



RAPHAEL ISSAMU TSUKADA

MODELAGEM DE ESFORÇOS DE VIV EM *RISERS* EM
CATENÁRIA

CAMPINAS
2013



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
E INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS

RAPHAEL ISSAMU TSUKADA

MODELAGEM DE ESFORÇOS DE VIV EM *RISERS* EM CATENÁRIA

Tese de Doutorado apresentada à Faculdade de Engenharia Mecânica e Instituto de Geociências da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de Doutor em Ciências e Engenharia de Petróleo na área de Exploração.

Orientador: Prof. Dr. Celso Kazuyuki Morooka

Este exemplar corresponde à versão final da tese defendida pelo aluno Raphael Issamu Tsukada, e orientada pelo Prof. Dr. Celso Kazuyuki Morooka.

A handwritten signature in blue ink is written over a horizontal line. The signature is stylized and appears to be "C. Morooka".

CAMPINAS

2013

iii

Ficha catalográfica
Universidade Estadual de Campinas
Biblioteca da Área de Engenharia e Arquitetura
Rose Meire da Silva - CRB 8/5974

T789m Tsukada, Raphael Issamu, 1983-
Modelagem de esforços de VIV em *risers* em catenária / Raphael Issamu
Tsukada. – Campinas, SP : [s.n.], 2013.

Orientador: Celso Kazuyuki Morooka.
Tese (doutorado) – Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de
Engenharia Mecânica e Instituto de Geociências.

1. Estruturas marítimas - Hidrodinâmica. 2. Engenharia de petróleo. 3.
Vibração (Engenharia naval). 4. Risers. 5. Vórtices. I. Morooka, Celso
Kazuyuki, 1958-. II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de
Engenharia Mecânica. III. Título.

Informações para Biblioteca Digital

Título em outro idioma: Modeling of VIV forces in a catenary riser

Palavras-chave em inglês:

Maritime structures - Hydrodynamics

Petroleum engineering

Vibration (Marine engineering)

Vortices

Área de concentração: Exploração

Titulação: Doutor em Ciências e Engenharia de Petróleo

Banca examinadora:

Celso Kazuyuki Morooka [Orientador]

Sérgio Nascimento Bordalo

Renato Pavanello

Sergio Hamilton Sphaier

Ricardo Franciss

Data de defesa: 31-10-2013

Programa de Pós-Graduação: Ciências e Engenharia de Petróleo



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
E INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS

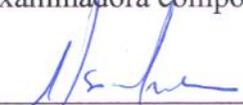
TESE DE DOUTORADO

MODELAGEM DE ESFORÇOS DE VIV EM *RISERS* EM
CATENÁRIA

Autor: Raphael Issamu Tsukada

Orientador: Prof. Dr. Celso Kazuyuki Morooka

A banca examinadora composta pelos membros abaixo aprovou esta tese:



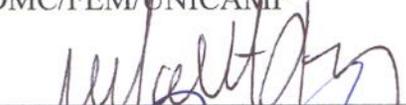
Prof. Dr. Celso Kazuyuki Morooka, Presidente
DEP/FEM/UNICAMP



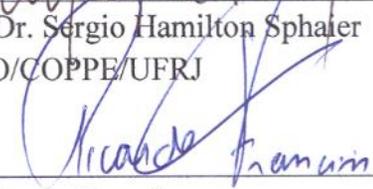
Prof. Dr. Sérgio Nascimento Bordalo
DEP/FEM/UNICAMP



Prof. Dr. Renato Pavanello
DMC/FEM/UNICAMP



Prof. Dr. Sérgio Hamilton Sphaer
DENO/COPPE/UFRJ



Dr. Ricardo Franciss
CENPES/PETROBRAS

Campinas, 31 de outubro de 2013.

DEDICATÓRIA

Dedico este trabalho aos meus pais, Mario e Helenice, que sempre me motivaram e incentivaram em todos os momentos da minha vida. Aos meus irmãos, Luciana e Renato, com quem cresci junto e aprendi muitas coisas com eles. E, a minha companheira, Cristina, pelo carinho e paciência, que sempre me apoiou nos momentos mais difíceis, mesmo quando as coisas pareciam impossíveis.

AGRADECIMENTOS

Este trabalho foi desenvolvido ao longo de vários anos de pesquisa, o que me permitiu conhecer diversas pessoas que diretamente ou indiretamente participaram para o seu sucesso. De antemão gostaria de agradecer a todas estas pessoas. Infelizmente nem todas terão os seus nomes citados neste trabalho, pois seriam necessárias dezenas de páginas.

Gostaria de agradecer:

Ao Prof. Dr. Celso Kazuyuki Morooka por permitir que eu integrasse este grupo de pesquisa e pela orientação e oportunidades dadas desde a graduação.

Aos Profs. Renato Pavanello e Sérgio Bordalo, da UNICAMP, e ao Dr. Ricardo Franciss, Dra. Cynthia Matt e Eng. Sergio Cunha, PETROBRAS, pelas sugestões dadas durante a realização deste trabalho.

Aos Profs. Tsugukiyo Hirayama, Yoshiaki Hirakawa e Murai Motohiko, ao Sr. Takehiko Takayama e aos seus alunos, principalmente ao André Koguishii e Marcio Yamamoto, por me receberem e me propiciarem uma oportunidade única de aprendizado com eles durante o meu estágio na YNU (Japão). E, a JICA por tornar tudo isto possível.

Aos Engs. Sérgio da Silva e Hélio Côrrea pelos auxílios dados para o entendimento dos experimentos.

A CAPES pelo apoio financeiro, através da concessão de uma bolsa de estudos.

A todos os meus amigos que conviveram comigo no Laboratório de Sistemas Marítimos de Produção e *Riser*. Aos mais antigos que me acolheram no laboratório e me ensinaram muitas das coisas que eu sei hoje: Annelise Idehara, Dustin Brandt, Denis Shiguemoto, Eugênio Fortaleza, Fabio Coelho, Maurício Suzuki, Márcio Yamamoto, Paulo Valdivia. Aos que passaram e possibilitaram discussões animadas sobre hidrodinâmica e estruturas: Michelle Pedroso, Renato Ribeiro, Bruno Chagas, Lucas Sevillano, Vinicius Rodrigues, Wânia Stefane. E aqueles que me auxiliaram na revisão da tese: Marcus Santos, Maiara Gonçalves e Natalia Vieira.

Aos funcionários do DEP, Michelle, Sônia, Fatima, Délcio, Alice e Gisele, assim como toda a equipe de TI, que estavam sempre dispostos a ajudar.

Aos meus novos companheiros na DPR Engenharia: Augusto Nalin, Bruno Flora, Bruno Vieira, Cedric, Denis Shiguemoto e Felipe Casarin, pelo apoio e compreensão durante a finalização do meu doutorado.

Aos meus pais, Mario e Helenice, aos meus irmãos, Luciana e Renato, e a minha companheira, Cristina, por me apoiarem nos momentos mais difíceis e por tornarem tudo mais fácil para mim.

Por fim gostaria de agradecer e fazer uma homenagem em memória de Hélio Kubota, que sempre foi uma pessoa muito capaz e amiga. Os esforços do Hélio tornaram o experimento com o modelo de catenária possível.

“O que sabemos é uma gota; o que ignoramos é um oceano.”

Isaac Newton

RESUMO

Durante os últimos anos, as Vibrações Induzidas por Vórtices (VIV) foram intensamente estudadas a partir de experimentos com cilindros retos instalados verticalmente ou horizontalmente, que diferem significativamente das tubulações curvas em forma de catenária, encontradas nos *risers* em catenária. Desta forma, as VIVs para esta configuração de *riser* ainda são pouco compreendidas.

Nesse sentido, neste trabalho é proposto um procedimento para o cálculo das VIVs em *riser* em catenária no domínio do tempo, utilizando as hipóteses do princípio da independência, que considera que apenas a componente normal da velocidade de correnteza em relação ao eixo do *riser* é significativa para as VIVs. Uma abordagem semi-empírica é adotada para calcular as forças transversais das VIVs, com base em coeficientes hidrodinâmicos encontrados a partir de experimentos com cilindros rígidos oscilando transversalmente ao escoamento. A frequência das forças de VIV é calculada através da mudança da frequência natural do *riser* devido à variação da massa adicional com a velocidade reduzida. Uma vez que respostas multi-modais podem ocorrer, um procedimento com base nas observações experimentais de células de desprendimento de vórtices e regiões de *power-in* são adotadas para determinar os modos de vibração excitados pelas VIVs.

Dois experimentos com modelos flexíveis foram analisados. A partir do primeiro experimento verificou-se a validade das considerações do princípio da independência para tubos flexíveis. Já o segundo experimento teve a finalidade de entender o comportamento dinâmico de *risers* em catenária devido às VIVs, que demonstrou grande influência do comportamento das *traveling waves* na resposta da estrutura às VIVs.

Por fim, o procedimento de cálculo das VIVs foi comparado com resultados experimentais para diferentes configurações e apresentou uma boa concordância.

Palavras Chave: Sistemas Marítimos, Correnteza Marítima, Ondas do Mar, *Risers*.

ABSTRACT

During the last years, the Vortex Induced Vibrations (VIV) were intensively studied from experiments with straight cylinders installed vertically or horizontally, which differ significantly from curved cylinders in catenary shape, found in catenary *risers*. Thus, for this *riser* configuration, VIVs are still poorly understood.

Accordingly, this thesis proposes a procedure for the calculation of VIVs in catenary *riser* in the time domain, using the assumptions of the principle of independence, under which only the normal component of the flow velocity relative to the *riser* axis is significant to VIV. A semi-empirical approach is adopted to calculate the transverse forces of VIV based on hydrodynamic coefficients found from experiments with rigid cylinders oscillating transversely to the flow. The frequency of the VIV forces is calculated by changing the natural frequency of the *riser* due to the variation of added mass in relation to the reduced velocity. Since multi-modal responses can occur, a procedure based on experimental observations of vortex shedding cells and *power-in* regions are adopted to determine the vibration modes excited by VIV.

Two experiments with flexible models were analyzed. From the first experiment, the validity of the considerations of the principle of independence for flexible pipes is verified. The second experiment aimed to understand the dynamic behavior of catenary *risers* due to VIV, which showed a great influence of traveling wave's behavior in the response of the structure to VIV.

Finally, the procedure of calculating VIV was compared with experimental results for different configurations and showed good agreement.

Key Word: Offshore Systems, Sea Current, Sea Wave, *Risers*.

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO	1
1.1. Motivação.....	2
1.2. Objetivos	5
1.3. Metodologia.....	6
1.4. Estrutura da Tese.....	11
2. REVISÃO DA LITERATURA.....	13
2.1 Formação dos Vórtices.....	13
2.2 Experimentos para cilindros rígidos e estacionários	15
2.3 Experimentos para cilindros rígidos forçados a oscilar	20
2.4 Experimentos para cilindros rígidos suportados por molas.....	29
2.5 Experimentos para tubos flexíveis	36
3. AVALIAÇÃO DO EFEITO DA INCLINAÇÃO EM TUBOS FLEXÍVEIS	41
3.1 Revisão Bibliográfica	41
3.2 Descrição do Experimento com Tubos Flexíveis Horizontais (Cunha <i>et al.</i> , 2009).....	48
3.3 Configuração oblíqua em relação à direção do escoamento: avaliando os efeitos da inclinação do tubo flexível.....	50
4. EXPERIMENTO DE <i>RISER</i> EM CATENÁRIA.....	59
4.1 Revisão Bibliográfica	59
4.2 Objetivo do Experimento	61
4.3 Descrição do Experimento.....	61
4.4 Modelo Experimental do <i>Riser</i>	63
4.5 Instrumentação	68
4.6 Processamento das Medições	70
4.7 Resultados	72
4.7.1 Série temporal da aceleração: Comportamento de Batimento.....	72
4.7.2 PSD da aceleração: Frequência dominante da Vibração na Resposta às VIV	75

4.7.3	STFT das acelerações do modelo experimental: Variação da Frequência no Tempo ..	82
4.7.4	Resultados de Deslocamento: Trajetórias de movimento em alguns pontos do modelo experimental.....	83
4.8	Conclusão.....	85
5.	PROCEDIMENTO DE CÁLCULO PARA VIV	87
5.1	Cálculo do Comportamento Dinâmico do <i>Riser</i>	87
5.1.1	Equação de Equilíbrio Dinâmico e Estático.....	88
5.1.2	Método de Integração.....	90
5.1.3	Procedimento de cálculo para as análises dinâmicas	93
5.1.4	Amortecimento Estrutural	96
5.1.5	Determinação das Frequências Naturais e Modos de Vibração	99
5.2	Metodologia para calcular as Forças de VIV Transversal.....	99
5.2.1	Simplificações adotadas no procedimento	103
5.2.2	Procedimento para o cálculo da frequência de vibração do tubo	105
5.2.3	Experimentos de Vikestad (1998) e Curva de $C_a \times V_R$	114
5.2.4	Procedimento para o cálculo de C_L e ϕ	116
5.2.5	Experimentos de Blevins (2009) e determinação de C_L e ϕ	118
6.	VERIFICAÇÃO DO PROCEDIMENTO DE CÁLCULO.....	127
6.1	Comparações com Resultados Experimentais para Tubos Rígidos Suportados por Molas.....	127
6.2	Comparações com Resultados Experimentais para um Tubo Horizontal	131
6.2.1	Considerações para a região de <i>Lock-in</i>	135
6.2.2	Convergência.....	136
6.2.3	Resultados para o tubo horizontal	139
6.3	Comparações com Resultados Experimentais para um Tubo Vertical	147
6.3.1	Descrição do Experimento	147
6.3.2	Simulação numérica	149
6.3.3	Convergência.....	154
6.3.4	Resultados.....	156
6.4	Comparações com Resultados Experimentais para um Tubo em Catenária	164
6.4.1	Amplitude de Vibração Inicial.....	177

6.4.2	Convergência.....	190
6.4.3	Resultados para o caso com $U = 0,07$ m/s.....	193
6.4.4	Resultados para o caso com $U = 0,05$ m/s.....	201
7.	CONCLUSÃO	207
	REFERENCIAS	211
	APÊNDICE A – COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS OBTIDOS PELO EXPERIMENTO COM O TUBO HORIZONTAL FLEXIVEL COM RESULTADOS OBTIDOS PARA CILÍNDROS RÍGIDOS E FLEXIVEIS	221
	APÊNDICE B – PROCEDIMENTO PARA AJUSTAR AS ACELERAÇÕES MEDIDAS PELOS ACELERÔMETROS	231
	APÊNDICE C - STFT (Short-Time Fourier Transform)	251
	APÊNDICE D - SUBROTINA DE INTEGRAÇÃO NUMÉRICA.....	255
	APÊNDICE E – OUTROS RESULTADOS PARA O EXPERIMENTO COM MODELO DE CATENÁRIA	257
	APÊNDICE F – INTERPOLAÇÃO BI-HARMONICA	267
	APÊNDICE G - DIFERENTES ABORDAGENS UTILIZADAS PARA PREDIZER À RESPOSTA DE ESTRUTURAS ÀS VIV	271

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Metodologia adotada para alcançar os objetivos deste trabalho.	7
Figura 2.1 – Modelo de formação de vórtices apresentado por Gerrard (1966).	13
Figura 2.2 – Ilustração de um cilindro rígido e estacionário.	14
Figura 2.3 – Variação do número de Strouhal (St) com o número de Reynolds (Re) (adaptado de Lienhard, 1966).	16
Figura 2.4 – Descrição dos regimes de escoamento apresentada (adaptado de Lienhard, 1966).	17
Figura 2.5 – Variação do coeficiente de arrasto com Re (adaptado de Lienhard, 1966).	18
Figura 2.6 – Variação do coeficiente de sustentação com Re (adaptado de Norberg, 2003).	19
Figura 2.7 – Ilustração dos experimentos com cilindros rígidos forçados a oscilar.	21
Figura 2.8 – Padrão de vórtices 2S e 2P observados nos experimentos com cilindros rígidos forçados a oscilar de Williamson & Roshko (1988).	21
Figura 2.9 – Mapa de Williamson e Roshko (1988) obtidos a partir da variação da amplitude e frequência de oscilação de um cilindro rígido submetido a um escoamento que variou entre Re , 300 e 1000.	22
Figura 2.10 – Variação do coeficiente de sustentação (C_L) (a) e do coeficiente de massa adicional (C_a) (b) com a amplitude e frequência de vibração (Gopalkrishnan, 1993).	23
Figura 2.11 – Contornos da força de VIV em fase com a velocidade normalizada para $Re = 4.000$ (abaixo) e $Re = 12.000$ (acima) retirados de Morse & Williamson (2009).	25

Figura 2.12 – Variação da frequência de desprendimento de vórtices ao longo do comprimento do cilindro para o caso do cilindro estacionário (a) e para o caso do cilindro oscilado com amplitudes de $A/D_o = 0,06$ e $St_{M,c} = 0,198$ (b) em um escoamento cisalhante com $Re_M \approx 4.000$ e $\beta_M = 0,025$ (Stansby, 1976).....	26
Figura 2.13 – Limites das células de desprendimento de vórtices observadas por Stansby (1976) para Re_M 4.000 e 10.000 para experimentos de cilindros rígidos forçados a oscilar submetidos a escoamento cisalhante. A linha tracejada representa resultados para escoamento uniforme (adaptado de Stansby, 1976).....	28
Figura 2.14 – Ilustração dos experimentos com cilindros rígidos suportados por mola.	29
Figura 2.15 – Ilustração da típica resposta às VIVs encontrada nos experimentos com cilindros rígidos suportados por molas apresentada em Williamson & Govardhan (2004). Fotografias, retiradas do trabalho de Khalak & Williamson (1999) reproduzindo os típicos padrões de desprendimento de vórtices observados nestes experimentos foram adicionadas à figura.	31
Figura 2.16 – Variação do coeficiente de massa adicional com V_R para experimentos com cilindros rígidos suportados por mola para $14000 < Re < 65500$ (Vikestad, 1998).	32
Figura 2.17 – Razão entre frequência de oscilação do cilindro e a “frequência natural verdadeira” (incluindo a variação da massa adicional) em relação à V_R (Vikestad, 1998).	32
Figura 2.18 – Vibração de cilindros rígidos suportados por molas permitidos a oscilar apenas na direção transversal (a) e na direção <i>in-line</i> e transversal (b), variando-se m^* (Blevins & Coughran, 2009).	34
Figura 2.19 – Ilustração de experimentos utilizando tubos flexíveis.	36
Figura 2.20 – Máxima amplitude de vibração para um cilindro circular sujeito às VIVs em relação ao amortecimento reduzido (Griffin, 1982).....	38

Figura 2.21 – Série temporal obtida por todos os sensores mostrando o comportamento de <i>traveling wave</i> (Vandiver <i>et al.</i> , 2009).....	39
Figura 3.1 - $f_s D_o^2 / \nu$ variando com Re (a) e com Re calculado com base na componente da velocidade do escoamento normal ao eixo da corda (b) para os diferentes ângulos de inclinação analisados (Hanson, 1965).....	42
Figura 3.2 – Visualização do escoamento para um cilindro inclinado oscilando para Re = 20.000 (King, 1977).....	43
Figura 3.3 – Esquema mostrando os dois modos de desprendimento de vórtices quase paralelos para um escoamento passando por um cilindro de comprimento finito inclinado, baseado na visualização do escoamento de Ramberg (1977) (Marshall, 2003).....	44
Figura 3.4 – Limites da região de <i>lock-in</i> para cilindros inclinados forçados a oscilar para Re = 460. A linha tracejada representa o resultado obtido para cilindros com incidência do escoamento normal ao seu eixo obtido por Griffin (1971) (adaptado de Ramberg, 1977).....	45
Figura 3.5 – Variação da amplitude de vibração ($A^* = A/D_o$) e f/f_n em relação à $V_{R,N}$ para cilindros verticais (\diamond) e inclinados em 20° (Δ) e 45° (\circ) com relação à vertical (Franzine <i>et al.</i> , 2009).....	46
Figura 3.6 – Esquema do experimento (Cunha <i>et al.</i> , 2009).....	48
Figura 3.7 – Montagem do experimento utilizando o tubo horizontal (Cunha <i>et al.</i> , 2009).....	49
Figura 3.8 – Amplitude e frequência de vibração na direção transversal medidas na posição central do tubo variando com V_R (sem correção da velocidade de escoamento), para o caso do tubo perpendicular (\square) e inclinado 30° (\bullet) em relação à direção do escoamento.	52
Figura 3.9 – Amplitude e frequência de vibração na direção <i>in-line</i> medidas na posição central do tubo variando com V_R (sem correção da velocidade de	

escoamento), para o caso do tubo perpendicular (\square) e inclinado 30° (\bullet) em relação à direção do escoamento.	53
Figura 3.10 – Amplitude e frequência de vibração na direção transversal medidas na posição central do tubo variando com $V_{R,N}$ (considerando-se as correções da velocidade de escoamento, $U\cos\theta$), para o caso do tubo perpendicular (\square) e inclinado 30° (\bullet) em relação à direção do escoamento.....	54
Figura 3.11 – Amplitude e frequência de vibração na direção <i>in-line</i> medidas na posição central do tubo variando com $V_{R,N}$ (considerando-se as correções da velocidade de escoamento, $U\cos\theta$), para o caso do tubo perpendicular (\square) e inclinado 30° (\bullet) em relação à direção do escoamento.....	55
Figura 3.12 – Trajetória de movimento do ponto central do cilindro variando com a velocidade reduzida (V_R) efetiva para os casos em que o cilindro foi posicionado perpendicularmente e inclinado 30° em relação à direção da correnteza, sem a correção devido à inclinação.	56
Figura 3.13 – Trajetória de movimento do ponto central do cilindro variando com a velocidade reduzida ($V_{R,N}$) corrigida, para os casos em que o cilindro foi posicionado perpendicularmente e inclinado 30° em relação à direção da correnteza.....	57
Figura 4.1 – Esquema do Experimento com <i>riser</i> em catenária (Morooka <i>et al.</i> , 2009).....	62
Figura 4.2 – Frequências naturais calculadas no plano (IL) e fora do plano (TR) da catenária para o experimento nas diferentes condições de velocidade de correnteza (U).....	66
Figura 4.3 – Tração de topo medida no experimento (\square) e calculada (\bullet) através de simulação numérica para condições experimentais diferentes.	67
Figura 4.4 – Esquema da instrumentação adotada no experimento.	68

- Figura 4.5 – Séries temporais da aceleração medidas na direção *in-line* pelos acelerômetros para o teste com $Re = 560$. A velocidade do carro dinamométrico foi de 0,07 m/s. Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medições no experimento, de cima para baixo: A em 2,36 m, B em 1,34 m, C em 0,70 m e D em 0,17 m de distância em relação ao fundo do carro auxiliar.....73
- Figura 4.6 – Séries temporais da aceleração medidas na direção transversal pelos acelerômetros para o teste com $Re = 560$. A velocidade do carro dinamométrico foi de 0,07 m/s. Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medições no experimento, de cima para baixo: A em 2,36 m, B em 1,34 m, C em 0,70 m e D em 0,17 m de distância em relação ao fundo do carro auxiliar.....74
- Figura 4.7 – PSD da aceleração na direção *in-line* do modelo experimental medidas nas localizações dadas pelos acelerômetros para o teste com $Re = 560$. A velocidade do carro dinamométrico foi de 0,07 m/s. Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medições no experimento, de cima para baixo: A em 2,36 m, B em 1,34 m, C em 0,70 m e D em 0,17 m de distância em relação ao fundo do carro auxiliar.....76
- Figura 4.8 – PSD da aceleração na direção transversal do modelo experimental medidas nas localizações dadas pelos acelerômetros para o teste com $Re = 560$. A velocidade do carro dinamométrico foi de 0,07 m/s. Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medições no experimento, de cima para baixo: A em 2,36 m, B em 1,34 m, C em 0,70 e D em 0,17 m de distância em relação ao fundo do carro auxiliar.....76
- Figura 4.9 – Variação máxima e média da velocidade de correnteza medidas nos experimentos com o modelo de *riser* em catenária (Morooka *et al.*, 2009).....77
- Figura 4.10 – Fase instantânea (ϕ) para as vibrações do modelo experimental, na direção transversal, medidas nas posições dos acelerômetros para o teste $Re = 560$. As fases das vibrações nas frequências dominantes observadas no PSD são analisadas e verificadas usando as séries temporais de aceleração.....78

Figura 4.11 – Análise do teste $Re = 560$ mostra a variação esperada da componente normal da velocidade, a frequência de desprendimento e velocidade reduzida.	79
Figura 4.12 – Série temporal da flutuação da velocidade de correnteza para o teste $Re = 560$ ($U = 0,07$ m/s). Resultados da STFT da tração de topo e das acelerações transversais medidas pelos acelerômetros são apresentados abaixo.	83
Figura 4.13 – Trajetória de movimento do modelo experimental nas posições dos acelerômetros para períodos de tempo diferentes (Teste $Re = 560$).....	84
Figura 5.1 – Fluxograma de cálculo nas análises dinâmicas, adaptado de Mourelle (1993).	95
Figura 5.2 – Tendência do fator de amortecimento estrutural com a frequência de vibração para o método de Rayleigh e o método proporcional à $[K]$	98
Figura 5.3 – Fluxograma do procedimento de cálculo das forças de VIV.	102
Figura 5.4 – Ilustração dos efeitos causados por se considerar escoamento bidimensional em cada seção do <i>riser</i>	104
Figura 5.5 – Procedimento para estimar os potenciais modos de vibração excitados pelas VIVs.	108
Figura 5.6 – Ilustração do procedimento para determinar as células de desprendimento de vórtices às regiões de <i>power-in</i> com base em V_R para os potenciais modos de vibração excitados pelas VIVs.....	109
Figura 5.7 – Procedimento para a determinação da variação do coeficiente de massa adicional (C_a) ao longo do comprimento do <i>riser</i>	112
Figura 5.8 – Procedimento para a determinação da variação da frequência da F_{VIV} ao longo do comprimento do <i>riser</i>	113
Figura 5.9 – Dados da variação do coeficiente de massa adicional (C_a) com V_R obtidos experimentalmente (\diamond) por Vikestad (1998) e a curva ajustada (---)...	115

Figura 5.10 – Procedimento para determinar C_L e φ	117
Figura 5.11 – Variação de C_{mv} com A/D_o e $StU_N/(fD_o)$, obtida a partir dos dados experimentais de (Blevins, 2009).	120
Figura 5.12 – Variação de C_{dv} com A/D_o e $StU_N/(fD_o)$, obtida a partir dos dados experimentais de (Blevins, 2009).	121
Figura 5.13 – Variação de C_L com A/D_o e $StU_N/(fD_o)$, obtida a partir dos dados experimentais de (Blevins, 2009).	122
Figura 5.14 – Variação da fase (φ) com A/D_o e $StU_N/(fD_o)$, obtida a partir dos dados experimentais de (Blevins, 2009).	123
Figura 6.1 – Comparação entre a frequência de vibração do cilindro medida nos experimentos de Vikestad (1998) e obtida nas simulações numéricas.....	127
Figura 6.2 – Comparação entre os resultados experimentais para cilindro rígido apresentado por Blevins (2009) e os resultados obtidos por simulações numéricas.....	129
Figura 6.3 – Variação do fator de amortecimento estrutural (ξ) com a frequência de vibração do tubo flexível, considerada nas simulações numéricas.	133
Figura 6.4 – Curva de C_L por A/D_o para $StU_N/(f D_o) \approx 1,14$ obtidas a partir do dados experimentais de Blevins (2009).	135
Figura 6.5 – Estudo da convergência para o caso de $V_R = 6,68$ para o tubo horizontal.	138
Figura 6.6 – Comparação da amplitude máxima e frequência de vibração medidas dos experimentos e calculados pelo procedimento previamente descrito.	139
Figura 6.7 – Séries temporais do deslocamento transversal no centro do tubo, obtidas através da simulação numérica para $V_R = 4,68, 5,27, 6,29, 7,41$ e $8,29$	143
Figura 6.8 – Séries temporais do deslocamento transversal no centro do tubo, obtidas pelas medições experimentais para $V_R = 4,68, 5,27, 6,29, 7,41$ e $8,29$	144

Figura 6.9 – Variação da força de VIV ao longo do tempo e do comprimento do tubo nas condições de $V_R = 4,68, 5,27, 6,29, 7,41$ e $8,29$, obtidas por simulação numérica.	145
Figura 6.10 – Variação da amplitude de vibração transversal ao longo do tempo e do comprimento do tubo na condição de $V_R = 5,27$, obtida por simulação numérica.	146
Figura 6.11 – Esquema do experimento. (Modificado de Chaplin <i>et al.</i> , 2005a).....	147
Figura 6.12 - Valores de $\overline{C_D}$ usados nas simulações numéricas para os diferentes casos analisados.....	151
Figura 6.13 – Frequências naturais para os 10 primeiros modos de vibração analisados para as diferentes condições de correnteza analisadas.....	152
Figura 6.14 – Valores de $V_{R,i}$ para os 10 primeiros modos de vibração (i) analisados para as diferentes condições de correnteza analisadas.	153
Figura 6.15 – Análise de convergência para o caso com $U = 0,31$ m/s. (a) variação de A/D_0 ao longo do comprimento do riser para uma sequência de iterações; (b) variação de C_L com A/D_0 para o caso analisado.	155
Figura 6.16 – Comparação entre os resultados experimentais (Chaplin <i>et al.</i> , 2005a) e os resultados obtidos pela simulação numérica para o caso com $U = 0,16$ m/s.	156
Figura 6.17 – Comparação entre os resultados experimentais (Chaplin <i>et al.</i> , 2005a) e os resultados obtidos pela simulação numérica para o caso com $U = 0,31$ m/s.	157
Figura 6.18 – Comparação entre os resultados experimentais (Chaplin <i>et al.</i> , 2005a) e os resultados obtidos pela simulação numérica para o caso com $U = 0,60$ m/s.	157
Figura 6.19 – Comparação entre os resultados experimentais (Chaplin <i>et al.</i> , 2005a) e os resultados obtidos pela simulação numérica para o caso com $U = 0,95$ m/s.	158

Figura 6.20 – Série temporal obtida por simulação numérica para um dos pontos de máxima amplitude do experimento com $U = 0,16$ m/s.....	159
Figura 6.21 – Distribuição das forças transversais ao longo do <i>riser</i> vertical para os diferentes casos analisados $U_C = 0,16, 0,31, 0,60$ e $0,95$ m/s.....	160
Figura 6.22 - Amplitude de vibração transversal variando ao longo do comprimento do <i>riser</i> e do tempo, obtidas pelas simulações numéricas para o caso com $U = 0,16$ m/s.	162
Figura 6.23 - Amplitude de vibração transversal variando ao longo do comprimento do <i>riser</i> e do tempo, obtidas pelas simulações numéricas para o caso com $U = 0,31$ m/s.	162
Figura 6.24 - Amplitude de vibração transversal variando ao longo do comprimento do <i>riser</i> e do tempo, obtidas pelas simulações numéricas para o caso com $U = 0,60$ m/s.	163
Figura 6.25 - Amplitude de vibração transversal variando ao longo do comprimento do <i>riser</i> e do tempo, obtidas pelas simulações numéricas para o caso com $U = 0,95$ m/s.	163
Figura 6.26 – Variação da velocidade reduzida em relação ao comprimento do <i>riser</i> para diferentes modos de vibração para a condição experimental em que a velocidade de correnteza era de $0,07$ m/s.	165
Figura 6.27 – Variação da velocidade reduzida ao longo do comprimento do <i>riser</i> para diferentes modos de vibração. Regiões com velocidade reduzida entre 5 e 7 foram marcadas.....	166
Figura 6.28 – Regiões de <i>lock-in</i> para os diferentes modos de vibração excitados pelas VIVs distribuídos ao longo do comprimento do <i>riser</i>	167
Figura 6.29 – Critério para descontinuidade em uma célula de desprendimento de vórtices.	169

Figura 6.30 – Critério de dominância adotado no trabalho para a situação de sobreposição de regiões de <i>lock-in</i> ou <i>power-in</i> de mais de um modo de vibração.	170
Figura 6.31 – Regiões de <i>lock-in</i> para os diferentes modos de vibração excitados pelas VIVs distribuídos ao longo do comprimento do <i>riser</i> , após a aplicação dos critérios de sobreposição de regiões de <i>lock-in</i> para diferentes modos de vibração.	171
Figura 6.32 – Variação da velocidade reduzida ao longo do comprimento do <i>riser</i>	172
Figura 6.33 – Variação do coeficiente de massa adicional ao longo do comprimento do <i>riser</i>	173
Figura 6.34 – Distribuição das frequências das forças de VIV em células de desprendimento de vórtices.	175
Figura 6.35 – Variação do (a) número de Reynolds e (b) número de Strouhal ao longo do comprimento do <i>riser</i>	176
Figura 6.36 – Variação do parâmetro StU/fD ao longo do comprimento suspenso do <i>riser</i>	177
Figura 6.37 – Fluxograma para o cálculo da amplitude de vibração inicial.....	178
Figura 6.38 – Valores do parâmetro de Skop-Griffin (S_G) ao longo do comprimento do <i>riser</i> para o experimento com o modelo de um <i>riser</i> em catenária com correnteza de 0,07 m/s.	180
Figura 6.39 – Valores de amplitude máxima ao longo de todo o comprimento do <i>riser</i> para o experimento com o modelo de um <i>riser</i> em catenária com correnteza de 0,07 m/s.	181
Figura 6.40 – Procedimento para determinar a amplitude de vibração ao longo de todo o <i>riser</i> para cada modo de vibração.....	182
Figura 6.41 – Modos de vibração fora do plano da catenária para as sete primeiras frequências naturais para o caso de correnteza de 0,07 m/s.	183

Figura 6.42 – Máximas amplitudes de vibração para os sete primeiros modos de vibração do <i>riser</i> fora do plano da catenária para o caso de correnteza de 0,07 m/s.	184
Figura 6.43 – Distribuição da energia gerada pela VIV para os diferentes modos de vibração (a), participação de cada modo de vibração na energia total gerada pela VIV no modelo de <i>riser</i> em catenária (b) considerando o caso com velocidade de correnteza de 0,07 m/s.	188
Figura 6.44 – Amplitudes iniciais utilizadas no cálculo da resposta à VIV do experimento da catenária com velocidade de correnteza de 0,07 m/s.	190
Figura 6.45 – Avaliação da convergência para o caso experimental simulado ($U = 0,07$ m/s).	191
Figura 6.46 – Evolução de A/D_0 ao longo do comprimento, conforme as iterações foram sendo calculadas para o caso experimental simulado ($U = 0,07$ m/s). ..	192
Figura 6.47 – PSD do deslocamento na direção transversal do modelo experimental de um duto em catenária, determinadas através de simulação numérica para o teste com $U = 0,07$ m/s (Teste $Re = 560$). Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medição do experimento.	194
Figura 6.48 – PSD do deslocamento na direção transversal do modelo experimental de um tubo em catenária obtido pela integração das medidas dos acelerômetros para o caso $U = 0,07$ m/s (Teste $Re = 560$). Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medição do experimento.	194
Figura 6.49 – Séries temporais dos deslocamentos na direção transversal obtidas pela simulação numérica para o caso $U = 0,07$ m/s (Teste $Re = 560$). Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medição do experimento.	196
Figura 6.50 – Séries temporais dos deslocamentos na direção transversal obtidas pela integração das acelerações medidas na direção transversal para o caso $U = 0,07$ m/s (Teste $Re = 560$). Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medição do experimento.	197

Figura 6.51 – Variação da amplitude de vibração transversal ao longo do tempo e do comprimento do modelo de <i>riser</i> , obtida através de simulação numérica para o caso com $U = 0,07$ m/s (Teste $Re = 560$).	198
Figura 6.52 – FFT (Transformada Rápida de Fourier) do deslocamento transversal para todos os nós dos elementos finitos calculados pela simulação numérica, para o caso com $U = 0,07$ m/s (Teste $Re = 560$).	199
Figura 6.53 – (a) Variação da força de VIV ao longo do tempo e do comprimento do modelo de <i>riser</i> , obtidas por simulação numérica; (b) Variação da frequência da força de VIV ao longo do comprimento do modelo de <i>riser</i> obtidos pela FFT da força de VIV calculada para todos os nós dos elementos finitos, para o caso com $U = 0,07$ m/s (Teste $Re = 560$).	200
Figura 6.54 – PSD do deslocamento na direção transversal do modelo experimental de um tubo em catenária, determinadas através de simulação numérica para o teste com $U = 0,05$ m/s (Teste $Re = 400$). Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medição do experimento.	202
Figura 6.55 – PSD do deslocamento na direção transversal do modelo experimental de um tubo em catenária obtido pela integração das medidas dos acelerômetros para o caso $U = 0,05$ m/s (Teste $Re = 400$). Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medição do experimento.	202
Figura 6.56 – Séries temporais dos deslocamentos na direção transversal obtidas pela simulação numérica para o caso $U = 0,05$ m/s (Teste $Re = 400$). Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medição do experimento..	203
Figura 6.57 – Séries temporais dos deslocamentos na direção transversal obtidas pela integração das acelerações medidas na direção transversal para o caso $U = 0,05$ m/s (Teste $Re = 400$). Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medição do experimento.	203
Figura 6.58 – Variação da amplitude de vibração transversal ao longo do tempo e do comprimento do modelo de <i>riser</i> , obtida através de simulação numérica para o caso com $U = 0,05$ m/s (Teste $Re = 400$).	204

- Figura 6.59 – FFT (Transformada Rápida de Fourier) do deslocamento transversal para todos os nós dos elementos finitos calculados pela simulação numérica, para o caso com $U = 0,05$ m/s (Teste $Re = 400$).204
- Figura 6.60 – (a) Variação da força de VIV ao longo do tempo e do comprimento do modelo de *riser*, obtidas por simulação numérica; (b) Variação da frequência da força de VIV ao longo do comprimento do modelo de *riser* obtidos pela FFT da força de VIV calculada para todos os nós dos elementos finitos, para o caso com $U = 0,05$ m/s (Teste $Re = 400$).205
- Figura A1 – Amplitude de vibração transversal (A_y/D) e in-line (A_x/D) e frequência de vibração transversal em relação à velocidade reduzida (V_R) para experimentos com (\circ) tubo rígido montado sobre molas (Jauvtis & Williamson, 2004) e (\blacktriangle) tubo flexível horizontal (Cunha *et al.*, 2009).222
- Figura A2 – Amplitude de resposta versus velocidade normalizada. Os resultados obtidos pelo experimento usando o tubo flexível horizontal (Cunha *et al.*, 2009) foram sobrepostos ao mapa de Williamson & Roshko (1988) apresentado por Jauvtis & Williamson (2004) juntamente com os resultados obtidos por eles para um tubo rígido (\circ). Sendo que (\bullet) representa os resultados para o *initial branch* (IB), (\blacklozenge) os resultados para o *upper branch* (UB) e (\blacktriangle) os resultados para o *lower branch* (LB) obtidos pelo experimento com tubo flexível.223
- Figura A3 – Gráfico de Griffin (Jauvtis & Williamson, 2004). Este gráfico mostra a variação do pico de vibração transversal ($A_{Y,max}/D$) versus $(m^* + C_a)\zeta$. Os dados obtidos para o tubo rígido com 2 GDL (\bullet) no super-upper branch são para Re (da esquerda para direita): 5900, 15300, 11600, 6100, 6700, 3300, 4600, e $m^* < 5$ (Jauvtis & Williamson, 2004), os dados obtidos para o tubo rígido com 1 e 2GDL (\circ) foram obtidos a partir de experimentos com $m^* > 6$ (Jauvtis & Williamson, 2004, Khalak & Williamson, 1999). Os resultados obtidos pelos tubos flexíveis são apresentados com as correções geométricas,

sugeridas por Blevins (1986), dividindo $A_{Y,max}/D$ por 1,155 (\blacktriangle) e sem as correções (\blacklozenge).	224
Figure A4 – Variação da amplitude transversal máxima (A_Y/D) versus f_{ad} para o experimento com tubo flexível (\circ) (Cunha <i>et al.</i> , 2009) e (\square) (Soni, 2008).	228
Figura B1 – Instalação dos acelerômetros do modelo de <i>riser</i>	232
Figura B2 – Foto dos acelerômetros montados no modelo de <i>riser</i>	232
Figura B3 – Efeito da gravidade nos acelerômetros: acelerômetro horizontal (a); acelerômetro inclinado de um ângulo θ (b); e acelerômetro na vertical (c).	233
Figura B4 – Valores teóricos da aceleração nos pontos onde foram instalados os acelerômetros.	235
Figura B5 – Comparação entre os valores teóricos e medidos de aceleração.	235
Figura B6 – Inclinação dos acelerômetros e decomposição da componente da gravidade entre os acelerômetros IL e TR.	236
Figura B7 – Rotação do plano dos acelerômetros.	237
Figura B8 – Comparação entre os valores teóricos e ajustados das acelerações para o caso sem correnteza.	239
Figura B9 – Ângulos β e θ para o caso sem correnteza.	239
Figura B10 – Comparação entre os valores de aceleração calculados e ajustados para diversos casos de correnteza.	240
Figura B11 – PSD da aceleração medida pelos acelerômetros instalados na transversal para uma correnteza $V_c = 0.07$ m/s (antes do ajuste).	242
Figura B12 – Série temporal da aceleração transversal ($V_c = 0,07$ m/s) antes do ajuste	243
Figura B13 – PSD da aceleração medida pelos acelerômetros instalados na <i>in-line</i> para uma correnteza $V_c = 0,07$ m/s (antes do ajuste).	244
Figura B14 – Série temporal da aceleração <i>in-line</i> ($V_c = 0,07$ m/s) (antes do ajuste).	245

