



**Thiago Handerson Torres Eduardo**

**Caracterização das forças e do amortecimento  
viscoso agindo sobre as linhas de controle de  
completação inteligente**

**Tese de Doutorado**

Tese apresentada como requisito parcial para obtenção do grau de Doutor pelo Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica, do Departamento de Engenharia Mecânica da PUC-Rio.

Orientador : Prof. Angela Ourivio Nieckele  
Coorientador: Prof. Arthur Martins Barbosa Braga

Rio de Janeiro  
Maio de 2022



**Thiago Handerson Torres Eduardo**

**Caracterização das forças e do amortecimento  
viscoso agindo sobre as linhas de controle de  
completação inteligente**

Tese apresentada como requisito parcial para obtenção do grau de Doutor pelo Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica da PUC-Rio. Aprovada pela Comissão Examinadora abaixo:

**Prof. Angela Ourivio Nieckele**

Orientador

Departamento de Engenharia Mecânica – PUC-Rio

**Prof. Arthur Martins Barbosa Braga**

Coorientador

Departamento de Engenharia Mecânica – PUC-Rio

**Prof. Ivan Fabio Mota de Menezes**

Departamento de Engenharia Mecânica – PUC-Rio

**Prof. João Carlos Ribeiro Plácido**

Departamento de Engenharia Mecânica – PUC-Rio

**Dr. Luiz Eduardo Bittencourt Sampaio**

Stanford University

**Dr. João Neuenschwander Escosteguy Carneiro**

ISDB Flowtech

Rio de Janeiro, 10 de Maio de 2022

Todos os direitos reservados. A reprodução, total ou parcial do trabalho, é proibida sem a autorização da universidade, do autor e do orientador.

### **Thiago Handerson Torres Eduardo**

Graduou-se em Engenharia Mecânica na Universidade Federal do Ceará (UFC) e possui graduação sanduíche em Engenharia de Petróleo pela University of Louisiana at Lafayette (ULL-Louisiana, Estados Unidos). Fez mestrado em Engenharia Mecânica pela Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro (PUC-Rio). Trabalhou por dez anos na Universidade Petrobras na área de Dutos Terrestres. Desde 2019 trabalha no CENPES na área de completação de poços.

#### Ficha Catalográfica

Eduardo, Thiago Handerson Torres

Caracterização das forças e do amortecimento viscoso agindo sobre as linhas de controle de completação inteligente / Thiago Handerson Torres Eduardo; orientador: Angela Ourivio Nieckele; coorientador: Arthur Martins Barbosa Braga. – 2022.

128 f: il. color. ; 30 cm

Tese (doutorado) - Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Departamento de Engenharia Mecânica, 2022.

Inclui bibliografia

1. Engenharia Mecânica – Teses. 2. Escoamento transversal a cilindro. 3. Espaço anular. 4. Interação Fluido-estrutura. 5. Fator de amortecimento crítico. I. Nieckele, A. O.. II. Braga, A. M. B.. III. Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro. Departamento de Engenharia Mecânica. IV. Título.

CDD: 621

Aos meus pais Antonio (*in Memoriam*) e Maria, pelas fundações bem construídas sob as quais dei os meus primeiros passos na vida e na educação.

À minha esposa, Beatriz, pela abnegação dos fins de semana e noites, para que pudesse me dedicar aos estudos. Aos meus filhos, Valentina e Benjamin, por... fazerem o que as crianças fazem: os pais muito felizes. A Deus, pela saúde e pela vida. Aos meus orientadores, gerentes e colegas de trabalho pelo companheirismo e orientação.



## Agradecimentos

Gostaria de agradecer à minha orientadora, Prof<sup>a</sup>. Angela, que tem sido exatamente isso, no sentido *lato* da palavra, conduzindo e guiando meus passos durante o desenvolvimento deste trabalho. Agradeço pela porta aberta no começo do doutorado, proporcionando o início da realização deste sonho e sua orientação até a conclusão da jornada.

Agradeço também ao meu co-orientador, Prof. Arthur, que me apresentou o tema deste trabalho e que eventualmente levou à transferência para a área de poços. Seus trabalhos anteriores também serviram como base para que este trabalho pudesse ser desenvolvido.

Agradeço também à Petrobras, pela liberação para assistir às aulas, sem a qual não poderia realizar este sonho. Agradeço em especial ao engenheiro Márcio Faria (então meu gerente), que me incentivou a assumir o compromisso com um Doutorado. Aos meus gerentes posteriores, André Concatto, Julio Leite e Pedro Marins, pela confiança em mim depositada e incentivo. Agradeço também aos colegas de trabalho, Dr. Manoel Feliciano da Silva Júnior, que me auxiliou internamente quanto aos trabalhos envolvendo vibração induzida por escoamento, e Cedric Hernalsteen que desempenhou um papel importante na minha transferência para o Centro de Pesquisas da Petrobras.

Agradeço à PUC-Rio pelo apoio financeiro fornecido durante todos estes anos, e por se tornar minha casa durante o mestrado e o doutorado.

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001.

---

Agradeço à minha esposa, que assumiu o compromisso com este doutorado, tanto quanto eu, abdicando das horas de lazer para que eu pudesse me empenhar nos estudos e no desenvolvimento deste trabalho.

Agradeço, acima de tudo, a Deus pela saúde e pela sanidade durante este período de estresse, em especial durante esta pandemia, onde tanto no trabalho, quanto no doutorado e na vida pessoal, nos levou a condições extremas.

## Resumo

Eduardo, Thiago Handerson Torres; Nieckele, A. O.; Braga, A. M. B.. **Caracterização das forças e do amortecimento viscoso agindo sobre as linhas de controle de completção inteligente**. Rio de Janeiro, 2022. 128p. Tese de Doutorado – Departamento de Engenharia Mecânica, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

Diante dos cenários de produção cada vez mais desafiadores, a indústria de petróleo tem sido forçada a expandir os limites operacionais para vazões, temperaturas e pressões mais elevadas. Como consequência, cenários mais rigorosos são encontrados, levando à redução da vida útil dos equipamentos atuais, como por exemplo, a falha prematura por fadiga de linhas de controle de poços com completção inteligente. Estas linhas encontram-se expostas ao escoamento turbulento na região anular da coluna de produção, causando vibrações e tensões suficientemente altas, podendo levar a uma falha prematura das linhas por fadiga. Para prevenir estes problemas e desenvolver projetos mais eficientes, é necessário investigar os fenômenos associados a interação da vibração da linha com os desprendimentos de vórtices do escoamento. Estes foram modelados utilizando-se a metodologia DDES (Delayed Detached Eddy Simulation), o que requer alto custo computacional, devido à necessidade de utilização de pequenos passos de tempo e de espaçamento de malha. Buscando reduzir o custo computacional para a modelagem do problema, propõe-se, neste trabalho, tratar de forma desacoplada a análise estrutural e de fluidodinâmica. As forças atuantes nas linhas de controle no espaço anular do poço de completção são obtidas desprezando-se a flexibilidade das linhas. Paralelamente, o fator de amortecimento crítico, necessário para a análise estrutural da vibração da linha, é obtido através de uma simulação Fluido-Estrutura de um escoamento cruzado a um cilindro elástico. Os resultados obtidos mostram que a presente metodologia é promissora, pois permite uma representação dos fenômenos envolvidos melhor do que a encontrada nos procedimentos atualmente disponíveis na literatura.

## Palavras-chave

Escoamento transversal a cilindro; Espaço anular; Interação Fluido-estrutura; Fator de amortecimento crítico.

## Abstract

Eduardo, Thiago Handerson Torres; Nieckele, A. O. (Advisor); Braga, A. M. B. (Co-Advisor). **Characterization of forces and viscous damping action on intelligent completion control lines**. Rio de Janeiro, 2022. 128p. Tese de Doutorado – Departamento de Engenharia Mecânica, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

In face of increasingly challenging production scenarios, the oil industry has been forced to expand operational limits to higher flow rates, temperatures, and pressures. Therefore, challenging production scenarios are found, from integrity standpoint, leading to reduction in current equipment life expectancy. Premature failure of control lines due to fatigue in wells with intelligent completion is one of the problems that arises from those extreme conditions. These lines are exposed to turbulent flow in the annular region of the production string, causing sufficiently high vibrations and stresses. These dynamic stresses can lead to premature failure of the lines due to fatigue. To prevent these problems, and to develop more efficient designs, it is necessary to investigate the phenomena associated with the interaction of the line vibration with the vortex shedding of the flow. We modeled the phenomena using the DES (Delayed Detached Eddy Simulation) methodology, which has high computational cost due to the need of using small time steps and high mesh refinement. In order to reduce these computational costs, this work proposes to deal with structural and fluid dynamics analysis in a decoupled way. The forces acting on the control lines in the annular space of the completion well are obtained neglecting the flexibility of the lines. In parallel, the critical damping factor, necessary for the structural vibration analysis of control lines, is obtained through a Fluid-Structure Interaction (FSI) simulation of an elastic cylinder subjected to cross flow. The results obtained show that the present methodology is promising, allowing a better representation of the involved phenomena, compared to procedures currently available in the literature.

## Keywords

Cylinder cross flow; Annular space; Fluid-structure interaction; Critical damping factor.

# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>18</b>
1.1	Objetivo	22
1.2	Organização do Manuscrito	24
<b>2</b>	<b>Informações Preliminares</b>	<b>25</b>
2.1	Conceitos Básicos de Escoamento Transversal a Cilindro	25
2.2	Metodologias para Tratar Interação Fluido-Estrutura	32
2.3	Estado da Arte	35
2.4	Comentários Finais	39
<b>3</b>	<b>Modelagem</b>	<b>40</b>
3.1	Modelagem do Escoamento	40
3.1.1	Método das médias de Reynolds	42
3.1.1.1	Modelo URANS $\kappa - \varepsilon$	44
3.1.1.2	Modelo URANS $\kappa - \omega$	45
3.1.1.3	Modelo URANS $k - \omega$ SST	46
3.1.2	Modelo LES	47
3.1.3	Modelo $\kappa - \omega$ SST - DDES	49
3.1.4	Condições de contorno e iniciais	50
3.2	Análise Estrutural	52
3.3	Interação Fluido-Estrutura	53
3.3.1	Abordagem ALE	53
3.3.2	Esquema utilizado na solução do problema CFD	55
3.3.3	Esquema utilizado na solução do estrutural	56
3.3.4	Esquema de acoplamento solução FSI	57
3.3.5	Procedimento de solução	59
3.3.6	Mapeamento de variáveis na interface	61
<b>4</b>	<b>Resultados</b>	<b>64</b>
4.1	Modelo da Coluna de Completação	65
4.1.1	Malha	68
4.1.2	Análise do escoamento	70
4.1.3	Distribuição de forças	76
4.2	Cilindro Elástico Exposto ao Escoamento Turbulento	82
4.2.1	Malhas	85
4.2.2	Análise do escoamento cruzado à cilindro elástico	86
4.2.3	Comparação do escoamento sobre um cilindro rígido <i>vs</i> elástico	90
4.2.3.1	Forças agindo sobre o cilindro rígido e elástico	95
4.2.4	Estimativa do Fator de Amortecimento	97
4.2.4.1	Análise do fator de amortecimento crítico para a geometria do poço	103
<b>5</b>	<b>Conclusões</b>	<b>105</b>

<b>A</b>	<b>Análises Auxiliares</b>	<b>116</b>
A.1	Barbatana em cilindro elástico	116
A.2	Escoamento cruzado sobre cilindro rígido	119
A.2.1	Modelagem 3D	121
A.3	Frequência de vibração de cilindro	127

## Lista de figuras

Figura 1.1	Esquemático de uma completção inteligente convencional (Fonte: Petrobras, interno).	19
Figura 1.2	Válvula HS-ICV 4 $\frac{1}{2}$ " – Halliburton (Fonte: Braga (2017))	20
Figura 1.3	Esquemático de um poço completado com linhas e válvulas de controle	23
Figura 1.4	Problema FSI simplificado: cilindro elástico bi-engastado com escoamento turbulento cruzado.	24
Figura 2.1	Tipos de comportamento de escoamento em torno de um cilindro, ilustrando os vários regimes de escoamento para um número de Reynolds crescente. Figura de Lienhard (1966) referenciada por Blevins (1990).	27
Figura 2.2	Número de Strouhal e coeficiente de arrasto em função do número de Reynolds (Roshko, 1952)	27
Figura 2.3	Dependência da frequência de descolamento de vórtices adimensional (St) com número de Reynolds (Kaneko et al., 2008)	28
Figura 2.4	Sincronização induzida por vórtices (Kaneko et al., 2008)	29
Figura 2.5	Sistema massa-mola-amortecedor	31
Figura 2.6	Problema Benchmark de Turek-Hron para FSI com escoamento incompressível usando a abordagem ALE e FEM com esquema de acoplamento monolítico (Jenkins, 2011).	34
Figura 2.7	Cilindro com barbatana (de Nayer e Breuer, 2014)	34
Figura 2.8	Cilindro com barbatana (comparação entre resultados experimentais e numéricos) (de Nayer e Breuer, 2014).	35
Figura 2.9	Esquemático do problema estudado por de Oliveira Barbosa et al. (2017). Fonte: de Oliveira Barbosa et al. (2017).	38
	2.6(a)t=0	38
	2.6(b)t= $\Delta t$	38
	2.6(c)t=2 $\Delta t$	38
	2.6(d)t=3 $\Delta t$	38
Figura 3.1	Escalas de turbulência simuladas por método (a região cinza representa as escalas modeladas)	42
Figura 3.2	Escalas de tempo para utilização dos métodos URANS	43
Figura 3.3	(a) Abordagem Lagrangiana (b) abordagem Euleriana. Fonte: Gatzhammer (2014).	54
Figura 3.4	Abordagem Euleriana e ALE. Fonte: Gatzhammer (2014).	54
Figura 3.5	Relação entre as coordenadas locais $\Omega_X$ (Lagrangiana), espaciais $\Omega_x$ (Euleriana) e referenciais $\Omega_\chi$ (ALE). Fonte: Gatzhammer (2014).	54
Figura 3.6	Tipos de acoplamento FSI.	58
Figura 3.7	Esquemático de funcionamento do preCICE®. Fonte: precice.org.	59

Figura 3.8	Configuração das partes da simulação FSI. Fonte: precice.org.	59
Figura 3.9	Algoritmo FSI	61
Figura 3.10	Tolerância com a convergência da interface fluido-sólido. Fonte: figura de de Boer et al. (2008).	62
Figura 3.11	Esquemas de interpolação. Fonte: precice.org.	62
Figura 3.12	Esquemas de interpolação 3D para malhas não coincidentes. Fonte: precice.org.	63
Figura 3.13	Comunicação para troca de informação na interface via preCICE®. Fonte: precice.org.	63
Figura 4.1	Jato incidente na parede externa do anular.	65
Figura 4.2	Geometria simplificada de um poço injetor.	66
Figura 4.3	Condições de contorno.	67
Figura 4.4	Condições de contorno cíclica. Fonte: openfoam.com.	68
Figura 4.5	Blocos usados para gerar a malha no blockMesh.	69
Figura 4.6	Refinamento progressivo na região da parede.	69
Figura 4.7	Refinamento da malha na região dos jatos ( <i>inlets</i> ).	70
Figura 4.8	Contorno da magnitude do vetor velocidade. Planos $z = 100, 150, 200, 400, 600, 800$ mm para $t = 10s$ e $Re_{in} = 20.000$ .	71
Figura 4.9	Linhas de corrente, $Re_{in} = 20.000$ .	72
Figura 4.10	Plano de referência, utilizado na análise do jato, indicado pela moldura vermelha.	73
Figura 4.11	Evolução temporal do módulo do vetor velocidade no plano central do jato (plano de referência).	74
Figura 4.12	Evolução temporal do vorticidade no plano central do jato (plano de referência).	75
Figura 4.13	Iso-superfície de critério Q coloridas com a velocidade.	76
Figura 4.14	Variação temporal e axial (direção $z$ ) para o componente da força resultante $dF_x[N]$ na direção $x$ no elemento de área $dA_s$ .	77
Figura 4.15	Variação temporal e axial (direção $z$ ) para o componente da força resultante $dF_y[N]$ na direção $y$ no elemento de área $dA_s$ .	78
Figura 4.16	Referências para as forças de arrasto e sustentação	78
Figura 4.17	Carregamento de arrasto e sustentação no domínio do tempo e da frequência para $Re = 20.000$ .	80
Figura 4.18	Magnitudes e frequências dos componentes mais energéticas do carregamento em função do Reynolds.	81
Figura 4.19	PSD das forças atuando na linha de controle.	82
Figura 4.20	Geometria e condições de contorno do domínio fluido.	83
Figura 4.21	Geometria e condições de contorno do domínio sólido.	84
Figura 4.22	Dimensões dos domínios fluido e sólido.	84
Figura 4.23	Malha domínio fluido.	85
Figura 4.24	Malha cilindro elástico.	86
Figura 4.25	Exemplo desprendimento de vórtices simétrico e antissimétrico (figura de Bai e Bai (2005))	87
Figura 4.26	Vorticidade no plano central do escoamento transversal ao cilindro com interação fluido estrutura.	88

Figura 4.27 Critério $Q$ , colorido com a vorticidade. Domínio dividido no plano médio mostrando tanto os vórtices quanto o movimento da superfície do cilindro elástico. OBS.: para visualização do slide show é necessário o uso de Adobe Reader®	88
Figura 4.28 Evolução temporal da sustentação e a transformada de Hilbert (com zoom, sem efeitos de borda)	89
Figura 4.29 Evolução temporal da taxa de amplificação da sustentação com média móvel.	90
Figura 4.30 Disposição dos <i>probes</i> na esteira de vórtices.	90
Figura 4.31 Energia cinética total vs distância do cilindro. CSF x FSI	91
Figura 4.32 Diferença entre as energias cinéticas totais	92
Figura 4.33 Energia cinética turbulenta vs distancia do cilindro	92
Figura 4.34 Funções de transição entre os diversos modelos de turbulência.	93
Figura 4.35 Diferença entre as energias cinéticas turbulentas modelada	94
Figura 4.36 % energia cinética turbulenta modelada	94
Figura 4.37 PSD da energia cinética turbulenta na esteira de vórtices	96
Figura 4.38 PSD forças agindo nos cilindro rígido e elástico	97
Figura 4.39 Amplitude de forças de sustentação ( <i>Lift</i> ).	99
Figura 4.40 Carregamento imposto pelo fluido (sustentação).	99
Figura 4.41 Curva paramétrica de deslocamentos $xy$ nas direções de arrasto e sustentação, respectivamente.	100
Figura 4.42 Amplitude do deslocamento	101
Figura 4.43 média de $H(\omega_{fsi})$	101
Figura 4.44 Efeito do fator de amortecimento na relação $Y/Lift$	102
Figura 4.45 Resultado do processo de otimização com $\zeta$ variável.	103
Figura A.1 Problema FSI de Turek e Hron (2006). Fonte: Turek e Hron (2006).	117
Figura A.2 Resultados obtidos utilizando o OpenFOAM®, CalculiX® e preCICE®	118
Figura A.3 Malha utilizada para solução dos casos turbulentos 2D	120
Figura A.4 Iso-superfície do critério $Q$ , obtida com modelo DDES. $Re = 3900$ .	122
Figura A.5 Detalhe na malha na região de parede	122
Figura A.6 $y^+$ para um instante de tempo para a malha #3.	124
Figura A.7 Comparação do coeficiente de pressão com a literatura (malha #3).	125
Figura A.8 Análise dos efeitos de borda via coeficiente de pressão	125
Figura A.9 Coeficientes de arrasto e sustentação.	126
Figura A.10 FFT do o coeficiente instantâneo de sustentação.	126
Figura A.11 Modos de vibração analíticos	127
Figura A.12 Número de elementos de malha vs frequência dos modos de vibração calculados no CalculiX®	128



## Lista de tabelas

Tabela 3.1	Constantes do modelo	47
Tabela 3.2	Constantes do modelo $\kappa - \omega DDES$ (OpenFOAM®)	50
Tabela 4.1	Inclinação da curva do espectro de potência das forças agindo sobre o cilindro rígido confinado.	81
Tabela 4.2	Dimensões da Fig. 4.22	84
Tabela 4.3	Propriedades do cilindro e fluido.	85
Tabela 4.4	Inclinação da curva do espectro de potência da energia cinética turbulenta para o cilindro rígido e elástico	95
Tabela 4.5	Inclinação da curva do espectro de potência das forças agindo sobre o cilindro rígido e elástico	97
Tabela 4.6	Frequência dos primeiros modos - formulação FEM e Analítica	102
Tabela 4.7	Posição das flechas máximas por modo de vibração	104
Tabela A.1	Propriedades do caso teste (Turek e Hron, 2006)	118
Tabela A.2	Comparação com dados de Turek e Hron (Turek e Hron, 2006)	119
Tabela A.3	Comparação entre dados numéricos com modelo 2D $\kappa - \omega$ SST e experimentais de Pereira et al. (2017). $Re = 3900$ .	121
Tabela A.4	Comparação entre os resultados do modelo DDES 3D com dados experimentais de Pereira para $Re = 3900$ .	122
Tabela A.5	Dados da literatura	123
Tabela A.6	Teste da malha	123

## Lista de Abreviaturas

### Letras romanas

$A_s$	-	Área superficial das linhas de controle
$A_{ref}$	-	Área do cilindro projetada na direção normal ao escoamento
$c$	-	Velocidade do fluido relativo à malha móvel
$C$	-	Constante de amortecimento
$C_{cr}$	-	Constante de amortecimento crítico
$C_D$	-	Coeficiente de arrasto ( <i>Drag</i> )
$C_L$	-	Coeficiente de sustentação ( <i>lift</i> )
$D$	-	Diâmetro do cilindro
$D_h$	-	Diâmetro hidráulico
$D_{LC}$	-	Diâmetro da linha de controle
$D_{in}$	-	Diâmetro interno do espaço anular
$D_{out}$	-	Diâmetro externo do espaço anular
$\mathbf{d}_s$	-	Vetor deslocamento do sólido
$E$	-	Módulo de elasticidade do sólido
$f_{vk}$	-	Frequência de descolamento de vórtices ( <i>Von Kármán vortex shedding frequency</i> )
$l$	-	Localização do centro
$L$	-	Comprimento do cilindro
$L_{in}$	-	Comprimento do lado do <i>trim</i> da válvula
$L_{vk}$	-	Escala de comprimento de Von Kármán
$\mathbf{L}$	-	Operador diferencial deslocamento-deformação (domínio sólido)
$F$	-	Força
$F_D$	-	Força de arrasto
$F_L$	-	Força de sustentação
$H(\omega)$	-	Função resposta em frequência
$k$	-	Energia cinética turbulenta
$K$	-	Constante da mola
$m$	-	Massa
$m_a$	-	Massa adicionada

$p$	-	Pressão
$P$	-	Pressão modificada
$P_\kappa$	-	Termo de produção de energia cinética turbulenta
$P_m$	-	Perímetro molhado
$R_{LC}$	-	Raio de localização das Linhas de controle
$S_{ij}$	-	Tensor taxa de deformação
$u$	-	Velocidade
$u_\tau$	-	Velocidade de atrito
$U$	-	Velocidade do escoamento transversal ao cilindro
$V$	-	Velocidade transversal do fluido longe do cilindro
$V_c$	-	Velocidade do cilindro
$\mathcal{V}$	-	Domínio de uma célula
$\forall$	-	Volume de uma célula
$x_i$	-	Coordenadas (i=1,2,3)
$\mathbf{x}$	-	Vetor posição
$y$	-	Distância à parede, para os modelos de turbulência, e deslocamento na direção “y”, para as análises de vibração
$y(x, t)$	-	Movimento de um sistema de massa distribuída no espaço e no tempo
$y^+$	-	Distancia adimensional à parede
$Y$	-	Amplitude do deslocamento

### Letras gregas

$\alpha$	-	Fator de sub-relaxação
$\delta_{ij}$	-	Delta de Kronecker
$\rho$	-	Massa específica
$\mu$	-	Viscosidade dinâmica
$\mu^s$	-	Módulo de cisalhamento
$\nu$	-	Viscosidade cinemática
$\nu_t$	-	Viscosidade cinemática turbulenta
$\nu^s$	-	Coeficiente de Poisson
$\eta$	-	Coordenada na direção normal à superfície
$\varepsilon$	-	Taxa de dissipação de energia cinética
$\boldsymbol{\eta}$	-	Vetor posição no referencial da célula no domínio $\Gamma$ de integração da filtragem LES
$\kappa$	-	Constante de Kármán
$\kappa$	-	Energia cinética turbulenta

$\omega$	-	Taxa de dissipação específica: $\omega = \frac{\varepsilon}{\beta^* k}$
$\tau_{ij}$	-	Tensão viscosa (tensor)
$\tau_w$	-	Tensão de cisalhamento na parede
$\Gamma$	-	Domínio de integração da filtragem LES
$\zeta$	-	Fator de amortecimento crítico
$\phi$	-	Grandeza genérica
$\omega_n$	-	Frequência natural do modo de vibração $n$
$\omega_{FSI}$	-	Frequência do modo de vibração identificado na interação fluido-estrutura
$\Omega_{ij}$	-	Tensor vorticidade
$\Omega_\chi$	-	Domínio da malha móvel
$\Omega_x$	-	Domínio da referencial
$\Omega_X$	-	Domínio da material

### Adimensionais

$Re$	-	Número de Reynolds
$St$	-	Número de Strouhal
$Ro$	-	Número de Roshko

### Sobrescritos

$s$	-	sólido
$-$	-	Média temporal
$\sim$	-	Média espacial
$'$	-	flutuação temporal

### Subescritos

$a$	-	Adicionada
$c$	-	Associado ao cilindro
$cr$	-	crítico
$D$	-	Associado ao arrasto
$eff$	-	Grandeza efetiva
$in$	-	Entrada
$ij$	-	coordenadas i e j

$L$	-	Associado à sustentação
$n$	-	Associado ao modo de vibração $n$
$SGS$	-	Escala de submalha ( <i>Sub-Grid Scale</i> )
$s$	-	Referente ao domínio sólido
$t$	-	Grandeza turbulenta

## Siglas

ALE	-	Lagrangeana Euleriana Arbitrária ( <i>arbitrary Lagrangian-Eulerian</i> )
CFD	-	Computational Fluid Dynamics
CSD	-	Computational Structural Dynamics
DES	-	Detached Eddy Simulation
DMC	-	dinâmica de malha computacional ( <i>Computational Mesh Dynamics</i> )
DNS	-	Direct Numerical Simulation
FDM	-	método das diferenças finitas ( <i>Finite difference method</i> )
FEM	-	método dos elementos finitos ( <i>Finite elements method</i> )
FVM	-	método dos volumes finitos ( <i>Finite volumes method</i> )
FSI	-	Interação fluido-estrutura ( <i>Fluid-Structure Interaction - FSI</i> )
LES	-	Large Eddy Simulation
RANS	-	Reynolds Average Navier-Stokes
SGS	-	escala de submalha ( <i>Sub-Grid Scale</i> )
URANS	-	Unsteady Reynolds Average Navier-Stokes

# 1

## Introdução

A indústria de petróleo tem sido pressionada nos últimos anos a ser cada vez mais eficiente e competitiva com as novas modalidades de energia renovável. Uma das formas de pressão, advinda da sociedade é que esta é cada vez mais resistente em investir em fontes de energia não renováveis. Esta pressão tem instigado a indústria de petróleo a reduzir sua pegada de carbono e ao mesmo tempo aumentar sua eficiência. Uma das consequências disso é que para um empreendimento se tornar viável, ele deve ter custo reduzido de CAPEX (custo de capital) e OPEX (custo operacional), que por sua vez reduz o envelope operacional de tal forma que as grandes margens de segurança pelas quais a indústria de petróleo era conhecida tem cada vez mais se aproximado daquelas atribuídas a indústria aeronáutica.

A descoberta do pré-sal brasileiro também acarretou dificuldades adicionais. Maiores lâminas d'água, poços mais profundos, altíssimas vazões, altos índices de incrustação carbonática e não carbonática, presença de  $CO_2$  livre (o que implica em altas vazões de reinjeção deste gás causador do efeito estufa), reservatórios de pequena espessura, geologia desafiadora (devido à plasticidade da camada de sal) e altas temperaturas nos reservatórios são alguns desafios enfrentados pelas operadoras.

Um problema direto relacionado a estes desafios é que a maioria dos equipamentos, especialmente aqueles relacionados à completação de poços, de forma muito rápida, passaram a operar em condições extremas, diferente daquelas comumente observadas no passado. Assim, a indústria de petróleo passou a dar cada vez mais importância à previsão de possíveis problemas relacionados a esta nova conjuntura. Fenômenos que antes não causavam impacto nas operações têm gerado prejuízos com perda de produção e até fechamento de poços que ainda poderiam operar por anos, em condições mais brandas.

Um desses problemas é a vibração induzida por escoamento em linhas de controle de poços com completação inteligente (Fig. 1.1). A completação inteligente possibilita que o mesmo poço produza de diferentes zonas, por meio da atuação de válvulas *slide sleeve*, de forma controlada na superfície por meio de linhas hidráulicas (cenário atual) e linhas elétricas (futuro muito próximo).

Estas linhas, em determinadas zonas, encontram-se expostas ao escoamento na região anular da coluna de produção. A exposição destas linhas ao escoamento faz com que as mesmas vibrem e causem tensões suficientemente altas podendo levar a uma falha prematura por fadiga.

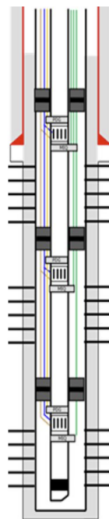


Figura 1.1: Esquemático de uma completação inteligente convencional (Fonte: Petrobras, interno).

Collins e Neubauer (2012) relataram falhas de linhas de controle em poço (da Chevron) com completação inteligente (Intelligent Well Completions) no campo de Agbami, golfo de Guiné, Nigéria. Outros autores também já haviam relatado falhas semelhantes (Beyer et al., 2009).

O estudo realizado por Collins e Neubauer (2012) trata da confiabilidade e otimização de custos em poços injetores e de produção. Uma das preocupações levantadas pelos autores é com a confiabilidade de novas configurações de completação inteligente, que estavam sendo utilizadas no campo de produção mencionado e outras ainda por virem a ser instaladas. Este problema relatado por uma grande produtora de óleo causou preocupação em outras grandes produtoras (incluindo a Petrobras) que utilizam configurações semelhantes de completação inteligente.

O problema consiste na falha causada pela vibração de linha de controle que passa próximo à uma válvula de controle interno (Interval Control Valves-ICV). Collins e Neubauer (2012) abordaram o problema de forma experimental e numérica. Utilizaram água como fluido de trabalho e validaram as simulações do escoamento com os resultados experimentais. Os resultados destas simulações foram utilizados para determinar as forças agindo sobre a linha de controle, o que permitiu calcular as tensões na linha utilizando o método de elementos finitos. Posteriormente, investigaram o escoamento utilizando gás

como fluido de trabalho, empregando condições operacionais. Como resultado da análise, confirmaram que haveria falha prematura. Algumas ações mitigadoras e limites operacionais seguros foram então estabelecidos com base nestas simulações.

Um exemplo de ICV é mostrado na Fig.1.2, onde as ranhuras laterais são as aberturas da válvula deslizante (*valve trims*) e as tubulações de pequeno diâmetro são as linhas de controle referidas neste documento.



Figura 1.2: Válvula HS-ICV 4  $\frac{1}{2}$ " – Halliburton (Fonte: Braga (2017))

O conhecimento e a compreensão dos fenômenos envolvidos neste tipo de situação podem auxiliar de forma significativa no projeto, assim como no planejamento de intervenções de manutenção para essas linhas. Diante do exposto, fica claro a importância de analisar o problema físico de forma a fornecer insumos para que a operação dos sistemas de controle com completação inteligente em poços de petróleo (tanto injetores como produtores) ocorra de forma segura e confiável. Entre estes insumos estão a identificação de configurações da válvula e da linha de controle que possam levar a uma falha prematura. Para os sistemas em operação, pode-se, baseado em simulações, indicar uma faixa operacional de vazão segura, mantendo a rentabilidade, a confiabilidade, protegendo os ativos e assegurando a produção, minimizando a necessidade da perfuração e completação de novos poços. Tudo isso faz com que a pegada de carbono também seja reduzida, devido a menor emissão de gases e insumos naturais necessários para a fabricação, transporte, descarte e posterior abandono do poço.

Ao longo dos anos, diversos trabalhos analisando o efeito da vibração induzida pelo escoamento nos equipamentos de completação inteligente da coluna de um poço injetor de gás foram desenvolvidos pelo Laboratório de Sensores e Fibra ótica (LSFO) da PUC-Rio (Braga e Sampaio, 2013; Braga, 2014; Braga, 2017). Estes estudos foram conduzidos em projetos de pesquisa patrocinados



pela Petrobras. Nas análises realizadas, notou-se que diversos parâmetros utilizados para determinação das forças de arrasto (*Drag*), sustentação (*Lift*), número de Strouhal (*St*) e fator de amortecimento crítico ( $\zeta$ ), advindos da literatura para escoamento livre, introduzem grandes incertezas na previsão adequada do problema. Mais uma vez, os motivadores para a melhoria das estimativas estão associados ao aumento das vazões e cenários de produção mais desafiadores.

Os coeficientes de arrasto e sustentação (*Drag e Lift*) e *St*, estimados para escoamento externo, não consideram a presença de paredes, o que causa uma mudança completa no campo de velocidades e pressão. A presença das linhas de controle no domínio fluido também causa uma modificação importante na dinâmica do escoamento. A posição das linhas de controle em relação às paredes e aos jatos também pode ser bastante importante, assim como o comprimento das linhas de controle (comprimento entre cintas, o que determina o comprimento livre das linhas sujeita à vibração). Como todas as análises realizadas foram feitas de forma desacoplada (sem interação fluido-estrutura, com menor custo computacional) uma estimativa para o fator de amortecimento crítico também se fez necessária.

Juntamente com a necessidade de resolver problemas cada vez mais complexos e tendo em vista que recursos computacionais disponíveis para os profissionais de engenharia aumentou significativamente nos últimos anos, começou-se a utilizar com mais frequência simulações numéricas para entender alguns fenômenos que eram mal compreendidos. O fenômeno de vibrações em estruturas, e os danos (por fadiga) causados por elas, era e continua sendo um problema de interesse em diversos setores industriais.

Um subgrupo do fenômeno de vibrações é aquele que tem a sua origem na interação com a mecânica dos fluidos. É justamente aqui que se encaixa o problema apresentado acima.

O problema de vibrações acústicas, por exemplo, é relevante em sistemas de compressão e na análise de tensões em estruturas sujeitas a vibrações. Talvez por isso que grande parte dos esforços para integrar o problema de fluidos com o problema de sólidos, depois chamado de interação fluido-estrutura (*Fluid-Structure Interaction - FSI*), tenha focado esforços em entender a vibração causada por escoamentos internos turbulentos. Fenômenos tais como transiente hidráulico (*water-hammer*), fadiga de *risers* devido ao escoamento em golfadas, escoamento multifásico em vãos livres, *jumpers*, *spools*, etc., são de extrema relevância para a indústria de petróleo e se encaixam neste grupo de problemas com interação fluido-estrutura.

A interação fluido-estrutura devido ao escoamento externo também é de

muita relevância principalmente para indústria aeronáutica, construção civil e indústria de petróleo (principalmente em *risers* de produção). Diversas metodologias têm sido utilizadas para tentar compreender o problema.

A partir do exposto acima, fica claro que o estudo da vibração induzida pelo escoamento nos equipamentos de completação inteligente ainda é uma área de pesquisa em aberto, permitindo que diversas contribuições em diversos níveis possam ser realizadas, não só para melhoria do conhecimento do fenômeno físico, mas também para desenvolvimento de metodologias que auxiliem nos projetos de forma eficiente e acurada.

Como o problema físico envolvido na vibração induzida por escoamento de linhas de controle engloba mecânica dos fluidos, vibrações e estimativa de vida de uma estrutura mecânica, é natural que este trabalho seja de caráter multidisciplinar. A caracterização do problema deve, então, abordar simulações numéricas com interação fluido-estrutura, modelagem da turbulência do escoamento, análise de vibrações e simplificações com a finalidade de reduzir a complexidade do problema sem descaracterizá-lo de sua natureza multi-física.

## 1.1

### Objetivo

O objetivo do trabalho consiste em determinar os parâmetros necessários para avaliar vibrações em linhas de controle de colunas de completação de forma mais precisa e realista. Estes parâmetros são as forças de arrasto (*Drag*), sustentação (*Lift*), número de Strouhal (*St*) e fator de amortecimento crítico ( $\zeta$ ). Pretende-se:

1. Melhorar a estimativa das forças ao longo das linhas, por meio da determinação do escoamento turbulento em geometria simplificada representativa da coluna de completação;
2. Melhorar a estimativa do fator de amortecimento das forças, baseada na solução obtida utilizando interação fluido-estrutura, de escoamento turbulento ao redor de estruturas flexíveis.

Para alcançar esse objetivo selecionou-se o *software* aberto (*open source code*) de simulação de escoamento OpenFOAM (2018), o *software* livre CalculiX<sup>®</sup>(Dhondt, 2004) para solução do problema no domínio sólido e o *software* preCICE<sup>®</sup>(Bungartz et al., 2016) para a interação entre os domínios fluido e sólido. A modelagem da turbulência é realizada através da formulação  $\kappa - \omega$  SST DDES (Detached and Delayed Eddy Simulation) (Gritskevich et al., 2012). O sólido é modelado como linear elástico. A modelagem do movimento

da interface fluido-sólido na interação fluido-estrutura é realizada por meio do loop de Aitken (Aitken, 1927).

O foco deste trabalho é caracterizar de forma satisfatória os carregamentos impostos pelo escoamento, identificando as frequências das vibrações induzidas nas linhas de controle devido ao escoamento no anular da coluna de completação inteligente. A Figura 1.3 mostra um esquemático de um poço completado com o fluxo nas válvulas e no anular. O escoamento da região central do duto passa para a seção anular através da válvula (aberturas visualizadas no corte A-A), passando a escoar na seção anular. As linhas de controle podem ser instaladas no espaço anular, conforme ilustrado na figura através das linhas no espaço anular (em verde). De forma a aproveitar a simetria do escoamento, apenas  $1/4$  do domínio será modelado.

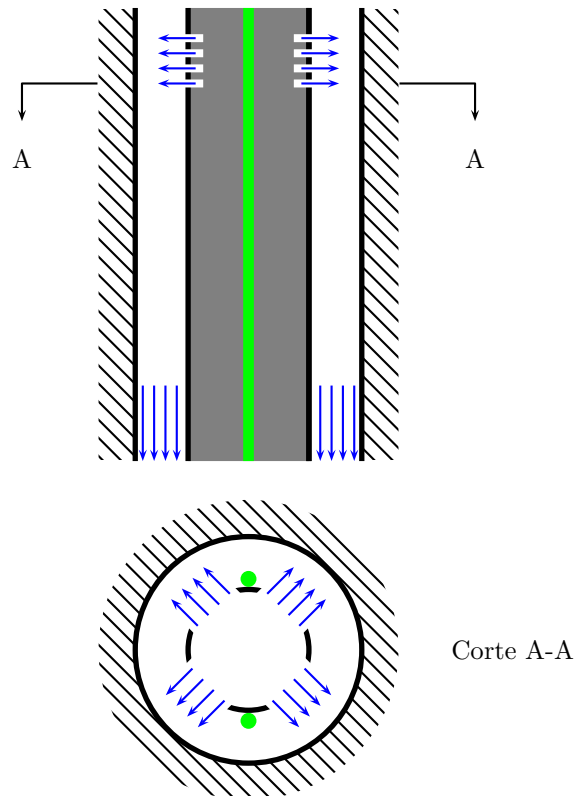


Figura 1.3: Esquemático de um poço completado com linhas e válvulas de controle

O problema generalizado de interação fluido-estrutura ainda exige um alto custo computacional (A simulação FSI deste trabalho durou mais de um ano em uma máquina com processador i7 de 12 núcleos lógicos), mesmo para estudos acadêmicos. Por isso, decidiu-se explorar um problema simplificado de um cilindro elástico sujeito a um escoamento livre e cruzado ao mesmo, como

ilustrado na Fig. 1.4. Os resultados desta simulação fluido-estrutura acoplada são, então, usados para determinar o fator de amortecimento  $\zeta$ , o qual pode ser empregado na simulação fluido-estrutura desacoplada do caso mais complexo.

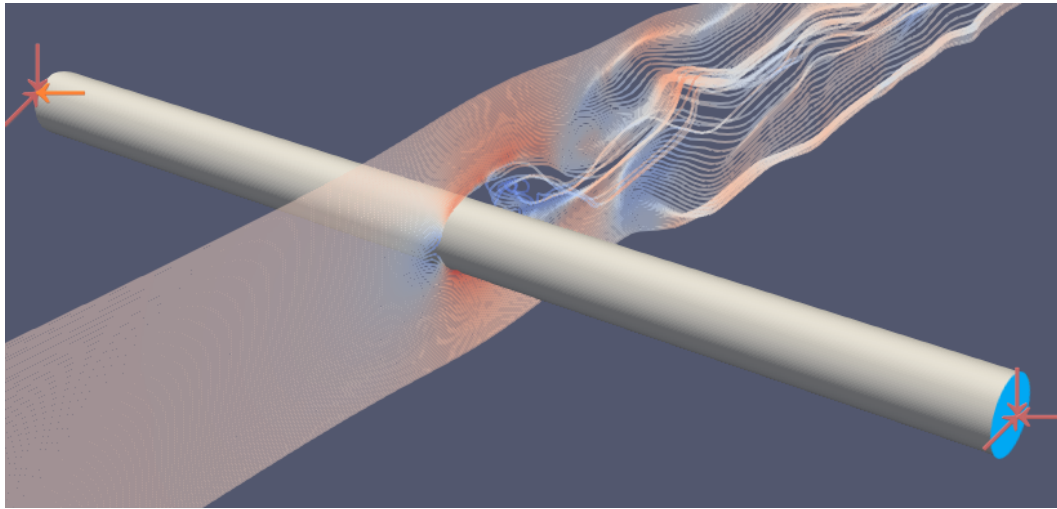


Figura 1.4: Problema FSI simplificado: cilindro elástico bi-engastado com escoamento turbulento cruzado.

