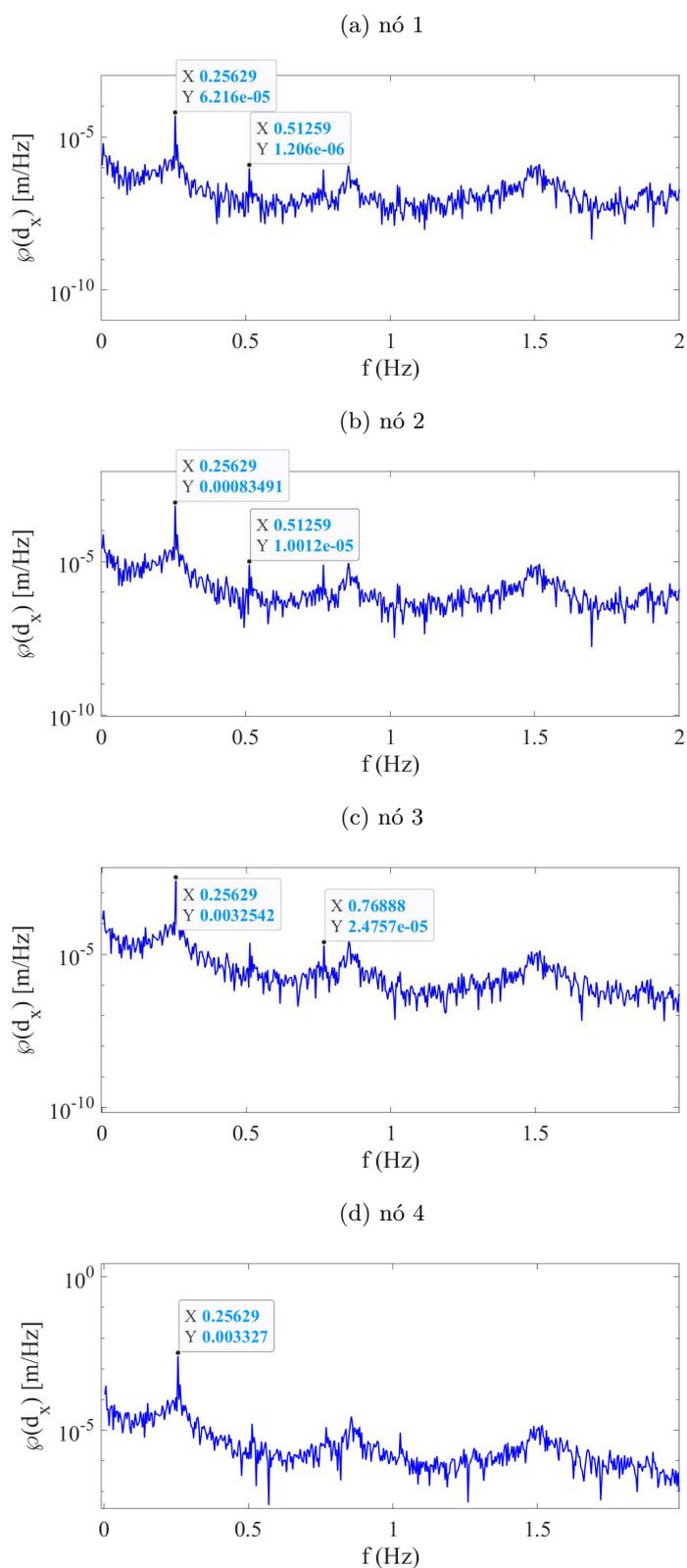
Fonte: Acervo pessoal.

Figura 9.6: Variação das forças nas direções x, y e z em função do tempo, aplicadas pelo escoamento sobre o spool durante a simulação do estudo de caso.



Fonte: Acervo pessoal.

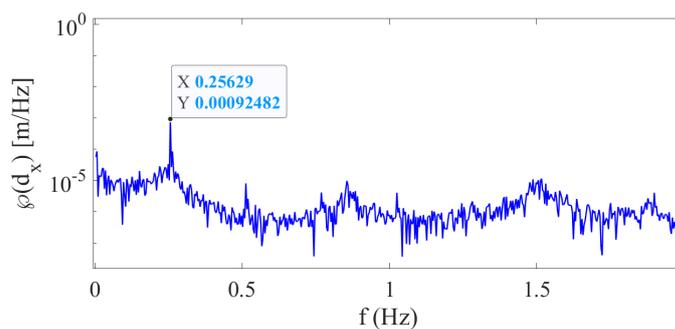
Figura 9.7: Transformadas discretas de Fourier dos deslocamentos obtidos para 7 nós do spool pela simulação do escoamento sobre o spool.



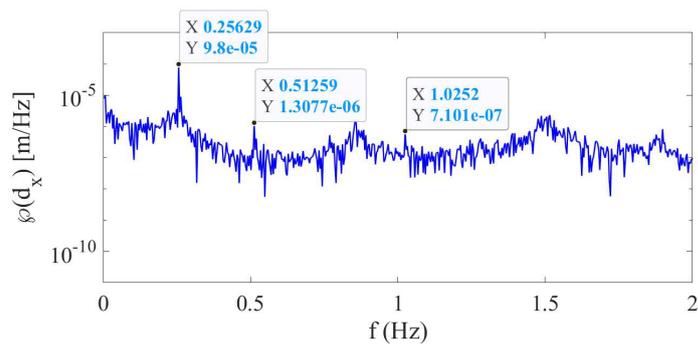
Fonte: Acervo pessoal.

Figura 9.7: Continuação.

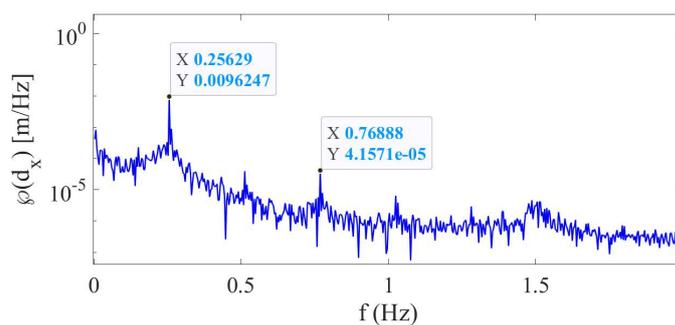
(e) nó 5



(f) nó 6

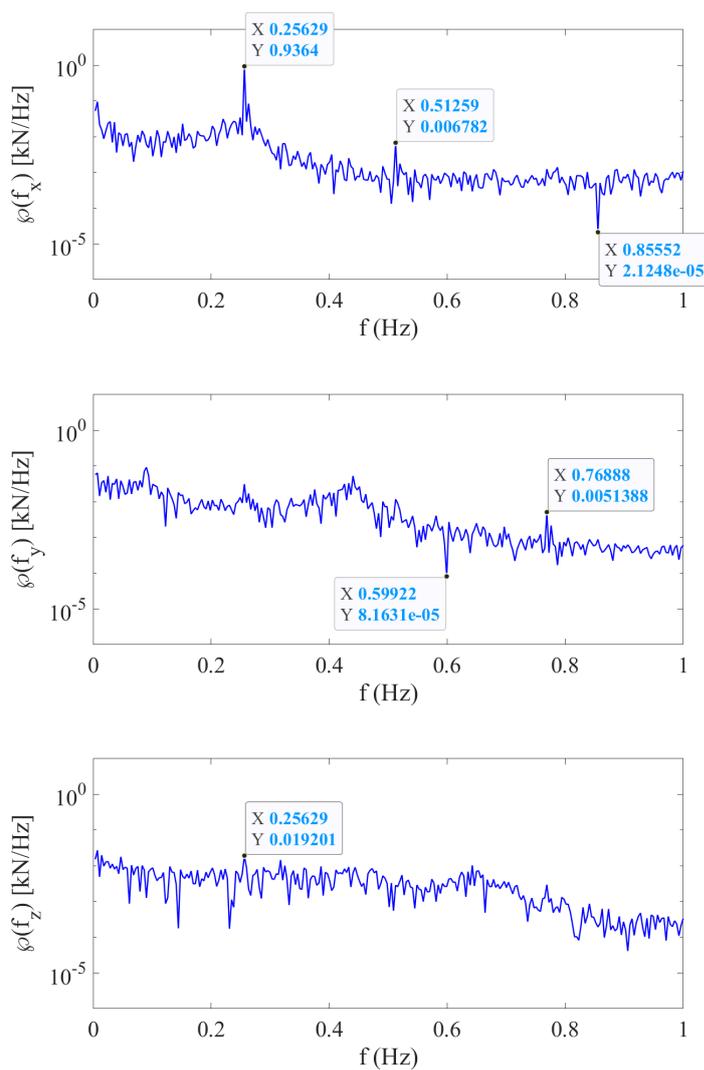


(g) nó 7



Fonte: Acervo pessoal.

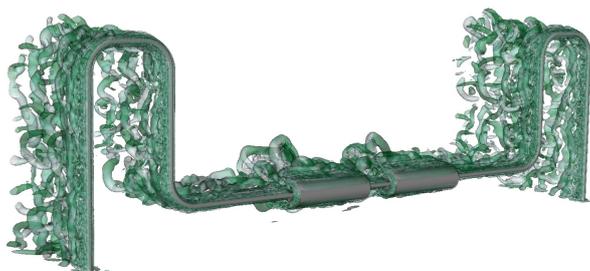
Figura 9.8: Transformadas discretas de Fourier das forças nas direções x, y e z, aplicadas sobre o spool pelo escoamento durante a simulação do estudo de caso.



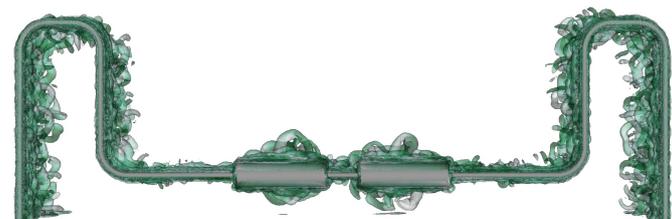
Fonte: Acervo pessoal.

Figura 9.9: Visualizações das isosuperfícies do escoamento sobre o spool durante a simulação do estudo de caso.

(a) vista isométrica



(b) vista frontal



(c) vista posterior



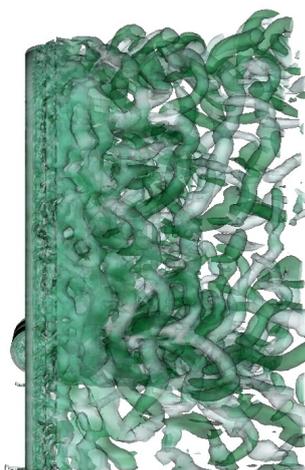
(d) vista superior



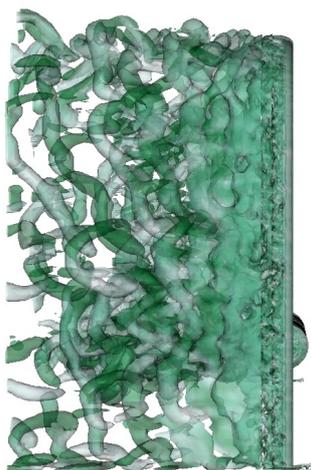
Fonte: Acervo pessoal.

Figura 9.9: Continuação.

(e) vista lateral direita

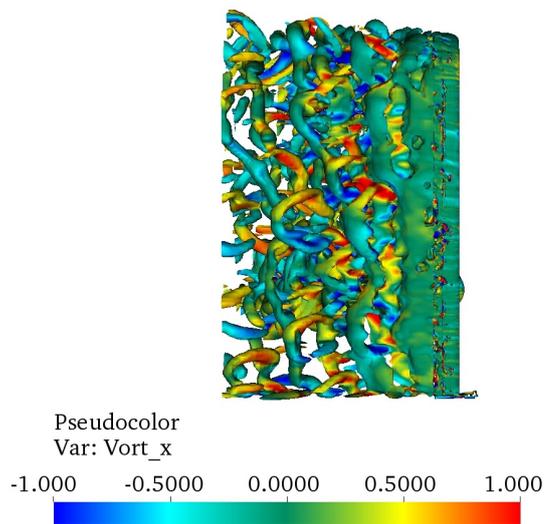
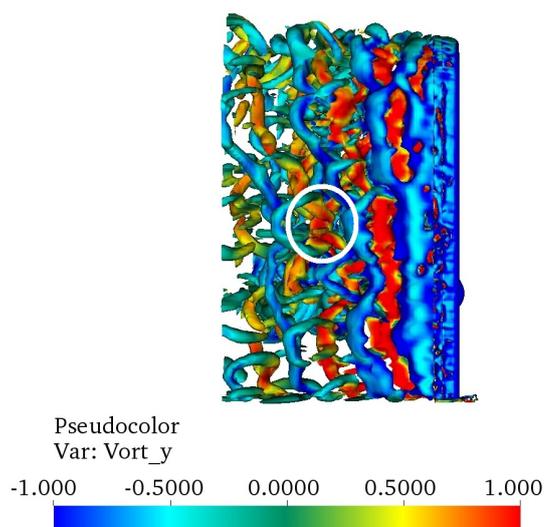


(f) vista lateral esquerda



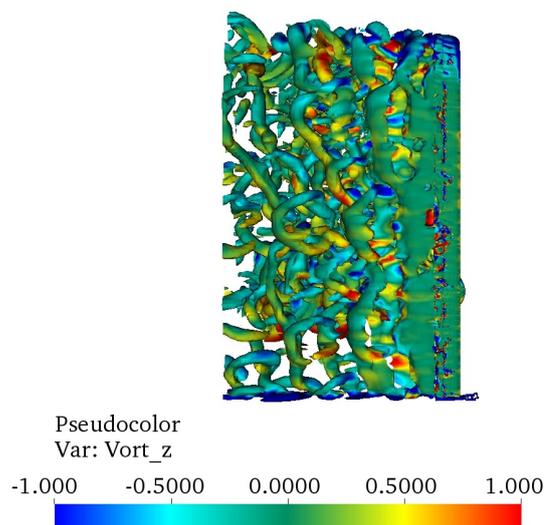
Fonte: Acervo pessoal.

Figura 9.10: Visualizações em vista lateral esquerda das isosuperfícies do escoamento coloridas pelas vorticidades nas direções x, y e z, obtidas com a simulação do estudo de caso do spool. O círculo branco da primeira figura destaca o pareamento de dois filamentos de mesmo sinal.



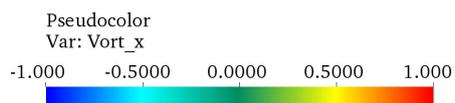
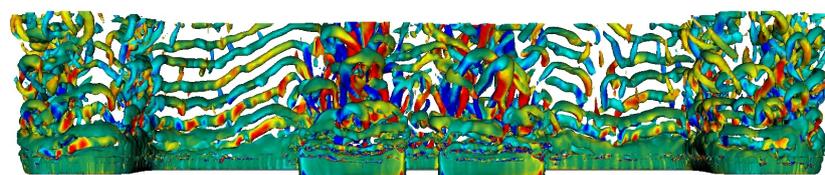
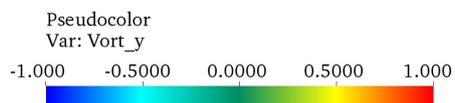
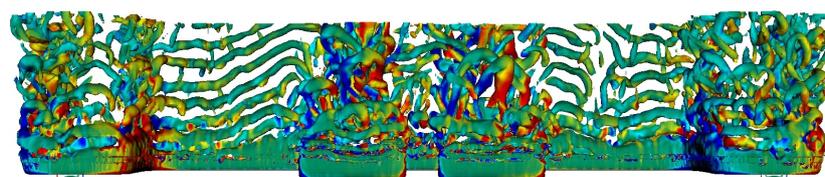
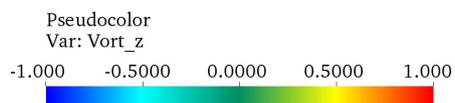
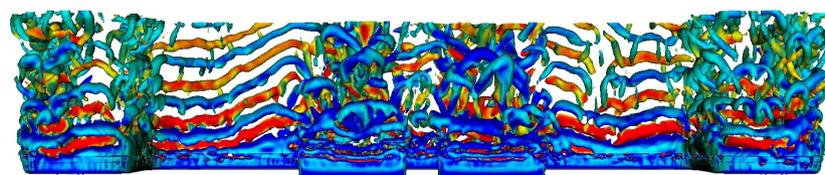
Fonte: Acervo pessoal.