Figura B15 – PSD da aceleração medida pelos acelerômetros instalados na transversal para uma correnteza $V_c = 0,07$ m/s (ajustado).	246
Figura B16 – Série temporal da aceleração transversal ($V_c = 0,07$ m/s) (ajustado)...247	
Figura B17 – PSD da aceleração medida pelos acelerômetros instalados na <i>in-line</i> para uma correnteza $V_c = 0,07$ m/s (ajustado).....248	
Figura B18 – Série temporal da aceleração <i>in-line</i> ($V_c = 0.07$ m/s) (ajustado).....249	
Figura C1 – Série Temporal do sinal original.252	
Figura C2 – Série temporal estendida para o processo de geração dos quadros (Janelas), neste caso para quando a janela é de tamanho par.252	
Figura C3 – Série temporal estendida para o processo de geração dos quadros (Janelas), neste caso para quando a janela é de tamanho ímpar.252	
Figura C4 – Processo para a análise do STFT, a partir da série temporal estendida....253	
Figura D1 – Ilustração do Método de Integração.255	
Figura D2 – Resultado obtido pelo teste para a integração da função $f(x)$256	
Figura E1 – Séries temporais da aceleração medidas na direção <i>in-line</i> pelos acelerômetros para o teste com $Re = 400$. A velocidade do carro dinamômetro foi de 0,05 m/s. Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medições no experimento, de cima para baixo: A em 2,36 m, B em 1,34 m, C em 0,70 e D em 0,17 m de distância em relação ao fundo do carro auxiliar.....257	
Figura E2 – Séries temporais da aceleração medidas na direção transversal pelos acelerômetros para o teste com $Re = 400$. A velocidade do carro dinamômetro foi de 0,05 m/s. Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medições no experimento, de cima para baixo: A em 2,36 m, B em	

1,34 m, C em 0,70 e D em 0,17 m de distância em relação ao fundo do carro auxiliar.....	258
Figura E3 – Séries temporais da aceleração medidas na direção in-line pelos acelerômetros para o teste com $Re = 480$. A velocidade do carro dinamômetro foi de 0,06 m/s. Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medições no experimento, de cima para baixo: A em 2,36 m, B em 1,34 m, C em 0,70 e D em 0,17 m de distância em relação ao fundo do carro auxiliar.....	259
Figura E4 – Séries temporais da aceleração medidas na direção transversal pelos acelerômetros para o teste com $Re = 480$. A velocidade do carro dinamômetro foi de 0,06 m/s. Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medições no experimento, de cima para baixo: A em 2,36 m, B em 1,34 m, C em 0,70 e D em 0,17 m de distância em relação ao fundo do carro auxiliar.....	260
Figura E5 – PSD da aceleração na direção in-line do modelo experimental medidas na pelos acelerômetros para o teste com $Re = 400$. A velocidade do carro dinamométrico foi de 0,05 m/s. Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medições no experimento, de cima para baixo: A em 2,36 m, B em 1,34 m, C em 0,70 e D em 0,17 m de distância em relação ao fundo do carro auxiliar.....	261
Figura E6 – PSD da aceleração na direção transversal do modelo experimental medidas na pelos acelerômetros para o teste com $Re = 400$. A velocidade do carro dinamômetro foi de 0,05 m/s. Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medições no experimento, de cima para baixo: A em 2,36 m, B em 1,34 m, C em 0,70 e D em 0,17 m de distância em relação ao fundo do carro auxiliar.....	261
Figura E7 – PSD da aceleração na direção in-line do modelo experimental medidas na pelos acelerômetros para o teste com $Re = 480$. A velocidade do carro dinamômetro foi de 0,06 m/s. Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medições no experimento, de cima para baixo: A em 2,36 m, B em	

1,34 m, C em 0,70 e D em 0,17 m de distância em relação ao fundo do carro auxiliar.....	262
Figura E8 – PSD da aceleração na direção transversal do modelo experimental medidas na pelos acelerômetros para o teste com $Re = 480$. A velocidade do carro dinamômetro foi de 0,06 m/s. Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medições no experimento, de cima para baixo: A em 2,36 m, B em 1,34 m, C em 0,70 e D em 0,17 m de distância em relação ao fundo do carro auxiliar.....	262
Figura E9 – Série temporal da flutuação da velocidade de correnteza para o teste $Re = 400$ ($U = 0,05$ m/s). Resultados da STFT da tração de topo e das acelerações transversais medidas pelos acelerômetros são apresentados abaixo.	263
Figura E10 – Série temporal da flutuação da velocidade de correnteza para o teste $Re = 480$ ($U = 0,06$ m/s). Resultados da STFT da tração de topo e das acelerações transversais medidas pelos acelerômetros são apresentados abaixo.	264
Figura E11 – Trajetória de movimento do modelo experimental nas posições dos acelerômetros para períodos de tempo diferentes (Teste $Re = 400$).....	265
Figura E12 – Trajetória de movimento do modelo experimental nas posições dos acelerômetros para períodos de tempo diferentes (Teste $Re = 480$).....	266
Figura F1 – Esquema da interpolação bi-harmonica.....	267
Figura G1 – Esquema da abordagem com C_L constante. Curva de $C_L=f(Re)$ (Pantazopoulos, 1994) e $St = f(Re)$ (Lienhard, 1966).	273
Figura G2 – Esquema da abordagem com C_L variando em função de A_{CF} . Curva de $C_L=f(Re)$ (Vandiver e Li, 2005) e $St = f(Re)$ (Lienhard, 1966).	275

Figura G3 – Esquema da abordagem com C_L decomposto em C_{mv} e C_{dv} . Gráficos de $C_{dv}=f(A_{CF}/D_o,f)$ e $C_{mv}=f(A_{CF}/D_o,f)$ obtidos à partir dos dados de Blevins (2009).	277
Figura G4 – Esquema de solução do modelo fenomenológico apresentado por Hartlen e Currie (1970).....	279
Figura G5 – Série temporal e plano de fases obtidas pelo modelo fenomenológico considerando uma condição inicial de $C_L = 0,07$ e $dC_L/d\tau = 0,07$, demonstrando a característica auto-excitada do modelo fenomenológico.	280
Figura G6 – Série temporal e plano de fases obtidas pelo modelo fenomenológico considerando uma condição inicial de $C_L = 0,5$ e $dC_L/d\tau = 0,5$, demonstrando a característica autolimitada do modelo fenomenológico.	281
Figura G7 – Resultados para frequência (f/f_n) e amplitude (A/D_o) de vibração transversal e C_L , obtidos através de simulação numérica usando o modelo fenomenológico proposto em Hartlen & Currie (1970) para os experimentos de Feng (1968).....	282
Figura G8 – Diferentes metodologias para a representar a turbulência em CFD.....	283
Figura G9 – Iso-superfícies da vorticidade instantânea a jusante do cilindro para (a) Re máximo (Re_m) = 110, (b) $Re_m = 330$ e (c) 1100. As setas representam o perfil de escoamento que incide sobre o cilindro. (Bourget <i>et al.</i> , 2011).....	284

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 – Parâmetros do modelo experimental (Cunha <i>et al.</i> , 2009)	50
Tabela 4.1 – Propriedades do protótipo, do modelo experimental ideal e no modelo experimental utilizado de um SCR.....	64
Tabela 6.1 – Frequências naturais calculadas para os 5 primeiros modos de vibração do tubo horizontal e os respectivos valores de $\Delta t/T$ encontrados.	131
Tabela 6.2 – Propriedades do modelo de <i>riser</i> vertical e tracionado (Chaplin <i>et al.</i> , 2005a).....	148
Tabela 6.3 – Frequências naturais medida no experimento e calculada para os diferentes modos de vibração do modelo de <i>riser</i> para a condição de águas calmas.	149
Tabela 6.4 – Frequência da força de VIV para os diferentes casos analisados.	154
Tabela 6.5 – Frequência da força de VIV calculada para as células de desprendimentos de vórtices ou região de <i>power-in</i> relacionadas aos modo de vibração excitados.....	174
Tabela B1 – Comparativo das acelerações Teóricas e Ajustadas.....	238
Tabela B2 – Calculo dos erros dos valores de aceleração para os diversos casos de correnteza.....	240
Tabela B3 – Comparação entre a tração no topo do modelo de <i>riser</i> calculado e obtido pelo experimento.	241

Tabela G1 – Diferentes abordagens para os modelos semi-empíricos.....272

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i> (“Dinâmica dos Fluidos Computacional”)
FFT	<i>Fast Fourier Transform</i> (“Transforma rápida de Fourier”)
IB	<i>Initial Branch</i>
IL	Direção In-line
IPT	Instituto de Pesquisas Tecnológicas
ISSC	<i>International Ship and Offshore Structures Congress</i>
ITTC	<i>International Towing Tank Conference</i>
LB	<i>Lower Branch</i>
MAX	Máximo
MIN	Mínimo
PIV	<i>Particle Image Velocimetry</i>
PSD	<i>Power Spectrum Density</i> (“Densidade Espectral”)
rms	<i>Root Mean Square</i> (“Valor quadrático médio”)
SCR	<i>Steel Catenary Riser</i> (“Riser em catenária de aço”)
STFT	<i>Short Time Fourier Transform</i>
SUB	<i>Super Upper Branch</i>
TDP	<i>Touchdown point</i>
TR	Direção Transversal
UB	<i>Upper Branch</i>
VIV	<i>Vortex Induced Vibration</i> (“Vibração-Induzida por Vórtices”)

LISTA DE SÍMBOLOS

$\{\ddot{u}\}$	Vetor de aceleração
$\{\dot{u}\}$	Vetor de velocidade
${}^t\{F\}$	Vetor de forças elásticas resistentes no tempo t .
${}^{t+\Delta t}\{R\}$	Vetor de forças externas aplicadas
$[C]$	Matriz de amortecimento
$[K]$	Matriz de rigidez
$[M]$	Matriz de massa
$[\Phi]$	Matriz dos autovetores do <i>riser</i>
$\{\Delta f_0\}$	Incremento da força de campo
$\{\Delta S\}$	Tensor de incremento de tensões
$\{\Delta t_0\}$	Vetor de incremento de forças superficiais
$\{F_{VIV}(s,t)\}$	Vetor de forças de VIV
$\{S\}$	Tensor de tensões
$\{U_N(s)\}$	Vetor da componente da velocidade de escoamento normal ao eixo do <i>riser</i>
$\{\delta \Delta e\}$	Tensor de incremento das deformações virtuais
$\{\delta e\}$	Tensor das deformações virtuais
$\{\omega\}$	Vetor dos autovalores do <i>riser</i>
Δt	Passo de tempo da simulação numérica
A/D_0	Amplitude de vibração adimensionalizada por D_0
A_0	Área de superfície

b_0, b_1	Constantes do modelo de amortecimento de Rayleigh
c	Amortecimento estrutural
C_a	Coefficiente de massa adicional
C_D	Coefficiente de arrasto
C_{dv}	Componente da força de VIV em fase com a velocidade do cilindro
C_L	Coefficiente de sustentação
C_{mv}	Componente da força de VIV em fase com a aceleração do cilindro
D_i	Diâmetro interno do <i>riser</i>
D_o	Diâmetro externo do <i>riser</i>
E	Módulo de elasticidade do material do <i>riser</i>
EA	Rigidez axial
EI	Rigidez à flexão
f	Frequência da força de VIV
f_c	Frequência de vibração do cilindro
F_D	Força de arrasto
F_L	Força de sustentação
f_n	Frequência natural da estrutura
f_s	Frequência de desprendimento de vórtices calculada para cilindros rígidos e estacionários
L	Comprimento do duto
m	Massa da estrutura
m^*	Razão de massa
m_a	Massa adicional
m_L	Massa linear

Re	Número de Reynolds
S_G	Parâmetro de Skop-Griffin
St	Número de Strouhal
U	Velocidade do escoamento
ν	Coefficiente de Poisson do material do <i>riser</i>
V_0	Volume
V_R	Velocidade Reduzida
$V_{R,N}$	Velocidade Reduzida calculada com base em U_N
β_M	Parâmetro para avaliar a variação do escoamento com perfil cisalhante ao longo do comprimento da estrutura
ε_{VIV}	Erro de convergência entre as iterações do procedimento de cálculo das VIVs nos <i>risers</i>
ζ	Amortecimento estrutural
ν_w	Viscosidade cinemática da água
ρ_0	Densidade do material
ρ_w	Densidade da água
φ	Fase da força de VIV em relação ao movimento da estrutura

1. INTRODUÇÃO

Empresas de óleo e gás estão engajadas na exploração de hidrocarbonetos em ambientes cada vez mais complexos, tais como os campos do pré-sal encontrados na Bacia de Santos no Brasil, com reservatórios em formações carbonáticas profundas e também lâminas d'água ultraprofundas. O entendimento completo do comportamento dinâmico dos *risers* é fundamental para o sucesso do desenvolvimento marítimo para a produção de óleo e gás. Este entendimento pode contribuir para reduzir os custos e garantir uma operação segura para o sistema de *riser* ao longo do período de produção de petróleo.

Risers são tubulações suspensas usadas para transportar fluidos durante a produção de petróleo e gás. Ele pode ser aplicado para injetar fluido no reservatório do petróleo ou transportar o petróleo produzido do poço para a plataforma ou da plataforma para outra embarcação. Estas estruturas podem ter que operar em profundidades acima de 2000 metros e apresentam diâmetros de até 0,5 metros. Em se tratando de uma estrutura esbelta, com grande razão de aspecto, elas são sensíveis às forças fluidodinâmicas causadas pelas ondas e correntezas, que induzem forças oscilatórias e eventualmente podem causar vibração e danos por fadiga. Existem diversas configurações de *riser*, cada uma escolhida de acordo com o tipo de plataforma e condições ambientais. Os *riser* rígidos em catenária, denominados SCR (*Steel Catenary Riser*- "*Riser* de Aço em Catenária"), tem se mostrado uma configuração de *riser* de crescente interesse por parte das empresas de petróleo devido ao baixo custo em comparação aos *riser* flexíveis e às limitações técnicas impostas para as lâminas d'água profundas e ultraprofundas. Os *risers* flexíveis apresentam entraves devido às altas pressões no fundo do mar que podem vir a causar o colapso do *riser*. Além de apresentarem restrições ao CO₂ e H₂S, que corroem as partes metálicas e danificam as camadas plásticas. Desenvolvimentos têm sido realizados para contornar estes problemas, no entanto, ainda existem limitações quanto ao diâmetro do *riser*, como pode ser visto em Technip (2013).

O SCR constitui-se em um duto de aço que é suspenso da plataforma até o fundo do mar em forma de catenária. Uma junta flexível é geralmente encontrada na interface entre o SCR e a plataforma para acomodar as mudanças de ângulo no topo do *riser* devido aos deslocamentos da plataforma. Em águas profundas, esta configuração de *riser* oferece a vantagem de amortecer as excitações dinâmicas causadas por ondas marítimas, conforme estas excitações, em forma de ondas de flexão (mecânicas), viajam para o fundo do mar. Além disso pode evitar o colapso do *riser* pelo simples aumento da espessura, que pode ser considerado um procedimento de projeto simples em comparação aos avanços tecnológicos necessários para permitir o uso dos *risers* flexíveis em grandes profundidades.

No entanto, os SCRs requerem grandes ângulos no topo do *riser* em relação à vertical para evitar grandes momentos fletores no ponto em que o *riser* toca o solo, chamado de TDP (*Touch Down Point*). Este requisito causa o aumento do comprimento suspenso do *riser* e, conseqüentemente, do peso que a plataforma deve suportar. O TDP é o ponto crítico que pode ser considerado de alto risco para a falha por fadiga. Os danos por fadiga são gerados principalmente pelos movimentos da plataforma, mas estes são amplificados pela Vibração Induzida por Vórtices (VIV – *Vortex Induced Vibration*), que é caracterizada por forças oscilatórias geradas pelos desprendimentos alternados de vórtices que ocorre quando o *riser* está sujeito aos escoamentos gerados pelas correntes marítimas.

1.1. Motivação

As VIVs têm sido intensamente estudadas durante as últimas décadas, o que resultou em diversas descobertas e entendimentos sobre o fenômeno. Todo esse conhecimento está bem documentado na literatura técnica (Bearman, 1984, Pantazopoulos, 1993, Blevins, 2001, Williamson & Govardhan, 2004). No entanto, devido à complexidade intrínseca relacionada ao fenômeno das VIVs, a maioria dos resultados experimentais foi obtida para tubos retos instalados verticalmente ou horizontalmente, que diferem significativamente dos tubos curvos em forma de catenária. Existem poucos trabalhos (Milliou et al, 2007, Assi *et al.*, 2012) relacionados ao problema de VIV em tubos curvos, principalmente para o caso de tubos flexíveis, que são os que mais se aproximam das condições encontradas pelos *riser* de produção de petróleo.

No âmbito das simulações numéricas, a maioria das ferramentas utilizadas atualmente para prever VIV faz uso de métodos semi-empíricos, que tiveram o seu desenvolvimento fundamentado em dados experimentais para tubos retos, considerando escoamentos bidimensionais. A inabilidade destes modelos em calcular as VIVs em tubos curvos está relacionada à dificuldade em se modelar matematicamente o mecanismo de geração de vórtices e a formação das esteiras de vórtices, e como isto se relaciona e interage com o comportamento dinâmico da estrutura. O fato de estas estruturas apresentarem uma geometria curva pode induzir tridimensionalidades à esteira de vórtices. Um escoamento paralelo ao eixo do tubo é gerado, no entanto não é sabido se o efeito desta componente do escoamento é significativo. Caso ele seja desprezível, pode-se assumir que o escoamento axial não afeta a distribuição da força ao longo do duto, e o escoamento pode ser considerado localmente bidimensional. Do contrário, escoamentos tridimensionais deverão ocorrer em cada ponto da estrutura. Soma-se a isso o fato de que na análise do comportamento dinâmico de SCRs excitadas pelas forças de VIV, não linearidades envolvidas para representar o comportamento estrutural do *riser*, a interação do fluido e estrutura, a interação do solo com a estrutura e o fenômeno das VIVs tornam o entendimento dos resultados experimentais e a sua representação numérica complexa.

O entendimento do comportamento das VIV nos *risers* em catenária pode ser obtido através de experimentos e simulações numéricas, como:

- Experimentos em tanques de prova ou canais utilizando tubos rígidos curvados e estacionários. Os resultados destes experimentos poderiam esclarecer como se dá o mecanismo de desprendimento de vórtices. No entanto, os efeitos dos movimentos do cilindro devido às forças de VIV não são levados em consideração;
- Experimentos em tanques de prova ou canais utilizando tubos rígidos curvados suportados por molas. Os resultados de tais experimentos podem esclarecer o efeito da curvatura nas VIVs. Caso PIVs fossem utilizados para capturar a esteira de vórtices, o mecanismo de desprendimento de vórtices poderia ser entendido, assim como os efeitos do movimento do cilindro na sincronização do desprendimento de vórtices;

- Experimentos em tanques de prova ou canais utilizando tubos flexíveis curvados. Este tipo de experimento é o que mais se aproxima das condições encontradas pelos *risers*. Os resultados obtidos pelo experimento permitiria entender como as vibrações *in-line* e transversais ocorrem, incluindo informações de amplitude, fase e composição modal. Este tipo de configuração implica em um grande número de parâmetros, o que torna difícil estimar um modelo empírico utilizando apenas dados destes experimentos. Além disso, estes experimentos geralmente são feitos em escalas muito inferiores aos dos *riser* reais;
- Simulações numéricas utilizando Dinâmica dos Fluidos Computacional. Atualmente, os computadores e métodos numéricos evoluíram a tal ponto que simulações do escoamento tridimensional são possíveis. Embora esta ferramenta seja inapropriada para os projetos de *risers*, devido ao alto custo computacional, ela pode ser utilizada de forma a auxiliar o entendimento dos resultados experimentais, dando suporte para o entendimento das esteiras de vórtices e o mecanismo de sincronização do desprendimento de vórtices com o movimento do tubo.

Os experimentos e simulações numéricas apresentadas acima se complementam e permitem o entendimento mais adequado e completo das VIVs em *risers* em catenária. Embora este entendimento seja almejado, a realização de todos esses passos requisitaria um tempo muito maior que o tempo disponível para a realização de uma pesquisa de doutorado. Além disso, recentemente alguns trabalhos focando experimentos com cilindros rígidos curvos estacionários e suportados por molas foram publicados, como pode ser visto em Miliou *et al.* (2007) e Assi *et al.* (2012). Desta forma, o presente trabalho apresenta uma análise apenas dos dados experimentais com tubos flexíveis em forma de catenária (Morooka *et al.*, 2009). Estes experimentos têm como principal vantagem o fato de apresentarem maior similaridade à condição encontrada pelos *risers*, embora em geral esbarrem em problemas de escala. Os resultados experimentais foram utilizados para auxiliar no desenvolvimento de um procedimento que pudesse representar as VIVs em *risers* em catenária através de simulações no domínio do tempo.

Uma abordagem no domínio do tempo foi preterida em relação à no domínio da frequência, para representar as não linearidades encontradas pelos *riser* em catenária devido aos grandes deslocamentos e contato com o solo, assim como para visualizar a propagação das ondas de flexão (*traveling waves*) ao longo da estrutura. Por outro lado, os cálculos no domínio do tempo tornam a representação da influência da amplitude e frequência de vibração no fenômeno de VIV complexas, difíceis de serem representadas.

1.2. Objetivos

O objetivo principal deste trabalho é propor um procedimento semi-empírico para o cálculo das respostas dos *risers* em catenária devido às VIVs, com base em observações experimentais apresentadas na literatura técnica.

O procedimento para o cálculo das VIVs em *riser* em catenária é resolvido no domínio do tempo, utilizando as hipóteses do princípio da independência, que considera que apenas a componente normal da velocidade de correnteza em relação ao eixo do *riser* é significativa para as VIVs. Uma abordagem semi-empírica é adotada para calcular as forças transversais das VIVs. Neste caso, as forças de VIV são calculadas em função do coeficiente de sustentação (C_L) e da fase entre as forças de VIV e o movimento do *riser* (φ), que são dados empíricos obtidos a partir de resultados experimentais (Blevins, 2009) para cilindros rígidos suportados por molas em um canal de água. A frequência das forças de VIV é calculada através da mudança da frequência natural do *riser* devido à variação da massa adicional com a velocidade reduzida, como verificado por Vikestad (1998) para cilindros rígidos suportados por molas. Uma vez que respostas multi-modais podem ocorrer, um procedimento com base nas células de desprendimento de vórtices e regiões de *power-in*, relatadas em (Stansby, 1976 e Wang *et al.*, 1988) foi adotado para determinar os modos de vibração excitados pelas VIVs. As regiões de *power-in*, definidas como os trechos do *riser* onde as VIVs fornecem energia ao *riser*, são consideradas como ocorrendo em uma faixa de velocidade reduzida entre 5 e 7 (Swithenbank & Vandiver, 2007, Vandiver *et al.*, 2009).

O método dos elementos finitos é aplicado para modelar a estrutura do *riser*, que é considerado como elementos de viga em linha para grandes deslocamento e rotações, mas

para pequenas deformações. Neste caso o método das seções (*Strip theory*) é aplicado para o cálculo das forças de VIV, considerando-se que cada elemento finito do *riser* é uma seção. Em cada seção, o escoamento é considerado bi-dimensional.

Além deste objetivo, outros objetivos secundários alcançados foram:

- A partir da análise de resultados experimentais para tubos flexíveis (Cunha *et al.*, 2009) investigou-se os efeitos da inclinação dos *risers* em relação à direção do escoamento nas respostas de estruturas flexíveis às VIVs, verificando-se a validade das hipóteses do princípio da independência para este tipo de estrutura;
- A partir da análise de resultados experimentais para um modelo de *riser* em catenária (IPT, 2007 e Morooka *et al.*, 2009), aspectos relacionados aos efeitos de *traveling waves* nas resposta dos *riser* em catenária foram investigados, permitindo um melhor entendimento das respostas deste tipo de estrutura devido à VIV;

A partir dos objetivos acima é fácil identificar a necessidade de experimentos. Estes experimentos foram realizados pelo grupo de pesquisa do Laboratório de Sistemas Marítimos e *Riser*, da UNICAMP utilizando tubos flexíveis. Um experimento foi realizado com um tubo horizontal perpendicular à direção do escoamento e depois inclinado em relação à direção do escoamento, como pode ser visto em Cunha *et al.* (2009). O outro experimento utilizou um tubo em forma de catenária simulando diversas condições de correnteza (IPT, 2007 e Morooka *et al.*, 2009). Embora o projeto e realização destes trabalhos não tenham feito parte do escopo deste trabalho, o processamento e análises dos resultados aqui apresentados fizeram. A partir destes resultados, que foram somados ao entendimento obtido através de uma vasta pesquisa bibliográfica, melhorias e modificações foram propostas às rotinas de cálculos de VIV em desenvolvimento pelo grupo de pesquisa.

1.3. Metodologia

A metodologia adotada para alcançar os objetivos citados acima pode ser dividida em diferentes grupos, conforme pode ser visto na Figura 1.1:

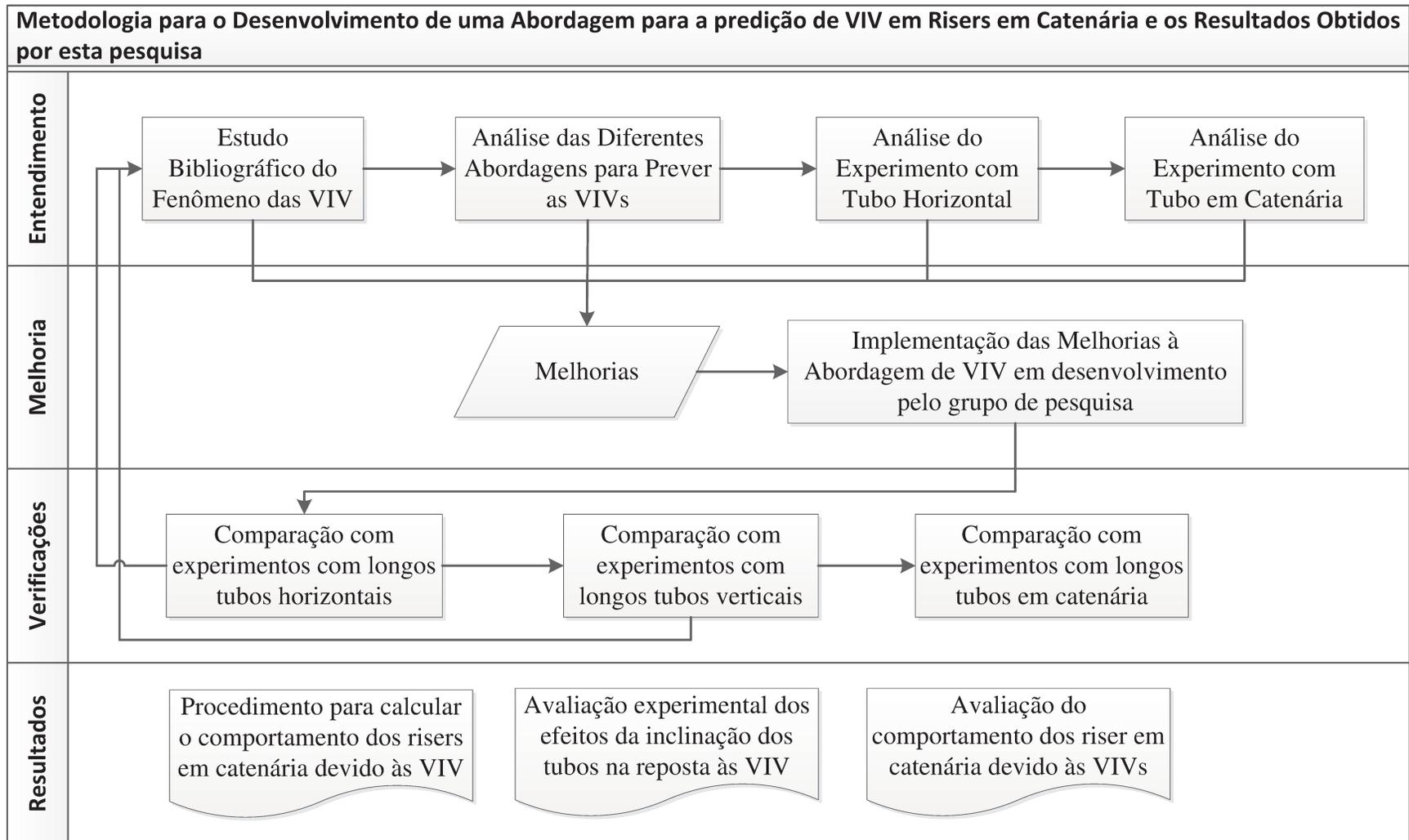


Figura 1.1 – Metodologia adotada para alcançar os objetivos deste trabalho.

Entendimento: Este grupo é constituído por processos relacionados ao entendimento do fenômeno das VIV e as formas de representá-las numericamente. Os seguintes processos fizeram parte deste grupo:

- Estudo bibliográfico do fenômeno das VIVs: Este processo constituiu-se na leitura de artigos, *papers* e livros relacionados ao tema das VIVs. Ele permitiu criar uma base de conhecimento sobre o fenômeno das VIVs, gerando o entendimento de diversos aspectos do fenômeno, assim como a coleta diversa de dados experimentais obtidos por outros pesquisadores.
- Estudo das diferentes abordagens para prever as VIVs: Uma vez que este trabalho visa desenvolver um procedimento para a análise das VIVs em *riser* em catenárias, um estudo prévio das diferentes abordagens para calcular as VIVs foi feito. Este estudo objetivou entender os métodos e verificar técnicas utilizadas nos procedimentos existentes que poderiam ser incorporados aos desenvolvimentos aqui propostos. A partir destes estudos verificou-se que a Dinâmica dos Fluidos Computacional (Já Foi Explicado Anteriormente CFD – *Computational Fluid Dynamics*) apresentou grande avanços nos últimos anos, com a melhoria dos computadores, permitindo inclusive simulações de VIV em *riser* em três dimensões utilizando DNS (*Direct Numerical Simulation*) como apresentado em Bourguet *et al.* (2011). No entanto, os custos computacionais ainda continuam altos, exigindo muitas horas de cálculos em computadores, o que torna o seu uso inviável para projetos de *risers*. Os modelos fenomenológicos também apresentaram grandes avanços, como pode ser visto em Facchinetti *et al.* (2004). No entanto, como verificado no ITTC (2011), os resultados obtidos por este método, quando comparados com resultados experimentais, conseguem apenas concordâncias qualitativas. Dentre os métodos analisados, os métodos semi-empíricos são os que melhor conseguem reproduzir as respostas dos *riser* ao VIV, como pode ser visto em Chaplin *et al.*, (2005a). No entanto, este método depende de coeficientes hidrodinâmicos, que parecem mudar significativamente, dependendo da geometria do *riser* e da condição analisada. Além disso, para simulações no domínio do tempo, a dependência dos coeficientes hidrodinâmicos em relação aos movimentos do *riser* só é conseguida através de complexos algoritmos de predição, tais como o Método de Prony. Desta forma,

pode-se observar que ainda não existe um modelo mais adequado, todos os modelos ainda apresentam problemas que precisam ser solucionados. Neste trabalho, o método semi-empírico será adotado devido à experiência prévia do grupo de pesquisa na utilização deste método.

- Análise do Experimento com Tubo Horizontal: Cunha *et al.* (2009) realizaram experimentos com um tubo flexível e horizontal em duas condições diferentes. Na primeira, o escoamento incidia perpendicularmente ao tubo, e na segunda, o tubo foi inclinado de forma que o escoamento incidisse com um ângulo de 30 graus em relação ao eixo do tubo. O Laboratório de Sistemas Marítimos e *Risers* (UNICAMP) teve acesso a estes dados experimentais. A partir destes dados, análises com a finalidade de verificar quais seriam os efeitos do ângulo existente entre o escoamento e o eixo do tubo na resposta ao VIV foram realizadas. A principal questão que se procurou responder a partir destas análises é se as hipóteses do princípio da independência seriam válidas para os cálculos de VIV em tubos flexíveis, uma vez que as mesmas se mostraram adequadas para as análises de cilindros rígidos suportados por molas, como descrito em Franzine *et al.* (2009). Pelas hipóteses do princípio da independência, quando existir um ângulo entre a direção de incidência do escoamento e o eixo do *riser*, a velocidade do escoamento pode ser decomposta em velocidade normal e tangencial ao eixo do *riser*, sendo que apenas a componente normal irá influenciar no fenômeno das VIVs;
- Análise do Experimento com Tubo em Catenária: Experimentos para um modelo experimental para um *riser* em catenária foram realizados em 2006. Detalhes sobre o projeto e realização deste experimento podem ser encontrados em IPT (2007). Neste trabalho de doutorado foi realizada apenas a análise deste experimento, com a finalidade de entender como os *risers* em catenária se comportam quando submetidos às VIVs;

Melhoria: Aspectos das VIVs foram compreendidos e levantados como possíveis melhorias que poderiam ser adicionadas ao procedimento de VIV em desenvolvimento. Dentre estas melhorias, aquelas que seriam mais relevantes para a simulação das VIVs em *risers* em catenária foram implementadas e são apresentadas a seguir:

1. As hipóteses do princípio da independência, avaliadas no experimento com o tubo flexível horizontal, foram implementadas para a consideração da curvatura do *riser*;
2. Observações de células de desprendimento de vórtices e regiões de *power-in* apresentadas por Stansby (1976) e Wang *et al.* (1988) foram implementadas na consideração de escoamentos cisalhantes em *risers*;
3. Vikestad (1998) verificou que para um cilindro rígido suportado por molas, a frequência de vibração do cilindro ou a frequência da força de VIV pode ser determinada a partir do cálculo da frequência natural da estrutura considerando a variação da massa adicional. Este procedimento foi implementado para o cálculo de *riser*, utilizando a própria curva da variação da massa adicional com a velocidade reduzida determinada por Vikestad (1998). Anteriormente, as frequências das forças das VIVs eram calculadas considerando-se a relação de Strouhal para cilindros estacionários que, como pode ser visto em Morooka & Tsukada (2011), não conseguem reproduzir adequadamente as frequências das VIVs quando as estruturas vibravam com grande amplitude.
4. Foi utilizado um método iterativo para determinar os valores do coeficiente de sustentação (C_L) e da fase entre as forças de VIV e os movimentos do *riser* (ϕ), com base nas tabelas de dados de Blevins (2009), ao invés de se determinar a partir de coeficientes hidrodinâmicos para cilindros estacionários.
5. O método empregado se fundamenta no método das seções, considerando que cada elemento finito do *riser* esteja sujeito a um escoamento bidimensional. No entanto, uma vez que C_L e ϕ podem variar de elemento para elemento, efeitos tridimensionais podem ser reproduzidos.

Verificações: O processo de verificação do procedimento de cálculo foi realizado a partir da comparação dos resultados obtidos pela simulação numérica com os resultados obtidos pelos experimentos. Este processo iniciou-se com a comparação dos experimentos com tubos horizontais, que são os mais simples, pois a variação da tração ao longo do tubo é pequena em comparação aos dos outros experimentos. Em seguida foram realizadas as comparações com resultados experimentais utilizando um o tubo vertical, no qual a variação da tração é

praticamente linear, devido ao peso da estrutura. E por fim, as comparações com os tubos em catenária foram realizadas.

1.4 Estrutura da Tese

Como pode ser visto, o Capítulo 1 tratou de apresentar o problema das VIVs em *risers* em catenária, o objetivo deste trabalho, assim como a metodologia adotada.

O Capítulo 2 apresenta uma revisão bibliográfica sobre as VIVs, apresentando importantes resultados publicados na literatura técnica, que subsidiaram os desenvolvimentos propostos neste trabalho.

O Capítulo 3 trata sobre a questão das VIVs em tubos inclinados, com o intuito de verificar a validade do uso das considerações do princípio da independência para o cálculo das forças das VIVs nestas condições. Alguns resultados importantes apresentados na literatura técnica, assim como análises dos resultados experimentais para um tubo flexível apresentados em Cunha *et al.* (2009), são apresentados.

O Capítulo 4 apresenta os resultados obtidos a partir da análise dos dados experimentais, obtidos para o experimento de um *riser* em catenária em escala reduzida, apresentado em Morooka *et al.* (2009). A partir destes resultados é possível observar alguns aspectos das respostas dos *risers* em catenária às VIVs.

O Capítulo 5 apresenta a metodologia de cálculo das VIVs em *risers* proposta neste trabalho. Verificações desta metodologia, apresentadas no Capítulo 6, foram realizadas comparando os resultados obtidos pela simulação numérica com resultados experimentais para cilindros rígidos suportados por molas (Vikestad, 1998, Blevins, 2009), tubos flexíveis horizontais (Cunha *et al.*, 2009), tubos flexíveis verticais (Chaplin *et al.*, 2005a) e tubos flexíveis em catenária (Morooka *et al.*, 2009).

Finalmente, as principais conclusões deste trabalho são apresentadas no Capítulo 7.

Nos Apêndices são apresentados materiais complementares sobre detalhes do trabalho realizado.

2. REVISÃO DA LITERATURA

As Vibrações Induzidas por Vórtices é um tópico estudado há décadas, tendo gerado um grande número de publicações técnicas durante este período. Embora, a cada ano passado, um melhor entendimento sobre as VIVs em *risers* seja alcançado, podem-se observar pelos principais comitês, tais como o ITTC (2011) e o ISSC (2012), que ainda existe um grande caminho a ser trilhado para o completo entendimento e modelagem deste fenômeno. Este capítulo tem como objetivo principal fazer uma breve revisão de alguns dos principais resultados relacionados às VIVs, que poderão auxiliar o leitor no entendimento desta tese de doutorado. Desta forma, tópicos explicando a formação de vórtices, resultados experimentais para cilindros rígidos estacionários forçados a oscilar e suportados por molas serão discutidos, assim como resultados sobre tubos flexíveis.

2.1 Formação dos Vórtices

O entendimento do processo de formação de vórtices é muito importante para o entendimento das VIVs. Um dos modelos mais aceitos para descrever este fenômeno é apresentado em Gerrard (1966) e discutido em Parra (1996). Segundo este modelo, o desprendimento de vórtices ocorre de acordo com a interação das camadas cisalhantes que se originam das partes superiores e inferiores do cilindro, conforme a Figura 2.1.

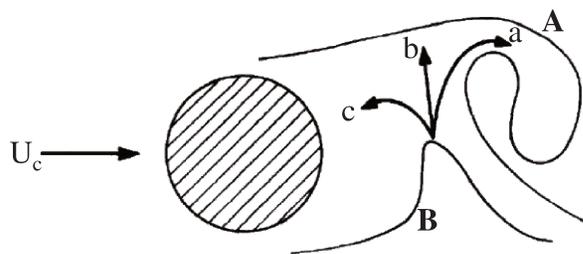


Figura 2.1 - Modelo de formação de vórtices apresentado por Gerrard (1966).

De acordo com a Fig. 2.1, a camada cisalhante superior alimenta o vórtice que está sendo gerado (A) devido à sua circulação. Em um dado momento, a vorticidade se tornará suficientemente grande para “atrair” a camada cisalhante da parte inferior (B), que apresenta vorticidade com sinal opostos. Uma vez “atraída”, esta camada cisalhante pode seguir por três caminhos:

- (a) Em direção ao vórtice em formação. A parcela de escoamento é incorporada ao vórtice em formação (A). Como as circulações das camadas cisalhantes têm sinais opostos, ocorre diminuição da circulação total no vórtice que está sendo formado.
- (b) Em direção à camada cisalhante oposta. Neste caso, a camada cisalhante superior causa a interrupção da alimentação de circulação para o vórtice em formação (A), ajudando a desprender o vórtice que estava em formação.
- (c) Em direção à zona de recirculação. Neste caso, começa o processo de formação de um novo vórtice, agora junto à parte inferior do cilindro.