## 1.2

### Organização do Manuscrito

Este documento encontra-se estruturado da seguinte forma: Iniciou-se com uma introdução (Capítulo 1), onde buscou-se contextualizar o leitor com a motivação do presente trabalho e os principais objetivos a serem alcançados. No Capítulo 2, apresenta-se uma revisão da literatura voltada para o estudo de interação fluido-estrutura, apresentando simplificações e estratégias empregadas por diversos autores, na tentativa de enquadrar o problema da interação fluido-estrutura de forma objetiva, levando em consideração situações que apresentam algum tipo de semelhança com o problema abordado neste trabalho. No Capítulo 3, conceitos fundamentais sobre a modelagem da turbulência, análise estrutural e as diversas nuances da modelagem da interação fluido-estrutura são apresentados. No Capítulo 4, são apresentados e analisados os resultados de dois casos (poço de completção simplificado e fator de amortecimento de escoamento cruzado sobre cilindro) necessários para a análise da vibração em linhas de controle. Finalmente as conclusões são apresentadas no Capítulo 5. Informações complementares são apresentadas no Apêndice A.

## 2

### Informações Preliminares

Neste capítulo, antes de analisar o estado da arte com relação ao estudo do problema de vibração induzida pelo escoamento, uma breve introdução aos conceitos fundamentais de escoamento transversal a cilindros é apresentada, seguida pela descrição das possíveis metodologias para tratar o problema de interação fluido-estrutura.

#### 2.1

##### Conceitos Básicos de Escoamento Transversal a Cilindro

O escoamento externo ao redor de estruturas é bastante comum nas aplicações de engenharia. Os pilares de uma ponte sobre um rio é um exemplo de corpos cilíndricos nos quais água escoar ao seu redor. Escoamento ao redor de linhas de transmissão e ao redor de uma antena de carro também são exemplos de escoamento ao redor de cilindros.

Um dos principais parâmetros que governa o escoamento ao redor de um cilindro é o número de Reynolds, Eq. (2-1):

$$Re = \frac{\rho V D}{\mu} \quad (2-1)$$

onde  $V$  é a velocidade da corrente transversal ao cilindro,  $D$  é o diâmetro do cilindro e  $\rho$  e  $\mu$  são a massa específica e a viscosidade molecular do fluido.

A Figura 2.1 mostra o comportamento do escoamento ao redor de um cilindro para um número de Reynolds crescente. Para o escoamento de baixíssimo Reynolds ( $Re < 5$ ), a inércia é desprezível, e o escoamento pode ser modelado com a teoria de Stokes. O escoamento é praticamente simétrico, sendo o arrasto de pressão desprezível.

Para Reynolds na ordem de 10, o escoamento ainda é bem comportado, porém o efeito do gradiente de pressão adverso na superfície do cilindro já é notado e ocorre separação da camada limite laminar e surge uma zona de recirculação na parte traseira do cilindro. Este gradiente de pressão faz com que a camada limite seja descolada da superfície do cilindro.

Para  $Re \approx 100$  o escoamento ainda é laminar, porém já existe alguma instabilidade que faz com que a região de recirculação perca a simetria e surgindo desprendimento de vórtices. Estes vórtices são conhecidos como vórtices de Von Kármán, em homenagem ao Engenheiro e Físico Theodore Von Kármán, que estudou e criou uma teoria para explicar o problema. Tais vórtices tem uma frequência de desprendimento função do número de Reynolds. O parâmetro adimensional utilizado para caracterizar a frequência de desprendimento de vórtices é o número de Strouhal:

$$St = \frac{f_{vk} D}{V} \quad (2-2)$$

onde  $f_{vk}$  é a frequência de desprendimento de vórtice de Von Kármán (*Von Kármán vortex shedding frequency*).

Um outro adimensional que surge naturalmente da análise deste fenômeno é o número de Roshko, que é preferido em algumas análises:

$$Ro = Re \ St. \quad (2-3)$$

Voltando à Fig. 2.1, pode-se ver que para Reynolds da ordem de  $10^4$  o escoamento torna-se turbulento após o ponto de separação e os vórtices encontram-se dentro região turbulenta (região cinza na figura). Para Reynolds ainda mais elevados ( $10^6$ ) a turbulência passa a ocorrer antes da separação da camada limite e a esteira de vórtices é restabelecida.

A relação entre o número de Reynolds e o número de Strouhal não é constante. Roshko (1952) levantou uma curva para  $50 < Re < 10^4$  identificando duas regiões distintas. Uma com crescimento rápido do  $St$  em função de  $Re$  e outra onde esta variável é aproximadamente constante com  $Re$ . (Fig 2.2). Porém como pode ser visto na Fig. 2.3, o patamar identificado por Roshko não se mantém para Reynolds elevados e o Strouhal tem outra região de forte crescimento com  $Re$  a partir de  $Re = 6 \times 10^5$ .

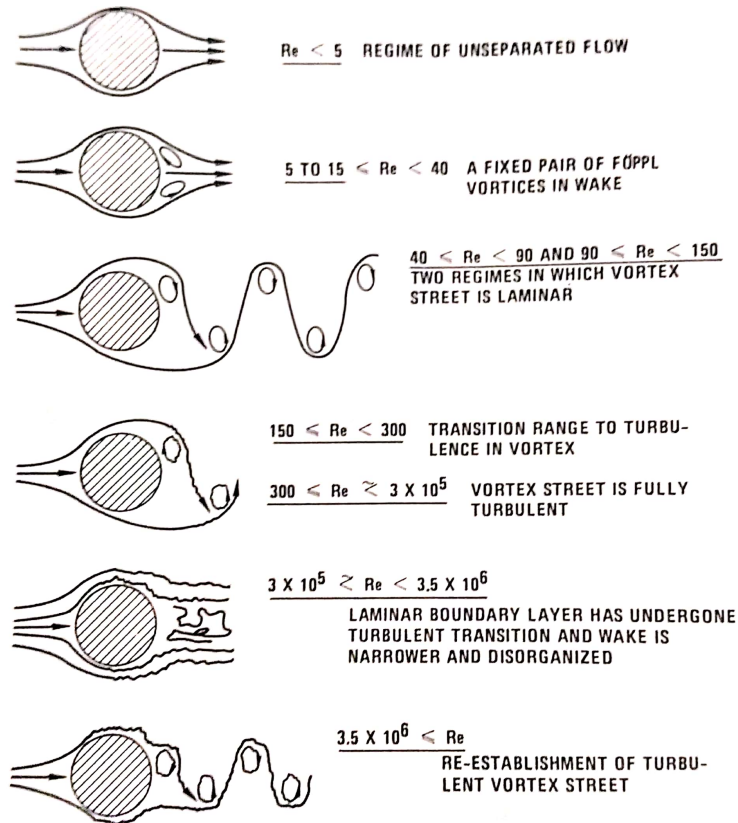


Figura 2.1: Tipos de comportamento de escoamento em torno de um cilindro, ilustrando os vários regimes de escoamento para um número de Reynolds crescente. Figura de Lienhard (1966) referenciada por Blevins (1990).

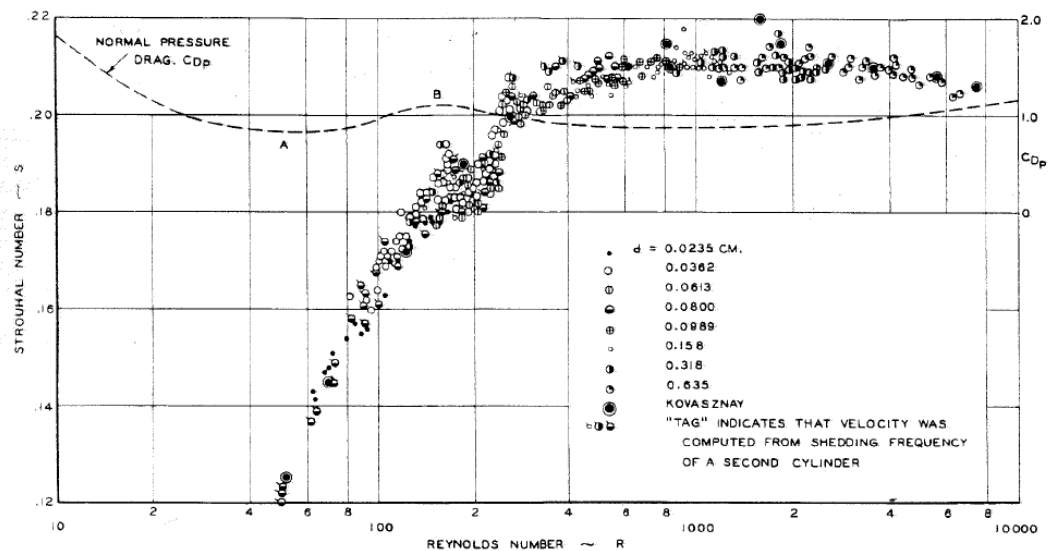


Figura 2.2: Número de Strouhal e coeficiente de arrasto em função do número de Reynolds (Roshko, 1952)

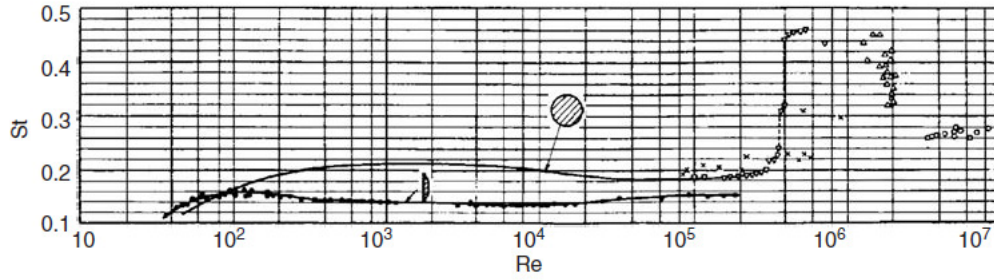


Figura 2.3: Dependência da frequência de descolamento de vórtices adimensional ( $St$ ) com número de Reynolds (Kaneko et al., 2008)

Como mostrado, o escoamento ao redor de um cilindro pode apresentar um comportamento transiente, mesmo que o escoamento de aproximação (campo de velocidade e pressão longe do cilindro) não seja dependente do tempo. Isso faz com que as forças atuantes no cilindro sejam também variáveis no tempo, com uma frequência ditada pelas frequências de desprendimento dos vórtices de Von Kármán. Para Reynolds muito elevado, observa-se também os efeitos da turbulência que é, por definição, tridimensional e transiente.

A força resultante do movimento relativo do fluido com o objeto sólido pode ser decomposta na direção do escoamento e na direção perpendicular ao mesmo. Estas forças recebem os nomes de força de arrasto (*Drag*) e de sustentação (*Lift*). Sendo o escoamento transiente, naturalmente que estas duas forças que atuam na estrutura também são dependentes do tempo (periódicas ou randômicas).

As forças de arrasto (*Drag*)  $F_D$  e de sustentação (*Lift*)  $F_L$  podem ser normalizadas, dando origem aos coeficientes de arrasto  $C_D$  e de sustentação  $C_L$ , respectivamente.

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2} \rho V^2 A_{ref}} \quad (2-4)$$

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2} \rho V^2 A_{ref}} \quad (2-5)$$

onde  $A_{ref}$  é a área projetada do cilindro normal à direção do escoamento. Para o caso do cilindro  $A_{ref} = D L$ , sendo  $L$  o comprimento do cilindro.

A Figura 2.2 mostra valores para o coeficiente de arrasto (valores médios) para um cilindro. É possível observar que estes valores são próximos da unidade. Valores médios para coeficiente de sustentação de um cilindro sem rotação sobre seu próprio eixo são obviamente nulos. No entanto, estas forças possuem uma componente alternada (para  $Re$  elevados). Assim, é de se esperar que as forças atuantes em um cilindro causem vibração de alguma forma.



Kaneko et al. (2008) chama a atenção para um fenômeno chamado de sincronização (*lock-in*). Este fenômeno ocorre quando a frequência de desprendimento de vórtices é próxima de uma frequência natural da estrutura, que neste caso é uma viga cilíndrica de diâmetro  $D$  e comprimento  $L$ . Quando isto ocorre, as frequências são sincronizadas e amplitudes elevadas de vibração passam a ocorrer. A Fig. 2.4 mostra que o maior efeito da sincronização é sobre a força de sustentação. Porém para velocidades de escoamento mais baixas, este fenômeno ocorre também para a força de arrasto. Assim a estrutura pode estar sujeita a vibrações em mais de uma direção, o que influencia de forma significativa o processo de cálculo de vida útil da estrutura, uma vez que o fenômeno de fadiga passa a ser multi-axial.

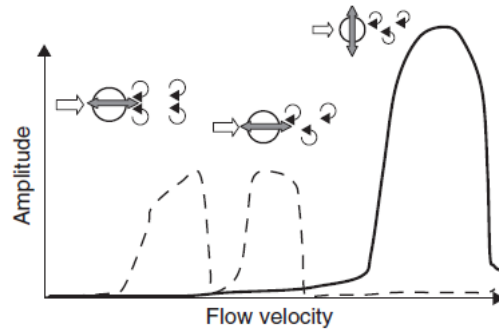


Figura 2.4: Sincronização induzida por vórtices (Kaneko et al., 2008)

Mais uma consideração precisa ser feita sobre as forças oscilatórias que agem sobre um corpo submerso. Estas dizem respeito a aceleração da estrutura em resposta às forças transientes de arrasto e sustentação. Quando um corpo está imerso em um fluido, para imprimir uma determinada aceleração ao mesmo é necessário exercer uma força que vença a força de arrasto que atua no objeto. Porém, se o corpo encontra-se inicialmente em repouso, é necessário aplicar uma força maior do que a necessária para acelerá-lo no vácuo, devido à aceleração imposta ao fluido nas adjacências do corpo. Uma forma de modelar o problema, visando determinar a velocidade de deslocamento do cilindro  $V_c$ , consiste em adicionar uma massa virtual ao realizar o balanço de forças, Eq. (2-6). Esta massa depende da forma do corpo e para o cilindro é igual a massa do fluido ocupada pelo cilindro (Potter e Wiggert, 2004). O valor para a massa adicional no caso do cilindro também é mostrado a seguir:

$$F - F_D = (m + m_a) \frac{dV_c}{dt} \quad ; \quad m_a = \rho \pi \frac{D^2}{4} L \quad (2-6)$$

$$(2-7)$$

Para o caso em que muitos modos de vibração do cilindro estão presentes, a grandeza de interesse é a massa adicionada por unidade de comprimento, i.e.:

$$\frac{m_a}{L} = \rho \pi \frac{D^2}{4} \quad (2-8)$$

Para escoamento turbulento as frequências de excitação são de amplo espectro causando uma resposta na estrutura em muitas frequências naturais e seus harmônicos. Por sua vez, a distribuição de pressão ao longo da superfície também é dependente da turbulência. Isso faz com que o problema necessite ser resolvido de forma acoplada ou pelo menos com um histórico de carregamento para o escoamento turbulento (desacoplado). De qualquer forma, uma boa solução para o problema da turbulência faz-se necessária.

Já o efeito do amortecimento do fluido em um sistema vibracional, pode ser entendido de forma simplificada observando o sistema massa-mola-amortecedor, mostrado na Fig. 2.5. A equação clássica para um sistema massa mola amortecedor pode ser escrita da seguinte forma:

$$m \ddot{y} + C \dot{y} + K y = f(t) \quad (2-9)$$

onde  $m$  é a massa,  $C$  é a constante de amortecimento,  $K$  é rigidez da mola,  $y$  é o deslocamento da massa e  $f(t)$  é a força de excitação ao longo do tempo.

A solução para esta equação diferencial é do tipo  $ae^{\lambda t}$  para o caso homogêneo. Assim pode-se demonstrar que:

$$\lambda_{1,2} = -\frac{C}{2m} \pm \frac{\sqrt{(C/m)^2 - 4K/m}}{2m} \quad (2-10)$$

Caso  $(C/m)^2 > 4K/m$  temos soluções reais e teremos um movimento não oscilatório amortecido. Caso contrário teremos uma solução imaginária e um movimento oscilatório com ou sem amortecimento. No limite entre o movimento oscilatório teremos:

$$\frac{C_{cr}}{m^2} = \frac{4K}{m} \therefore C_{cr} = 2 m \sqrt{\frac{K}{m}} = 2 m \omega_n, \quad \text{onde} \quad \omega_n = \sqrt{\frac{K}{m}} \quad (2-11)$$

ou seja a constante crítica  $C_{cr}$  é duas vezes o produto da massa pela frequência natural  $\omega_n$  da vibração. O fator de amortecimento é então definido como:

$$\zeta = \frac{C}{C_{cr}} \quad (2-12)$$

Para o caso não homogêneo, podemos reescrever a equação do movimento da seguinte forma:

$$\ddot{y} + 2 \zeta \omega_n \dot{y} + \omega_n^2 y = \frac{F(t)}{m} \quad (2-13)$$

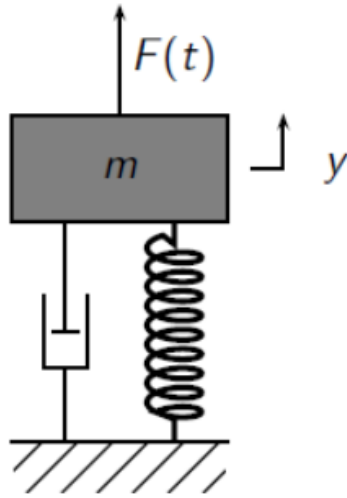


Figura 2.5: Sistema massa-mola-amortecedor

Para um sistema de massa distribuída sujeito à flexão, a equação para o movimento forçado é dado pela seguinte equação diferencial:

$$\rho_s A \frac{\partial^2 y(x, t)}{\partial t^2} + EI \frac{\partial^4 y(x, t)}{\partial x^4} = F(x, t) \quad (2-14)$$

onde  $\rho_s$  é a massa específica do material da viga,  $A$  é a área da seção transversal da viga,  $E$  é o módulo de elasticidade,  $I$  é o momento de área e  $y(x, t)$  é o deslocamento, dependente do tempo e da posição. Para o caso particular,  $F(x, t) = 0$ , a equação diferencial pode ser simplificada para:

$$\frac{\partial^2 y(x, t)}{\partial t^2} + \omega_n^2 \frac{\partial^4 y(x, t)}{\partial x^4} = 0, \quad \omega_n = \sqrt{\frac{EI}{\rho_s A}} \quad (2-15)$$

A solução para esta equação homogênea pode ser obtida introduzindo separação de variáveis da forma:

$$y(x, t) = \sum X_n(x) T_n(t). \quad (2-16)$$

onde  $T_n(t)$  é a solução temporal para o  $n$ -ésimo modo de vibração e  $X_n(x)$  é a solução espacial (modos de vibração).

A solução de  $T_n(t)$  pode ser obtida através da solução de

$$\ddot{T}_n + \omega_n^2 T_n = 0 \quad (2-17)$$

De forma análoga ao movimento do sistema massa-mola, é possível atribuir um amortecimento para cada modo de vibração do sistema de massa distribuída, em função do fator de amortecimento crítico,  $\zeta_n$ , resultando na seguinte equação para determinar a variação temporal do movimento de um sistema massa-mola-amortecedor:

$$\ddot{T}_n + 2 \zeta_n \omega_n \dot{T}_n + \omega_n^2 T_n = 0 \quad (2-18)$$

Em geral, a estimativa do fator de amortecimento crítico é realizada em função da experiência do projetista ou por meio de dados experimentais tabelados.

## 2.2

### Metodologias para Tratar Interação Fluido-Estrutura

Para resolver o problema com interação fluido-estrutura de forma acoplada, as equações para o domínio fluido devem ser modificadas de forma a levar em consideração o fato que a malha não mais é estática. Esta abordagem é chamada de Lagrangiana Euleriana Arbitrária (*arbitrary Lagrangian-Eulerian*, ALE (Donea et al., 1982)). Este tema é melhor descrita no capítulo 3. Esta abordagem proporciona que a fronteira entre o sólido e o fluido possa ser deformada, que é a principal característica de um problema com interação fluido-estrutura.

Nakamura (1996a) realizou experimentos com corpos rombudos de diferentes formas e com diversas extensões na traseira dos mesmos, mostrando que a frequência de desprendimento de vórtices cai com o comprimento destas extensões independente do formato dos mesmos. Posteriormente, Nakamura (1996b) fez os mesmos experimentos agora para corpos rombudos com uma barbatana (*splitter plates*) na parte posterior dos mesmos, e observou que a frequência de desprendimento de vórtices dependia mais do comprimento da barbatana que da forma do corpo à sua frente (seção quadrada, circular, etc.). Este resultado é interessante porque o cilindro com uma barbatana na parte traseira acabou se tornando um caso de comparação (*benchmark*) (Tu-

rek e Hron, 2006) para o estudo de interação fluido-estrutura para escoamento laminar em um fluido incompressível.

Este caso de *benchmark* proposto por Turek e Hron (2006), pode ser agora melhor discutido considerando-se os diversos aspectos de uma simulação FSI. As simulações referidas foram feitas assumindo escoamento incompressível e usando uma formulação ALE e FEM (Finite Element Method) com esquema de acoplamento monolítico. A Fig 2.6 mostra algumas imagens extraídas de uma simulação disponibilizada por Jenkins (2011). Pode-se observar o movimento da barbatana induzido pelos vórtices na esteira do cilindro.

de Nayer e Breuer (2014) fizeram um estudo também com um cilindro rígido e uma barbatana flexível com uma tira rígida na ponta (Fig. 2.7). A diferença é que os resultados foram comparados com dados experimentais (Kalmbach e Breuer, 2013) e utilizando simulações com um modelo FSI particionado com análise única (os tipos de acoplamento serão melhor discutidos no capítulo 3). Foi utilizada a metodologia LES para modelar a turbulência, com diversos modelos de tratamentos para as escalas de submalha, a saber: Smagorinky (Smagorinsky, 1963), modelo dinâmico de Smagorinsky (Germano et al., 1991) e o modelo WALE (Nicoud e Ducros, 1999). Uma das conclusões deste trabalho é que os modelos de tratamento das SGS (*Subgrid Scale*, que são as escalas modeladas na metodologia LES) não afetam muito os resultados, provavelmente por causa da malha super refinada (14 milhões de células para CFD-*Computer Fluid Dynamics*) e do número de Reynolds não muito elevado  $Re = 30.470$  (sub-crítico – onde a camada limite ainda é laminar, mas a esteira é turbulenta). Alguns resultados são mostrados na Fig. 2.8, que apresenta os dados experimentais e numéricos para a velocidade axial e transversal.

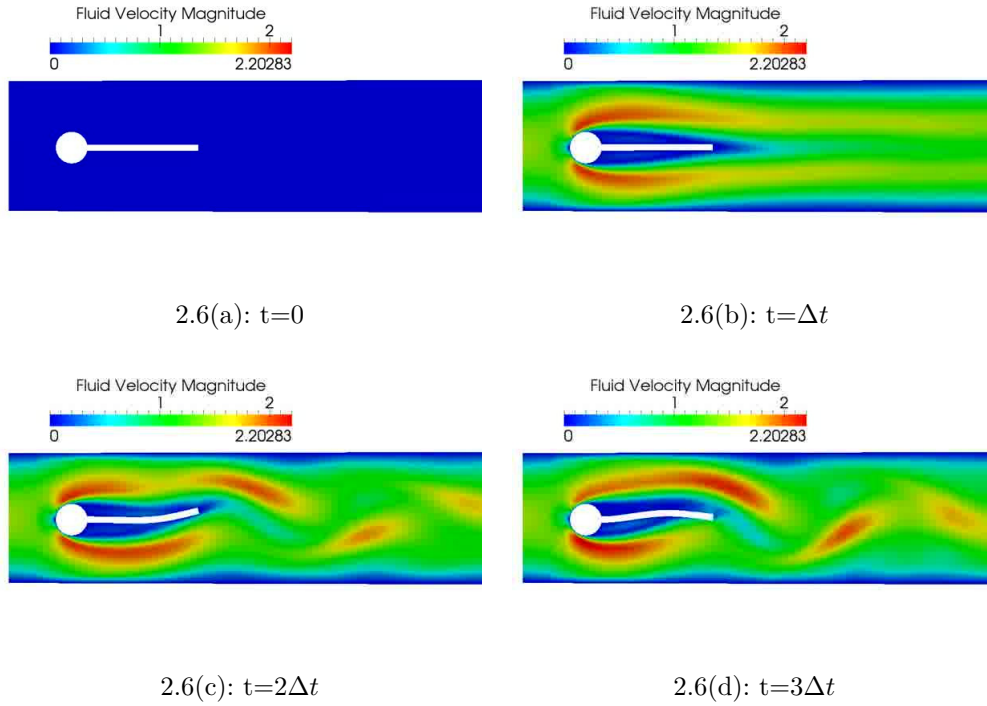


Figura 2.6: Problema Benchmark de Turek-Hron para FSI com escoamento incompressível usando a abordagem ALE e FEM com esquema de acoplamento monolítico (Jenkins, 2011).

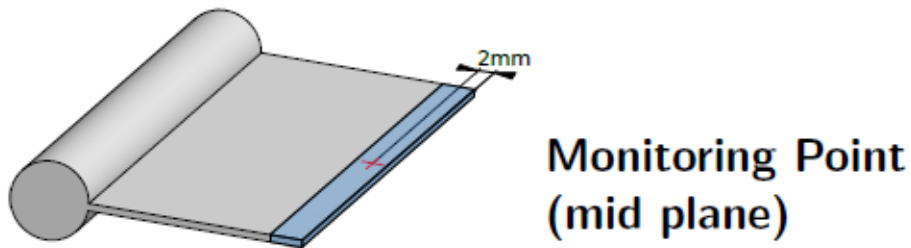


Figura 2.7: Cilindro com barbatana (de Nayer e Breuer, 2014)

Um dos desafios da modelagem de turbulência é que, quanto maior é o número de Reynolds, mais refinada deve ser a malha, principalmente próximo à parede (Saltara e Pedrão, 2012). A metodologia LES tem por objetivo resolver as grandes estruturas turbulentas do escoamento, e modelar aquelas menores do que a malha. Porém, na região da parede, as grandes estruturas são pequenas, tornando o refino de malha crítico nestas regiões. Uma alternativa consiste em utilizar a metodologia DES, que usa o método URANS (*Unsteady Reynolds Average Navier-Stokes*) para tratar a região próxima da parede ( $k-\omega$  SST, por exemplo) e LES longe da mesma.

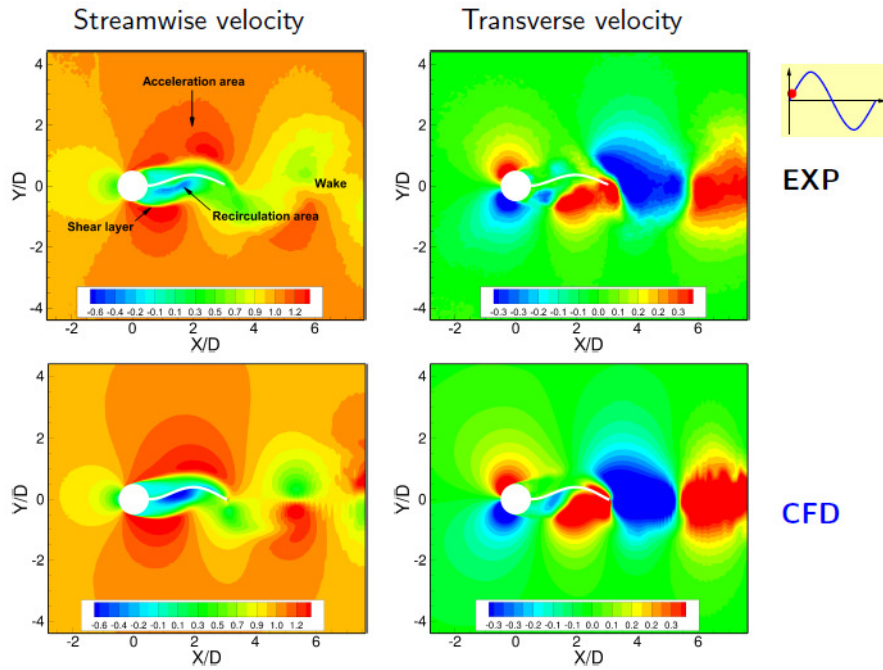


Figura 2.8: Cilindro com barbatana (comparação entre resultados experimentais e numéricos) (de Nayer e Breuer, 2014).

Zhu et al. (2012) estudaram o problema de uma estrutura cilíndrica sujeita a interação ao escoamento cruzado. A turbulência foi modelada utilizando LES. A análise, realizada neste trabalho, das forças atuando sobre o cilindro indica uma frequência de desprendimento de vórtices um pouco a abaixo do esperado (consequentemente, um número de Strouhal também menor). Após uma simulação longa de 60s, um regime periodicamente permanente relacionado ao movimento do cilindro não foi alcançado. Nenhuma informação, porém, foi passada quanto aos parâmetros da malha nem quanto ao *hardware* utilizado. De qualquer maneira é possível inferir que as simulações FSI ainda são bastante custosas (para a aplicação direta na engenharia) e que alguma simplificação se faz necessária para resolver o problema de interação fluido-estrutura.

## 2.3

### Estado da Arte

O escoamento cruzado ao redor de um cilindro tem sido muito estudado ao longo dos anos. Tanto as forças de arrasto quanto as de sustentação são dependentes das frequências de desprendimento de vórtices de Von Kármán e das frequências dos turbilhões das flutuações turbulentas. Desta forma, entender o fenômeno de turbulência é de extrema importância. Diversos trabalhos abordando o problema do ponto de vista experimental e numérico

foram e continuam sendo realizados (Roshko, 1952; Lienhard, 1966; Blevins, 1990; Antonia, 1991; Strelets, 2001; Norberg, 2003; Kaneko et al., 2008; Gritskevich et al., 2012; Khan et al., 2017).

Existem diversos modelos de turbulência e cada um tem as suas vantagens e limitações. O método das médias de Reynolds (RANS - *Reynolds Average Navier-Stokes*) faz uma média temporal das flutuações de forma a modelar todas as escalas de turbulência. Já a simulação de grandes escalas (LES - *Large Eddy Simulation*) e suas variações mescladas com o RANS, DES (*Detached Eddy Simulation*) e DDES (*Detached Delayed Eddy Simulation*) simulam as pequenas escalas fazendo uma média espacial e resolvem as grandes escalas resultando em um maior custo computacional, porém, com resultados sendo mais precisos. Estes métodos são melhor detalhados no capítulo 3.

Na tentativa de compreender o efeito da turbulência no escoamento externo em torno de um cilindro, Antonia (1991) realizou experimentos visando determinar a influência de flutuações das componentes das velocidades na composição do tensor de Reynolds, em função da distância ao cilindro na esteira de vórtices. Tais valores poderiam ser utilizados para validar uma simulação numérica utilizando o método das médias de Reynolds (RANS).

Já do ponto de vista numérico, uma das primeiras simulações do escoamento ao redor de um cilindro usando simulação de grandes escalas (LES - *Large Eddy Simulation*) foi realizada por Breuer (1998). Neste trabalho, o foco consistiu em avaliar os diversos aspectos da simulação. Ele utilizou o método dos volumes finitos (FVM - *Finite Volume Method*) (com discretização espacial de segunda e quarta ordens centradas, *upwind*, QUICK e híbrida) com as escalas de submalha sendo modeladas de duas formas distintas: modelo de Smagorinsky e modelo dinâmico (onde a constante de Smagorinsky agora passa a ser uma função do escoamento). Ele concluiu que, entre as opções utilizadas, o modelo FVM de segunda ordem com discretização espacial centrada, e com modelagem das escalas de submalha com modelo dinâmico foi a que trouxe melhores resultados quando comparados aos dados experimentais (Beaudan e Moin, 1994; Ong e Wallace, 1996). Estes trabalhos foram realizados para Reynolds abaixo do valor crítico ( $Re = 2 \times 10^5$ ), valores para os quais a camada limite ainda é laminar, porém onde a esteira de vórtices já é turbulenta.

Travin et al. (1999) utilizaram a modelagem de turbulência DES (*Detached Eddy Simulation*) para determinar o escoamento em torno de cilindros com número de Reynolds acima do crítico, encontrando resultados satisfatórios. Travin et al. (1999) mencionam que apesar de ser possível obter resultados confiáveis com a modelagem DES para  $Re = 3 \times 10^6$ , simulações para números de Reynolds correspondentes à transição da camada limite laminar para a



turbulenta ainda são um desafio mesmo para o DES.

Uma preocupação com os modelos de turbulência LES é com a definição da malha. Uma malha mais refinada não necessariamente deve apresentar os mesmos resultados que uma malha um pouco menos refinada, pois resolve mais escalas na modelagem dificultando uma convergência nas soluções (Breuer, 1998; Travin et al., 1999; Breuer, 2000). Em geral, para definir a malha recomenda-se verificar se o nível da energia cinética das pequenas escalas é somente uma pequena fração da energia cinética do escoamento médio.

Uma variável a mais na configuração até aqui mencionada (cilindro com escoamento cruzado) é a presença de uma parede próxima ao cilindro. Price et al. (2002) realizou experimentos utilizando anemometria por filme quente (*hot-film anemometry*) e velocimetria por imagem de partícula (*particle image velocimetry-PIV*) para  $1200 < Re < 4960$  (subcrítico) e chegou a conclusão de que para uma distância maior que  $1D$  da parede o fluxo é essencialmente igual ao escoamento caso não houvesse parede. Para uma razão  $0,25 < G/D < 0,375$ , onde  $G$  é a distância entre o cilindro e a parede, existe uma sincronização entre o desprendimento de vórtices do cilindro com o desprendimento da camada limite da placa. Para valores de  $G$  menores não é observado desprendimento de vórtices no cilindro do lado da parede. Também foi observado, para  $Re < 2600$ , que o número de Strouhal é significativamente maior que do cilindro isolado para  $G/D < 2$ . Experimento similar foi realizado por Oner et al. (2008) com números de Reynolds um pouco maiores. Para altos valores de Reynolds o número de Strouhal é menos sensível à proximidade com a parede.

de Oliveira Barbosa et al. (2017) também analisaram um cilindro nas proximidades de uma parede. O cilindro foi modelado como rígido e molas, com dois graus de liberdade, foram introduzidas nos suportes do cilindro, para simular sua vibração. Neste trabalho é analisado matematicamente o sistema massa-mola-amortecedor, introduzindo uma massa adicional de fluido (massa de fluido deslocado pela presença do cilindro que aumenta a inércia do sistema vibratório) e alguns parâmetros empíricos, de forma a ajustar aos dados experimentais. Neste trabalho também é contabilizado o efeito do contato do cilindro sobre a parede e como isto influi nas frequências excitadas no cilindro com suportes elásticos.

de Santis e Shams (2019) realizaram experimentos numéricos de forma a determinar o efeito da interação fluido-estrutura nas estimativas de massa adicionada e amortecimento adicionado (massa e amortecimento que o fluido adiciona ao sistema vibracional, neste caso um cilindro elástico) em um escoamento interno a um tubo e com um cilindro elástico no centro do tubo.

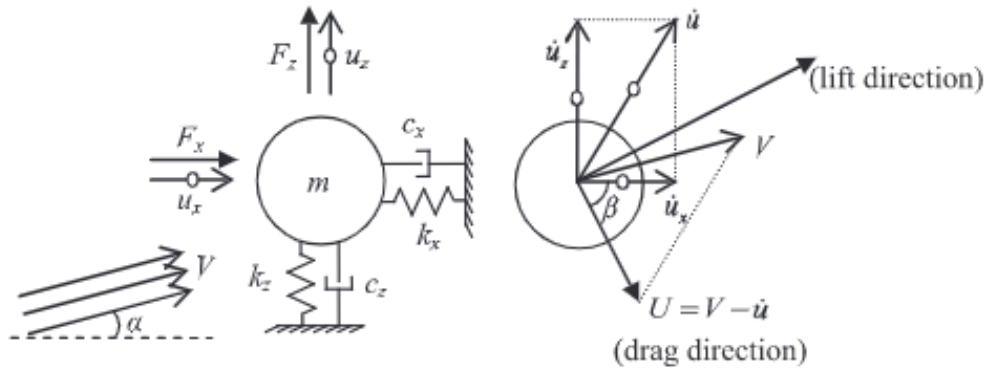


Figura 2.9: Esquemático do problema estudado por de Oliveira Barbosa et al. (2017). Fonte: de Oliveira Barbosa et al. (2017).

Por se tratarem de simulações bastante custosas, eles optaram por resolver a turbulência por meio da modelagem URANS. Uma de suas conclusões é que a massa adicionada parece ter um efeito maior para maiores densidades de fluido, conforme esperado, uma vez que um fluido mais pesado oferecerá mais resistência dinâmica ao movimento. A massa adicional é proporcional à razão entre as densidades do fluido e do sólido. Também é mostrado que o amortecimento decresce com o aumento da densidade e aumenta com a viscosidade. Apesar de trazer bons resultados, é sabido que o modelo URANS acaba mascarando os resultados em função do amortecimento das escalas de turbulência, por ser um modelo de médias temporais. Assim, é possível perceber que fazem-se necessárias simplificações (neste caso usando um modelo de turbulência menos robusto) para conseguir alcançar resultados em tempo hábil.

Estudos de escoamento transversal a cilindros correlacionando as frequências de desprendimentos de vórtices e outros parâmetros do escoamento remontam ao final do século XIX e início do século XX, com os trabalhos pioneiros de Strouhal (1878) e Kármán (1911). Estimativas de forças utilizando correlações são um pouco mais tardias (Roshko, 1952) e continuam sendo largamente utilizadas na indústria. Várias correlações para estimar as forças envolvendo escoamento externo à corpos de diferentes formatos são compilados em diversas referências pra uma gama bastante diversa de aplicações industriais (Naudascher, 1987; Blevins, 1990; Nakamura, 1996a).

De forma similar, dados para o amortecimento também são estimados na literatura (Alford e Housner, 1953) e utilizados na indústria (em especial na indústria nuclear). Estes dados mostram que a forma (secção) da viga é importante nestas estimativas e que para estruturas cilíndricas estes valores

são bastante pequenos (Stevenson, 1980). Valores na ordem de 0,5% do amortecimento crítico são sugeridos. Vandiver et al. (2018) utiliza exatamente este valor para as simulações numéricas na região de excitação por vórtice de linhas delgadas, o que é bastante diferente do que é normalmente recomendado pelos *software* comerciais (1 – 10%) (Smith, 2009).

Alguns autores Seeley et al. (2012), Liaghat et al. (2014), Liu et al. (2015), Syuhri et al. (2020), Seeley et al. (2012) usaram um procedimento de excitar uma estrutura elástica imersa em um fluido e medir o fator de amortecimento em função do decaimento da amplitude da vibração experimental e numericamente. Porém o fator de amortecimento depende da velocidade do escoamento, viscosidade e massa específica.

## 2.4

### Comentários Finais

Analisando os trabalhos disponíveis, observa-se que uma metodologia promissora para resolver o problema de vibração induzida pelo escoamento em geometrias complexas é por meio da segregação do problema FSI. Calcular as forças atuando diretamente na superfície da estrutura é, relativamente, muito menos custoso, do ponto de vista computacional, que resolver o problema acoplado. A última etapa necessária para que esta metodologia seja robusta o suficiente, é estimar o fator de amortecimento a ser utilizado na análise vibracional.

Assim a análise vibracional pode ser conduzida com dados estimados (forças distribuídas e fator de amortecimento crítico) diretamente para o fluido e estrutura em análise.

### 3

## Modelagem

A determinação da vibração em linhas de controle devido ao escoamento cruzado, envolve diversos desafios. Conforme ilustrado na introdução, a geometria de um poço completado, com suas linhas e válvulas de controle, (Fig. 1.1 e Fig.1.2) é complexa. O problema envolve a vibração induzida na linha (cilindro elástico com escoamento ao seu redor), a qual encontra-se contida em uma cavidade anular, na presença de um escoamento complexo (cruzado, longitudinal, turbulento). Consequentemente, a análise do impacto do escoamento na vibração das linhas é um grande desafio, tornando-se necessário introduzir hipóteses simplificadores, para ser possível analisar o problema em um tempo viável, com esforço computacional compatível com recursos disponíveis.

Visando melhorar as estimativas das forças que atuam na linha, assim como do fator de amortecimento, para a determinação da vibração das linhas, empregou-se neste trabalho duas frentes de ação para determinar estes dois itens. Inicialmente, empregando uma simulação de escoamento turbulento com a metodologia DES (*Detached Eddy Simulation*) juntamente com uma modelagem FSI (*Fluid Structure Interaction*) determinou-se o fator de amortecimento do escoamento transversal a um cilindro elástico com as extremidades engastadas (Fig. 1.4). Paralelamente, determinou-se o escoamento turbulento, também com a metodologia DES, em uma geometria anular, representativa da coluna de completação, contendo as linhas de controle em seu interior, as quais foram consideradas rígidas (Fig. 1.3).