Figura 9.10: Continuação.



Fonte: Acervo pessoal.

Figura 9.11: Visualizações em vista superior das isosuperfícies do escoamento coloridas pelas vorticidades nas direções x, y e z, obtidas com a simulação do estudo de caso do spool.



Fonte: Acervo pessoal.

10 Conclusões

O presente trabalho apresenta o método da coerência, que pode ser aplicado na etapa do pós-processamento de resultados de modelos com interação fluido-estrutura. Esse método permite quantificar a coerência entre duas variáveis, sendo cada uma obtida da solução de um dos subsistemas fluido e estrutura. No presente trabalho foram utilizadas as magnitudes das velocidades resultantes de regiões do escoamento e do cilindro 2-D.

Dessa forma, foi realizado um estudo sobre o fenômeno VIV 2-D. Ao estudar este fenômeno, procurou-se simular uma série de casos 2-D, com interação fluido-estrutura, considerando um sistema massa-mola. Os resultados destas simulações foram, então, pós-processados e o método da coerência, apresentado nesta dissertação, foi aplicado. Os resultados mostraram que o cilindro interage fortemente com toda a região da esteira à jusante, apresentando valores para a coerência iguais ou maiores do que 0,8. Para as demais regiões do domínio de cálculo, verificou-se que os valores para a coerência são iguais ou menores do que 0,2.

Em um outro momento, foi realizada uma simulação da interação fluido-estrutura de um escoamento sobre um spool. Isto se deu com a utilização do código MFSim, do Laboratório de Mecânica dos Fluidos da Universidade Federal de Uberlândia. O spool considerado no presente estudo consiste de uma tubulação de seção transversal circular constante, formando uma geometria em formato de M. A simulação foi realizada considerando que o spool se encontra imerso no mar e junto ao solo marinho. Dessa forma, o escoamento incide sobre o spool.

Esse método não foi aplicado no pós-processamento da simulação do escoamento sobre o spool, devido ao fato de que esta simulação foi realizada com o recurso de remalhagem do código MFSim, pois apresentou elevado custo computacional. O processo de remalhagem do MFSim, entretanto, contamina as soluções com ruídos de baixas frequências, impossibilitando a utilização do método.

O método da coerência pode ser combinado às simulações CFD para desenvolver um método de otimização da seguinte forma: supostamente se deseja analisar a variação de uma dimensão de uma estrutura imersa, por exemplo o diâmetro de uma tubulação. Para isso, pode-se utilizar o método da coerência para identificar quais regiões do escoamento precisam ser resolvidas com uma malha mais fina e

quais podem admitir erros maiores, com a utilização de uma malha mais grossa. O resultado é a obtenção de uma malha ótima. Uma vez que se obtém a malha ótima, os casos subjacentes (para vários valores de diâmetro), podem ter o seu custo computacional reduzido.

11 Trabalhos futuros

Sugerem-se os seguintes trabalhos, que poderão ser desenvolvidos a partir desta dissertação:

- Alterar os valores das frequências naturais dos casos 2-D, substituindo pelos valores das frequências naturais dos sistemas massa-mola submersos. Com isso, ao refazer as simulações, espera-se observar o fenômeno lock-in para $4,5 \leq U_R^* \leq 7,4$.

- Redimensionar o domínio computacional dos casos 2-D, aumentando a região da esteira que é resolvida. Ao refazer as simulações, espera-se que os valores obtidos para o coeficiente de arrasto médio e para o coeficiente de sustentação rms se ajustem mais aos valores apresentados pela literatura. Também é esperado que a resposta do cilindro seja influenciada.

- Alterar a malha euleriana dos casos 2-D, de modo que, na esteira, seja utilizada uma malha fina e, nas demais regiões, seja utilizada uma malha grossa. Refazendo as simulações, com a malha euleriana construída dessa forma, espera-se que o erro obtido na resposta do cilindro seja muito pequeno e que o custo computacional diminua.

- Validar os resultados obtidos para o spool com experimento material.

- Aplicar o método da coerência para outros tipos de interação fluido-estrutura.

Bibliografia

- [1] ABHYANKAR, S., BROWN, J., CONSTANTINESCU, E. M., GHOSH, D., SMITH, B. F., AND ZHANG, H. *Petsc/ts: A modern scalable ode/dae solver library. arXiv preprint arXiv:1806.01437* (2018).
- [2] AGR FIELD OPERATIONS. Disponível em: <<https://www.agr.com>>, acesso em 7 ago. 2019.
- [3] AMINI, M. M., AND FERNANDES, A. C. Experimental evaluation of pure in-line vortex induced vibration (viv-x) in subsea jumper subject to ocean current. In *OTC Brasil* (2015), Offshore Technology Conference. <https://doi.org/10.4043/26228-MS>.
- [4] ANAGNOSTOPOULOS, P. Numerical investigation of response and wake characteristics of a vortex-excited cylinder in a uniform stream. *Journal of Fluids and Structures* 8, 4 (1994), 367–390. <https://doi.org/10.1006/jfls.1994.1018>.
- [5] BAI, Y., AND BAI, Q. *Subsea engineering handbook*. Gulf Professional Publishing, 2018. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-812622-6.00012-9>.
- [6] BALAY, S., ABHYANKAR, S., ADAMS, M., BROWN, J., BRUNE, P., BUSCHELMAN, K., DALCIN, L., DENER, A., EIJKHOUT, V., AND GROPP, W. *PETSc users manual*. Argonne National Laboratory, 2019.
- [7] BARTON, I. E. A numerical study of flow over a confined backward-facing step. *International journal for numerical methods in fluids* 21, 8 (1995), 653–665. <https://doi.org/10.1002/fld.1650210804>.
- [8] BAZILEVS, Y., TAKIZAWA, K., AND TEZDUYAR, T. E. *Computational fluid-structure interaction: methods and applications*. John Wiley & Sons, 2013. <https://doi.org/10.1002/9781118483565>.
- [9] BENDAT, J. S., AND PIERSOL, A. G. Engineering applications of correlation and spectral analysis. *New York, Wiley-Interscience, 1980. 315 p.* (1980).
- [10] BENDAT, J. S., AND PIERSOL, A. G. *Random Data, Wiley Series in Probability and Statistics*. John Wiley & Sons, Inc. Hoboken, NJ, USA, 2010. <https://doi.org/10.1002/9781118032428>.

- [11] BENEK, J. A., BUNING, P., AND STEGER, J. A 3-d chimera grid embedding technique. In *7th Computational Physics Conference* (1985), pp. 1523. <https://doi.org/10.2514/6.1985-1523>.
- [12] BERGER, M. J. Data structures for adaptive grid generation. *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing* 7, 3 (1986), 904–916. <https://doi.org/10.1137/0907061>.
- [13] BERGER, M. J. On conservation at grid interfaces. *SIAM journal on numerical analysis* 24, 5 (1987), 967–984. <https://doi.org/10.1137/0724063>.
- [14] BERGER, M. J., AND COLELLA, P. Local adaptive mesh refinement for shock hydrodynamics. *Journal of Computational Physics* 82, 1 (1989), 64–84. [https://doi.org/10.1016/0021-9991\(89\)90035-1](https://doi.org/10.1016/0021-9991(89)90035-1).
- [15] BERGER, M. J., AND JAMESON, A. Automatic adaptive grid refinement for the euler equations. *AIAA journal* 23, 4 (1985), 561–568. <https://doi.org/10.2514/3.8951>.
- [16] BERGER, M. J., AND LEVEQUE, R. J. Adaptive mesh refinement using wave-propagation algorithms for hyperbolic systems. *SIAM Journal on Numerical Analysis* 35, 6 (1998), 2298–2316. <https://doi.org/10.1137/S0036142997315974>.
- [17] BERGER, M. J., AND OLIGER, J. Adaptive mesh refinement for hyperbolic partial differential equations. *Journal of computational Physics* 53, 3 (1984), 484–512. [https://doi.org/10.1016/0021-9991\(84\)90073-1](https://doi.org/10.1016/0021-9991(84)90073-1).
- [18] BERGER, M. J., AND RIGOUTSOS, I. An algorithm for hyperbolic partial differential equations. *IEE Trans Syst Man Cybern* 21 (1991), 1278–1286. <https://doi.org/10.1109/21.120081>.
- [19] BEZERRA, F. S. *Solução de problemas simplificados de interação fluido-estrutura aplicados à engenharia de perfuração*. PhD thesis, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Uberlândia, Minas Gerais, Brasil, 2017.
- [20] BHALLA, K., AND GONG, L. Managing vortex induced vibration in well jumper systems. In *ASME 2008 27th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering* (2008), American Society of Mechanical Engineers, pp. 3–8. <https://doi.org/10.1115/OMAE2008-57026>.
- [21] BHANDARI, J., KHAN, F., ABBASSI, R., GARANIYA, V., AND OJEDA, R. Modelling of pitting corrosion in marine and offshore steel structures—a technical review. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* 37 (2015), 39–62. <https://doi.org/10.1016/j.jlp.2015.06.008>.

- [22] BLACKBURN, H., AND HENDERSON, R. Lock-in behavior in simulated vortex-induced vibration. *Experimental Thermal and Fluid Science* 12, 2 (1996), 184–189. [https://doi.org/10.1016/0894-1777\(95\)00093-3](https://doi.org/10.1016/0894-1777(95)00093-3).
- [23] BLOM, F. J. A monolithical fluid-structure interaction algorithm applied to the piston problem. *Computer methods in applied mechanics and engineering* 167, 3-4 (1998), 369–391. [https://doi.org/10.1016/S0045-7825\(98\)00151-0](https://doi.org/10.1016/S0045-7825(98)00151-0).
- [24] BOKAIAN, A. Lock-in prediction of marine risers and tethers. *Journal of sound and vibration* 175, 5 (1994), 607–623. <https://doi.org/10.1006/jsvi.1994.1349>.
- [25] BORGES, A. S. *Desenvolvimento de procedimentos de modelagem de interação fluido-estrutura combinando a Teoria de Vigas de Cosserat e a metodologia de fronteira imersa*. PhD thesis, Tese de Doutorado, Universidade Federal de Uberlândia, Minas Gerais, Brasil, 2010.
- [26] BORGES, J. E. *Modelagem matemática e simulação de escoamentos em canais anulares com interação fluido-estrutura*. PhD thesis, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Uberlândia, Minas Gerais, Brasil, 2011.
- [27] CARRUTH, A. L., AND CERKOVNIK, M. E. Jumper viv—new issues for new frontiers. In *The Seventeenth International Offshore and Polar Engineering Conference* (2007), International Society of Offshore and Polar Engineers.
- [28] CHERN, M., KUAN, Y., NUGROHO, G., LU, G., AND HORNG, T. Direct-forcing immersed boundary modeling of vortex-induced vibration of a circular cylinder. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 134 (2014), 109–121. <https://doi.org/10.1016/j.jweia.2014.08.015>.
- [29] CHORIN, A. J. The numerical solution of the navier-stokes equations for an incompressible fluid. *Bulletin of the American Mathematical Society* 73, 6 (1967), 928–931. <https://doi.org/10.1090/S0002-9904-1967-11853-6>.
- [30] CHUNG, J. Y. Rejection of flow noise using a coherence function method. *The Journal of the Acoustical Society of America* 62, 2 (1977), 388–395. <https://doi.org/10.1121/1.381537>.
- [31] COOK, D. C. Spectroscopic identification of protective and non-protective corrosion coatings on steel structures in marine environments. *Corrosion Science* 47, 10 (2005), 2550–2570. <https://doi.org/10.1016/j.corsci.2004.10.018>.
- [32] CUI, W., WANG, F., AND HUANG, X. A unified fatigue life prediction method for marine structures. *Marine Structures* 24, 2 (2011), 153–181. <https://doi.org/10.1016/j.marstruc.2011.02.007>.

- [33] DEKA, D., CERKOVNIK, M., PANICKER, N., AND ACHANTA, V. Subsea jumpers vibration assessment. In *ASME 2013 32nd International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering* (2013), American Society of Mechanical Engineers, pp. V04BT04A017–V04BT04A017.
- [34] DONG, P. A robust structural stress method for fatigue analysis of offshore/marine structures. *Journal of offshore mechanics and Arctic engineering* 127, 1 (2005), 68–74. <https://doi.org/10.1115/1.1854698>.
- [35] DORMAND, J. R., AND PRINCE, P. J. A family of embedded runge-kutta formulae. *Journal of computational and applied mathematics* 6, 1 (1980), 19–26. [https://doi.org/10.1016/0771-050X\(80\)90013-3](https://doi.org/10.1016/0771-050X(80)90013-3).
- [36] DURBIN, P. A., AND IACCARINO, G. An approach to local refinement of structured grids. *Journal of Computational Physics* 181, 2 (2002), 639–653. <https://doi.org/10.1006/jcph.2002.7147>.
- [37] ESCOLA DE FORMAÇÃO DE OFICIAIS DA MARINHA MERCANTE - EFOMM. Jornal Pelicano - O canal de notícias dos alunos da EFOMM. Disponível em: <<https://www.jornalpelicano.com.br>>, acesso em 7 ago. 2019.
- [38] FACCHINETTI, M. L., DE LANGRE, E., AND BIOLLEY, F. Coupling of structure and wake oscillators in vortex-induced vibrations. *Journal of Fluids and structures* 19, 2 (2004), 123–140. <https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2003.12.004>.
- [39] GASCHE, J. L., AND BARBI, F. Evaluation of an immersed boundary method for solving the fluid structure interaction problem in refrigeration compressor valves. In *11th World Congress on Computational Mechanics, WCCM 2014, 5th European Conference on Computational Mechanics, ECCM 2014 and 6th European Conference on Computational Fluid Dynamics, ECFD 2014* (2014), pp. 7053–7064.
- [40] GERMANO, M., PIOMELLI, U., MOIN, P., AND CABOT, W. H. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics* 3, 7 (1991), 1760–1765. <https://doi.org/10.1063/1.857955>.
- [41] GRIFFITH, B. E. *Simulating the blood-muscle-valve mechanics of the heart by an adaptive and parallel version of the immersed boundary method*. PhD thesis, New York University, Graduate School of Arts and Science, 2005.
- [42] GROSS, D., ROUX, Y., ROUSSE, B., PÉTRIÉ, F., ASSIER, L., AND MINGUEZ, M. Experimental and numerical study of vortex induced vibrations on a spool model. In *ASME 2018 37th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering* (2018), American Society of Mechanical Engineers, pp. V002T08A029–V002T08A029.