Este modelo mostra que o fenômeno de emissão e desprendimento de vórtices é autolimitado, pois à medida que um vórtice torna-se muito forte, aumenta a atração da camada cisalhante oposta que ou irá diminuir a circulação total (caminho “a”) ou irá cortar o crescimento deste vórtice (caminho “b”). Mostra ainda que o fenômeno é também auto-sustentado, pois assim que um vórtice é desprendido, imediatamente outro vórtice do lado oposto começa a crescer (caminho “c”).

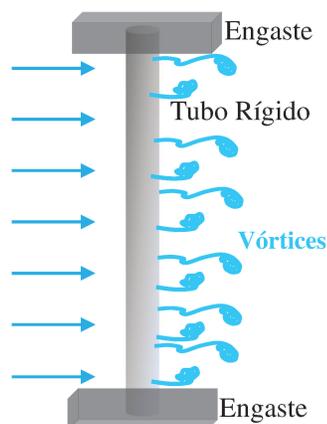


Figura 2.2 – Ilustração de um cilindro rígido e estacionário.

2.2 Experimentos para cilindros rígidos e estacionários

A Figura 2.2 ilustra o caso de um cilindro rígido estacionário sujeito ao escoamento. Este tipo de experimento foi muito utilizado para calcular os coeficientes de forças através da medição da pressão ou da força total, que são dados muito úteis para os projetos de estruturas fixas, tais como prédios e pontes. No entanto, para *risers*, que é o objetivo do presente trabalho, não reproduzem adequadamente o fenômeno das VIVs, pois não contempla a interação hidrodinâmica entre o fluido e a estrutura. Embora atualmente seja sabido que estes experimentos não reproduzem adequadamente o caso dos *risers*, resultados importantes que auxiliaram no entendimento das VIVs foram obtidos a partir deste tipo de experimento. Alguns deles serão discutidos a seguir.

Uma das observações mais importantes foi obtida por Strouhal (1878), que verificou a relação da frequência de desprendimento de vórtices com a velocidade de escoamento (U) e o diâmetro do cilindro (D_o) (Eq. 2.1).

$$f_s = St \frac{U}{D_o} \quad (2.1)$$

Posteriormente, Rayleigh (1896) verificou que a constante St dependia da velocidade do escoamento, do diâmetro externo do cilindro e da viscosidade cinemática do fluido (ν_w), que hoje é bem conhecido como número de Reynolds (Re). Desta forma, Rayleigh (1896) substituiu o valor constante de 0,185, determinada por Strouhal (1878), pelo parâmetro adimensional que foi denominado número de Strouhal (St).

$$Re = \frac{\text{Forças inerciais}}{\text{Forças Viscosas}} = \frac{UD_o}{\nu_w} \quad (2.2)$$

Re é um parâmetro adimensional que representa a razão entre as forças inerciais e as forças viscosas agindo sobre o corpo. Lienhard (1966) apresenta uma compilação de medições de St em relação à Re , relacionando os valores de St com os regimes de escoamento observados nos

experimentos. A Fig. 2.3 apresenta a variação do número de Strouhal com Re , apresentando marcações para o regime de escoamento observado para cada valor de Re . Como se pode observar, os valores de St variam com Re . Incertezas são encontradas nestas medidas, como pode ser observado pela área hachurada, principalmente na região de transição de laminar para turbulento da camada limite.

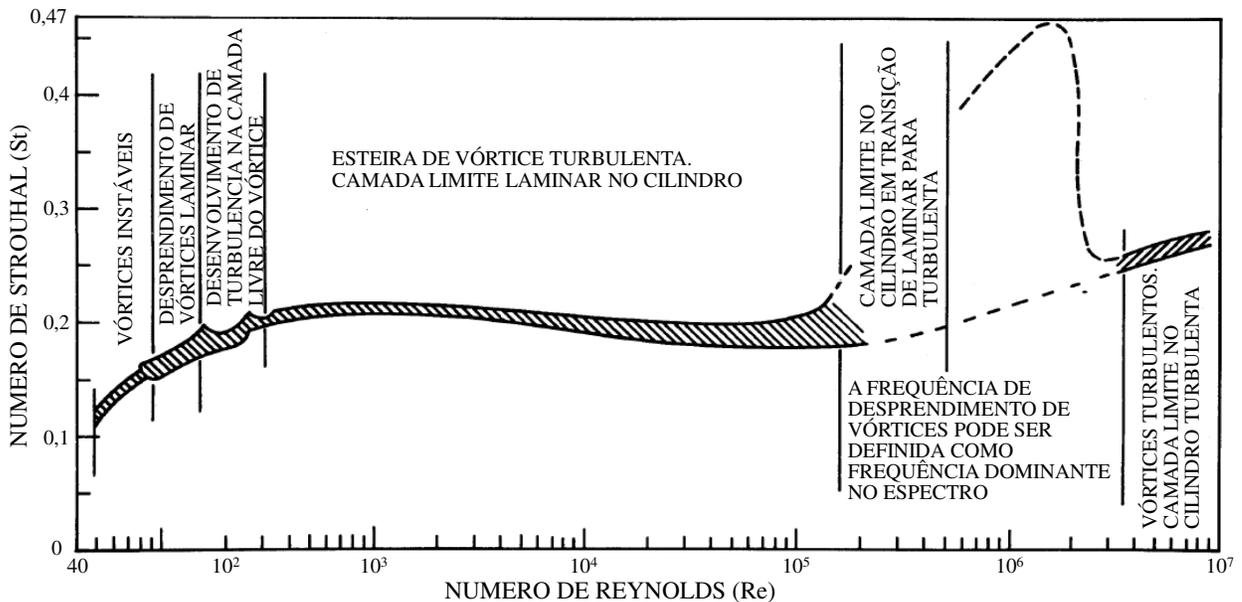


Figura 2.3 – Variação do número de Strouhal (St) com o número de Reynolds (Re) (adaptado de Lienhard, 1966).

A Fig. 2.4 apresenta as mudanças dos regimes de escoamento com Re (Lienhard, 1966). Para Re baixo ($Re < 5$), não ocorre a separação da camada limite. Conforme Re aumenta ($5 < Re < 40$) um par de vórtices fixos é formado à jusante do cilindro. Aumentando Re ainda mais ($40 < Re < 150$) inicia-se o desprendimento de vórtices e a formação da esteira laminar e periódica. Quando o escoamento atinge Re de aproximadamente 300, a esteira começa a apresentar turbulência, ainda distante do cilindro, a uma distância de aproximadamente 50 diâmetros, a esteira é totalmente turbulenta. Conforme Re aumenta, a turbulência vai se aproximando do cilindro, até que toda a esteira se torna turbulenta.

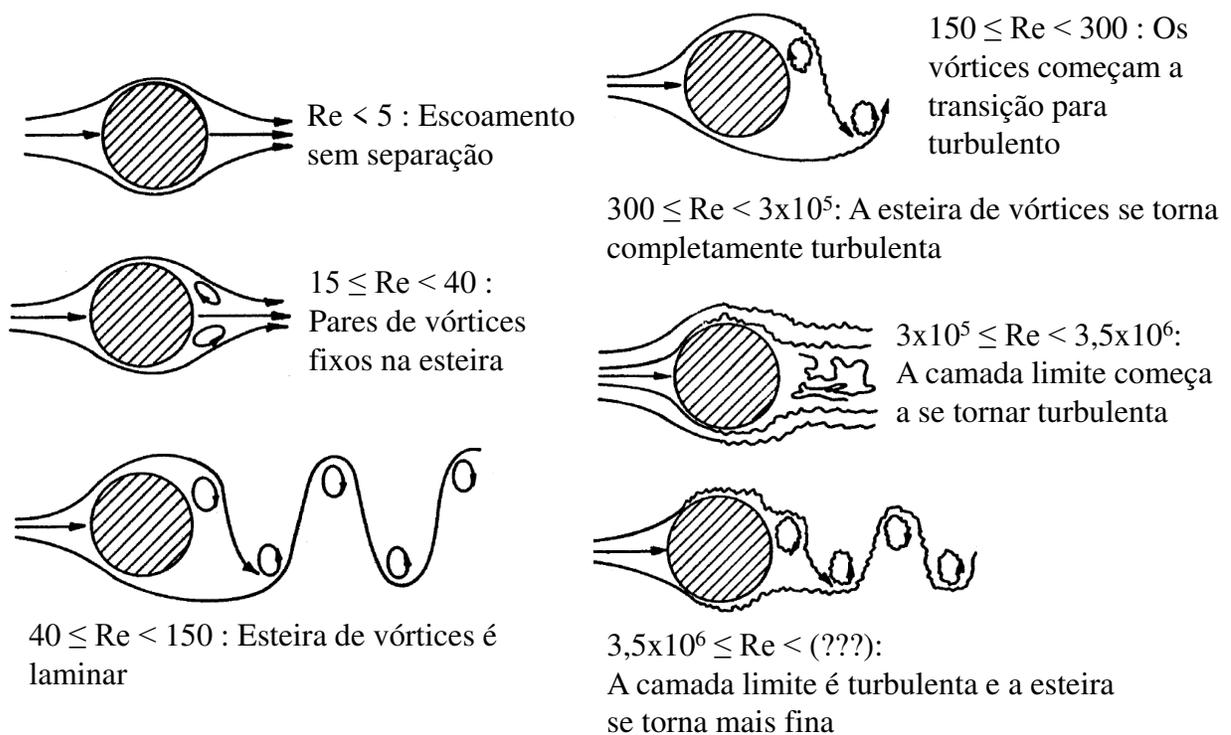


Figura 2.4 – Descrição dos regimes de escoamento apresentada (adaptado de Lienhard, 1966).

Para Re entre $3 \times 10^5 < Re < 3,5 \times 10^6$, ocorre a transição de laminar para turbulenta da camada limite, de forma que o ponto de separação se move em direção à região de incidência do escoamento e o desprendimento de vórtices se torna desorganizado (ocorrendo em uma faixa de frequência de vórtices) e o coeficiente de arrasto no cilindro cai drasticamente, na chamada “crise do arrasto”, como pode ser visto na Fig. 2.5.

Para Re ainda maiores, no regime supercrítico, a esteira de vórtices se re-estabiliza (Roshko, 1961) se tornando mais fina.

As Figuras 2.5 e 2.6 apresentam a variação do coeficiente de arrasto e sustentação com Re . O coeficiente de arrasto é obtido pela normalização da força de arrasto pela pressão dinâmica. A força de arrasto é definida como a componente da força hidrodinâmica, obtida pela integração da pressão ao longo de seções transversais do cilindro, na direção do escoamento.

$$C_D = \frac{F_D}{\rho_w \frac{U^2}{2} D_o L} \quad (2.3)$$

sendo F_D a força de arrasto a que o cilindro está submetido.

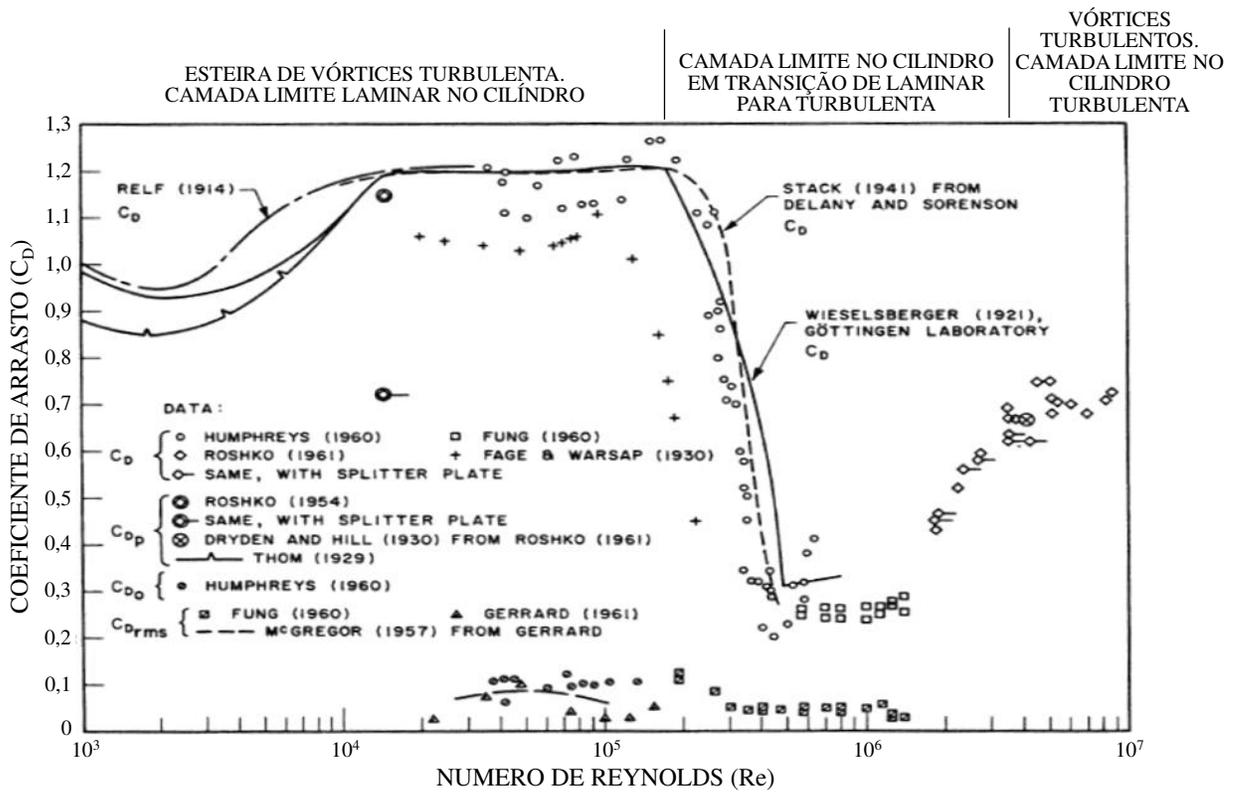


Figura 2.5 – Variação do coeficiente de arrasto com Re (adaptado de Lienhard, 1966).

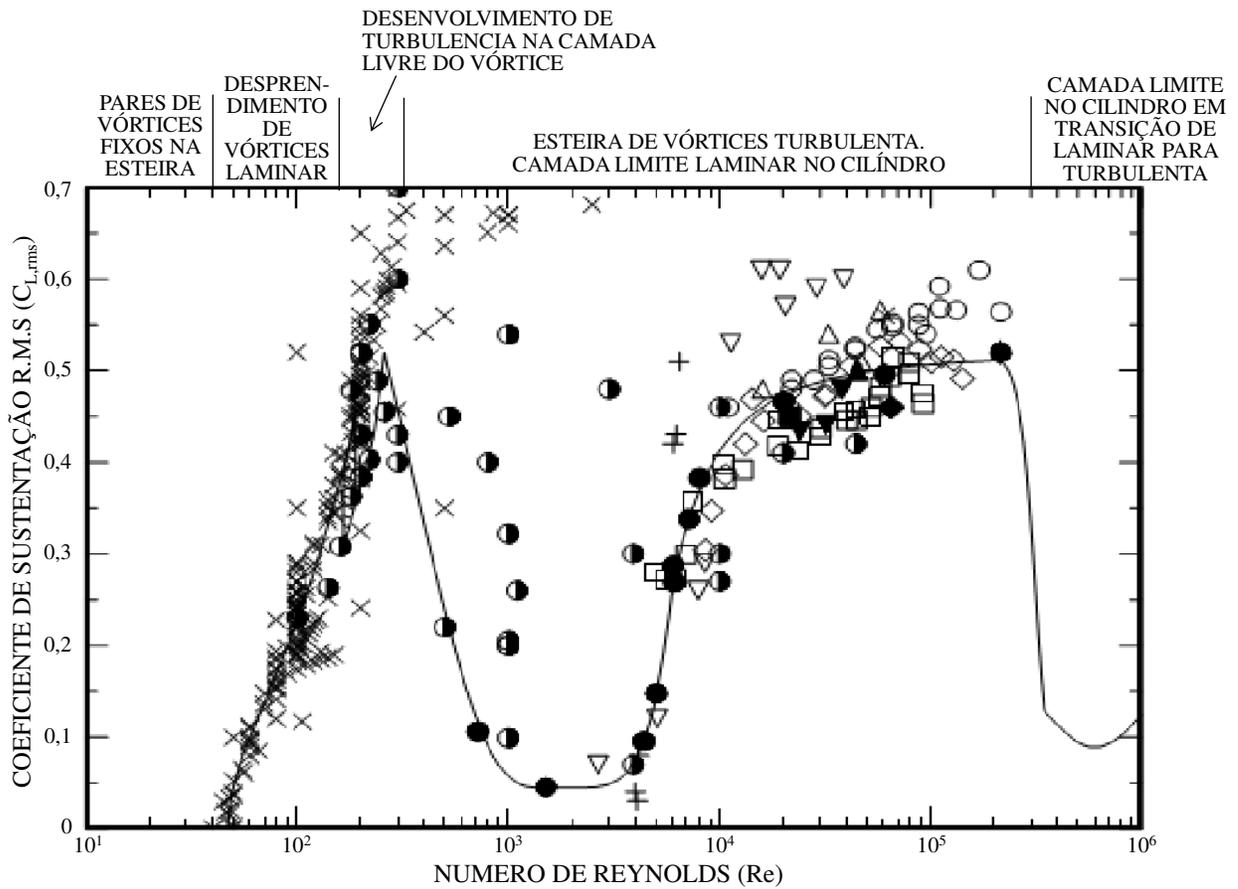


Figura 2.6 – Variação do coeficiente de sustentação com Re (adaptado de Norberg, 2003).

Já a força de sustentação é definida como a componente perpendicular à direção do escoamento da força hidrodinâmica, agindo transversalmente ao escoamento, obtida pela integração da pressão ao longo de seções transversais do cilindro. Assim como o coeficiente de arrasto, o coeficiente de sustentação é obtido pela adimensionalização da força de sustentação pela pressão dinâmica.

$$C_L = \frac{F_L}{\rho_w \frac{U^2}{2} D_o L} \quad (2.4)$$

sendo F_L a força de sustentação ou força induzida pelo escoamento agindo transversalmente ao escoamento.

Como se pode observar C_D e C_L variam consideravelmente com Re , existindo relações entre os regimes de escoamento e as tendências de aumento ou diminuição dos valores destes coeficientes. Esse assunto não será discutido neste trabalho, mas discussões sobre o assunto podem ser encontradas em Zdrakovich (2003) e Summer e Freadsoe (2001).

2.3 Experimentos para cilindros rígidos forçados a oscilar

A Fig. 2.7 ilustra o experimento com cilindros rígidos forçados a oscilar. Neste tipo de experimento, os cilindros são forçados a realizar movimentos prescritos a partir de sistemas mecânicos, de forma que a esteira de vórtices à jusante do cilindro será influenciada por estes movimentos. As forças geradas pelo desprendimento de vórtices agindo no cilindro, que neste caso levam em consideração a interação fluido-estrutura, poderão ser medidas. Uma vez que o objetivo destes experimentos é estudar as VIVs em cilindros, tais como os *risers*, os movimentos prescritos dos cilindros devem ser similares aos movimentos dos cilindros rígidos suportados por molas, que em geral oscilam próxima à sua frequência natural de forma harmônica com amplitudes variando até aproximadamente 1 diâmetro do cilindro. Geralmente, estes experimentos são realizados em tanques de prova ou túneis de circulação de água e a monitoração dos dados é realizada por sensores de força e deslocamento. Os resultados obtidos a partir deste tipo de experimento geralmente são utilizados no estudo das forças hidrodinâmicas que agem no cilindro quando sujeito às VIVs. Alguns dos principais programas utilizados para a predição das VIVs em *risers*, que se fundamentam em modelos semi-empíricos, utilizam estes tipos de dados em seus cálculos.

Um importante resultado obtido a partir deste tipo de experimento é apresentado por Williamson & Roshko (1988), que verificaram que dependendo da amplitude e frequência de oscilação do cilindro, o padrão de desprendimento de vórtices pode mudar, como pode ser visto pela Fig. 2.8.

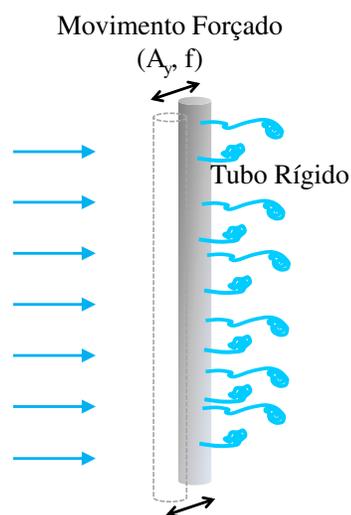


Figura 2.7 – Ilustração dos experimentos com cilindros rígidos forçados à oscilar.

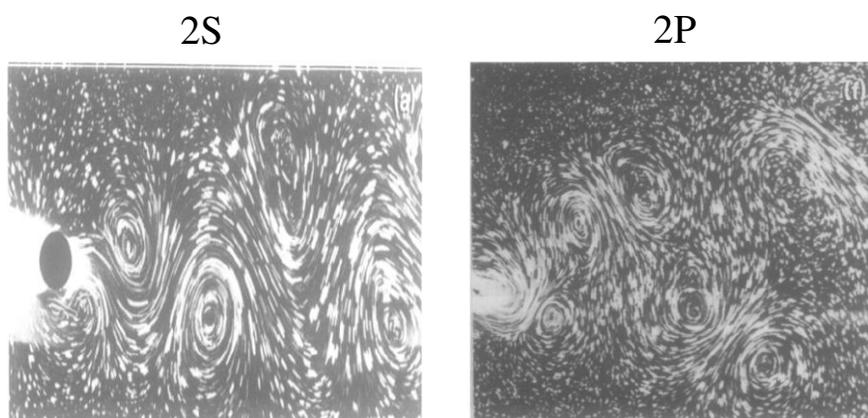


Figura 2.8 – Padrão de vórtices 2S e 2P observados nos experimentos com cilindros rígidos forçados a oscilar de Williamson & Roshko (1988).

A Figura 2.8 apresenta o padrão de desprendimento de vórtices 2S e 2P. O padrão 2S representa a esteira de von Karman, que é caracterizada pelo desprendimento de dois vórtices solitários de sinais opostos a cada ciclo de movimento do cilindro. Já o padrão de vórtice 2P é representado por dois pares de vórtices formados a cada ciclo de movimento do cilindro. Além destes dois padrões, Williamson e Roshko (1988) observaram o padrão de desprendimento de

vórtice P+S, representado por um par de vórtices na primeira metade do ciclo e um vórtice solitário na segunda metade do ciclo.

Variando a amplitude e frequência de oscilação do cilindro rígido, Williamson e Roshko (1988) apresentaram um gráfico (mapa) das mudanças de padrões de desprendimento de vórtices, que atualmente pode ser encontrado em algumas referências técnicas como Mapa de Williamson e Roshko (Fig. 2.9). Esse mapa foi encontrado com base em diversos resultados experimentais para Re entre 300 e 1000.

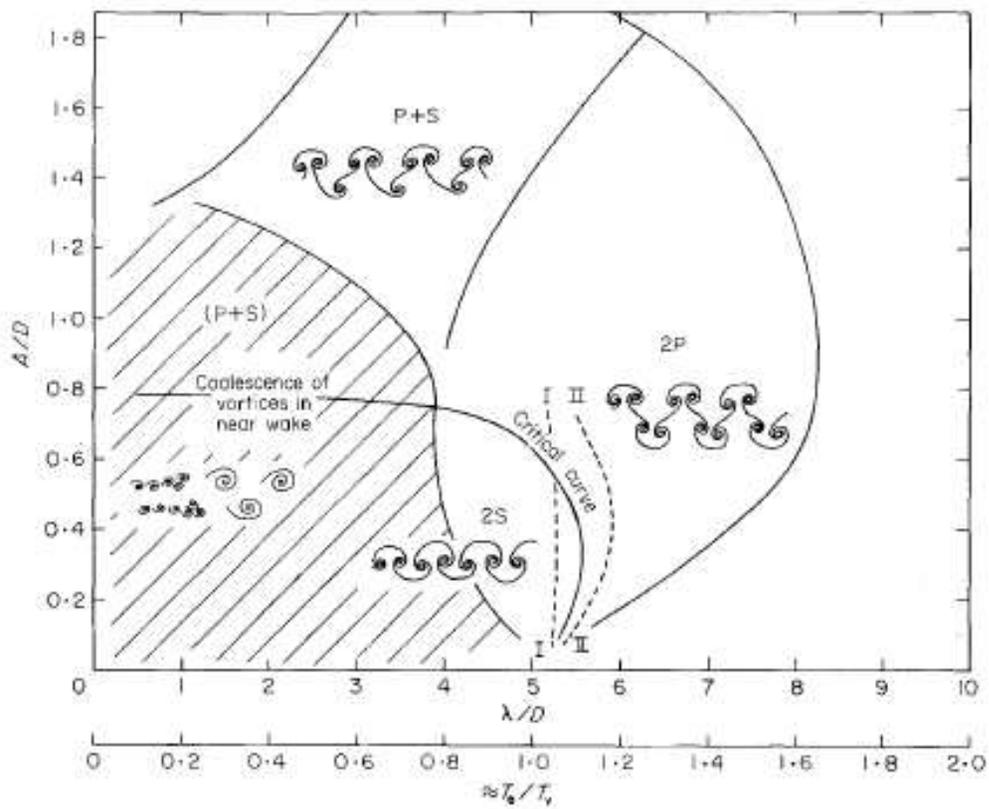
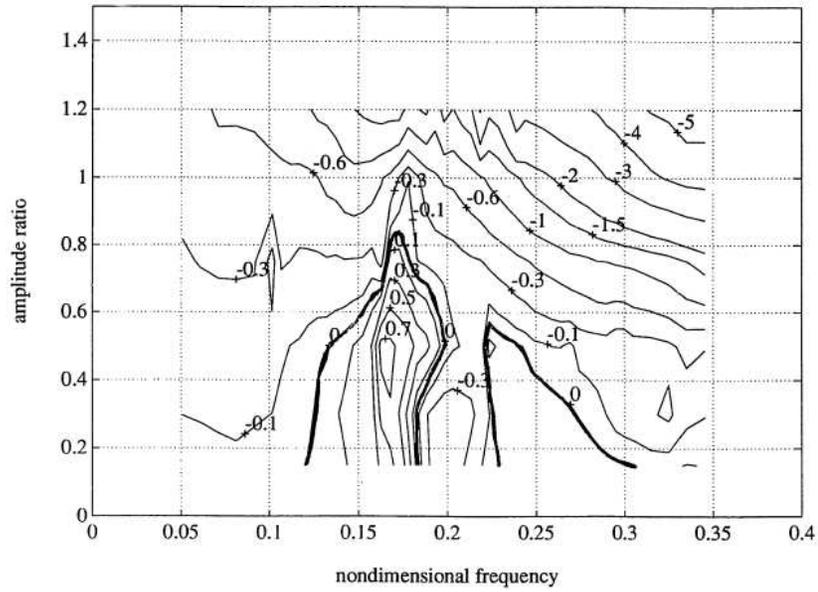


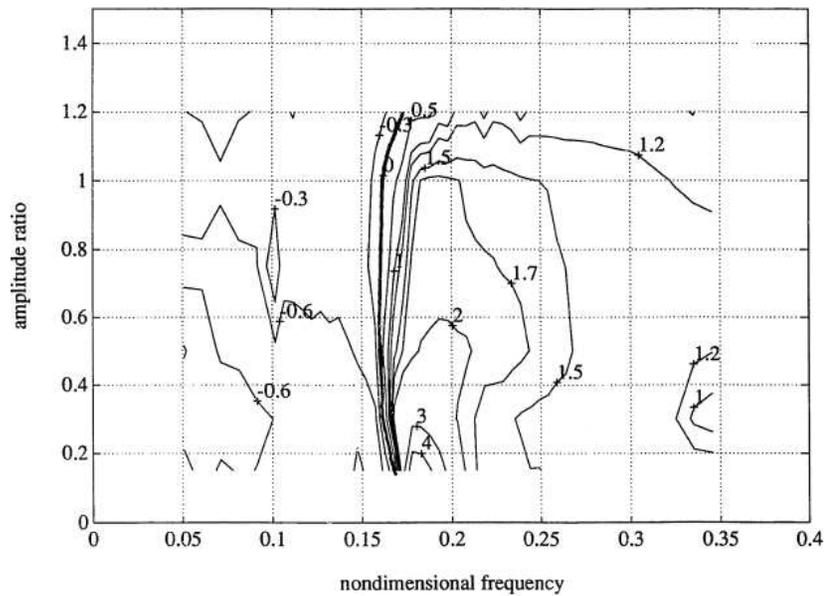
Figura 2.9 – Mapa de Williamson e Roshko (1988) obtidos a partir da variação da amplitude e frequência de oscilação de um cilindro rígido submetido à um escoamento que variou entre Re , 300 e 1000.

Coefficiente de Sustentação (C_L)



(a)

Coefficiente de Massa Adicional (C_a)



(b)

Figura 2.10 – Variação do coeficiente de sustentação (C_L) (a) e do coeficiente de massa adicional (C_a) (b) com a amplitude e frequência de vibração (Gopalkrishnan, 1993).

Dentre os inúmeros trabalhos publicados sobre experimentos com oscilação forçada, vale destaque o trabalho de Gopalkrishnan (1993), que estudou a amplitude modulada devido à VIV transversal. Para alcançar este objetivo, uma matriz com inúmeros experimentos variando a frequência e a amplitude de vibração foi necessária. Os experimentos foram realizados em um tanque de provas com velocidade de 0,4 m/s, que correspondem a Re de aproximadamente 10.000. O trabalho de Gopalkrishnan (1993) levantou a variação dos coeficientes hidrodinâmicos com a frequência e a amplitude de vibração (Fig. 2.10), que hoje são utilizadas por programas computacionais para prever a VIV. Na Fig. (2.10) o eixo vertical representa a razão da amplitude de oscilação pelo diâmetro externo do cilindro (A/D_o) e o eixo horizontal à frequência adimensional ($f_c U/D_o$), sendo f_c a frequência de oscilação do movimento imposto ao cilindro.

A Fig. 2.10b apresenta a variação do coeficiente de massa adicional (C_a) com a amplitude e frequência de oscilação. A massa adicional (m_a) representa a inércia do fluido deslocado pelo movimento do cilindro e deve ser considerada nas análises dinâmicas dos *risers*. C_a normaliza a massa adicional pela massa de água de um volume igual ao cilindro, como se pode ver pela Eq. 2.5.

$$C_a = \frac{m_a}{\rho_w \frac{\pi D_o^2}{4} L} \quad (2.5)$$

A partir da Fig. 2.10 pode-se observar que a amplitude e frequência de vibração do cilindro influenciam significativamente nos valores dos coeficientes hidrodinâmicos. Essa variação é devido à interação fluido-estrutura e deve ser considerada nas análises dos *risers*.

As curvas dos coeficientes hidrodinâmicos em função das amplitudes e frequência de oscilação ainda não estão bem definidas. Ainda existem dúvidas sobre os efeitos do Re nos valores destes coeficientes. Em geral, estes experimentos são realizados em escala laboratorial para valores de Re bastante inferior ao encontrado em campo ($Re \approx 10^5$). Morse & Williamson (2009) também realizaram experimentos com cilindros rígidos forçados a oscilar para diferentes valores de Re (Fig. 2.11). Nestes gráficos, o eixo vertical representa a razão da amplitude pelo diâmetro externo do cilindro e o eixo horizontal o comprimento de onda

normalizado, que é calculado como o inverso da frequência adimensional, apresentada por Golpalkrshnan (1993). Os resultados para $Re = 4.000$ e 12.000 são apresentados e observa-se certas diferenças entre os resultados apresentados, demonstrando que Re pode afetar os valores dos coeficientes hidrodinâmicos.

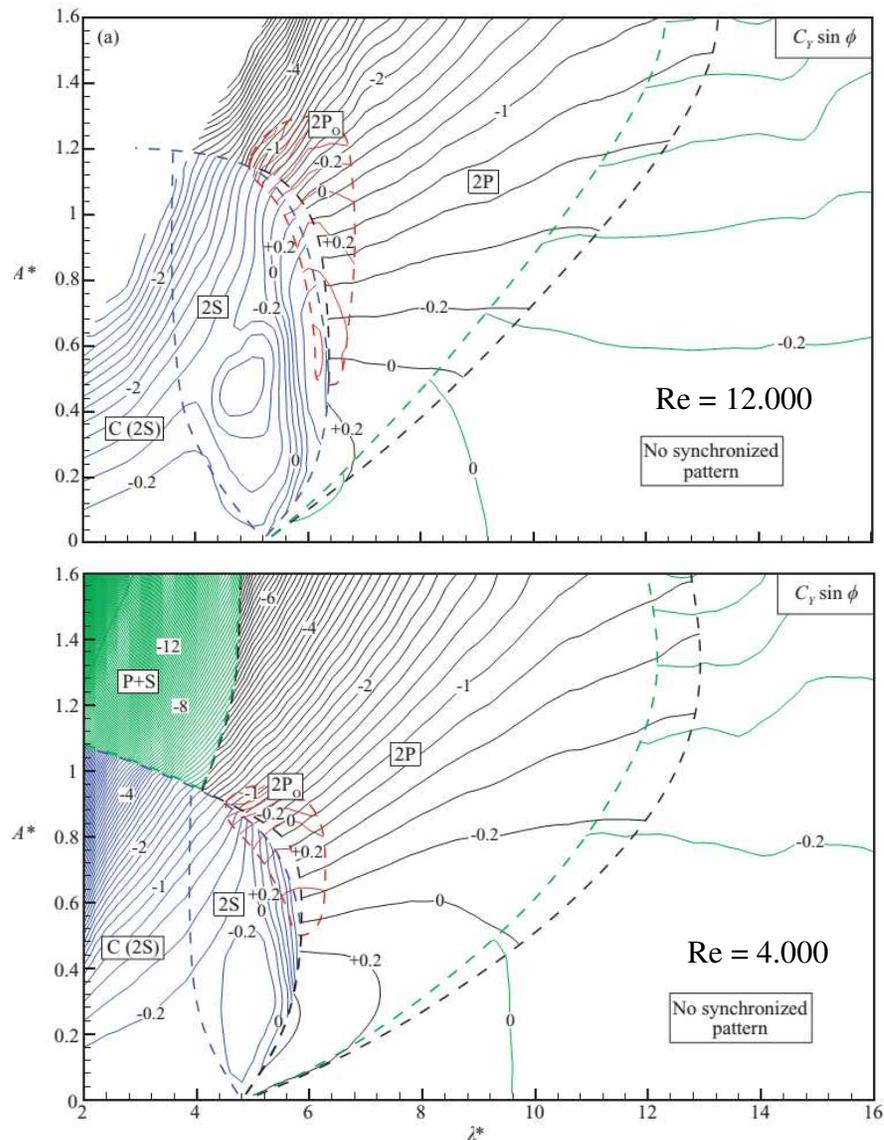


Figura 2.11 – Contornos da força de VIV em fase com a velocidade normalizada para $Re = 4.000$ (abaixo) e $Re = 12.000$ (acima) retirados de Morse & Williamson (2009).

Até o momento, todos os experimentos apresentados representavam um cilindro rígido forçado a oscilar e submetidos a um perfil de escoamento uniforme ao longo de todo o seu comprimento. Stansby (1976) também realizou experimentos com cilindros forçados a oscilar, mas submetidos a um perfil de escoamento cisalhante em um túnel de vento com retorno aberto.

O cilindro foi posicionado verticalmente, atravessando o túnel de vento. O escoamento cisalhante foi gerado através de uma tela metálica curvada instalada perto da extremidade à montante da longa seção de teste do túnel de vento. Medidas foram realizadas à dois metros à jusante da tela curvada apresentando um perfil de escoamento linear. As esteiras de vórtices foram monitoradas por anemômetros de fio quente.

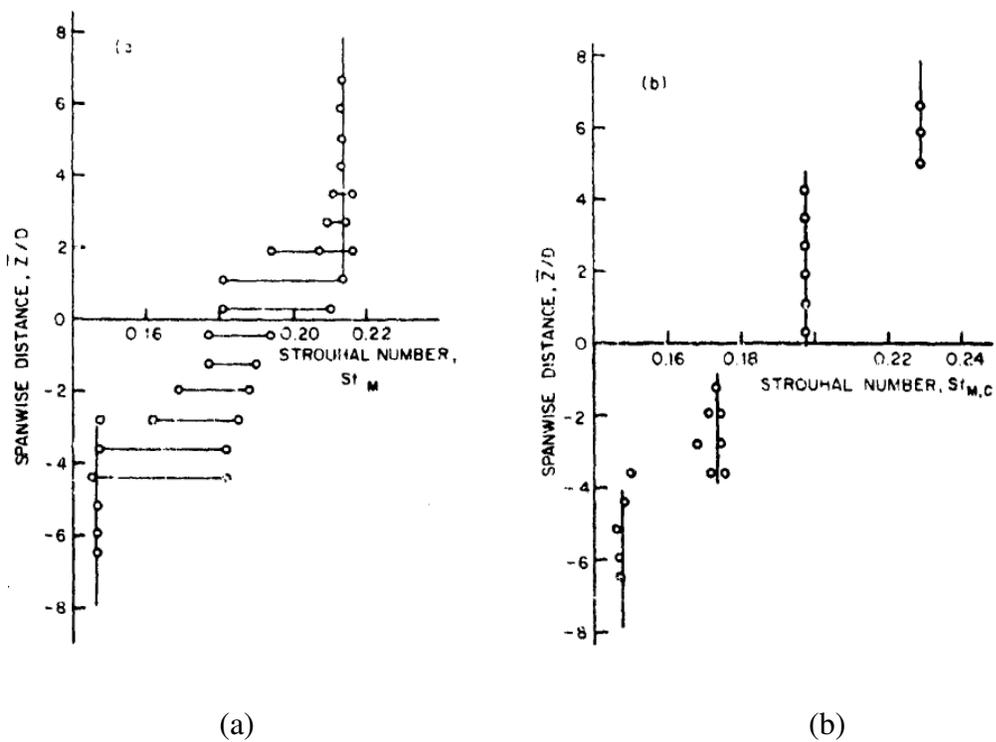


Figura 2.12 – Variação da frequência de desprendimento de vórtices ao longo do comprimento do cilindro para o caso do cilindro estacionário (a) e para o caso do cilindro oscilado com amplitudes de $A/D_0 = 0,06$ e $St_{M,c} = 0,198$ (b) em um escoamento cisalhante com $Re_M \approx 4.000$ e $\beta_M = 0,025$ (Stansby, 1976).

A Figura 2.12 apresenta a variação da frequência de desprendimento de vórtices ao longo do comprimento do cilindro, para o caso do cilindro estacionário (Fig. 2.12a) e para o caso do cilindro oscilando com amplitudes de $A/D_o = 0,06$ e frequência de $St_{M,c} = 0,198$ (Fig. 2.12b). $St_{M,c}$ é a nomenclatura para frequência de oscilação do cilindro adimensionalizada, que pode ser calculada pela Eq. 2.7, pela simples substituição de f_s (frequência de desprendimento de vórtices) por f_c (frequência de oscilação do cilindro). Em ambos os casos, o escoamento ocorreu para $Re_M \approx 4.000$, sendo Re_M o valor de Re para a velocidade no meio do túnel de vento. Neste caso, o escoamento variou ao longo do comprimento do cilindro com $\beta_M = 0,025$. β_M é dado pela Eq. 2.6, sendo dU/dz o gradiente de velocidade na direção vertical e U_M a velocidade no meio do túnel de vento.

$$\beta_M = \frac{D_o}{U_M} \frac{dU}{dz} \quad (2.6)$$

Na Fig. 2.12 o eixo vertical representa o comprimento do cilindro, sendo 0 a posição central do cilindro, e o eixo horizontal representa a frequência de desprendimento de vórtices, medida em sua forma adimensionalizada ($St_M(z)$).

$$St_M(z) = \frac{f_s(z)D_o}{U_M} \quad (2.7)$$

Como se pode notar pela Fig. 2.12, para o caso do cilindro estacionário uma grande variação da frequência de desprendimento de vórtices é observada. No entanto, para o cilindro forçado a oscilar se podem observar agrupamentos ou células de desprendimento de vórtices, que fazem com que em regiões ao longo do comprimento do cilindro as frequências de desprendimento de vórtices sejam iguais. Para os casos analisados foi verificado que as dimensões destas células de desprendimento de vórtices dependiam da razão de f_s/f_c e da amplitude de oscilação do cilindro.