Neste capítulo é apresentada a modelagem utilizada para a determinação do escoamento turbulento, assim como a modelagem para a realização da análise estrutural.

### 3.1

#### Modelagem do Escoamento

Para a determinação do escoamento turbulento de um fluido Newtoniano é necessário resolver a equação de conservação de massa acoplada com a equação de conservação da quantidade de movimento linear (Equação de Navier-Stokes), as quais para fluidos incompressíveis são mostradas a seguir:

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3-1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_j u_i)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + g_i \quad (3-2)$$

sendo  $t$  e  $x_i$ , o tempo e eixos coordenados,  $u_i$  o componente de velocidade,  $p$  a pressão,  $g_i$  o componente do vetor aceleração da gravidade,  $\rho$  é a massa específica, e  $\tau_{ij}$  é a tensão viscosa definida como

$$\tau_{ij} = \mu \, 2 \, S_{ij} \quad ; \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3-3)$$

onde  $\mu$  é a viscosidade absoluta e  $S_{ij}$  é o tensor taxa de deformação.

Todo escoamento turbulento é tri-dimensional e transiente, apresentando uma variedade de escalas, sendo a relação entre a maior e a menor escala  $f(Re^{-1})$  (Pope, 2009). A utilização de malhas para a discretização das equações de conservação, da ordem das menores escalas de turbulência, permite que todas as estruturas turbulentas sejam resolvidas. Este tipo de simulação é chamada de simulação numérica direta (*Direct Numerical Simulation* - DNS), porém o custo é extremamente elevado. Dessa forma, a modelagem da turbulência se faz necessária, porque as malhas utilizadas nas soluções numéricas não têm um grau de refinamento que consiga captar todas as escalas de turbulência.

O método de simulação das grandes escalas (*Large Eddy Simulation* - LES) proporciona a solução direta das maiores estruturas da turbulência e modela as de menor escala. Isto diminui o custo computacional em relação ao DNS, porém ainda é bastante custoso e ainda não é amplamente empregado em simulações industriais cotidianas.

Já os métodos da família das médias de Reynolds (*Unsteady Reynolds Average Navier-Stokes* - URANS) resolvem o escoamento médio tratando a influência da turbulência através de um termo de difusão adicional. Isto é razoável para a maioria das aplicações, uma vez que o efeito da turbulência é justamente um aumento da transferência de quantidade de movimento entre as diferentes camadas do escoamento. A Figura 3.1 mostra de forma esquemática as escalas de turbulência que são resolvidas e as que são modeladas para cada uma das metodologias: URANS, LES e DNS.

O modelo LES convencional também apresenta dificuldades na região da parede, o que faz com que modelos híbridos entre LES e URANS sejam empregados para resolver o escoamento próximo da parede. Um destes modelos é o DES (*Detached Eddy Simulation*).

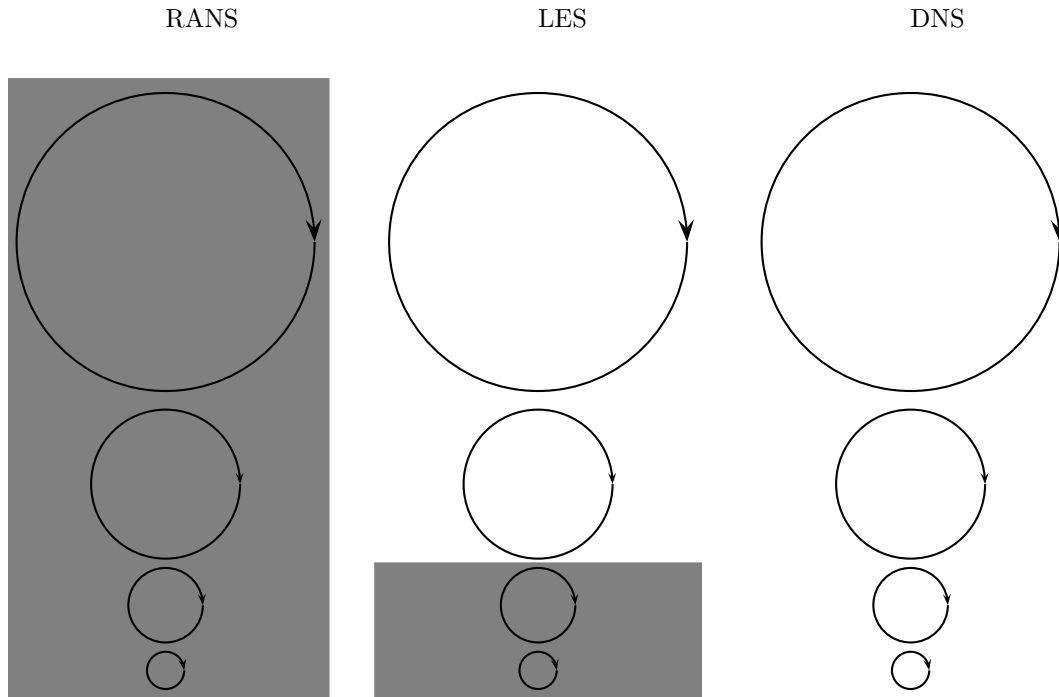


Figura 3.1: Escalas de turbulência simuladas por método (a região cinza representa as escalas modeladas)

### 3.1.1 Método das médias de Reynolds

A Figura 3.2 ilustra a variação de uma variável qualquer no tempo. Esta variável apresenta um valor médio no tempo para um período de integração  $T$  de forma que  $\tau_1 \ll T \ll \tau_2$ , onde  $\tau_1$  é o período das pequenas oscilações e  $\tau_2$  é o período das grandes oscilações. As grandes oscilações correspondem ao escoamento médio e as pequenas oscilações correspondem às flutuações do escoamento turbulento.

O método das médias de Reynolds utiliza a decomposição de uma variável qualquer  $\phi$  em uma parcela média em um intervalo de tempo  $T$ ,  $\bar{\phi}$ , e uma de flutuação  $\phi'$ , Eq.(3-4). Tal decomposição é chamada de decomposição de Reynolds, i.e.:

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad ; \quad \bar{\phi} = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \phi \, dt \quad (3-4)$$

Aplicando a decomposição de Reynolds para os componentes de velocidade  $u_i$  e pressão  $p$ , assim como para as equações de conservação, Eqs. (3-1) e (3-2), as equações (3-5) e (3-6) são obtidas. Estas equações são muito semelhantes às Eqs. (3-1) e (3-2), apenas substituindo as grandezas relevantes por suas médias e introduzindo um termo novo  $-\overline{u'_i u'_j}$ , o qual é chamado na

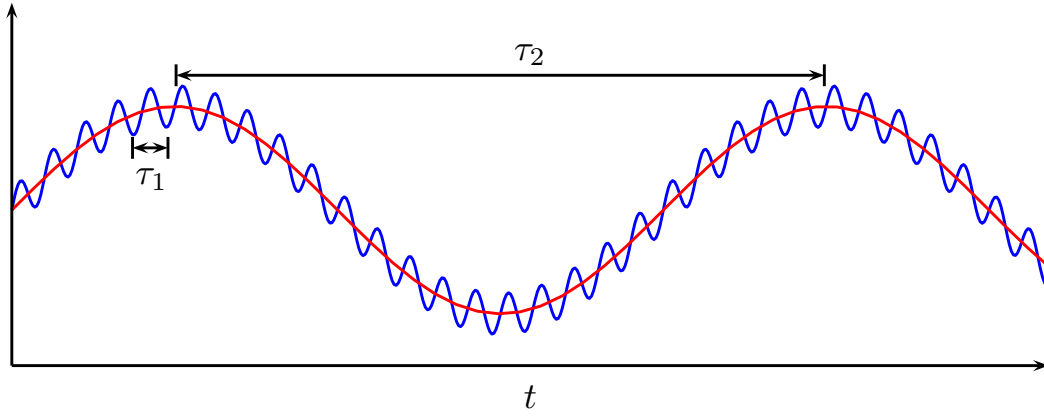


Figura 3.2: Escalas de tempo para utilização dos métodos URANS

literatura de tensor de Reynolds ou tensão turbulenta.

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3-5)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_j \bar{u}_i)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\bar{\tau}_{ij}}{\rho} - \overline{u'_i u'_j} \right) + g_i \quad (3-6)$$

Boussinesq (Pope, 2009) propôs que este tensor,  $-\overline{u'_i u'_j}$ , livre do traço, representado por  $a_{ij}$ , fosse escrito utilizando uma analogia com a equação constitutiva para fluidos Newtonianos, porém introduzindo um parâmetro de proporcionalidade à taxa de deformação do escoamento médio, dependente do escoamento, i.e., a viscosidade turbulenta  $\mu_t$ ,

$$a_{ij} = -\overline{u'_i u'_j} + \delta_{ij} \frac{2}{3} \kappa = \frac{\mu_t}{\rho} 2\bar{S}_{ij} \quad ; \quad \bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3-7)$$

onde  $\delta_{ij}$  é o operador delta de Kronecker, análogo à matriz identidade e  $\kappa$  é a energia cinética turbulenta

$$\kappa = \frac{1}{2} \overline{u'_k u'_k} \quad (3-8)$$

Introduzindo as equações (3-3) e (3-7) em (3-6) tem-se:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_j \bar{u}_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu_{eff} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (3-9)$$

onde  $P$  é uma pressão modificada e  $\nu_{eff}$  é a viscosidade cinemática efetiva

$$P = \frac{\bar{p}}{\rho} + \frac{2}{3} \kappa - g x_i e_z \cdot e_i \quad (3-10)$$

$$\nu_{eff} = \nu + \nu_t \quad ; \quad \nu = \frac{\mu}{\rho} \quad ; \quad \nu_t = \frac{\mu_t}{\rho} \quad (3-11)$$

No entanto, as Eqs. (3-5) e (3-9) não são suficientes para se resolver um escoamento turbulento. É preciso introduzir um modelo para a viscosidade turbulenta  $\nu_t$  (Pope, 2009). Existem diversos modelos, desde modelos algébricos como o modelo de comprimento de mistura de Prandtl, modelos de 1-equação diferencial (modelo Spalart-Allmaras) até modelos de  $n$ -equações diferenciais. Dentre os diversos modelos existentes, os modelos de duas equações diferenciais são os mais populares. A maioria destes modelos estimam a viscosidade turbulenta utilizando uma analogia com a viscosidade molecular, de tal forma, que esta é proporcional a uma velocidade e um comprimento característicos da turbulência,  $V_t$  e  $L_t$ , respectivamente, ou seja:

$$\nu_t \approx V_t L_t \quad (3-12)$$

A maioria dos modelos estima a velocidade característica de um turbilhão com sendo proporcional a energia cinética turbulenta

$$V_t = \sqrt{\kappa} \quad (3-13)$$

e diferem pela definição do comprimento característico.

A seguir uma breve descrição dos modelos mais populares e empregados neste trabalho: modelo  $\kappa - \varepsilon$ ;  $\kappa - \omega$  e SST- $\kappa - \omega$ .

### 3.1.1.1

#### Modelo URANS $\kappa - \varepsilon$

Neste modelo (Launder e Spalding, 1974), o comprimento característico de um turbilhão é estimado a partir da dissipação da energia cinética turbulenta  $\varepsilon$ , e a viscosidade turbulenta é

$$\nu_t = C_\mu \frac{\kappa^2}{\varepsilon} \quad (3-14)$$

Equações de conservação para  $\kappa$  e  $\varepsilon$  são necessárias para a obtenção destas grandezas. Estas equações são obtidas manipulando-se as equações de Navier-Stokes, resultando em

$$\frac{\partial \kappa}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_j \kappa)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\kappa} \right) \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right] + P_\kappa - \varepsilon \quad (3-15)$$



$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_j \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{\kappa} P_\kappa - C_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon^2}{\kappa} \quad (3-16)$$

sendo  $P_\kappa$  a produção da energia cinética turbulenta, a qual é obtida por

$$P_\kappa = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \nu_t 2 \bar{S}_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (3-17)$$

O modelo utiliza o seguinte conjunto de constantes empíricas:  $C_\mu = 0,09$ ;  $\sigma_\kappa = 1,0$ ;  $\sigma_\varepsilon = 1,3$ ;  $C_{\varepsilon_1} = 1,44$ ;  $C_{\varepsilon_2} = 1,92$ .

Devido a diversas simplificações utilizadas para a obtenção das equações de conservação para  $\kappa$  e  $\varepsilon$ , estas equações não são válidas na região da parede. Assim a solução para esta camada próxima à parede é feita utilizando soluções conhecidas como "Leis de Parede" (Wilcox David C., 2006).

### 3.1.1.2

#### Modelo URANS $\kappa - \omega$

Neste modelo (Menter, 1993), o comprimento característico é definido em função da taxa de dissipação específica  $\omega$ , a qual é relacionada com a dissipação da energia cinética turbulenta,  $\varepsilon \approx \omega \kappa$  (Wilcox, 2008). Dessa forma, a viscosidade turbulenta é definida como

$$\nu_t = \frac{\kappa}{\hat{\omega}} \quad ; \quad \omega = \frac{\varepsilon}{\kappa \beta^*} \quad ; \quad \hat{\omega} = \max[\omega, C_{lim} \frac{S}{\sqrt{\beta^*}}] \quad ; \quad S = \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \quad (3-18)$$

As equações de conservação do modelo  $\kappa - \omega$  são:

$$\frac{\partial \kappa}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_j \kappa)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \sigma_\kappa \frac{\kappa}{\omega} \right) \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right] + P_\kappa - \beta^* \omega \kappa \quad (3-19)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_j \omega)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \sigma_\omega \frac{\kappa}{\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \frac{\omega}{\kappa} P_\kappa - \beta_o f_\beta \omega^2 + \frac{\sigma_d}{\omega} \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3-20)$$

onde o termo de produção de  $\kappa$ ,  $P_\kappa$  é dado pela Eq.(3-17) e

$$f_\beta = \frac{1 + 85\chi_\omega}{1 + 100\chi_\omega} \quad ; \quad \chi_\omega = \left| \frac{\bar{\Omega}_{ij} \bar{\Omega}_{jk} \bar{S}_{ki}}{(\beta^* \omega)^3} \right| \quad ; \quad \bar{\Omega}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3-21)$$

$$\sigma_d = 0 \quad \text{if} \quad \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \leq 0 \quad ; \quad \sigma_d = \frac{1}{8} \quad \text{if} \quad \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} > 0 \quad (3-22)$$

sendo  $C_{lim} = 7/8$ ;  $\beta^* = 0,09$ ;  $\sigma_\kappa = 0,6$ ;  $\sigma_\omega = 1/2$ ;  $\alpha = 13/25$ ;  $\beta_o = 0,0708$ .

O modelo  $\kappa - \omega$  apresenta melhores resultados para escoamentos com gradiente de pressão adverso, o que significa uma vantagem considerável. Outra vantagem do modelo  $\kappa - \omega$  é que pode ser utilizado próximo a paredes. Porém, este é mais sujeito a instabilidades na convergência numérica, a qual é fortemente dependente dos valores de  $\omega$  nas condições de contorno (Saltara e Pedrão, 2012).

### 3.1.1.3

#### Modelo URANS $k - \omega$ SST

O modelo  $\kappa - \omega$  SST (Menter e Esch, 2001) combina os modelos  $\kappa - \varepsilon$  e  $\kappa - \omega$  de forma a usar o melhor de cada um. A principal característica é utilizar o  $\kappa - \omega$  próximo à parede e o modelo  $\kappa - \varepsilon$  longe, com um chaveamento feito de forma suave. A viscosidade turbulenta é

$$\nu_t = \frac{a_1 \kappa}{\max(a_1 \omega, SF_2)} \quad (3-23)$$

onde  $a_1$  é uma constante empírica, e  $F_2$  um fator de amortecimento. As equações de conservação são

$$\frac{\partial \kappa}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j \kappa}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\nu + \sigma_\kappa \nu_t) \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right] + \tilde{P}_\kappa - \beta^* \omega \kappa \quad (3-24)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_j \omega)}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\nu + \sigma_\omega \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \\ &+ \frac{\gamma}{\nu_t} P_\kappa - \beta \omega^2 + 2(1 - F_1) \frac{\sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (3-25)$$

onde a produção da energia cinética turbulenta é baseada na Eq. 3-17, sendo limitada de acordo com

$$\tilde{P}_\kappa = \min(P_\kappa, 10 \beta^* \kappa \omega) \quad (3-26)$$

As constantes dos dois modelos ( $\phi_1$  e  $\phi_2$ ) apresentadas na Tabela 3.1 são combinadas usando a função de amortecimento  $F_1$  como

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \quad (3-27)$$

As funções de amortecimento dependem da distância à parede  $y$  e são

$$F_1 = \tanh\left(\arg_1^4\right) \quad ; \quad \arg_1 = \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{\kappa}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4 \sigma_{\omega 2} \kappa}{CD_{\kappa \omega} y^2} \right] \quad (3-28)$$

$$F_2 = \tanh\left(\arg_2^2\right) \quad ; \quad \arg_2 = \max \left( \frac{2\sqrt{\kappa}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \quad (3-29)$$

$$CD_{\kappa \omega} = \max \left( 2 \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right) \quad (3-30)$$

Tabela 3.1: Constantes do modelo

$\sigma_{k1}$	$\sigma_{k2}$	$\sigma_{\omega 1}$	$\sigma_{\omega 2}$	$\beta_1$	$\beta_2$	$\gamma_1$	$\gamma_2$	$\beta^*$	$a_1$	$b_1$	$c_1$
0,85	1,0	0,5	0,856	0,075	0,0828	5/9	0,44	0,09	0,31	1,0	10

### 3.1.2 Modelo LES

O modelo de simulação de grandes escalas é sempre 3D e transiente, resolve as grandes escalas, e somente modela as escalas menores do que a malha. Este modelo necessita da utilização de malhas finas, sendo mais preciso que os modelos URANS, porém com maior esforço computacional. As grandes escalas contêm a maior parte da energia, assim a simulação das pequenas escalas pode ser feita de forma mais simples, muitas vezes contendo apenas uma fração da energia cinética turbulenta resolvida diretamente. Para obter a equação de quantidade de movimento para o modelo LES, de forma similar ao que foi feito na modelagem RANS, é preciso primeiramente introduzir o conceito de filtragem espacial (no RANS utiliza-se médias temporais). Kim (2004) propôs o seguinte filtro:

$$\tilde{\phi}(\mathbf{x}) = \int_{\Gamma} \phi(\boldsymbol{\eta}) G(\mathbf{x}, \boldsymbol{\eta}) d\boldsymbol{\eta} \quad (3-31)$$

onde  $\Gamma$  é o domínio computacional,  $G(\mathbf{x}, \boldsymbol{\eta})$  é a função filtro que determina o tamanho das escalas resolvidas e  $\boldsymbol{\eta} \in \Gamma$ . Para uma discretização em volumes finitos:

$$\tilde{\phi}(\mathbf{x}) = \frac{1}{\forall} \int_{\forall} \phi(\boldsymbol{\eta}) d\boldsymbol{\eta} \quad (3-32)$$

onde  $\forall$  é o volume da célula,  $\boldsymbol{\eta} \in \forall$  e  $G(\mathbf{x}, \boldsymbol{\eta})$  é um filtro *top-hat*:

$$G(\mathbf{x}, \boldsymbol{\eta}) = \begin{cases} \frac{1}{\forall} & \text{para } |\mathbf{x} - \boldsymbol{\eta}| \in \forall \\ 0 & \text{caso contrário} \end{cases} \quad (3-33)$$

onde  $\forall$  é o domínio correspondente ao volume da célula.

Caso a filtragem acima seja aplicada à equação de quantidade de movimento (Eq. 3-2), tem-se a seguinte equação para o modelo LES:

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\tilde{u}_j \tilde{u}_i)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \tau_{SGS_{ij}} \right) + g_i \quad (3-34)$$

onde  $\tau_{SGS_{ij}}$  é o tensor das tensões de submalha. O subscrito  $SGS$  refere-se à escala de submalha (*Sub-Grid Scale*):

$$\tau_{SGS_{ij}} = -(\widetilde{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) \quad (3-35)$$

Uma modelagem baseada na hipótese de Boussinesq pode então ser aplicada ao tensor das tensões de submalha, conforme a seguir:

$$\tau_{SGS_{ij}} = -\frac{2}{3} \kappa_{SGS} \delta_{ij} + \nu_{SGS} 2 \tilde{S}_{ij} \quad ; \quad \tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \tilde{x}_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial \tilde{x}_i} \right) \quad (3-36)$$

onde  $\kappa_{SGS}$  é a energia cinética turbulenta da sub-malha

$$\kappa_{SGS} = \frac{1}{2} \tau_{SGS_{kk}} \quad (3-37)$$

Substituindo (3-36) em (3-34) tem-se uma equação semelhante à (3-9),

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial(\tilde{u}_j \tilde{u}_i)}{\partial \tilde{x}_j} = -\frac{\partial \tilde{P}}{\partial \tilde{x}_i} + \frac{\partial}{\partial \tilde{x}_j} \left( \tilde{\nu}_{eff} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial \tilde{x}_j} \right) \quad (3-38)$$

onde agora:

$$\tilde{P} = \frac{\tilde{p}}{\rho} + \frac{2}{3} \kappa_{SGS} - g x_i e_z \cdot e_i \quad ; \quad \tilde{\nu}_{eff} = \nu + \nu_{SGS} \quad (3-39)$$

Assim como os modelos baseados na média de Reynolds, existem diversos modelos para determinar a viscosidade turbulenta de sub-malha. O modelo de Smagorinsky, Smagorinsky (1963), é

$$\nu_{SGS} = (C_s \Delta)^2 \tilde{S} \quad ; \quad \tilde{S} = \sqrt{2 \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij}} \quad ; \quad \Delta = \sqrt[3]{V} \quad (3-40)$$

Alguns trabalhos (Breuer, 1998; Breuer, 2000) sugerem que  $C_s = 0,1$  para escoamento com  $3.900 < Re < 140.000$  ao redor de um cilindro. Para a região próxima da parede, numa tentativa de minimizar o refinamento excessivo (devido ao custo computacional), é possível utilizar uma aproximação para a viscosidade cinemática da escala de submalha dada pela seguinte expressão:

$$\nu_{SGS} = L^2 \tilde{S} \quad ; \quad L^2 = \min(k y, (C_s \Delta)^2 \tilde{S}) \quad (3-41)$$

onde  $k = 0,4$  é a constant de von Kármán.

O modelo LES convencional também tem dificuldades na região da parede, o que faz com que modelos híbridos entre LES e URANS sejam empregados para resolver o escoamento próximo da parede. Um destes modelos é o DES (*Detached Eddy Simulation*) (Strelets, 2001) que é usado para resolver escoamentos em torno de corpos rombudos. No DES, a camada limite é

resolvida pelo método URANS e a esteira de vórtices é resolvida com o LES. Variações dos modelos DES também estão presentes na literatura. Uma delas é o *Delayed Detached Eddy Simulation* (DDES), usado neste trabalho.

### 3.1.3

#### Modelo $\kappa - \omega$ SST – DDES

A formulação numérica utilizada para o modelo de  $\kappa - \omega$  SST *Delayed Detached Eddy Simulation* (DDES), utilizado neste trabalho e implementada no OpenFOAM<sup>®</sup>, foi baseada no trabalho de Gritskevich et al. (2012). Este modelo consiste em utilizar um modelo URANS próximo à parede e o modelo LES longe das mesmas.

Comparando as formulações URANS e LES, observa-se que no caso de URANS utiliza-se a viscosidade turbulenta para determinar a velocidade média no tempo, e na formulação LES, utiliza-se a viscosidade de sub-malha para determinar a velocidade filtrada. Porém, matematicamente, as equações são análogas. Dessa forma, pode-se facilmente combinar as duas modelagens, e o resultado é um conjunto de equações muito semelhante ao da metodologia URANS, com apenas alguns coeficientes diferentes do modelo URANS selecionado.

Neste trabalho, o modelo URANS utilizado é o  $\kappa - \omega$  SST. A viscosidade turbulenta é:

$$\nu_t = \frac{a_1 \kappa}{\max(a_1 \omega, F_2 S)} \quad (3-42)$$

As equações de  $\kappa$  e  $\omega$  são as mesmas do modelo  $\kappa - \omega$  SST com diferença apenas na destruição da energia cinética turbulenta, por meio da modificação do comprimento característico, que passa a ser  $l_{DDES}$

$$\frac{\partial \kappa}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j \kappa}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\nu + \sigma_\kappa \nu_t) \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right] + \tilde{P}_\kappa - \frac{\kappa^{1,5}}{l_{DDES}} \quad (3-43)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_j \omega)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\nu + \sigma_\omega \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \frac{\gamma}{\nu_t} P_\kappa - \beta \omega^2 + (1 - F_1) CD_{k\omega} \quad (3-44)$$

A viscosidade é a mesma do  $\kappa - \omega$  SST, com os mesmos coeficientes e fator de amortecimento. As funções de mistura (*blending*) do modelo SST  $F_1$  e  $F_2$ , dependentes da distância à parede  $y$ , são também as mesmas do  $\kappa - \omega$  SST. Os comprimentos de escala são modelados da seguinte forma:

$$l_{DDES} = l_{RANS} - f_d \max(0, l_{RANS} - l_{LES}) \quad (3-45)$$

$$l_{RANS} = \frac{\sqrt{\kappa}}{\beta^* \omega} \quad ; \quad l_{LES} = C_{DDES} h_{max} \quad (3-46)$$

$$C_{DDES} = CDES_{\kappa-\omega} F_1 + CDES_{\kappa-\varepsilon} (1 - F_1) \quad (3-47)$$

onde  $h$  é o comprimento característico da célula ( $h = (\Delta V)^{1/3}$ , onde  $\Delta V$  é o tamanho do volume de controle da malha). Uma função empírica de mistura adicional é definida conforme a seguir:

$$f_d = 1 - \tanh \left[ (C_{d_1} r_d)^{C_{d_2}} \right] \quad ; \quad r_d = \frac{\nu_t + \nu}{\kappa^2 y^2 \sqrt{0,5(S^2 + \Omega^2)}} \quad (3-48)$$

onde  $S$  é a magnitude do tensor taxa de deformação (Eq. 3-18) e  $\Omega$  é a magnitude do tensor vorticidade:

$$\bar{\Omega}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \quad ; \quad \Omega = \sqrt{2 \bar{\Omega}_{ij} \bar{\Omega}_{ij}} \quad (3-49)$$

Os valores para as constantes definidas neste modelo são mostrados na Tab. 3.1 e complementadas na Tab. 3.2.

Tabela 3.2: Constantes do modelo  $\kappa - \omega DDES$  (OpenFOAM<sup>®</sup>)

$CDES_{\kappa-\omega}$	$CDES_{\kappa-\varepsilon}$	$C_{d_1}$	$C_{d_2}$	$\kappa$
0,82	0,6	20	3	0,41

### 3.1.4

#### Condições de contorno e iniciais

Para resolver os sistemas de equações de conservação é necessário definir condições de contorno e iniciais adequadas. As condições de contorno adotadas para a pressão em todas as simulações realizadas neste trabalho foram: nível de pressão prescrita na saída; gradiente nulo na entrada e nas paredes, ou seja:

$$\frac{\partial p}{\partial \eta} = 0 \quad (3-50)$$

onde  $\eta$  é a coordenada normal à superfície em questão.

Para a velocidade foram adotadas as seguintes condições de contorno: velocidade uniforme prescrita na entrada,  $u_{in}$ ; velocidade nula nas paredes (condição de não deslizamento); e gradiente nulo na saída.

A condição de contorno para a energia cinética turbulenta na entrada do domínio foi prescrita como sendo proporcional à energia cinética do escoamento médio, sendo o parâmetro de proporcionalidade a intensidade de turbulência,  $I$ , a qual foi definida como  $I = 5\%$  (Valor de referência em software comerciais (ANSYS, 2016)) para todos os casos analisado aqui.

$$\kappa_{in} = \frac{3}{2}(I u_{in})^2 \quad (3-51)$$

Nas paredes, devido a condição de não deslizamento a energia cinética turbulenta é nula, e nas saídas, especificou-se gradiente nulo de  $\kappa$ .

Finalmente, com relação às condições de contorno para  $\omega$ , definiu-se na entrada

$$\omega = \frac{\sqrt{\kappa}}{\beta^{*1/4} L_c} \quad (3-52)$$

onde  $L_c$  é o comprimento característico da entrada. Para os casos analisados neste trabalho, considerou-se  $L_c$  igual a 10% da dimensão característica do caso em análise. No caso da coluna de completação, a dimensão característica é relacionada com a geometria de entrada de fluido na coluna, já no caso de escoamento transversal a um cilindro, a dimensão característica é o diâmetro do cilindro.

Novamente, como a velocidade e energia cinética turbulenta, a difusão de  $\omega$  também foi desprezada nas saídas, i.e., impôs-se gradiente nulo de  $\omega$ . Já com relação a condição de contorno para  $\omega$  nas superfícies sólidas, um tratamento especial é necessário, e a condição de contorno para  $\omega$  assume a seguinte forma (Menter, 1994):

$$\omega = \min \left( 2500, \frac{6\nu}{\beta^* y^2} \right) \quad (3-53)$$

Os modelos de turbulência apresentados têm suas limitações quanto à discretização na parede. O modelo  $\kappa - \varepsilon$  necessita de uso de leis de parede nas proximidades das superfícies sólidas, já os modelos baseados em  $\kappa - \omega$ , como os modelos utilizados neste trabalho, são baseados no uso de malha finas nas regiões de parede, de forma a garantir que o primeiro ponto nodal encontra-se dentro da sub-camada viscosa, i.e.,  $y^+ \leq 5$ , onde

$$y^+ \equiv \frac{u_\tau y}{\nu} \quad ; \quad u_\tau \equiv \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (3-54)$$

sendo  $u_\tau$  a velocidade de atrito, definida em função da tensão cisalhante na parede  $\tau_w$ .

A lei da parede deve ser empregada no modelo  $\kappa - \varepsilon$  quando  $y^+ \geq 11,5$ , já com as metodologias LES ou DDES, deve-se garantir que o primeiro ponto nodal respeite a condição de  $y^+ \leq 1$ .

Em todos os casos analisados neste trabalho, a condição de interesse corresponde ao um regime transiente estatisticamente estável, periódico. Dessa forma, a inicialização numérica do problema, não deve influenciar na solução. Em todos os casos, utilizou-se uma inicialização baseada nas condições de entrada do caso de interesse. Todas as análises foram realizadas, somente, após a obtenção de uma solução periódica, estatisticamente estável.

### 3.2

#### Análise Estrutural

As forças do escoamento causam uma resposta da estrutura em termos de deformações e acelerações. Estas respostas obedecem às equações da conservação de quantidade de movimento linear em um sólido, dada por:

$$\rho_s \frac{\partial^2 \mathbf{d}_s}{\partial t^2} = \mathbf{L}^T \mathbf{c} \mathbf{L} \mathbf{d}_s + \rho_s \mathbf{f}_b \quad (3-55)$$

onde  $\mathbf{L}$  é o operador diferencial deslocamento-deformação (Liu e Quek, 2013):

$$\mathbf{L} = \begin{bmatrix} \partial/\partial x & 0 & 0 \\ 0 & \partial/\partial y & 0 \\ 0 & 0 & \partial/\partial z \\ 0 & \partial/\partial z & \partial/\partial y \\ \partial/\partial z & 0 & \partial/\partial x \\ \partial/\partial y & \partial/\partial x & 0 \end{bmatrix}; \quad \mathbf{d}_s = \begin{bmatrix} d_{sx} \\ d_{sy} \\ d_{sz} \end{bmatrix}; \quad \mathbf{f}_b = \begin{bmatrix} f_{bx} \\ f_{by} \\ f_{bz} \end{bmatrix} \quad (3-56)$$

e para material isotrópico:

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ & & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ & & & (c_{11} - c_{12})/2 & 0 & 0 \\ sym. & & & & (c_{11} - c_{12})/2 & 0 \\ & & & & & (c_{11} - c_{12})/2 \end{bmatrix} \quad (3-57)$$

onde as constantes  $c_{11}$  e  $c_{12}$  assumem os seguintes valores:

$$c_{11} = \frac{E(1 - \nu^s)}{(1 - 2\nu^s)(1 + \nu^s)}; \quad c_{12} = \frac{E\nu^s}{(1 - 2\nu^s)(1 + \nu^s)} \quad (3-58)$$

O material utilizado no domínio sólido apresenta comportamento linear elástico e a solução numérica das equações governantes do problema é obtida pelo método dos elementos finitos utilizando o *software* livre CalculiX® (Dhondt, 2004). Para informações mais detalhadas sobre o método dos elementos finitos, ver Buchanan (1994), como referência geral sobre o assunto.



### 3.3

#### Interação Fluido-Estrutura

A modelagem da interação fluido-estrutura (FSI) consiste em realizar uma troca de informações entre os domínios de solução do fluido e do sólido, em geral forças ou tensões e deformações, resultando em modificações na morfologia de ambos os domínios. Esta mudança de morfologia dos domínios, resulta em um movimento relativo adicional entre o fluido e a malha, tornando conveniente a utilização de uma abordagem Lagrangiana-Euleriana Arbitrária (ALE) para definição dos domínios.

Existem algumas possibilidades para se tratar um problema que apresente interação fluido-estrutura, desde a escolha dos *software* a serem selecionados para cada domínio, como a metodologia para acoplar os dois domínios, para que ocorra troca de informações, além da definição de como as malhas devem ser geradas. Estes e outros detalhes das simulações FSI serão discutidos à seguir.

#### 3.3.1

##### Abordagem ALE

A abordagem Lagrangiana consiste em acompanhar o movimento das partículas (partículas sólidas se movendo em meio fluido ou pequenas porções de fluido se movendo no escoamento) como se o observador estivesse seguindo o movimento desta partícula (Fig. 3.3 (a)). Esta abordagem é mais utilizada em *particle tracking* ou como forma de visualização do escoamento (fumaça, esferas de vidro, tintas, etc.). Por sua vez, na abordagem Euleriana (Fig. 3.3 (b)), o observador encontra-se em um referencial fixo no espaço, observando todas as partículas (porções de fluido) se moverem ao longo do domínio e do tempo, porém sem identificar uma partícula específica. Esta abordagem está diretamente associada ao conceito de campo, e é a abordagem mais utilizada na mecânica dos fluidos.

Já a abordagem Lagrangiana-Euleriana Arbitrária (*arbitrary Lagrangian-Eulerian* (ALE)) (Donea et al., 2004) é a mais indicada na solução dos problemas de interação fluido-estrutura. Esta consiste em realizar uma observação Euleriana, porém considerando uma malha móvel (referencial Lagrangiano). Esta mobilidade do referencial se dá pela mudança morfológica das fronteiras devido à interação fluido-estrutura. Esta mudança de morfologia obriga que o domínio fluido seja remalhado, para cada passo de tempo, o que causa uma mudança no referencial Euleriano (Fig. 3.4). Os três referenciais proveem a observação do mesmo fenômeno, porém em referências distintas, como exemplificado na Fig. 3.5.

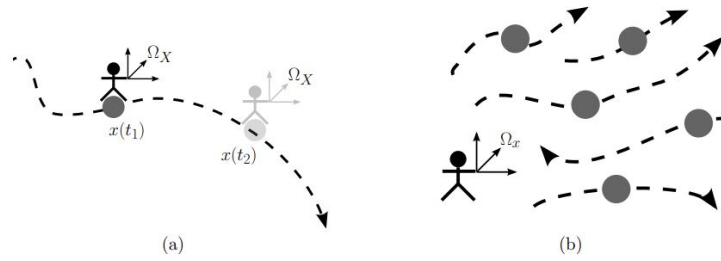


Figura 3.3: (a) Abordagem Lagrangiana (b) abordagem Euleriana. Fonte: Gatzhammer (2014).

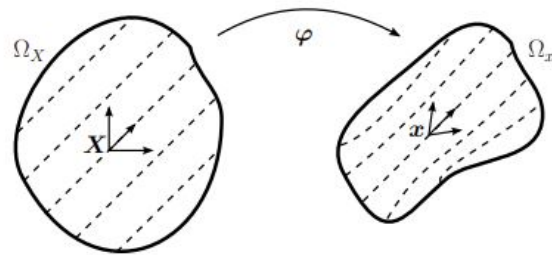


Figura 3.4: Abordagem Euleriana e ALE. Fonte: Gatzhammer (2014).

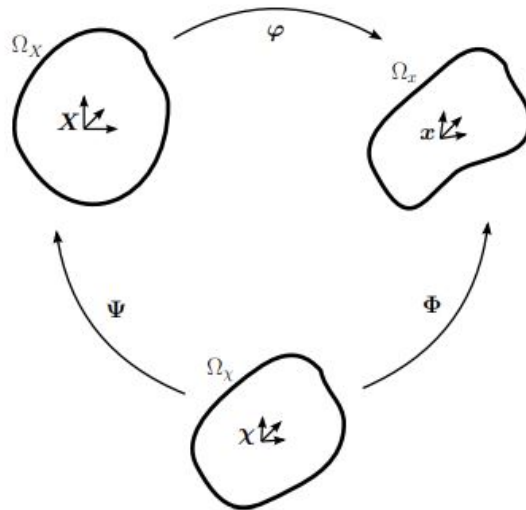


Figura 3.5: Relação entre as coordenadas locais  $\Omega_X$  (Lagrangiana), espaciais  $\Omega_x$  (Euleriana) e referenciais  $\Omega_\chi$  (ALE). Fonte: Gatzhammer (2014).

A formulação apresentada deve então considerar que o domínio agora é móvel. A velocidade do domínio referencial  $\Omega_\chi$  (malha móvel) em relação ao domínio espacial  $\Omega_x$  (fixo) pode ser escrita da seguinte forma:

$$\hat{u}(\chi, t) = \left. \frac{\partial x}{\partial t} \right|_{\chi} \quad (3-59)$$

A velocidade das coordenadas locais  $\Omega_X$  (Lagrangiana) em relação ao domínio referencial  $\Omega_\chi$  (malha) pode ser escrita da seguinte forma:

$$w(X, t) = \left. \frac{\partial \chi}{\partial t} \right|_X \quad (3-60)$$

A velocidade das coordenadas locais (Lagrangiana) em relação ao referencial espacial (fixo) pode ser escrita como:

$$u = \hat{u} + \frac{\partial x}{\partial \chi} \frac{\partial \chi}{\partial t} = \hat{u} + \frac{\partial x}{\partial \chi} w \quad (3-61)$$

Assim a velocidade convectiva pode ser definida como:

$$c = u - \hat{u} = \frac{\partial x}{\partial \chi} w \quad (3-62)$$

As equações de conservação podem então ser reescritas para a abordagem ALE da seguinte forma:

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3-63)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (c_j \bar{u}_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu_{eff} 2 \bar{S}_{ij} \right) \quad (3-64)$$

De forma similar, as outras equações de conservação do DDES,  $\kappa$  (Eq. 3-43) e  $\omega$  (Eq. 3-44), podem ser ajustadas substituindo  $\bar{u}_j$  por  $\bar{c}_j$ . No caso da formulação LES (Eq. 3-34),  $\tilde{u}_j$  deve ser substituído  $\tilde{c}_j$ .

### 3.3.2

#### Esquema utilizado na solução do problema CFD

O OpenFOAM<sup>®</sup> utiliza o método dos volumes finitos (Patankar, 1980) para a solução das equações diferenciais apresentadas.

A solução para o sistema algébrico de equações é realizado para o campo de pressão por meio do algoritmo *geometric agglomerated algebraic multigrid solver* (GAMG), que é uma versão da decomposição LDU que utiliza uma

malha mais grosseira (versão com células aglomerada da malha final), como uma pré-solução para o sistema de equações, também via decomposição LDU. As demais variáveis são resolvidas por meio do algoritmo de decomposição LDU (OpenFOAM® *smoothSolver*). O acoplamento velocidade-pressão é realizado por meio do PISO *loop* (Issa, 1986).

Foi utilizada uma discretização temporal implícita de primeira ordem (Euler). A definição do passo de tempo também deve ser tal que não haja perda de informação do escoamento devido a um passo de tempo demasiadamente longo. Logo, o passo de tempo deve depender da malha utilizada. Um bom critério para definir o passo de tempo é através do número de *Courant*, sendo este definido da seguinte forma:

$$C_o = \Delta t \cdot \tau; \quad \tau = \frac{1}{2\forall} \sum_{faces} |\phi_i| \quad (3-65)$$

onde  $\forall$  volume das células,  $\phi_i$  é o fluxo volumétrico ( $u \cdot A$ ) e  $\sum_{faces}$  é a soma em todas as faces das células. No caso so da presença da de deformação na malha, o fluxo volumétrico é  $c \cdot A$ , considerando a velocidade nas coordenadas referenciais.

O número de *Courant* deve ser menor do que 1. Isto implica que em um passo de tempo uma partícula de fluido deverá se deslocar menos do comprimento de um volume de controle, sob o risco de perda de informação e a geração de instabilidades numéricas.

A escolha do valor do  $C_o$  impacta diretamente no tempo de solução, uma vez que quanto menor o  $C_o$ , mais passos de tempo são resolvidos. Neste trabalho, o  $C_o$  foi monitorado de forma a permanecer sempre dentro limite supracitado.

A discretização espacial foi realizada utilizando uma aproximação *linear Upwind* (Warming e Beam, 1976) que é uma discretização de segunda ordem.