- [43] GUO, R., YE, S., AND JI, Y. Optimization acceleration integral method based on power spectrum estimation. In *MATEC Web of Conferences* (2018), vol. 176, EDP Sciences, pp. 1–5. <https://doi.org/10.1051/mateconf/201817603012>.
- [44] HAELTERMAN, R. *Analytical study of the least squares quasi-Newton method for interaction problems*. PhD thesis, Ghent University, 2009.
- [45] HAN, T. Y., MENG, J. C. S., AND INNIS, G. E. An open boundary condition for incompressible stratified flows. *Journal of Computational Physics* 49 (1983), 276–297. [https://doi.org/10.1016/0021-9991\(83\)90127-4](https://doi.org/10.1016/0021-9991(83)90127-4).
- [46] HASSON, D. F., AND CROWE, C. R. *Materials for marine systems and structures*. Academic Press, Inc, 1988.
- [47] HEIL, M. An efficient solver for the fully coupled solution of large-displacement fluid–structure interaction problems. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 193, 1-2 (2004), 1–23. <https://doi.org/10.1016/j.cma.2003.09.006>.
- [48] HEIL, M., HAZEL, A. L., AND BOYLE, J. Solvers for large-displacement fluid–structure interaction problems: segregated versus monolithic approaches. *Computational Mechanics* 43, 1 (2008), 91–101. <https://doi.org/10.1007/s00466-008-0270-6>.
- [49] HOLMES, S., AND CONSTANTINIDES, Y. Vortex induced vibration analysis of a complex subsea jumper. In *ASME 2010 29th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering* (2010), American Society of Mechanical Engineers, pp. 671–678. <https://doi.org/10.1115/OMAE2010-20520>.
- [50] HU, S. Z., CHEN, Q., PEGG, N., AND ZIMMERMAN, T. J. E. Ultimate collapse tests of stiffened-plate ship structural units. *Marine structures* 10, 8-10 (1997), 587–610. [https://doi.org/10.1016/S0951-8339\(97\)00010-5](https://doi.org/10.1016/S0951-8339(97)00010-5).
- [51] HUTCHINSON, J. R. Shear coefficients for timoshenko beam theory. *Journal of Applied Mechanics* 68, 1 (2001), 87–92. <https://doi.org/10.1115/1.1349417>.
- [52] IMBERT, J. F. *Analyse des structures par éléments finis*. Cépaduès, 1991.
- [53] KARAMANOS, S. A., AND ELEFThERIADIS, C. Collapse of pressurized elastoplastic tubular members under lateral loads. *International Journal of Mechanical Sciences* 46, 1 (2004), 35–56. <https://doi.org/10.1016/j.ijmecsci.2004.02.015>.
- [54] KIM, J., AND SRINIL, N. 3-d numerical simulations of subsea jumper transporting intermittent slug flows. In *ASME 2018 37th International Conference*

- on Ocean, Offshore and Arctic Engineering* (2018), American Society of Mechanical Engineers Digital Collection. <https://doi.org/10.1115/OMAE2018-77299>.
- [55] KITAMURA, O. Fem approach to the simulation of collision and grounding damage. *Marine Structures* 15, 4-5 (2002), 403–428. [https://doi.org/10.1016/S0951-8339\(02\)00010-2](https://doi.org/10.1016/S0951-8339(02)00010-2).
- [56] KITATANI JÚNIOR, S. *Investigação sobre procedimentos de identificação de cargas axiais em dutos submersos a partir de respostas vibratórias*. PhD thesis, Tese de Doutorado, Universidade Federal de Uberlândia, Minas Gerais, Brasil, 2014.
- [57] KÜTTLER, U., AND WALL, W. A. Fixed-point fluid-structure interaction solvers with dynamic relaxation. *Computational Mechanics* 43, 1 (2008), 61–72. <https://doi.org/10.1007/s00466-008-0255-5>.
- [58] LALANNE, M., AND FERRARIS, G. *Rotordynamics prediction in engineering*, vol. 2. Wiley, 1998.
- [59] LIU, S., HOOPER, J., AND MASCHNER, E. Deepwater spool bend limit state design and analysis methodology. In *The Twenty-fourth International Ocean and Polar Engineering Conference* (2014), International Society of Offshore and Polar Engineers.
- [60] LU, Y., LIANG, C., MANZANO-RUIZ, J. J., JANARDHANAN, K., AND PERNG, Y. Flow-induced vibration in subsea jumper subject to downstream slug and ocean current. *Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering* 138, 2 (2016), 021302–1–021302–10. <https://doi.org/10.1115/1.4032225>.
- [61] MATTHIES, H. G., NIEKAMP, R., AND STEINDORF, J. Algorithms for strong coupling procedures. *Computer methods in applied mechanics and engineering* 195, 17-18 (2006), 2028–2049. <https://doi.org/10.1016/j.cma.2004.11.032>.
- [62] MOBASHERAMINI, M., ALVES, L., FERNANDES, A. C., AND ELLWANGER, G. B. Behavior evaluation of subsea jumpers exposed to current by experiment and fem. In *ASME 2018 37th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering* (2018), American Society of Mechanical Engineers, pp. V005T04A081–V005T04A081.
- [63] NAIR, A. R., SHARMA, P., GRYTØYR, G., FYRILEIV, O., AND VEDELD, K. Viv assessment of rigid jumper systems—a comparative study on jumper shapes. In *The Twenty-third International Offshore and Polar Engineering Conference* (2013), International Society of Offshore and Polar Engineers.
- [64] NAUDASCHER, E. *Flow-induced Vibrations: an Engineering Guide: IAHR Hydraulic Structures Design Manuals 7*. Routledge, 2017.

- [65] NAUDASCHER, E., AND ROCKWELL, D. Oscillator-model approach to the identification and assessment of flow-induced vibrations in a system. *Journal of Hydraulic Research* 18, 1 (1980), 59–82. <https://doi.org/10.1080/00221688009499568>.
- [66] NÓS, R. L. *Simulações de escoamentos bifásicos tridimensionais empregando métodos adaptativos e modelos de campo de fase*. PhD thesis, Tese de Doutorado, Universidade de São Paulo, São Paulo, Brasil, 2007.
- [67] OILFIELDWIKI - OIL & GAS NETWORK. Disponível em: <<https://www.oilfieldwiki.com>>, acesso em 7 ago. 2019.
- [68] ÖLMEZ, U., BAYHAN, N., DOĞAN, H., AND UYSAL, M. Detection of structural vibration-induced noises with modal analysis in diesel generators. *Electrica* 19, 1 (2019), 72–84. <https://doi.org/10.26650/electrica.2019.18048>.
- [69] OPPENHEIM, A. V. *Rw schaffer digital signal processing*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey 6 (1975), 125–136.
- [70] PAIDOUSSIS, M. P. *Fluid-structure interactions: slender structures and axial flow*, vol. 1. Academic press, 2014.
- [71] PAIDOUSSIS, M. P. *Fluid-structure interactions: slender structures and axial flow*, vol. 2. Academic press, 2016. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-397333-7.00006-1>.
- [72] PEDERSEN, P. T., AND ZHANG, S. On impact mechanics in ship collisions. *Marine Structures* 11, 10 (1998), 429–449. [https://doi.org/10.1016/S0951-8339\(99\)00002-7](https://doi.org/10.1016/S0951-8339(99)00002-7).
- [73] PETROBRAS. Modelagem matemática e simulação numérica de escoamentos tridimensionais sobre um spool nas proximidades do fundo do mar. Relatório técnico de projeto, 2019.
- [74] PIVELLO, M. R., VILLAR, M. M., SERFATY, R., ROMA, A. M., AND SILVEIRA NETO, A. A fully adaptive front tracking method for the simulation of two phase flows. *International Journal of Multiphase Flow* 58 (2014), 72–82. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2013.08.009>.
- [75] RIBEIRO NETO, H. *Modelagem matemática para a interação fluido-estrutura acoplando escoamentos incompressíveis e viga de Timoshenko*. PhD thesis, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Uberlândia, Minas Gerais, Brasil, 2016.
- [76] RIBEIRO NETO, H., CAVALINI JUNIOR, A. A., VEDOVOTO, J. M., SILVEIRA NETO, A., AND RADE, D. A. Influence of seabed proximity on

- the vibration responses of a pipeline accounting for fluid-structure interaction. *Mechanical Systems and Signal Processing* 114 (2019), 224–238. <https://doi.org/10.1016/j.ymsp.2018.05.017>.
- [77] RIBERA, R. L. *Interação fluido-estrutura em cilindros utilizando dinâmica dos fluidos computacional*. PhD thesis, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Uberlândia, Minas Gerais, Brasil, 2007.
- [78] ROMA, A. M., PESKIN, C. S., AND BERGER, M. J. An adaptive version of the immersed boundary method. *Journal of computational physics* 153, 2 (1999), 509–534. <https://doi.org/10.1006/jcph.1999.6293>.
- [79] ROSHKO, A. On the development of turbulent wakes from vortex streets. Tech. rep., California Institute of Technology, 1953.
- [80] RUAN, W., LIU, T., BAI, Y., SHI, Y., FU, J., AND SU, F. Three-dimensional mechanical analysis of flexible jumper installation. In *ASME 2015 34th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering* (2015), American Society of Mechanical Engineers, pp. V001T01A046–V001T01A046.
- [81] RUSTAD, A. M., LARSEN, C. M., AND SØRENSEN, A. J. Fem modelling and automatic control for collision prevention of top tensioned risers. *Marine Structures* 21, 1 (2008), 80–112. <https://doi.org/10.1016/j.marstruc.2007.04.003>.
- [82] SHIELS, D., LEONARD, A., AND ROSHKO, A. Flow-induced vibration of a circular cylinder at limiting structural parameters. *Journal of Fluids and Structures* 15, 1 (2001), 3–21. <https://doi.org/10.1006/jfls.2000.0330>.
- [83] SIGRIST, J. *Fluid-structure interaction: an introduction to finite element coupling*. John Wiley & Sons, 2015. <https://doi.org/10.1002/9781118927762>.
- [84] SILVA, A. R. *Modelagem matemática de interação fluido-estrutura utilizando o método da fronteira imersa*. PhD thesis, Tese de Doutorado, Universidade Federal de Uberlândia, Minas Gerais, Brasil, 2008.
- [85] SILVEIRA NETO, A. Turbulência nos fluidos. Livro não publicado, 2019.
- [86] SILVEIRA NETO, A., GRAND, D., MÉTAIS, O., AND LESIEUR, M. A numerical investigation of the coherent vortices in turbulence behind a backward-facing step. *Journal of Fluid Mechanics* 256 (1993), 1–25. <https://doi.org/10.1017/S0022112093002691>.
- [87] SINGH, S. P., AND MITTAL, S. Vortex-induced oscillations at low reynolds numbers: hysteresis and vortex-shedding modes. *Journal of Fluids and Structures* 20, 8 (2005), 1085–1104. <https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2005.05.011>.

- [88] SOARES, C. G., GARBATOV, Y., ZAYED, A., AND WANG, G. Influence of environmental factors on corrosion of ship structures in marine atmosphere. *Corrosion Science* 51, 9 (2009), 2014–2026. <https://doi.org/10.1016/j.corsci.2009.05.028>.
- [89] SOTIROPOULOS, F., AND YANG, X. Immersed boundary methods for simulating fluid–structure interaction. *Progress in Aerospace Sciences* 65 (2014), 1–21. <https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2013.09.003>.
- [90] TENG, W., DING, X., ZHANG, Y., LIU, Y., MA, Z., AND KUSIAK, A. Application of cyclic coherence function to bearing fault detection in a wind turbine generator under electromagnetic vibration. *Mechanical Systems and Signal Processing* 87 (2017), 279–293. <https://doi.org/10.1016/j.ymsp.2016.10.026>.
- [91] THORNBURG, H., SONI, B. K., AND KISHORE, B. A structured grid based solution-adaptive technique for complex separated flows. *Applied mathematics and computation* 89, 1-3 (1998), 259–273. [https://doi.org/10.1016/S0096-3003\(97\)81662-1](https://doi.org/10.1016/S0096-3003(97)81662-1).
- [92] TOCHETTO, L. G. *Estudo experimental de um supressor de vibração PTMD em um modelo reduzido de jumper submerso*. PhD thesis, Dissertação de Mestrado, Universidade Estadual de Campinas, São Paulo, Brasil, 2013.
- [93] VATSA, V. N., SANETRICK, M. D., AND PARLETTE, E. B. Block-structured grids for complex aerodynamic configurations. In *Proceedings of the Surface Modeling, Grid Generation and Related Issues in Computational Fluid Dynamics Workshop, NASA Conference Publication* (1995), vol. 3291, p. 163.
- [94] VEDOVOTO, J. M., SERFATY, R., AND SILVEIRA NETO, A. Mathematical and numerical modeling of turbulent flows. *Anais da Academia Brasileira de Ciências* 87, 2 (2015), 1195–1232. <https://doi.org/10.1590/0001-3765201520140510>.
- [95] WALL, W. A., GENKINGER, S., AND RAMM, E. A strong coupling partitioned approach for fluid–structure interaction with free surfaces. *Computers & Fluids* 36, 1 (2007), 169–183. <https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2005.08.007>.
- [96] WANG, H., HUANG, J., LEE, S., GIOIELLI, P., KAN, W., SPENCER, D., AND ISLAM, M. Viv response of a subsea jumper in uniform current. In *ASME 2013 32nd International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering* (2013), American Society of Mechanical Engineers, pp. V04BT04A043–V04BT04A043.

- [97] WANG, Z., FAN, J., AND LUO, K. Combined multi-direct forcing and immersed boundary method for simulating flows with moving particles. *International Journal of Multiphase Flow* 34, 3 (2008), 283–302. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2007.10.004>.
- [98] WELCH, P. The use of fast fourier transform for the estimation of power spectra: a method based on time averaging over short, modified periodograms. *IEEE Transactions on audio and electroacoustics* 15, 2 (1967), 70–73. <https://doi.org/10.1109/TAU.1967.1161901>.
- [99] WIRSCHING, P. H., AND CHEN, Y. Considerations of probability-based fatigue design for marine structures. *Marine Structures* 1, 1 (1988), 23–45. [https://doi.org/10.1016/0951-8339\(88\)90009-3](https://doi.org/10.1016/0951-8339(88)90009-3).
- [100] WU, J., ZHEN, X., LIU, G., AND HUANG, Y. Optimization design on the riser system of next generation subsea production system with the assistance of doe and surrogate model techniques. *Applied Ocean Research* 85 (2019), 34–44. <https://doi.org/10.1016/j.apor.2019.01.035>.
- [101] ZHANG, P., LI, L., PATIL, D., SINGLA, M., LI, H., MO, Y. L., AND SONG, G. Parametric study of pounding tuned mass damper for subsea jumpers. *Smart Material Structures* 25, 1 (2016), 1–7. <https://doi.org/10.1088/0964-1726/25/1/015028>.
- [102] ZHANG, S., AND KHAN, I. Buckling and ultimate capability of plates and stiffened panels in axial compression. *Marine Structures* 22, 4 (2009), 791–808. <https://doi.org/10.1016/j.marstruc.2009.09.001>.
- [103] ZHENG, H., SLOCUM, S. T., HUANG, J. Z., SRIVASTAVA, V., LEE, S., AND WANG, H. H. Numerical analysis of experimental data of subsea jumper vortex induced vibrations. In *ASME 2015 34th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering* (2015), American Society of Mechanical Engineers, pp. V002T08A045–V002T08A045.
- [104] ZHU, H., AIMAN AL-SHOWAITER, A., AYMAN ELTAHER, A., WHOOLEY, A., AND JUKES, P. Cross flow viv analysis of a subsea pipeline and jumper using fsi method. In *SPE Annual Technical Conference and Exhibition* (2012), Society of Petroleum Engineers. <https://doi.org/10.2118/157720-MS>.

A Interação fluido-estrutura de um spool

A.1 Pluck test

As Figs. A.1 a A.3 mostram as transformadas discretas de Fourier dos deslocamentos nas direções x, y e z, respectivamente, para os nós 1 ao 7, considerados para a análise.

A.2 Escoamento sobre um spool

São apresentados os resultados obtidos para o estudo de caso do spool, que não foram utilizados na etapa de análise dos resultados por terem apresentado valores irrelevantes para análise. Ainda, apresentam-se várias visualizações do escoamento sobre o spool.

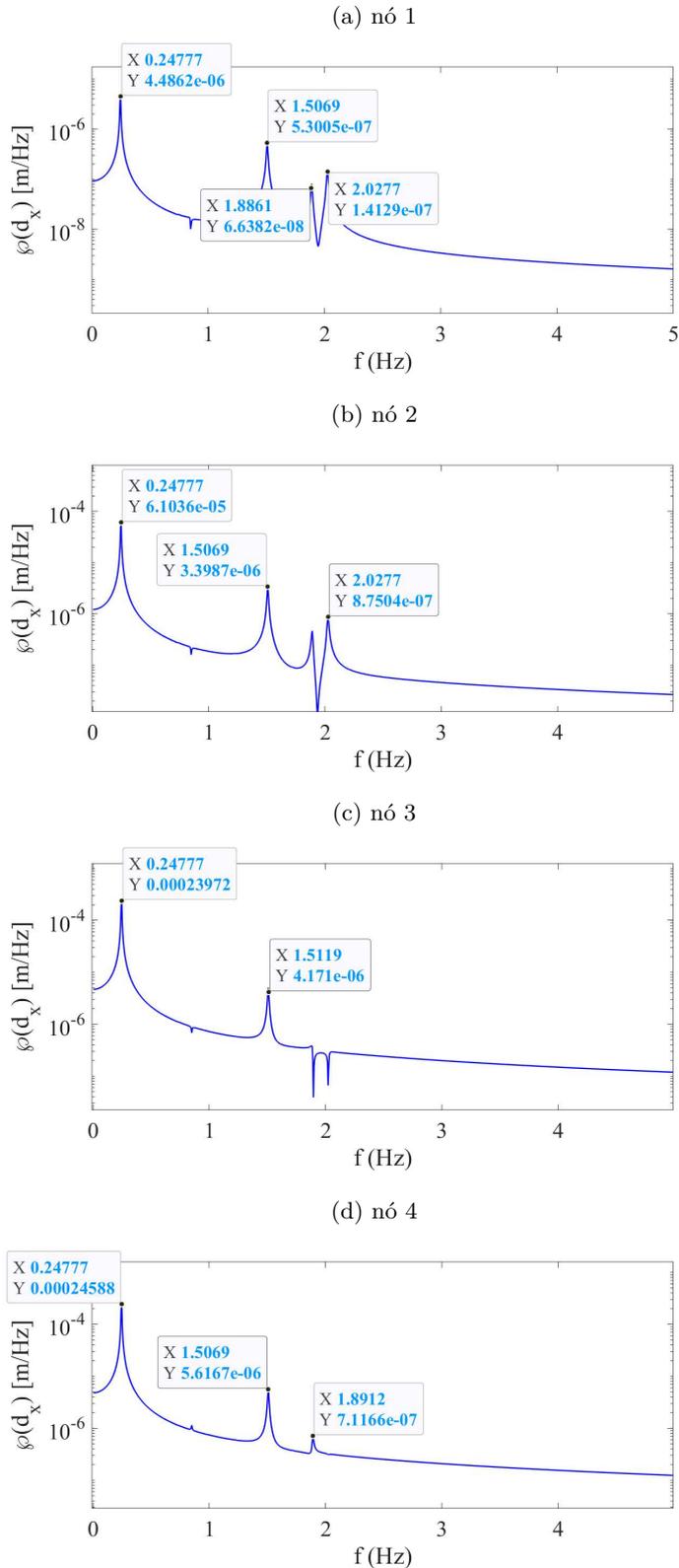
A.2.1 Forças e deslocamentos

As Figs. A.4 e A.5 mostram os resultados obtidos para os deslocamentos dos nós 1 ao 7, nas direções y e z, respectivamente. As Figs. A.6 e A.7 mostram as transformadas discretas de Fourier dos sinais temporais das Figs. A.4 e A.5, nesta ordem.