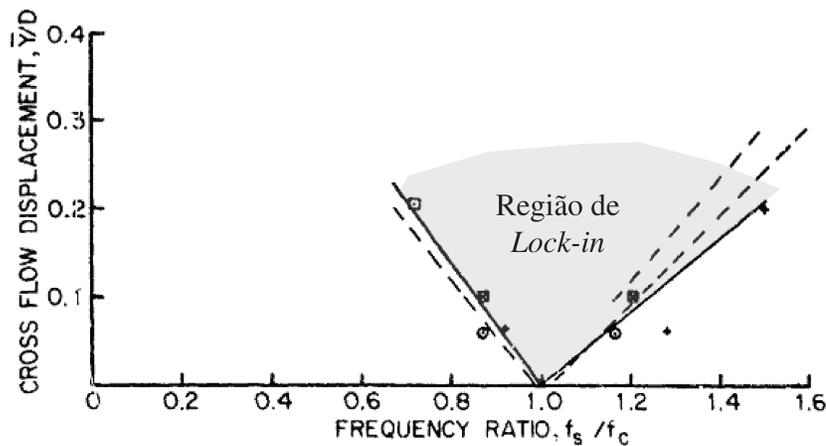


Figura 2.13 – Limites das células de desprendimento de vórtices observadas por Stansby (1976) para Re_M 4.000 e 10.000 para experimentos de cilindros rígidos forçados a oscilar submetidos a escoamento cisalhante. A linha tracejada representa resultados para escoamento uniforme (adaptado de Stansby, 1976).

A Fig. 2.13 apresenta os limites das células de desprendimentos de vórtices observadas por Stansby (1976) em seus experimentos. A linha tracejada representa os limites de *lock-in* para o caso de cilindros sujeitos a um escoamento uniforme.

O *lock-in* é entendido como a sincronização entre a frequência de oscilação do cilindro e a frequência de desprendimento de vórtices. Para o entendimento deste aspecto das VIVs, deve-se lembrar que nos experimentos com cilindros rígidos estacionários, a frequência de desprendimento de vórtices é dada pela Eq. 2.1, que em alguns artigos técnicos é denominada como “frequência de desprendimento de vórtices natural”. No entanto, conforme o cilindro é posto a oscilar, a frequência de desprendimento de vórtices pode alterar, dependendo da amplitude e frequência de oscilação do cilindro. Quando a frequência de desprendimento de vórtices se torna igual à frequência de oscilação do cilindro a condição de sincronização ou *lock-in* é alcançada.

Analisando a Fig. 2.13 pode-se observar uma boa concordância entre os limites das células de desprendimento de vórtices, observadas nos experimentos com escoamento cisalhante, e os limites do *lock-in*, observados nos experimentos com escoamento uniforme. Isso demonstra

que os limites das células de desprendimento de vórtices estão relacionadas com a condição de *lock-in*, observada nos experimentos com cilindros rígidos submetidos a um escoamento uniforme.

2.4 Experimentos para cilindros rígidos suportados por molas

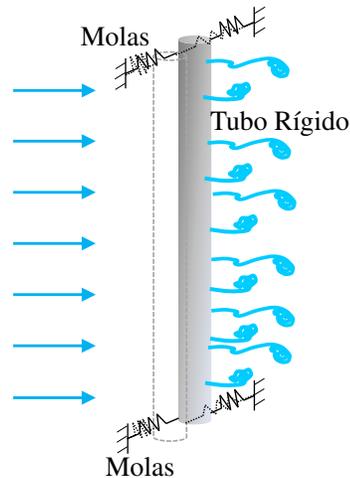


Figura 2.14 – Ilustração dos experimentos com cilindros rígidos suportados por mola.

A Figura 2.14 ilustra os experimentos com cilindro rígido suportado por molas. As molas devem ser de rigidez (k) fixa e previamente conhecida. Em alguns casos amortecedores podem ser adicionados, com o objetivo de controlar o amortecimento estrutural (ξ_s). Estes experimentos podem ser realizados em tanques de prova ou canais de água. A velocidade do escoamento é variada com a finalidade de obter resultados para diferentes velocidades reduzidas (V_R) e número de Reynolds. *End plates* em geral são instalados nas extremidades do cilindro, como forma de se evitar efeitos tridimensionais do escoamento gerados pelas extremidades do cilindro. A velocidade reduzida é dada pela Eq. 2.8, como a seguir:

$$V_R = \frac{U}{f_n D_o} \quad (2.8)$$

sendo f_n a frequência natural medida em condições de águas calmas.

Neste trabalho, os experimentos com cilindros rígidos em pêndulo serão considerados como suportado por molas, uma vez que neste tipo de experimento uma base elástica (mola) deve ser montada na extremidade superior do cilindro, para suportá-lo e permitir o seu movimento sem que ocorram inclinações.

A Figura 2.15 apresenta uma ilustração, apresentada em Williamson & Govardhan (2004), da típica resposta às VIVs encontrada nos experimentos com cilindros rígidos suportados por molas. Fotografias, retiradas do trabalho de Khalak & Williamson (1999) reproduzindo os típicos padrões de desprendimento de vórtices observados nestes experimentos foram adicionadas à figura para facilitar o seu entendimento. Nesta figura, a velocidade normalizada (U^*) pode ser entendida como V_R .

Como se pode ver o cilindro rígido suportado por molas responde às VIV em três ramos de resposta. Estes ramos de resposta foram denominados por Khalak & Williamson (1996) como: *Initial branch*, *Upper branch* e *Lower branch*.

O *Initial branch* é encontrado para baixas V_R e como observado por Khalak & Williamson (1999), os vórtices são desprendidos solidariamente um de cada lado do cilindro para cada ciclo de vibração, similar ao padrão de desprendimento de vórtices 2S encontrado nos experimentos com cilindros rígidos forçados a oscilar.

Conforme os valores de V_R crescem, devido ao aumento da velocidade do escoamento, a frequência de desprendimento de vórtices também aumenta, até que se torna aproximadamente igual à frequência natural do cilindro ($C_a = 1,0$), medida em águas calmas. Nestas condições, as amplitudes aumentam significativamente e a condição de *lock-in* é encontrada. Este ramo de resposta é o *Upper branch*, no qual os vórtices passam a ser desprendidos aos pares, um par de cada lado do cilindro para cada ciclo de vibração do cilindro, similar ao padrão de desprendimento de vórtices 2P encontrado nos experimentos com cilindros rígidos forçados a oscilar.

Para a faixa de V_R do *Upper branch*, ocorre uma variação do coeficiente da massa adicional que diminui de 1 a 0, como pode ser observado na Fig. 2.15 para V_R entre 5,5 e 8,0.

Quando a condição de $C_a = 0$ é alcançada, ou seja, a frequência de oscilação do cilindro é aproximadamente igual à frequência natural medida no ar, ocorre o fenômeno de “jump” da fase entre a força de VIV e o movimento do cilindro (Williamson e Govardhan, 2004), causando uma significativa diminuição da amplitude de oscilação do cilindro. Este ramo de resposta é o *Lower Branch*, que também apresenta padrão de desprendimento de vórtices similar ao padrão 2P.

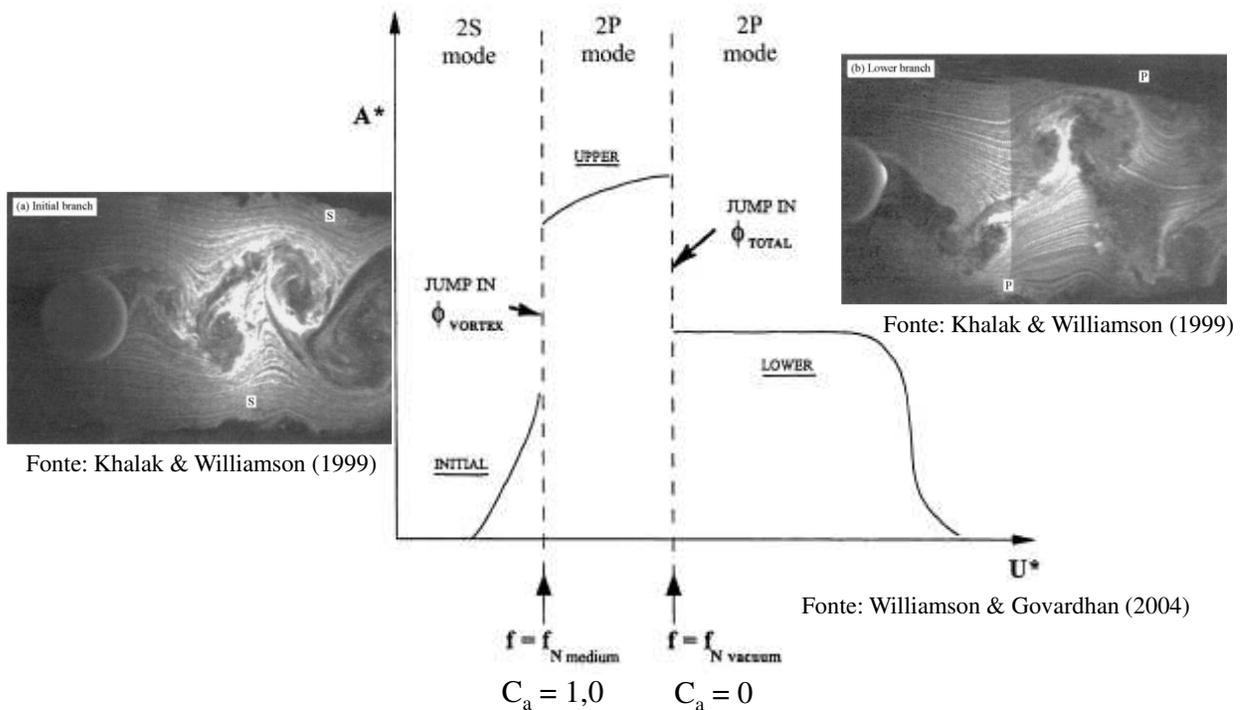


Figura 2.15 – Ilustração da típica resposta às VIVs encontrada nos experimentos com cilindros rígidos suportados por molas apresentada em Williamson & Govardhan (2004). Fotografias, retiradas do trabalho de Khalak & Williamson (1999) reproduzindo os típicos padrões de desprendimento de vórtices observados nestes experimentos foram adicionadas à figura.

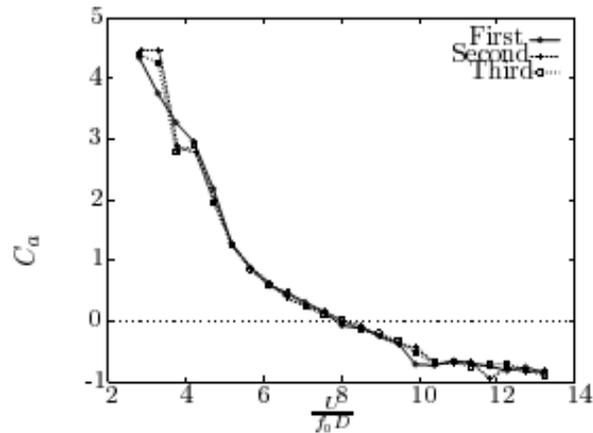


Figura 2.16 – Variação do coeficiente de massa adicional com V_R para experimentos com cilindros rígidos suportados por mola para $14000 < Re < 65500$ (Vikestad, 1998).

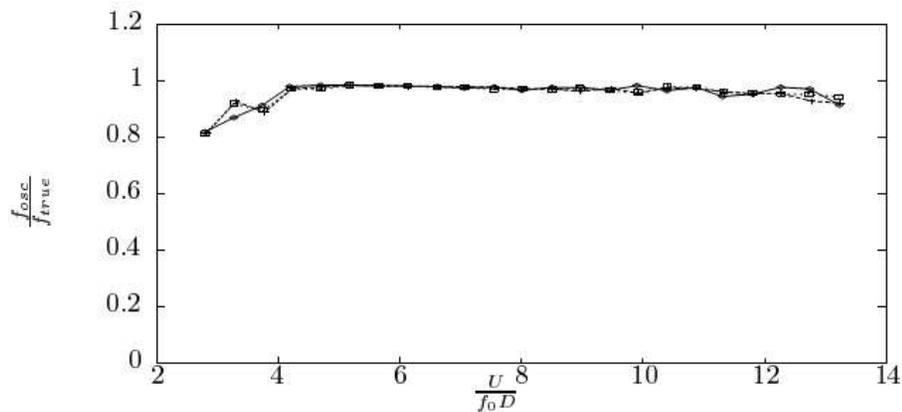


Figura 2.17 – Razão entre frequência de oscilação do cilindro e a “frequência natural verdadeira” (incluindo a variação da massa adicional) em relação à V_R (Vikestad, 1998).

A Figura 2.16 apresenta a variação de C_a em relação à V_R obtida por Vikestad (1998) para experimentos com cilindros rígidos suportados por molas para $14000 < Re < 65500$. A partir destes valores de C_a , Vikestad(1998) verificou que a frequência de oscilação do cilindro pode ser determinada a partir da frequência natural do cilindro considerando-se a variação da massa adicional, no que ele denominou como “frequência natural verdadeira”.

A Figura 2.17 apresenta a razão entre frequência de oscilação do cilindro, medida no experimento, e a “frequência natural verdadeira”, calculada incluindo a variação da massa adicional com V_R . O fato de esta razão ter ficado em torno de 1,0 demonstra a boa aproximação deste procedimento.

Até o momento, todos os resultados apresentados consideravam experimentos com cilindros livres para oscilar apenas na direção transversal. No entanto, nos últimos anos uma série de experimentos com cilindros rígidos suportados por molas, considerando-se vibrações em dois graus de liberdade, *in-line* e transversal foram realizados. Apenas por definição, a direção *in-line* é a direção do escoamento.

Blevins & Coughran (2009) realizaram uma série de experimentos com cilindros rígidos suportados por molas para um (apenas vibrações na direção transversal) e dois (livres para vibrar nas direções *in-line* e transversal) graus de liberdade, variando a razão de massa, o amortecimento estrutural e o Re . A razão de massa é calculada como a razão entre a massa linear da estrutura (m) e a massa linear de fluido deslocada pelo cilindro, considerando-se $Ca = 1,0$. Diversos trabalhos, tais como o de Blevins (2009), representam a razão de massa como apresentado pela Eq. 2.9a. No entanto, existem outros trabalhos, tais como o de Williamson e Govardhan (2004), que calculam a razão de massa, como apresentado na Eq. 2.9b. Neste trabalho, a razão de massa será calculada seguindo a Eq. 2.9a, pois é a forma mais encontrada nos trabalhos técnicos.

$$m^* = \frac{m}{\rho_w D_o^2} \quad (2.9a)$$

$$m^* = \frac{m}{\rho_w \frac{\pi}{4} D_o^2} \quad (2.9b)$$

A Figura 2.18 apresenta as respostas à VIV em experimentos com cilindro rígido (Blevins & Coughran, 2009) permitido a vibrar apenas na direção transversal (Fig. 2.18a) e nas direções *in-line* e transversal (Fig. 2.18b), para diferentes m^* . A partir destes resultados pode-se observar

que conforme m^* diminui, a faixa de V_R que ocorre o *Upper branch* ou o *lock-in* aumenta tanto para os experimentos com um ou dois graus de liberdade.

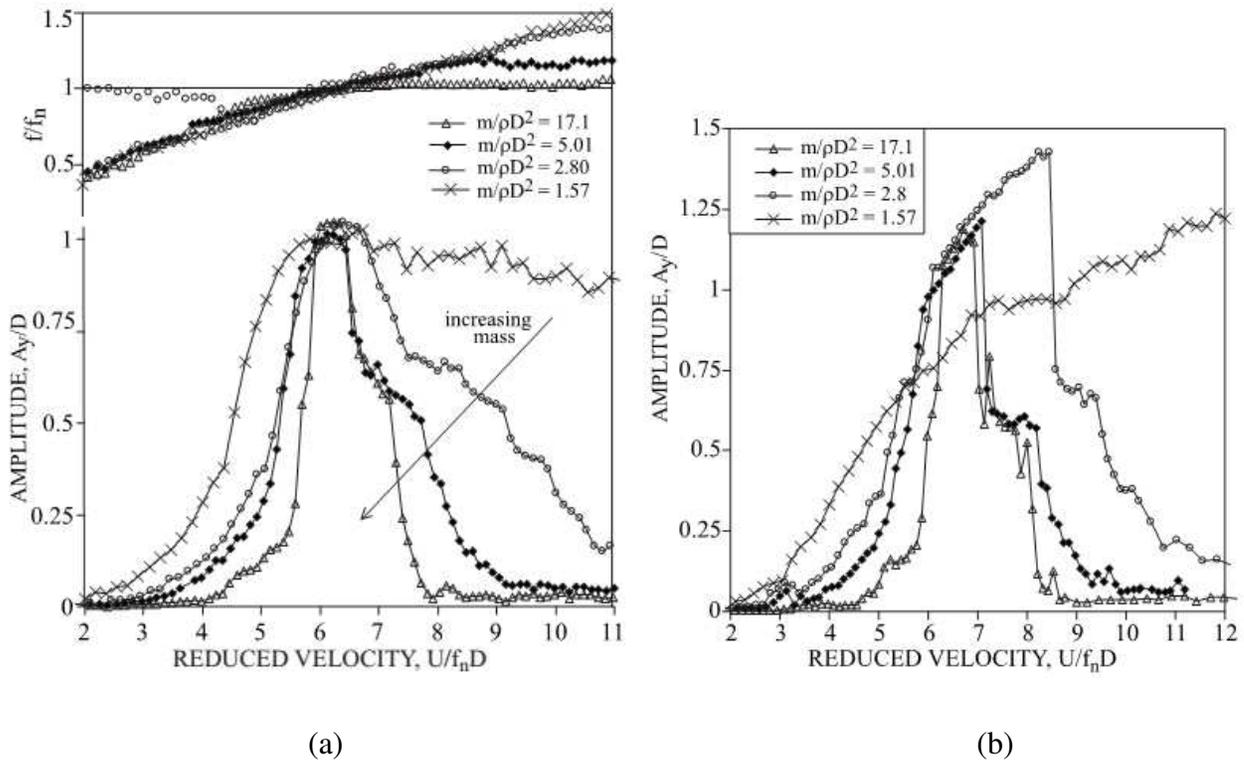


Figura 2.18 – Vibração de cilindros rígidos suportados por molas permitidos a oscilar apenas na direção transversal (a) e na direção *in-line* e transversal (b), variando-se m^* (Blevins & Coughran, 2009).

Além disso, pode-se observar que para os experimentos realizados com cilindros rígidos com liberdade para se mover nas direções *in-line* e transversal ao escoamento, a ocorrência da máxima amplitude de vibração é defasada para valores de V_R superiores aos encontrados nos experimentos com cilindros permitidos a se moverem apenas na direção transversal. Ademais, amplitudes máximas maiores também são encontradas. Para os experimentos com baixa razão de massa ($m^* = 2,8$) estas características são ainda mais evidenciadas. Estas evidências experimentais estão de acordo com os resultados experimentais encontrados por Moe e Wu (1990) e Jauvtis & Williamson (2003) para cilindros rígidos suportados por molas.

Nos experimentos com dois graus de liberdade é importante ressaltar que as frequências de oscilação *in-line* ocorrem com uma frequência duas vezes maior que a frequência de oscilação transversal. Isso se deve ao fato de as oscilações *in-line* estarem associada aos ciclos das forças de arrasto, que ocorrem a cada vórtice desprendido em um dos lados dos cilindros, enquanto as oscilações transversais estão associadas aos ciclos das forças de sustentação, que ocorrem conforme os vórtices são desprendidos dos dois lados do cilindro.

Como uma forma de mensurar a habilidade da esteira em sincronizar com o movimento de vibração do cilindro (*lock-in*), ou seja, a faixa de V_R que ocorre o *lock-in* ou o *Upper branch*, o parâmetro denominado dupla largura de banda (dV_R) pode ser muitas vezes encontrado, como em Vandiver e Marcollo (2003). Este parâmetro é usado nas simulações numéricas, como uma forma de prever a extensão de uma possível região de *lock-in*. Baseada no conceito de que para uma dada frequência e amplitude de vibração existe uma velocidade de escoamento U_{ideal} (inserida em uma faixa de velocidade que forma a região de *lock-in*) que idealmente mantém o regime de *lock-in*, a largura de banda em *Lock-in* (dV_R) é calculada como a razão da faixa de variação da velocidade no escoamento não uniforme (ΔU), na qual o *lock-in* é suportado, e a U_{ideal} . A dV_R também pode ser calculada em termos da velocidade reduzida, definindo como velocidade reduzida ideal, $V_{R,ideal}$, dada por $V_{R,ideal} = U_{ideal} / (f_s D)$, e ΔV_R a faixa de velocidade reduzida que suporta o *lock-in*.

$$dV_R = \frac{\Delta U}{U_{C,ideal}} = \frac{\Delta V_R}{V_{R,ideal}} \quad (2.10)$$

Um valor comumente utilizado em projetos é 0,4, o que significa que a velocidade pode variar mais ou menos 20% da velocidade ideal para haver *lock-in*.

2.5 Experimentos para tubos flexíveis

A Figura 2.19 ilustra o experimento com tubos flexíveis. Em geral, estes experimentos são realizados em escala reduzida de *risers* reais. Embora frequentemente problemas de escala tem que ser resolvidos, devido às limitações impostas pelas profundidades dos tanques experimentais.

Por se tratar de modelos flexíveis, as frequências naturais da estrutura são associadas aos modos de vibração e, portanto, a amplitude de vibração irá variar ao longo do seu comprimento. Neste caso, as velocidades reduzidas também devem ser calculadas, associadas aos modos de vibração.

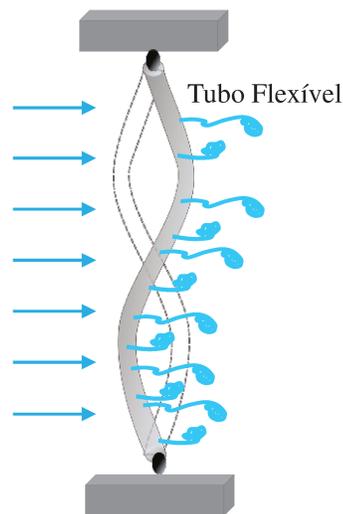


Figura 2.19 – Ilustração de experimentos utilizando tubos flexíveis.

Neste tipo de experimento, o tipo de estrutura utilizada pode variar consideravelmente, algumas se comportam mais como vigas, tendo a rigidez flexional predominante no comportamento dinâmico; e outras se comportam mais próximas de cabos, em que a tração é predominante no comportamento dinâmico da estrutura.

O primeiro tipo de estrutura (viga) geralmente é encontrado em experimentos de dutos em vão-livre. Estes experimentos costumam ser realizados em tanques de prova, procurando-se verificar as amplitudes e frequências de vibração, assim como as forças e tensões no modelo experimental. Uma vez que a rigidez à flexão (EI) predomina no comportamento dinâmico destas

estruturas, as frequências naturais dos seus respectivos modos de vibração são mais espaçadas, quando comparadas as frequências naturais observadas para os cabos. Desta forma é esperado que a resposta ocorresse predominantemente em apenas um modo de vibração. Exemplos destes experimentos podem ser vistos em Nielsen *et al.* (2002), Cunha *et al.* (2009), Soni (2008).

Já o segundo tipo de estrutura (cabo) geralmente é encontrado em experimentos de *risers*. Assim como no caso anterior, estes experimentos também costumam ser realizados em tanques de provas. Como neste caso a tração predomina sobre a rigidez à flexão no comportamento dinâmico, é esperado que as distâncias entre as frequências naturais dos diferentes modos de vibração diminuam. Conseqüentemente, para perfis de correnteza variáveis ($\beta \neq 0$), a estrutura poderá vibrar em mais de um modo de vibração (Vandiver *et al.*, 1996) e altos modos de vibração podem ser excitados pela VIV (Vandiver *et al.*, 2009). Alguns exemplos de experimentos deste tipo podem ser vistos em Vandiver *et al.* (1996), Chaplin *et al.* (2005a,b), Vandiver *et al.* (2009) e Morooka *et al.* (2009).

Nestes tipos de experimentos, um parâmetro que geralmente é utilizado para determinar a esbeltez dos modelos experimentais é a razão de aspecto, que é definida como a razão entre o comprimento característico do cilindro (L) e o seu diâmetro (D). Geralmente, os *risers* apresentam altos valores de razão de aspecto e por esse motivo apresentam comportamentos mais similares ao cabo.

Griffin (1982) apresentou um gráfico da máxima amplitude de vibração para cilindros circulares em função de um parâmetro que relacionava a razão de massa e de amortecimento (ζ_s/μ), denominado como amortecimento reduzido. O gráfico é apresentado na Fig. 2.20. Como se pode observar, os eixos são representados em escala logarítmica. O eixo vertical representa a amplitude de vibração máxima e o eixo horizontal o amortecimento reduzido.

Atualmente, este gráfico é conhecido como Griffin-plot, e no passado foi utilizado extensivamente na engenharia prática, como forma de determinar as deflexões causadas pelas VIVs. No entanto, como poderá ser visto adiante, ainda existem dúvidas sobre a existência de apenas uma única curva de amplitude máxima pelo amortecimento reduzido.

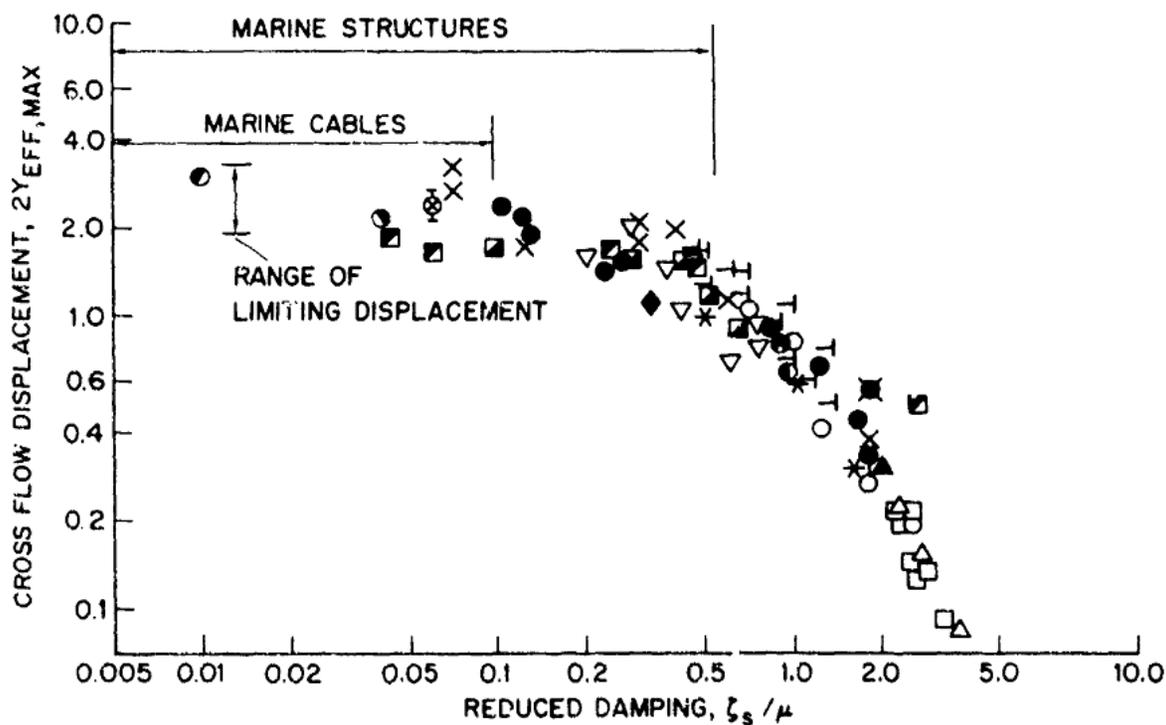


Figura 2.20 – Máxima amplitude de vibração para um cilindro circular sujeito às VIVs em relação ao amortecimento reduzido (Griffin, 1982).

Recentemente, Vandiver *et al.* (2009) conduziu um experimento perto da Corrente do Golfo arrastando um tubo flexível preso a um barco. O tubo foi tracionado pelo peso de uma roda de trem que foi presa no fundo do *riser*, e apresentava um comprimento de 152,4 m e 3,63 cm de diâmetro. O experimento foi monitorado por oito fibras óticas embutidas no modelo experimental. Cada fibra continha 35 extensômetros, que usavam o princípio da difração de Bragg para medir a deformação com uma resolução de 1 μ strain. Este experimento é apresentado neste trabalho, pois pode ser considerado como um dos experimentos realizados com um modelo experimental com características mais próximas a um *riser* real e com grande quantidade de sensores.

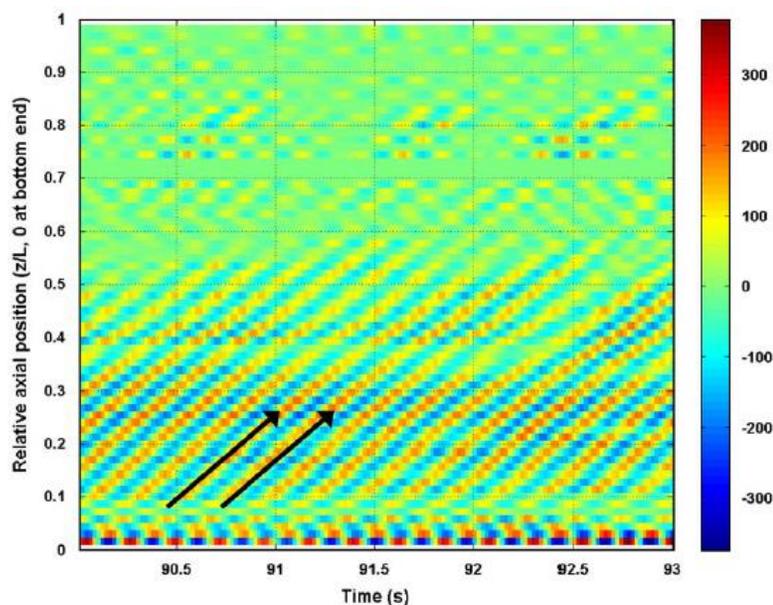


Figura 2.21 – Série temporal obtida por todos os sensores mostrando o comportamento de *traveling wave* (Vandiver *et al.*, 2009).

A partir destes experimentos, Vandiver *et al.* (2009) verificou que vários harmônicos da frequência de desprendimento de vórtices podem ser excitados pelas VIVs, não apenas o primeiro e o segundo harmônicos, referentes às vibrações transversais e *in-line*, causadas pelas flutuações da força de sustentação e arrasto, observadas nos experimentos com cilindros rígidos. Além disso, eles verificaram comportamento de *traveling waves* na resposta do tubo às VIVs, que pode ser visto na Fig. 2.21. Nesta figura, o eixo vertical representa o comprimento adimensional do tubo, onde 0 é a extremidade inferior, o eixo horizontal é o tempo. As cores representam as amplitudes de vibração, apresentadas em forma de deformação em μstrain . Como se pode ver, as *traveling waves* são representadas pelas linhas diagonais em laranja ou azul, indicadas pelas setas, que representam as ondas de flexão viajando ao longo do comprimento do tubo.

3. AVALIAÇÃO DO EFEITO DA INCLINAÇÃO EM TUBOS FLEXÍVEIS

A análise de seções com base na “teoria das faixas” (*strip theory*) é uma aproximação que pode ser aplicada para modelar a hidrodinâmica do escoamento passando por cilindros deformados. O escoamento é tipicamente calculado em planos bidimensionais que são localizados em intervalos ao longo do comprimento do cilindro e são perpendiculares ao eixo dos mesmos. No caso de geometrias curvas, a velocidade do escoamento que incide sobre o cilindro pode ser decomposta em componentes normal e tangencial ao eixo do cilindro. Neste caso, em geral, a componente tangencial do escoamento pode ser desprezada, ignorando o escoamento axial sobre o cilindro, e considerando a componente normal do escoamento como a principal responsável pelas forças fluidodinâmicas. A esta aproximação deu-se o nome de princípio da independência. Diversos trabalhos podem ser encontrados na literatura técnica demonstrando a validade desta aproximação. Neste capítulo será feita uma breve revisão bibliográfica sobre o tema, e depois serão apresentados resultados obtidos a partir da análise dos experimentos com tubos flexíveis perpendiculares e inclinados em relação à direção do escoamento, apresentados em Cunha *et al.* (2009).

3.1 Revisão Bibliográfica

O problema de cilindros inclinados em relação ao eixo de um cilindro ou de uma estrutura já é um tema estudado a longo tempo. Tendo os seus primórdios na aeronáutica, como se pode ver pelos trabalhos de Sears (1947) e Wild (1948), que partindo das Equações de Navier-Stokes em três dimensões, verificaram que para um cilindro inclinado em relação ao escoamento, a camada limite pode ser representada como um caso bidimensional, em que a componente da velocidade tangencial ao eixo do cilindro não influencia a camada limite. Neste caso, eles consideraram que o cilindro tinha comprimento infinito, portanto as tridimensionalidades geradas pelo efeito de ponta não são consideradas.

Hanson (1965) realizou experimentos em um túnel de vento, com uma corda musical de 0,008 polegadas (0,2 mm). O ângulo entre a direção do escoamento e o eixo da corda foi variado de 0 a 72 graus. A frequência de despreendimento de vórtices foi determinada a partir do sinal medido por um anemômetro de fio quente instalado perto da esteira de vórtices.

A partir destes dados Hanson(1965) verificou a variação de $f_s D_o^2 / \nu$ em relação ao Re, sendo f_s a frequência de despreendimento de vórtices medida e ν a viscosidade cinemática. Nesta ocasião, Re foi calculado de duas formas diferentes, a primeira considerando-se a velocidade de escoamento incidente e a segunda levando em conta apenas a componente da velocidade do escoamento normal ao eixo da corda. $f_s D_o^2 / \nu$ foi utilizado como parâmetro com base no trabalho de Roshko (1954), que verificou para um cilindro com escoamento incidindo perpendicularmente ao seu eixo, que para $50 \leq Re \leq 2000$ este parâmetro segue uma função linear.

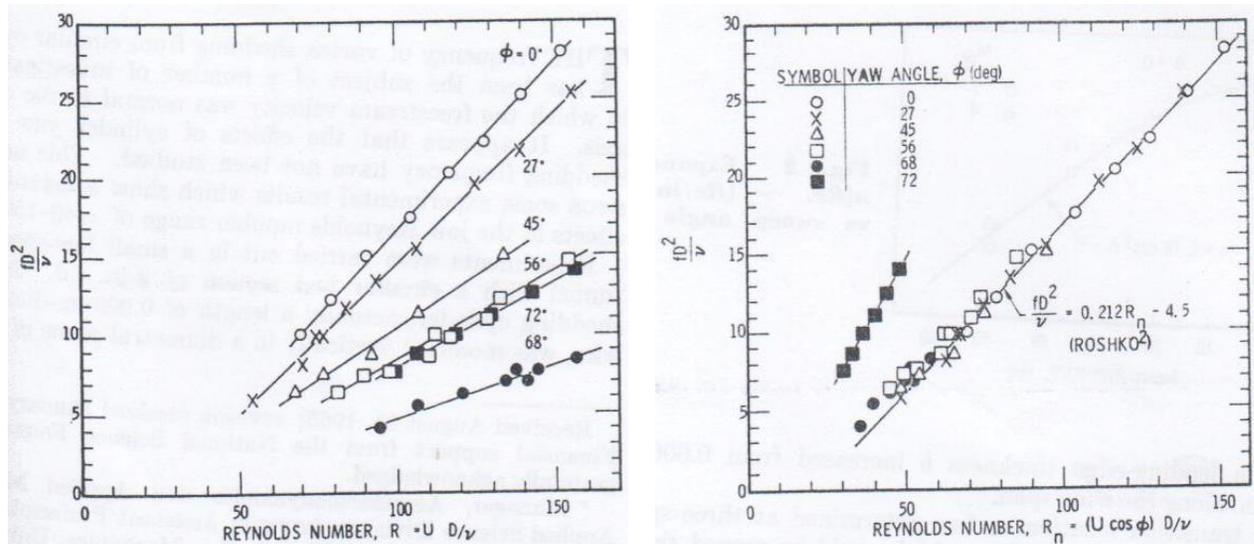


Figura 3.1 - $f_s D_o^2 / \nu$ variando com Re (a) e com Re calculado com base na componente da velocidade do escoamento normal ao eixo da corda (b) para os diferentes ângulos de inclinação analisados (Hanson, 1965).

Pela Fig. 3.1a se pode observar que todas as condições analisadas apresentaram um comportamento linear de $f_s D_o^2 / \nu$ em relação a Re. Quando os valores de Re são recalculados,

considerando-se apenas a componente normal, pode-se observar que todos os pontos se aproximam para apenas uma linha (Fig. 3.1b), com exceção dos resultados obtidos para o ângulo de 72 graus de inclinação. O fato de estes pontos terem se alinhado em apenas uma linha é uma evidência de que o princípio da independência é válido.

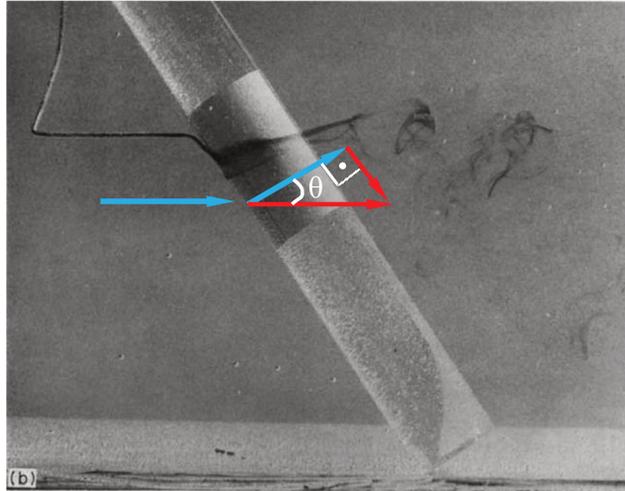


Figura 3.2 – Visualização do escoamento para um cilindro inclinado oscilando para $Re = 20.000$ (King, 1977).

King (1977) realizou experimentos em um canal de água para Re de aproximadamente 20.000, variando o ângulo de inclinação (θ) de um cilindro flexível em relação à vertical de -45 a 45 graus. Neste experimento, os deslocamentos e os momentos fletores do cilindro foram medidos. Avaliando a variação da amplitude de vibração e os momentos fletores em relação à V_R e $V_{R,N}$, sendo $V_{R,N}$ a velocidade reduzida calculada considerando apenas a componente da velocidade do escoamento normal ao eixo do cilindro ($U \cos\theta$), verificou-se que as amplitudes de vibração tanto na direção *in-line* quanto na direção transversal, apresentavam maiores concordâncias para os diferentes ângulos de inclinação quando $V_{R,N}$ era utilizado. A partir disso, King (1977) verificou que a inclinação diminui a velocidade relativa do escoamento em $\cos\theta$ e a frequência natural do cilindro em $\cos^2\theta$, devido à diminuição da força de arrasto, fazendo com que V_R aumentasse com $(\cos\theta)^{-1}$. Além disso, King (1977) verificou a partir da visualização do

escoamento, que o escoamento local ao redor do cilindro oscilando ocorreu normal ao eixo do cilindro, o que justifica em partes usar $U \cos\theta$ para o cálculo de V_R e das forças de arrasto.

Ramberg (1983) realizou experimentos utilizando um tubo de bronze com razão de aspecto de 100, forçado a oscilar para Re variando entre 160 e 1100 em um túnel de vento. Testes com inclinações do tubo de até 50 graus em relação à vertical foram realizados. *End-plates* foram instalados nas extremidades do tubo. A partir da visualização do escoamento pode-se observar que os vórtices são desprendidos paralelos ao eixo do tubo, com exceção das regiões perto das extremidades, onde tridimensionalidades foram encontradas. A Figura 3.3 apresenta um esquema, desenhado com base nas visualizações do escoamento de Ramberg (1977), da esteira de vórtices formadas para um escoamento passando por um cilindro finito inclinado. Como se podem observar dois modos de desprendimento de vórtices podem ser encontrados: o modo 1 em que existe grande influência das tridimensionalidades causadas pela extremidade do tubo, e o modo 2 em que o desprendimento de vórtices são paralelos ao eixo do tubo.

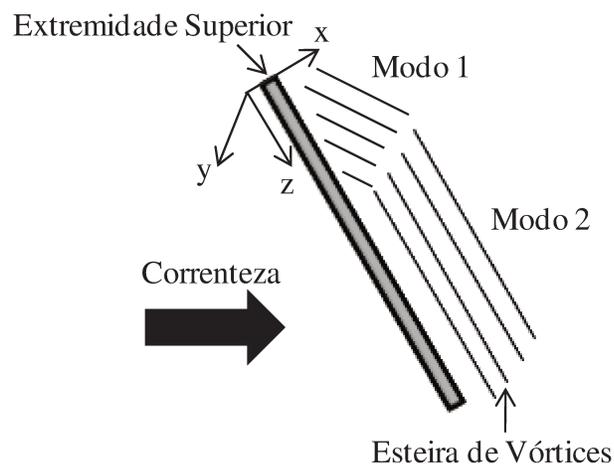


Figura 3.3 – Esquema mostrando os dois modos de desprendimento de vórtices quase paralelos para um escoamento passando por um cilindro de comprimento finito inclinado, baseado na visualização do escoamento de Ramberg(1977) (Marshall, 2003).