### 3.3.3

#### Esquema utilizado na solução do estrutural

A discretização espacial é feita pelo método dos elementos finitos usando elementos tetraédricos lineares (C3D4) com uma discretização temporal implícita de segunda ordem. A matriz de massa é tratada de forma consistente pelo CalculiX®. Para a discretização implícita a solução é incondicionalmente estável (Dhondt, 2021). Assim o passo de tempo utilizado foi determinado exclusivamente pela limitação do  $C_o$  do problema CFD.

### 3.3.4

#### Esquema de acoplamento solução FSI

Para resolver um problema de interação fluido-estrutura, deve haver alguma forma de acoplar as soluções dos domínios sólido e fluido. Este acoplamento pode se dar de diferentes formas. A primeira delas é chamada de análise particionada, e consiste em tratar as duas regiões como sistemas distintos. Determina-se um conjunto de equações discretizadas para cada domínio, resolvendo-se as matrizes resultantes de forma desacoplada. Após estas soluções, é necessário determinar o movimento da interface entre os domínios fluido e sólido. No caso de haver uma atualização unidirecional de informações de tensões ou forças do domínio fluido para o domínio sólido, diz-se que o acoplamento é fraco entre as soluções. Caso haja troca nas duas direções (forças ou tensões do fluido para o sólido e deformações da interface do sólido para o fluido) tem-se um acoplamento forte. Em ambos os casos a solução pode ser realizada em um único *software* (análise particionada com análise única (Fig.3.6 (b)) ou em *software* distintos (análise particionada com análises separadas Fig.3.6 (a)).

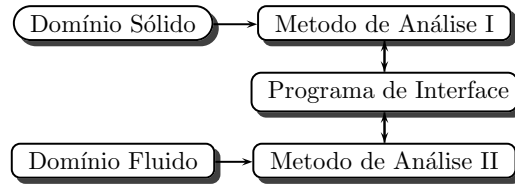
Existe ainda o esquema monolítico (Fig.3.6 (c)), onde os dois problemas (fluido e sólido) são tratados de forma acoplada, como um único sistema linear algébrico de equações (uma única matriz) a ser resolvido. Com esta metodologia, não há necessidade de se fazer qualquer tipo de transferência de informações entre os domínios.

Cada uma destas abordagens tem suas vantagens e desvantagens. No presente trabalho, inicialmente testou-se a metodologia particionado com análise única (OpenFOAM® -OpenFOAM® ). Porém, devido a uma maior flexibilidade para aplicação em problemas de engenharia, optou-se pelo esquema particionado com análises separadas (OpenFOAM® para o domínio fluido, CalculiX® para o domínio sólido e preCICE® para a solução da interface e troca de informações entre os outros dois *software*).

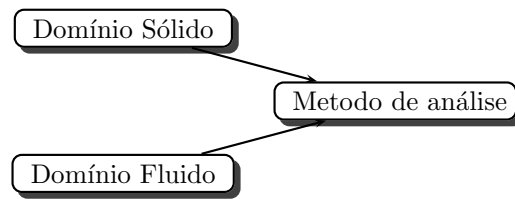
Para auxiliar na seleção dos *software* a serem utilizados para a simulação FSI, realizou-se uma etapa preliminar referente ao escoamento laminar em um canal com uma barbatana elástica colada na parte posterior de um cilindro elástico (ver Apêndice A.1).

A Figura 3.7 ilustra de forma esquemática o funcionamento do *software* preCICE® (Bungartz et al., 2016; Mehl et al., 2016) selecionado para resolver o acoplamento do problema de interação fluido-estrutura (FSI) com a metodologia particionada com análises separadas. Faz-se necessária a instalação do preCICE® e dos adaptadores para os dois *software* escolhidos (Fig. 3.8). Neste caso, escolheram-se *free software* que já possuíam os adaptadores elaborados

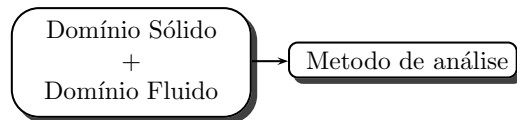
e estes foram adaptados para possibilitar o reinício das simulações. Adicionalmente, visando uma metodologia mais robusta, optou-se por utilizar um acoplamento forte, ou seja, a solução envolveu a troca de informações nas duas direções.



3.6(a): particionado com análises separadas



3.6(b): particionado com análise única



3.6(c): Monolítico

Figura 3.6: Tipos de acoplamento FSI.

O adaptador do OpenFOAM<sup>®</sup> transmite a cada iteração do *loop* de Aitken (ver seção 3.3.5) informações sobre as forças atuantes na superfície do cilindro e o adaptador do CalculiX<sup>®</sup> transmite os deslocamentos desta mesma superfície em resposta às forças aplicadas. Este processo de transferência de informações passa por um mapeamento (malhas não coincidentes) e é repetido, conforme o esquema de acoplamento entre os *solvers* a cada subciclo, em um passo de tempo (implícito ou explícito) até a convergência dentro de um determinado critério de convergência. Após a convergência, pode-se dar um passo de tempo e repetir o processo.



Matematicamente, o processo de troca de informações pode ser tratado como uma transformação de domínio. A atualização da fronteira do sólido-fluido pode ser representada da seguinte forma, para um esquema implícito:

$$s_{k+1} = \mathbf{S}(\mathbf{F}(s_k)) = \tilde{s}_{k+1} \quad (3-66)$$

onde  $\mathbf{S}$  é a atualização do deslocamento da fronteira, dada a atualização das forças (ou tensões) e  $\mathbf{F}$  é a atualização das forças em função da movimentação da fronteira. Com a introdução de uma sub-relaxação constante temos uma troca de informações que considera a solução ponderada com o resultado do subciclo atual:

$$s_{k+1} = (1 - \alpha)s_k + \alpha\tilde{s}_{k+1} \quad (3-67)$$

O sub-relaxamento do deslocamento da malha pode ser realizado de diferentes formas e, neste trabalho, optou-se pela sub-relaxação de primeira ordem (Aitken), a qual considera três subciclos (atual, anterior e posterior)

$$s_{k+1} = \frac{s_{k-1}\tilde{s}_{k+1} - s_k\tilde{s}_k}{(s_{k-1} - \tilde{s}_k) - (s_k - \tilde{s}_{k+1})} \quad (3-68)$$

Se reescrito na forma de fator de sub-relaxação constante, tem-se a seguinte correlação:

$$\alpha_{k+1} = \frac{s_{k-1} - s_k}{(s_{k-1} - \tilde{s}_k) - (s_k - \tilde{s}_{k+1})} \quad (3-69)$$

e recursivamente como:

$$\alpha_k = \alpha_{k-1} \frac{s_{k-1} - s_k}{(s_{k-1} - \tilde{s}_k) - (s_k - \tilde{s}_{k+1})} \quad (3-70)$$

Para a primeira iteração um valor de  $\alpha_{k-1}$  deve ser providenciado, uma vez que não há informação suficiente para calcular pelo método de Aitken.



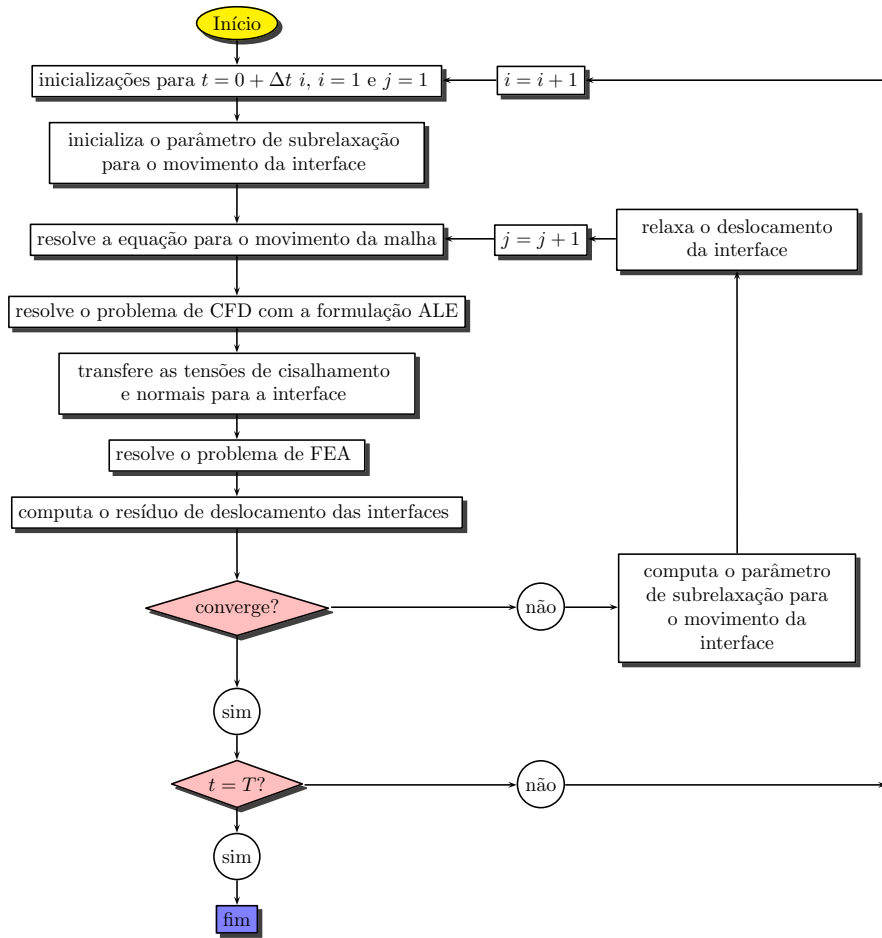


Figura 3.9: Algoritmo FSI

### 3.3.6

#### Mapeamento de variáveis na interface

De um modo geral, os nós das malhas do domínio fluido e sólido não são coincidentes. Logo, é preciso realizar o mapeamento das pressões ou tensões e os deslocamentos entre as duas malhas. Este mapeamento pode se dar através de uma abordagem conservativa ou consistente (de Boer et al., 2008).

Na abordagem conservativa, o trabalho virtual realizado pela fronteira é conservado. Assim o trabalho realizado pela fronteira do fluido  $\Gamma^f$  e pela fronteira do sólido devem ser de igual magnitude  $\Gamma^s$ :

$$\int_{\Gamma^f} \mathbf{d}^f \cdot p_f \mathbf{n}_f = \int_{\Gamma^s} \mathbf{d}^s \cdot p_s \mathbf{n}_s \quad (3-71)$$

onde  $\mathbf{d}$ ,  $p$ ,  $\mathbf{n}$  são os deslocamentos, pressões e vetores normais à interfaces.

Já na abordagem consistente, uma quantidade constante deve ser exatamente interpolada tanto para a pressão quanto para o deslocamento.

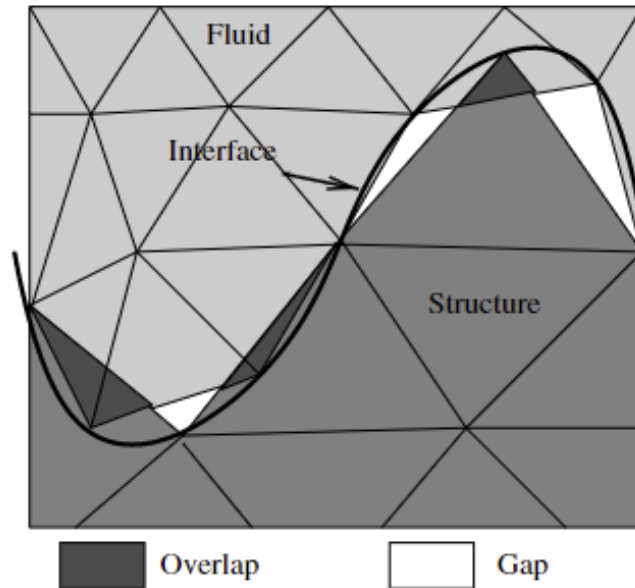


Figura 3.10: Tolerância com a convergência da interface fluido-sólido. Fonte: figura de de Boer et al. (2008).

Dependendo do problema à ser solucionado, a abordagem conservativa pode levar a instabilidades numéricas, especialmente em estruturas com grande flexibilidade (de Boer et al., 2008). Nestes casos as grandes deformações podem resultar em interfaces não aderentes (ver Fig. 3.10) podendo levar a resultados fisicamente inconsistentes. Assim, é possível escolher uma abordagem híbrida, mantendo a abordagem conservativa para a pressão e a abordagem consistente para o deslocamento.

Definida a abordagem de interpolação, faz-se necessário definir o esquema de interpolação das variáveis na interface. As Figuras 3.12 e 3.11 mostram alguns esquemas de interpolação mais simples utilizados e um esquemático de como esta interação acontece sendo intermediada pelo *software* preCICE® (Fig. 3.13) (Beckert e Wendland, 2001; de Boer et al., 2008; Gatzhammer, 2014; Mehl et al., 2016; Lindner, 2019).

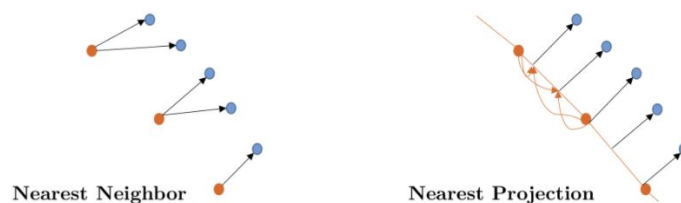


Figura 3.11: Esquemas de interpolação. Fonte: precice.org.

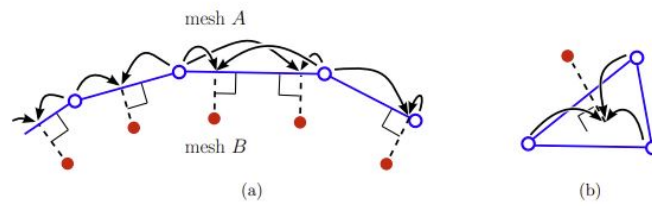


Figura 3.12: Esquemas de interpolação 3D para malhas não coincidentes. Fonte: [precice.org](http://precice.org).

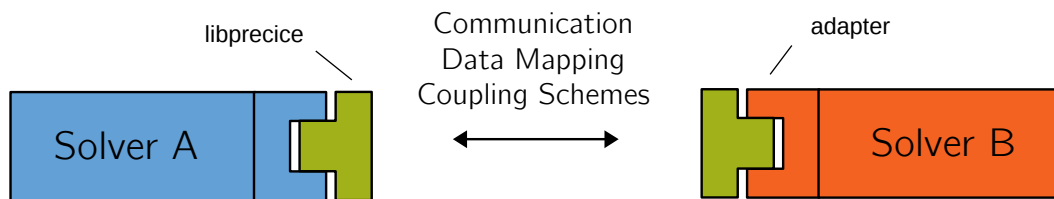


Figura 3.13: Comunicação para troca de informação na interface via preCICE<sup>®</sup>. Fonte: [precice.org](http://precice.org).

Os principais esquemas de interpolação e algumas observações sobre as mesmas são mostrados a seguir:

- *Nearest Neighbor*
  - Processo de interpolação mais simples, onde o nó recebe o valor do nó mais próximo a ele no outro domínio.
- *Nearest Projection*
  - Neste caso há uma ponderação dos valores dos nós mais próximos. Pode ser implementado usando diversas funções para atribuir pesos aos vizinhos.
- *Radial Basis Function (RBF)*
  - Utiliza um raio de influência para marcar os nós como pertencentes à vizinhança. De forma similar ao *Nearest Projection*

Como mencionado no Capítulo 1, o presente trabalho tem como objetivo o estudo da vibração induzida por escoamento em linhas de controle de poços com completação inteligente. O Grupo de pesquisa da PUC-Rio (LFSO e de Dinâmica dos Fluidos), em colaboração com a Petrobras, desenvolveu um *framework* para realizar estes estudos, a partir do conhecimento dos carregamentos sobre a linha e fator de amortecimento (Braga e Sampaio, 2013; Braga, 2014; Betta Jr, 2017; Braga, 2017). Nas modelagens tradicionais as forças atuantes nas linhas são obtidas considerando o escoamento cruzado a um cilindro infinito. Já para o fator de amortecimento, empregam-se correlações empíricas. No entanto, analisando os trabalhos disponíveis, observa-se a necessidade de determinar estas duas informações com maior acurácia.

Visando desenvolver uma metodologia combinando baixo custo com alta acurácia, propõe-se a determinação de forma desacoplada do escoamento na coluna de completação e do fator de amortecimento das frequências de oscilação das linhas.

Os esforços atuantes em qualquer objeto, devido ao movimento relativo entre o objeto e o fluido, podem ser determinados a partir dos campos de velocidade e pressão, os quais dependem fortemente da geometria. O escoamento atuando nas linhas de controle de poços de completação, ocorre em espaços anulares, na presença de múltiplos jatos ao longo do espaço anular. Para a determinação dos carregamentos ao longo da linha, propõe-se no presente trabalho a simplificação da geometria do problema, porém mantendo as características da completação do poço. A partir da determinação do escoamento na coluna de completação, considerando linhas rígidas, deve-se calcular as forças agindo sobre a superfície das linhas de controle (forças distribuídas), e armazenar estes dados em todos os passos de tempo, para serem utilizados como dados de entrada para a análise de vibração nas linhas de controle.

Já para a determinação do fator de amortecimento devido às instabilidades geradas pelo escoamento transversal à linha de controle elástica, optou-se pela modelagem FSI, porém utilizando uma geometria bem simplificada correspondendo ao escoamento turbulento transversal a um cilindro elástico.

## 4.1

### Modelo da Coluna de Completação

A metodologia DDES foi selecionada para determinar o escoamento turbulento. Conforme apresentado no Capítulo 3 de Modelagem, esta metodologia é baseada na combinação da metodologia LES com a URANS. O modelo LES é importante para captar as grandes estruturas longe das paredes e o modelo URANS para resolver a região da parede. O modelo de turbulência selecionado foi o modelo  $\kappa - \omega$  SST DDES, baseado no modelo URANS  $\kappa - \omega$  SST, o qual foi escolhido após testes preliminares com diferentes modelos URANS, de um jato incidente em uma parede (Eduardo et al., 2019).

A geometria utilizada para a seleção do modelo de turbulência encontra-se ilustrada na Fig. 4.1, a qual foi escolhida em função da semelhança geométrica e da disponibilidade de dados experimentais (Nardi, 2018). Esta geometria consiste de um duto anular, com diâmetro interno  $D_{in}$  e externo  $D_{out}$ . O tubo interno é fechado em uma das extremidades a injeção de fluido é realizada pela outra extremidade. O fluido passa do duto interno para o espaço anular, através de um furo (com diâmetro  $d_j$ ) no tubo interno, e sai por ambas as extremidades do espaço anular.

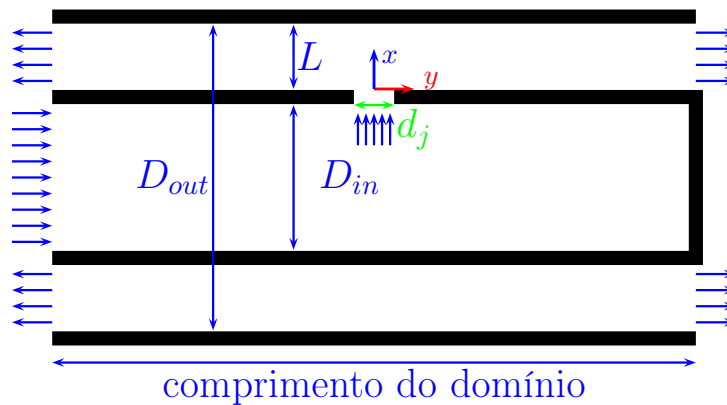


Figura 4.1: Jato incidente na parede externa do anular.

Após esta avaliação inicial, optou-se por uma geometria mais representativa, incluindo já as linhas de controle. A geometria de uma coluna de completção é bem complexa, e existem diversas possibilidades para representar, de forma aproximada, a coluna. No poço real, esta geometria é bastante esguia e se estende por até dezenas de metros. Porém, a região de interesse é aquela entre as regiões de fixação das linhas de controle, a qual pode ser maior ou menor, dependendo de como as mesmas foram cintadas na coluna de produção durante o RIR (*run in role* - descida da coluna de produção com todos os equipamentos

no poço). Por falta de padronização na indústria, estes comprimentos variam desde dezenas de centímetros a vários metros.

No presente trabalho, optou-se por criar uma representação esquemática da coluna (geometria simplificada), porém, respeitando as principais características da geometria real, conforme ilustrado na Fig. 4.2. Nesta figura é possível observar que o fluido escoar pela coluna de injeção (duto central) e adentra o espaço anular por uma válvula que contém quatro comunicações entre a coluna e o anular. Cada fabricante tem um formato de *trim* (geometria da válvula vazada ao fluxo) diferente para esta comunicação. De forma a preservar as geometrias proprietárias utilizou-se apenas um *trim* quadrado de  $L_{trim} = 20mm$  de lado e localizado a uma distância  $l = 150mm$  do topo da geometria, que é uma boa aproximação do *trim* em termos de área vazada e localização. O espaço anular é fechado na extremidade próxima ao *trim*, forçando o fluido a escoar em direção a extremidade aberta do duto anular (parte inferior da figura). As dimensões utilizadas para os diâmetro externo da coluna de injeção (diâmetro interno do anular), diâmetro interno do revestimento de produção (diâmetro externo do anular), e o diâmetro das linhas de controle são respectivamente  $D_{in} = 148,6mm$ ,  $D_{out} = 216,8mm$  e  $D_{LC} = 6,35mm$ . O raio de posicionamento da linha de controle utilizado foi de  $R_{LC} = 91,35mm$ . No modelo utilizado neste trabalho, definiu-se o comprimento das linhas de controle igual a  $L = 800mm$ .

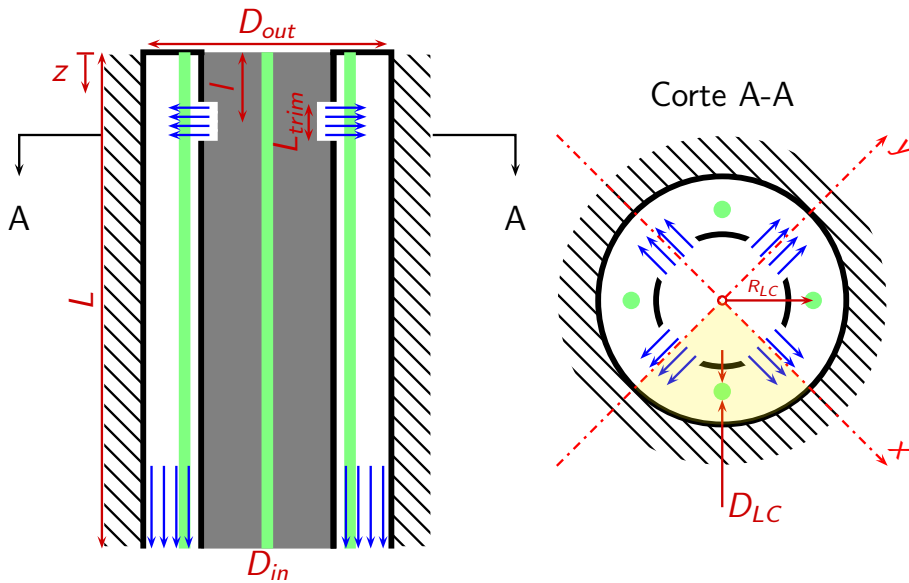


Figura 4.2: Geometria simplificada de um poço injetor.

Note que a coluna simplificada proposta apresenta simetria no plano transversal, plano A-A, permitindo analisar o escoamento num domínio com-

putacional menor, o que reduz os custos computacionais. Dessa forma, utilizou-se um domínio computacional correspondente a  $1/4$  da coluna de completação, conforme ilustrado na Fig.4.3, a qual mostra uma visão 3D da geometria gerada. Nesta figura, as condições de contorno utilizadas também são indicadas.

Pode-se observar na Fig.4.3, os dois planos de simetria considerados. Nestes planos, foi utilizada uma condição de contorno cíclica (rotacional). Esta condição de contorno considera que as superfícies (neste caso os planos de simetria) sejam vizinhas no domínio computacional, conforme mostrado na Fig. 4.4.

Nas regiões de entrada de escoamento no espaço anular, indicadas como “entradas”, correspondentes ao *trim* (metade da abertura quadrada), impôs-se velocidade uniforme (normal ao plano de entrada),  $u_{in}$ . Na saída foi imposta uma condição de *outflow* (gradiente nulo pra velocidade e pressão prescrita). As demais superfícies do domínio são paredes. A superfície da linha de controle (cilindro) também foi modelada como parede, porém em um *patch* separado de forma a possibilitar o armazenamento das forças com uma frequência maior (a cada passo de tempo, por exemplo) que a de armazenamento dos campos no interior do domínio (a cada 10 passos de tempo, por exemplo), visando ter uma maior resolução de informações a serem passadas para o modelo de FEM.

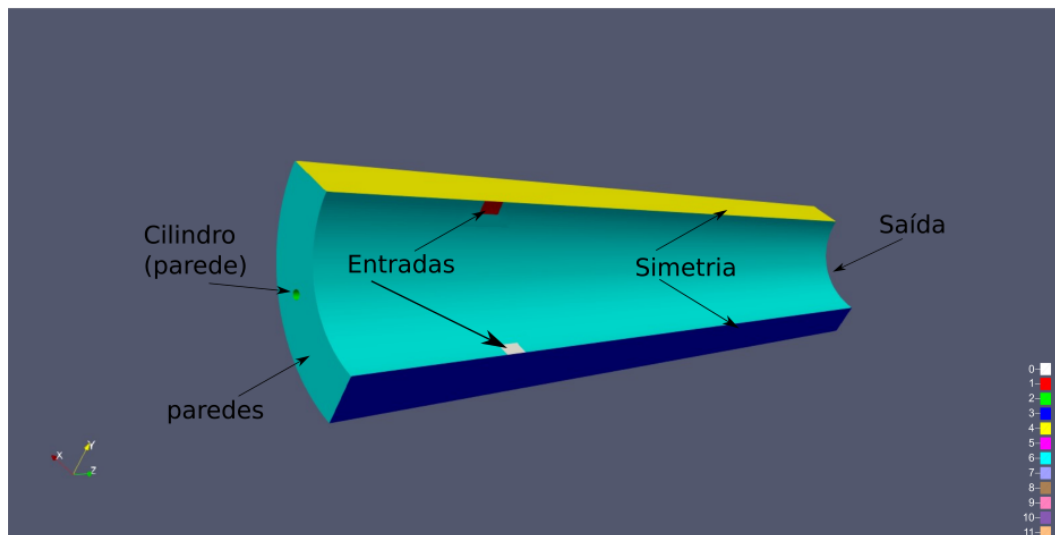


Figura 4.3: Condições de contorno.

As propriedades do fluido de injeção (que pode ser água ou até mesmo gás a altas pressões) têm características bastante distintas. Neste trabalho, assumiu-se que este fluido tem as seguintes propriedades:  $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$  e

$\nu = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ , as quais correspondem aos valores das propriedades da água a aproximadamente  $20^\circ\text{C}$ .

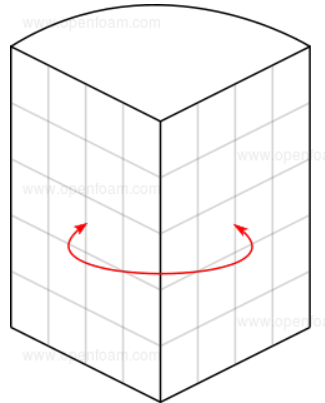


Figura 4.4: Condições de contorno cíclica. Fonte: openfoam.com.

#### 4.1.1 Malha

A malha foi gerada via *blockMesh* (gerador de malhas do OpenFOAM®) e os blocos utilizados no processo de geração da malha são mostrados na Fig. 4.5 (vista superior). O processo de geração de malha no *blockMesh* é lento de ser escrito, uma vez que é necessário manter um controle rigoroso dos pontos e dos blocos formados por estes, de forma a montar uma malha complexa com os blocos de malha mais simples, mantendo uma consistência de posicionamento dos nós interfaces. Em contrapartida, este oferece a possibilidade de se criar todas as variáveis utilizadas na geração da malha de forma parametrizada, o que possibilita, por exemplo, mover a posição da linha de controle, modificar os diâmetros dos tubos e refinamento da malha com certa facilidade, mantendo a qualidade da malha e garantindo uma geração rápida de variações desta malha original.

Na geração da malha foram realizados refinamentos progressivos próximos das paredes, os quais também são parametrizáveis no *blockMesh* (ver Fig. 4.6), de forma a garantir que os parâmetros numéricos, tais como a distância do primeiro ponto nodal à parede,  $y^+$ , e o passo de tempo através do parâmetro Courant,  $Co$ , estejam dentro dos limites impostos pelo método. As regiões dos jatos de entrada, por apresentarem altas velocidades e gradiente acentuados foram refinadas, conforme pode ser observado na Fig. 4.7. Note também a região de transição entre as malhas mais finas e mais grosseiras do domínio.



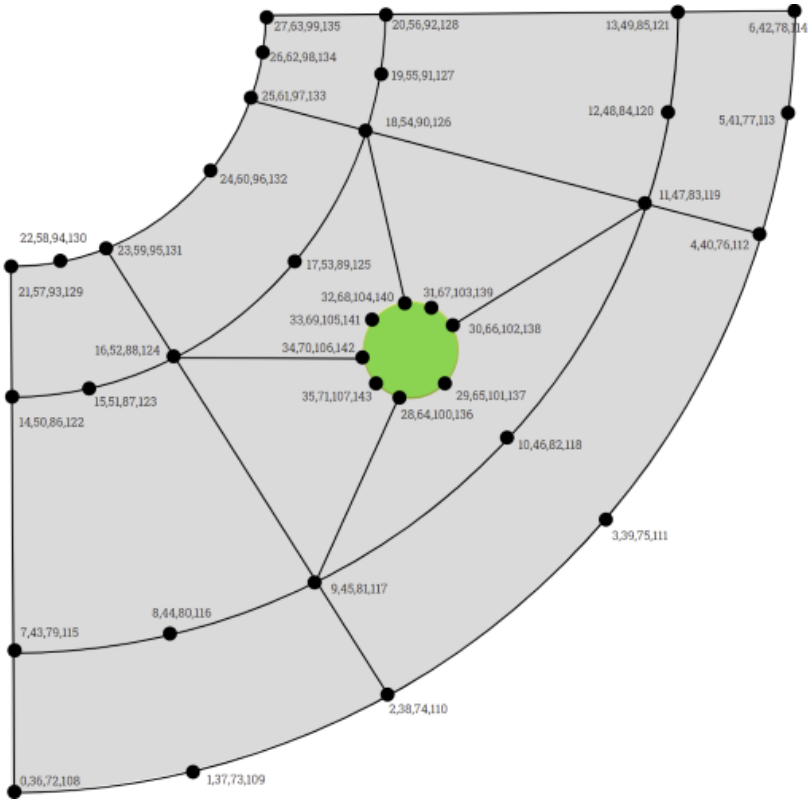


Figura 4.5: Blocos usados para gerar a malha no blockMesh.

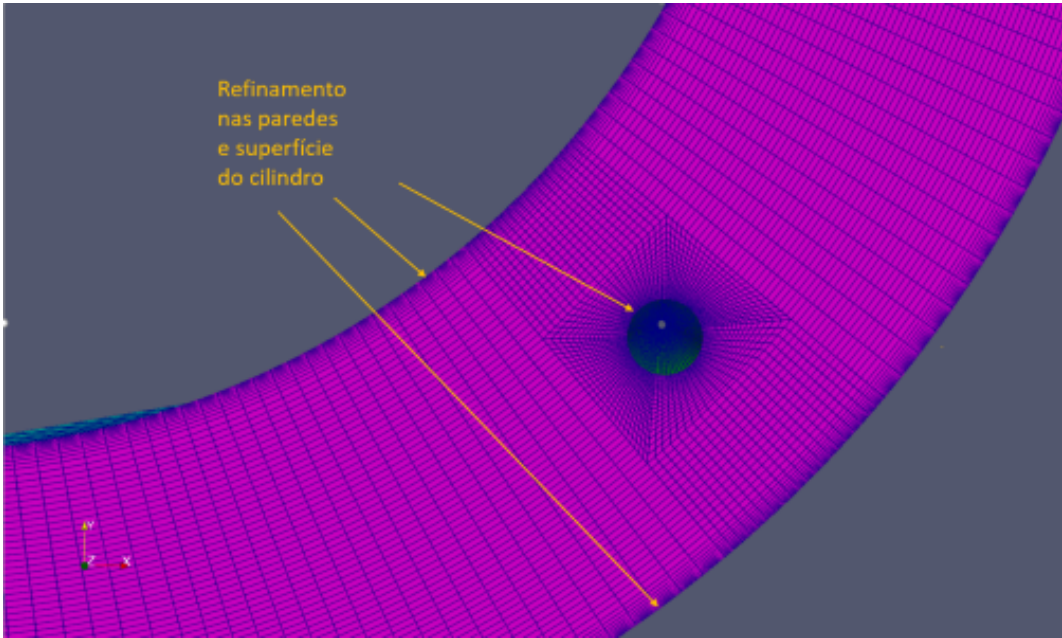


Figura 4.6: Refinamento progressivo na região da parede.

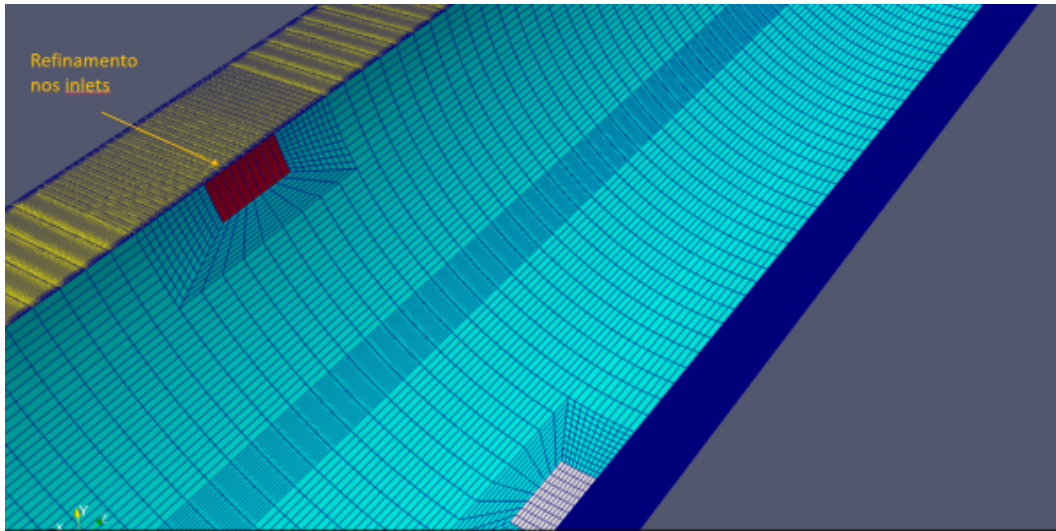


Figura 4.7: Refinamento da malha na região dos jatos (*inlets*).

#### 4.1.2

##### Análise do escoamento

Para analisar o escoamento na coluna de completação, foram selecionadas três velocidades de jatos na entrada do fluido na região de *inlet*, correspondendo a  $u_{in} = 0,5$ ;  $0,75$  e  $1,0$  m/s; o que é equivalente a números de Reynolds de entrada iguais a 10.000; 15.000 e 20.000, onde o número de Reynolds da entrada, baseado no diâmetro hidráulico do *trim*,  $D_h = 2\text{cm}$ , é definido como

$$Re_{in} = \frac{\rho u_{in} D_h}{\mu} \quad ; \quad Dh = \frac{4A_t}{P_m} \quad (4-1)$$

onde  $A_t$  é a área transversal da entrada e  $P_m$  o perímetro molhado da seção de entrada.

Para inicializar a solução, foi realizada uma simulação com o modelo  $\kappa-\omega$  SST. Após atingir uma solução em regime permanente, fez-se a mudança para o modelo  $\kappa-\omega$  SST DDES. A seguir, foi realizada simulação avançando no tempo até que as flutuações iniciais se estabilizassem (em torno de até 5s de simulação, dependendo da velocidade imposta na entrada). Como as forças agindo sobre a superfície não têm uma frequência bem definida, aguardou-se apenas o sinal estabilizar (se tornar estatisticamente permanente) para realizar o descarte destes instantes iniciais, permitindo que as forças agindo na superfície da linha de controle fossem analisadas.

O caso correspondente a  $Re_{in}=20.000$  foi selecionado para apresentar a evolução temporal do escoamento na coluna de completação. Na Fig. 4.8, apresenta-se o campo do módulo do vetor velocidade no plano  $x-y$  para diferentes coordenadas axiais  $z$ . É possível perceber que o escoamento cruzado

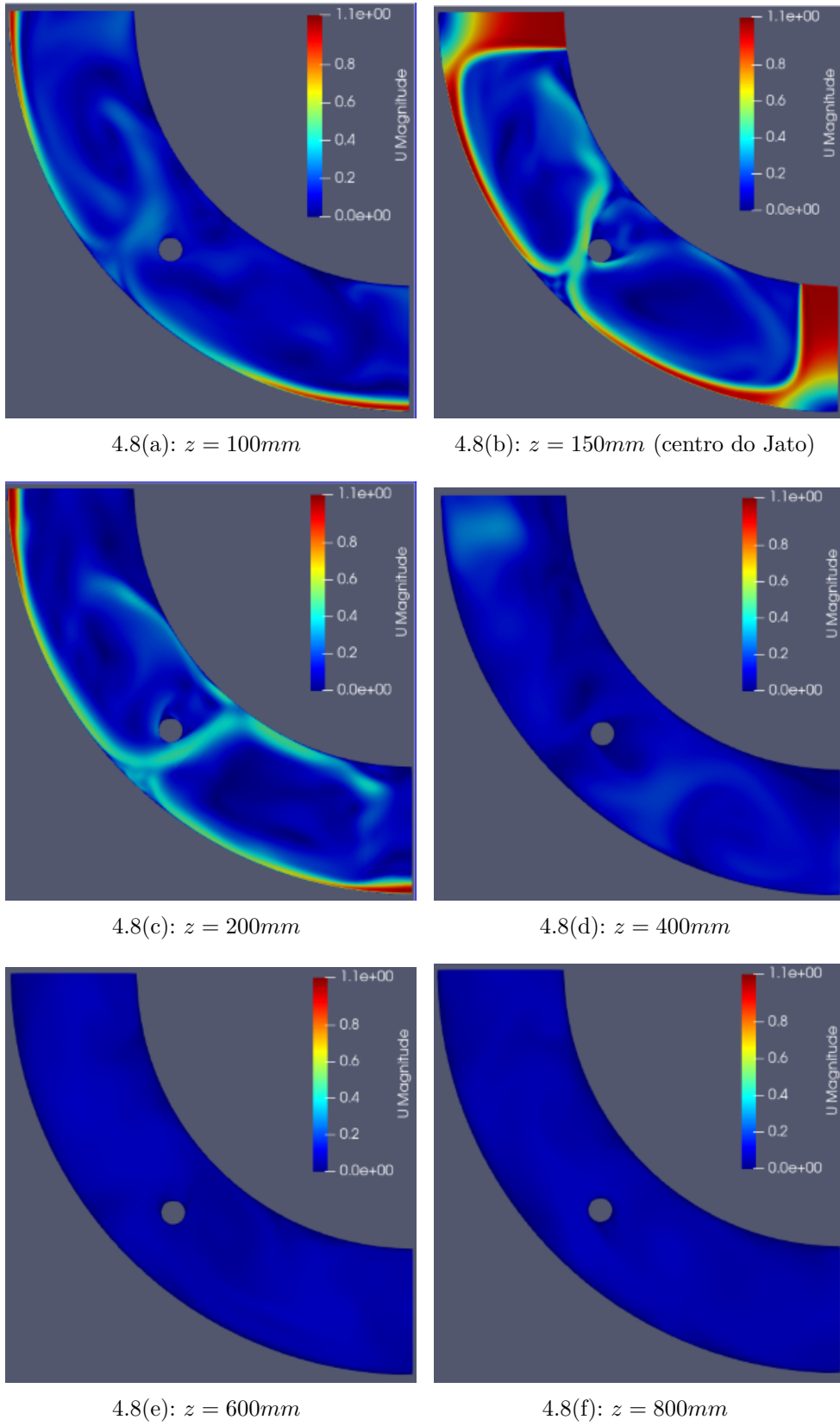


Figura 4.8: Contorno da magnitude do vetor velocidade. Planos  $z = 100, 150, 200, 400, 600, 800$  mm para  $t = 10s$  e  $Re_{in} = 20.000$ .

ao cilindro é bastante concentrado na região do jato, com a velocidade caindo sensivelmente de magnitude para os diferentes planos mais afastados do plano do jato. Para complementar a visualização do escoamento, apresenta-se na Fig. 4.9, linhas de corrente coloridas pela magnitude do vetor velocidade. Nota-se pelas linhas de corrente que os dois jatos de entrada, ao se chocarem exatamente na região da linha de controle, induzem a formação de dois grandes vórtices no plano transversal, em cada lado da linha de controle. O escoamento é então desviado para a direção axial, gerando estruturas espiraladas. Observa-se novamente, a redução da intensidade do escoamento em direção à saída, até que o fluxo se torna majoritariamente axial. Este resultado indica que a estrutura do escoamento ao longo da linha de controle é bem diferente da estrutura resultante de um escoamento transversal à um cilindro infinito, não formando uma única esteira de vórtices à jusante da linha, como no caso do escoamento livre.