A.2.2 Visualizações do escoamento

As Figs. A.8 a A.21 mostram várias visualizações do escoamento sobre o spool, coloridas pela vorticidade.

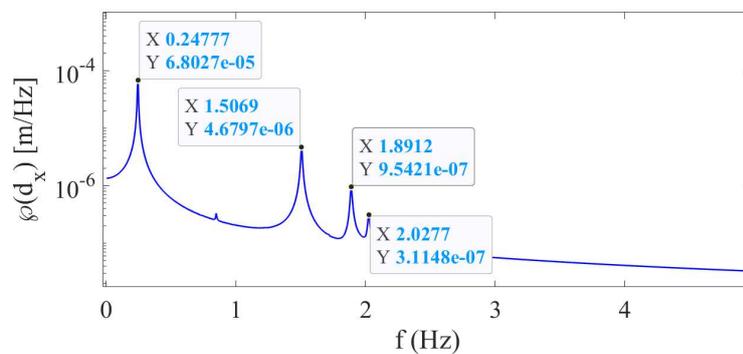
Figura A.1: Transformadas discretas de Fourier dos deslocamentos, na direção x, dos nós 1 ao 7, referentes ao pluck test.



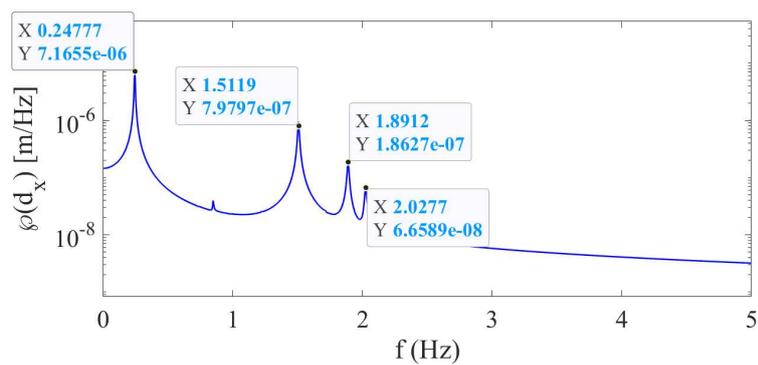
Fonte: Acervo pessoal.

Figura A.1: Continuação.

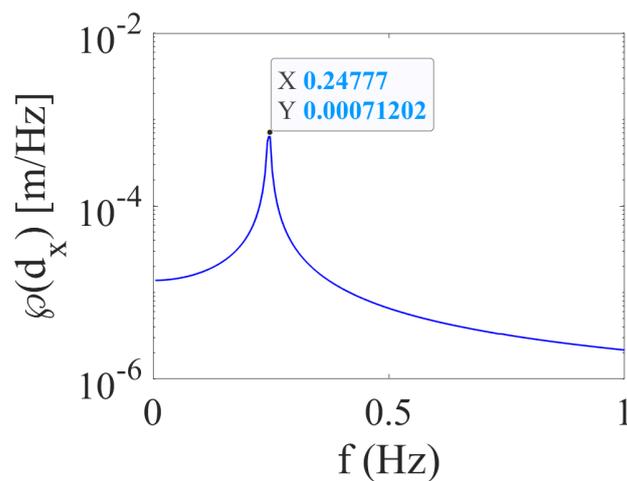
(e) nó 5



(f) nó 6

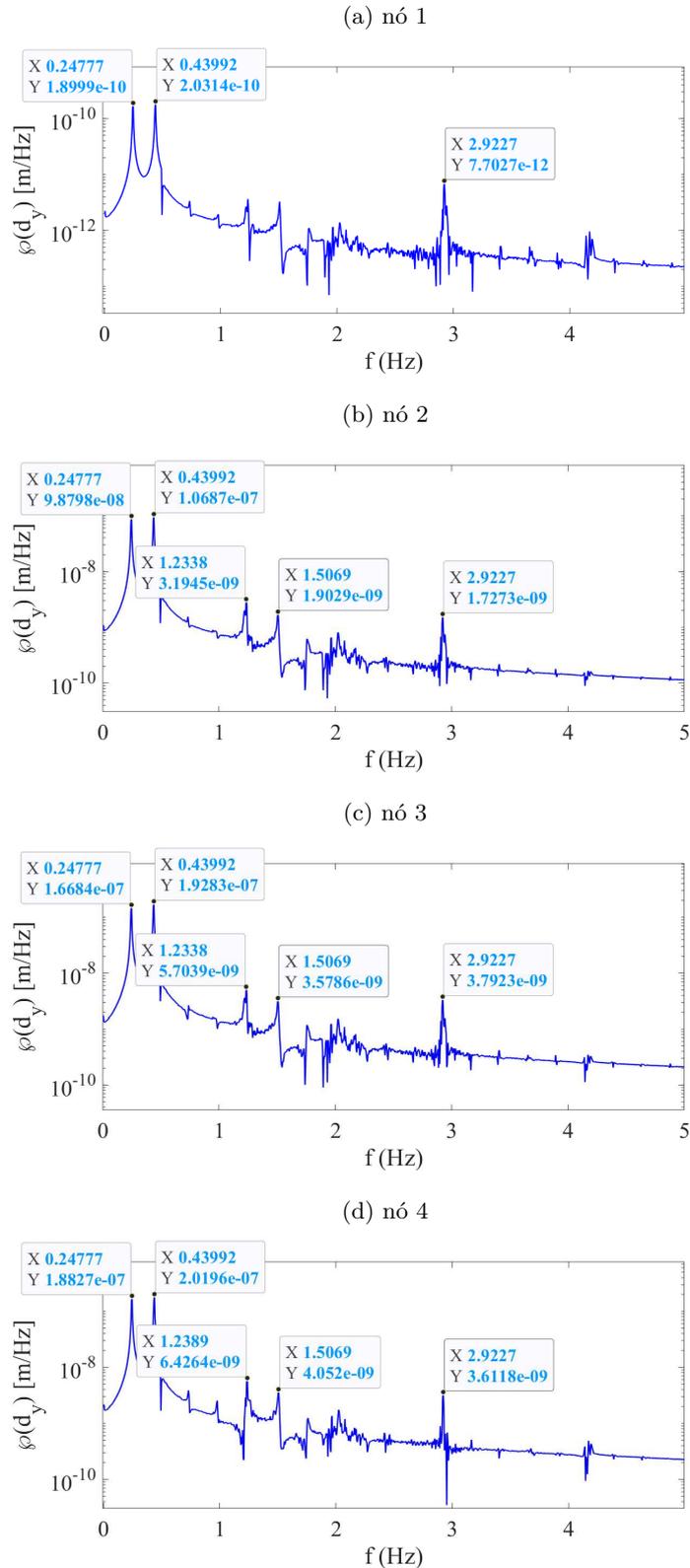


(g) nó 7



Fonte: Acervo pessoal.

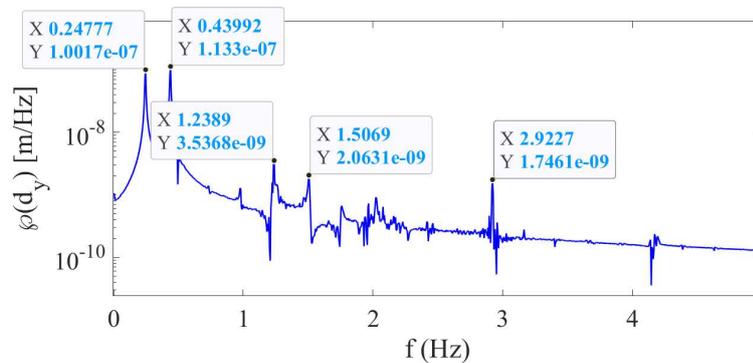
Figura A.2: Transformadas discretas de Fourier dos deslocamentos, na direção y , dos nós 1 ao 7, referentes ao pluck test.



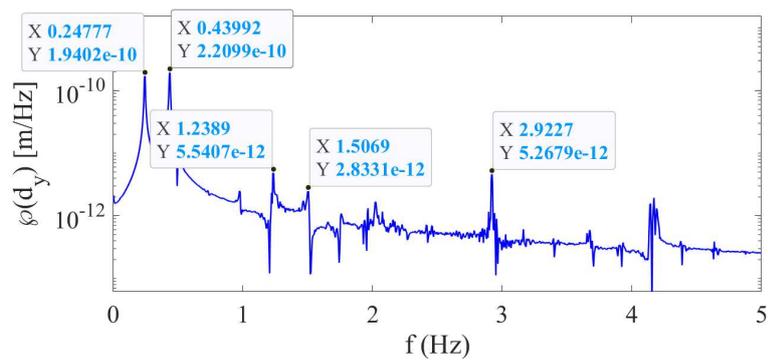
Fonte: Acervo pessoal.

Figura A.2: Continuação.

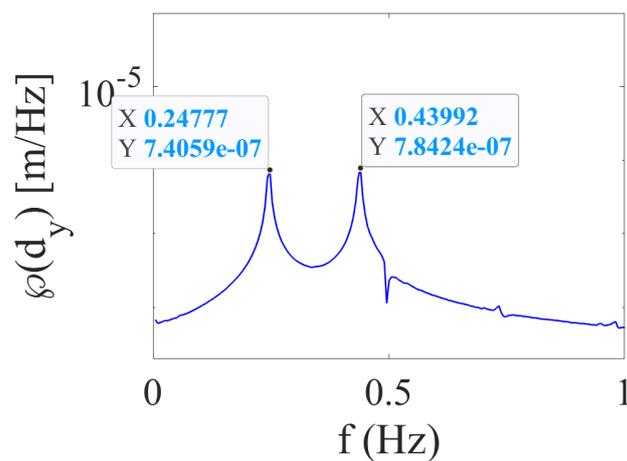
(e) nó 5



(f) nó 6

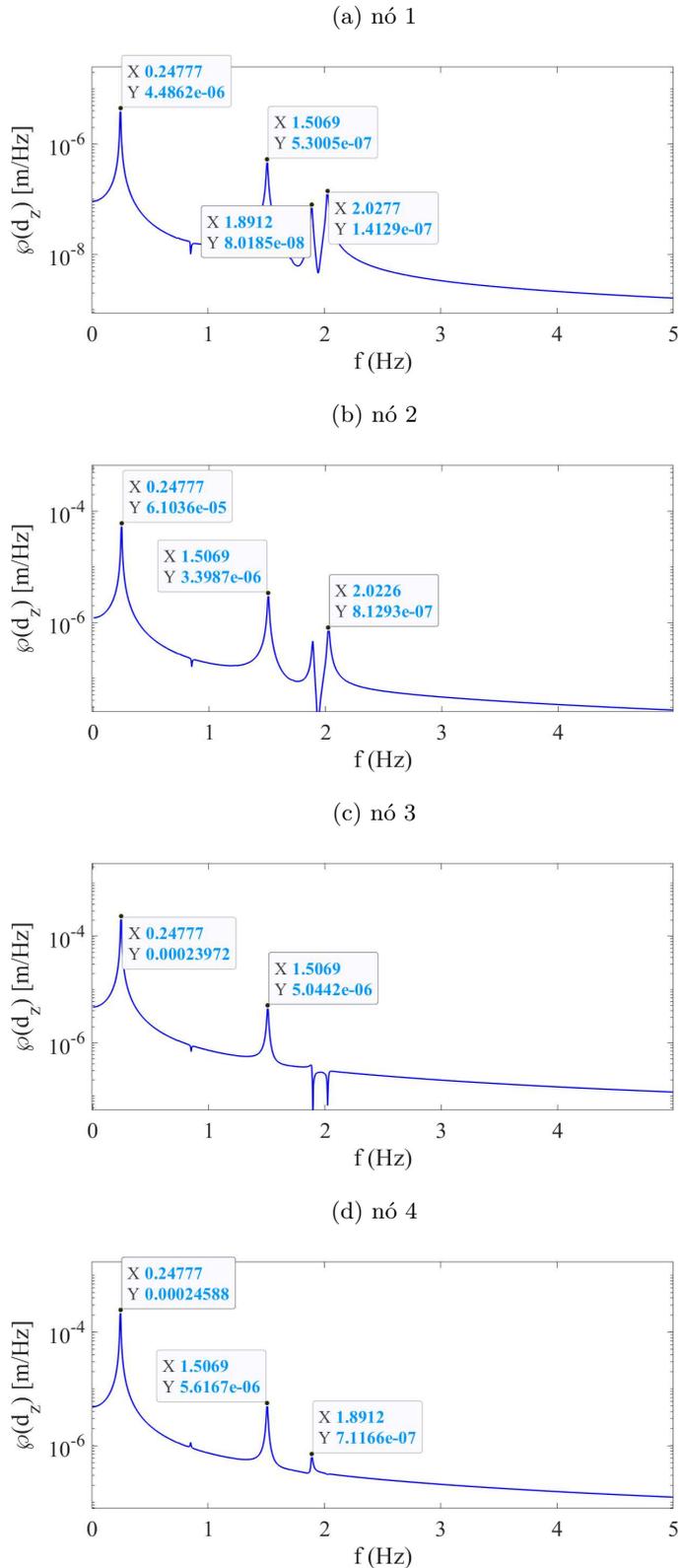


(g) nó 7



Fonte: Acervo pessoal.

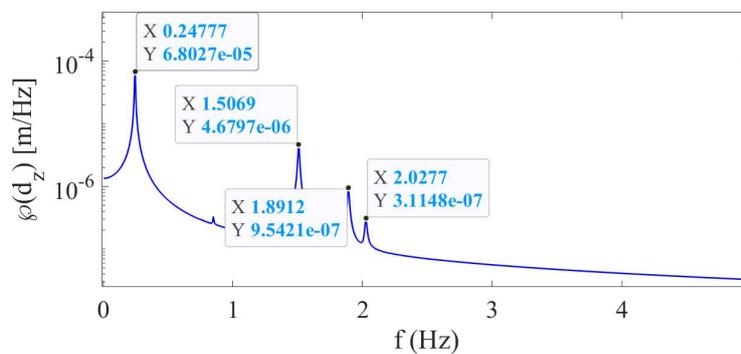
Figura A.3: Transformadas discretas de Fourier dos deslocamentos, na direção z , dos nós 1 ao 7, referentes ao pluck test.