Além das visualizações do escoamento, Ramberg (1977) também monitorou a esteira de vórtices utilizando anemômetros de fio quente. A partir da sincronização da frequência de oscilação do cilindro (f_c) com a frequência de desprendimento de vórtices, ele conseguiu identificar a ocorrência do *lock-in*. De posse destes dados, ele verificou os limites da região de *lock-in* para diferentes inclinações (θ) do tubo, como pode ser visto na Fig. 3.4. $(V_R St_N)^{-1}$ é dado pela Eq. 3.1.

$$(V_R St_N)^{-1} = \left(\frac{U \cos \theta}{f_c D_o} \frac{f_s' D_o}{U \cos \theta} \right)^{-1} \quad (3.1)$$

St_N foi encontrado através da relação de Roshko (1954) usando o valor de Re , calculado através de $U \cos \theta$. Neste caso, os resultados para os diferentes ângulos de incidência foram rebatidos para o eixo do tubo.

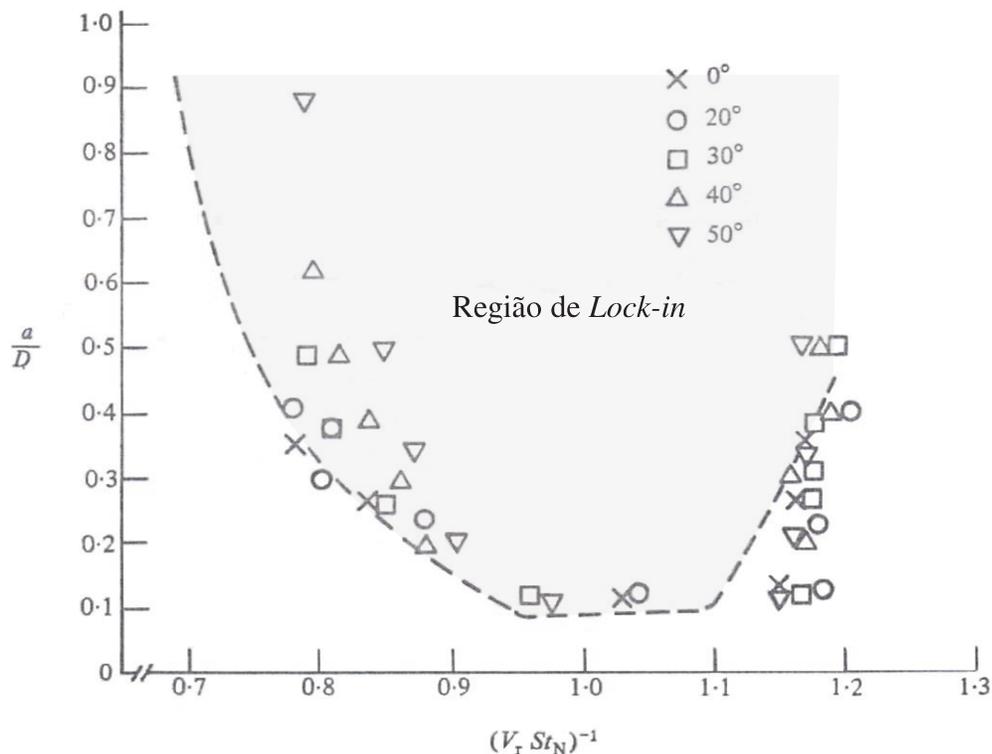


Figura 3.4 – Limites da região de *lock-in* para cilindros inclinados forçados a oscilar para $Re = 460$. A linha tracejada representa o resultado obtido para cilindros com incidência do escoamento normal ao seu eixo obtido por Griffin (1971) (adaptado de Ramberg, 1977).

Como pode ser visto na Fig. 3.4, uma boa similaridade pode ser encontrada entre os resultados para o cilindro reto (linha tracejada (Griffin, 1971)) e o cilindro inclinado em relação ao escoamento. Desta forma, com base neste resultado e nas visualizações do escoamento, Ramberg (1977) conclui que nas condições de *lock-in*, o princípio da independência irá descrever as VIVs adequadamente.

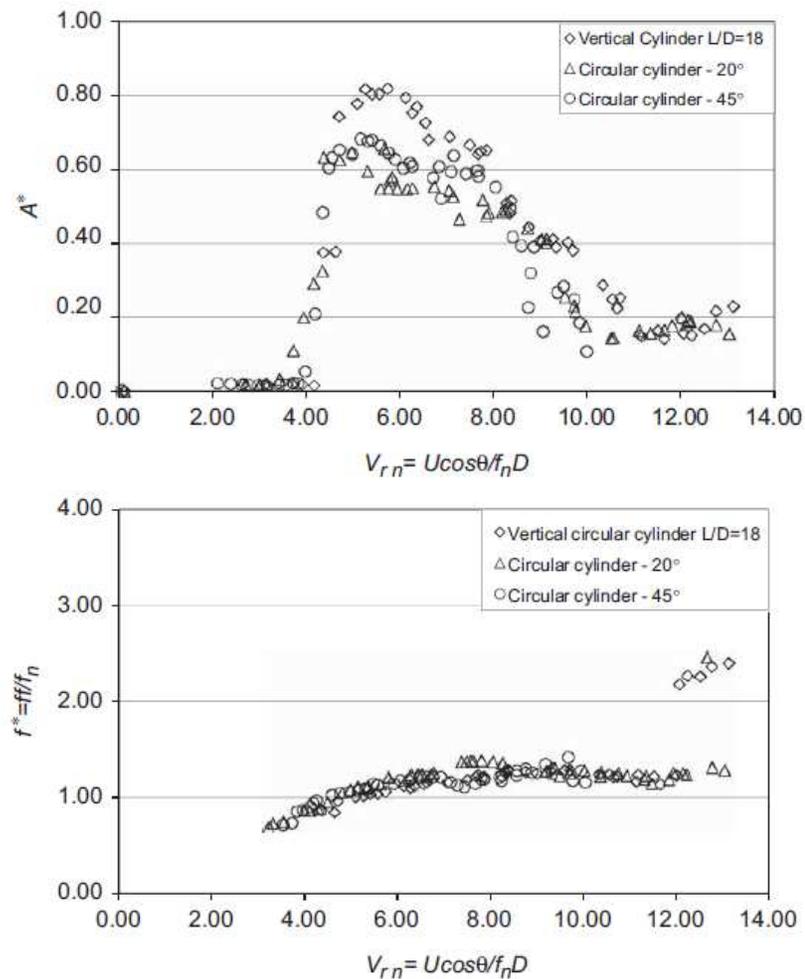


Figura 3.5 – Variação da amplitude de vibração ($A^* = A/D_0$) e f/f_n em relação à $V_{R,N}$ para cilindros verticais (\diamond) e inclinados em 20° (Δ) e 45° (\circ) com relação à vertical (Franzine *et al.*, 2009)

Mais recentemente, Franzini *et al* (2009) apresentaram medidas e verificações para cilindros rígidos montados em base elástica com um grau de liberdade com Re variando entre 2000 e 8000 em um canal. A validade da aproximação obtida pelo princípio da independência foi verificada através da comparação dos resultados da amplitude A/D_o , f/f_n e C_L variando com V_R e com $V_{R,N}$, para tubos inclinados a 20° e 45° com relação à vertical.

Como pode ser observado na Fig. 3.5, ao se corrigir V_R utilizando $U \cos\theta$ ($V_{R,N}$), as amplitudes de oscilação foram similares para os diferentes casos de inclinação, tendo os resultados para os cilindros inclinados ficado um pouco menores que as amplitudes para o cilindro vertical. A máxima amplitude de oscilação do cilindro inclinado ocorreu na mesma faixa de velocidade reduzida. Boa concordância também foi obtida para os resultados de frequência, e nos resultados de C_L .

Ersdal & Faltinsen (2006) mediram as forças nas direções normais ao eixo de um cilindro rígido, assim como as forças nas direções transversais ao escoamento, para um escoamento quase axial. Estes experimentos foram realizados em tanque de prova instalando-se o cilindro em uma posição quase horizontal, presa a uma estrutura de suporte, quase como um pêndulo na horizontal. A extremidade do tubo foi arredondada, apresentando um formato parabólico, de forma que não gerasse efeitos tridimensionais no escoamento. Células de carga foram instaladas na seção de teste.

Comparando as forças medidas com as forças calculadas aplicando o princípio da independência, Ersdal & Faltinsen (2006) verificaram que esta aproximação é adequada para ângulos de até 85° desde que o estado da camada limite seja levado em consideração. O “verdadeiro” número de Re deve ser definido com base no comprimento instantâneo do corpo paralelo ao escoamento incidente.

3.2 Descrição do Experimento com Tubos Flexíveis Horizontais (Cunha *et al.*, 2009)

Experimento com um modelo reduzido de um duto submarino horizontal foi realizado no Instituto de Pesquisas Tecnológicas de São Paulo. Um dos objetivos deste experimento foi estudar a resposta do duto às VIVs *In-line* e Transversal causadas pela correnteza. Os experimentos foram realizados em um tanque de provas com 276 metros de comprimento, 6 metros de largura e 4 metros de profundidade, conforme esquema apresentado na Fig. 3.6.

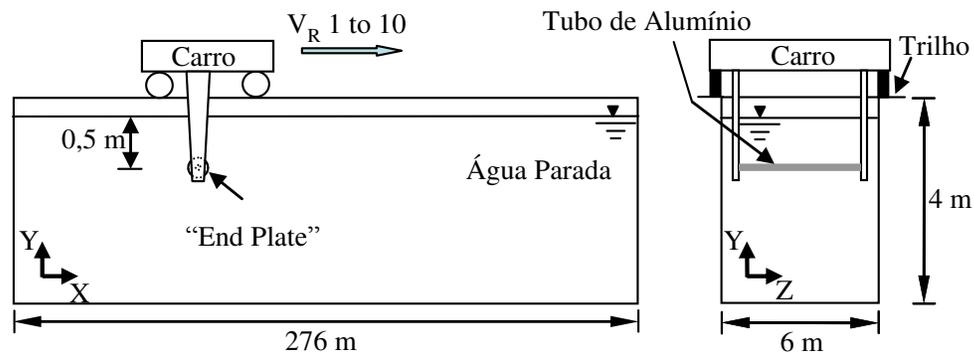


Figura 3.6 – Esquema do experimento (Cunha *et al.*, 2009).

A Figura 3.7 apresenta a montagem do experimento. O modelo experimental do duto submarino com o cilindro na horizontal foi instalado ao carro dinamométrico através de juntas universais para emular uma condição rotulada em ambas as extremidades. Uma pequena folga na direção axial foi deixada numa das extremidades do tubo, procurando evitar que o tubo tracionasse devido ao seu peso próprio e ao arrasto. Através do movimento do carro dinamométrico em velocidade constante, o duto foi exposto a um perfil de correnteza uniforme. A velocidade da correnteza foi sistematicamente variada de forma a obter resultados para uma faixa de V_R entre 1 e 10 e uma faixa de Re entre 430 e 3500. Ensaios realizados para duas condições do tubo foram analisadas: na primeira o tubo foi posicionado de forma que o escoamento incidisse perpendicularmente ao eixo do tubo; e na segunda, inclinou-se o tubo de forma que ele se mantivesse na horizontal, mas o escoamento incidisse com um ângulo de 30 graus em relação ao eixo do cilindro.

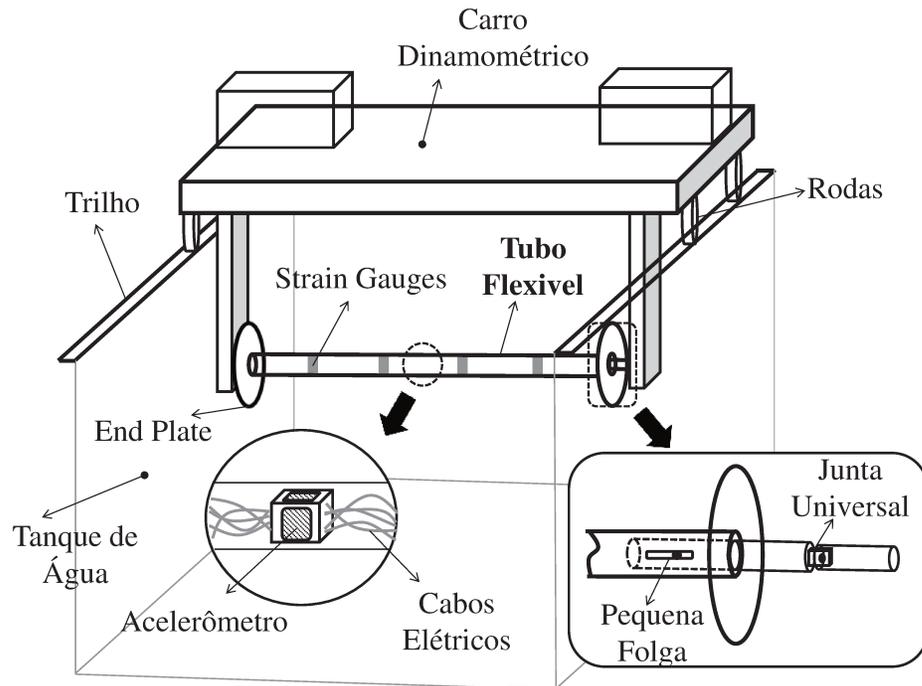


Figura 3.7 – Montagem do experimento utilizando o tubo horizontal (Cunha *et al.*, 2009).

O modelo experimental do duto foi confeccionado em alumínio e apresentou baixa razão de massa ($\frac{m}{\rho D^2} = 1,0$). Ensaios de decaimento foram realizados na água e no ar, deslocando-se o tubo na direção transversal e o soltando. Frequência natural de 2,358 Hz foi obtida para o primeiro modo de vibração do modelo experimental no ar, com uma razão de amortecimento estrutural de aproximadamente 0,9%, resultando em $(m^* + Ca)\zeta = 0,0205$. A frequência natural em águas calmas diminuiu para 1,025 Hz, e a razão de amortecimento aumentou para 6,35%, como esperado devido aos efeitos hidrodinâmicos. O coeficiente de massa adicional foi estimado dos testes de decaimento e o seu valor foi de aproximadamente 1,0.

A razão de aspecto (L/D_0) foi de 228,5. *End-plates* foram instalados em ambas as extremidades para evitar as tridimensionalidades no escoamento causadas pelas extremidades (*end condition effect*). As propriedades do modelo experimental podem ser vistos na Tab.3.1.

Tabela 3.1 – Parâmetros do modelo experimental (Cunha *et al.*, 2009)

Parâmetros	Símbolo	Valor (Unidade)
Comprimento	L	4,57 (m)
Diâmetro externo	D _o	0,02 (m)
Diâmetro interno		0,0184 (m)
Massa linear do tubo		0,40 (m)
Coeficiente de massa adicional (Teste de Decaimento)	Ca	1,001
Massa linear total do sistema (Massa do tubo, fluido interno (água) e massa adicional)	m	0,715 (kg/m)
Rigidez à flexão do tubo	EI	132,75 (Nm ²)
Frequência natural do primeiro modo vib. (ar – teste de decaimento)		2,36 (Hz)
Frequência natural do primeiro modo de vib. (água – teste de decaimento)	f _{n1}	1,02 (Hz)

Extensômetros instalados na superfície exterior do cilindro, e acelerômetros bi-direcional foram utilizados para monitorar o movimento na direção *in-line* e transversal, respectivamente. Os extensômetros foram cuidadosamente cobertos para vedar os sensores do contato com a água e suavizar a região onde os extensômetros foram instalados para evitar interferências dos sensores na resposta global do modelo experimental. Os acelerômetros foram instalados internamente ao cilindro e ficou localizado na região central do tubo. Células de cargas foram montadas nas extremidades do tubo para medir as forças nas direções *in-line* e transversal.

Comparações com resultados experimentais obtidos para cilindros rígidos (Jauvtis & Williamson, 2004) e cilindros flexíveis (Soni, 2008) podem ser encontradas no Apêndice A.

3.3 Configuração oblíqua em relação à direção do escoamento: avaliando os efeitos da inclinação do tubo flexível

Originalmente, estes experimentos não foram realizados com a finalidade de verificar a validade da correção da inclinação pela consideração da componente normal da velocidade de escoamento. No entanto, uma vez que os experimentos foram realizados para o cilindro

posicionado perpendicularmente a direção do escoamento e com o cilindro inclinado 30 graus em relação à direção de escoamento do fluido, aproveitou-se estes resultados para fazer estas verificações.

Neste trabalho será adotada uma metodologia similar à apresentada por King (1977) e Franzini *et al.* (2009), procurando verificar se ao utilizar $V_{R,N}$ as vibrações do tubo horizontal inclinado irá apresentar concordância com os resultados obtidos para o tubo reto. Desta forma, verificações para um cilindro flexível com tração constante poderão ser feitas. Diferentemente ao caso apresentado por King (1977), uma das extremidades do cilindro apresentava uma folga para evitar o aumento da tração do duto devido ao peso próprio e ao arrasto, desta forma a frequência natural do duto se manterá constante para toda a faixa de V_R analisada e uma concordância melhor que à apresentada por King (1977) é esperada.

Os resultados apresentados condizem aos movimentos do ponto central (meio) do cilindro e foram obtidos para $430 < Re < 3500$. Primeiramente, serão apresentados os resultados de amplitude e frequência variando com o V_R efetivo, sem realizar a projeção da componente normal do escoamento (Fig. 3.8 e 3.9). E então, será apresentado o resultado com a correção devido à inclinação no cálculo de V_R ($V_{R,N}$) (Fig. 3.10 e 3.11).

As Figs. 3.8 e 3.9 apresentam a variação da amplitude e da frequência de vibração do tubo nas direções transversal e *in-line*, respectivamente, para o caso do tubo perpendicular e inclinado 30° em relação à direção do escoamento. Os resultados para o tubo inclinado aparentam estar ligeiramente transladados em relação aos resultados para o tubo posicionado perpendicularmente em relação à direção do escoamento, assim como ocorreu em King (1977) e Franzine *et al.* (2009). Para se ter uma ideia da translação, basta observar que a máxima amplitude de vibração transversal para o tubo posicionado perpendicularmente ao escoamento ocorre para $V_R = 6,3$ enquanto para o tubo inclinado ocorre para $V_R = 7,5$.

Aplicando as correções para a velocidade de escoamento ($U \cos\theta$), sugeridas pelo princípio da independência, nos cálculos de V_R ($V_{R,N}$), pode-se observar pelas Figs. 3.10 e 3.11 uma boa concordância entre as amplitudes e frequências de vibração para os experimentos com o tubo posicionado perpendicular e inclinado 30° em relação à direção do escoamento. Os dados experimentais apresentados neste trabalho apresentaram concordâncias melhores que as

encontradas em King (1977), como foi presumido anteriormente. No entanto, devem-se ressaltar algumas diferenças observadas:

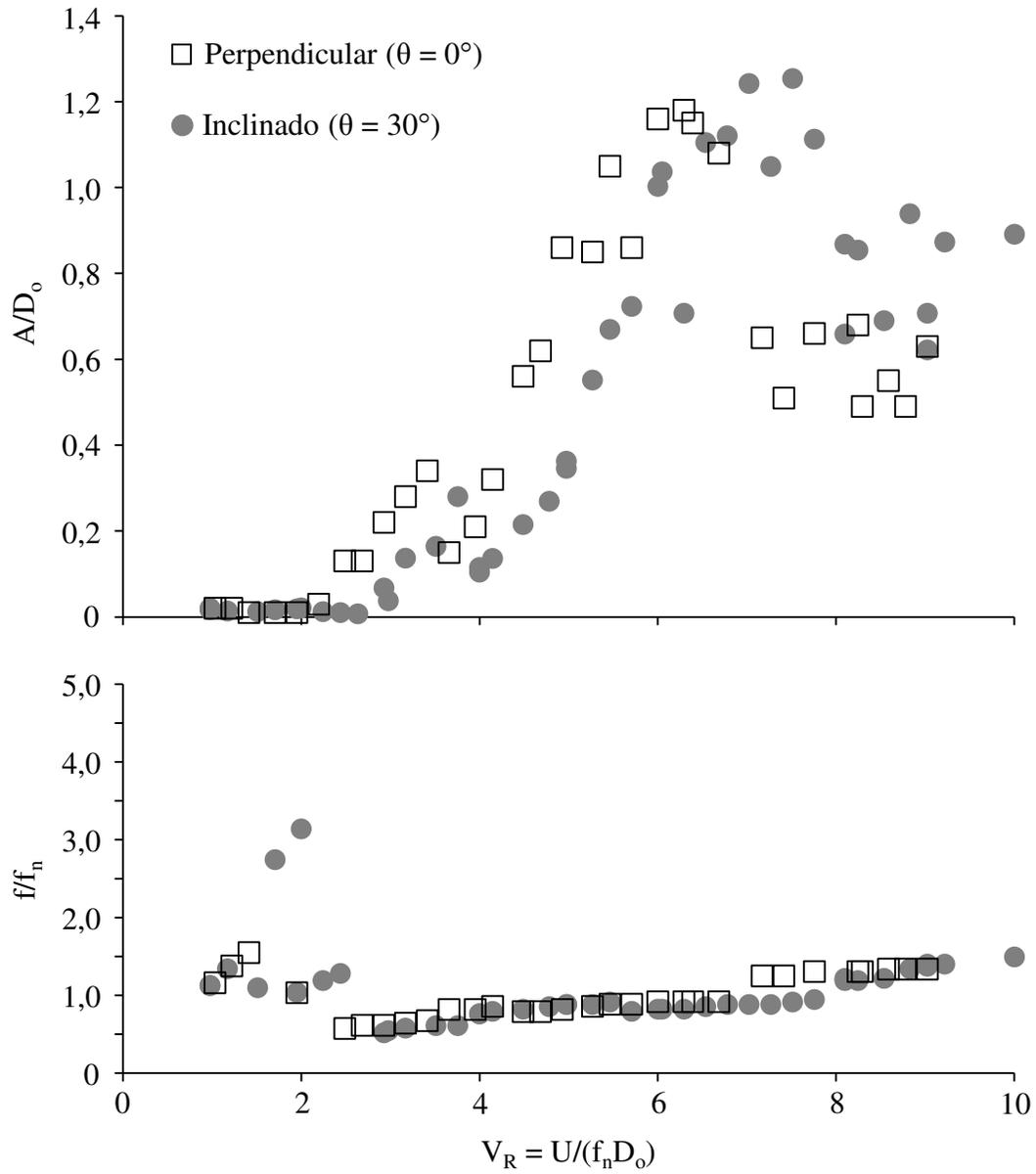


Figura 3.8 – Amplitude e frequência de vibração na direção transversal medidas na posição central do tubo variando com V_R (sem correção da velocidade de escoamento) medidas no experimento (Cunha *et al.*, 2009), para o caso do tubo perpendicular (\square) e inclinado 30° (\bullet) em relação à direção do escoamento.

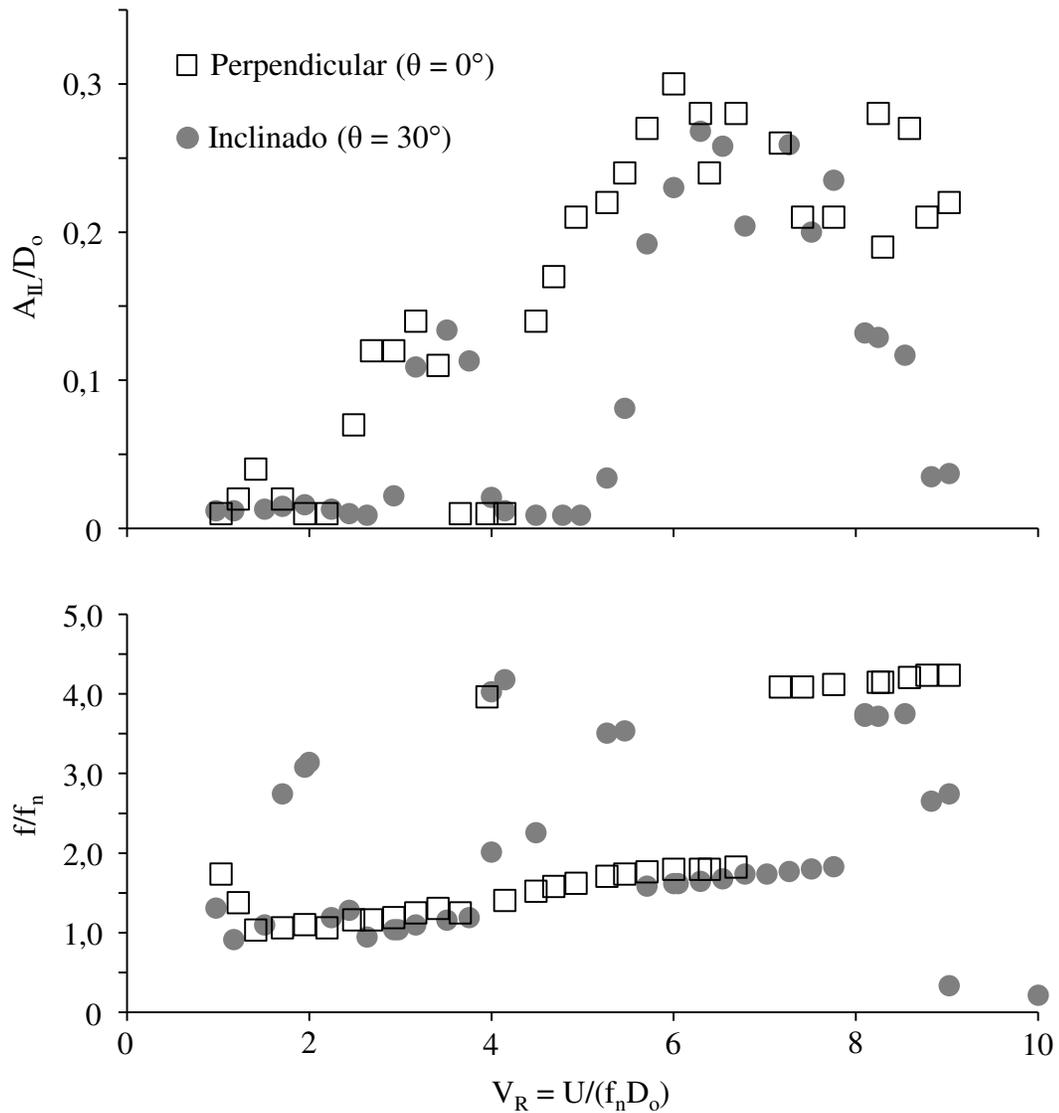


Figura 3.9 – Amplitude e frequência de vibração na direção *in-line* medidas na posição central do tubo variando com V_R (sem correção da velocidade de escoamento) medidas no experimento (Cunha *et al.*, 2009), para o caso do tubo perpendicular (\square) e inclinado 30° (\bullet) em relação à direção do escoamento.

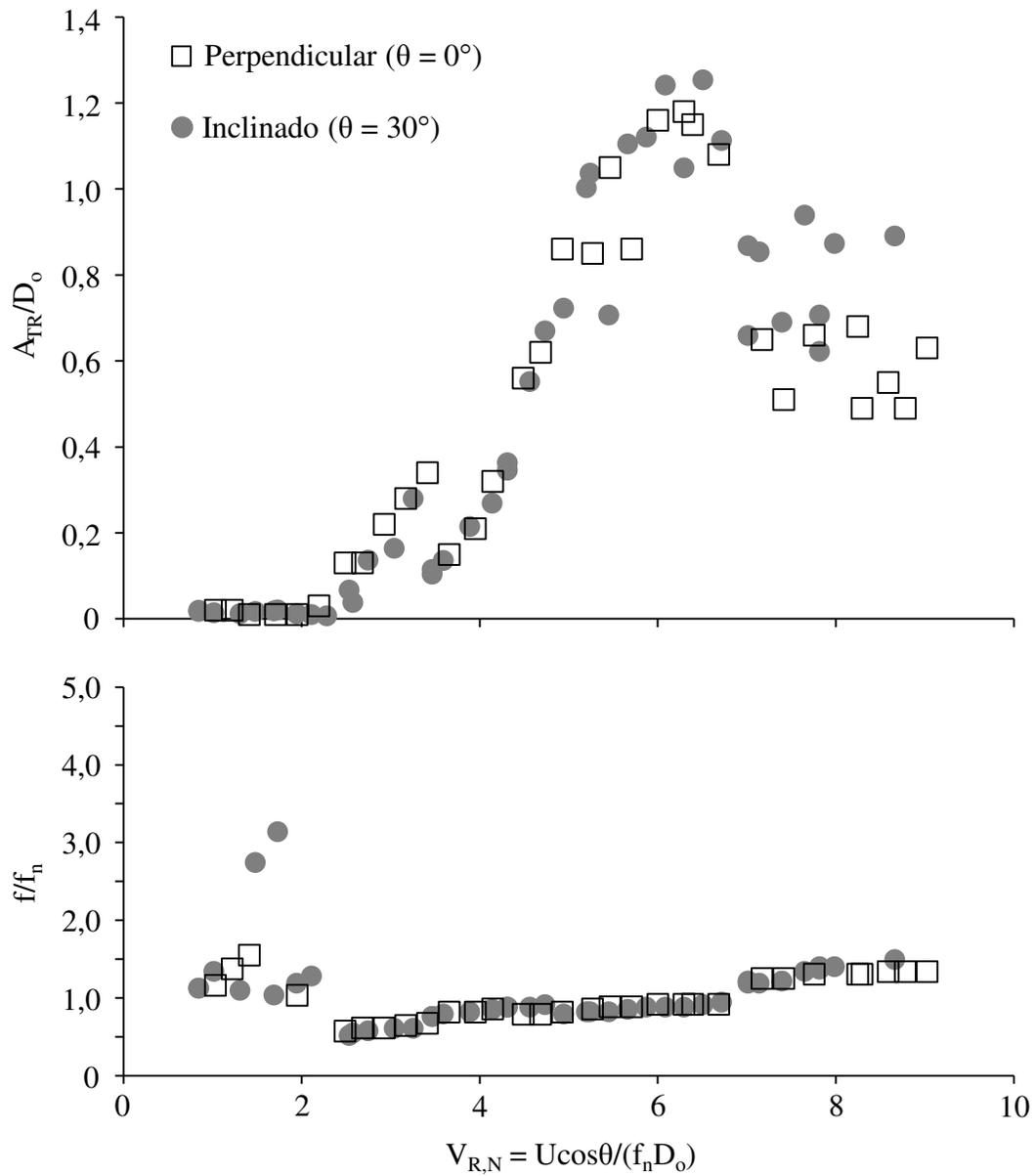


Figura 3.10 – Amplitude e frequência de vibração na direção transversal medidas na posição central do tubo variando com $V_{R,N}$ (considerando-se as correções da velocidade de escoamento, $U \cos \theta$) medidas no experimento (Cunha *et al.*, 2009), para o caso do tubo perpendicular (\square) e inclinado 30° (\bullet) em relação à direção do escoamento.

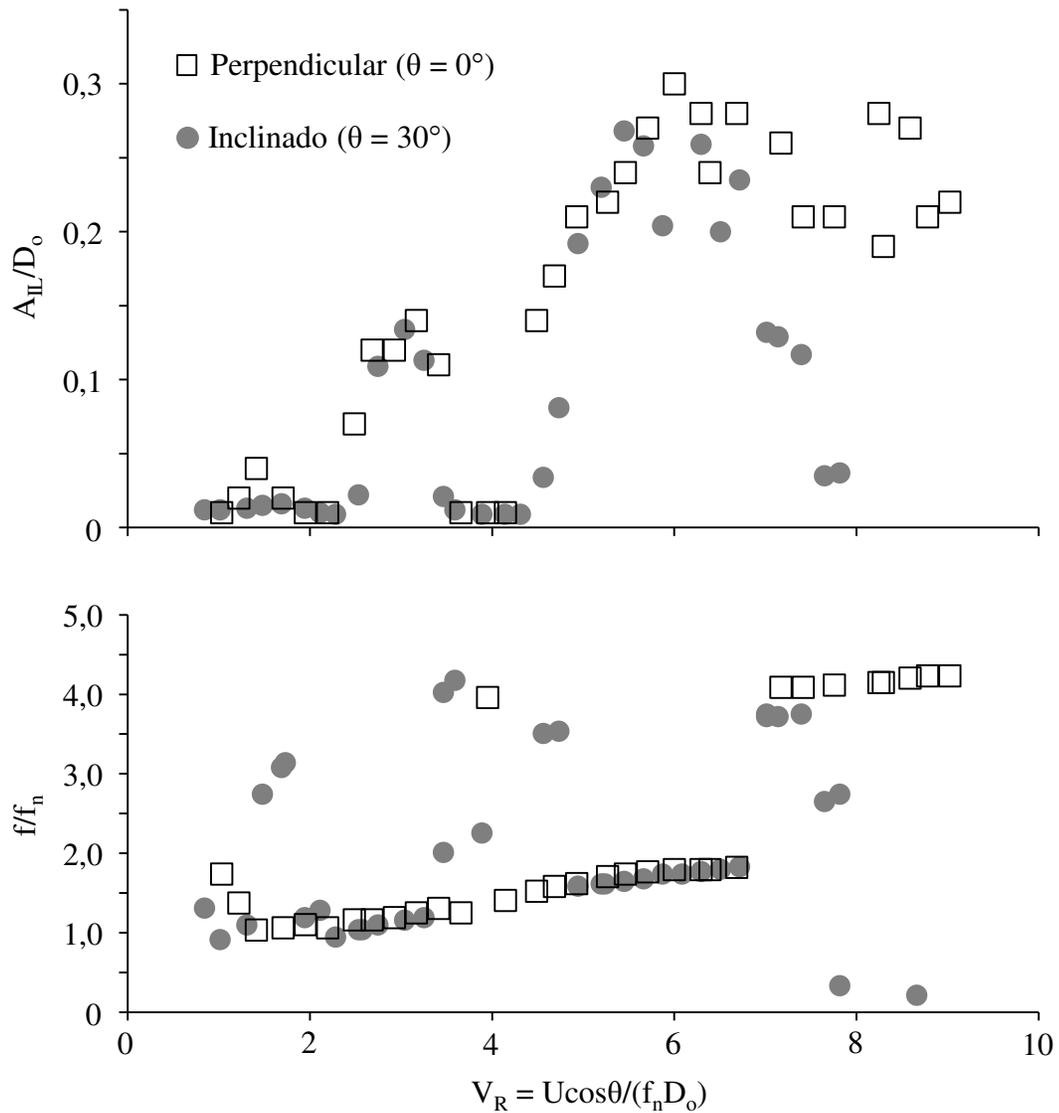


Figura 3.11 – Amplitude e frequência de vibração na direção *in-line* medidas na posição central do tubo variando com $V_{R,N}$ (considerando-se as correções da velocidade de escoamento, $U \cos \theta$) medidas no experimento (Cunha *et al.*, 2009), para o caso do tubo perpendicular (\square) e inclinado 30° (\bullet) em relação à direção do escoamento.

- 1) as amplitudes de vibração para o tubo inclinado foram aproximadamente $0,2 D_o$ superiores que as amplitudes de vibração encontradas para o tubo posicionado perpendicularmente em relação ao escoamento, no *Lower branch*, como pode ser observado na Fig. 3.10.
- 2) as vibrações *in-line* no *Lower-branch* ocorrem no segundo modo de vibração para o cilindro posto perpendicularmente à direção do escoamento. Já para o cilindro inclinado, o tubo começa a vibrar no segundo modo de vibração, mas conforme a velocidade de correnteza aumenta ($V_{R,N}$ aumenta) a frequência e amplitude de vibração caem.

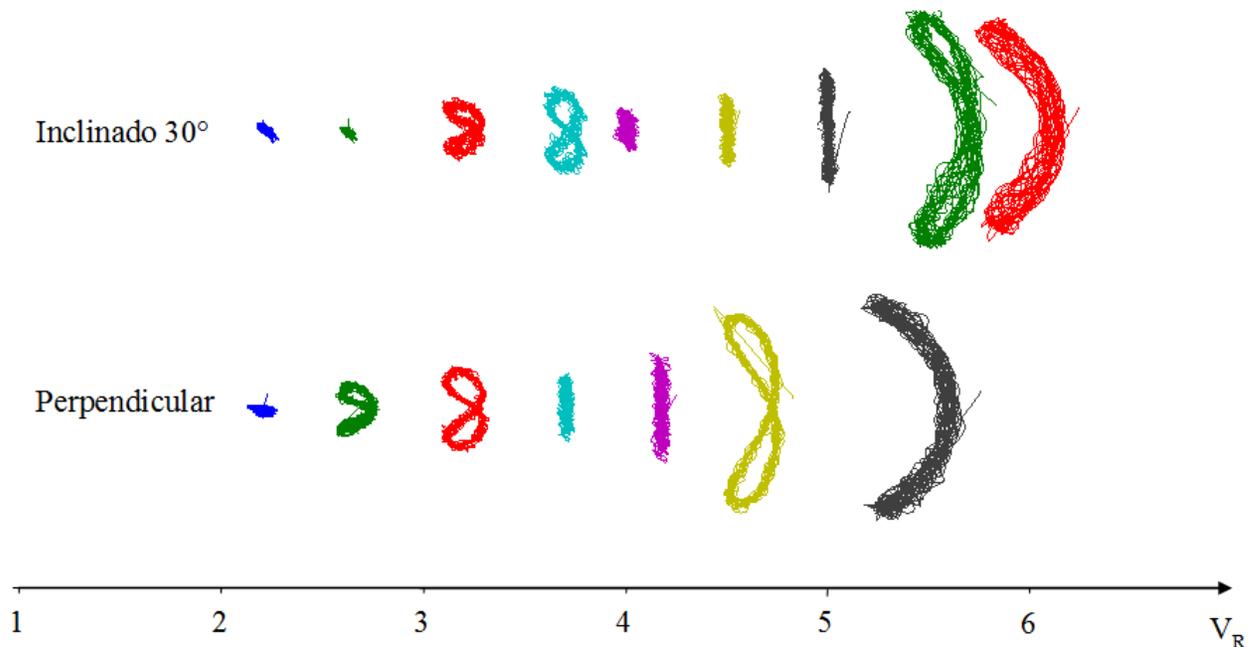


Figura 3.12 – Trajetória de movimento do ponto central do cilindro variando com a velocidade reduzida (V_R) efetiva para os casos em que o cilindro foi posicionado perpendicularmente e inclinado 30° em relação à direção da correnteza medidas no experimento (Cunha *et al.*, 2009), sem a correção devido à inclinação.

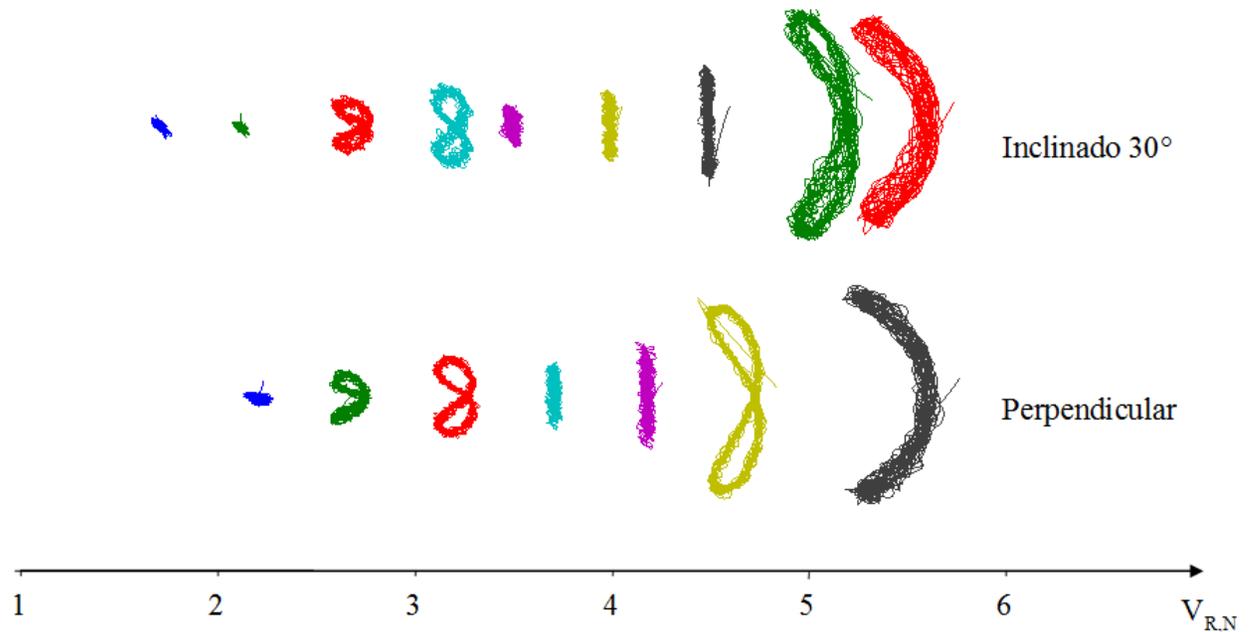


Figura 3.13 – Trajetória de movimento do ponto central do cilindro, medidas no experimento (Cunha *et al.*, 2009), variando com a velocidade reduzida ($V_{R,N}$) corrigida, para os casos em que o cilindro foi posicionado perpendicularmente e inclinado 30° em relação à direção da correnteza.