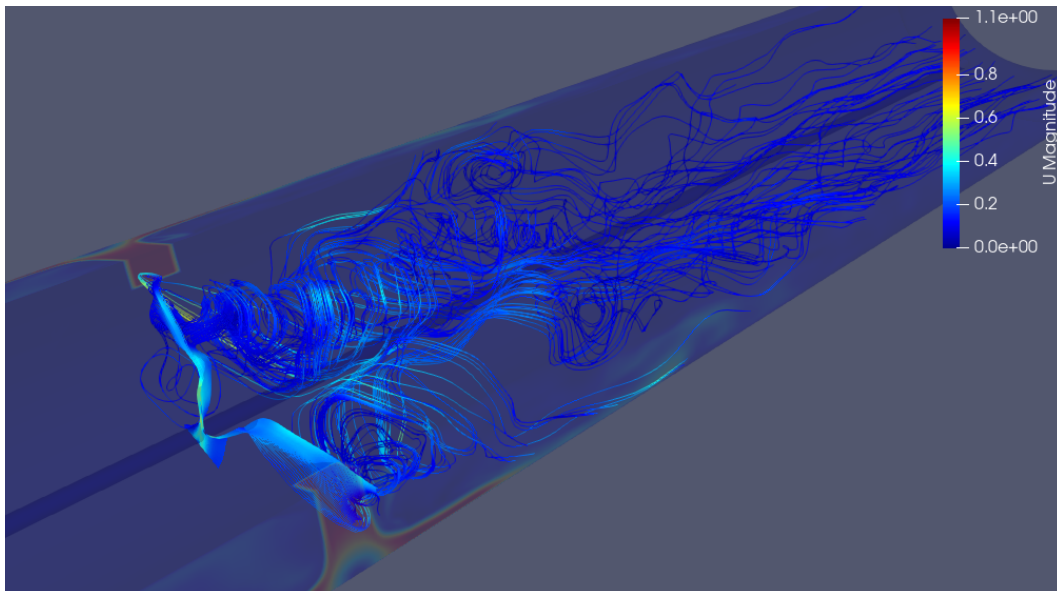


Figura 4.9: Linhas de corrente,  $Re_{in} = 20.000$ .

Para melhor analisar a formação dos vórtices ao redor da linha de controle, selecionou-se o plano transversal  $x - y$  do duto anular, indicado pela moldura vermelha na Fig. 4.10, o qual passa pelo centro dos jatos de entrada ( $z = 150\text{mm}$ ). A Figura 4.11 apresenta a evolução temporal do módulo do vetor velocidade no plano selecionado. Os resultados da simulação ( $\kappa - \omega SST$  DDES) mostram que os jatos apresentam uma região de alto cisalhamento na sua periferia, e após incidirem na parede externa, criam uma região de estagnação. Os jatos são então desviados, passando a escoar ao longo da parede externa do duto, com alta velocidade, também apresentando alto cisalhamento

(gradiente bem acentuado de velocidade). Os jatos se encontram no centro da seção, próximo da localização da linha de controle, gerando nova região de estagnação, e formando um jato secundário que incide sobre a linha de controle, oscilando de um lado para o outro, com uma frequência mais baixa e causando a formação de duas grandes recirculações oscilantes, girando em sentidos opostos (ver Fig. 4.9). Este jato secundário não é estável e a instabilidade do mesmo é causada tanto por instabilidades dos jatos ao entrar no espaço anular (Cornaro et al., 1999), quanto a uma instabilidade causada pela própria recirculação. O efeito da recirculação causa ondulações no jato, que por fim retornam como oscilações que causam flutuações nas forças que atuam na linha de controle.

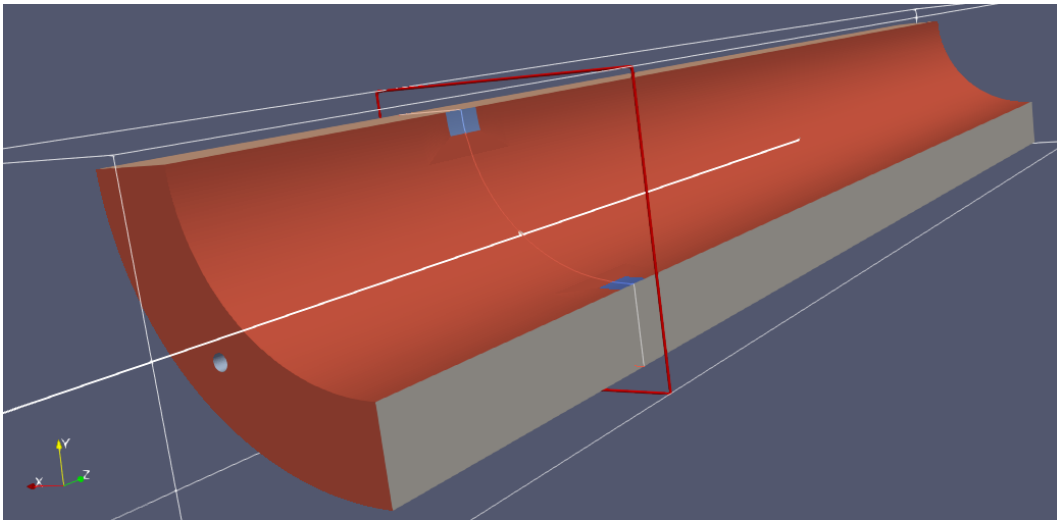


Figura 4.10: Plano de referência, utilizado na análise do jato, indicado pela moldura vermelha.

A Fig. 4.12 ilustra a evolução temporal da magnitude da vorticidade no mesmo plano utilizado para analisar o campo de velocidade. Observam-se altos valores de vorticidade não só nas periferias dos dois jatos de entrada, mas ao longo do raio externo da coluna e na região de incidência do jato secundário na linha de controle. É possível observar que eventualmente ocorrem desprendimentos de vórtices na parte posterior do cilindro da linha (no lado oposto a incidência do jato secundário).

Uma outra forma de visualizar o escoamento é através do critério  $Q$  (Hunt et al., 1988) definido como:

$$Q = \frac{1}{2} (\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij}) \quad (4-2)$$

Este critério pode ser utilizado para auxiliar na identificação das estruturas coerentes do escoamento. A Fig. 4.13 mostra a evolução temporal

das estruturas do escoamento no plano de referência. Observamos que após o encontro dos jatos e com o desvio de sua direção, pequenas estruturas são formadas a montante da linha de controle. Dentro das grandes recirculações a cada lado das linhas, observam-se estruturas toroidais coalescendo, crescendo de tamanho e posteriormente se quebrando em estruturas menores, à medida que o tempo evoluiu. À jusante da linha de controle, vórtices são formados apresentando estrutura oscilante, com somente uma pequena semelhança com a estrutura observada na esteira de cilindro em meio infinito.

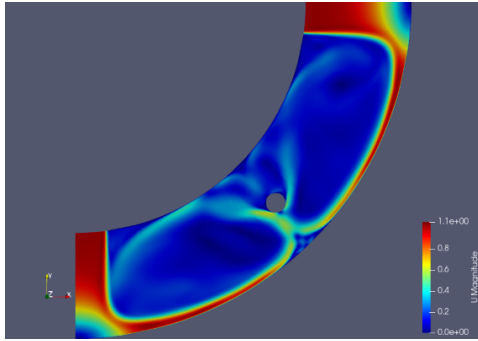
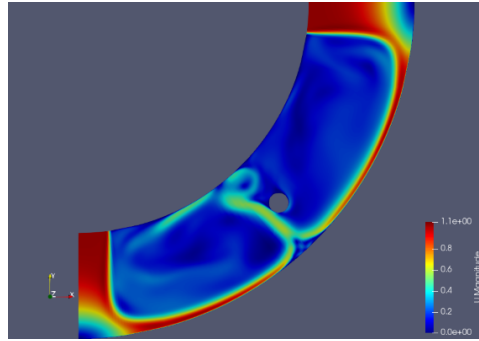
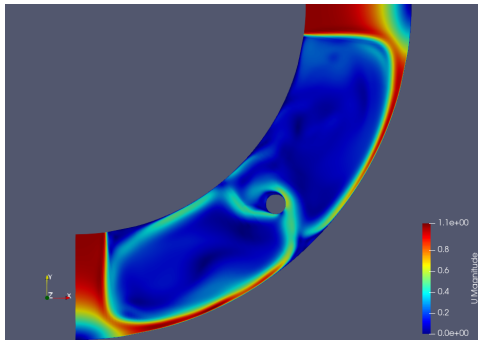
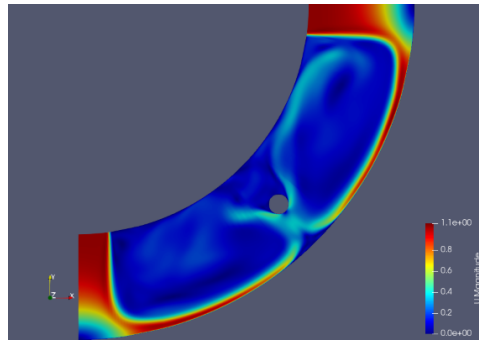
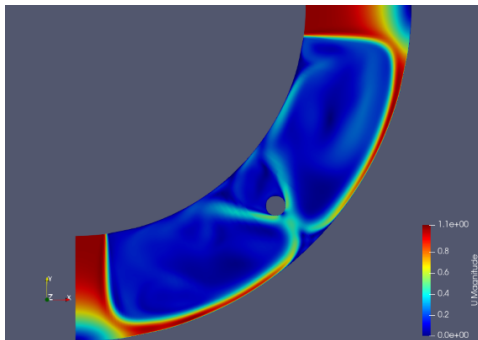
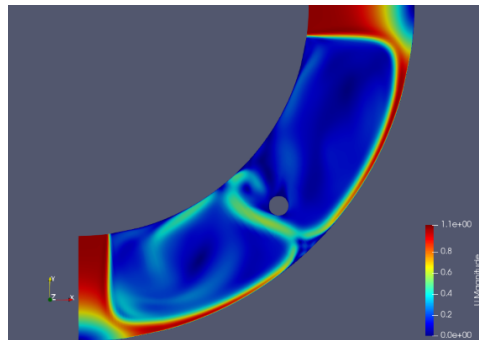
4.11(a):  $t = 5s$ 4.11(b):  $t = 5.2s$ 4.11(c):  $t = 5.4s$ 4.11(d):  $t = 5.6s$ 4.11(e):  $t = 5.8s$ 4.11(f):  $t = 6s$ 

Figura 4.11: Evolução temporal do módulo do vetor velocidade no plano central do jato (plano de referência).



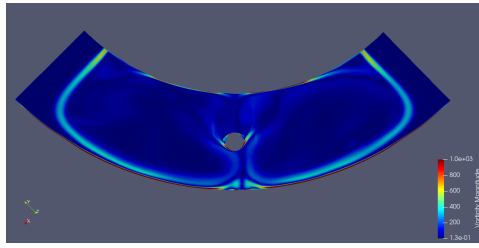
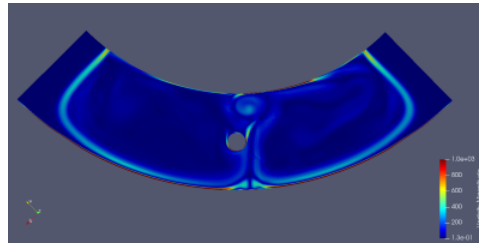
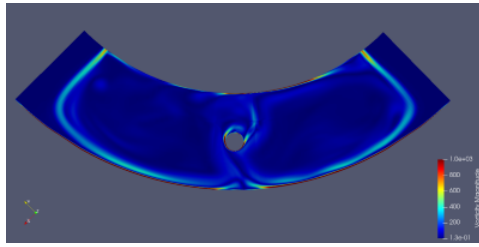
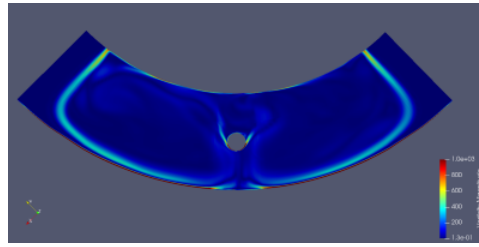
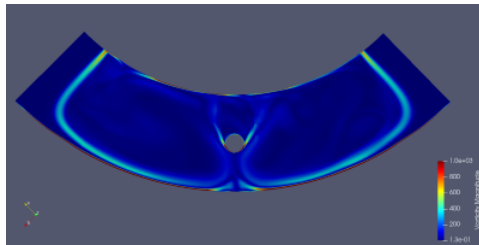
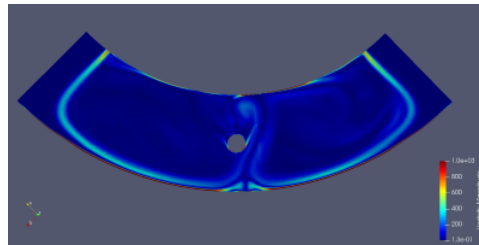
4.12(a):  $t = 5s$ 4.12(b):  $t = 5.2s$ 4.12(c):  $t = 5.4s$ 4.12(d):  $t = 5.6s$ 4.12(e):  $t = 5.8s$ 4.12(f):  $t = 6s$ 

Figura 4.12: Evolução temporal do vorticidade no plano central do jato (plano de referência).

O comportamento do escoamento ao longo da linha reflete diretamente na magnitude das forças agindo na superfície do cilindro. Diante de todos os fenômenos de instabilidades mencionados, pode-se afirmar que a semelhança do escoamento cruzado com desprendimento de vórtices de Kármán é menos direta do que se imaginava. Uma caracterização detalhada destas forças será realizada na Secção 4.1.3.

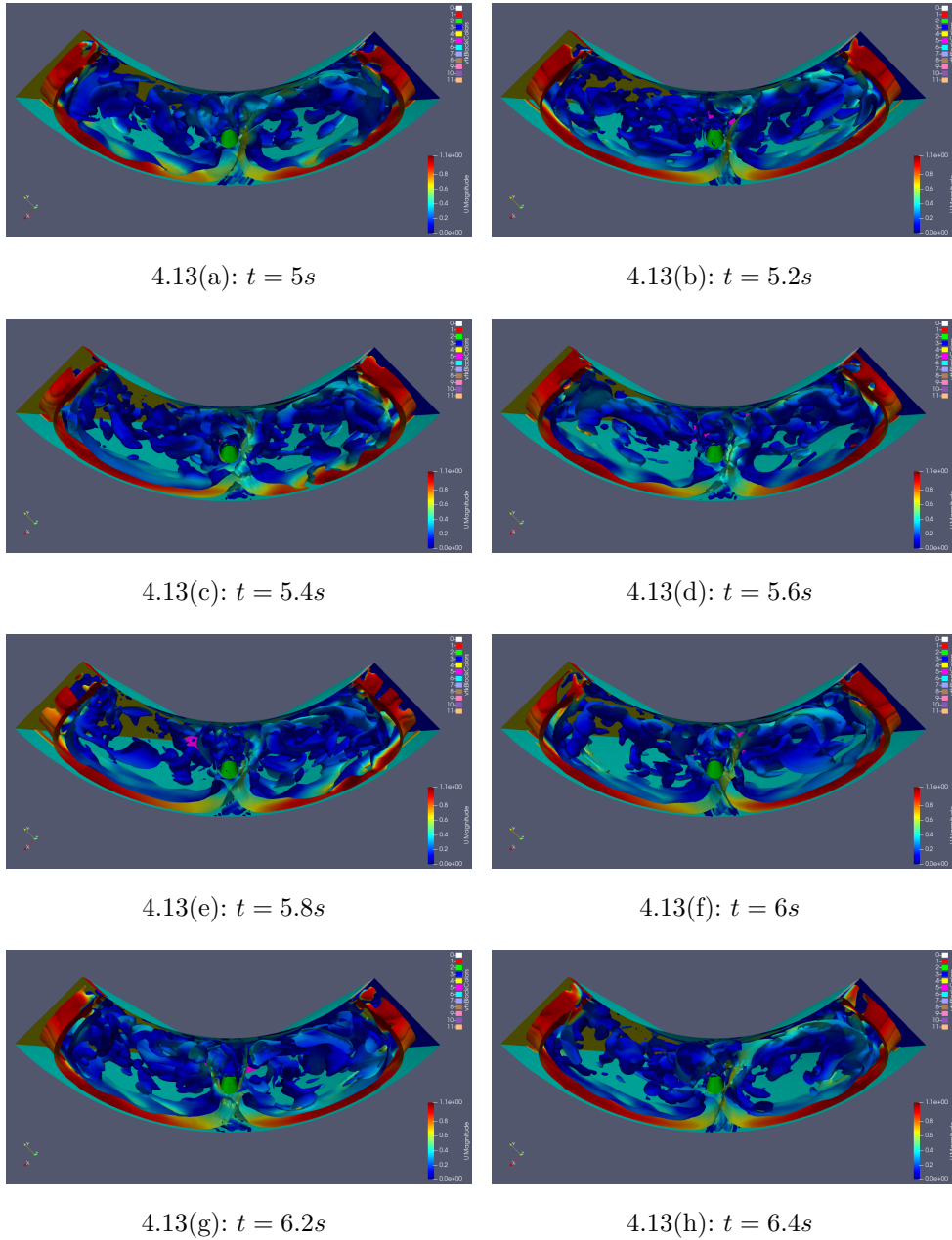


Figura 4.13: Iso-superfície de critério Q coloridas com a velocidade.

### 4.1.3

#### Distribuição de forças

A força resultante do movimento relativo entre o escoamento e a linha de controle (cabo cilíndrico) possui uma contribuição de pressão (normal) e viscosa (tangencial) à superfície. Para uma rápida avaliação desta força, selecionamos os componentes nas direções  $x$  e  $y$  do sistema de coordenadas utilizado na simulação e indicado nas Fig. 4.2 e 4.11.

As Figuras 4.14 e 4.15 ilustram a evolução no tempo e ao longo da linha de controle (cilindro) (direção axial  $z$ ) para os componentes da força



resultante nas direções  $x$  e  $y$ , respectivamente, que atuam no elemento de área superficial do cilindro,  $dA_s = \pi D_{LC} dz$ . Nas figuras, o instante de tempo zero refere-se ao instante de tempo inicial no ciclo selecionado para análise. Conforme ilustrado nas Figs. 4.2 e 4.3, o posicionamento das entradas de fluxo (*inlets*) está localizado próximo à extremidade fechada do duto anular, na posição  $z = 150mm$ . Espera-se, portanto, que próximo dessa região, ocorra um impacto maior do escoamento na linha de controle. Analisando as Figs. 4.14 e 4.15, é possível observar que as maiores forças agindo na linha estão concentradas exatamente ao redor desta posição. Este comportamento já havia sido observado em trabalhos anteriores (Braga e Sampaio, 2013; Braga, 2014; Betta Jr, 2017; Braga, 2017). Porém, a visualização simultânea dos componentes da força ao longo da linha e do tempo, permite notar que os picos de força em um determinado tempo são propagados para posições à jusante para instantes de tempo posteriores, em função do campo de velocidade resultante das duas recirculações em sentidos opostos adjacentes à linha de controle. Os estudos anteriores mencionados consideraram somente a influência temporal nas forças atuantes nas linhas de controle. Porém, analisando a Fig. 4.15 vê-se nitidamente que existem ondas (*ripples* na superfície) de força com uma inclinação definida, indicando que as forças têm uma dinâmica espacial além da temporal. Esta informação adicional nos indica que, de fato, é necessário considerar as forças ao longo da linha, para todos os instantes de tempo, de forma a capturar a dinâmica complexa do carregamento.

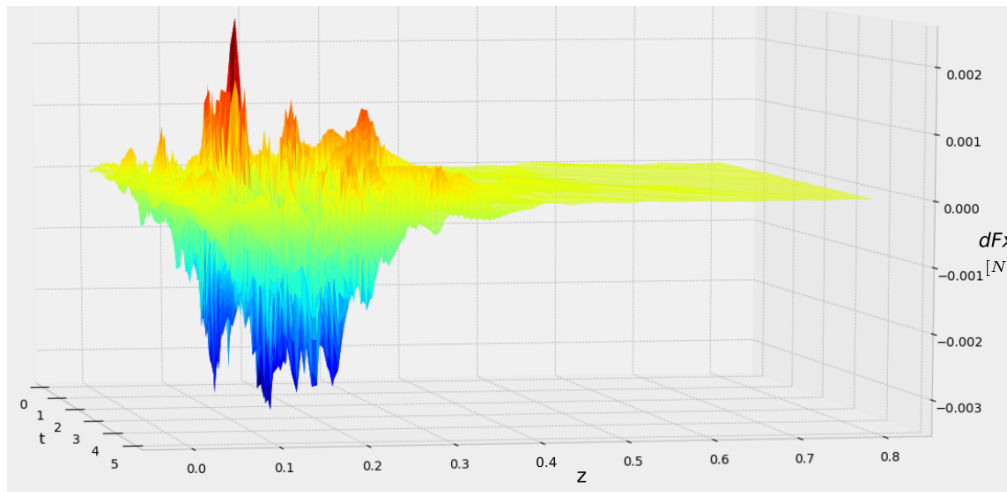


Figura 4.14: Variação temporal e axial (direção  $z$ ) para o componente da força resultante  $dF_x[N]$  na direção  $x$  no elemento de área  $dA_s$ .

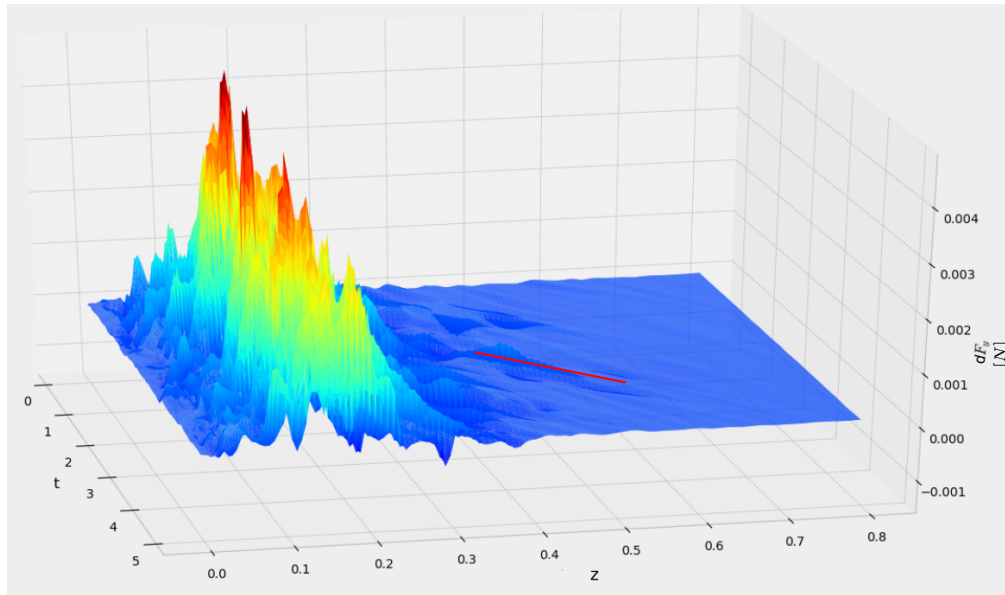


Figura 4.15: Variação temporal e axial (direção  $z$ ) para o componente da força resultante  $dF_y[N]$  na direção  $y$  no elemento de área  $dA_s$ .

Visando explorar os dados obtidos, determinou-se a resultante das forças atuantes na linha de controle, integrando ao longo da direção axial e selecionando um referencial alinhado com o jato secundário, formado pelo encontro dos jatos principais, conforme mostrado na Fig. 4.16. Definiu-se como “arrasto (*Drag*)” a resultante alinhada com o jato e “sustentação (*Lift*)” a resultante na direção perpendicular.

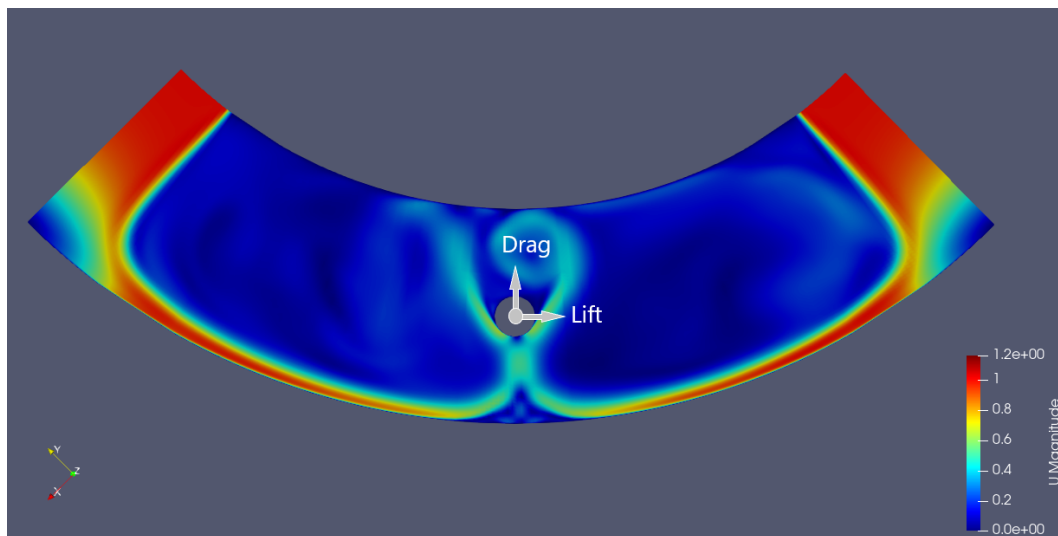


Figura 4.16: Referências para as forças de arrasto e sustentação

Utilizando o referencial indicado na Fig.4.16, determinou-se a evolução temporal do arrasto (*Drag*) e sustentação (*Lift*). A Figura 4.17 mostra o

carregamento para  $Re = 20.000$  no domínio do tempo e da frequência, onde pode-se observar uma certa periodicidade no carregamento. Nas Figuras 4.17(a) e 4.17(b) é mostrado o carregamento original e o filtrado retirando as frequências menos significativas, conforme FFT apresentadas nas Figs. 4.17(c) e 4.17(d). O processo de filtragem é voltado apenas para a análise da PSD e feito retirando as amplitudes menos significativas.

Analisando a força de arrasto (*Drag*), por meio do componente médio, que é o mais significativo para esta direção (ver Fig. 4.17 (c)), e a força de sustentação (*Lift*), por meio do componente mais energético (ver Fig. 4.17 (d)), ilustradas na Fig. 4.18, para todos os números de Reynolds considerados neste trabalho ( $Re = 10.000; 15.000; 20.000$ ), foi possível obter as seguintes correlações para as amplitudes das forças em [N] e da frequência mais energética, em [Hz], utilizando como área de referência para a linha de controle, a área projetada na direção perpendicular ao escoamento incidente na linha,  $A_{ref} = D_{LC} L$  ( $D_{LC}$  é o diâmetro da linha de controle e  $L$  é o comprimento da linha), e a velocidade no jato na entrada do setor anular,  $u_{in}[m/s]$ . Considerou-se a massa específica do fluido,  $\rho = 1000 [kg/m^3]$ .

$$F_{Drag} = C_D \frac{\rho}{2} u_{in}^2 A_{ref} \quad ; \quad C_D = 0,0265 \quad (4-3)$$

$$F_{Lift} = C_L \frac{\rho}{2} u_{in}^2 A_{ref} \quad ; \quad C_L = 0,00166 \quad (4-4)$$

$$f_{Lift}^{max} = C_{fL} \exp(u_{in}) \quad ; \quad C_{fL} = 0,11 \quad (4-5)$$

Vale notar que as correlações apresentadas são função da velocidade do jato da entrada no duto anular (*inlet*), e não em função da velocidade do jato secundário a montante da linha de controle. Apenas um fluido e geometria foram utilizados para gerar os dados, logo esta correlação é específica para para o fluido, geometria utilizada e posicionamento da linha. Trabalhos futuros poderão ser utilizados para generalizar estas correlações.

A partir das distribuições temporais das forças de arrasto e sustentação obtidas para os três Reynolds analisados aqui, determinou-se o espectro de frequências PSD (*Power Spectrum Density*) para ambas as forças, e os resultados encontram-se na Fig 4.19. Para cada caso, determinamos as inclinações das PSD com a frequência. Estas inclinações encontram-se na Tabela 4.1, onde observa-se que tanto o arrasto quanto a sustentação têm PSDs com inclinações próximas às esperadas para a turbulência  $-5/3 = -1,67$  (em especial a sustentação). Este resultado, nos permite afirmar que os carregamentos nas linhas de controle são muito mais conectados ao fenômeno da turbulência em si que ao desprendimento de vórtices, formados na esteira de corpos rombudos.

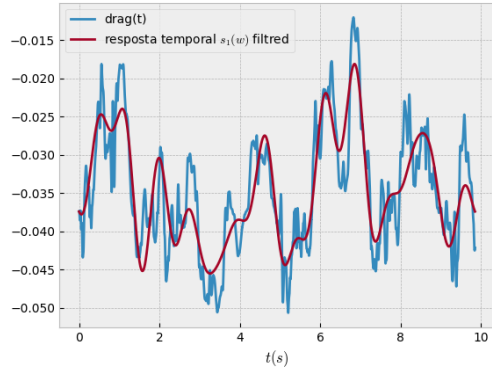
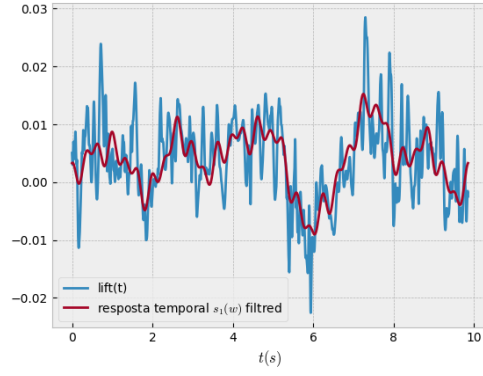
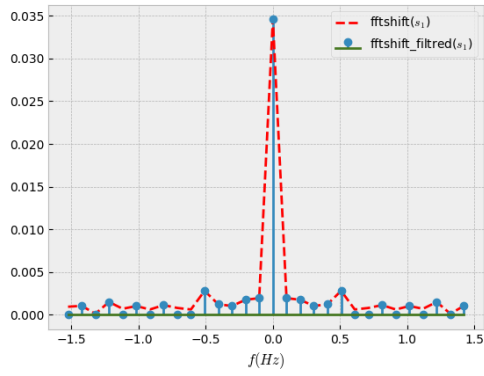
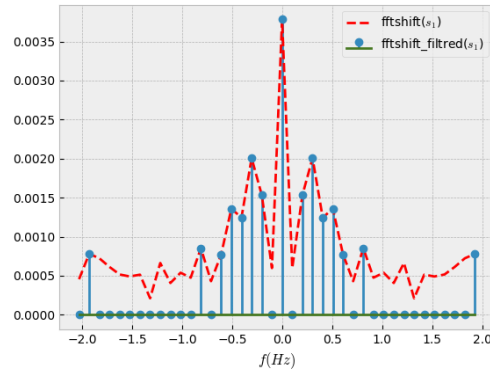
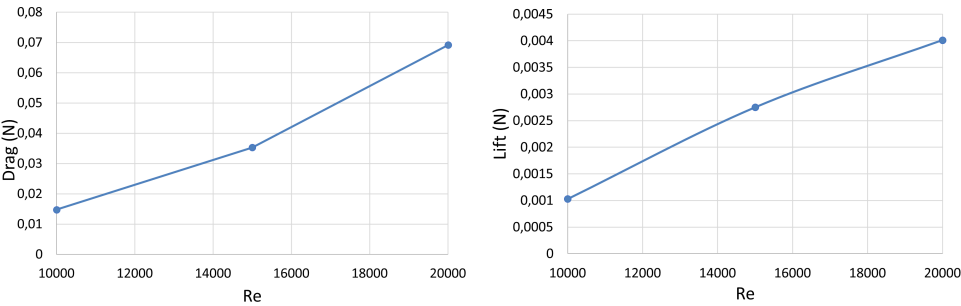
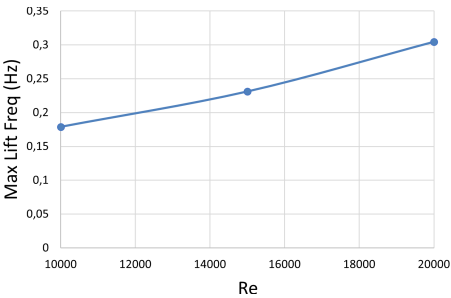
4.17(a):  $u_{in} = 1m/s$  Arrasto4.17(b):  $u_{in} = 1m/s$  Sustentação4.17(c):  $u_{in} = 1m/s$  FFT Arrasto4.17(d):  $u_{in} = 1m/s$  FFT Sustentação

Figura 4.17: Carregamento de arrasto e sustentação no domínio do tempo e da frequência para  $Re = 20.000$ .



4.18(a): Arrasto (*Drag*)                      4.18(b): Sustentação (*Lift*)



4.18(c): Frequência do componente mais energética da sustentação

Figura 4.18: Magnitudes e frequências dos componentes mais energéticas do carregamento em função do Reynolds.

Tabela 4.1: Inclinação da curva do espectro de potência das forças agindo sobre o cilindro rígido confinado.

$Re$	$u_{in}$ [m/s]	Sustentação	Arrasto
10.000	0,50	-1,52	-1,21
15.000	0,75	-1,71	-1,01
20.000	1,00	-1,63	-1,353

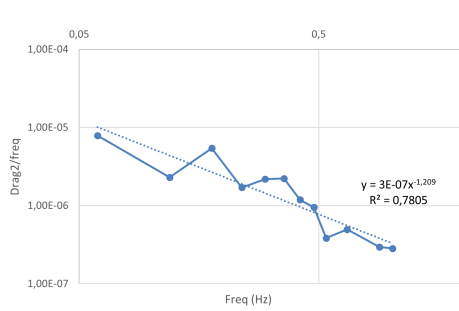
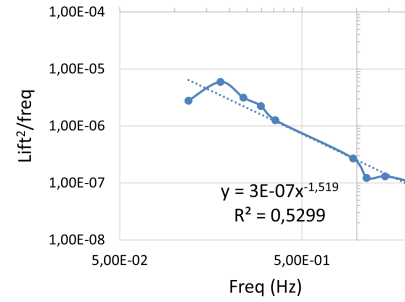
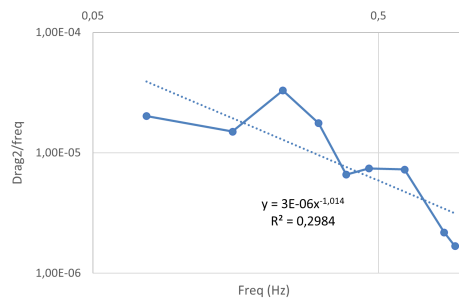
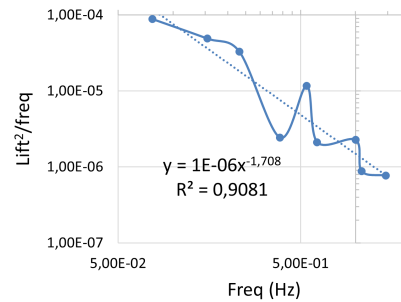
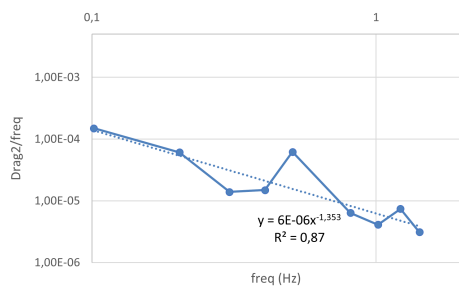
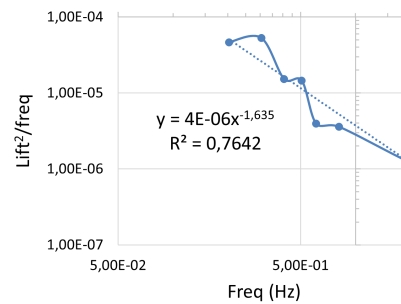
4.19(a): PSD arrasto  $Re = 10.000$ 4.19(b): PSD sustentação  $Re = 10.000$ 4.19(c): PSD arrasto  $Re = 15.000$ 4.19(d): PSD sustentação  $Re = 15.000$ 4.19(e): PSD arrasto  $Re = 20.000$ 4.19(f): PSD sustentação  $Re = 20.000$ 

Figura 4.19: PSD das forças atuando na linha de controle.

## 4.2

### Cilindro Elástico Exposto ao Escoamento Turbulento

Com o objetivo de determinar o fator de amortecimento  $\zeta$ , de forma mais assertiva que a tradicionalmente utilizada, porém, ainda de forma simplificada, para garantir o baixo custo, selecionou-se determinar o fator de amortecimento a partir da resposta do escoamento transversal à um cilindro elástico, i.e., utilizando modelagem de Interação Fluido Estrutura (FSI).

A Figura 4.20 ilustra o domínio computacional utilizado para a presente análise de escoamento transversal à um cilindro. Note que o cilindro não é centrado no domínio, para ser possível captar a esteira de vórtices à jusante do mesmo. Na figura, as condições de contorno para o fluido também são

indicadas. Na entrada, o escoamento é prescrito como uniforme, na saída a pressão é imposta, juntamente com difusão nula para todas as outras grandezas. Gradiente nulo é imposto nas fronteiras superior e inferior, para representar domínio infinito. Nos planos denominados de "frente" e "trás", empregou-se condição cíclica, para representar repetição das estruturas do domínio para um cilindro infinito.

A condição de contorno para o domínio sólido é de velocidade nula para todos os pontos. No caso do cilindro elástico, consideramos as extremidades do cilindro com engaste total (zero graus de liberdade) e força imposta pelo escoamento nos nós da superfície externa do cilindro, conforme representado na Fig. 4.21.

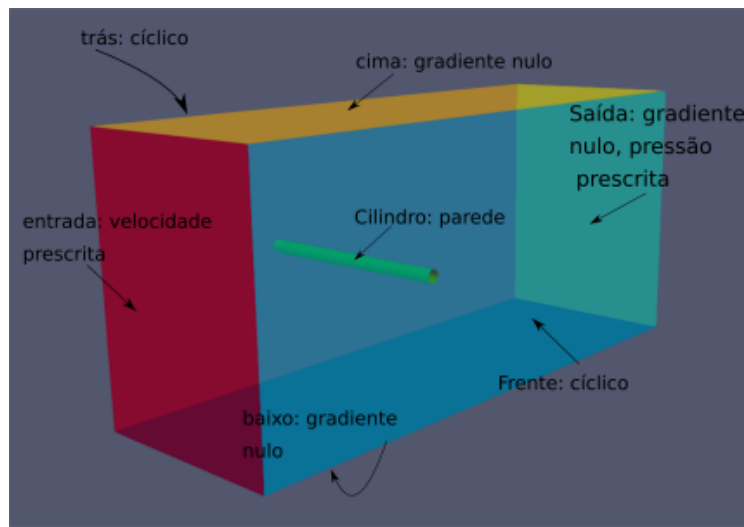


Figura 4.20: Geometria e condições de contorno do domínio fluido.

A Fig. 4.22 ilustra as dimensões do domínio computacional, formado pelo domínio fluido e sólido. As dimensões desta geometria são mostradas na Tab. 4.2.

Antes da determinação do fator de amortecimento, o impacto da elasticidade do cilindro no escoamento (simulação com interação fluido-estrutura - FSI) é analisado por meio de comparações das forças atuantes, frequências e quantidades turbulentas, obtidos considerando o cilindro rígido (simulação CFD). Para ambos os casos, utilizamos as propriedades estruturais para o sólido e as propriedades do fluido apresentados na Tab. 4.2. O número de Reynolds utilizado foi  $Re = 10^4$ .

O caso do cilindro rígido foi inicialmente utilizado para a seleção do modelo de turbulência, comparando as previsões com a literatura (Khan et al., 2017) (ver Apêndice A.2). Novamente, como no caso anterior, a metodologia  $\kappa-\omega$  SST DDES foi selecionada para modelar a turbulência. Este caso também foi utilizado para a definição dos parâmetros de malha (ver sec. A.2).

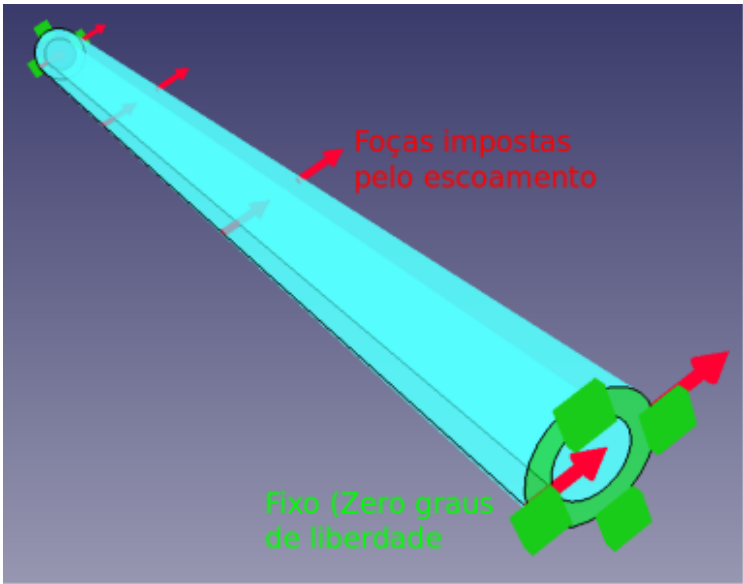


Figura 4.21: Geometria e condições de contorno do domínio sólido.