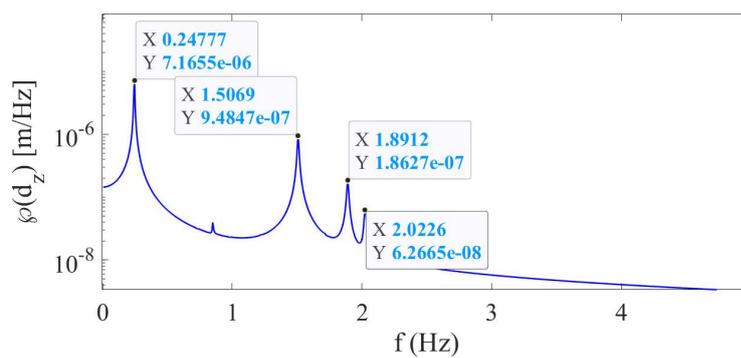
Fonte: Acervo pessoal.

Figura A.3: Continuação.

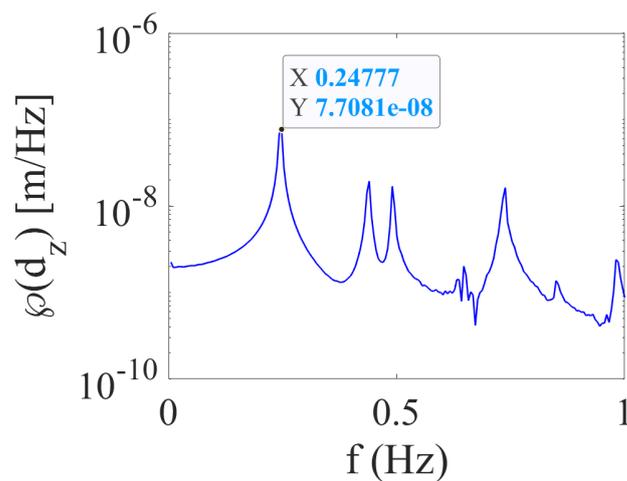
(e) nó 5



(f) nó 6

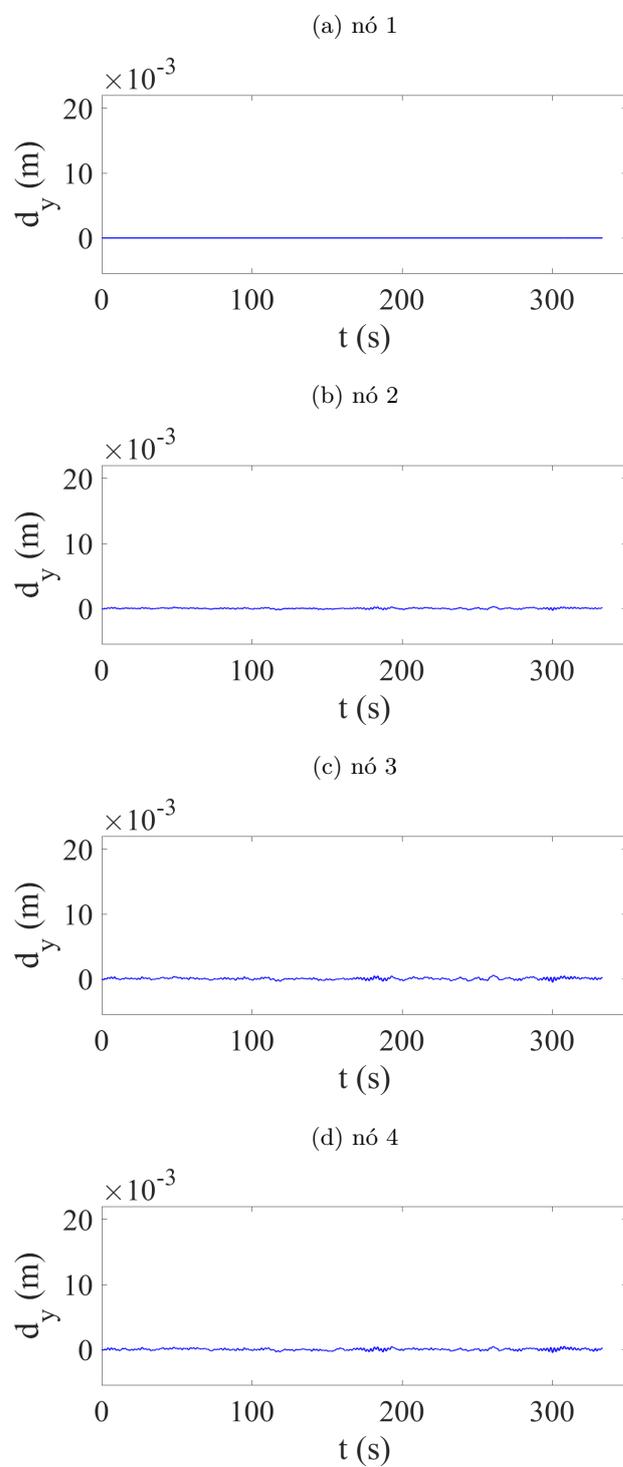


(g) nó 7



Fonte: Acervo pessoal.

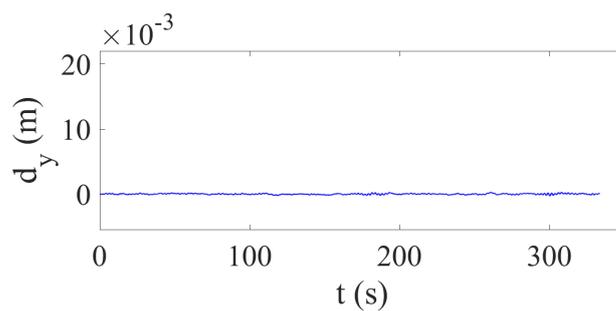
Figura A.4: Deslocamentos na direção y dos nós 1 ao 7, referentes à simulação do escoamento sobre o spool.



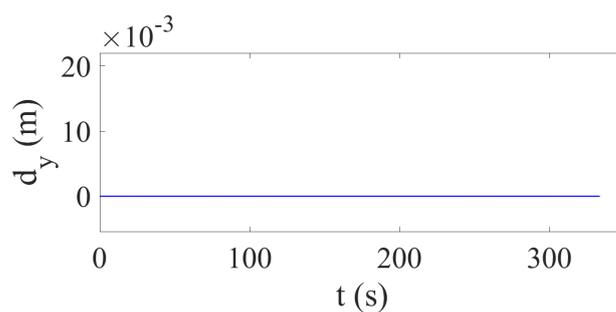
Fonte: Acervo pessoal.

Figura A.4: Continuação.

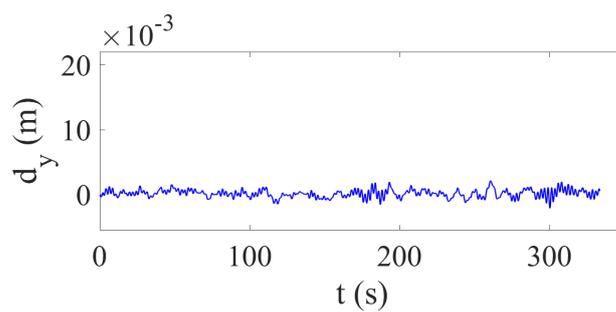
(e) nó 5



(f) nó 6

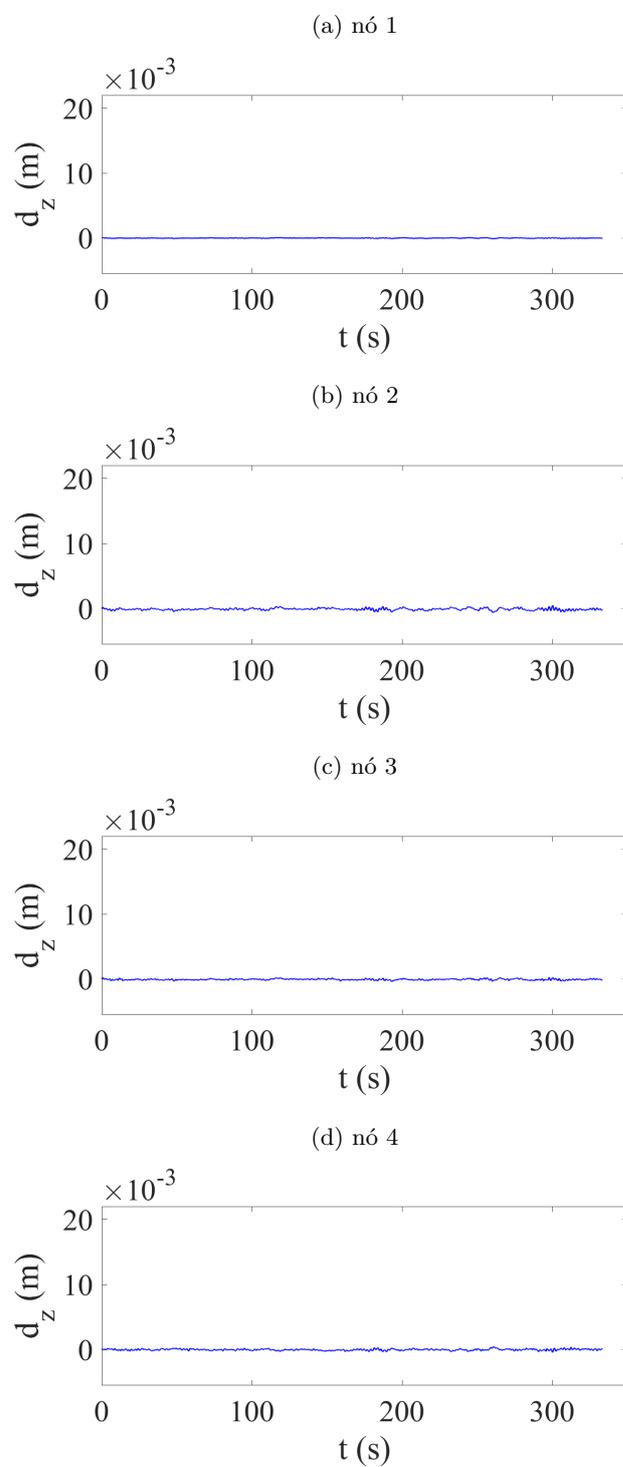


(g) nó 7



Fonte: Acervo pessoal.

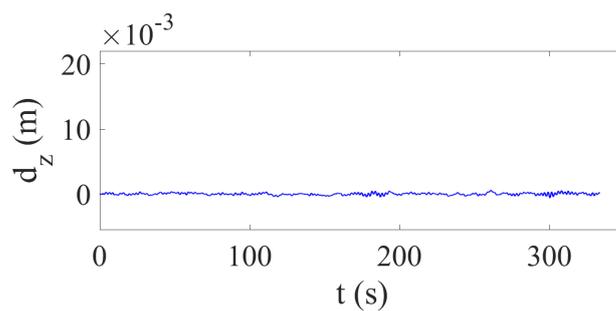
Figura A.5: Deslocamentos na direção z dos nós 1 ao 7, referentes à simulação do escoamento sobre o spool.



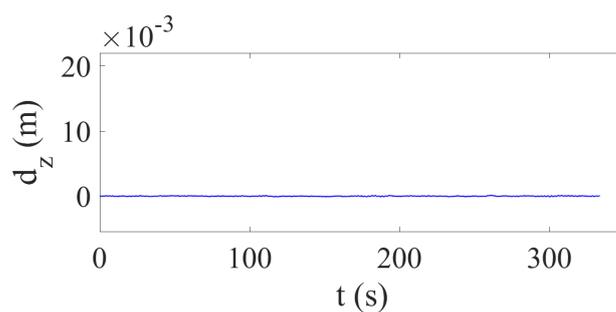
Fonte: Acervo pessoal.

Figura A.5: Continuação.

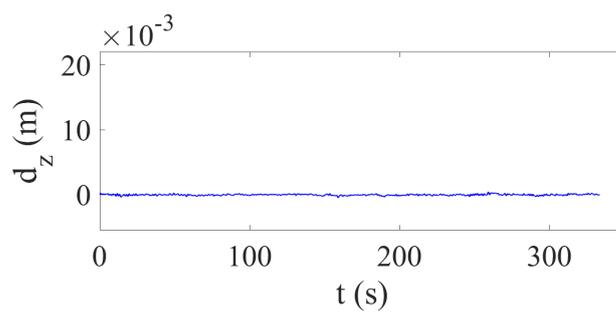
(e) nó 5



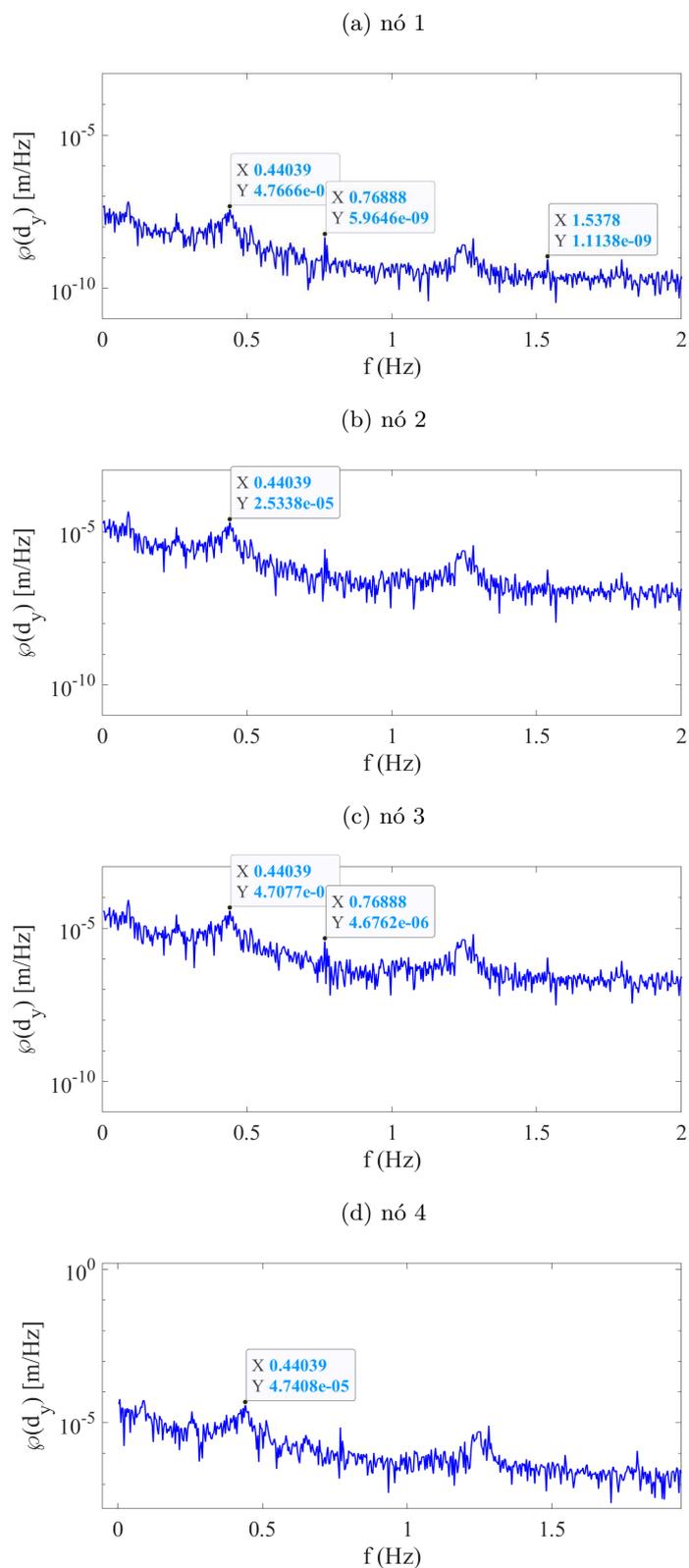
(f) nó 6



(g) nó 7



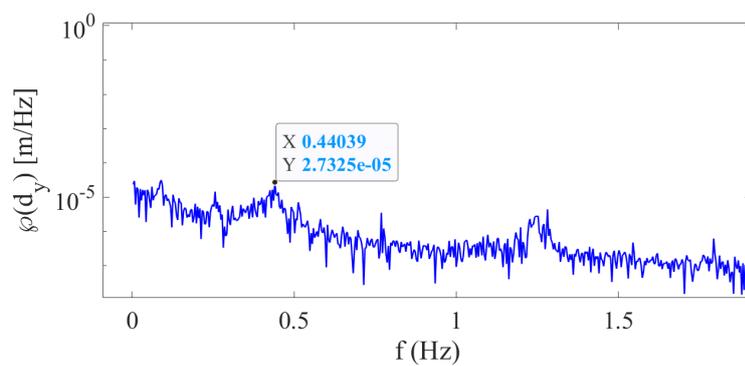
Fonte: Acervo pessoal.