A Figura 3.12 apresenta a trajetória de movimento do ponto central do cilindro variando com a velocidade reduzida (V_R), sem correção devido ao ângulo formado entre o eixo do tubo e a direção do escoamento, para os casos em que o cilindro foi posicionado perpendicularmente e inclinado 30° em relação à direção da correnteza. Já a Fig. 3.13 apresenta as mesmas trajetória variando com a velocidade reduzida ($V_{R,N}$) corrigida devido à inclinação do tubo. Observa-se uma melhoria da concordância quando $V_{R,N}$ foi utilizada, o que implica que inclusive a fase entre o movimento *in-line* e transversal também parece ser corrigida pelas aproximações do princípio da independência.

Neste Capítulo, uma breve revisão bibliográfica foi apresentada com o intuito de demonstrar a validade do princípio da independência para o cálculo das VIVs em tubos inclinados. Experimentos com tubos flexíveis (Cunha *et al.*, 2009) também foram analisados e demonstraram que esta abordagem é adequada. A partir destas evidências, o princípio da

independência será adotado neste trabalho para o cálculo das VIV em tubos curvos ou inclinados. No entanto, outras verificações ainda são necessárias, principalmente para os casos com tubos apresentando grandes ângulos de inclinação.

4. EXPERIMENTO DE *RISER* EM CATENÁRIA

Neste capítulo será apresentado o experimento com tubo em catenária, que teve como objetivo verificar o comportamento de um SCR. Trabalhos prévios (Tsukada, 2009 e Morooka *et al.*, 2009) apresentados pelo grupo de pesquisa apresentaram alguns resultados de análises iniciais. O presente trabalho teve como objetivo realizar uma análise aprofundada, de forma a compreender o comportamento dos *risers* em catenária devido às VIVs, que será utilizado para melhorar o procedimento de cálculo utilizado para prever a resposta dos *riser* em catenária devido às VIVs (Tsukada *et al.*, 2009 e Morooka & Tsukada, 2011). Uma descrição detalhada do experimento (Morooka *et al.*, 2009) e do procedimento de análise adotado será apresentada, assim como os resultados obtidos e sua interpretação.

4.1 Revisão Bibliográfica

No Capítulo 3, diversos resultados experimentais relacionados a cilindros inclinados foram apresentados. Neste capítulo pretende-se discutir resultados experimentais para cilindros curvos, tais como os *risers* em catenária. Após uma busca por referências relacionadas ao assunto, notou-se que este tópico ainda apresenta poucas publicações sobre o assunto. Nesta seção, uma breve discussão sobre as referências encontradas será feita.

Milliou *et al.* (2006) investigou os mecanismos de desprendimento de vórtices nas esteiras formadas por cilindros estacionários curvos. Estes estudos foram realizados com base em simulações numéricas em CFD e visualizações do escoamento para experimentos em tanques de prova para Re entre 100 e 500. Eles observaram que os desprendimentos de vórtices ocorrem de forma diferente dependendo da direção do escoamento. Quando o escoamento foi direcionado para região convexa do cilindro, ou seja, o escoamento incidia na superfície externa do plano curvado formado pelo cilindro, apenas uma frequência de desprendimento de vórtices foi observada ao longo de todo o comprimento do cilindro. Quando o escoamento incidia sobre a superfície interna do plano curvado formado pelo cilindro (configuração côncava), a dinâmica da

esteira de vórtices mudava drasticamente, causando a supressão dos desprendimentos de vórtice em alguns casos.

Assi *et al.* (2012) realizou experimentos em um canal de água com cilindros rígidos curvados conectados pelo topo a uma longa plataforma pendular, que permitiu ao cilindro vibrar com dois graus de liberdade (IL e TR). O modelo foi acoplado a dois pares de molas para fornecer rigidez ao sistema. Para Re variando entre 750 e 15.000, eles reportaram que o cilindro curvo apresentou amplitudes de vibração menores tanto na direção *in-line* como na transversal, quando comparados aos cilindros retos.

Na análise do comportamento dinâmico de *risers* em catenária excitados pelas forças de VIV, não linearidades envolvidas na estrutura do *riser*, na interação fluido-estrutura, na interação solo-estrutura e nas VIVs tornam o entendimento dos resultados experimentais, assim como da sua representação numérica, complexa. Esforços foram realizados para tentar entender o comportamento deste tipo de estrutura, como apresentado nos JIPs, Stride e Carisima (Wills, 2001, Thethi, 2001). Ambos os JIPs tinham como foco central o entendimento da interação entre o *riser* e o solo e as análises de VIV através de experimentos em escala real e em tanques de prova. Muitas descobertas ajudaram a entender o comportamento dinâmico de *risers* em catenária, principalmente relacionados à interação entre o solo e o *riser*.

Franciss (2001) apresentou a metodologia adotada para a monitoração do SCR de uma plataforma semissubmersível instalada na Bacia de Campos a 910 metros de profundidade. Os principais objetivos foram verificar os modos excitados, a amplitude de vibração, o dano à fadiga e amplificação do coeficiente de arrasto devido às VIVs. No entanto, poucos resultados foram disponibilizados, por se tratarem de dados confidenciais.

Morooka *et al.* (2009) apresentaram alguns resultados preliminares de um experimento realizado em um tanque de provas usando um tubo flexível na forma de catenária para Re entre 400 e 560. Com o auxílio de simulações numéricas, eles encontraram evidências de influências dos efeitos de *traveling waves* na resposta do modelo de *riser*. Os dados experimentais obtidos por este experimento serão utilizados nas análises apresentadas no presente capítulo.

4.2 Objetivo do Experimento

O principal objetivo destes experimentos foi obter a resposta global de um modelo de SCR às forças de VIV. A princípio o intuito do experimento foi avaliar um modelo reduzido de um protótipo de SCR já instalado (Franciss, 2001). No entanto, limitações impostas pela profundidade dos tanques de provas e dos canais existentes atualmente requerem reduções de escala que em muitos casos podem inviabilizar as medições e execução do experimento. Desta forma, algumas propriedades do modelo, tais como diâmetro e massa, tiveram que ser modificadas para tornar viável a realização das medições. Por fim, o modelo utilizado não confere exatamente ao modelo reduzido do protótipo, mas diversas semelhanças podem ser observadas, como pode ser visto adiante.

Embora o comportamento dinâmico do protótipo às VIVs não possa ser obtido diretamente a partir dos resultados do experimento, as semelhanças entre o modelo e protótipo garantem que um melhor entendimento do comportamento das VIVs para as SCRs foi alcançado. Essa compreensão irá permitir melhorias e validações dos procedimentos de cálculo que vem sendo desenvolvidos atualmente.

4.3 Descrição do Experimento

O experimento foi realizado no tanque de provas do Instituto de Pesquisas Tecnológicas de São Paulo (IPT) em 2006 (IPT, 2007, Morooka *et al.*, 2009 e Tsukada, 2009). O tanque tem 276 metros de comprimento e 6 metros de largura. Para estes experimentos, a profundidade utilizada foi de 3,6 metros. A montagem do experimento é apresentada na Figura 4.1. O topo do modelo de *riser* foi conectado a uma célula de carga, utilizada para medir a tração de topo. Em sequência o sensor foi conectado ao oscilador, que estava preso ao carro dinamométrico, como se pode ver na foto apresentada na Fig. 4.1. O oscilador foi usado para simular os movimentos de afundamento (*heave*) e avanço (*surge*) da plataforma. Embora ensaios utilizando o oscilador tenham sido realizados, estes não são objeto do conteúdo que se pretende apresentar neste trabalho. Desta forma, para os resultados apresentados neste capítulo o oscilador não foi acionado. As condições analisadas consideram apenas os efeitos de correnteza. A parte inferior do modelo de *riser* foi suportada por um carro auxiliar conectado ao carro dinamométrico. No momento da instalação do modelo experimental, um trecho horizontal de aproximadamente 2,3 metros foi observado.

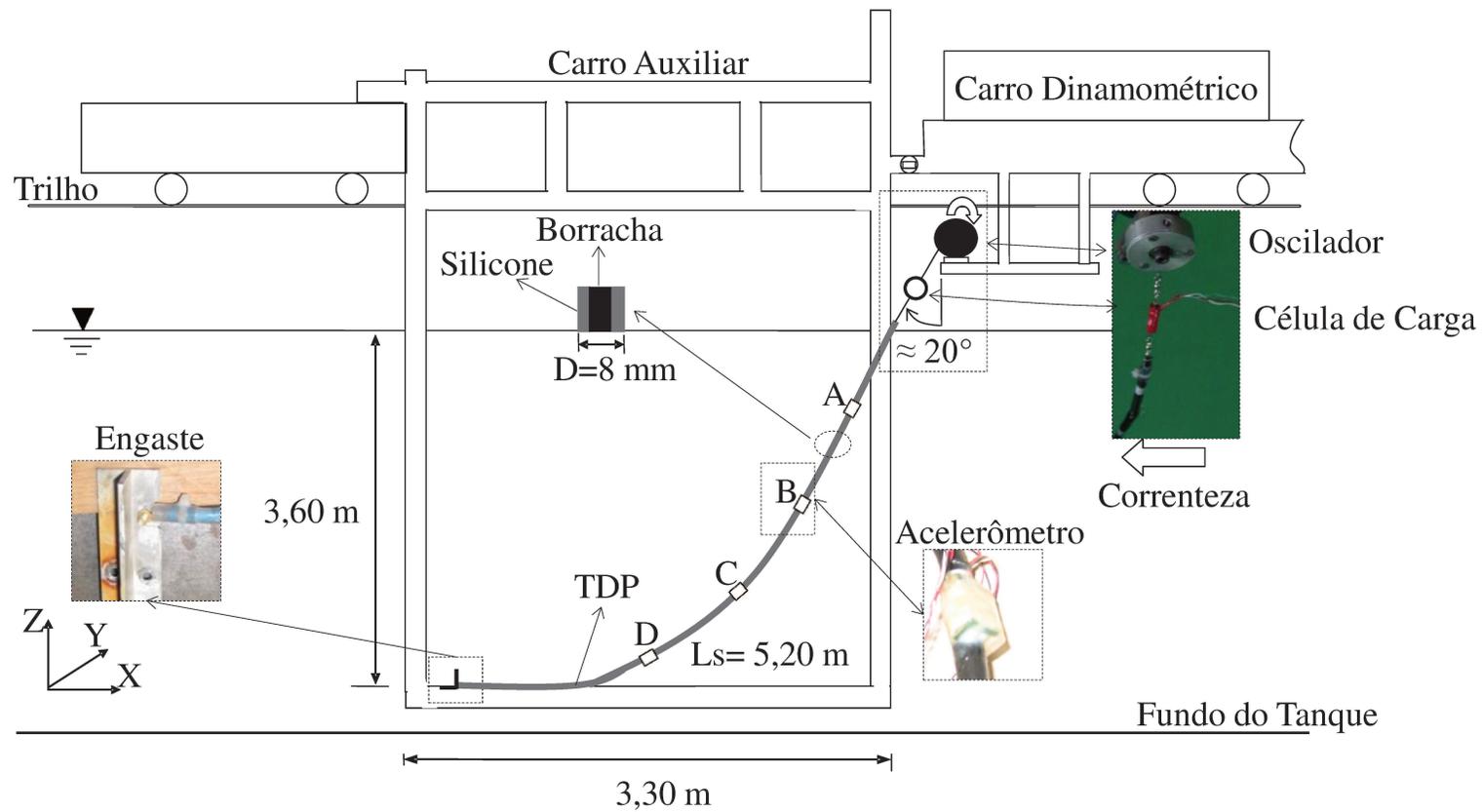


Figura 4.1 – Esquema do Experimento com *riser* em catenária (Morooka *et al.*, 2009).

Este trecho representa a parte do modelo que não ficou suspensa e, portanto ficou apoiado sobre o fundo do carro auxiliar.

O fundo do carro auxiliar era formado por placas metálicas. O contato do trecho horizontal do modelo experimental com estas placas pode ter gerado atrito e restringido os movimentos laterais que se propagaram até aquele ponto. A extremidade inferior do modelo foi engastada por plaquetas metálicas parafusadas ao fundo do carro auxiliar, como pode ser visto na foto apresentada na Fig. 4.1.

O TDP (*Touch Down Point*) que neste experimento pode ser referido como sendo o primeiro ponto do *riser* que toca o fundo do carro auxiliar, após o trecho suspenso, estava livre para se mover. A única restrição que poderia existir seria o atrito que o contato com a placa metálica poderia originar.

Movendo os carros a uma velocidade quase constante, o *riser* foi exposto a um perfil de correnteza uniforme. O plano de curvatura do modelo estava alinhado à direção do escoamento e a parte de fora da catenária era a face de estagnação da estrutura (configuração convexa). A velocidade do escoamento foi de 0,05, 0,06 e 0,07 m/s. Devido à baixa velocidade do carro dinamométrico somado-se ao aumento do peso gerado pelo carro auxiliar e a possíveis desnivelamentos no trilho do carro dinamométrico, flutuação da velocidade do carro dinamométrico da ordem de 10% foi encontrada ao longo do tempo do experimento. Análises e consequências geradas por estas flutuações serão apresentadas em mais detalhes nas seguintes seções deste capítulo.

4.4 Modelo Experimental do *Riser*

Embora um experimento com modelo truncado pudesse ser mais preciso e fácil de realizar devido ao uso de um fator de escala menor, o objetivo desta pesquisa foi uma avaliação global do SCR. Desta forma, um desafiador procedimento de redução de escala foi conduzido para encontrar um modelo em escala reduzida completo da SCR da P-18 instalado na Bacia de Campos, com o objetivo de manter a escala correta entre a rigidez à flexão e a massa. Esse procedimento foi realizado considerando as limitações operacionais do tanque de provas e de acordo com a similaridade por Froude. O fator de redução de

escala usado para encontrar as propriedades do modelo do SCR foi definido como sendo a razão entre a lâmina d'água encontrada para o SCR real (900 metros) e a profundidade do tanque de provas (3,6 metros), resultando em um fator de escala de 1:250 ($\alpha = 250$).

Tabela 4.1 – Propriedades do protótipo, do modelo experimental ideal e no modelo experimental utilizado de um SCR (Morooka *et al.*, 2009).

Parâmetro	Protótipo	Modelo Experimental Ideal	Modelo Experimental Utilizado
Profundidade, H [m]	900	3,6	3,6
Comprimento Total, L [m]	2066,95	8,268	7,525
Comprimento Suspenso, L_s	1300	5,2	5,2
Diâmetro Externo, D [m]	0,273	$1,09 \times 10^{-3}$	$8,00 \times 10^{-3}$
Diâmetro Interno, D_i [m]	0,232	$9,3 \times 10^{-4}$	0
Massa Linear, m_L [kg/m]	128.38	$2,054 \times 10^{-3}$	$6,28 \times 10^{-2}$
Rigidez à Flexão, EI [N.m ²]	$2,7 \times 10^7$	$2,791 \times 10^{-5}$	$5,5 \times 10^{-5}$
Rigidez Axial, EA [N]	$3,4 \times 10^9$	$2,175 \times 10^2$	13,75
Angulo de topo, θ_L (graus)	20	20	20
(em relação à vertical)			
Tração de Topo, T_0 [N]	$8,7 \times 10^6$	$5,6 \times 10^{-2}$	$3,9 \times 10^{-1}$
Razão de Massa	2,19	2,21	1,25

A Tabela 4.1 apresenta as propriedades para o protótipo (Franciss, 2001), para o modelo ideal do *riser* e para o modelo do *riser* usado no experimento. O modelo ideal é aquele obtido diretamente da redução de escala utilizando $\alpha = 250$. No entanto, este fator de escala pode ser considerado elevado e está no limite do praticado nos tanques de provas considerando-se linhas e amarrações. A pequena dimensão de diâmetro resultante para o modelo impôs dificuldades na busca e seleção de materiais que atendessem às especificações e permitissem a instalação dos sensores. Após um estudo e procura por materiais e métodos de medição que pudessem se adequar e permitir a execução do experimento verificou-se a necessidade de distorcer a dimensão do diâmetro, assim como

de outras propriedades do modelo do *riser*, como se pode observar na Tab. 4.1 em modelo de *riser* utilizado.

O modelo experimental utilizado foi confeccionado por um núcleo que pode ser descrito como um cilindro sólido feito de borracha porosa com 4 mm de diâmetro, coberto por silicone ao longo de todo o seu comprimento. O diâmetro final foi de 8 mm, já incluindo os ajustes para a distribuição de massa pelo comprimento. A cobertura de silicone também ajudou a evitar a absorção de água pelo núcleo do modelo.

Como se pode notar o aumento do diâmetro foi considerável em relação ao obtido para o modelo experimental ideal. Embora a distorção do diâmetro tenha afetado a similaridade entre o protótipo e o modelo experimental relacionada a parâmetros estruturais e geométricos, ela elevou o número de Reynolds (Re) resultando em um regime de escoamento mais próximo ao encontrado para o protótipo. Caso o diâmetro do modelo experimental ideal fosse utilizado, o número de Reynolds do experimento encontrado seria muito pequeno, menor que 80. O número de Reynolds foi calculado considerando o diâmetro do modelo e a velocidade do carro dinamométrico. Para esta faixa de Re, uma esteira de vórtices laminar é esperada. No entanto, para o caso do escoamento em torno de *risers* reais, o valor de Re pode alcançar valores da ordem de 10^5 , no qual uma esteira completamente turbulenta é esperada. Experimentos com cilindros rígidos estacionários sujeitos a um escoamento uniforme tem demonstrado o mesmo regime de escoamento para Re variando entre 300 e 300.000. O aumento do diâmetro do *riser* resultou em uma faixa de Re entre 400 e 600 para o experimento, que além de inserir o experimento na faixa de Re almejada, permitiu a instalação apropriada dos sensores. A faixa do número de Reynolds está longe da encontrada para o protótipo. No entanto, a única forma de se obter esta similaridade seria através do truncamento do modelo experimental, que poderia diminuir consideravelmente a razão de aspecto do *riser* e o seu comportamento dinâmico devido ao aumento da rigidez, o que é incompatível ao objetivo deste experimento.

A razão de massa do modelo foi de 1,25, que é menor que o valor encontrado para o protótipo. Isso se deu devido ao fato de se ter tentado manter as propriedades estruturais, tais como a massa, rigidez e frequência natural o mais próximo possível do modelo ideal, mesmo com diâmetro do modelo de *riser* distorcido. Experimentos com cilindros rígidos

demonstraram que a diminuição da razão de massa aumenta a faixa de V_R para a condição de *lock-in* e as amplitudes de oscilação (Blevins & Coughram, 2009).

Tanto o protótipo como o modelo de *riser* usado pode ser definido como estruturas esbeltas dominadas pela tração. $EI/(T_{top} * L_s^2)$ é pequeno para ambas as estruturas: $1,5 \times 10^{-5}$ para o protótipo e $5,3 \times 10^{-6}$ para o modelo experimental. No presente estudo, de acordo com este parâmetro, os efeitos de flexão não são relevantes para o comportamento dinâmico, o que é esperado para os cabos. Avaliando a frequência natural para o modelo experimental, pela observação da contribuição dos efeitos da tração e da flexão, verificou-se que os efeitos de flexão são desprezíveis até o modo de vibração 50.

O comprimento final do modelo do SCR foi 7,525 m. Parte da seção horizontal do modelo da SCR foi cortada para permitir a instalação. Análises através de simulações numéricas demonstraram que este corte não influenciou significativamente a resposta global do *riser*. As principais propriedades do modelo de *riser* podem ser vistas na Tabela 4.1.

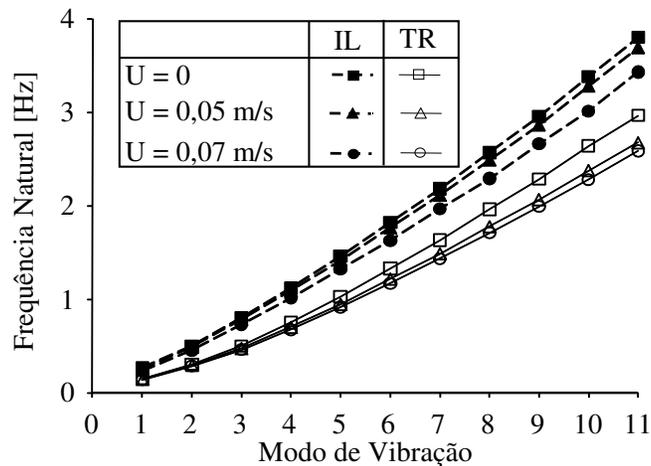


Figura 4.2 – Frequências naturais calculadas no plano (IL) e fora do plano (TR) da catenária para o experimento nas diferentes condições de velocidade de correnteza (U).

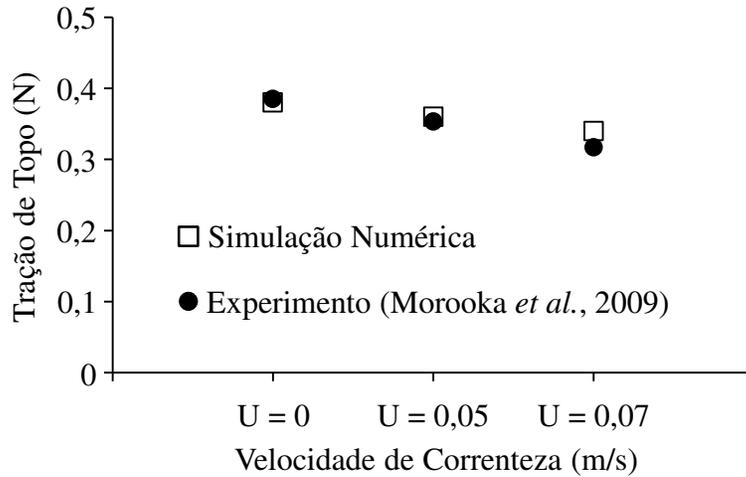


Figura 4.3 – Tração de topo medida no experimento (□) e calculada (●) através de simulação numérica para diferentes velocidades de correnteza.

No experimento, testes de decaimento foram realizados para estimar a frequência natural e o amortecimento do modelo de *riser*. Um deslocamento inicial foi imposto, como um impulso, e ondas de flexão foram observados ao longo da estrutura. No entanto, quase nenhuma vibração foi observada no teste de decaimento. As frequências naturais para o experimento foram então estimadas a partir de análises de vibração livre através de simulações numéricas. A Fig. 4.2 apresenta as frequências naturais calculadas para o modelo experimental. Foi observado que o peso linear molhado do *riser* varia com uma pequena variação do diâmetro do modelo de *riser* ao longo do seu comprimento (da ordem de 3%). Essas variações foram consideradas nos cálculos como forma de aproximar a tração medida no experimento com a calculada (Fig. 4.3).

Como esperado, as frequências naturais diminuem com o aumento da velocidade de escoamento. Isso ocorre pois a correnteza atinge a região de fora da catenária (configuração convexa), puxando o *riser* em direção ao fundo do tanque e causando a diminuição do comprimento suspenso, e por consequência a diminuição da tração da estrutura. Como o modelo de *riser* apresenta um comportamento de cabo, é esperado que a frequência natural diminua.

4.5 Instrumentação

Sensores de deformação acoplados a placas metálicas foram os primeiros instrumentos considerados para a medição da resposta do modelo de *riser* às forças de VIV. No entanto, estimativas dos esforços através de simulações numéricas foram da ordem de $9,8 \times 10^{-4}$ N.m. Esforços desta magnitude são muito pequenos para serem medidos usando placas metálicas.

Então testes com placas plásticas foram realizados, mas variações (*biasing*) dinâmicas do sinal elétrico foram observadas, mesmo para baixas voltagens. Isto foi causado pela baixa capacidade de dissipação de calor da placa plástica, que não conseguiu dissipar a uma taxa suficiente a geração de calor interno do extensômetro.

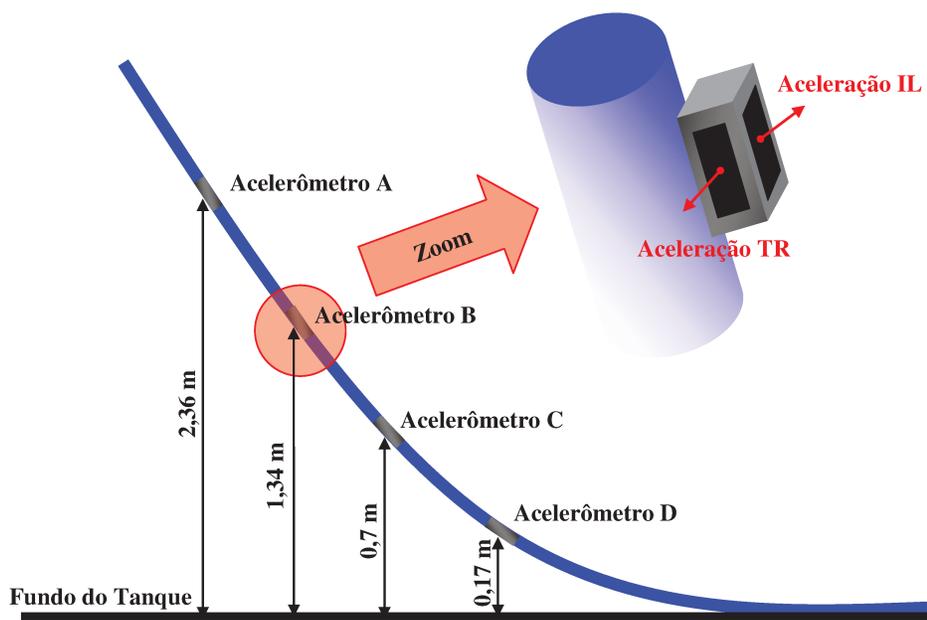


Figura 4.4 – Esquema da instrumentação adotada no experimento.

Devido às limitações apresentadas pelos extensômetros, o experimento foi monitorado por quatro pares de micro acelerômetros lineares instalados em um chip de condicionamento (19mm x 8mm). Os acelerômetros em cada par foram posicionados

perpendicular um ao outro e normal ao eixo longitudinal do *riser* objetivando medir as vibrações *in-line* (IL) e transversal (TR) do modelo do *riser*, respectivamente. Eles foram selados por silicone e acoplados ao lado do tubo, como ilustrado na Fig. 4.4. Estes acelerômetros podem medir acelerações com resolução de 0,005 g e foram calibrados considerando a aceleração da gravidade.

Os acelerômetros foram instalados na superfície externa do modelo experimental, tornando o diâmetro aparente nestas posições ligeiramente maiores. Simulações numéricas do modelo de SCR foram realizadas para dois cenários diferentes, um reproduzindo o pequeno aumento do diâmetro, massa e rigidez na região onde os acelerômetros foram instalados, e outra considerando o modelo de SCR sem os acelerômetros. Estes resultados foram comparados e apresentaram uma diferença desprezível na resposta global da SCR, pois as regiões ocupadas pelos acelerômetros eram muito pequenas frente ao comprimento do tubo e, portanto, de efeitos desprezíveis na resposta global do modelo experimental. As posições dos acelerômetros são apresentadas na Fig. 4.4.

Uma célula de carga do tipo anel foi usada para medir a tração no topo do modelo do SCR. Essa célula de carga faz a conexão entre a extremidade superior do tubo e o carro dinamométrico e tem capacidade para medir forças de até 9,8 N. Ela foi calibrada através do uso de pesos padrões.

A velocidade a que o modelo experimental foi arrastado, que pode ser considerada a velocidade de correnteza, foi medida por um transdutor óptico rotacional instalado em uma das rodas do carro dinamométrico. Uma pequena variação desta velocidade ao longo do tempo foi encontrada pelas observações dos dados medidos. Observou-se que conforme a velocidade da correnteza aumenta, a variação diminui. A razão para a pequena variação da velocidade pode estar relacionada às baixas velocidades utilizadas no experimento, que levaram o motor do carro dinamométrico a trabalhar fora da região de operação ótima. Soma-se a isso o aumento da massa gerada pelo acoplamento do carro auxiliar e pequenos desníveis dos trilhos do carro dinamométrico e no fundo do tanque. Para as velocidades e configurações geralmente usadas nos experimentos esta variação é desprezível. No entanto, baixas velocidades tiveram que ser utilizadas neste experimento devido às dimensões do

modelo de *riser*. Como consequência, uma variação média da ordem de 3,5% e máxima de 8,5% pode ser encontrado para as velocidades de correnteza testadas.

A instrumentação adotada foi capaz de medir o comportamento dinâmico do modelo de *riser*. No entanto, estes dados tiveram que ser processados para permitir o melhor entendimento dos resultados. Os procedimentos adotados serão apresentados na seção a seguir.

4.6 Processamento das Medições

Esta pesquisa é composta pela análise da tração de topo do modelo de *riser* e a aceleração obtida a partir dos experimentos. Para cada teste, os dados foram gravados por aproximadamente 45 segundos a uma taxa de aquisição de aproximadamente 50 Hz, que resultou em mais de 2.000 pontos por teste para cada sensor. Todos os sensores foram conectados a um único sistema de aquisição, permitindo a sincronização das medições.

Os dados de aceleração do *riser* incluem medidas na direção transversal e *in-line*, como mostrado na Fig. 4.4. Como as verdadeiras orientações do acelerômetro são desconhecidas, análises foram realizadas combinando as informações de ambos os acelerômetros para cada par. Uma vez que os acelerômetros foram posicionados perpendicularmente entre si para cada par, foi possível determinar a sua orientação e determinar a verdadeira aceleração transversal e *in-line* do modelo de *riser* nas quatro localizações, com o procedimento adotado sendo apresentado no Apêndice B. Com base no sistema de referência apresentado na Fig. 4.4, a verdadeira aceleração transversal é definida como \ddot{y} , a aceleração normal ao eixo do *riser* é representada por $\ddot{n} = \sqrt{\ddot{x}^2 + \ddot{z}^2}$. No entanto, com base nas considerações do princípio da independência e fazendo uma analogia com os experimentos com cilindros retos, \ddot{n} será considerada como a aceleração *in-line*.

Os dados de aceleração podem ter sido influenciados por perturbações no tempo causadas pela aceleração da gravidade. Esta perturbação da gravidade ocorre quando um acelerômetro apresenta movimentos angulares dinâmicos devido à flexão do *riser*. Um procedimento para filtrar o sinal medido das perturbações da gravidade foi proposto por Kaasen e Lie (2003). No entanto, este procedimento requer a medição da taxa de rotação

medida, que não foi monitorado neste experimento. Desta forma, estas correções não foram possíveis de serem realizadas. A única correção feita foi devido aos ângulos médios que os acelerômetros apresentaram.

Os espectros da aceleração e tração de topo foram levantados através do procedimento de FFTs (*Fast Fourier Transform*). Estas análises foram realizadas para 2048 pontos distribuídos ao longo dos 45 segundos medidos. A análise direta dos resultados experimentais apresentaram componentes de resposta em baixas frequências de vibração ($\approx 0,5$ Hz). Um estudo para levantar possíveis causas destas componentes conduziu a realização de análises espectrais da flutuação da velocidade do carro dinamométrico. Estes resultados demonstraram que a flutuação da velocidade do carro dinamométrico ocorre em baixa frequência (0,5 Hz) e amplitudes menores que 10% dos valores esperados para a correnteza. O comportamento dinâmico do modelo de *riser* pode ser influenciado pelas instabilidades da velocidade da correnteza, alterando a frequência de desprendimento de vórtices e conseqüentemente as forças das VIVs. No entanto, como a flutuação da velocidade de correnteza ocorreu em baixa frequência quando comparado com a frequência do desprendimento de vórtices e uma pequena variação foi observada, uma pequena influência no desprendimento de vórtices é esperado. Análises da variação da frequência de vibração do modelo experimental utilizando o procedimento STFT (*Short-Time Fourier Transform*), vide Apêndice C, são realizados para verificar os efeitos da variação da velocidade do carro dinamométrico na resposta do modelo experimental.

Uma vez que as componentes de baixa frequência foram identificadas e mostraram não estar relacionadas às VIVs, elas foram consideradas ruído. Um filtro IIR (*Infinite Impulse Response*) do tipo passa alta com frequência de corte em 0,5 Hz foi aplicado de forma a remover estes componentes espúrios.

Além dessas componentes de baixa frequência, em alguns casos foram observados nos espectros de aceleração transversal pequeno componente de resposta na frequência das VIVs *in-line*; e nos espectros da aceleração *in-line* componente de resposta na frequência das VIVs transversais. Estes componentes não eram esperados e podem estar relacionados ao fato de não ter sido realizada a filtragem das perturbações causadas pelo movimento angular do *riser*, originados pela flexão no local onde estavam instalados os acelerômetros.

Desta forma, também podem ser considerados ruídos, mas foram mantidos nos espectros e nas séries temporais, uma vez que em geral foram pequenos e o uso de filtro poderia danificar o sinal.

Estes resultados foram então duplamente integrados para determinar os deslocamentos do modelo experimental. O procedimento de integração numérica trapezoidal foi aplicado (vide Apêndice D).

Para os deslocamentos na direção *in-line*, um filtro IIR do tipo passa alta com frequência de corte um pouco acima da frequência de ocorrência das VIVs transversais foram aplicados, uma vez que o ruído gerado pelas perturbações causadas pelo movimento angular do *riser* foram amplificados no processo de integração e passaram a ser significantes.

4.7 Resultados

Os resultados apresentados neste capítulo se constituem nas séries temporais da aceleração nas direções *in-line* e transversal obtidas pelos quatro pares de acelerômetros, os espectros (PSD) das acelerações e seus respectivos ângulos de fase, e a trajetória de movimento (lisajous) obtidas nas posições onde os acelerômetros foram instalados. Todos os resultados foram processados conforme apresentado na seção anterior.

Três condições de correnteza foram analisadas neste trabalho: 0,05 m/s, 0,06 m/s e 0,07 m/s. Estas condições foram nomeadas com base no valor de Re que seria obtido utilizando a velocidade incidente total. Desta forma, os três testes foram denominados teste $Re = 400$, teste $Re = 480$ e teste $Re = 560$. No entanto, neste Capítulo serão discutidos apenas os resultados para o teste com $Re = 560$. Os resultados para os outros testes apresentaram tendências similares e podem ser vistos no Apêndice E.

4.7.1 Série temporal da aceleração: Comportamento de Batimento

As figuras 4.5 e 4.6 apresentam as séries temporais da aceleração na direção *in-line*, e transversal, para o teste com $Re = 560$. Os resultados representam as quatro posições do modelo experimental monitoradas: posição A localizada a 2,36 m do fundo; posição B

localizada a 1,34 m, posição C localizada a 0,70 e posição D localizada a 0,17 m em relação ao fundo do carro auxiliar. Desta forma as acelerações *in-line* são representadas por: \ddot{n}_A , \ddot{n}_B , \ddot{n}_C e \ddot{n}_D e as acelerações transversais por: \ddot{y}_A , \ddot{y}_B , \ddot{y}_C e \ddot{y}_D . As acelerações são apresentadas adimensionalizadas pela aceleração da gravidade.

Um comportamento de batimento foi observado nas séries temporais da aceleração. Para longos cabos ($EA \gg EI$), o comportamento de batimento pode estar relacionado às *traveling waves* causadas pelas forças distribuídas. Tal comportamento de cabo infinito é causado por altos amortecimentos hidrodinâmicos que minimizam os efeitos das condições de contorno ao longo de quase todo o comprimento do cabo. Conseqüentemente, se o cabo é excitado a um escoamento cisalhante, um grande número de modos naturais pode ser excitado e irão afetar a resposta dinâmica do cabo, e todos os pontos da estrutura irão responder às forças locais e à região imediatamente na vizinhança (Gopalkrishnan, 1993).

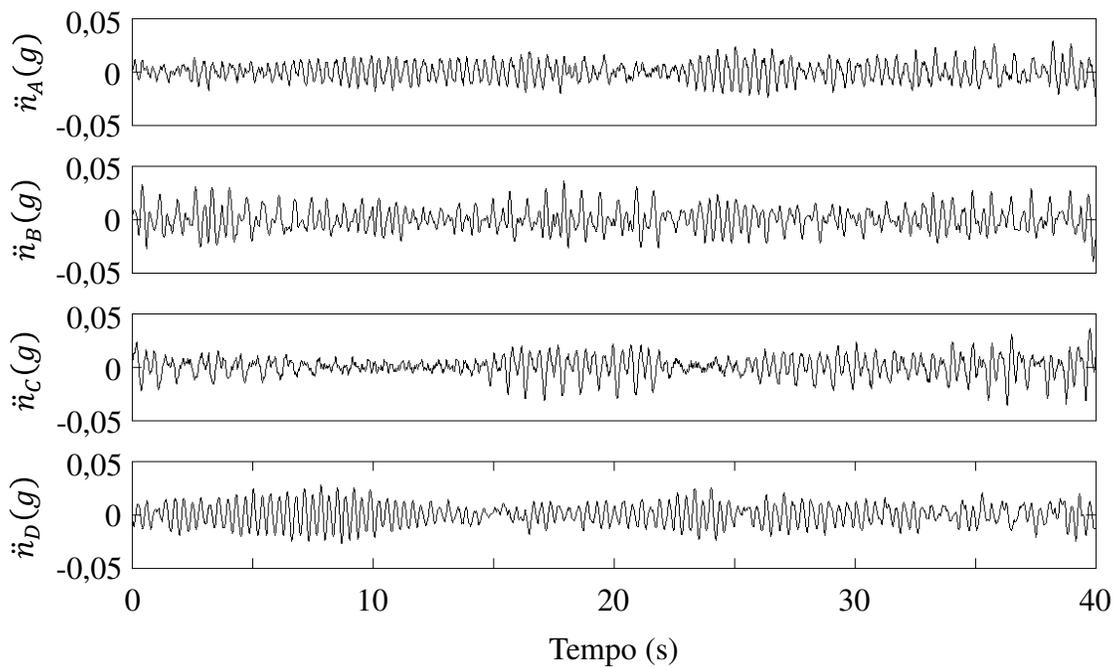


Figura 4.5 – Séries temporais da aceleração medidas na direção *in-line* pelos acelerômetros para o teste com $Re = 560$. A velocidade do carro dinamométrico foi de 0,07 m/s. Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medições no experimento, de cima para baixo: A em 2,36 m, B em 1,34 m, C em 0,70 m e D em 0,17 m de distância em relação ao fundo do carro auxiliar.

Para cabos marítimos o conceito de *traveling waves* pode ser mais bem entendido assumindo que, em cada ponto agem forças locais causadas por ondas mecânicas (flexão), que serão amortecidas conforme elas se movem para longe do local onde elas foram geradas. Conforme elas movem, no entanto, elas afetam o movimento do cabo nos pontos vizinhos, resultando em uma resposta com a amplitude modulada no tempo e no espaço.

Similaridades entre o modelo de *riser* e as características listadas acima podem ser encontradas. Primeiro, o comportamento do modelo de *riser* é dominado pela tração, como nos cabos. Segundo, dada a componente normal do escoamento em relação ao eixo do *riser* (com base no princípio da independência) vista na análise de VIV, um escoamento cisalhante agiria no modelo de *riser* devido à curvatura estática do SCR. Estas similaridades podem ser vistas como evidências de que o comportamento de batimento encontrado na série temporal da aceleração está relacionado às *traveling waves*.