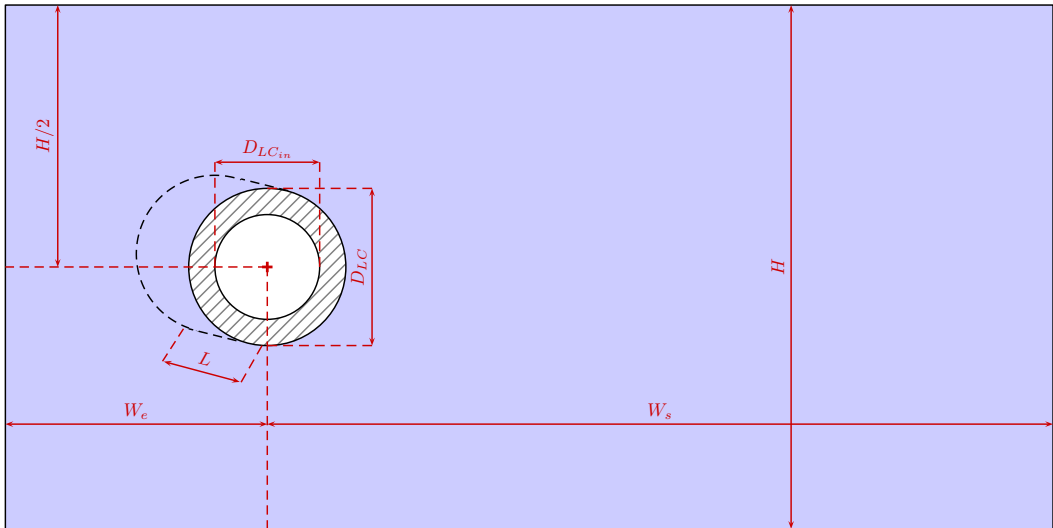


Figura 4.22: Dimensões dos domínios fluido e sólido.

Tabela 4.2: Dimensões da Fig. 4.22

Parâmetro	valor [mm]
$D_{LC}$	6,35
$D_{LCin}$	3,88
$L$	100
$W_e$	98,43
$W_s$	193,67
$H/2$	66,67



Tabela 4.3: Proriedades do cilindro e fluido.

	Grandeza	Valor
cilindro	$\rho^s$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$1,0321 \times 10^4$
	$\nu^s$	0,29
	$E$ [kg/ms <sup>2</sup> ]	$1 \times 10^9$
fluido	$\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$1 \times 10^3$
	$\nu$ [m <sup>2</sup> /s]	$1 \times 10^{-6}$

#### 4.2.1 Malhas

As Figs. 4.23 e 4.24 mostram as malhas utilizadas para o domínio fluido e sólido, respectivamente. Note que a malha do fluido é bem refinada na região em volta do cilindro e em sua esteira. Já a malha do sólido é aproximadamente uniforme.

Para o domínio sólido selecionou uma malha intermediária de  $\approx 90k$  pontos, após a realização de um teste de malha simples (ver Apêndice A.3), o qual foi baseado na frequência dos modos de vibração calculados via análise modal.

Para a definição da malha para o domínio fluido, realizou-se um teste de malha para o escoamento turbulento cruzado sobre um cilindro rígido (ver Apêndice A.3). A definição da malha deve ser feita junto com a seleção da metodologia para modelar a turbulência. Como a metodologia  $\kappa-\omega$  SST DDES foi selecionada, uma malha muito refinada na região da parede é necessária. Dessa forma, selecionou-se uma malha com 1,3 milhões de pontos, garantindo-se uma distância adimensional à parede  $y^+ < 1$ .

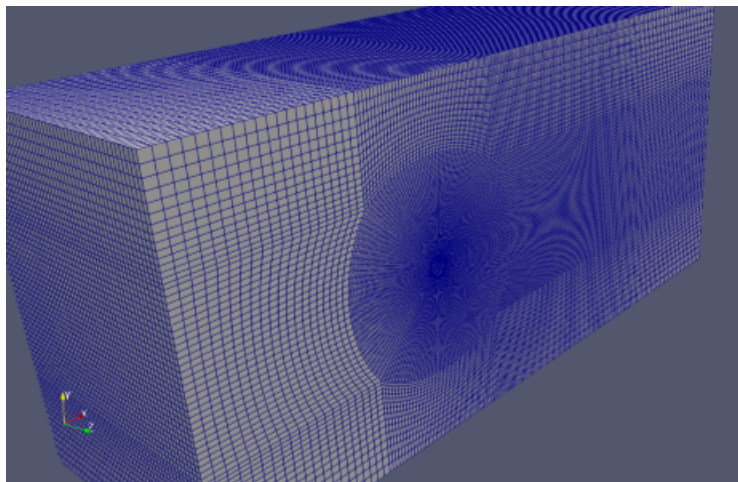


Figura 4.23: Malha domínio fluido.

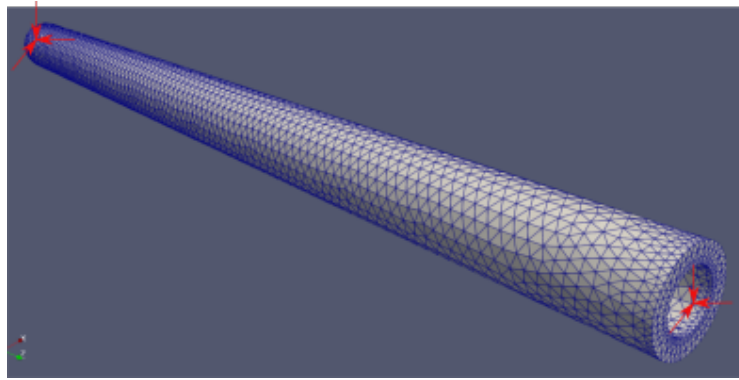


Figura 4.24: Malha cilindro elástico.

#### 4.2.2

##### Análise do escoamento cruzado à cilindro elástico

Para realizar este teste, selecionou-se uma viga cilíndrica com os parâmetros estruturais mostrados na (Tab. 4.3) , sendo a frequência resultante para o primeiro modo de vibração da ordem de 4 vezes a frequência do desprendimento de vórtices. Nesta condição especial, referida por Naudascher e Rockwell (1994) como super-harmônico, espera-se que no regime periódico, estatisticamente permanente, o desprendimento de vórtices do escoamento ao redor de um cilindro rígido, com bases elásticas se dê de forma simétrica e que os pequenos vórtices de desprendidos na frequência natural da linha de controle coalesçam (4 vórtices pequenos formando um maior) e que estes sejam desprendidos na frequência de desprendimento dos vórtices de von Kármán. A Fig. 4.25 ilustra esquematicamente vórtices simétricos e anti-simétricos.

A Fig. 4.26 apresenta a evolução temporal de iso-contornos do módulo da vorticidade, permitindo visualizar a formação, quebra e coalescência dos vórtices na esteira do cilindro. Já a Fig. 4.27 apresenta um vídeo mostrando iso-superfícies do critério  $Q$ , (Eq. 4-2) colorido pelo módulo da vorticidade. Como já mencionado, o critério  $Q$  auxilia na visualização das estruturas coerentes do escoamento. Analisando as figuras, observa-se que para o cilindro elástico um fenômeno semelhante ao mencionado por Naudascher e Rockwell (1994) acontece no plano central, onde há as maiores amplitudes para o movimento no primeiro modo de vibração. Há, de fato, desprendimento de vórtices na frequência prevista para o desprendimento dos vórtices de von Kármán, mas este desprendimento somente ocorre após a coalescência de vórtices menores desprendidos na frequência de vibração da estrutura, na frequência do primeiro modo (mais energético).

Diferentemente do caso do cilindro rígido com bases elásticas, no caso do cilindro elástico observa-se um maior número de desprendimentos de vórtices

anti-simétricos. Como o cilindro elástico está fixo em suas extremidades espera-se que o desprendimento dos vórtices nestas regiões se assemelhe ao caso de escoamento em torno de um cilindro rígido ( $f = f_{vK}$ ) e que na região central, o desprendimento dos vórtices seja mais parecido com o escoamento super harmônico ( $f = 4f_{vK} \rightarrow f_{vK}$ , devido à coalescência). Desta forma existe uma transição entre os dois problemas, mas não de forma linear. Os vórtices coalescem, mas o desprendimento dos vórtices se mantém assimétricos, o que é um achado interessante.

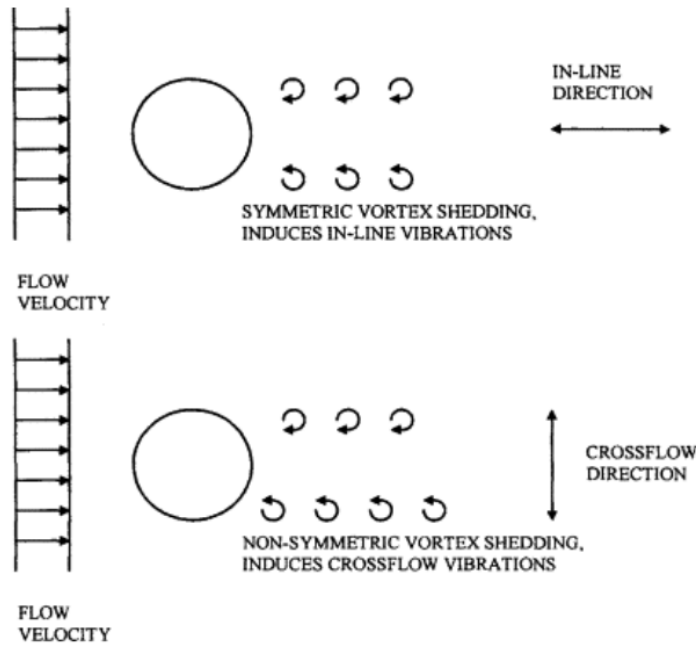


Figura 4.25: Exemplo desprendimento de vórtices simétrico e antissimétrico (figura de Bai e Bai (2005))

Para o caso analisado, a razão média entre a energia cinética turbulenta e a energia cinética do escoamento médio é da ordem de  $10^{-6}$  indicando que as grandes escalas estão sendo de fato resolvidas.

A partir dos campos de velocidade e pressão obtidos foi possível determinar a evolução temporal da força de sustentação (*Lift*). A evolução temporal da força da sustentação é mostrada na Fig. 4.28. Os resultados mostram que o fenômeno de *Lock-in* está presente nas simulações. Este fenômeno ocorre quando existe uma sincronização da frequência de desprendimento de vórtices, ou múltiplos desta frequência (Blevins, 1990), com a frequência natural do primeiro modo (neste caso) do cilindro elástico bi-engastado usado no domínio sólido. Assim há uma excitação com um transiente mais prolongado, que causa maiores amplitudes e maior tempo para atingir o regime estacionário.

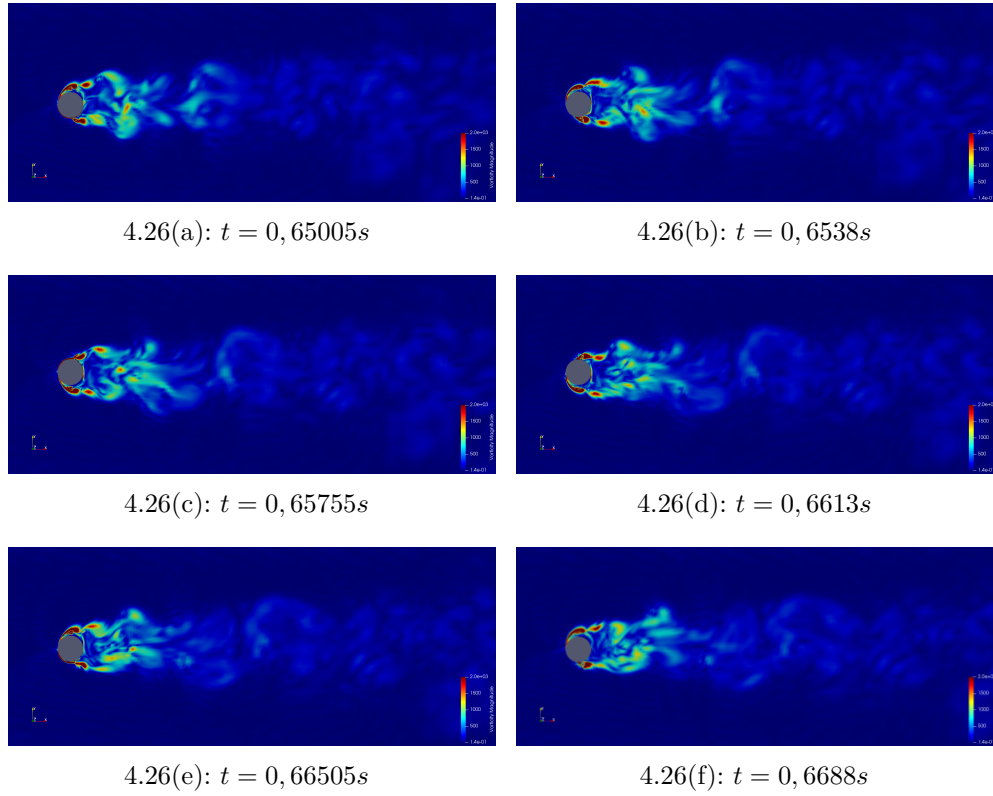


Figura 4.26: Vorticidade no plano central do escoamento transversal ao cilindro com interação fluido estrutura.

Figura 4.27: Critério  $Q$ , colorido com a vorticidade. Domínio dividido no plano médio mostrando tanto os vórtices quanto o movimento da superfície do cilindro elástico. OBS.: para visualização do slide show é necessário o uso de Adobe Reader®

Na Fig. 4.28, observa-se que uma solução periodicamente estável não foi alcançada. As simulações deste caso foram realizadas com uma máquina Avell A-52, equipada com um processador intel i7 de oitava geração (6 núcleos e 12 *threads* com até 4.1GHz de *clock*) e HD M.2 2280 NVME de estado sólido. Com o recurso computacional disponível, o tempo de simulação foi extremamente elevado (1,5 anos para rodar 0,2 segundos, contabilizando as paradas para manutenção e reinício), o que tornou inviável a obtenção da solução periodicamente estável. Porém, ao analisar o transiente foi possível estimar as amplitudes, através da transformada de Hilbert (Tropea et al., 2007), tanto para as forças agindo no cilindro, como para o deslocamento do centro do cilindro (bi-engastado, no primeiro modo de vibração, o que caracteriza completamente o deslocamento espacial e temporal do mesmo). Posteriormente, foi possível realizar o cálculo da taxa de amplificação contínua dos sinais:

$$A_r = \frac{1}{n} \log \left( \frac{lift_{amp}[i+n]}{lift_{amp}[i]} \right) \quad (4-6)$$

A Figura 4.29 mostra a evolução temporal da taxa de amplificação do sinal da sustentação e sua média móvel. É possível observar que o valor da taxa de amplificação oscila em torno de  $7 \times 10^{-5}$  para um número de amostras equivalente a 0,01s. Estes dados obtidos durante o transiente foram utilizados para realizar uma análise de vibração da estrutura e estimar o fator de amortecimento (Ver secção 4.2.4).

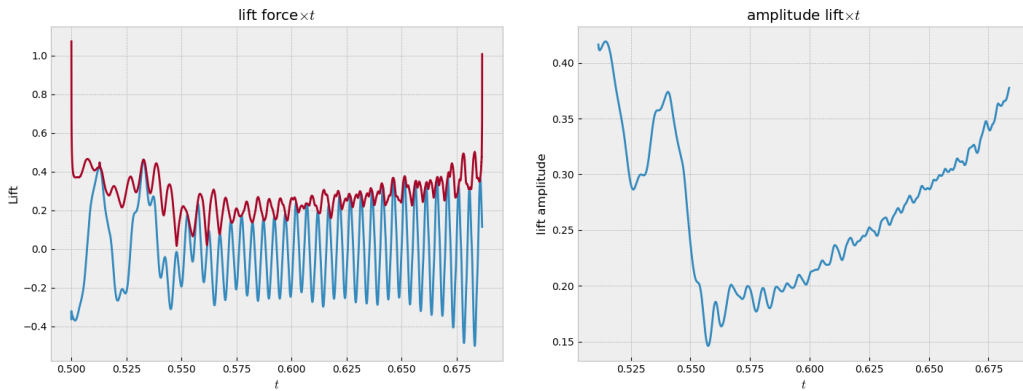


Figura 4.28: Evolução temporal da sustentação e a transformada de Hilbert (com zoom, sem efeitos de borda)

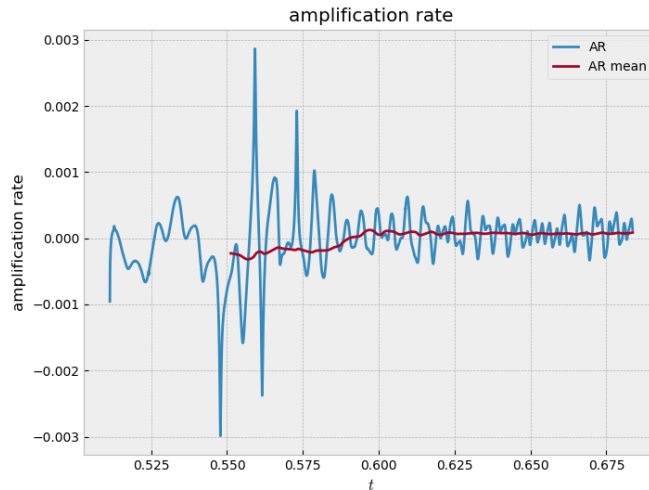


Figura 4.29: Evolução temporal da taxa de amplificação da sustentação com média móvel.

#### 4.2.3

##### Comparação do escoamento sobre um cilindro rígido *vs* elástico

Para analisarmos o que a elasticidade impõe ao escoamento em termos de variações nas parcelas de energia cinética e energia cinética turbulenta, foi realizada uma série de coleta dos dados de turbulência em pontos específicos na esteira de vórtices, conforme mostrado na Fig. 4.30. Os *probes* estão posicionados em relação ao centro do cilindro estático em  $x/D = [1, 2, 3, 4, 5]$  e na direção  $y$  em  $y/D = [0, 1, -1, 2, -2]$ . Os valores mostrados nas Figs. 4.31, 4.32, 4.33, 4.35 e 4.36 são valores advindos de médias temporais medidas nestas posições e médias espaciais para os diversos valores de  $y/D$ . Com esses dados é possível capturar os efeitos médios ao longo da esteira de vórtices.

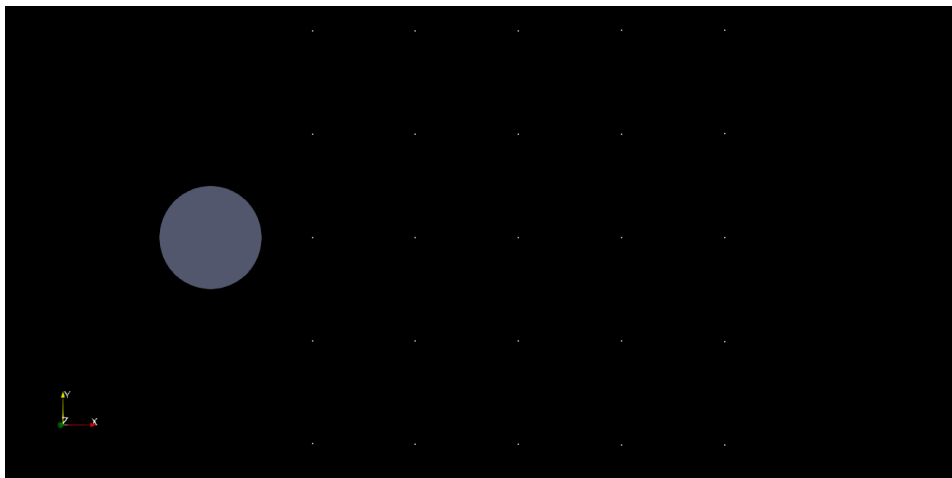


Figura 4.30: Disposição dos *probes* na esteira de vórtices.

A Fig. 4.31 apresenta comparação, entre o cilindro rígido (CFD) e cilindro elástico (FSI), da variação, com a distância do cilindro, da energia cinética, normalizada pelo seu valor máximo. As duas curvas foram construídas por regressão usando uma curva de potência. Os dados compilados para o caso do cilindro rígido mostram que a energia cinética total (soma da energia cinética do escoamento médio, resolvido, e do turbulento, modelado) apresenta um decaimento espacial na esteira de vórtice que decai com a potência de  $-0,162 \approx -1/6$ . A presença da elasticidade na linha, resulta num aumento da energia cinética (pelo menos no regime transiente analisado), devido à presença de um componente extra na direção transversal ao escoamento. É possível observar que o decaimento da energia cinética na esteira de vórtices aumenta de forma discreta com a presença da elasticidade do cilindro (potência  $-0,2 = -1/5$ ).

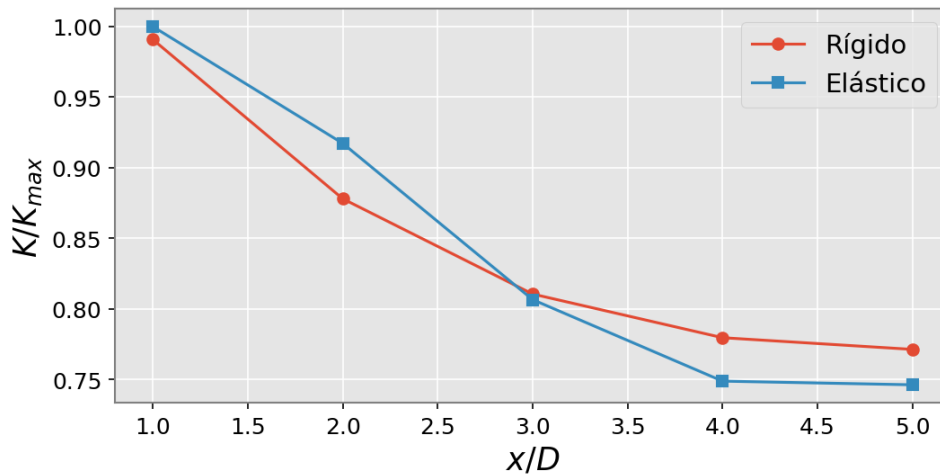


Figura 4.31: Energia cinética total vs distância do cilindro. CSF x FSI

Para melhor observar o efeito da elasticidade do cilindro na energia cinética, apresenta-se na Fig. 4.32, a diferença entre as energias cinéticas dos dois casos (cilindro elástico - cilindro rígido). Note que em  $x/D = 2.9$  há um maior aumento na diferença de energia cinética no escoamento. Para  $x/D > 2$  as diferenças tornam-se negativas (caso elástico apresenta menor nível de energia cinética). Porém, quanto mais distante da esteira de vórtices, a tendência é que esta diferença caia paulatinamente.

Analisando em detalhes somente a energia cinética turbulenta (Fig. 4.33), nota-se que para o caso do cilindro rígido, a energia cinética turbulenta é aproximadamente constante na esteira de vórtices. Exceção para para  $x/D = 1$  que encontra-se em uma região de baixo cisalhamento. A presença da elasticidade aumenta substancialmente os níveis de energia cinética turbulenta

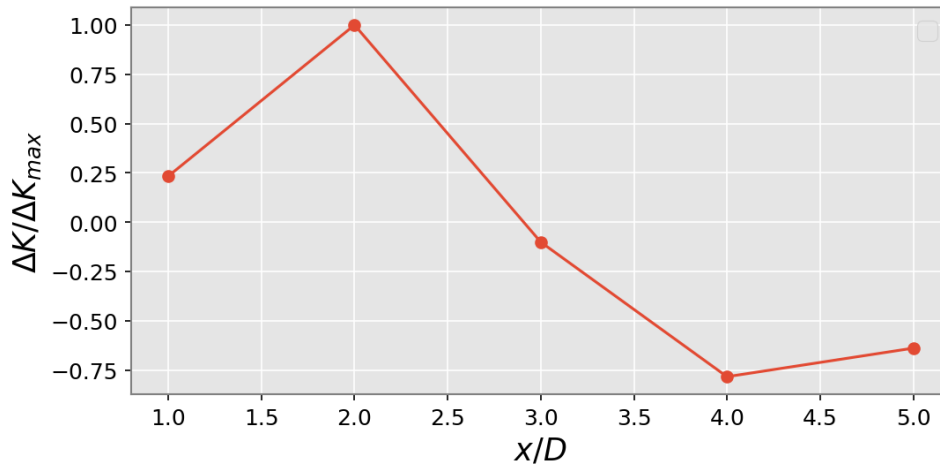


Figura 4.32: Diferença entre as energias cinéticas totais

em função das maiores perturbações ao escoamento médio e consequentemente em sua dissipação para as menores escalas.

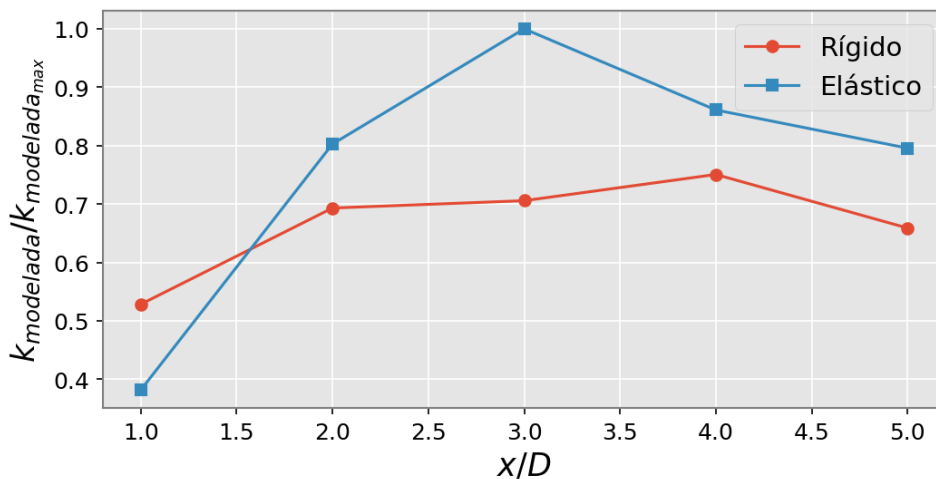


Figura 4.33: Energia cinética turbulenta vs distancia do cilindro

Comparando as diferenças entre as energias cinéticas turbulentas (Fig. 4.35), observa-se que o pico desta diferença se dá um pouco mais atrás na esteira em  $x/D = 3$ , mostrando que a maior turbulência na esteira é de fato a responsável pela transformação da energia cinética total para outras formas de energia. Porém, é possível que esta energia mais baixa seja resultado de uma transferência de energia do escoamento para a energia vibracional da estrutura durante o transiente.

Por fim, foi analisado, para ambos os casos, o percentual da energia cinética turbulenta em relação a energia cinética total na esteira de vórtices. Nota-se que esse percentual é bastante diminuto (menos de 1%), o que indica que o método DDES está de fato resolvendo a maior parte das escalas



turbulentas e apenas uma pequena parcela é modelada.

Para identificar quais modelos estão sendo utilizados em cada região do domínio, traçamos na Fig. 4.34, as funções de transição do modelo DDES na esteira de vórtices. De acordo com a Eq. (3-48), o modelo LES é dominante quando  $f_d = 1$ , o que corresponde a  $x/D > 1,5$ , i.e., na maior parte do domínio computacional. Próximo ao cilindro, para  $x/D = 0,5$ ,  $f_d \approx 0$ , indicando que a modelagem RANS é dominante. Vale lembrar que a esteira de vórtices se estende por 30 diâmetros, o que corrobora com o fato de que a maior parte do domínio é de fato resolvida com LES. Para  $0,5 < x/D < 1,5$ , tem-se uma região de transição entre os modelos RANS e LES. Na região de atuação da modelagem RANS, observa-se, analisando as função de mistura  $F_1$  e  $F_2$  dos modelos  $\kappa - \varepsilon$  e  $\kappa - \omega$ , Eqs. (3-28) e Eq. (3-29), que bem próximo à superfície do cilindro,  $x/D < 0,25$ , o modelo  $\kappa - \omega$  é predominante e para  $0,25 < x/D < 0,5$ , o modelo  $\kappa - \varepsilon$  é o predominante.

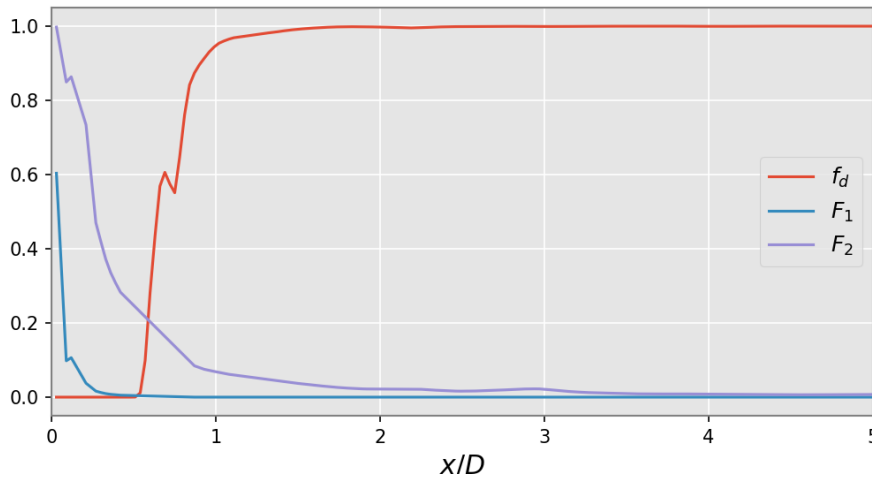


Figura 4.34: Funções de transição entre os diversos modelos de turbulência.

A seguir, o decaimento de energia cinética na esteira de vórtices do cilindro rígido é avaliado e comparado com o decaimento obtido para o cilindro elástico. A Figura 4.37 mostra a PSD (*power spectral density*) da energia cinética turbulenta em função da frequência para diversas posições, para ambos os casos (cilindro rígido e elástico). Neste caso, a energia cinética turbulenta ( $k_t = (1/2) \sum_{i=1}^3 (u'_i)^2$ ) já representa a soma das potências das variações de cada componente. Analisando cada uma das posições,  $x/D = [1, \dots, 5]$ , é possível observar, em todos os casos, a inclinação das curvas de potências e a comparação com os valores esperados teoricamente ( $p = -5/3$ ). Os valores estão bastante próximos dos teóricos, especialmente se considerarmos apenas

a parcela mais energética (baixas frequências), conforme mostrado nas Tab. 4.4 para os dois tipos de cilindros. Como foi observado na seção anterior, a presença da elasticidade impõe um nível maior de energia cinética turbulenta na esteira. Ao mesmo tempo, há uma menor energia cinética total. Observando os valores das inclinações das curvas  $p$  de potência na Tab. 4.4, é possível notar que, em geral, quando há presença de elasticidade, as curvas são mais inclinadas, mostrando que a energia encontra-se mais concentrada nas baixas frequências. Este efeito é ainda mais visível quando analisamos apenas as frequências mais energéticas. Para o cilindro rígido, a inclinação das curvas tende para a inclinação teórica de  $-5/3$ , já as curvas do cilindro elástico se mantêm em valores mais próximos de  $-2$ .

A concentração de energia na região de frequências mais baixas também pode indicar uma sincronia entre a energia cinética turbulenta a energia vibracional.

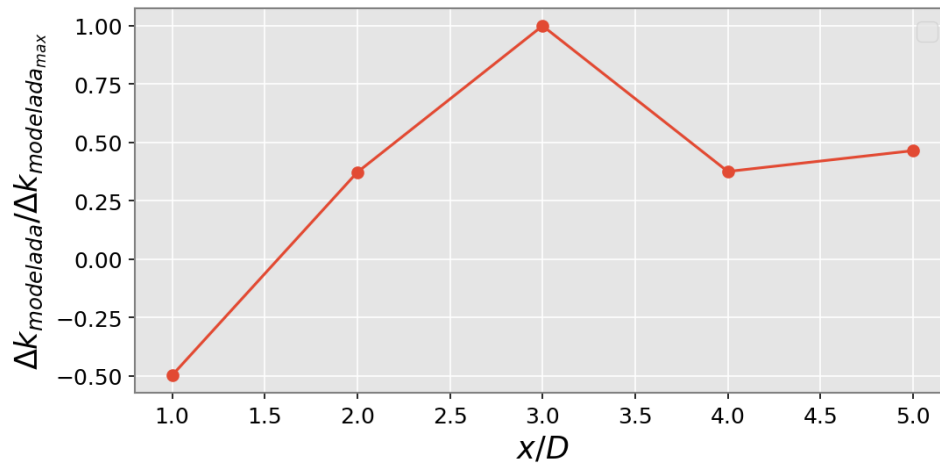


Figura 4.35: Diferença entre as energias cinéticas turbulentas modelada

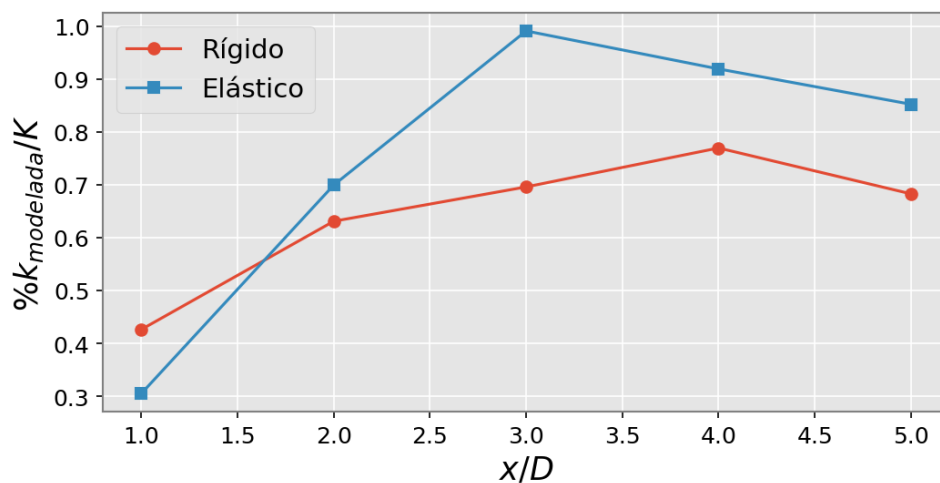


Figura 4.36: % energia cinética turbulenta modelada

Tabela 4.4: Inclinação da curva do espectro de potência da energia cinética turbulenta para o cilindro rígido e elástico

$x/D$	Cilindro rígido		Cilindro elástico	
	$p$	inclinação inicial	$p$	inclinação inicial
1	-1,872	-1,616	-1,872	-1,919
2	-2,323	-1,856	-2,323	-1,849
3	-2,121	-1,520	-2,306	-1,878
4	-2,391	-1,549	-2,732	-1,829
5	-2,401	-1,626	-2,071	-2,042

#### 4.2.3.1

##### Forças agindo sobre o cilindro rígido e elástico

Analizando as forças atuando nos cilindros rígido e elástico e o espectro de energia das forças (Fig. 4.38 e Tab. 4.5), é possível observar que as curvas de potência das forças são bem mais inclinadas ( $p \approx 2.8$  para o arraste e sustentação, tanto para o cilindro rígido quanto para o elástico) que as curvas de energia cinética turbulenta. As frequências de desprendimento de vórtices causam um pico nas curvas de PSD, o que certamente contribui para este aumento de inclinação, visto que estas tem baixas frequências e são bastante energéticas.

As PSDs do cilindro rígido (arraste e sustentação) apresentam um pico na frequência de desprendimento de vórtices de von Kármán, próximo aos  $50 \text{ Hz}$ . Porém, quando analisamos a PSD do cilindro flexível, as frequências de pico são aquelas do primeiro modo de vibração do cilindro elástico (para a sustentação) e próximo ao dobro da frequência do primeiro modo para a componente alternada do arrasto. No caso do cilindro elástico, o movimento do cilindro é em forma de “8” que também é evidenciado pela componente alternada da força de arrasto (ver Fig. 4.41). Cabe ressaltar que, em escoamentos sem desprendimento de vórtices, a curva de frequência possui inclinações próximas de  $-5/3$ , conforme pode ser visto na Sec. 4.1

A inclinação desta curva, juntamente com o conhecimento das frequências dos primeiros modos de vibração das linhas de controle, pode auxiliar nos projetos de testes de vibração em bancadas, os quais são usados na qualificação de equipamentos de fundo de poço. Assim, ao invés de usarmos um PSD arbitrário, poder-se-ia utilizar uma PSD constante até um pouco além da frequência do primeiro modo e usar uma inclinação de  $-5/3 (= -1,67)$  até  $-2,8$ , dependendo da confirmação se ocorre ou não desprendimento de vórtices de Kármán.

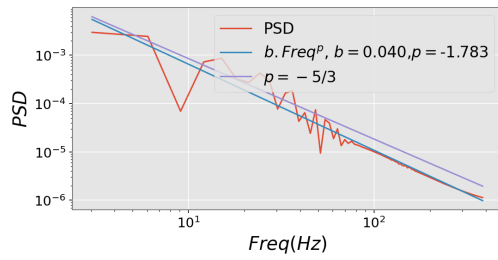
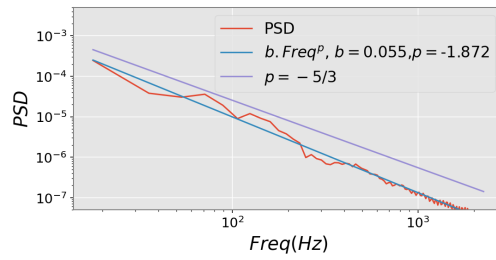
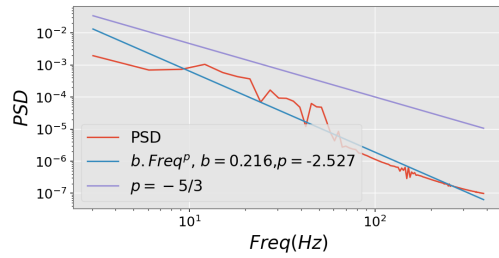
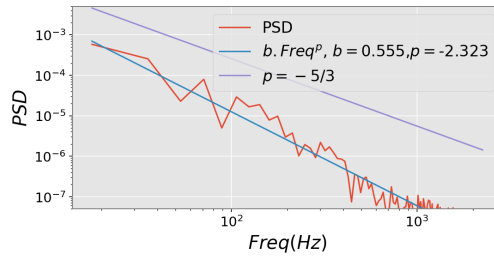
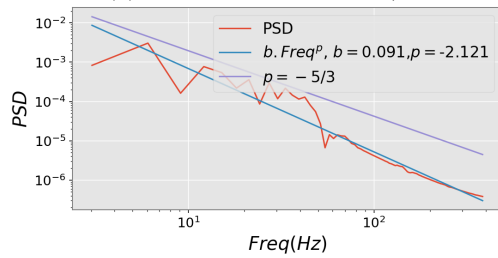
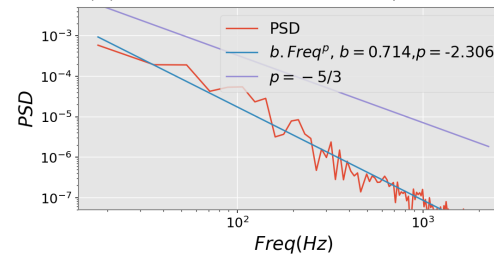
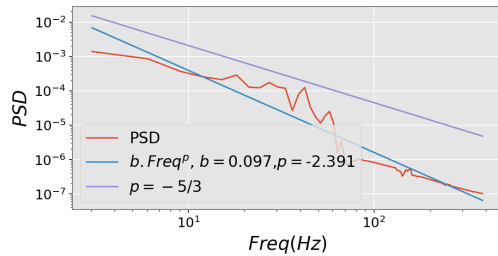
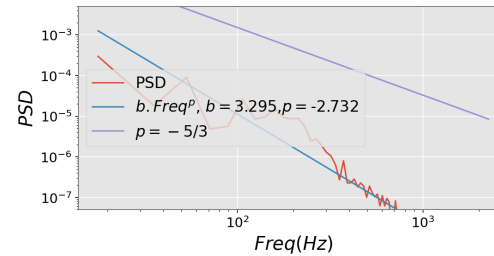
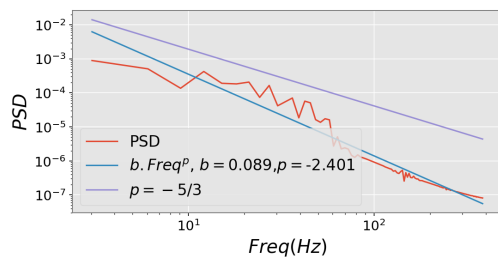
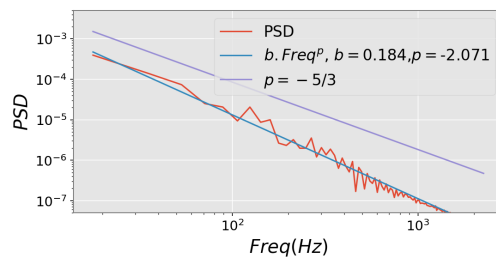
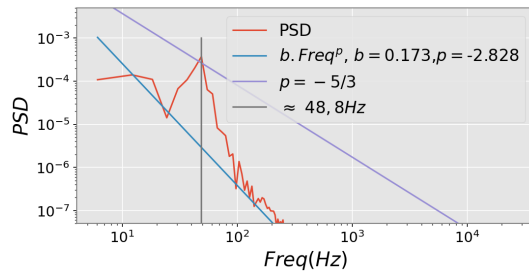
4.37(a): Cilindro rígido em  $x/D = 1$ 4.37(b): Cilindro elástico em  $x/D = 1$ 4.37(c): Cilindro rígido em  $x/D = 2$ 4.37(d): Cilindro elástico em  $x/D = 2$ 4.37(e): Cilindro rígido em  $x/D = 3$ 4.37(f): Cilindro elástico em  $x/D = 3$ 4.37(g): Cilindro rígido em  $x/D = 4$ 4.37(h): Cilindro elástico em  $x/D = 4$ 4.37(i): Cilindro rígido em  $x/D = 5$ 4.37(j): Cilindro elástico em  $x/D = 5$ 

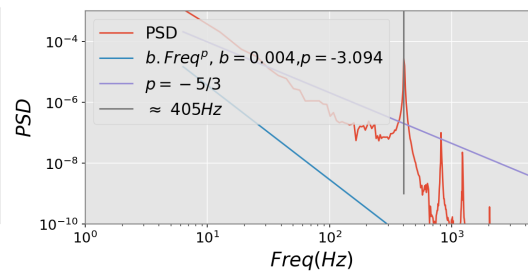
Figura 4.37: PSD da energia cinética turbulenta na esteira de vórtices

Tabela 4.5: Inclinação da curva do espectro de potência das forças agindo sobre o cilindro rígido e elástico

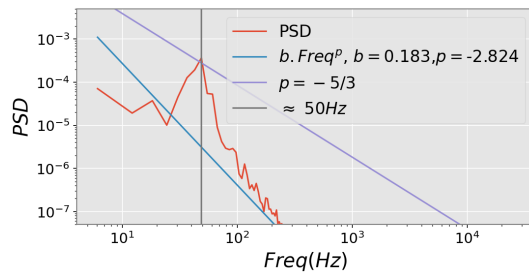
	CFD	FSI
Arrasto	-2,828	-3,094
Sustentação	-2,824	-2,835



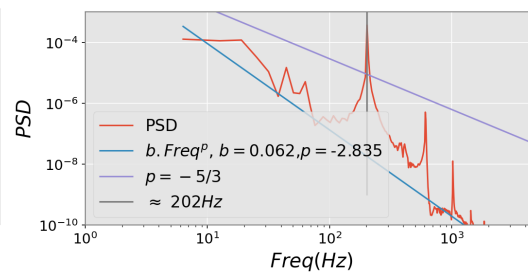
4.38(a): PSD arrasto cilindro rígido



4.38(b): PSD arrasto cilindro elástico



4.38(c): PSD sustentação cilindro rígido



4.38(d): PSD sustentação cilindro elástico

Figura 4.38: PSD forças agindo nos cilindro rígido e elástico

#### 4.2.4

##### Estimativa do Fator de Amortecimento

Para a realização de simulações desacopladas, é necessário conhecer o fator de amortecimento crítico ( $\zeta$ ), o qual é necessário como dado de entrada para a realização simulação FEM, assim como o conhecimento do carregamento na estrutura. Tradicionalmente, o fator de amortecimento crítico é definido em função da experiência do calculista.