Figura A.6: Transformadas discretas de Fourier dos deslocamentos, na direção y , dos nós 1 ao 7, referentes à simulação do escoamento sobre o spool.

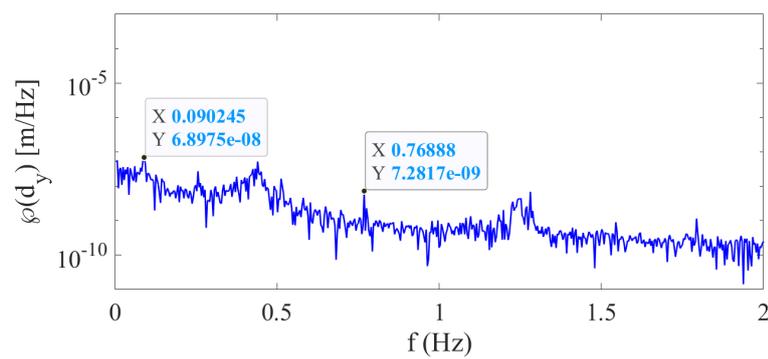
Fonte: Acervo pessoal.

Figura A.6: Continuação.

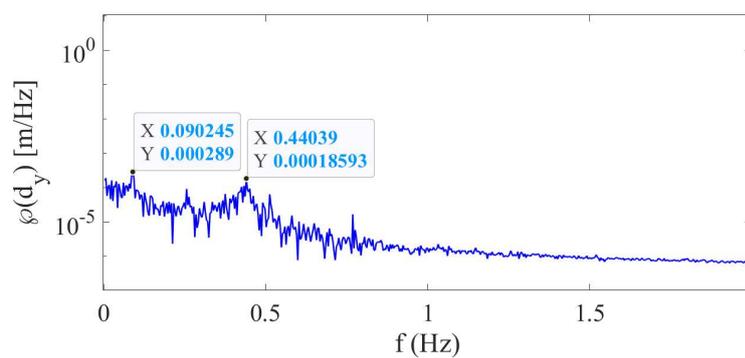
(e) nó 5



(f) nó 6

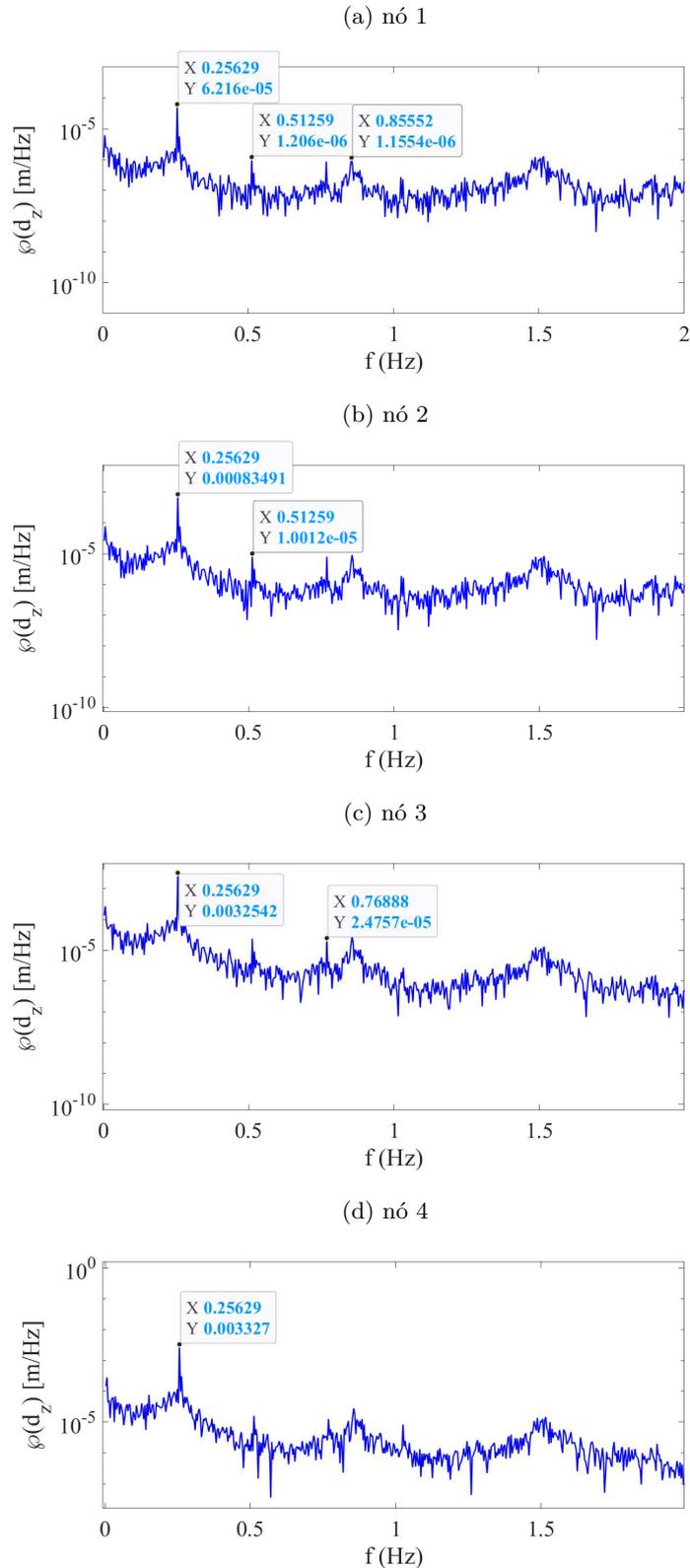


(g) nó 7



Fonte: Acervo pessoal.

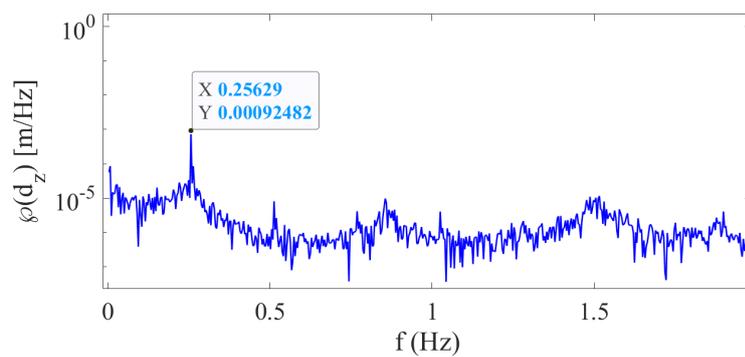
Figura A.7: Transformadas discretas de Fourier dos deslocamentos, na direção z , dos nós 1 ao 7, referentes à simulação do escoamento sobre o spool.



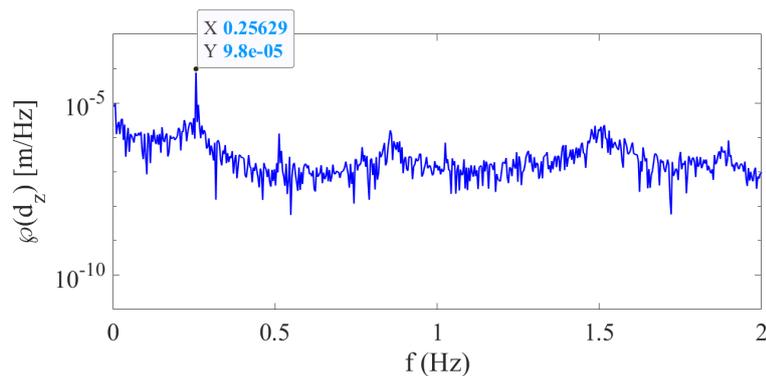
Fonte: Acervo pessoal.

Figura A.7: Continuação.

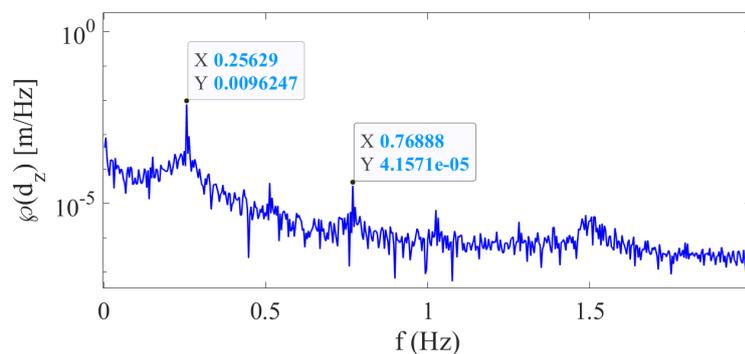
(e) nó 5



(f) nó 6

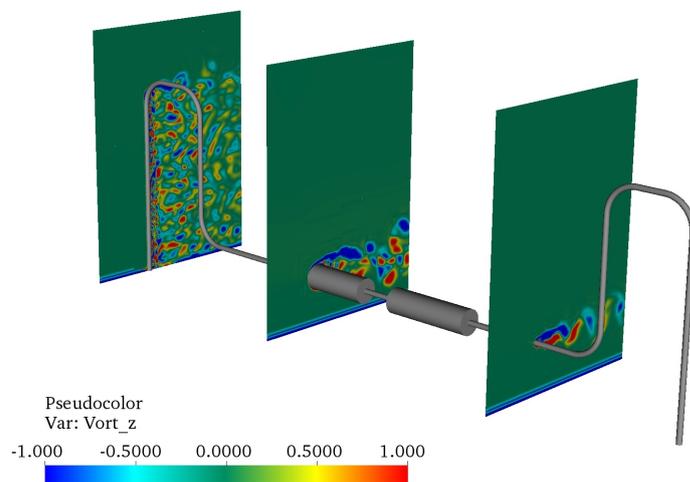
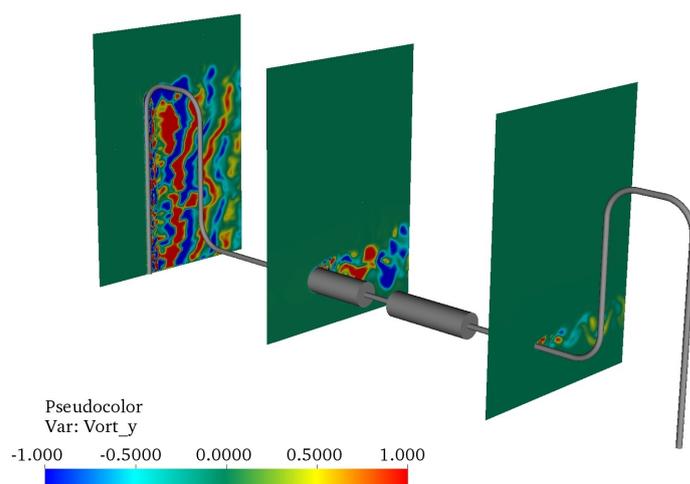
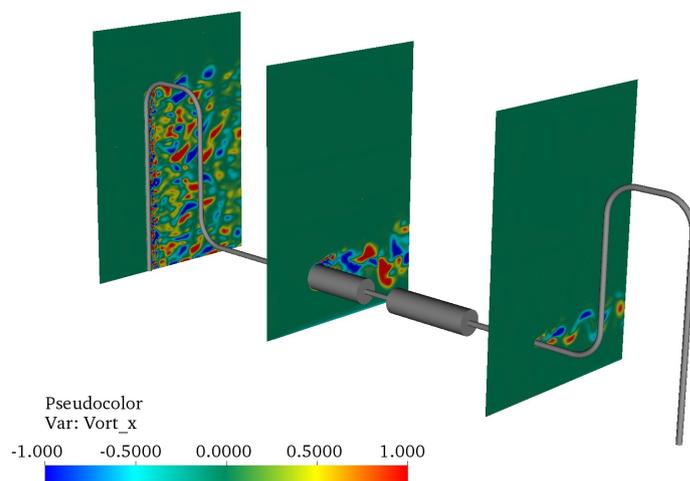


(g) nó 7



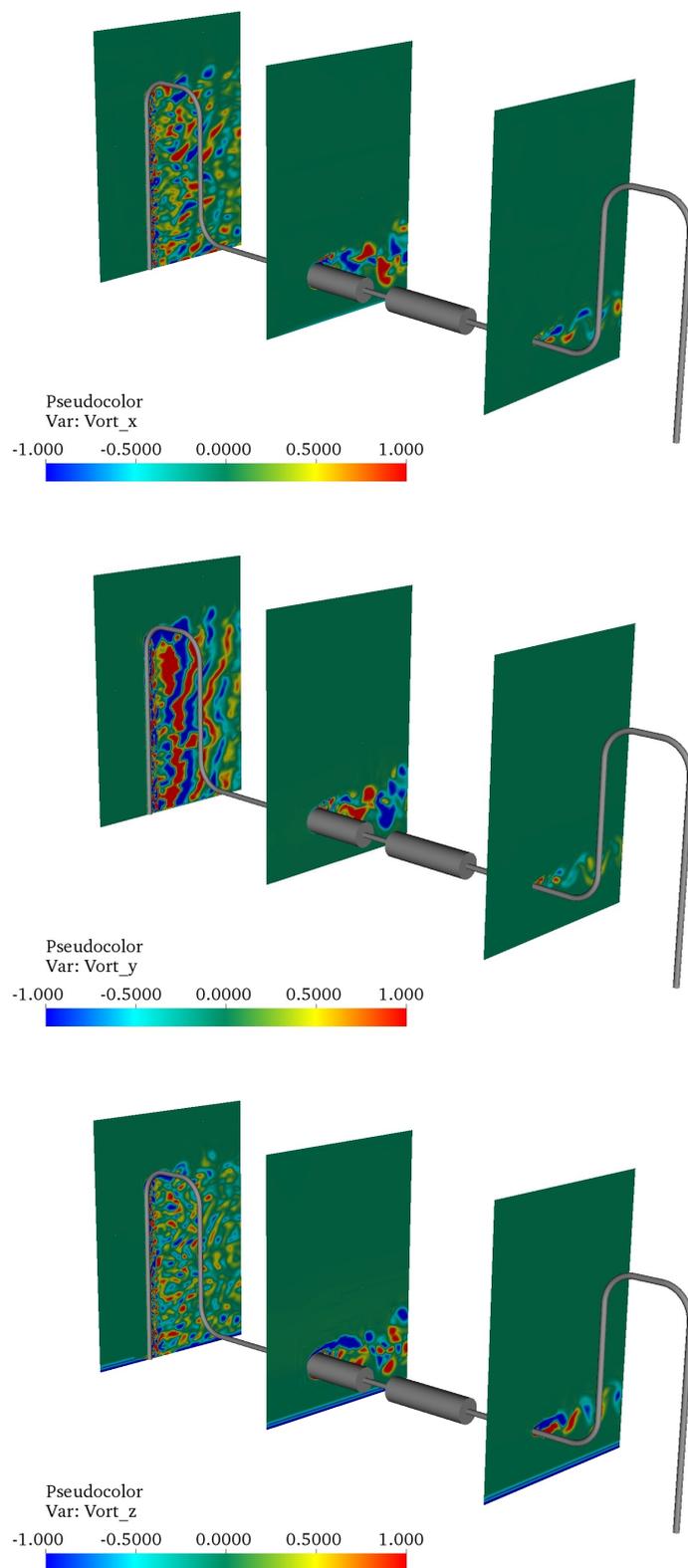
Fonte: Acervo pessoal.

Figura A.8: Visualizações das vorticidades do escoamento sobre o spool em planos sobre o eixo z.



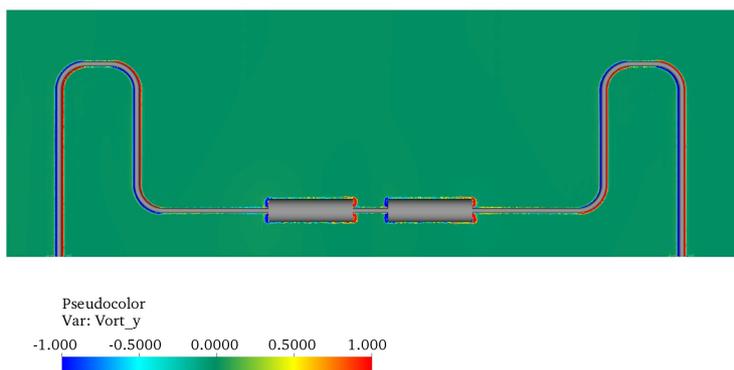
Fonte: Acervo pessoal.

Figura A.9: Visualizações das vorticidades do escoamento sobre o spool em planos sobre o eixo z.