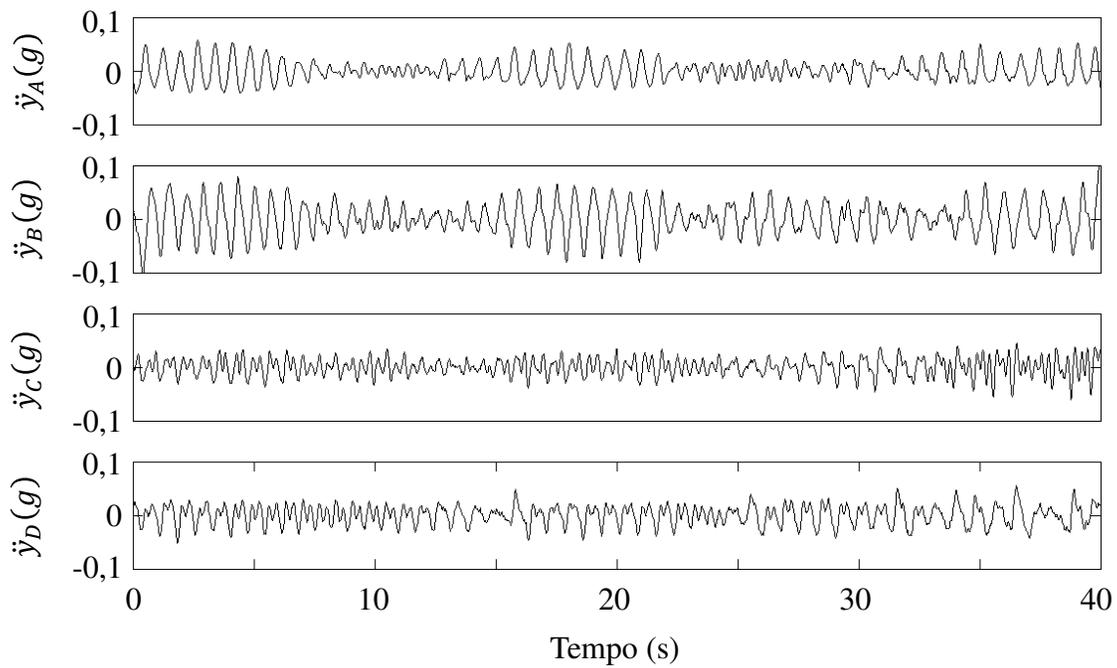


Figura 4.6 – Séries temporais da aceleração medidas na direção transversal pelos acelerômetros para o teste com $Re = 560$. A velocidade do carro dinamométrico foi de 0,07 m/s. Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medições no experimento, de cima para baixo: A em 2,36 m, B em 1,34 m, C em 0,70 m e D em 0,17 m de distância em relação ao fundo do carro auxiliar.

4.7.2 Densidade Espectral da aceleração: Frequência dominante da Vibração na Resposta às VIVs

As Figs. 4.7 e 4.8 apresentam os PSDs das acelerações *in-line* e transversais para o teste $Re = 560$. Eles foram obtidos pelos quatro acelerômetros usados para monitorar o experimento. As faixas das frequências das VIVs esperadas para a direção *in-line* e transversal são indicadas nestes resultados. Para cilindros rígidos em condição estacionária com o escoamento perpendicular ao seu eixo, a frequência de desprendimento de vórtices (f_s) pode ser calculada com base no número de Strouhal, como apresentado pela Eq. 2.1 do Cap.2. Resultados experimentais para modelos de *riser* (tubos flexíveis) e cilindros rígidos suportados por molas elásticas tem demonstrado que as VIVs na direção transversal ocorrem perto de f_s . Para o presente trabalho, considerando-se um perfil de correnteza unidirecional, uniforme e no plano da catenária, f_s pode ser calculado ao longo do comprimento do *riser* usando a Eq. 4.1, utilizando a aproximação pelo princípio da independência, verificado no Capítulo 3, como um ajuste devido à inclinação do *riser*.

$$f_s(z) = \frac{U \cos\theta(z) St}{D_o} \quad (4.1)$$

sendo $U \cos\theta(z)$ a velocidade esperada para a correnteza normal incidente ao modelo de *riser* para um ângulo de inclinação $\theta(z)$ com respeito à direção da correnteza. D é o diâmetro externo do modelo de *riser*. Os valores de $\theta(z)$ são encontrados através da equação da catenária. Como comumente encontrado nos experimentos com cilindros expostos ao escoamento uniforme (Pantazopoulos, 1993), o número de Strouhal (St) adotado para esta análise foi de 0,18. A flutuação da velocidade da correnteza pode ser responsável por pequenas mudanças na frequência de desprendimento de vórtices, como pode ser visto na Eq. 4.1. Portanto, para levar em consideração este fato, o termo ϵ_{CF} foi incluído na análise das frequências das VIVs. ϵ_{CF} representa o máximo desvio na frequência de desprendimento de vórtices causado pela flutuação da velocidade da correnteza. Como se pode observar pela Fig. 4.9, estas flutuações podem gerar uma variação de 4% de f_s para o teste com $Re = 560$.

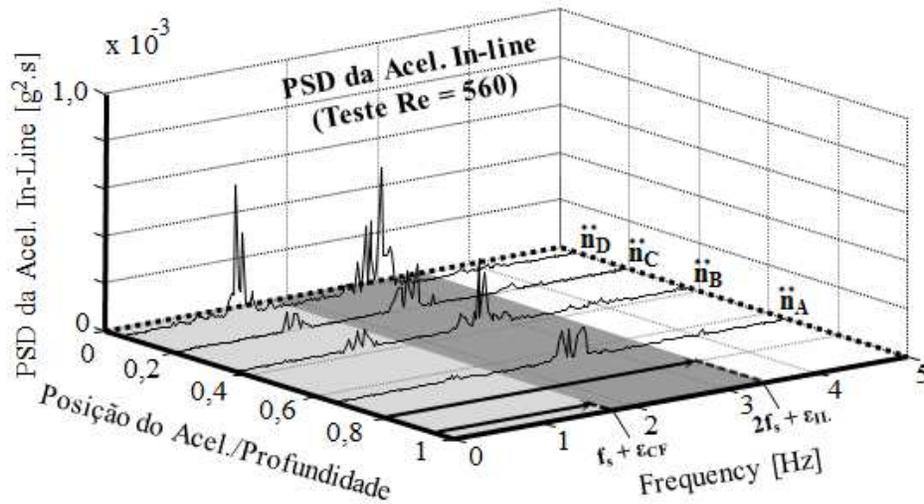


Figura 4.7 – PSD da aceleração na direção *in-line* do modelo experimental medidas nas localizações dadas pelos acelerômetros para o teste com $Re = 560$. A velocidade do carro dinamométrico foi de 0,07 m/s. Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medições no experimento, de cima para baixo: A em 2,36 m, B em 1,34 m, C em 0,70 m e D em 0,17 m de distância em relação ao fundo do carro auxiliar.

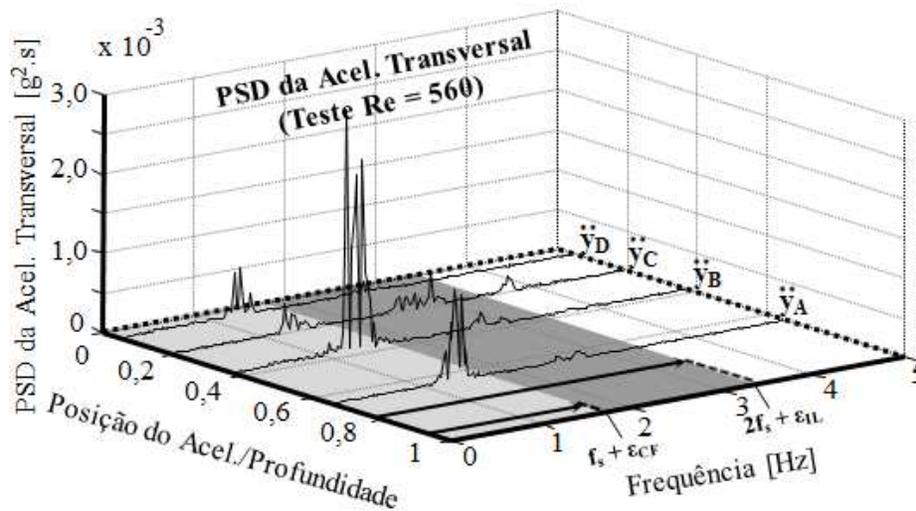


Figura 4.8 – PSD da aceleração na direção transversal do modelo experimental medidas nas localizações dadas pelos acelerômetros para o teste com $Re = 560$. A velocidade do carro dinamométrico foi de 0,07 m/s.

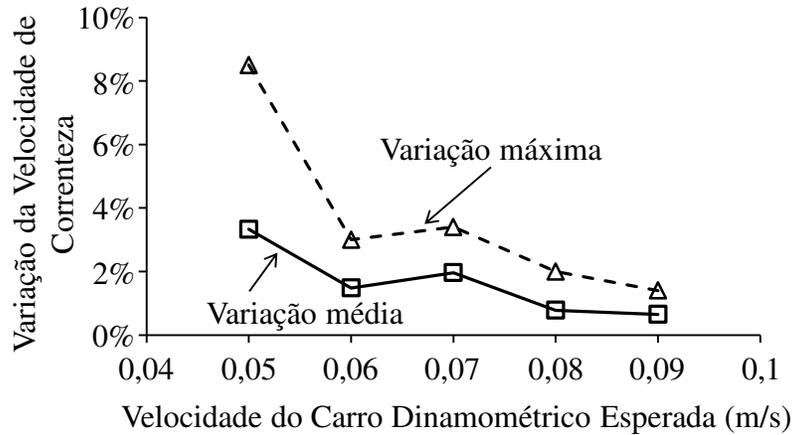


Figura 4.9 – Variação máxima e média da velocidade de correnteza medidas nos experimentos com o modelo de *riser* em catenária (Morooka *et al.*, 2009).

Como observado em diversos experimentos com cilindros retos, as VIVs na direção *in-line* ocorrem com uma frequência duas vezes a frequência de desprendimento de vórtices. Isto ocorre devido às oscilações da pressão durante o processo de desprendimento de vórtices. Considerando que o mesmo ocorra para os cilindros em forma de catenária, as faixas de frequência das VIVs na direção *in-line* ao longo do comprimento do *riser* são calculadas como $2f_s + \varepsilon_{IL}$, sendo $\varepsilon_{IL} = 2\varepsilon_{CF}$.

Analisando os PSDs da aceleração (Fig. 4.7 até 4.8) pode-se ver claramente que as respostas à VIV *in-line* e transversal ocorreram nas faixas de frequências esperadas. Mais precisamente falando, o pico do PSD da aceleração *in-line* ocorreu em uma frequência duas vezes a frequência do pico do PSD da aceleração transversal, assim como ocorre nos experimentos de VIV com cilindros retos.

Ainda embora as componentes normais do escoamento com respeito ao eixo do *riser* sejam diferentes nas posições onde os acelerômetros foram instalados, os picos de vibração para as direções *in-line* e transversais ocorrem na mesma frequência, que pode ser considerada uma evidência que o comportamento de *traveling waves* está presente na resposta do modelo de *riser*. Análises da fase instantânea para a vibração nas frequências dominantes, representadas pelos picos observados no PSD, foram realizadas (Fig. 4.10). Os

ângulos de fase são consideravelmente diferentes para cada posição do modelo de *riser*, onde os acelerômetros foram instalados, o que confirma a ocorrência das *traveling waves*. Neste caso é esperado que as ondas elásticas sejam originadas na região de *Power-in* e então se propague ao longo de todo o comprimento.

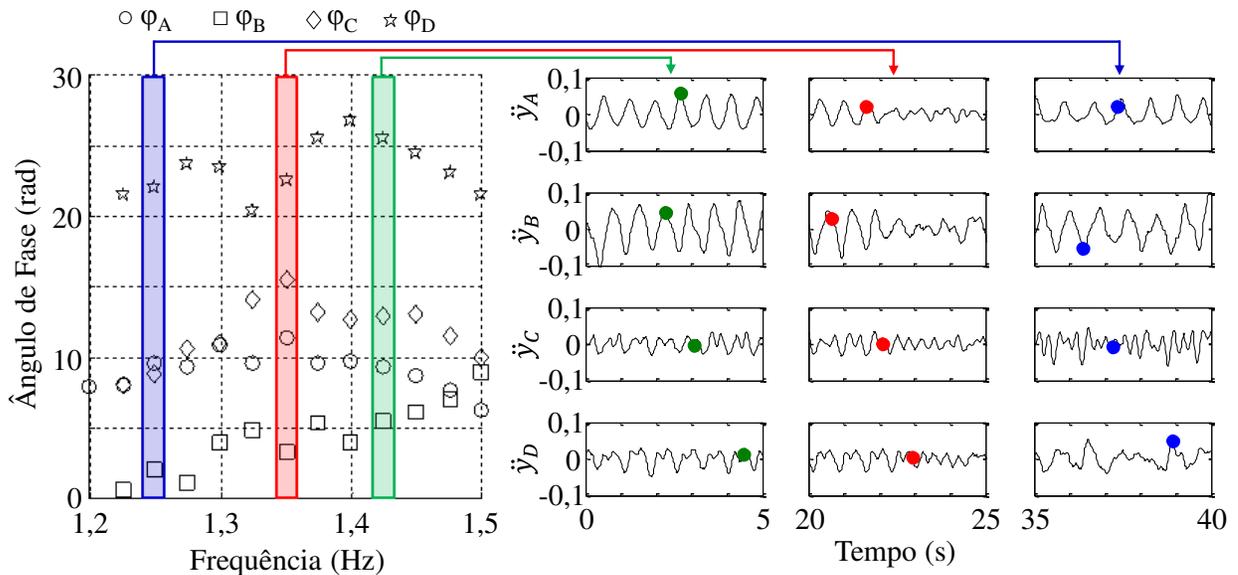


Figura 4.10 – Fase instantânea (ϕ) para as vibrações do modelo experimental, na direção transversal, medidas nas posições dos acelerômetros para o teste $Re = 560$. As fases das vibrações nas frequências dominantes observadas no PSD são analisadas e verificadas usando as séries temporais de aceleração.

A região de *Power-in* é definida como a parte do *riser* onde o *lock-in* ocorre e o fluido fornece energia para a vibração do *riser* (Wang *et al.*, 1988). O amortecimento hidrodinâmico ocorre no resto do *riser* para manter o balanço de energia do sistema *riser*-fluido. Esta abordagem de VIV está baseada na consideração de que os vórtices são desprendidos em células (Stansby, 1976). Com base nesta constatação e outras observações de resultados experimentais apresentados na literatura, uma análise foi conduzida para determinar a posição onde as *traveling waves* são formadas.

A Figura 4.11 apresenta a variação da componente do escoamento normal ao eixo do modelo de *riser* (U_n), normalizada pela velocidade de correnteza esperada ($U = 0,07$ m/s), a frequência de desprendimento de vórtices e a velocidade reduzida com a profundidade do tanque de provas. A linha A (linha preta e sólida) representa os valores das variáveis analisadas considerando a velocidade de correnteza esperada e a linha B (linha cinza e sólida) os valores das variáveis considerando a máxima variação possível da correnteza. A região apresentada entre estas duas linhas representa possíveis variações que podem ter ocorrido devido à flutuação da velocidade de correnteza.

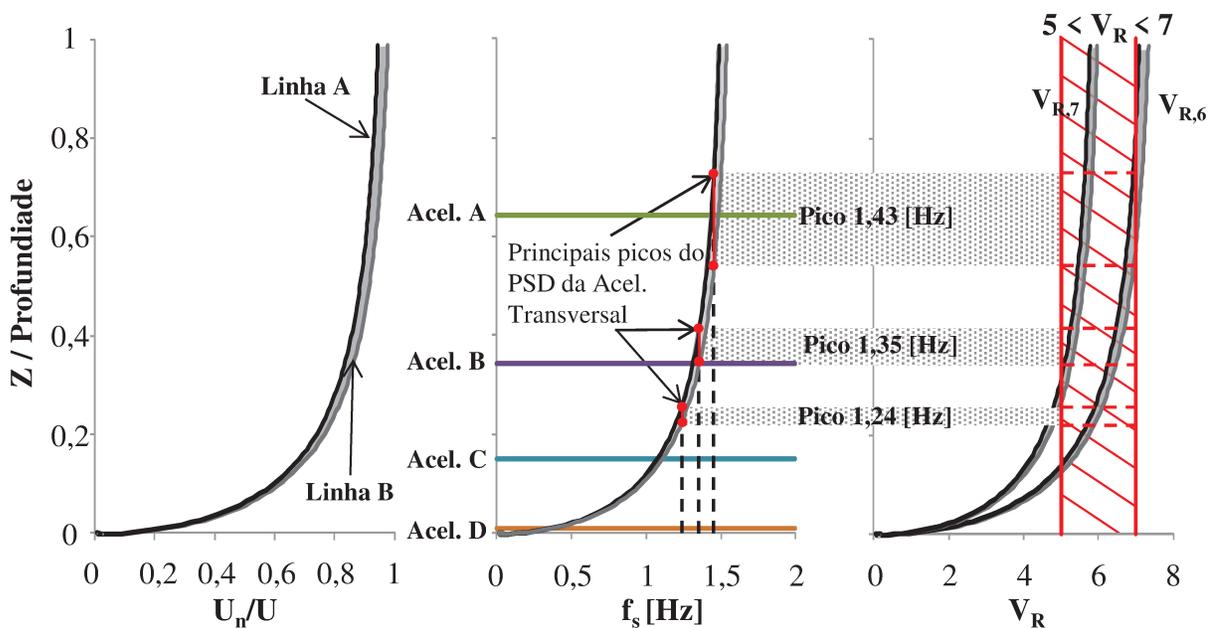


Figura 4.11 – Análise do teste $Re = 560$ mostra a variação esperada da componente normal da velocidade, a frequência de desprendimento e velocidade reduzida.

f_s foi calculada como previamente descrito. A velocidade reduzida ($V_{R,i}$) relacionada a diferentes modos de vibração do modelo de *riser* também é ajustada devido à inclinação do *riser* através da Eq. 4.2, seguindo as considerações do princípio da independência, como anteriormente.

$$V_{R,i}(z) = \frac{U \cos \theta(z)}{f_{n,i} D_o} \quad (4.2)$$

sendo $f_{n,i}$ a frequência natural do modelo de *riser* na direção transversal para o i -ésimo modo de vibração. As frequências naturais podem ser encontradas na Fig. 4.2.

Para o caso estudado, pode-se observar pela Fig. 4.11 que os oito primeiros modos de vibração podem ser excitados para a faixa de f_S calculada. No entanto, a variação de V_R foi calculada apenas para o sexto e sétimo modo de vibração devido à proximidade da frequência natural destes modos com as frequências de resposta observadas no PSD da aceleração transversal.

As linhas verticais que cruzam a região de variação da frequência de desprendimento de vórtices causada pela flutuação da velocidade de correnteza identificam as possíveis regiões de *lock-in* (Fig. 4.11). Estas regiões foram encontradas para os principais picos de respostas observados no PSD da aceleração transversal (Fig. 4.8) considerando que na condição de *lock-in* a frequência de desprendimento de vórtices coincide com a frequência destes picos de resposta. Como definido anteriormente estas regiões podem ser consideradas também como as fontes das *traveling waves*.

Análises também foram realizadas com base em observações experimentais prévias, para cilindros rígidos suportados por molas e tubos flexíveis, de que a região de *Power-in* ocorre em locais onde a velocidade reduzida varia entre 5 e 7 (Swithenbank & Vandiver, 2007). Uma área hachurada foi incluída à Fig. 4.11 para representar a faixa de V_R para a região de *Power-in*. Pode-se observar que as regiões de *lock-in* obtida anteriormente estão inseridas nesta área, o que está de acordo com as observações experimentais prévias (Swithenbank & Vandiver, 2007).

A partir destas análises, as regiões de *power-in* são associadas com o *lock-in* no sexto e sétimo modo de vibração. As *traveling waves* associadas às vibrações em 1,43 Hz são formadas perto do acelerômetro A, que conforme a Fig. 4.11 pode ser um pouco acima ou abaixo da posição deste acelerômetro. Os valores da V_R indicam que estas ondas estão relacionadas ao sétimo modo de vibração. As *traveling waves* em 1,35 Hz podem estar relacionadas tanto ao sexto como ao sétimo modo de vibração, de acordo com as análises de $V_{R,N}$, e são geradas entre os acelerômetros A e B, logo acima do acelerômetro B. As

traveling waves em 1,25 Hz podem ser atribuídas ao sexto modo de vibração da estrutura e são formadas entre os acelerômetros B e C. As regiões de formação das *traveling waves* também podem ser avaliadas pela análise das fases instantâneas da vibração nas frequências dominantes. A Fig. 4.10 mostra que para a vibração ocorrendo em 1,25 Hz, os ângulos de fase obtidos a partir da aceleração medida são ordenados por $\varphi_B < \varphi_C < \varphi_A < \varphi_D$. Portanto, as *traveling waves* em 1,25 Hz são geradas em alguma posição entre os acelerômetros B e C, como verificado na Fig. 4.11. A mesma análise foi realizada para as *traveling waves* ocorrendo nas outras frequências de vibração, que também apresentam concordância com a análise apresentada na Fig. 4.11.

A defasagem de tempo da propagação das ondas, entre as diferentes posições do modelo experimental, pode ser calculada com base na diferença de fase encontrada nas localizações dos acelerômetros. Fig. 4.10 apresenta uma verificação da propagação da onda na série temporal da aceleração transversal com base na defasagem de tempo calculada para as *traveling waves*. Boa concordância pode ser encontrada em muitos casos, mas o efeito de batimento encontrado na série temporal pode causar algumas divergências, como observado na *traveling wave* ocorrendo em 1,25 Hz.

Embora uma estimativa da localização de onde as *traveling waves* são propagadas tenha sido feita, a dimensão destas regiões ainda não está clara. Existem evidências experimentais (Vandiver *et al.*, 2009) que a vibração da estrutura se torna correlacionada na região de *power-in*, gerando um comportamento localizado de *standing waves*. Os ângulos de fase da vibração nas posições dos acelerômetros foram analisados. Nenhuma correlação pode ser encontrada, o que se deve às grandes distâncias entre os sensores, que não foram instalados para verificar fenômenos localizados como este. Portanto, a dimensão da região de *power-in* não pode ser identificada. Se um número maior de pontos de medição estivesse disponível, o comportamento de *standing waves* na região de *power-in* poderia ser identificado, o que auxiliaria a encontrar a dimensão da região de *power-in*.

Outra questão é como estas regiões de *power-in* se comportam: todas as regiões de *power-in* identificadas fornecem energia simultaneamente ao modelo de *riser*, ou elas mudam de posição ao longo do tempo devido a perturbações externas, tais como a flutuação da velocidade de escoamento?

4.7.3 STFT das acelerações do modelo experimental: Variação da Frequência no Tempo

Análises de STFT (*Short Time Fourier Transform*) foram realizadas para verificar a variação da frequência de vibração do modelo de *riser* com o tempo, para demonstrar o comportamento das regiões de *power-in*. Estas análises também permitiram verificar os efeitos das flutuações da velocidade de correnteza com o tempo. A Fig. 4.12 mostra a série temporal da velocidade do escoamento e os resultados das análises de STFT para a tração de topo e as acelerações transversais.

Os resultados do PSD da aceleração transversal, apresentados anteriormente, mostraram que o modelo de *riser* vibra na direção transversal em uma faixa de frequências, com múltiplos picos na aceleração. Como pode ser visto na Fig. 4.8, os picos ocorrem perto um do outro, com uma pequena diferença na frequência.

Relacionando as frequências de vibrações instantâneas, reveladas pelas análises da STFT, e as frequência dominantes nos picos de vibração, obtidos do PSD da aceleração (1,25 Hz, 1,35 Hz e 1,43 Hz), verificou-se que as vibrações em cada frequência dominante ocorrem separadamente e em momentos diferentes durante o experimento. Seguindo o eixo do tempo na Fig. 4.12, pode-se observar que no começo, o modelo de *riser* vibra na frequência dominante de 1,43 Hz, então muda para 1,35 Hz e depois para 1,25 Hz. Estas mudanças na frequência dominante estão relacionadas às alterações da região de *power-in* (4.11), que podem ser induzidas pela flutuação da velocidade de correnteza com o tempo. Este fenômeno também foi observado para outras condições do experimento.

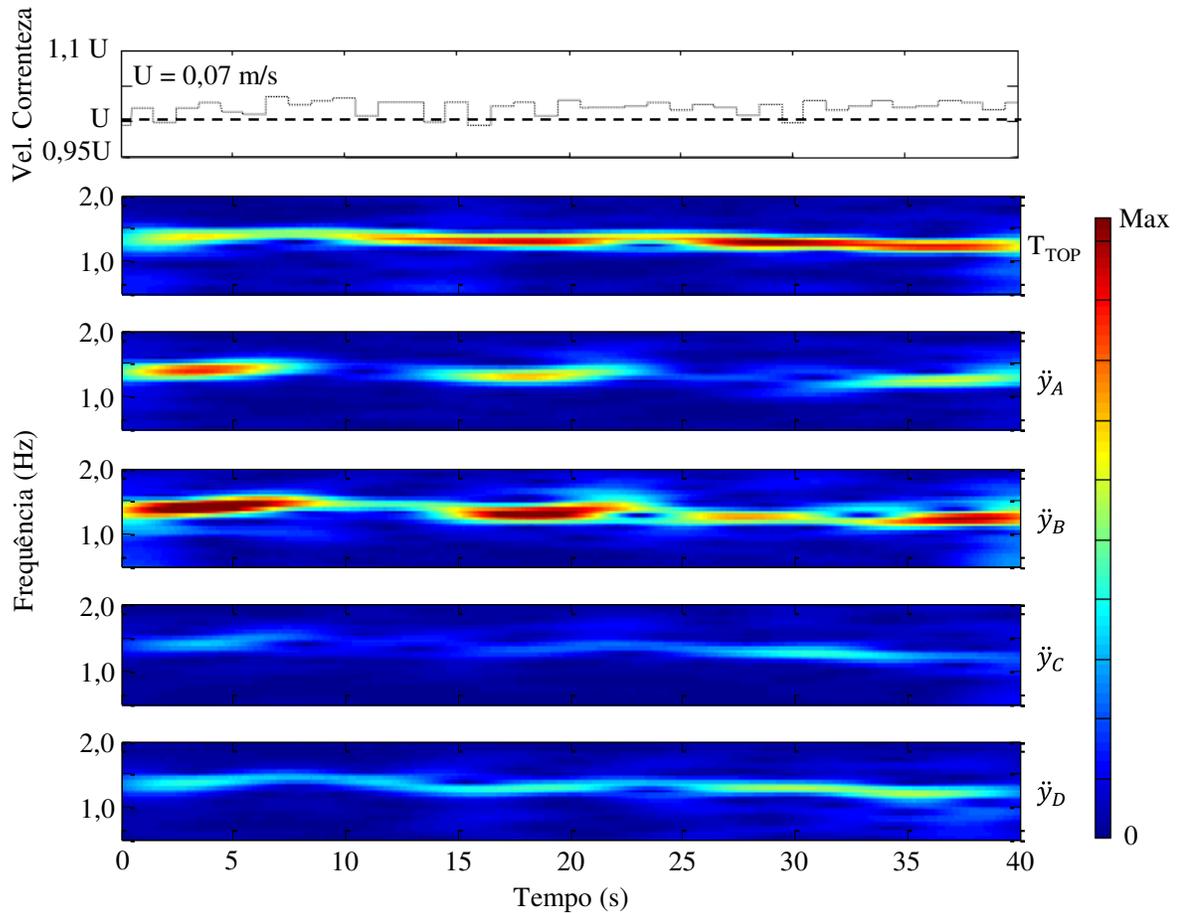


Figura 4.12 – Série temporal da flutuação da velocidade de correnteza para o teste $Re = 560$ ($U = 0,07$ m/s). Resultados da STFT da tração de topo e das acelerações transversais medidas pelos acelerômetros são apresentados abaixo.

4.7.4 Resultados de Deslocamento: Trajetórias de movimento em alguns pontos do modelo experimental

As séries temporais de deslocamento, obtidas das medições de aceleração, também apresentaram batimentos ao longo do tempo. Os deslocamentos do modelo experimental para o teste $Re = 560$ são apresentados na Fig. 4.13. Para o deslocamento *in-line*, um filtro IIR passa alta foi usado para remover os ruídos gerados pela gravidade, como descrito anteriormente, causados pela flexão do *riser* devido à VIV transversal. Para os deslocamentos transversais, os ruídos gerados pela flexão do *riser* devido à VIV *in-line* foram muito pequenos, portanto não foi necessário o uso de filtros.

A Fig. 4.13 apresenta os movimentos na direção *in-line* e transversal para cada posição do acelerômetro ao longo do *riser*, o que resulta na trajetória de movimento no plano para cada posição. As trajetórias foram obtidas para períodos de tempo diferentes no experimento, tendo como base os resultados da STFT (Fig. 4.12). A primeira coluna de trajetórias na Fig. 4.13 apresenta os movimentos ocorridos entre 3 s e 5 s, em que a vibração em 1,43 Hz foi dominante. A segunda coluna mostra os movimentos ocorridos entre 17 s e 21 s, no qual a vibração em 1,35 Hz dominou. Finalmente, a terceira coluna representa os movimentos entre 35 s e 38 s, no qual a vibração com frequências de 1,25 Hz dominaram na resposta do modelo de *riser*.

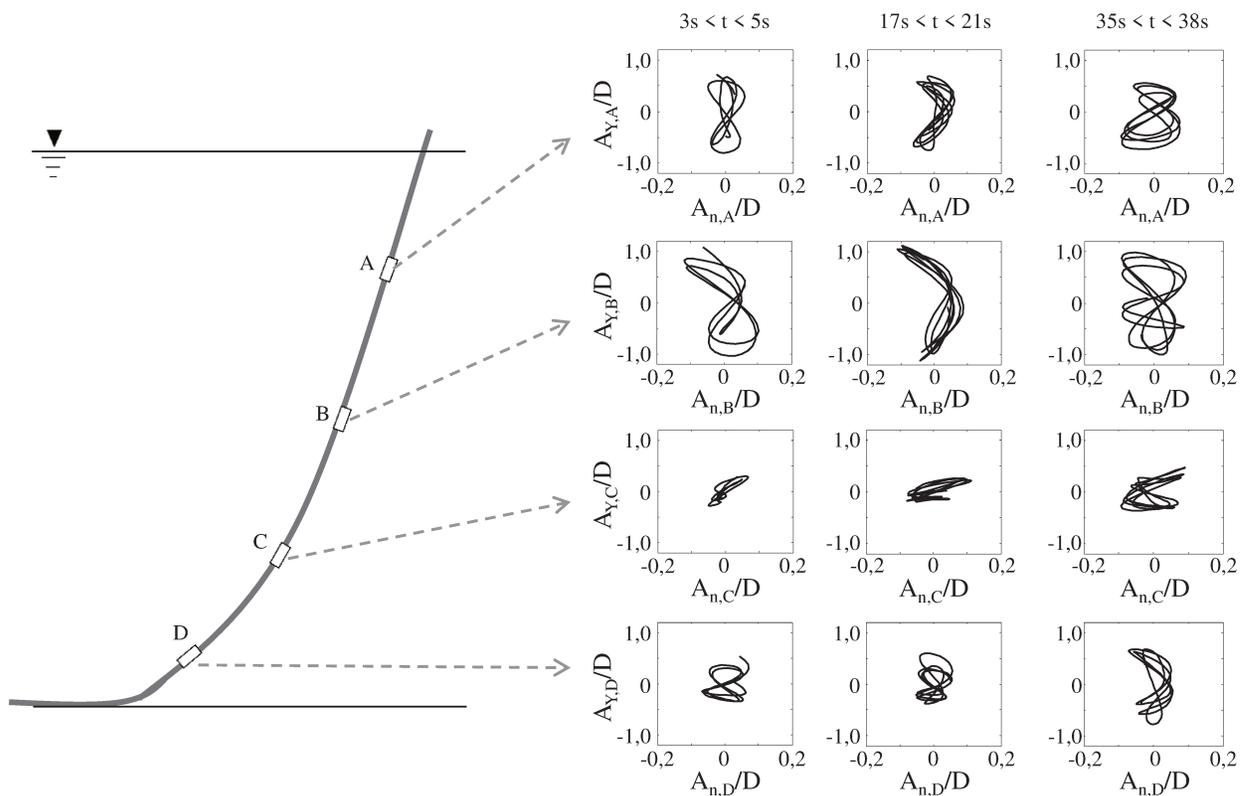


Figura 4.13 – Trajetória de movimento do modelo experimental nas posições dos acelerômetros para períodos de tempo diferentes (Teste Re = 560).

Também se pode observar pela Fig. 4.13 que as amplitudes de vibração transversais ficaram próximas de 1 diâmetro do modelo do *riser*, enquanto as amplitudes de vibração na direção *in-line* foram da ordem de 0,2 vezes o diâmetro do modelo de *riser*. As amplitudes de vibração transversais estão consistentes com valores de amplitudes geralmente encontrados em experimentos de VIV utilizando estruturas com o parâmetro massa-amortecimento de aproximadamente 0,01 (Jauvtis & Williamson, 2004). As amplitudes de vibração na direção *in-line* foram menores que o usual (0,3 ~ 0,4 vezes o diâmetro), mas outros experimentos usando cilindros curvados (Assi *et al.*, 2012) também chegaram à mesma tendência.

Na Fig. 4.13, as trajetórias de movimentos planares claramente exibem os formatos de oito e meia-lua. Estes tipos de trajetórias também são comumente encontrados nos resultados experimentais apresentados na literatura para modelos de *riser* e cilindros rígidos suportados por molas (Jauvtis & Williamson, 2004, Vandiver *et al.*, 2009). No presente experimento, as trajetórias observadas para um mesmo período de tempo mudam de acordo com a posição do acelerômetro. Portanto, o ângulo de fase entre as vibrações *in-line* e transversais também variam com a posição. Vandiver *et al.* (2009) mostraram que essa mudança na fase ocorre porque a velocidade de propagação da onda na direção *in-line* é diferente da velocidade observada na direção transversal. Além disso, também se pode observar que a trajetória de movimento no plano também muda, conforme a posição da região de *power-in* muda.

4.8 Conclusão

Por fim, apesar das limitações do experimento que utilizou um modelo de SCR em pequena escala, entendimentos importantes sobre as VIVs e o comportamento dinâmico dos *riser* em catenária foram obtidos, confirmando muitas observações feitas em estudos experimentais anteriores apresentados na literatura técnica.

5. PROCEDIMENTO DE CÁLCULO PARA VIV

5.1 Cálculo do Comportamento Dinâmico do *Riser*

Este trabalho tem como objetivo central o cálculo da dinâmica de *risers* em catenária devido às VIV. Esta configuração de *riser*, pela sua própria natureza, pode apresentar grandes deslocamentos e rotações. Desta forma, o cálculo da dinâmica do *riser* é feito a partir do programa de análise de *riser* apresentado por Mourelle *et al.* (1995), que é fundamentado no trabalho de Mourelle (1993).

Neste programa, o comportamento dinâmico do *riser* é encontrado através do uso do método dos elementos finitos para grandes deslocamentos e rotações. Neste caso, pequenas deformações são consideradas. Além disso, outras simplificações adotadas são: 1) o material do *riser* tem apenas comportamento elástico; 2) as seções transversais dos elementos de *risers* permanecem planas mesmo após a deformação ou torção; 3) não há variação de área ou volume com as deformações.

Neste caso, os elementos finitos são formados por dois nós em linha, sendo que cada nó possui seis graus de liberdade. A formulação adotada para representar estes elementos é praticamente idêntica à formulação lagrangeana total, na medida em que se emprega uma configuração indeformada. No entanto, em função do sistema de referência indeformado se deslocar juntamente com o elemento, algumas simplificações empregadas na formulação lagrangeana atualizada são utilizadas. Essa formulação é definida como lagrangeana total com elemento de referência co-rotacionado. Detalhes sobre esta formulação podem ser encontrados em Benjamin (1982) e Mourelle (1993).

5.1.1 Equação de Equilíbrio Dinâmico e Estático

A equação do equilíbrio dinâmico na sua forma incremental pode ser definida com base na conjugação do princípio dos trabalhos virtuais e no princípio de D' Alembert, como se pode ver a seguir,

$$\int (\{S\}\{\delta\Delta e\} + \{\Delta S\}\{\delta e\})dV_0 + \int \rho_0\{\Delta\ddot{u}\}\{\delta u\}dV_0 + \int c\{\Delta\dot{u}\}\{\delta u\}dV_0 = \int \{\Delta t_0\}\{\delta u\}dA_0 + \int \{\Delta f_0\}\{\delta u\}dV_0 \quad (5.1)$$

sendo $\{S\}$ o tensor de tensões, $\{\delta\Delta e\}$ o tensor de incremento das deformações virtuais, $\{\Delta S\}$ o tensor de incremento de tensões, $\{\delta e\}$ é o tensor das deformações virtuais, V_0 o volume, ρ_0 a densidade do material, $\{\ddot{u}\}$ é o vetor de aceleração, $\{\delta u\}$ é o vetor dos deslocamentos virtuais, c é o amortecimento estrutural, $\{\dot{u}\}$ é o vetor de velocidade, $\{\Delta t_0\}$ é o vetor de incremento de forças de superfície, A_0 é a área de superfície e $\{\Delta f_0\}$ é o incremento da força de campo.

Os tensores de tensão $\{S\}$ e deformação $\{e\}$ são relacionados através da equação constitutiva da Lei de Hooke, usando o tensor de tensões de Cauchy.

$$\{S\} = [C_\sigma]\{e\} \quad (5.2)$$

sendo,

$$[C_\sigma] = \begin{bmatrix} E & 0 & 0 \\ 0 & \frac{E}{2(1+\nu)} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{E}{2(1+\nu)} \end{bmatrix} \quad (5.3)$$

sendo E o modulo de elasticidade e ν o coeficiente de Poisson do material.

Na sua forma discreta em elementos finitos, a equação do equilíbrio (Eq. 5.1) pode ser representada de acordo com os vetores de força que compõem o equilíbrio dinâmico para um tempo t qualquer.

$$\{F_{INT}(t)\} + \{F_I(t)\} + \{F_D(t)\} = \{F_{EXT}(t)\} \quad (5.4)$$

Relacionando a Eq. 5.1 com a Eq. 5.4, a primeira integral representa as forças internas $\{F_{INT}\}$, a segunda integral originou as forças inerciais ($\{F_I\}$), a terceira integral as forças de amortecimento estrutural ($\{F_D\}$) e as duas integrais após a igualdade estão relacionadas ao vetor de forças externas ($\{F_{EXT}\}$).

Em termos de deslocamento, velocidades e aceleração, a Eq. 5.4 pode ser expressa como a seguir:

$$[M]\{\ddot{u}(t)\} + [C]\{\dot{u}(t)\} + [K(u)]\{u(t)\} = \{F(t)\} \quad (5.5)$$

sendo $[M]$, $[C]$ e $[K]$ as matrizes de massa, amortecimento estrutural e rigidez. $\{F\}$ é o vetor de forças externas e $\{\ddot{u}\}$, $\{\dot{u}\}$ e $\{u\}$ são os vetores de aceleração, velocidade e deslocamento. Uma vez que grandes deslocamentos e rotações são considerados na presente abordagem, a matriz de rigidez $[K]$ é atualizada a cada passo de tempo em função dos deslocamentos $\{u(t)\}$.

Assim como a equação do equilíbrio dinâmico, a equação do equilíbrio estático pode ser representada pela Eq. 5.1, retirando-se a segunda e terceira integral, que são os termos referentes às forças inerciais e de amortecimento.

$$\int (\{S\}\{\delta\Delta e\} + \{\Delta S\}\{\delta e\})dV_0 = \int \{\Delta t_0\}\{\delta u\}dA_0 + \int \{\Delta f_0\}\{\delta u\}dV_0 \quad (5.6)$$

que em termos de deslocamento $\{u\}$ pode ser representada como a seguir.

$$[K(u)]\{u\} = \{F\} \quad (5.7)$$

Para as análises estáticas, a matriz de rigidez $[K]$ é atualizada a cada iteração utilizando o método de Newton-Raphson.

5.1.2 Método de Integração

A solução da Eq. 5.5 foi obtida aplicando-se o método de integração de Hilbert, Hughes e Taylor (1976), denominado método HHT. Este método tem ordem de acurácia 2 e é incondicionalmente estável quando aplicado a problemas lineares. Além disso, ele conta com um tipo de amortecimento numérico que age de forma desprezível para os modos de vibração em que a relação do passo de tempo e do período do modo ($\Delta t/T$) é menor que 0,1. No entanto, para os modos de vibração que apresentarem a relação de $\Delta t/T > 0,1$, o amortecimento numérico cresce exponencialmente.

Aplicando o método de integração, a equação de equilíbrio é expressa como:

$$\begin{aligned} [M]^{t+\Delta t}\{\ddot{u}\} + [C]^{t+\Delta t}\{\dot{u}\} + (1 + \alpha)^{t+\Delta t}[K]\{\Delta u\} \\ = (1 + \alpha)^{t+\Delta t}\{R\} - \alpha \{R\} - \{F\} \end{aligned} \quad (5.8)$$

sendo ${}^{t+\Delta t}\{R\}$ o vetor de forças externas aplicadas e $\{F\}$ é o vetor de forças elásticas resistentes no tempo t .