Como já mencionado, a proposta desde trabalho é usar o carregamento obtido para um escoamento próximo ao real, da aplicação de interesse, utilizando simulação CFD e estimar o fator de amortecimento a partir de dados de simulação FSI de geometria próxima à desejada. A vantagem da presente abordagem é que o carregamento seria definido mais próximo do real, e a estimativa do fator de amortecimento crítico em questão levaria em conta os parâmetros do acoplamento FSI (FEM+CFD) para estimar este fator.

Esta seção então se propõe a expor uma metodologia consistente para estimar este parâmetro. O carregamento nas linhas de controle foi obtido com a análise apresentada na seção 4.1. Nesta seção, o fator de amortecimento é obtido a partir das análises apresentadas na seção 4.2.

Metodologias similares já foram utilizadas na literatura. Por exemplo, Liaghat et al. (2014) usou o procedimento de excitar uma pá de uma turbina hidroelétrica e medir o fator de amortecimento em função do decaimento da amplitude da vibração ( $A(t) = Ae^{-\zeta\omega_n t}$ , com  $\omega_n = 2\pi f_1$ , onde  $A$  é a amplitude inicial do ponto de maior flecha,  $f_1$  é a frequência do primeiro modo e  $t$  é o tempo). Os resultados numéricos foram comparados com dados experimentais (Seeley et al., 2012) com uma concordância razoável. Neste trabalho, é demonstrado que o fator de amortecimento depende da velocidade do fluido, ou seja, este também é dependente do escoamento de forma linear. Quanto maiores as velocidades, maiores os amortecimentos, mas para isso o fenômeno de *Lock-in* não pode estar presente. Outros autores também usaram abordagens parecidas (Liu et al., 2015; Syuhri et al., 2020). Syuhri et al. (2020) determinaram o fator de amortecimento somente considerando dados da ponta da viga submersa, e sua análise ficou limitada aos modos vibracionais que consideram algum decaimento da ponta da viga.

Uma metodologia ainda mais interessante, para o presente trabalho, é a que Seeley et al. (2012) utilizaram. Para um dado carregamento, os autores realizaram uma regressão não linear para ajustar a curva teórica do deslocamento aos dados experimentais do deslocamento do ponto central da estrutura elástica. Assim, foi possível simplificar o modelo de vibração, para realizar o ajuste da curva com valores do fator de amortecimento. Uma equação de vibração, com o seguinte formato, foi escrita:

$$\ddot{y} + 2\zeta \omega_{fsi} \dot{y} + \omega_{fsi}^2 y = \phi^T \mathbf{F} \quad (4-7)$$

onde  $y$  é o deslocamento,  $\zeta$  é o fator de amortecimento,  $\omega_{fsi}$  é a frequência de vibração no problema FSI,  $\phi^T$  é o primeiro modo de vibração e  $\mathbf{F}$  é a força excitante. Usamos algo similar à esta abordagem e apenas precisamos fazer algumas adaptações de forma a ajustar à metodologia proposta neste trabalho.

Na presente metodologia, usa-se a mesma definição da função resposta em frequência ( $H(\omega)$ ) usada por (Liu et al., 2015):

$$H(\omega) = Y/F \quad (4-8)$$

onde  $Y$  é a amplitude do deslocamento e  $F$  é a amplitude da força. Da mesma forma que Liaghat et al. (2014) e conforme observado nas seções anteriores, usa-se apenas o primeiro modo de vibração da linha para análise uma vez que

este é o modo mais energético. Assim, faz-se necessário caracterizar apenas o ponto de maior flecha para determinar a resposta do sistema inteiro, tendo em vista que a forma do modo se mantém. O carregamento atuante na estrutura foi obtido por meio da integração das forças atuantes no cilindro em cada instante de tempo e calculada a magnitude da amplitude por meio da transformada de Hilbert (Fig. 4.39). Esta força é considerada uniformemente distribuída ao longo do cilindro conforme mostrado na Fig. 4.40. Esta hipótese é verdadeira para cilindro rígido e tem pequenas variações para o cilindro elástico em função do movimento da parte central do cilindro.

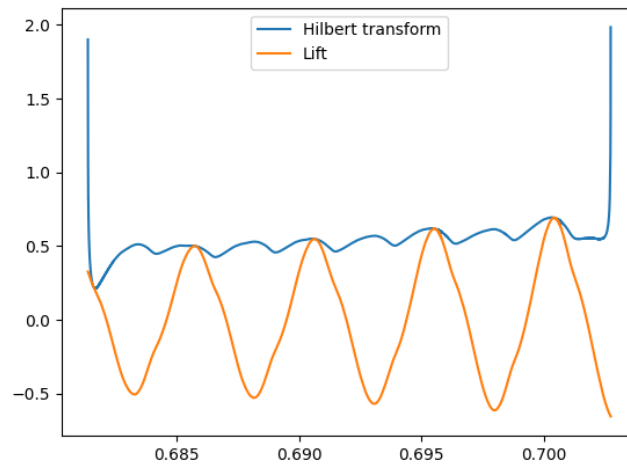


Figura 4.39: Amplitude de forças de sustentação (*Lift*).

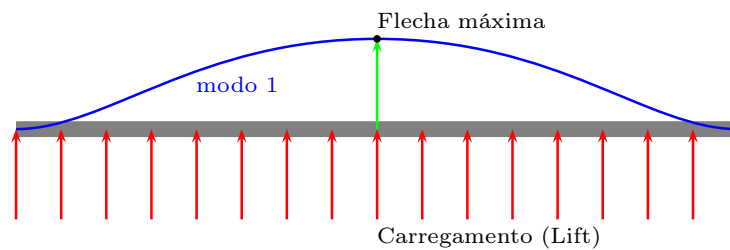


Figura 4.40: Carregamento imposto pelo fluido (sustentação).

Foi considerado que o carregamento imposto pelo escoamento era apenas advindo da sustentação. Isso porque as forças alternadas são majoritariamente advindas das forças da sustentação. De forma a exemplificar, o deslocamento máximo é monitorado no centro do cilindro. A Figura 4.41 mostra uma curva paramétrica de deslocamentos  $xy$  (nas direções de arrasto e sustentação, respectivamente). Nesta figura, é mostrado que o carregamento é dinâmico e o movimento central forma uma figura semelhante ao número “8”. A frequência

das vibrações em  $x$  é o dobro da frequência de vibração em  $y$ , mas as amplitudes são muito pequenas. Neste caso, amplitude do deslocamento na direção de  $x$  é da ordem de  $2,5 \times 10^{-5}$  e a amplitude do deslocamento em  $y$  dá ordem de  $2,5 \times 10^{-3}$ . Como a ordem de grandeza do movimento na direção  $x$  é muito menor do que o movimento na direção  $y$ , o movimento na direção  $x$  pode ser negligenciado.

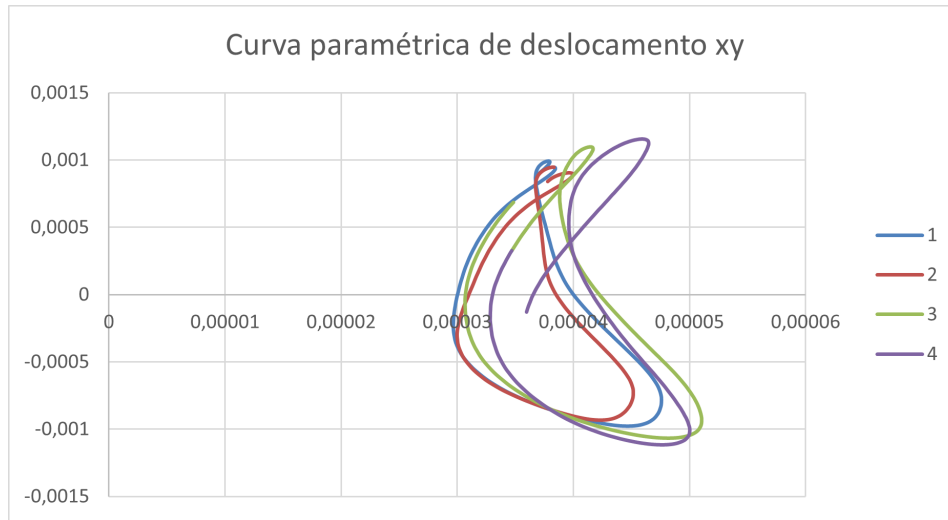


Figura 4.41: Curva paramétrica de deslocamentos  $xy$  nas direções de arrasto e sustentação, respectivamente.

A envoltória temporal do sinal do deslocamento pode ser obtida por meio da transformada de Hilbert (Fig. 4.42). De posse da amplitude do deslocamento e da amplitude da força pode-se então obter a amplitude da relação entre estas (Fig. 4.43). A média desta relação pode ser obtida, descartando os extremos, devido à deformação da transformada nos limites. No presente caso, obtivemos um valor de  $H(\omega = 202,45Hz) = Y/Lift = 0,0024$  (função resposta em frequência, conforme definido na Eq. 4-8).



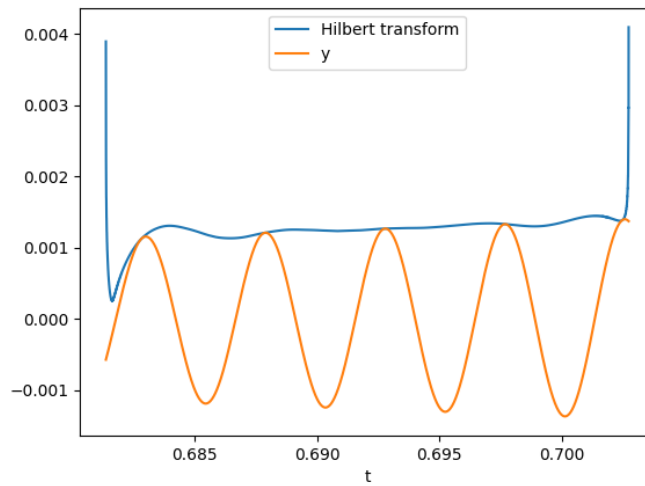
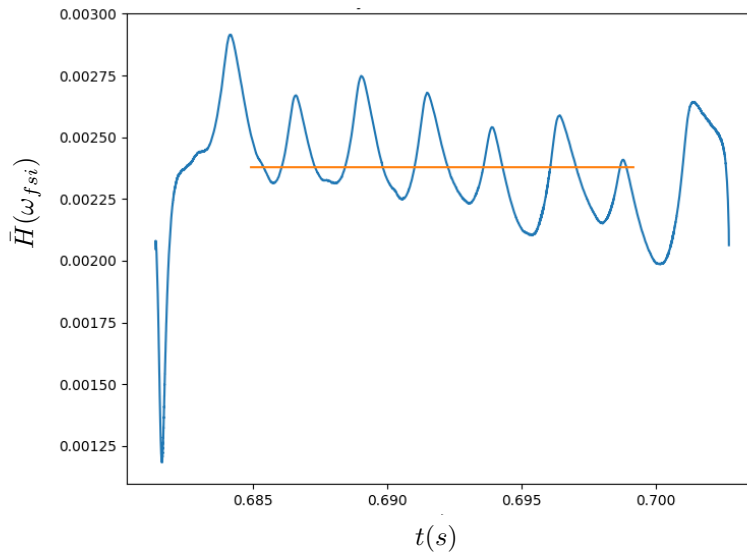


Figura 4.42: Amplitude do deslocamento

As frequências de excitação calculadas por CFD (sem interação fluido estrutura), mostrados na Fig. A.10, mostram frequências de excitação na ordem de  $50Hz$ . Já as frequências observadas no caso FSI são da ordem da frequência do primeiro modo de vibração ( $202,45Hz$ ) (Tab. 4.6). As frequências dos primeiros modos são mostradas na Tab. 4.6. Esta frequência é muito próxima a um múltiplo da frequência de excitação, o que indica que o fenômeno de *lock-in* está presente (Blevins, 1990).

Figura 4.43: média de  $H(\omega_{fsi})$

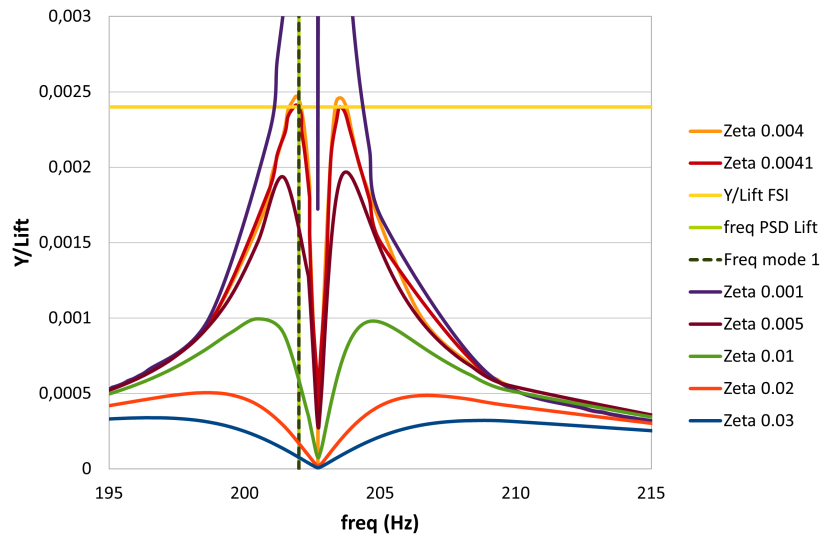


Figura 4.44: Efeito do fator de amortecimento na relação  $Y/Lift$

Tabela 4.6: Frequência dos primeiros modos - formulação FEM e Analítica

Modos	Calculix	Analítico	Erro relativo[%]
1	202,35	206,06	-1,80
2	534,76	568,00	-5,85
3	996,18	1113,52	-10,54
4	1560,99	1840,70	-15,20
5	2196,64	2749,70	-20,11

De posse de todas estas informações, um carregamento unitário ( $F = 1N$ ) no formato da Fig. 4.40 foi imposto à linha e uma análise harmônica é realizada, obtendo os valores da amplitude da vibração. A Figura 4.44 mostra a influência do fator de amortecimento na função resposta em frequência, em uma análise harmônica. Foi então usado um processo de otimização (método do passo constante e método da bisseção), usando a seguinte função objetivo:

$$f(H_{FEA}(\omega_{fsi}, \zeta)) = [H_{FEA}(\omega_{fsi}, \zeta) - H_{FSI}(\omega_{fsi})]^2. \quad (4-9)$$

O resultado deste processo, mostrado na Fig. 4.45, nos levou a um valor de  $\zeta = 0,0041$  ( $H_{FEA}(\omega_{FSI}) = Y/Lift = H_{FSI}(\omega_{FSI})$ ) para a frequência do primeiro modo de vibração.

O valor obtido é da mesma ordem de grandeza dos dados mostrados por Vandiver et al. (2018) para experimentos realizados pela Shell ( $\zeta = 0,005$ , para tubos longos, com frequências mais baixas ( $O(10Hz)$ ) e com maior efeito de massa adicionada). Seeley et al. (2012) obteve  $\zeta = 0,002$ , para uma pá de turbina hidráulica (freq  $70Hz$ ) imersa em água sem escoamento forçado. De

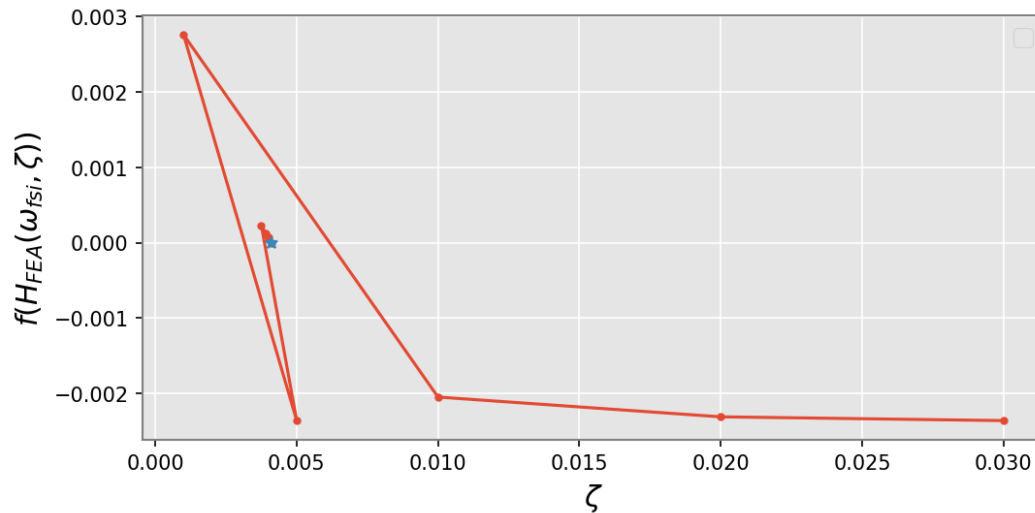


Figura 4.45: Resultado do processo de otimização com  $\zeta$  variável.

acordo com Alford e Housner (1953), Stevenson (1980), os valores usados na indústria nuclear (0,5%) também corroboram com o valor encontrado.

A partir dos resultados obtidos, é possível afirmar que a metodologia proposta é capaz de realizar uma estimativa excelente para este parâmetro importantíssimo na análise vibracional, suportado por dados da simulação FSI realizada e estimativas da literatura.

Resumindo a metodologia proposta, para o cálculo do fator de amortecimento via FSI é:

1. Analisar a PSD das forças atuantes no cilindro via simulação FSI para extrair a frequência mais energética  $\omega_{FSI}$ ;
2. Extrair as amplitudes dos deslocamentos e das forças, por meio da transformada de Hilbert, e obter uma relação entre elas  $H_{FSI}(\omega_{FSI}) = Y/Lift$  (escalar), usando os parâmetros de interesse na simulação FSI ainda no regime transiente;
3. Realizar simulações FEA, variando o fator de amortecimento crítico  $\zeta$  até encontrar um valor que gere a mesma relação  $H_{FEA}(\omega_{FSI}, \zeta) = Y/Lift$ . Para isso pode-se utilizar um método de otimização com a função objetivo apresentada na Eq. (4-9).

#### 4.2.4.1

##### Análise do fator de amortecimento crítico para a geometria do poço

Para a utilização do fator de amortecimento crítico obtido para a geometria do poço, ainda é preciso fazer a seguinte observação: as forças utilizadas estão concentradas em torno de  $z = 0,15$  para a geometria estudada na Sec.

4.1. Em muitos casos, para resolver um modelo dinâmico de elementos finitos, faz-se necessário converter o fator de amortecimento crítico (bastante comum na análise harmônica) para um amortecimento de Rayleigh. Faz-se necessário escolher os dois modos de vibração mais importantes para resolver o seguinte sistema de equações (Florin e Sunai, 2010) para determinação dos parâmetros deste tipo de amortecimento, ou seja:

$$\alpha + \beta\omega_i^2 = 2\omega_i\zeta_i \quad (4-10)$$

onde  $\alpha$  e  $\beta$  são os fatores de amortecimento de Rayleigh e  $\omega_i$  é a frequência do modo  $i$ . Assim, analisando as posições das flechas máximas dos primeiros quatro modos de vibração (Tab. 4.7), aqueles que estão mais próximos da excitação com maior energia seriam os modos 2 e 3. Estes valores são importantes dados de entrada para uma posterior análise estrutural dinâmica.

Tabela 4.7: Posição das flechas máximas por modo de vibração

Modo	%L	$z[m]$
1	0,5	0,4
2	0,25	0,2
3	0,1665	0,1332
4	0,125	0,1

## 5 Conclusões

O presente trabalho abordou o problema da vibração induzida por escoamento em linhas de controle de completação inteligente. Os objetivos de caracterizar as forças e o fator de amortecimento foram plenamente alcançados. Analisamos os carregamentos nas linhas de controle causados pelo escoamento em um anular com incidência de jato na parede externa do anular para três números de Reynolds distintos:  $Re = 10.000$ ,  $15.000$  e  $20.000$  ( $Re$  baseado no diâmetro e velocidades do jato). Nestas simulações CFD (método dos volumes finitos), a turbulência foi modelada usando a metodologia  $\kappa - \omega$  SST DDES. Foi possível observar que, quando uma frequência de desprendimento de vórtices de von Kármán não está presente, a inclinação da PSD tem valores muito próximos aos da inclinação da PSD teórica para a turbulência. Uma outra observação realizada foi que as amplitudes dos principais componentes das forças de arraste e sustentação aumentam com o quadrado do número de  $U[m/s]$ , o que já era esperado. Porém, ao analisarmos as frequências dos modos mais energéticos para as forças de sustentação, observou-se que estas têm uma correlação exponencial da velocidade.

Observou-se ainda que os esforços estão bastante concentrados na região dos jatos e que, dependendo do comprimento da linha e do posicionamento destes jatos, diferentes modos de vibração podem ser excitados. Foi, também, indicada uma forma consistente para o cálculo das constantes de amortecimento de Rayleigh, usadas em simulações dinâmicas estruturais, em função do fator de amortecimento crítico e os modos de vibração mais afetados pelo carregamento do escoamento. A estimativa do fator de amortecimento crítico é então realizada pela metodologia proposta neste trabalho.

Além de determinar as forças agindo sobre a linha de controle, estimar o amortecimento viscoso também é de suma importância para determinar o carregamento agindo sobre a linha de controle. Desta forma, propôs-se uma metodologia para estimar o fator de amortecimento crítico  $\zeta$ , através de um processo de otimização. Propôs-se uma função objetivo dependente do fator de amortecimento crítico e da função de resposta em frequência obtida, tanto via simulação FSI dinâmica quanto por análise harmônica (FEM), as quais são muito menos custosas. A função resposta em frequência obtida na

simulação FSI foi calculada a partir da resposta dinâmica da vibração de um cilindro elástico, sujeito a um escoamento cruzado turbulento (modelado pela metodologia  $\kappa - \omega$ SST DDES). Esta metodologia forneceu uma previsão excelente para o fator de amortecimento crítico (Sec. 4.2.4)  $\zeta = 0.41\%$ . Valores para tubos excitados pela base sem escoamento transversal são em torno de 0.5%. Também foi proposta uma forma consistente para estimar as constantes de Rayleigh (sec 4.1.3), que tem uso direto nas simulações estruturais.

A análise realizada do escoamento cruzado sobre um cilindro elástico com bases rígidas, corresponde a um caso de vibração induzida por escoamento, definida na literatura (Naudascher, 1987; Naudascher e Rockwell, 1994) como um caso super-harmônico ( $f_{modo1}/f_{vk} \approx 4$ ). Nesta condição, verificou-se que a vibração da linha ocorre na frequência do primeiro modo de vibração do cilindro elástico, com desprendimento de pequenos vórtices nesta mesma frequência. Estes pequenos vórtices coalescem em um vórtice maior e, este é então desprendido na frequência dos vórtices de von Kármán. Observou-se que neste caso, o desprendimento de vórtices se dá de forma antissimétrica, semelhante ao desprendimento de vórtices do escoamento cruzado sobre cilindro rígido com bases rígidas. É interessante ressaltar que de acordo com dados experimentais levantados para um cilindro rígido montado em bases elásticas, para um caso super-harmônico, o desprendimento de vórtices se dá de forma simétrica.

Uma comparação da esteira de vórtices correspondente ao escoamento cruzando sobre um cilindro rígido e elástico foi realizada. Observou-se que, a uma certa distância dos cilindros ( $x/D \geq 3$ ), há uma menor energia cinética no escoamento para o caso do cilindro elástico do que do caso do rígido, indicando uma transferência da energia cinética do escoamento para energia vibracional do cilindro elástico durante o transiente. Também foi possível observar uma maior proporção da energia cinética turbulenta em relação à energia cinética total.

A partir de uma análise das densidades de energia espectral (Power spectral density-PSD) para a energia cinética turbulenta para os dois tipos de cilindros, verificou-se que para o cilindro rígido, a inclinação da curva de potência é bastante próxima à inclinação teórica de  $(-5/3)$ . Porém, quando o cilindro elástico é deixado vibrar sob a influência do escoamento, esta inclinação aumenta encontrando-se na faixa de 1,8 a 2. Já as forças de arrasto e sustentação, apresentam curvas de PSD ainda mais inclinadas (por volta de 2,8). Ainda com relação ao desprendimento de vórtice de von Kármán de baixa frequência, observou-se um pico na PSD de  $\approx 50$ , para o cilindro rígido e  $\approx 202$  para o cilindro elástico. O aumento da frequência de desprendimento de vórtices, devido à elasticidade do cilindro, eleva a inclinação da PSD de forma

suave.

A metodologia proposta proporciona tanto as forças atuantes nas linhas de controle de forma distribuída quanto o fator de amortecimento, fornecendo todos os subsídios para uma simulação estrutural dinâmica posterior.

Trabalhos futuros podem considerar a abordagem de cálculo de fadiga diretamente no domínio da frequência (Quigley et al., 2016). Isto se deve ao fato da abordagem aqui proposta resultar em dados de entrada, que seriam muito melhor aproveitados, trabalhando-se diretamente no domínio da frequência.

Uma ampliação da faixa de Reynolds também poderia trazer mais confiança, e melhorar a acurácia das correlações propostas neste trabalho.

Do ponto de vista experimental, confirmar as predições deste trabalho resultariam em maior confiança na metodologia proposta que, inclusive, poderiam ser usadas para calibrar as simulações numéricas.

## Referências bibliográficas

AITKEN, A. C. Xxv.-on bernoulli's numerical solution of algebraic equations. *Proceedings of the Royal Society of Edinburgh*, Royal Society of Edinburgh Scotland Foundation, v. 46, p. 289–305, 1927.

ALFORD, J. L.; HOUSNER, G. W. A dynamic test of a four-story reinforced concrete building\*. *Bulletin of the Seismological Society of America*, v. 43, n. 1, p. 7–16, 01 1953. ISSN 0037-1106. Disponível em: <<<https://doi.org/10.1785/BSSA0430010007>>>.

ANSYS. *ANSYS Fluent - CFD Software* / ANSYS. 2016. Disponível em: <<<http://www.ansys.com/products/fluids/ansys-fluent>>>.

ANTONIA, R. A. Organization in a turbulent near-wake. *Fluid Dynamics Research*, v. 7, n. 3-4, p. 139–149, jun. 1991. ISSN 0169-5983, 1873-7005. Disponível em: <<<http://stacks.iop.org/1873-7005/7/i=3-4/a=A04?key=crossref.8dcd35b46ded4c700ecb2d9dc3c5c83f>>>.

BAI, Y.; BAI, Q. Chapter 24 - viv and wave fatigue of risers. In: BAI, Y.; BAI, Q. (Ed.). *Subsea Pipelines and Risers*. Oxford: Elsevier Science Ltd, 2005. p. 423–436. ISBN 978-0-08-044566-3. Disponível em: <<<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780080445663500269>>>.

BEAUDAN, P.; MOIN, P. *Numerical experiments on the flow past a circular cylinder at a sub-critical Reynolds number - Report No. TF-62*. [S.l.]: Thermosciences Division, Department of Mech. Engineering, Stanford University, 1994.

BECKERT, A.; WENDLAND, H. Multivariate interpolation for fluid-structure-interaction problems using radial basis functions. *Aerospace Science and Technology*, v. 5, n. 2, p. 125–134, 2001. ISSN 1270-9638. Disponível em: <<<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1270963800010877>>>.

BETTA Jr, H. B. Efeitos da Vibração Induzida pelo Escoamento nos Equipamentos de Completação Inteligente de Poços Injetores de Gás. MSc — PUC-Rio, Rio de Janeiro, Brasil, 2017.

BEYER, E. K. et al. The systematic application of root-cause analysis to failures of intelligent-well completions, to determine the causes. *Society of Petroleum Engineers*, 2009. Disponível em: <<<https://www.onepetro.org/conference-paper/SPE-124336-MS>>>.

BLEVINS, R. *Flow-induced vibration*. Van Nostrand Reinhold, 1990. ISBN 9780442206512. Disponível em: <<<https://books.google.com.br/books?id=yJ9RAAAAMAAJ>>>.



BRAGA, A. M. B. *Avaliação do risco de falha estrutural no sistema de completção inteligente do poço RJS-687D*. [S.l.]: Relatório Técnico da Fase 1 do Projeto, PUC-Rio/Petrobras, 2014.

BRAGA, A. M. B. *Relatório técnico do Estudo da vibração induzida pelo escoamento em colunas de injeção com completção inteligente de 4½"*. [S.l.]: Relatório Técnico da Fase 1 do Projeto, PUC-Rio/Petrobras, 2017.

BRAGA, A. M. B.; SAMPAIO, L. E. B. *Estudo do Efeito da Vibração Induzida pelo Escoamento nos Equipamentos de Completção Inteligente da Coluna de um Poço Injetor de Gás*. [S.l.]: Relatório Técnico da Fase 1 do Projeto, PUC-Rio/Petrobras, 2013.

BREUER, M. Large eddy simulation of the subcritical flow past a circular cylinder: numerical and modeling aspects. *International journal for numerical methods in fluids*, Wiley Online Library, v. 28, n. 9, p. 1281–1302, 1998.

BREUER, M. A challenging test case for large eddy simulation: high reynolds number circular cylinder flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v. 21, n. 5, p. 648–654, 2000. ISSN 0142-727X. Turbulence and Shear Flow Phenomena 1. Disponível em: <<<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0142727X00000564>>>.

BUCHANAN, G. *Schaum's Outline of Finite Element Analysis*. McGraw-Hill Education, 1994. (Schaum's Outline Series). ISBN 9780071502887. Disponível em: <<[https://books.google.com.br/books?id=D\\_fKpWaEuicC](https://books.google.com.br/books?id=D_fKpWaEuicC)>>.

BUNGARTZ, H.-J. et al. precice – a fully parallel library for multi-physics surface coupling. *Computers and Fluids*, Elsevier, v. 141, p. 250–258, 2016. ISSN 0045-7930. Advances in Fluid-Structure Interaction. Disponível em: <<<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0045793016300974>>>.

COLLINS, J. R.; NEUBAUER, E. B. The Agbami Intelligent Well: Examples Of Active Reservoir Management. In: . Society of Petroleum Engineers, 2012. Disponível em: <<<http://www.onepetro.org/doi/10.2118/156670-MS>>>.

CORNARO, C.; FLEISCHER, A.; GOLDSTEIN, R. Flow visualization of a round jet impinging on cylindrical surfaces. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 20, n. 2, p. 66–78, 1999. ISSN 0894-1777.

de BOER, A.; van Zuijlen, A.; BIJL, H. Comparison of conservative and consistent approaches for the coupling of non-matching meshes. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, v. 197, n. 49, p. 4284–4297, 2008. ISSN 0045-7825. Disponível em: <<<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0045782508001916>>>.

de NAYER, G.; BREUER, M. Numerical FSI investigation based on LES: Flow past a cylinder with a flexible splitter plate involving large deformations (FSI-PfS-2a). *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v. 50, p. 300–315, dez. 2014. ISSN 0142727X. Disponível em: <<<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0142727X14001064>>>.

- de OLIVEIRA BARBOSA, J. M. et al. Vortex-induced vibrations of a freely vibrating cylinder near a plane boundary: Experimental investigation and theoretical modelling. *Journal of Fluids and Structures*, v. 69, p. 382–401, fev. 2017. ISSN 08899746. Disponível em: <<<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0889974616301050>>>.
- de SANTIS, D.; SHAMS, A. Scaling of added mass and added damping of cylindrical rods by means of fsi simulations. *Journal of Fluids and Structures*, Elsevier Inc., v. 88, p. 241–256, 2019. ISSN 10958622. Disponível em: <<<https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2019.05.011>>>.
- DHONDT, G. *The Finite Element Method for Three-Dimensional Thermo mechanical Applications*. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2004.
- DHONDT, G. *CalculiX CrunchiX USER'S MANUAL version 2.19*. [S.l.], 2021. Disponível em: <<[http://www.dhondt.de/ccx\\_2.19.pdf](http://www.dhondt.de/ccx_2.19.pdf)>>.
- DONEA, J.; GIULIANI, S.; HALLEUX, J. An arbitrary Lagrangian–Eulerian finite element method for transient dynamic fluid–structure interactions. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 1982. Disponível em: <<[https://ac.els-cdn.com/0045782582901281/1-s2.0-0045782582901281-main.pdf?\\_tid=d56818dd-df4c-4efc-b9b9-b034736d0489&acdnat=1529955760\\_c041e6941ad167aa3bbdf2b57a25d7e5](https://ac.els-cdn.com/0045782582901281/1-s2.0-0045782582901281-main.pdf?_tid=d56818dd-df4c-4efc-b9b9-b034736d0489&acdnat=1529955760_c041e6941ad167aa3bbdf2b57a25d7e5)>>.
- DONEA, J. et al. Arbitrary lagrangianeulerian methods. *Encyclopedia of Computational Mechanics*, p. 1:413–437, 2004.
- DONG, S. et al. A combined direct numerical simulation–particle image velocimetry study of the turbulent near wake. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, v. 569, p. 185–207, 2006.
- EDUARDO, T. H. T. et al. Numerical investigation of a transverse jet impinging in an annular flow. *Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica (COBEM)*, 2019.
- FLORIN, T. O.; SUNAI, G. Evaluation of damping in dynamic analysis of structures. *Int J of Mathematical Models and Methods in Applied Sciences Is*, v. 2, p. 124–131, 2010.
- GATZHAMMER, B. *Efficient and Flexible Partitioned Simulation of Fluid-Structure Interactions*. PhD — Fakult"uat f"ur Informatik, 2014.
- GERMANO, M. et al. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, v. 3, n. 7, p. 1760–1765, jul. 1991. ISSN 0899-8213. Disponível em: <<<http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.857955>>>.
- GOPALKRISHNAN, R. *Vortex-induced forces on oscillating bluff cylinders*. [S.l.], 1993.
- GRITSKEVICH, M. S. et al. Development of ddes and iddes formulations for the  $\kappa - \omega$  shear stress transport model. *Flow, Turbulence and Combustion*, v. 88, p. 431–449, 2012. ISSN 13866184.

HUNT, J.; WRAY, A.; MOIN, P. Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows. *Center for Turbulence Research*, 1988.

ISSA, R. Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting. *Journal of Computational Physics*, v. 62, n. 1, p. 40–65, 1986. ISSN 0021-9991. Disponível em: <<<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0021999186900999>>>.

JENKINS, N. *Turek Fluid-Structure Interaction Benchmark*. YouTube\CU Optimization, 2011. Disponível em: <<<https://www.youtube.com/watch?v=-lDbseYB7Sc>>>.

KALMBACH, A.; BREUER, M. Experimental piv/v<sub>3v</sub> measurements of vortex-induced fluid–structure interaction in turbulent flow—a new benchmark fsi-pfs-2a. *Journal of Fluids and Structures*, Elsevier, v. 42, p. 369–387, 2013.

KANEKO, S. et al. *Flow-Induced Vibrations-Classifications and Lessons from Practical Experiences*. [S.l.]: Academic Press, 2008. ISBN 978-0-08-044954-8.

KHAN, N. B. et al. Numerical investigation of the vortex-induced vibration of an elastically mounted circular cylinder at high Reynolds number (Re = 104) and low mass ratio using the RANS code. *PLoS ONE*, v. 12, n. 10, p. 1–17, 2017. ISSN 19326203.

KIM, S.-E. Large Eddy Simulation Using an Unstructured Mesh Based Finite-Volume Solver. In: *34th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2004, (Fluid Dynamics and Co-located Conferences). Disponível em: <<<https://arc.aiaa.org/doi/10.2514/6.2004-2548>>>.

KÁRMÁN, T. v. Ueber den mechanismus des widerstandes, den ein bewegter körper in einer flüssigkeit erfährt. *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse*, v. 1911, p. 509–517, 1911. Disponível em: <<<http://eudml.org/doc/58812>>>.

LAUNDER, B.; SPALDING, D. The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, v. 3, n. 2, p. 269–289, 1974. ISSN 0045-7825. Disponível em: <<<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0045782574900292>>>.

LIAGHAT, T. et al. Two-way fluid-structure coupling in vibration and damping analysis of an oscillating hydrofoil. In: . [S.l.]: American Society of Mechanical Engineers (ASME), 2014. v. 4A. ISBN 9780791846476.

LIENHARD, J. H. *Synopsis of lift, drag, and vortex frequency data for rigid circular cylinders*. [S.l.]: Pullman, Wash. : Technical Extension Service, Washington State University, 1966., 1966.

LINDNER, F. *Data Transfer in Partitioned Multi-Physics Simulations: Interpolation & Communication*. Master Thesis — Institut für Parallele und Verteilte Systeme der Universität Stuttgart, 2019.

LIU, G.; QUEK, S. *The Finite Element Method: A Practical Course*. [S.l.]: Elsevier Science, 2013. ISBN 9780080994413.

LIU, X. et al. Virtual testing for modal and damping ratio identification of submerged structures using the polymax algorithm with two-way fluid-structure interactions. *Journal of Fluids and Structures*, Academic Press, v. 54, p. 548–565, 4 2015. ISSN 10958622.

MEHL, M. et al. Parallel coupling numerics for partitioned fluid-structure interaction simulations. *Computers and Mathematics with Applications*, p. 869–891, 2016. ISSN 08981221.

MENTER, F. Zonal two equation kw turbulence models for aerodynamic flows. *23rd fluid dynamics, plasmadynamics, and lasers conference*, p. 2906, 1993.

MENTER, F.; ESCH, T. automatic near-wall treatment,local,scalable wall functions,sst turbulence model,transition modeling based on. *16th Brazilian congress of mechanical engineering elements of industrial heat transfer predictions*, 2001.

MENTER, F. R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, v. 32, n. 8, 1994.

NAKAMURA, Y. Vortex shedding from bluff bodies and a universal strouhal number. *Journal of Fluids and Structures*, v. 10, n. 2, p. 159–171, fev. 1996. ISSN 08899746. Disponível em: <<<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0889974696900110>>>.

NAKAMURA, Y. Vortex shedding from bluff bodies with splitter plates. *Journal of Fluids and Structures*, v. 10, n. 2, p. 147–158, fev. 1996. ISSN 08899746. Disponível em: <<<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0889974696900109>>>.

NARDI, L. F. B. Caracterização experimental de jato incidente sobre superfície côncava em espaço anular. In: . [S.l.: s.n.], 2018.

NAUDASCHER, E. flow induced streamwise vibration of structures. p. 1:265, 1987.