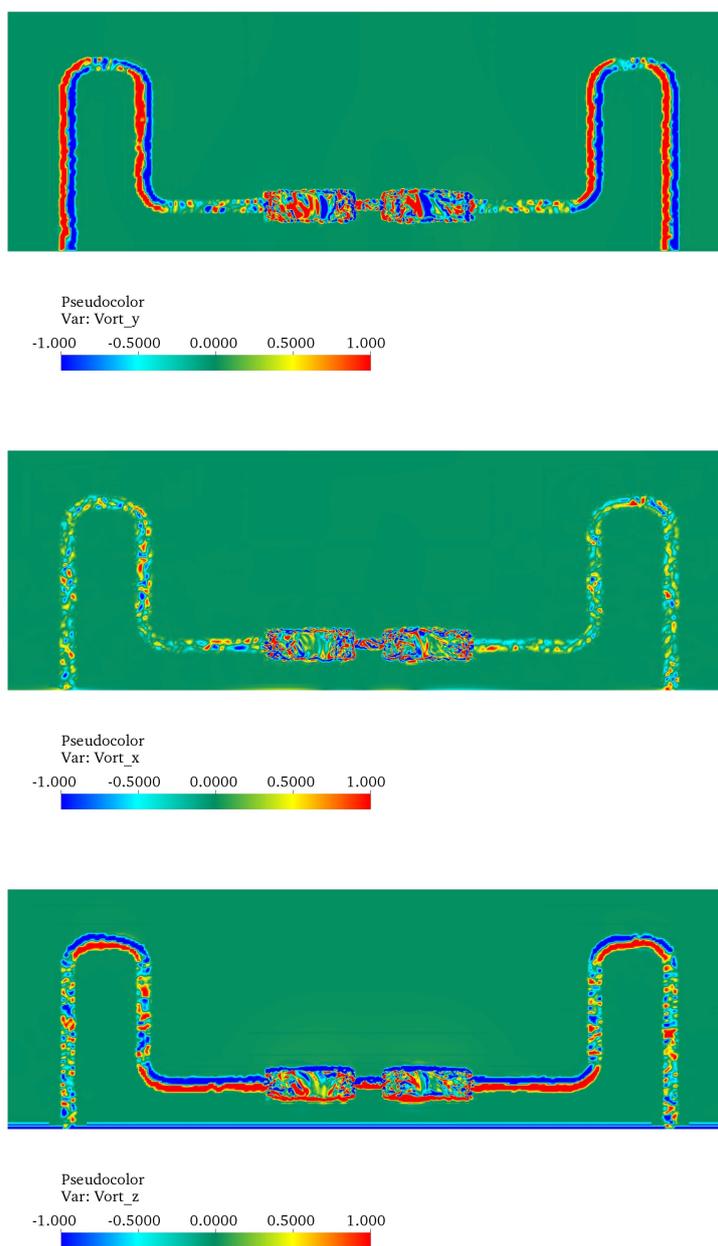
Fonte: Acervo pessoal.

Figura A.10: Visualização das vorticidades do escoamento sobre o spool no plano $x = 0$ m (vista frontal).



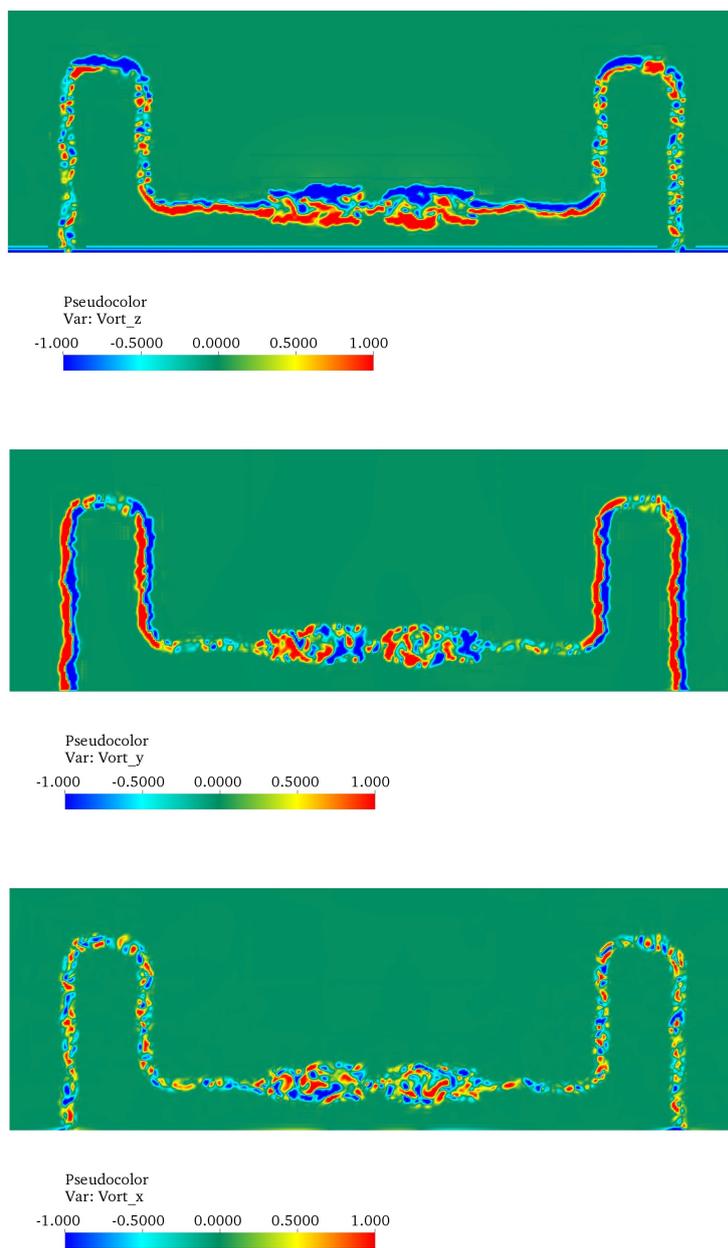
Fonte: Acervo pessoal.

Figura A.11: Visualizações das vorticidades do escoamento sobre o spool no plano $x = 1$ m (vista posterior).



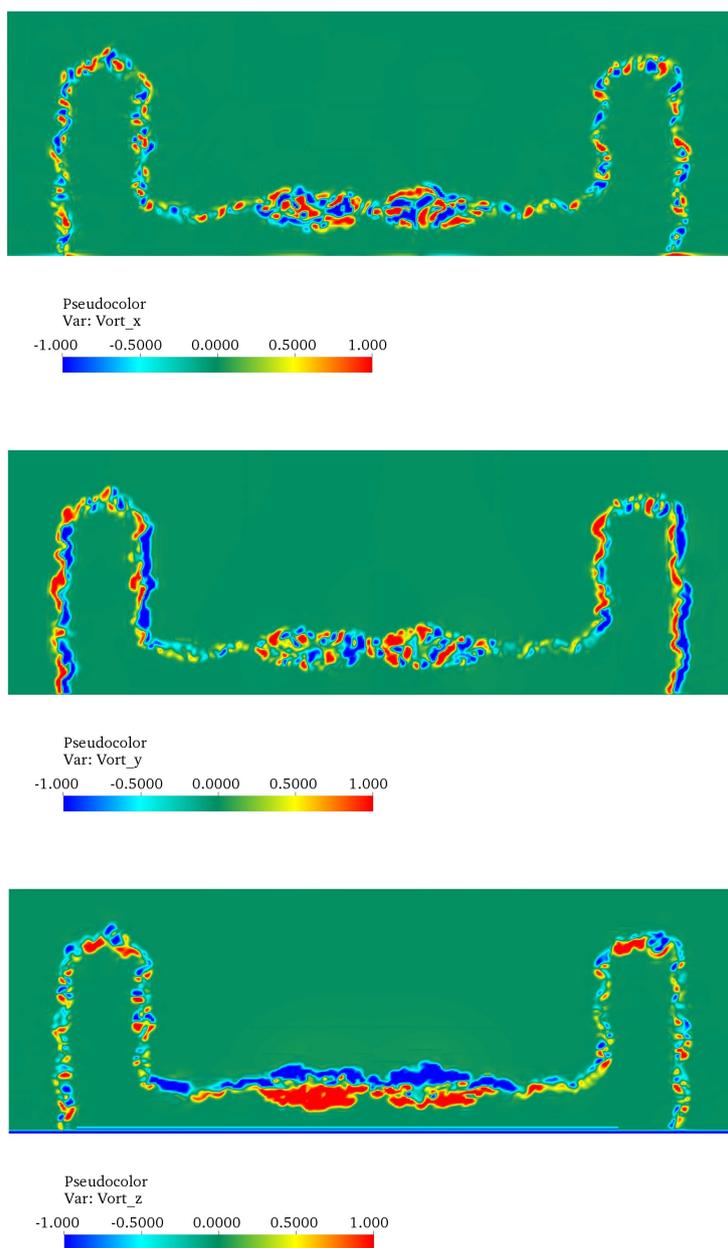
Fonte: Acervo pessoal.

Figura A.12: Visualizações das vorticidades do escoamento sobre o spool no plano $x = 2$ m (vista posterior).



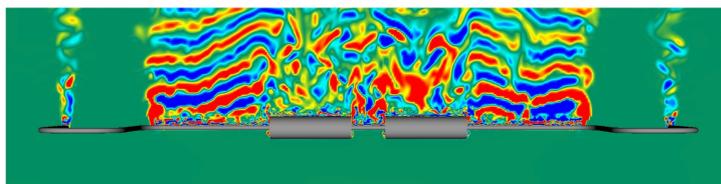
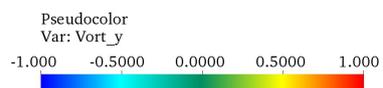
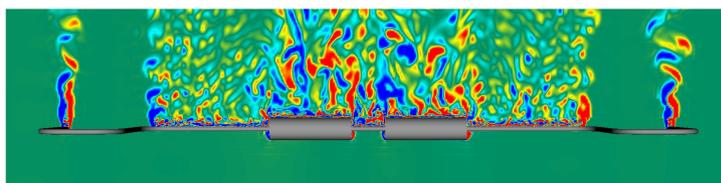
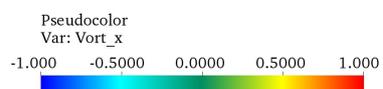
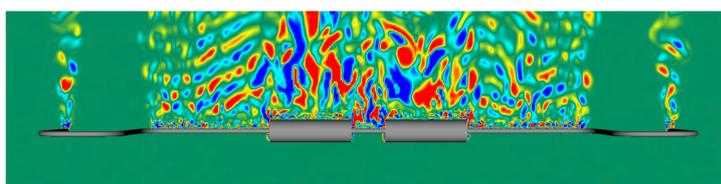
Fonte: Acervo pessoal.

Figura A.13: Visualizações das vorticidades do escoamento sobre o spool no plano $x = 3$ m (vista posterior).



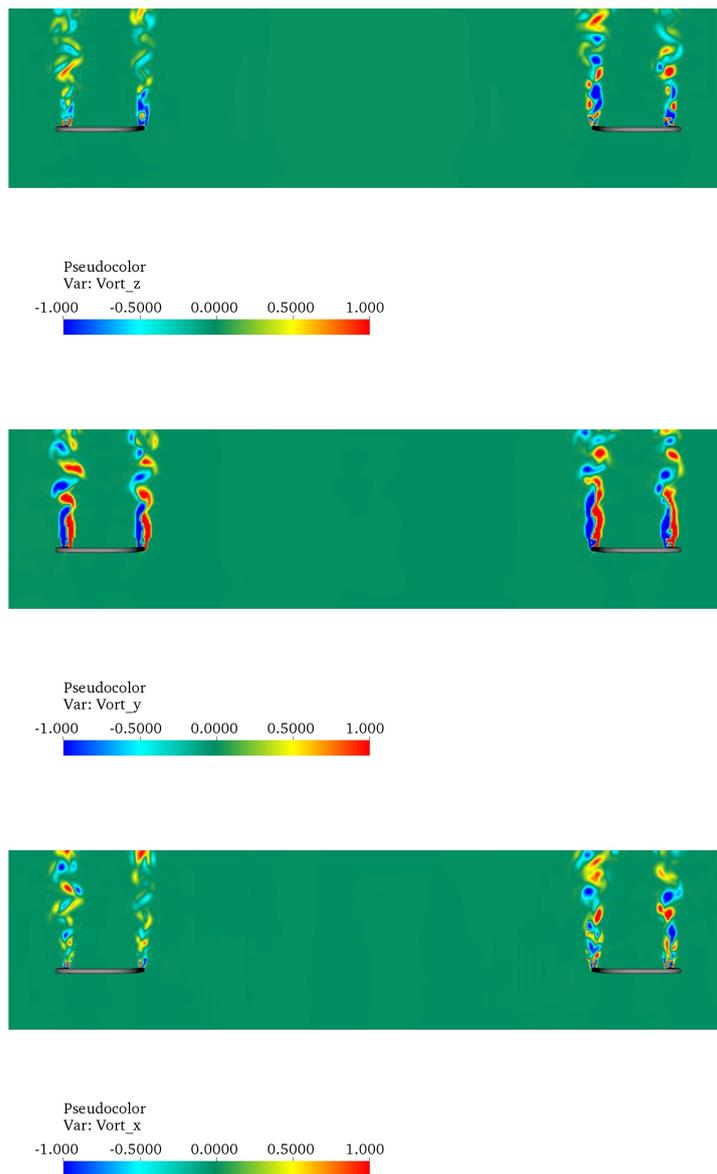
Fonte: Acervo pessoal.

Figura A.14: Visualizações das vorticidades do escoamento sobre o spool no plano $y = 3$ m (vista superior).



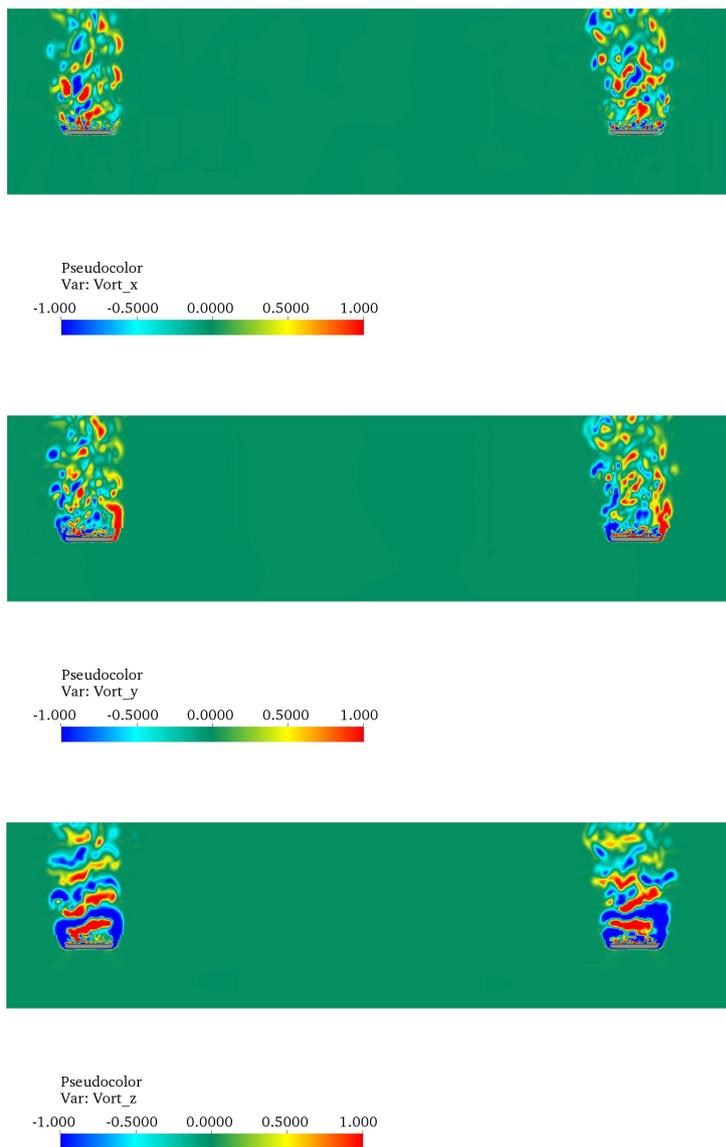
Fonte: Acervo pessoal.