NAUDASCHER, E.; ROCKWELL, D. *Flow Induced Vibration: an Engineering Guide*. [S.l.]: Rotterdam, 1994.

NGUYEN, V.-T.; NGUYEN, H. H. Detached eddy simulations of flow induced vibrations of circular cylinders at high reynolds numbers. *Journal of Fluids and Structures*, v. 63, p. 103–119, 2016. ISSN 0889-9746. Disponível em: <<<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974616000323>>>.

NICOUD, F.; DUCROS, F. Subgrid-Scale Stress Modelling Based on the Square of the Velocity Gradient Tensor. *Flow, Turbulence and Combustion*, n. 62, p. 183–200, 1999.

NORBERG, C. Fluctuating lift on a circular cylinder: review and new measurements. *Journal of Fluids and Structures*, v. 17, p. 57–96, 2003.

ONER, A. A.; KIRKGOZ, M. S.; AKOZ, M. S. Interaction of a current with a circular cylinder near a rigid bed. *Ocean Engineering*, v. 35, n. 14-15, p. 1492–1504, out. 2008. ISSN 00298018. Disponível em: <<<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0029801808001315>>>.

ONG, L.; WALLACE, J. The velocity field of the turbulent very near wake of a circular cylinder. *Experiments in Fluids*, v. 20, n. 6, p. 441–453, abr. 1996. ISSN 0723-4864, 1432-1114. Disponível em: <<<http://link.springer.com/10.1007/BF00189383>>>.

OPENFOAM. *OpenFOAM - The Open Source CFD Toolbox - User Guide*. v1806. [S.l.], Julho 2018. Disponível em: <<<https://www.openfoam.com/documentation/user-guide/>>>.

PATANKAR, S. V. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. [S.l.]: Taylor & Francis, 1980.

PEREIRA, F. S.; VAZ, G.; EÇA, L. Flow past a circular cylinder: a comparison between RANS and hybrid turbulence models for a low Reynolds number. *Omae2015-41235*, p. 1–11, 2017.

POPE, S. B. *Turbulent Flows*. [S.l.]: Cambridge University Press, 2009.

POTTER, M. C.; WIGGERT, D. C. *Mecânica dos Fluidos*. 3ª edição. ed. [S.l.]: Thomson, 2004. ISBN 85-221-0309-7.

PRICE, S. et al. Flow Visualization around a circular cylinder near to a plane wall. *Journal of Fluids and Structures*, v. 16, n. 2, p. 175–191, fev. 2002. ISSN 08899746. Disponível em: <<<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S088997460190413X>>>.

QUIGLEY, J. P.; LEE, Y.-L.; WANG, L. Review and assessment of frequency-based fatigue damage models. *SAE International Journal of Materials and Manufacturing*, JSTOR, v. 9, n. 3, p. 565–577, 2016.

ROSHKO, A. *On The Development of Turbulent Wakes from Vortex Streets*. Tese (PhD) — California Institute of Technology, Pasadena, California, 1952.

SALTARA, F.; PEDRÃO, N. Comparação entre simulações LES e URANS para escoamento ao redor de corpos rombudos. In: CARMO, B. S. et al. (Ed.). *Turbulência - Volume 8*. [S.l.]: Associação Brasileira de Engenharia e Ciências Mecânicas (ABCM), 2012. v. 8.

SEELEY, C. et al. Characterization of hydrofoil damping due to fluid-structure interaction using piezocomposite actuators. In: . [S.l.: s.n.], 2012. v. 21(3).

SMAGORINSKY, J. General Circulation Experiments with the Primitive Equation I the Basic Experiment. *Monthly Weather Review*, p. 91, 99–164, 1963.

SMITH, M. *ABAQUS/Standard User's Manual, Version 6.9*. United States: Dassault Systèmes Simulia Corp, 2009.

STEVENSON, J. Structural damping values as a function of dynamic response stress and deformation levels. *Nuclear Engineering and Design*, v. 60, n. 2, p. 211–237, 1980. ISSN 0029-5493. Disponível em: <<<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029549380902381>>>.

STRELETS, M. Detached eddy simulation of massively separated flows. *39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, n. c, 2001.

STROUHAL, V. Ueber eine besondere art der tonerregung. *Annalen der Physik*, v. 241, n. 10, p. 216–251, 1878. Disponível em: <<<https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/andp.18782411005>>>.

SYUHRI, S. N. H.; ZARE-BEHTASH, H.; CAMMARANO, A. Investigating the influence of fluid-structure interactions on nonlinear system identification. *Vibration*, MDPI AG, v. 3, p. 521–544, 12 2020.

TRAVIN, A. et al. Detached-Eddy Simulations Past a Circular Cylinder. *Flow, Turbulence and Combustion*, v. 63, p. 293–313, 1999.

TROPEA, C.; YARIN, A. L.; FOSS, J. F. *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*. [S.l.]: Springer, 2007.

TUREK, S.; HRON, J. Proposal for numerical benchmarking of fluid-structure interaction between an elastic object and laminar incompressible flow. In: BUNGARTZ, H.-J.; SCHÄFER, M. (Ed.). *Fluid-Structure Interaction*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2006. v. 53, p. 371–385. ISBN 978-3-540-34595-4. Disponível em: <<[http://link.springer.com/10.1007/3-540-34596-5\\_15](http://link.springer.com/10.1007/3-540-34596-5_15)>>.

VANDIVER, J. K.; MA, L.; RAO, Z. Revealing the effects of damping on the flow-induced vibration of flexible cylinders. *Journal of Sound and Vibration*, Elsevier, v. 433, p. 29–54, 2018.

WARMING, R.; BEAM, R. M. Upwind second-order difference schemes and applications in aerodynamic flows. *AIAA Journal*, v. 14, n. 9, p. 1241–1249, 1976.

WILCOX, D. Tformulation of the  $k - \omega$  turbulence model revisited. *AIAA Journal*, v. 46, n. 11, p. 2823–2838, 2008.

WILCOX DAVID C., W. *Turbulence Modeling for CFD*. 3rd edition. ed. [S.l.]: DCW Industries, 2006. ISBN 978-1-928 729-08-2.

WORNOM, S. et al. Variational multiscale large-eddy simulations of the flow past a circular cylinder: Reynolds number effects. *Computers and Fluids*, v. 47, n. 1, p. 44–50, 2011. ISSN 0045-7930. Disponível em: <<<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0045793011000636>>>.

YAU, L. C. Conjugate heat transfer with the multiphysics coupling library precice. In: . [S.l.: s.n.], 2016.

ZHU, H. et al. Cross flow VIV analysis of a subsea pipeline and jumper using FSI method. *Proceedings - SPE Annual Technical Conference and Exhibition*, v. 1, p. 526–533, 2012.

## A

### Análises Auxiliares

Neste apêndice, alguns cálculos auxiliares são apresentados. Analisou-se um problema teste para auxiliar na seleção dos *software* para o acoplamento FSI. Analisou-se o escoamento transversal a um cilindro rígido para auxiliar na definição do modelo de turbulência e malha. Apresenta-se ainda um teste de malha para o domínio sólido em função da frequência de vibração de cilindro.

#### A.1

##### Barbatana em cilindro elástico

Para auxiliar na seleção dos *softwares* a serem utilizados para a simulação FSI, realizou-se uma etapa preliminar referente ao escoamento laminar em um canal com uma barbatana elástica colada na parte posterior de um cilindro rígido, dentro de um canal com paredes separadas de  $H$  (Fig. A.1(a)). Este caso foi proposto como um *Benchmark*, para analisar a interação fluido estrutura (FSI) entre um objeto elástico e um escoamento laminar incompressível por Turek e Hron (2006). Escoamento é imposto no lado esquerdo com um perfil parabólico e variável no tempo, conforme a seguir:

$$V^f(t, 0, y) = \begin{cases} \frac{V^f(0, y)}{2} \left[ 1 - \cos\left(\frac{\pi}{2t}\right) \right] & \text{se } t \leq 2s \\ V^f(0, y) & t > 2s \end{cases} \quad (\text{A-1})$$

$$V^f(0, y) = 1,5 \bar{U} \frac{4}{0,1681} y (0,41 - y) \quad (\text{A-2})$$

onde  $\bar{U}$  é a velocidade média do escoamento na entrada.

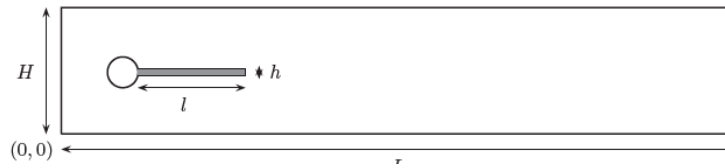
As variáveis monitoradas são as forças nas superfícies  $S_1 \cup S_2$  (ver Fig. A.1(b)) e o deslocamento do ponto A (Fig. A.1(c)).

Foi utilizado o acoplamento particionado com análises separadas (ver sec. 3.3.4) entre os diversos *softwares* utilizados (OpenFOAM® -preCICE®-CalculiX®). Uma premissa deste trabalho foi de usar apenas ferramentas livres (*opensource e freeware*).

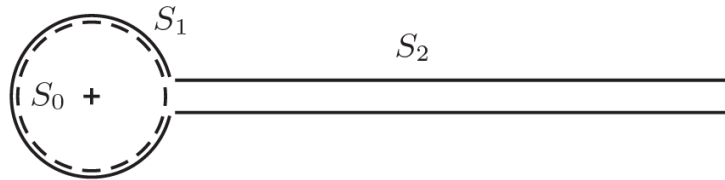
A análise levou a utilização final de três softwares distintos (em função da estabilidade da solução), OpenFOAM®, CalculiX® e preCICE®, e à modificação de um adaptador (preCICE®), de forma a possibilitar o reinício das



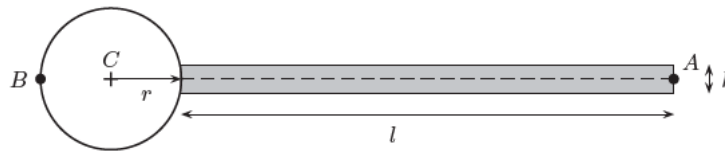
simulações, habilitando o uso dos *softwares* para simulações mais demoradas, como a simulação mostrada na secção 4.2.



A.1(a): Domínio computacional.



A.1(b): Superfície de interesse.



A.1(c): pontos de interesse.

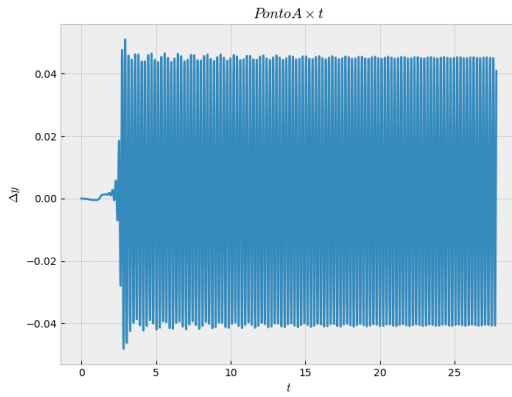
Figura A.1: Problema FSI de Turek e Hron (2006). Fonte: Turek e Hron (2006).

A Tab. A.1 apresenta as propriedades utilizadas no teste. Sendo um teste preliminar, para avaliar e selecionar as metodologias e *software* para o acoplamento fluido estrutura, uma malha grosseira foi utilizada. A Figura A.2 ilustra a evolução temporal das quatro variáveis selecionadas, e os valores médios e alternados são apresentados na Tab. A.2.

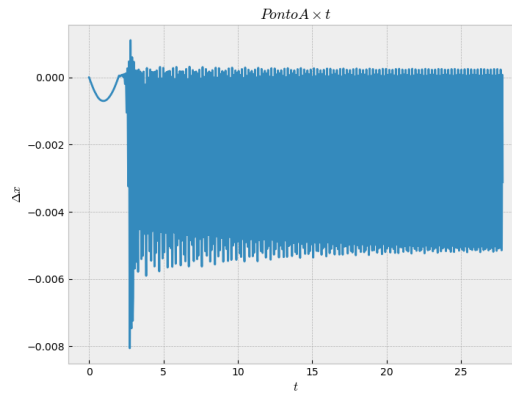
Analisando os resultados obtidos na Fig. A.2, observa-se que uma solução periodicamente estável foi obtida. Os resultados médios e alternados de arraste, sustentação e deslocamento no ponto A (Tab. A.2) apresentam uma concordância razoável com a referência, considerando que uma malha grosseira foi utilizada. Um teste de malha não foi realizado, pois o objetivo deste teste foi simplesmente selecionar as ferramentas a serem utilizadas no caso de interesse.

Tabela A.1: Propriedades do caso teste (Turek e Hron, 2006)

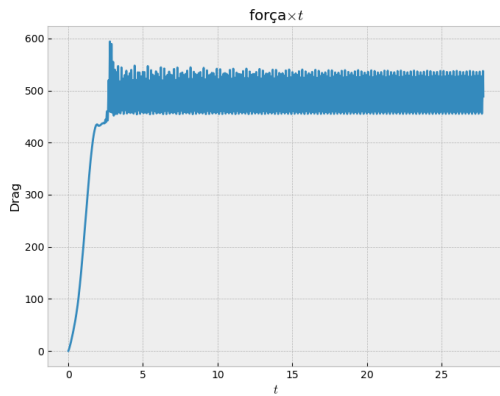
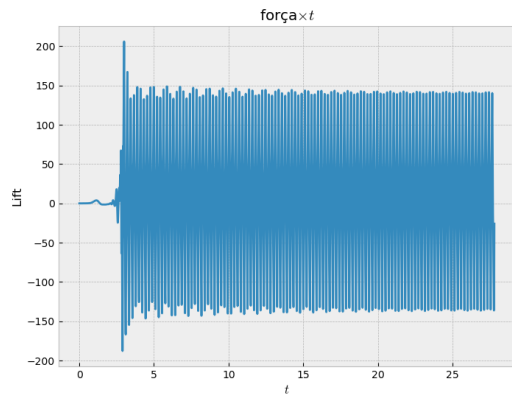
Parâmetros	
$\rho^s [10^3 \text{ kg/m}^3]$	1,0
$\nu^s$	0,4
$\mu^s [10^6 \text{ kg/ms}^2]$	2,0
$E [10^6 \text{ kg/ms}^2]$	5,6
$\rho [10^3 \text{ kg/m}^3]$	1,0
$\nu [10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}]$	1,0
$U [\text{m/s}]$	2,0



A.2(a): Deslocamento do ponto A na direção y



A.2(b): Deslocamento do ponto A na direção x

A.2(c): Força de arrasto (*Drag*)A.2(d): Força de sustentação (*Lift*)Figura A.2: Resultados obtidos utilizando o OpenFOAM<sup>®</sup>, CalculiX<sup>®</sup> e preCICE<sup>®</sup>

Este teste serviu também para o desenvolvimento de uma metodologia de reinício das simulações devido à duração elevada das simulações FSI. Analisando o trabalho de Yau (2016) foi possível modificar o código fonte do adaptador do OpenFOAM<sup>®</sup> para habilitar esta função de troca de informações durante o reinício das simulações. Modificações no arquivo de configuração

XML do preCICE®, para realizar esta troca, também se fizeram necessárias. Os trechos de código abaixo mostram tais modificações.

Adapter.C

```
void_preciceAdapter::Adapter::initializeData(){}

```

Adapter.H:

```
void_initializeData();

```

XML:

```
<mapping:petrbf-thin-plate-splines_direction="write"
from="Fluid-Mesh-Faces" to="Calculix_Mesh"
constraint="conservative" z-dead="true"
timing="initial"/>

```

```
<exchange_data="Displacements0" mesh="Calculix_Mesh"
from="Calculix" to="Fluid" initialize="yes"/>

```

Tabela A.2: Comparação com dados de Turek e Hron (Turek e Hron, 2006)

Quantidade	Turek e Hron [N]	Simulado [N ou mm]
Arrasto	$457,3 \pm 22,66$	$491,65 \pm 46,05$
Sustentação	$2,22 \pm 149,78$	$1,96 \pm 138,24$
Ponto A $\Delta x$	$-2,69 \pm 2,53$	$-2,47 \pm 2,72$
Ponto A $\Delta y$	$1,48 \pm 34,38$	$2,30 \pm 42,80$

## A.2

### Escoamento cruzado sobre cilindro rígido

Para a seleção do modelo de turbulência a ser utilizado para o caso de escoamento cruzado sobre um cilindro, selecionou-se o caso particular de um cilindro rígido. Esta configuração também foi utilizada para auxiliar na definição da malha adequada para o fluido. O modelo de turbulência e malha selecionados para este caso, foram então utilizados para o caso do escoamento cruzado sobre um cilindro elástico.

A condição de contorno do escoamento na entrada é de velocidade uniforme,  $U_{in}$ , na saída a pressão é imposta, juntamente com difusão nula para todas as outras grandezas. Gradiente nulo é imposto nas fronteiras superior e inferior, para representar domínio infinito. O domínio computacional é ilustrado na Fig. 4.20. Nos planos denominados de “frente” e “trás”, empregou-se condição cíclica, para representar repetição das estruturas do domínio para

um cilindro infinito. A condição de contorno para o domínio sólido é de velocidade nula para todos os pontos.

Iniciou-se a investigação pelos modelos de médias de Reynolds 2D,  $\kappa - \omega$  SST, para um  $Re = 3900$ , conforme trabalho de Pereira et al. (2017).

No OpenFOAM<sup>®</sup>, o domínio computacional é sempre 3D, conforme ilustrado na Fig. 4.20. Nas fronteiras de “frente” e “trás” empregou-se a condição de contorno cíclica, e somente 1 elemento foi utilizado nesta direção, para o caso 2D. A Fig. A.3 ilustra a malha, que foi dividida em blocos, usando a ferramenta BlockMesh.

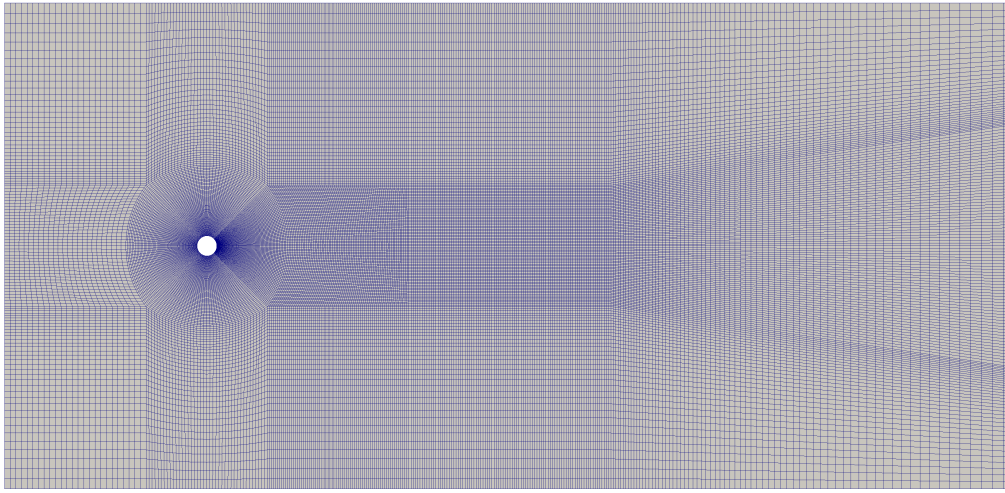


Figura A.3: Malha utilizada para solução dos casos turbulentos 2D

Os resultados de coeficientes de arraste e sustentação  $C_D$  e  $C_L$  são comparados com os resultados numéricos e experimentais de Pereira et al. (2017) na Tab. A.3. Os coeficientes são obtidos ao normalizar as forças, pela área do cilindro perpendicular ao escoamento ( $DL$ , onde  $D$  é o diâmetro e  $L$  o comprimento do cilindro) e pressão dinâmica ( $0,5\rho^f U_{in}^2$ ). Duas granulometrias de malha foram investigadas (35k e 52 k elementos). Analisando dos resultados apresentados na Tab. A.3 observa-se que com o refino da malha a solução se aproxima dos dados numéricos 2D da referência (Pereira et al., 2017), mas se afastam dos dados experimentais.

Tabela A.3: Comparação entre dados numéricos com modelo 2D  $\kappa - \omega$  SST e experimentais de Pereira et al. (2017).  $Re = 3900$ .

	$C_D$	$C_L$	$St$
Presente			
malha 35k	1,529	0,929	0,250
malha 56k	1,650	1,036	0,256
Pereira et al. (2017)			
2D	1,637	1,191	0,241
experimental	1,000	0,100	0,208

Como conclusão da presente análise referente à aproximação 2D, conclui-se que a mesma não é adequada para determinar os coeficientes de arrasto e sustentação (*Drag* e *Lift*), apesar de conseguir uma previsão aceitável para o Strouhal.

### A.2.1 Modelagem 3D

Uma vez que os resultados obtidos com a análise 2D foram insatisfatórios, optou-se por realizar simulações 3D com a metodologia de turbulência DDES com  $\kappa - \omega SST$  (Strelets, 2001). Primeiramente para o mesmo Reynolds,  $Re = 3900$ , com  $L/D = 1,5$  (comprimento do cilindro/diâmetro), utilizando uma malha de 2,7 milhões de pontos gerada com o *blockMesh*. A Fig. A.4 mostra uma iso-superfície do critério  $Q$  (Eq. 4-2) colorido com a magnitude da velocidade, onde pode-se observar a presença de diversas estruturas turbulentas na esteira do cilindro, ilustrando o desprendimento de vórtices. A Tab. A.4 apresenta uma comparação entre os dados experimentais de Pereira et al. (2017) e os presentes resultados obtidos com a simulação DDES. Pode-se observar excelente concordância para todos os parâmetros analisados (Strouhal, e coeficientes de arraste  $C_D$  e sustentação  $C_L$ ). De posse destes resultados satisfatórios obtidos, decidiu-se prosseguir com o modelo DDES para modelagem da turbulência.

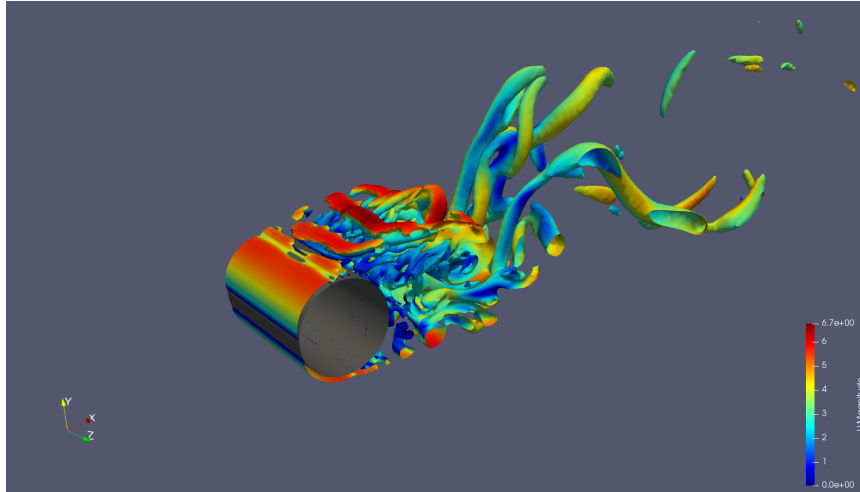


Figura A.4: Iso-superfície do critério  $Q$ , obtida com modelo DDES.  $Re = 3900$ .

Tabela A.4: Comparação entre os resultados do modelo DDES 3D com dados experimentais de Pereira para  $Re = 3900$ .

	$St$	$C_D$	$C_L$
EXP	0.208	1,000	0,100
Presente DDES	0.230	0,994	0,106

Visando analisar uma situação com um número de Reynolds mais realista, aumentou-se seu valor para  $Re = 10.000$ . Diversos testes de malha foram realizados, introduzindo refino de malha na região da parede, como ilustrado na Fig. A.5, visando a obtenção de uma malha com a distância do primeiro ponto nodal em unidade de parede  $y^+ < 1$ .

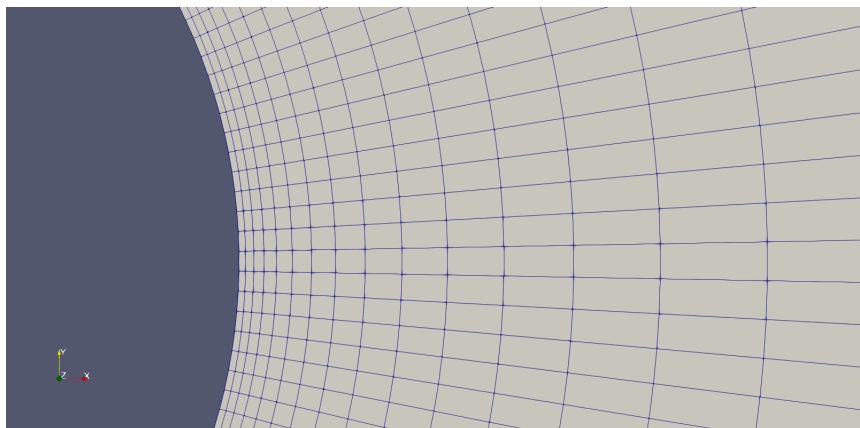


Figura A.5: Detalhe na malha na região de parede

Os parâmetros  $C_D$ ,  $C_L$  e  $St$  foram coletados em diversos trabalhos na literatura (Norberg, 2003; Gopalkrishnan, 1993; Wornom et al., 2011; Nguyen

e Nguyen, 2016; Dong et al., 2006; Khan et al., 2017) e são apresentados na Tab. A.5. É possível observar que os valores de  $C_D$  e  $St$  apresentam pouca variação em relação aos dados experimentais. Porém, o coeficiente de sustentação  $C_L$  apresenta uma grande variabilidade, e sensibilidade à modelagem empregada.

Tabela A.5: Dados da literatura

	$C_D$ , médio	$C_L$ rms	$St$
Norberg (2003), Exp	-	0,25–0,46	0,202
Gopalkrishnan (1993), Exp	1,19	—	0,193
Wornom et al. (2011), Exp	1,22	0,476	0,2
Nguyen e Nguyen (2016), LES	1,133	0,262	0,2005
Dong et al. (2006), DES, DNS	1,143	0,448	0,203
Khan et al. (2017), 2D $\kappa - \omega$ SST	1,15	0,701	0,201
Khan et al. (2017), 3D $\kappa - \omega$ SST	1,21	0,646	0,203

Três malhas foram testadas com a finalidade de selecionar a malha a ser utilizada. Uma vez que o DDES sofre do mesmo problema que a metodologia LES de dependência dos resultados em relação a granulometria da malha, utilizou-se os dados das referências para auxiliar na definição da malha. A Tab. A.6 mostra os valores de  $C_D$ ,  $C_L$  e  $St$  para as três malhas testadas (#1, #2, #3). Inicialmente criou-se a malha #1, com 0,8 M pontos, com refino na região da parede. A seguir, introduziu-se um refino de 50% em todos os pontos da malha, para gerar a segunda malha (#2, com 1,2 M pontos). Finalmente, a malha #3 concentrou todo o refinamento adicional na região próximo à parede. Com este refinamento adicional, obteve-se a distância  $y^+$  do primeiro ponto nodal ao longo da periferia do cilindro dentro da faixa desejada ( $y^+ < 1$ ), conforme ilustrado na Fig. A.6, para um instante de tempo.

Tabela A.6: Teste da malha

Malha	$N^\circ$ Pontos	$C_D$	$C_L$	$St$
#1	0,8M	1,44	0,95	0,27
#2	1,2M	1,40	0,82	0,23
#3	1,3M	1,17	0,29	0,20

A Tab. A.6 apresenta os parâmetros  $C_D$ ,  $C_L$  e  $St$  obtidos com as três malhas. Os valores apresentados mostram que os coeficientes de arrasto e sustentação estão condizentes com a literatura e que o número de Strouhal estimado está bastante próximo aos resultados experimentais (Tab. A.5). Para o coeficiente de arrasto há uma melhoria em relação aos resultados de LES e DES e uma melhor aproximação com os dados experimentais da literatura. Para a sustentação, o valor do coeficiente ficou dentro da faixa dos dados

de Norberg (2003) mostrados na Tab. A.5, corroborando com a validação das simulações realizadas. Dessa forma, selecionou-se a malha #3 para ser utilizada nas análises subsequentes deste trabalho.

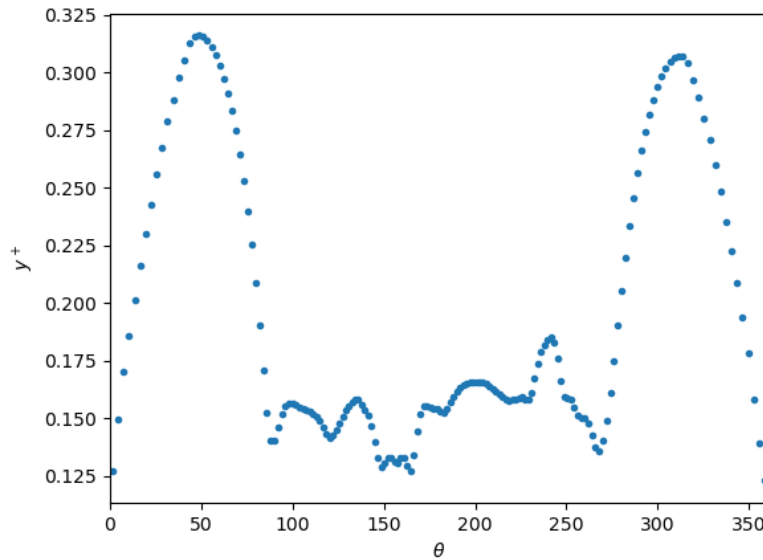


Figura A.6:  $y^+$  para um instante de tempo para a malha #3.

A Figura A.7 mostra que o modelo com discretização mais fina na região da parede teve excelente concordância com os resultados numéricos e experimentais da literatura para o coeficiente de pressão.

Apresentam-se na Fig. A.8 os coeficientes de pressão calculados em diversas coordenadas ao longo do cilindro, onde pode ser observado que estes independem da secção de corte, i.e., não existem efeitos de borda influenciando a solução.

A obtenção destes resultados foi feita a partir do processamento de dados, tais quais os mostrados na Fig. A.9. A FFT para a sustentação é mostrada na Fig. A.10 mostrando o sinal original e filtrado para a frequência mais relevante usado para calcular o número de Strouhal.



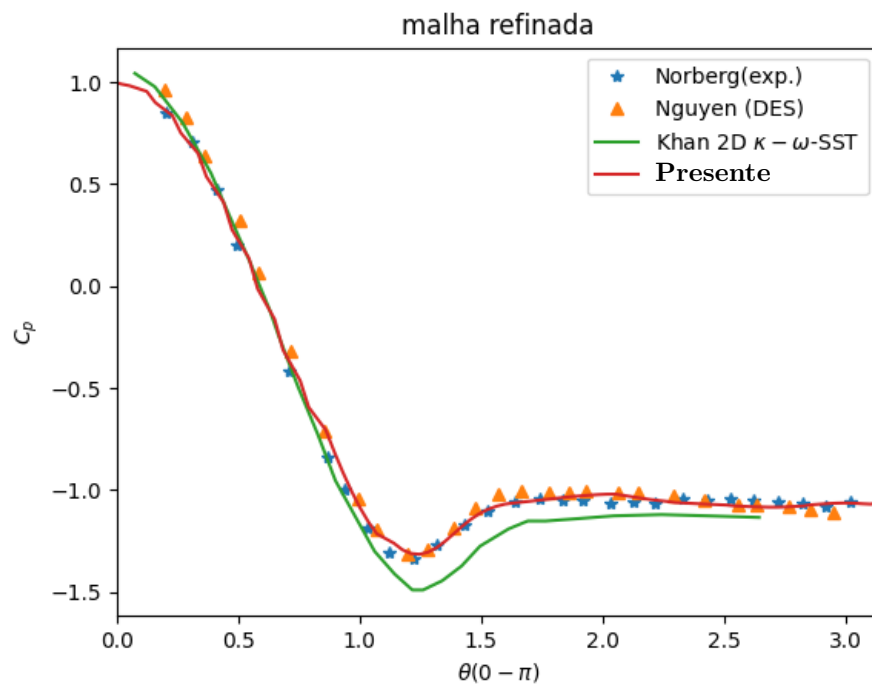


Figura A.7: Comparação do coeficiente de pressão com a literatura (malha #3).

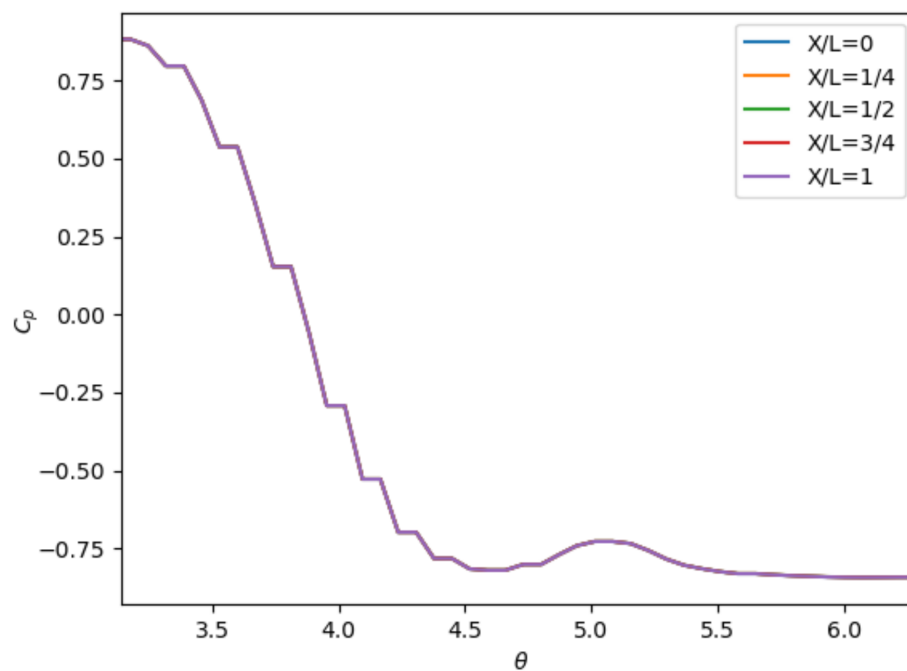


Figura A.8: Análise dos efeitos de borda via coeficiente de pressão

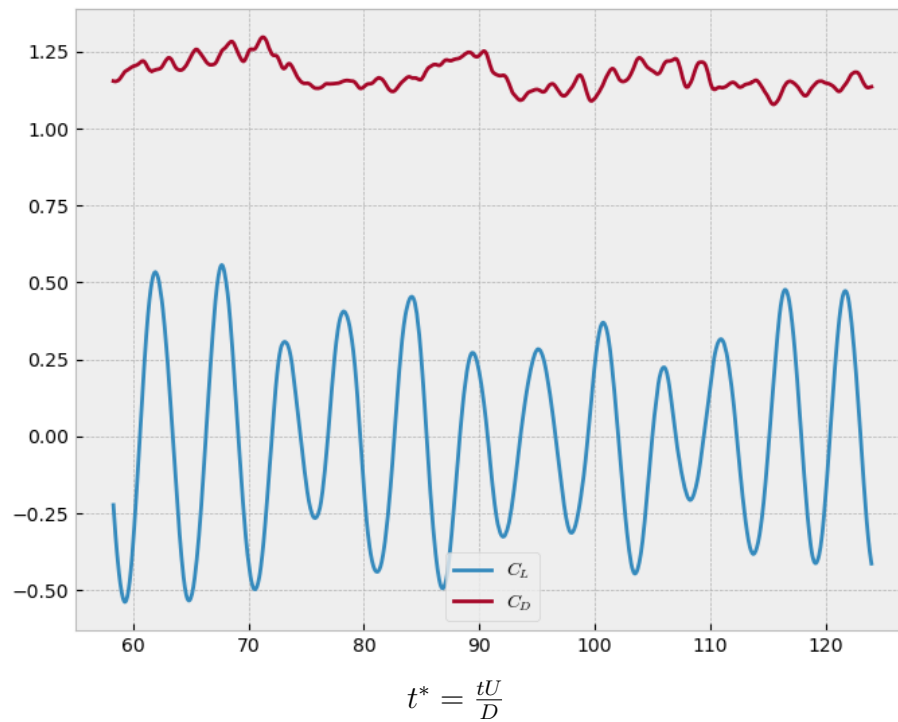


Figura A.9: Coeficientes de arrasto e sustentação.

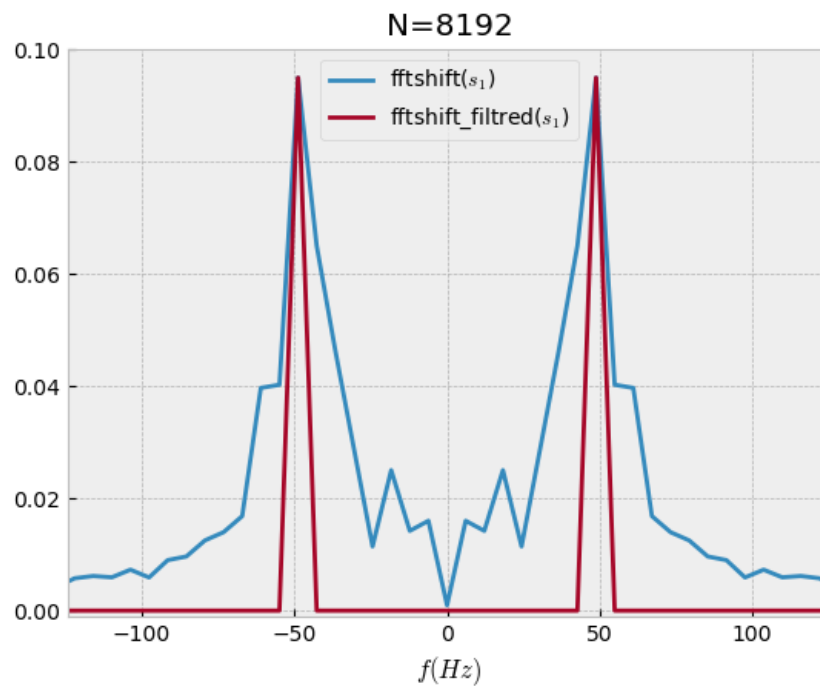


Figura A.10: FFT do o coeficiente instantâneo de sustentação.

### A.3

#### Frequência de vibração de cilindro

Nessa seção, realizou-se um teste de malha em função das frequências dos modos de vibração do cilindro em função. Os modos de vibração analíticos são mostrados na Fig. A.11. Três malhas diferentes foram investigadas e os resultados são apresentados na Fig. A.12.

Observa-se na Fig. A.12. uma leve mudança das frequências com o refinamento (especialmente para os modos de vibração de maior frequência). Porém, não há variação significativa para os primeiros modos (que são mais excitados pelo desprendimento de vórtices). Assim, escolheu-se uma malha com aproximadamente 90 mil pontos para solução do modelo estrutural (malha intermediária mostrada na Fig. A.12). Em todos os casos utilizaram-se malhas tetraédricas do tipo C3D4 compatíveis com o acoplamento particionado utilizado pelo preCICE<sup>®</sup>.

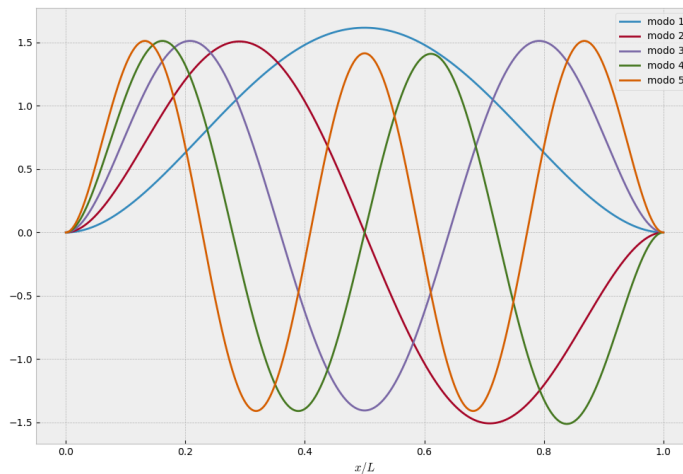


Figura A.11: Modos de vibração analíticos

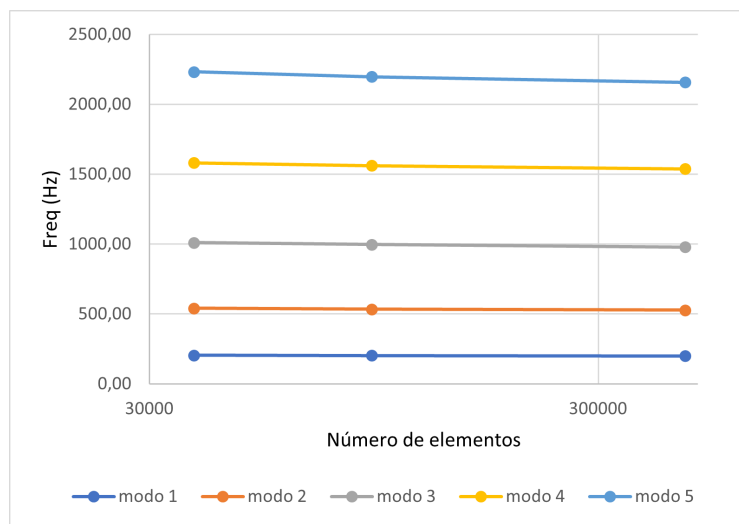


Figura A.12: Número de elementos de malha vs frequência dos modos de vibração calculados no CalculiX®