Figura A.15: Visualizações das vorticidades do escoamento sobre o spool no plano $y = 8$ m (vista superior).



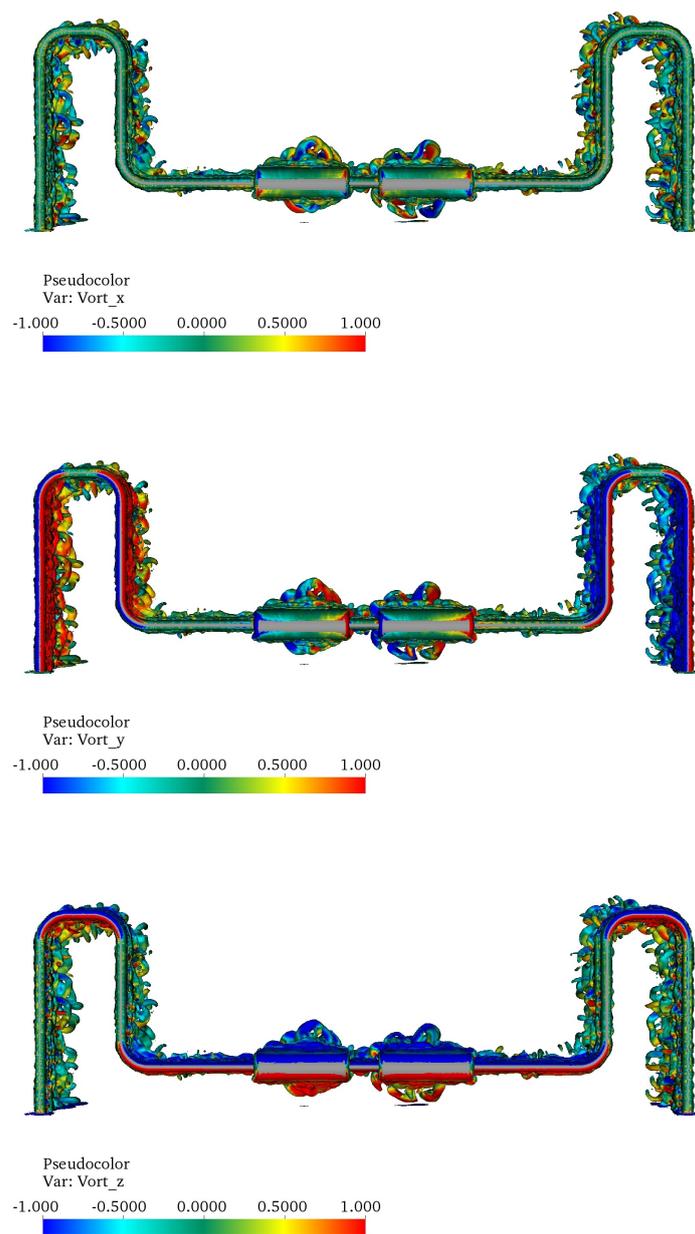
Fonte: Acervo pessoal.

Figura A.16: Visualizações das vorticidades do escoamento sobre o spool no plano $y = 12,5$ m (vista superior).



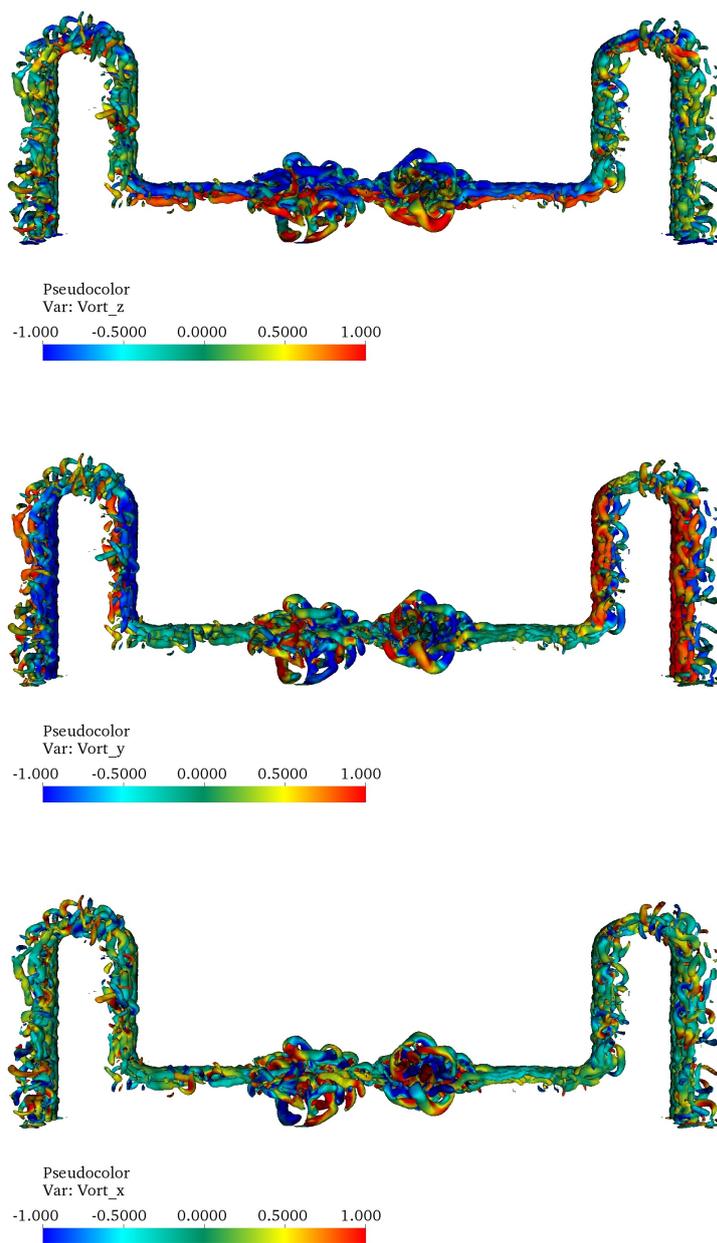
Fonte: Acervo pessoal.

Figura A.17: Visualizações das vorticidades do escoamento sobre o spool em vista frontal.



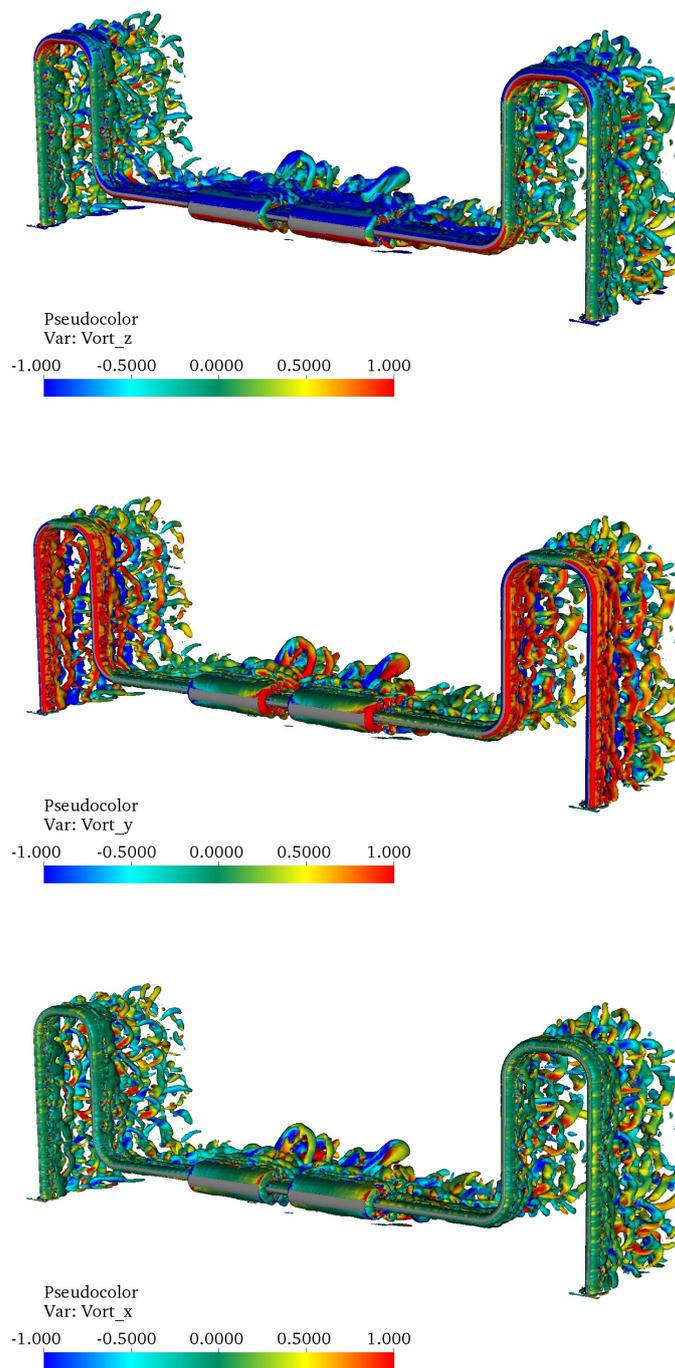
Fonte: Acervo pessoal.

Figura A.18: Visualizações das vorticidades do escoamento sobre o spool em vista posterior.



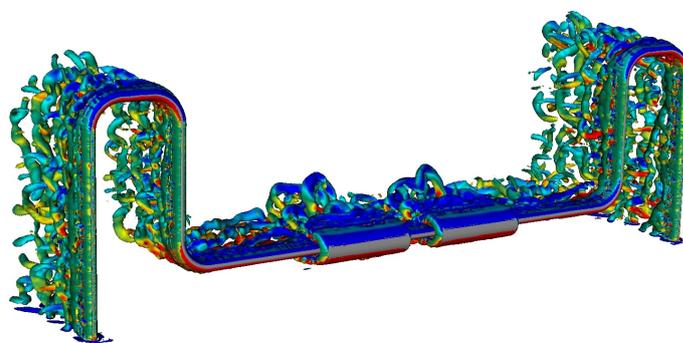
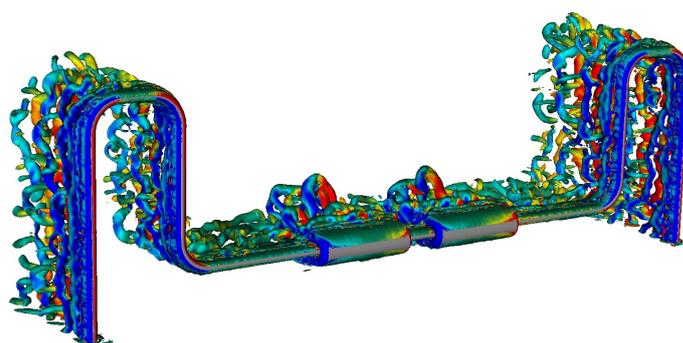
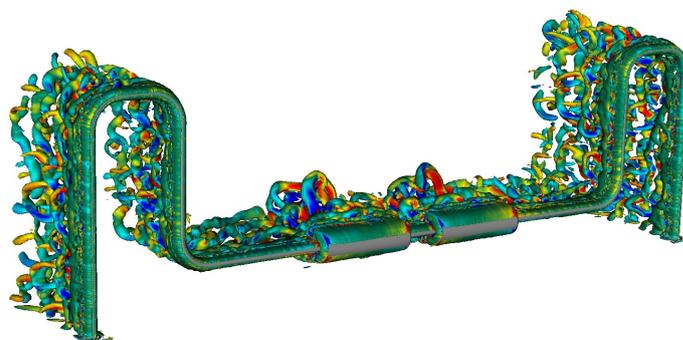
Fonte: Acervo pessoal.

Figura A.19: Visualizações das vorticidades do escoamento sobre o spool em vista isométrica à direita.



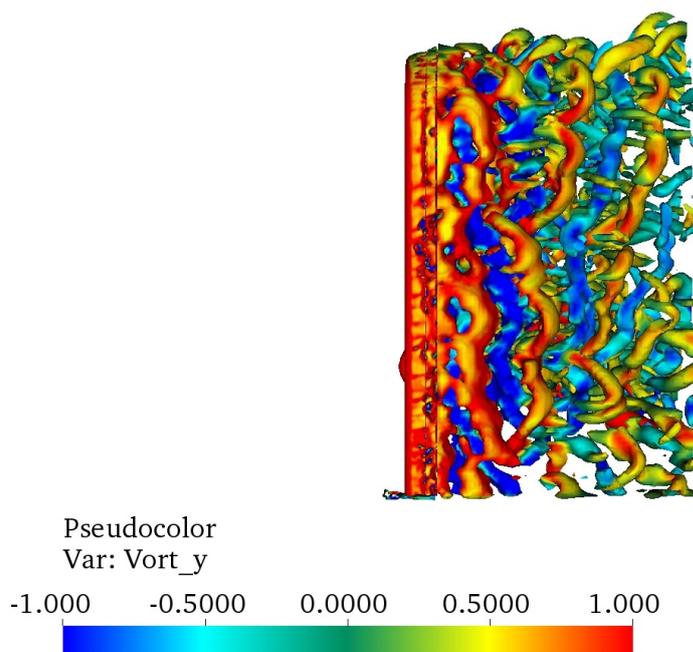
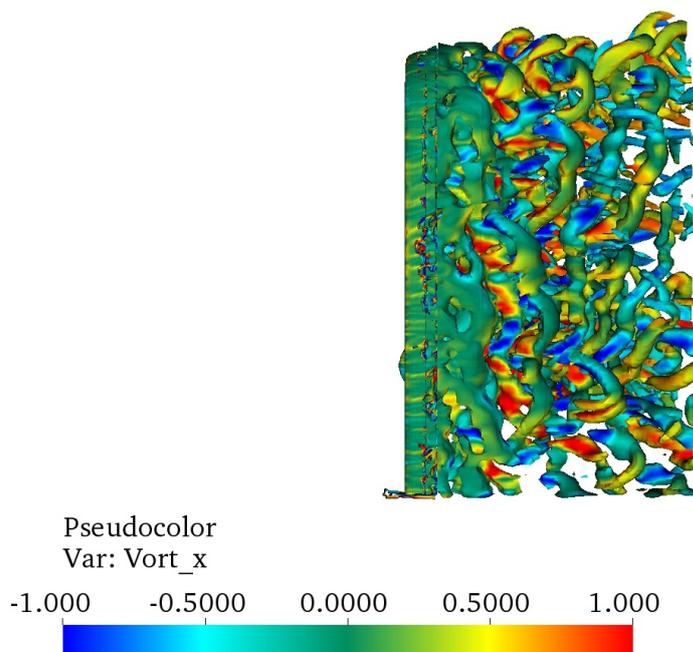
Fonte: Acervo pessoal.

Figura A.20: Visualizações das vorticidades do escoamento sobre o spool em vista isométrica à esquerda.



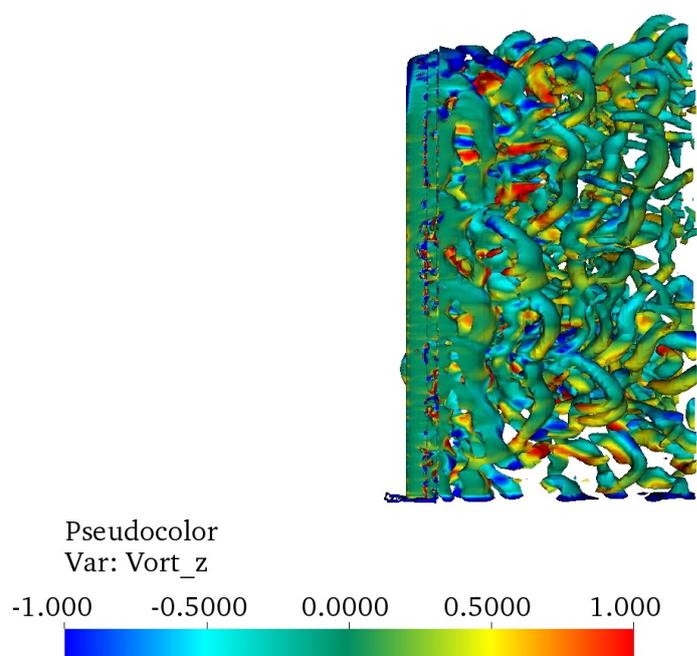
Fonte: Acervo pessoal.

Figura A.21: Visualizações das vorticidades do escoamento sobre o spool em vista lateral direita.



Fonte: Acervo pessoal.

Figura A.21: Continuação.



Fonte: Acervo pessoal.