Este método é bastante similar ao método de Newmark, com uma modificação na equação de equilíbrio, em que uma média ponderada entre as forças relativas ao início e ao final de cada intervalo de tempo é considerada. Esta média é dada pelo termo $(1 + \alpha)({}^{t+\Delta t}\{R\} - {}^{t+\Delta t}[K]\{\Delta u\} - \{F\}) - \alpha(\{R\} - \{F\})$, sendo α uma constante que é utilizada para determinar as constantes de Newmark, β e γ . O método é incondicionalmente estável quando:

$$\beta = \frac{1}{4}(1 - \alpha)^2 \quad (5.9a)$$

$$\gamma = \frac{1}{2} - \alpha \quad (5.9b)$$

$$-\frac{1}{3} \leq \alpha \leq 0 \quad (5.9c)$$

O valor de $\alpha = -0,1$ é utilizado por Hilbert *et al.* (1976), resultando nos valores de β e γ de 0,3025 e 0,6 respectivamente. Uma avaliação da razão de amortecimento numérica em relação a $\Delta t/T$ (Hilbert *et al.*, 1976), mostrou que nesta condição a razão de amortecimento é praticamente zero até $\Delta t/T$ menor que 0,1, e cresce exponencialmente para valores maiores. Apresentando vantagens em relação ao tradicional método de Newmark que apresentam valores significativos de amortecimento numérico ao longo de todos os valores de $\Delta t/T$.

Neste caso, os vetores de velocidades e de deslocamentos pelo método de Newmark são calculados pelas seguintes expressões (Bathe, 1996):

$${}^{t+\Delta t}\{\dot{u}\} = {}^t\{\dot{u}\} + [(1 - \gamma) {}^t\{\ddot{u}\} + \gamma {}^{t+\Delta t}\{\ddot{u}\}]\Delta t \quad (5.10)$$

$${}^{t+\Delta t}\{u\} = {}^t\{u\} + {}^t\{\dot{u}\}\Delta t + \left[\left(\frac{1}{2} - \beta\right) {}^t\{\ddot{u}\} + \beta {}^{t+\Delta t}\{\ddot{u}\}\right]\Delta t^2 \quad (5.11)$$

A partir das eqs. 5.8, 5.10 e 5.11 chega-se a um sistema de equações lineares, dados por:

$${}^{t+\Delta t}[\hat{R}]\{\Delta u\} = {}^{t+\Delta t}\{\hat{R}\} \quad (5.12)$$

sendo ${}^{t+\Delta t}[\hat{K}]$ a matriz de rigidez efetiva, dada pela Eq. 5.13, e ${}^{t+\Delta t}\{\hat{R}\}$ é o vetor das forças efetivas, dado pela Eq. 5.14.

$${}^{t+\Delta t}[\hat{K}] = {}^{t+\Delta t}[K] + a_0 {}^{t+\Delta t}[M] + a_1 {}^{t+\Delta t}[C] \quad (5.13)$$

$$\begin{aligned} {}^{t+\Delta t}\{\hat{R}\} = & ({}^{t+\Delta t}\{R\} - {}^{t+\Delta t}\{F\})(1 + \alpha) \\ & + [M](-a_0 {}^{t+\Delta t}\{\Delta u\} + a_2 {}^t\{\dot{u}\} + a_3 {}^t\{\ddot{u}\}) \\ & + [C](-a_1 {}^{t+\Delta t}\{\Delta u\} + a_4 {}^t\{\dot{u}\} + a_5 {}^t\{\ddot{u}\}) \\ & - ({}^t\{R\} - {}^t\{F\})\alpha \end{aligned} \quad (5.14)$$

sendo as constantes de a_1 a a_5 dadas a seguir:

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{1}{\beta \Delta t^2} & a_1 &= \frac{\gamma}{\beta \Delta t} \\ a_2 &= \frac{1}{\beta \Delta t} & a_3 &= \frac{1}{2\beta} - 1 \\ a_4 &= \frac{\gamma}{\beta} - 1 & a_5 &= \left(\frac{\gamma}{2\beta} - 1\right) \Delta t \\ a_6 &= (1 - \gamma) \Delta t & a_7 &= \gamma \Delta t \end{aligned} \quad (5.15)$$

Neste ponto vale ressaltar, que massas rotacionais são adicionadas a matriz de massa procurando melhorar o condicionamento da matriz de rigidez efetiva (Eq. 5.13). Isto deve ser aplicado principalmente para elementos esbeltos, em que a rigidez axial é muito maior que a lateral. As massas rotacionais são avaliadas tomando-se o cálculo da matriz consistente, e efetuando-se a soma de termos fora da diagonal de mesma unidade do termo da diagonal (Mourelle, 1993).

5.1.3 Procedimento de cálculo para as análises dinâmicas

A Fig. 5.1 apresenta o fluxograma de cálculo utilizado nas análises dinâmicas. A análise se inicia a partir do cálculo da configuração deformada devido às forças estáticas, que neste caso são devidos apenas ao peso, empuxo e arrasto, através de uma análise estática. Então, as constantes de integração, dadas pela Eq. 5.15, são calculadas.

A partir da configuração deformada obtida da análise estática, as forças elásticas resistivas iniciais (${}^0\{F\}$) são calculadas e serão utilizadas para calcular o vetor de aceleração inicial (${}^t\{\ddot{u}\}$). O vetor de velocidades iniciais (${}^t\{\dot{u}\}$) é inicializado.

Deste ponto em diante, podemos iniciar o loop nos instantes de tempo. Os incrementos de deslocamento ($\{\Delta u\}$) para cada passo de tempo é inicializado como zero e o processo iterativo para a convergência em cada passo de tempo é iniciado. O simulador permite escolher entre o método de Newton-Raphson modificado ou Newton Raphson. A diferença entre estes dois métodos é que no primeiro, $[\hat{K}]$ é atualizado apenas na primeira iteração de cada passo de tempo, e no segundo, $[\hat{K}]$ é atualizado para todas as iterações. No presente trabalho, o segundo método foi adotado, por ser mais preciso embora o tempo de processamento seja maior. Para os casos analisados nenhuma diferença significativa foi encontrada na comparação entre os dois métodos iterativos. As atualizações de $[\hat{K}]$ se dão basicamente pela atualização da parte geométrica da matriz de rigidez $[K]$ devido à $\{\Delta u\}$. k é o contador de iterações e Nit_{max} é o número de iterações máximos permitidos, definido neste trabalho como 90.

O processo iterativo começa com o cálculo da matriz de rigidez efetiva ($[\hat{K}]$), utilizando a Eq. 5.13, e o cálculo das forças efetivas ($[\hat{R}]$) pela Eq. 5.14. Uma vez conhecidos estes dados, o cálculo da variação dos deslocamentos incrementais ($\{\Delta\Delta u\}$) é feito a partir da solução de um sistema linear. Desta forma é possível calcular os deslocamentos incrementais totais, que representa a soma dos deslocamentos incrementais da iteração anterior somadas à variação dos deslocamentos incrementais. Neste ponto a convergência do método iterativo de Newton-Raphson deve ser verificada.

Para verificar a convergência foram verificados os deslocamentos e as forças, levando em consideração apenas os graus de liberdade livres. O critério baseado nos deslocamentos é expresso como a seguir.

$$\frac{\|{}^{t+\Delta t}\{\Delta\Delta u\}^k\|}{\|{}^{t+\Delta t}\{\Delta u\}^1\|} \leq \varepsilon_D \quad (5.16)$$

sendo ε_D a tolerância de deslocamentos. $\| \quad \|$ indica a norma euclidiana, que para o vetor de deslocamentos incrementais é calculada como:

$$\|\{\Delta u\}\| = \sqrt{\Delta u(1)^2 + \Delta u(2)^2 + \dots + \Delta u(n)^2} \quad (5.17)$$

Os graus de liberdade rotacionais são avaliados separadamente aos translacionais. Desta forma, o critério apresentado pela Eq. 5.16 é aplicado para avaliar a convergência dos deslocamentos e rotações isoladamente.

O critério de convergência para força é expresso pela Eq. 5.18.

$$\frac{\|{}^{t+\Delta t}\{\hat{R}\}^{k-1}\|}{\|{}^{t+\Delta t}\{\hat{R}\}^1\|} \leq \varepsilon_F \quad (5.18)$$

A tolerância de forças ε_F é tomada como 10 vezes o valor de ε_D (Mourelle, 1993). Neste caso, os momentos fletores não foram verificados para se economizar esforço computacional.

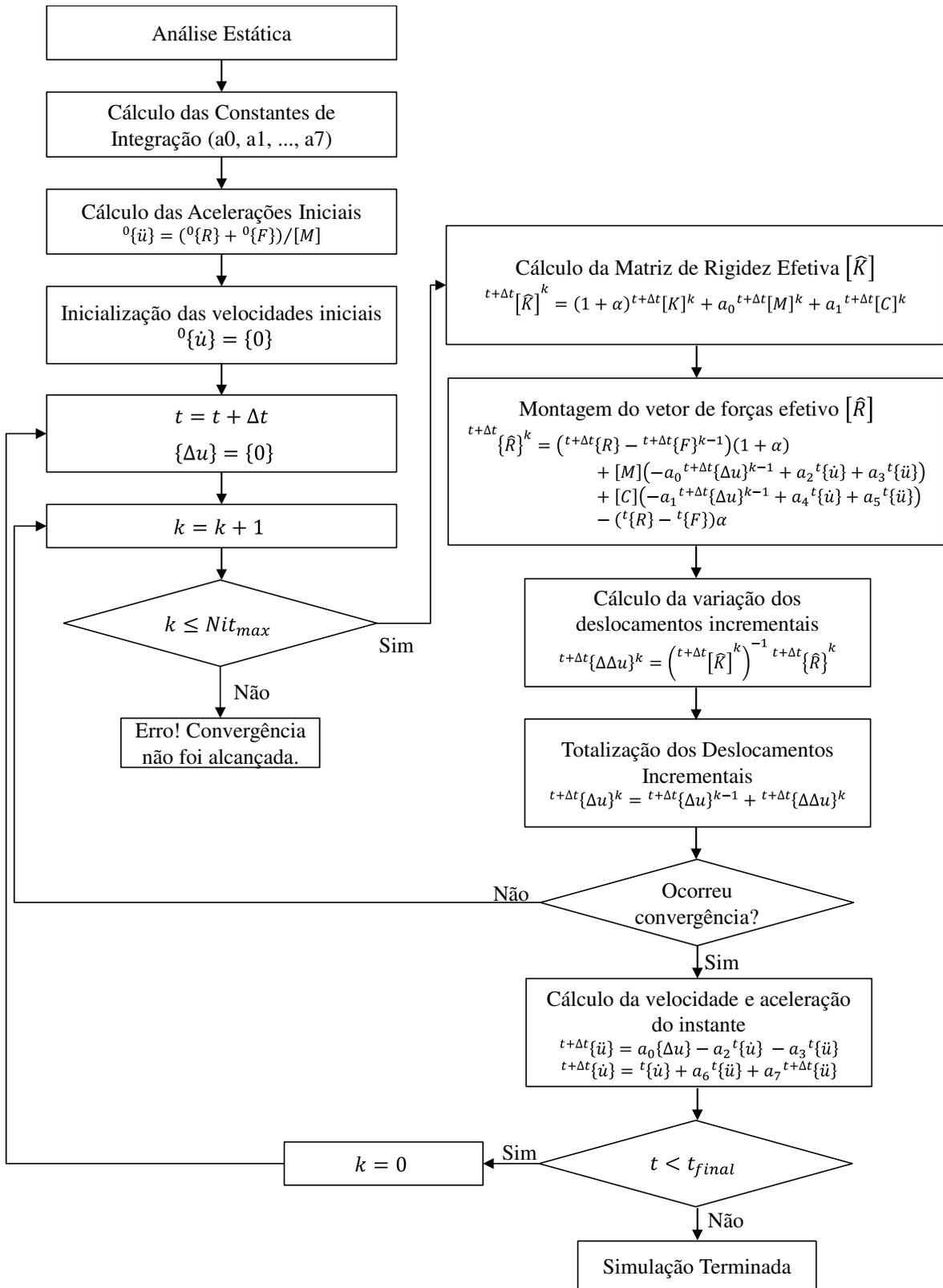


Figura 5.1 – Fluxograma de cálculo nas análises dinâmicas, adaptado de Mourelle (1993).

Se a convergência não foi alcançada, o contador de iterações (k) é incrementado e o processo é repetido. Esse processo irá ocorrer até que a convergência ocorra. Caso o número de iterações se torne maior que $N_{it_{max}}$, a simulação é interrompida e um erro indicando que não houve convergência é apresentado.

Uma vez que a convergência tenha acontecido são realizados os cálculos das acelerações e velocidades instantâneas para o passo de tempo analisado, encerrando os cálculos para um passo de tempo. Caso o tempo analisado ainda seja menor que o tempo da simulação (t_{final}), o contador de iterações é zerado e todo o procedimento é repetido até que $t \geq t_{final}$.

5.1.4 Amortecimento Estrutural

Uma das formas mais tradicionais para se estimar o amortecimento estrutural é através do método de Rayleigh. Neste caso a matriz de amortecimento $[C]$ é calculada como uma combinação linear das matrizes de massa $[M]$ e rigidez $[K]$.

$$[C] = b_0[M] + b_1[K] \quad (5.19)$$

sendo b_0 e b_1 duas constantes que são determinadas a partir de dois fatores de amortecimento que correspondem a duas frequências de vibração diferentes.

Realizando uma transformação de coordenada da matriz de amortecimento $[C]$ de coordenadas cartesianas para coordenadas modais, tem-se que:

$$\{\varphi\}_i^T [C] \{\varphi\}_j = 2\omega_i \xi_i \delta_{ij} \quad (5.20)$$

sendo $\{\varphi\}_i$ e ξ_i o modo de vibração e o fator de amortecimento estrutural para uma dada frequência natural ω_i , respectivamente. δ_{ij} é o delta de Kronecker que equivale a 1 quando

$i = j$, e zero para $i \neq j$. Na Eq. 5.20 foi assumido que a matriz de autovetores $[\Phi] = [\{\varphi\}_1 \ \{\varphi\}_2 \ \dots \ \{\varphi\}_n]$ é ortonormal em relação à matriz $[C]$.

Substituindo a Eq. 5.19 na Eq. 5.20, e assumindo a ortonormalidade das matrizes de massa $[M]$ e de rigidez $[K]$ em relação à $[\Phi]$ tem-se que:

$$b_0 + b_1\omega_i^2 = 2\omega_i\xi_i \quad (5.21)$$

Desta forma, uma vez conhecido um par de fatores de amortecimento (ξ_1 e ξ_2) para diferentes frequência (ω_1 e ω_2) pode-se determinar as constantes b_0 e b_1 .

$$b_0 = \frac{2\omega_1\omega_2(\xi_1\omega_2 - \xi_2\omega_1)}{(\omega_2^2 - \omega_1^2)} \quad (5.22a)$$

$$b_1 = \frac{2(\xi_2\omega_2 - \xi_1\omega_1)}{(\omega_2^2 - \omega_1^2)} \quad (5.22b)$$

Na literatura, assim como no próprio simulador usado, é comum a utilização de um método de estimativa do amortecimento proporcional considerando apenas a matriz de rigidez. Isso se deve à dificuldade de se encontrar dados empíricos de fator de amortecimento e pouca importância do amortecimento estrutural em relação ao amortecimento hidrodinâmico. Neste caso é necessário o conhecimento de apenas um valor de amortecimento estrutural para uma dada frequência. Logo, a Eq. 5.21, pode ser simplificada a Eq. 5.23 para se encontrar o valor de b_1 . b_0 será igual a zero.

$$b_1 = \frac{2\xi_i}{\omega_i} \quad (5.23)$$

Rearranjando a Eq. 5.21 tem-se que:

$$\xi_i = \frac{1}{2} \left(\frac{b_0}{\omega_i} + b_1 \omega_i \right) \quad (5.24)$$

A Fig. 5.2 apresenta o comportamento do fator de amortecimento com a frequência de vibração para o método de Rayleigh e para o método proporcional apenas a [K]. Como esperado pela análise da Eq. 5.24, no método de Rayleigh, para baixas frequências de vibração o termo proporcional à massa é o que prevalece no fator de amortecimento. No entanto, conforme a frequência de vibração aumenta o termo proporcional de rigidez aumenta, sendo dominante para altas frequências de vibração. Já no método proporcional apenas a [K], a fator varia linearmente com a frequência de vibração. Apresentando valores de fator de amortecimento menores em relação ao dado para ξ e ω fornecido para frequências menores e valores maiores para frequências maiores.

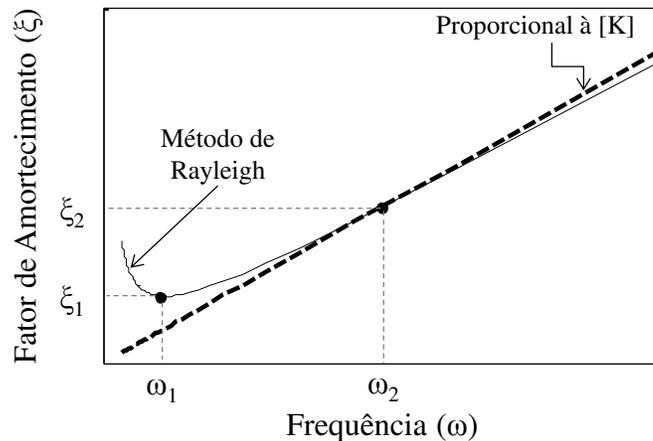


Figura 5.2 – Tendência do fator de amortecimento estrutural com a frequência de vibração para o método de Rayleigh e o método proporcional à [K].

5.1.5 Determinação das Frequências Naturais e Modos de Vibração

As frequências naturais e modos de vibração são propriedades de referência nas análises de VIV, e devem ser estimadas sempre que possível. Estas propriedades em geral são estimadas pela solução do problema de autovalor e autovetor apresentado pela Eq. (5.25). Neste trabalho o método do subespaço será utilizado, para maiores informações sobre o método, consultar Bathe (1996).

A solução do problema de autovalor é obtida considerando as matrizes de massa e rigidez obtidas a partir de uma análise estática prévia, levando em conta as deformações causadas pelas forças estáticas. Além disso, é importante ressaltar que a matriz de massa $[M]$ leva em consideração os efeitos da massa adicional, que são calculados a partir do coeficiente de massa adicional previamente estabelecido.

$$([M]\{\omega^2\} - [K])[\Phi] = 0 \quad (5.25)$$

$\{\omega^2\}$ é o vetor dos autovalores ou frequências naturais e $[\Phi]$ é a matriz dos autovetores ou modos de vibração, conforme definido na Eq. 5.20.

5.2 Metodologia para calcular as Forças de VIV Transversal

No presente trabalho as forças de VIV são calculadas utilizando formulações semi-empíricas, associadas a coeficientes hidrodinâmicos estimados a partir de experimentos com cilindros rígidos. Os dados experimentais apresentados nos trabalhos de Vikestad (1998) e Blevins (2009) serão utilizados para determinar os coeficientes hidrodinâmicos. Estes experimentos foram realizados em condições laboratoriais, garantindo o controle das condições analisadas e medições de qualidade. No entanto, como tipicamente encontrado nestes tipos de experimentos, o número de Reynolds do escoamento ficou abaixo dos valores usualmente encontrados em situações reais de *risers*, na produção e exploração de petróleo ($3 \times 10^5 - 5 \times 10^5$). O número de Reynolds nestes experimentos ficou numa faixa da ordem de 1×10^4 e 8×10^4 . As principais características destes experimentos são:

- Tubos rígidos montados ou suportados por molas sujeitos a um escoamento uniforme e constante;
- Tubos lisos;
- Possibilidade de vibrar apenas na direção transversal ao escoamento;
- Baixa razão de massa.

Na metodologia proposta, as forças de VIV são calculadas através da Eq. 5.26 assumindo-se escoamento bidimensional em cada seção do duto. Uma vez que o método dos elementos finitos é aplicado para resolver o problema de VIV em *risers*, a estrutura será dividida em diversos segmentos ou seções de tubos delimitados por nós. A Eq. 5.26 é utilizada para calcular as forças em cada uma destas seções, que depois serão distribuídas para os nós.

$$\{F_{VIV}(s, t)\} = \frac{1}{2} \rho_w \{U_N(s)\}^2 D_o \{C_L(s)\} L \sin(2\pi\{f(s)\}t + \{\varphi(s)\}) \quad (5.26)$$

Uma vez que as forças serão calculadas para cada seção ou elemento finito do *riser*, elas são apresentadas em forma de vetor $\{F_{VIV}(s,t)\}$. ρ_w é a densidade da água, D_o é o diâmetro externo do *riser*. $\{U_N(s)\}$ é a componente da velocidade de correnteza normal ao eixo do *riser*. Uma vez que diferentes perfis de correnteza e *risers* curvados, tais como o *riser* em catenária, podem ser simulados, U_N pode variar com a profundidade. $\{C_L\}$ é o vetor de coeficientes de sustentação. L é o comprimento da seção de *riser* e é considerado constante, uma vez que nesse trabalho seções de tamanhos iguais são usadas. $\{f\}$ é a frequência da força das VIVs. φ é a fase entre a força de VIV e o deslocamento do *riser*.

Ao se aplicar métodos semi-empíricos tais como este aqui proposto tem-se como grande desafio determinar C_L , f e φ , uma vez que eles devem ser determinados em função do movimento do cilindro. Em trabalhos anteriores (Morooka *et al.*, 2005), a frequência de vibração era determinada através da relação de Strouhal ($f = St.U/D_o$) e o coeficiente de sustentação determinado através de resultados experimentais para cilindros rígidos e estacionários. A equação de Morison através dos seus termos viscoso e inercial foi utilizada

para calcular as forças geradas pelo movimento do cilindro. Embora esta abordagem seja muito interessante, principalmente nos casos em que se pretende calcular os efeitos da VIV e das ondas conjuntamente, a dinâmica dos vórtices envolvida no fenômeno da VIV é altamente não linear, não podendo ser representada com grande precisão através da superposição dos efeitos do cilindro parado em um escoamento e dos efeitos do cilindro oscilando em águas calmas. Os movimentos do cilindro sujeitos a um escoamento geram mudanças no padrão do desprendimento de vórtices (Williamson e Roshko, 1988) que a abordagem descrita acima não consegue descrever (Morooka & Tsukada, 2011).

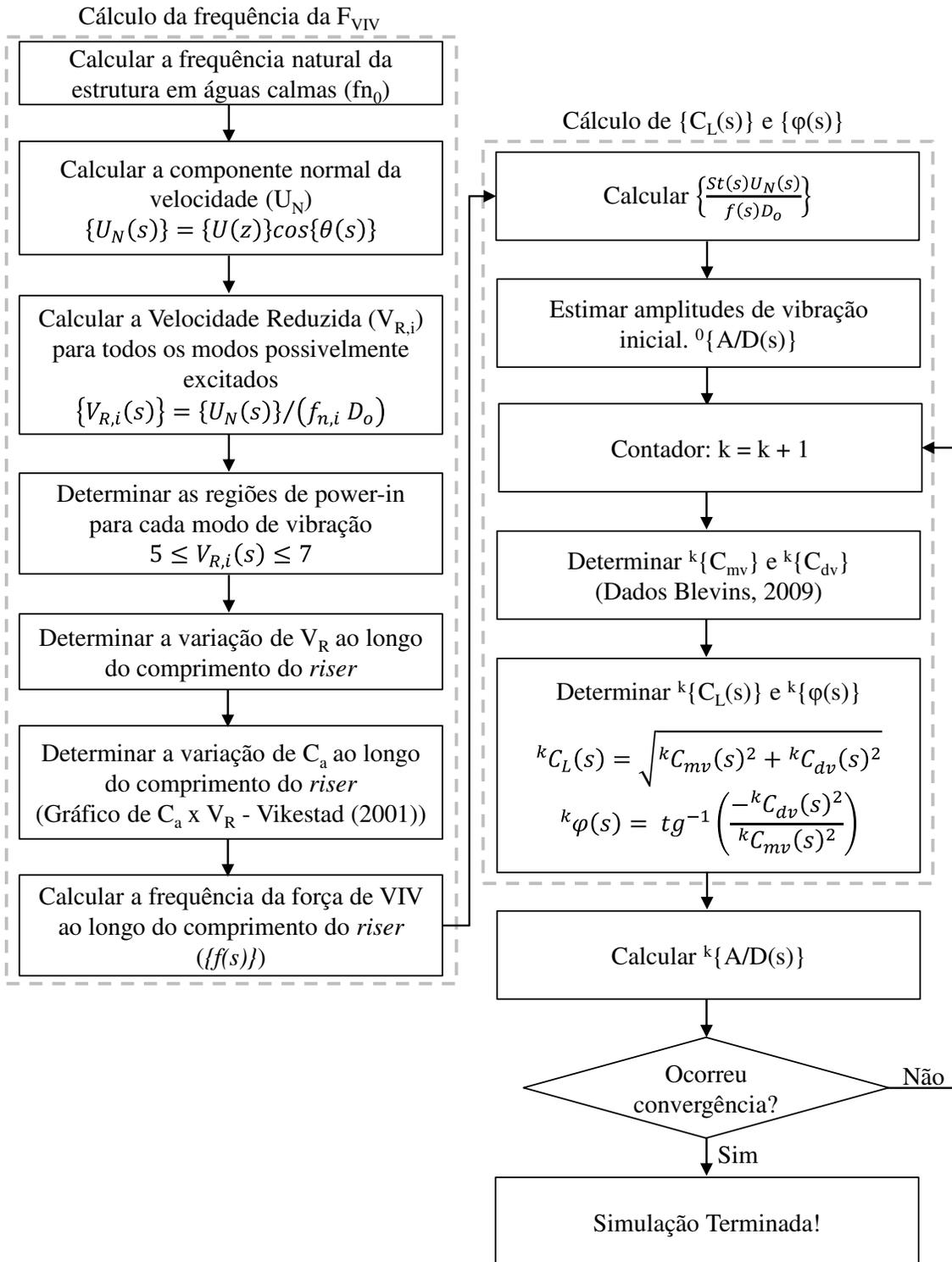


Figura 5.3 – Fluxograma do procedimento de cálculo das forças de VIV.

Por outro lado, como apontado anteriormente, procedimentos de cálculos das VIVs no domínio do tempo, como apresentado em Morooka *et al.* (2005), são importantes e significantes para a avaliação de não linearidade estruturais (grandes deslocamento e rotações), efeitos da interação com o solo e *traveling waves* no comportamento dinâmico de *risers* e dutos submarinos.

Desta forma, procurando melhorar a abordagem anterior e permitir um cálculo que leve em consideração os movimentos do *riser* na determinação de C_L , f e ϕ , o procedimento apresentado pelo fluxograma apresentado na Fig. 5.3 foi desenvolvido. Como poderá ser observado, este procedimento está fundamentado em diversas evidências experimentais sobre o fenômeno das VIVs, que podem ser encontradas na literatura técnica. Estas evidências deram origem a diversos processos de cálculos que foram arranjados e dispostos como apresentado na Fig. 5.3. Embora as evidências encontradas não tenham sido descobertas deste trabalho, a forma de cálculo pode ser considerada inovadora. Ao longo da extensa pesquisa bibliográfica feita durante o estudo do doutoramento, não foi encontrado nenhum método de cálculo do comportamento dos *risers* devido às VIVs no domínio do tempo utilizando formulações semi-empíricas, da forma como é feita neste trabalho.

Como se pode observar pelo fluxograma de cálculo apresentado na Fig. 5.3, o procedimento de cálculo das forças de VIV é formado principalmente por duas rotinas de cálculo. A primeira é usada para o cálculo das frequências das forças de VIV e está fundamentada principalmente nos dados experimentais de Vikestad (1998). Já a segunda rotina tem a função de calcular o coeficiente de sustentação (C_L) e a fase (ϕ), em função da frequência estimada na rotina anterior e das amplitudes de vibração. Esta rotina é fundamentada principalmente nos dados experimentais apresentados em Blevins (2009). A seguir, uma descrição detalhada do procedimento de cálculo, assim como detalhes sobre os experimentos de Vikestad (1998) e Blevins (2009) é apresentada.

5.2.1 Simplificações adotadas no procedimento

Assim como todos os procedimentos já desenvolvidos até o momento, o objeto deste trabalho não consegue prever todas as características do fenômeno das VIVs em *risers*.

Isso se deve às simplificações que tiveram que ser adotadas, algumas já evidenciadas ao longo do texto, mas que serão recapituladas a seguir:

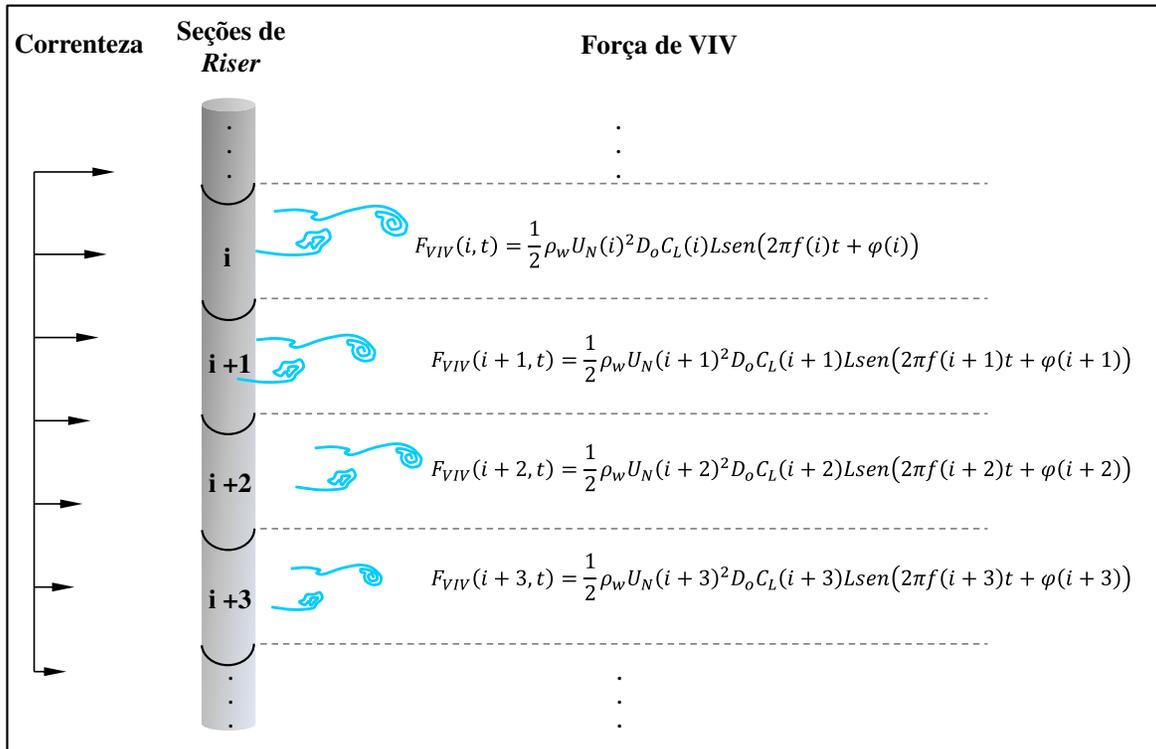


Figura 5.4 – Ilustração dos efeitos causados por se considerar escoamento bidimensional em cada seção do riser.

- Os coeficientes hidrodinâmicos são calculados com base em dados de experimentos com cilindros rígidos montados sobre ou suportados por molas, nos quais se procurou ao máximo evitar os efeitos tridimensionais do escoamento, seja através do uso de *end-plates* ou outros artifícios. Desta forma, o procedimento proposto calcula a força em cada seção do riser, considerando escoamento bidimensional. A Fig. 5.4 tenta demonstrar os efeitos desta simplificação nos cálculos das forças das VIVs. Algumas seções do riser sujeitas a um perfil de escoamento cisalhante são ilustradas. Como se podem observar, pelas considerações no cálculo, os vórtices em cada seção do riser irão ser desprendidos sempre normais ao eixo do riser em um plano. A esteira formada em um segmento do riser não interfere nas esteiras

adjacentes. Isto é, os valores de $C_L(i)$, $f(i)$ e $\varphi(i)$, que representam a esteira para cada seção i do *riser*, são calculados independentemente das esteiras adjacentes, dependendo apenas dos movimentos do *riser* naquela posição. Embora estudos com cilindros rígidos (Williamson, 1996) tenham demonstrado que as esteiras de algum modo se interagem. Apesar disso, o *riser* poderá apresentar respostas tridimensionais, pois ao ser submetido a diferentes valores de $C_L(i)$, $f(i)$ e $\varphi(i)$, que poderão ocorrer nas diferentes esteiras originadas em diferentes seções do *riser*, variações na força devido à VIV ao longo do seu comprimento irão ocorrer.

- A faixa do número de Reynolds utilizados nos experimentos é significativamente inferior aos valores de Re encontrados nos *risers* de exploração e produção de petróleo. Levando-se em consideração os resultados de cilindros rígidos estacionários podem-se esperar efeitos de turbulência diferentes. Enquanto, no caso dos *risers* reais a camada limite começa a se tornar turbulenta, dando origem a “crise do arrasto”, os experimentos utilizados para se estimar os coeficientes hidrodinâmicos se situam em uma faixa de Re , em que a camada limite é laminar (Lienhard, 1968).
- O procedimento adotado não considera as VIVs nas direções *in-line*, assim como os efeitos destas vibrações nas VIVs que ocorrem na direção transversal. Vale ressaltar neste ponto que os experimentos utilizados para se extrair os coeficientes hidrodinâmicos são livres para vibrar apenas na direção transversal ao escoamento. Coeficientes hidrodinâmicos que considerassem as VIVs nas direções *in-line* e transversal não foram utilizados, pois não foram encontrados dados experimentais suficientes.

5.2.2 Procedimento para o cálculo da frequência de vibração do tubo

Um grande número de conceituados trabalhos experimentais tem demonstrado a variação da massa adicional devida aos movimentos dos cilindros (Gopalkrishnan, 1993, Sarpkaya, 1978), muitas vezes observados como a variação da massa adicional com V_R (Vikestad, 1998, Fajarra, 2004). Com base nisso, Vikestad (1998) verificou para um experimento com cilindros rígidos montados sobre molas, que a frequência de vibração do

cilindro coincide com a frequência natural do sistema, calculada considerando-se a massa adicional adequada para a condição do experimento, ou seja, para a V_R em que o experimento foi conduzido. Essa frequência foi denominada por Vikestad (1998) como frequência natural verdadeira.

Experimentos com cilindros rígidos movidos mecanicamente (Stansby, 1976, Gopalkrishnan, 1993) tem demonstrado que para amplitudes de VIV significantes (maiores que 0,2 diâmetros), a frequência de vibração do cilindro costuma ser igual à frequência de desprendimento de vórtices. Desta forma, neste trabalho a frequência natural verdadeira será definida como sendo a frequência da força de VIV.

Portanto, seguindo o fluxograma apresentado na Fig. 5.3, o cálculo da frequência da F_{VIV} (forças das VIVs) inicia-se através do cálculo da frequência natural do *riser* em águas calmas. Esse cálculo inicia-se através do cálculo da configuração deformada gerada pelas forças estáticas, levando em consideração os efeitos de correnteza. Isto é requerido, pois a deformação do *riser* pode provocar uma variação da tração, provocando uma variação da frequência natural do *riser*. Uma vez que a matriz de rigidez [K] do *riser* foi atualizada, as frequências e os modos naturais são calculados, considerando $C_a = 1,0$, uma vez que análises em águas calmas estão sendo realizadas.

Em seguida, a componente da velocidade de correnteza normal ao eixo do *riser* ($U_N(s)$) é calculada. Neste ponto, vale ressaltar que a aproximação pelo princípio da independência, discutido anteriormente, é empregada. Desta forma, todos os parâmetros que envolvam as análises de VIV daqui em diante irão levar em conta $U_N(s)$ e não a velocidade de correnteza incidente, $U(z)$. $\theta(s)$ é o ângulo que o eixo da seção do *riser* faz com a direção de incidência do escoamento. Este parâmetro também é obtido após a análise estática, considerando a configuração do *riser* deformada.

$$\{U_N(s)\} = \{U(z)\} \cos\{\theta(s)\} \quad (5.27)$$

A partir destes dados, a faixa da frequência de desprendimento de vórtices pode ser estimada. Nesse caso, a relação de Strouhal (Eq. 5.28) para cilindros rígidos estacionários será usada. A frequência de desprendimento de vórtices calculada nesta condição será denominada frequência de desprendimento de vórtices natural, e será representada por $f_S(s)$. Este cálculo é apenas uma estimativa inicial e será utilizado para estimar possíveis modos de vibração excitados.

$$\{f_S(s)\} = \frac{\{St(Re)\}\{U_N(s)\}}{D_o} \quad (5.28)$$

sendo, $St(Re)$ o número de Strouhal em função do número de Reynolds. O cálculo de St é feito utilizando as curvas ajustadas de experimentos apresentadas por Norberg(2003). O número de Reynolds será calculado considerando U_N .

$$\{Re(s)\} = \frac{\rho_w D_o \{U_N(s)\}}{\mu_w} \quad (5.29)$$

sendo μ_w a viscosidade dinâmica da água.

A Fig. 5.5 apresenta o procedimento para estimar os potenciais modos de vibração excitados pelas VIVs. Como se pode observar, a partir da estimativa inicial da faixa de frequência de excitação das VIVs, calculada com base na Eq. 5.28, os potenciais modos de vibração excitados são encontrados pela simples conferência das frequências naturais, que se enquadram nesta faixa.

Em seguida, o cálculo das velocidades reduzidas (V_R) para os possíveis modos de vibração i é realizado, utilizando a Eq. 5.30.

$$\{V_{R,i}(s)\} = \frac{\{U_N(s)\}}{(f_{n,i} D_o)} \quad (5.30)$$

sendo $f_{n,i}$ as frequências naturais relacionadas ao modo de vibração i .

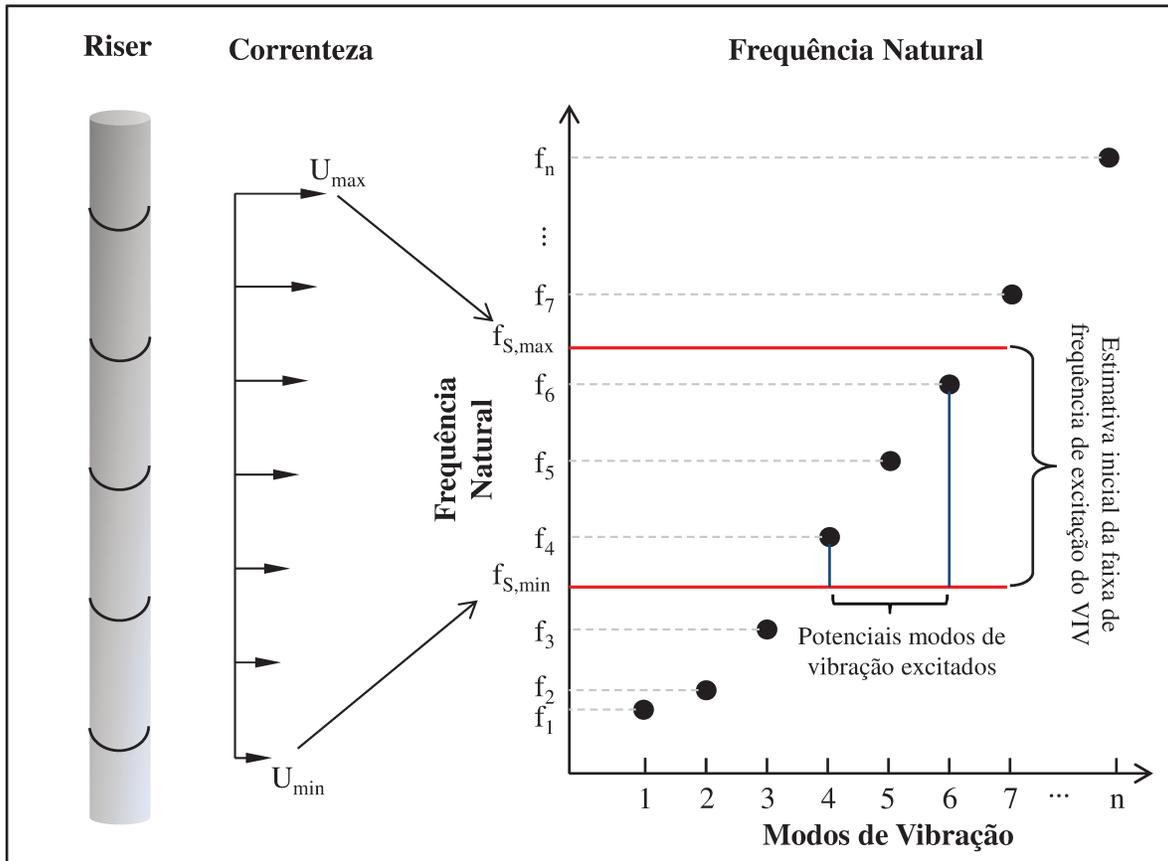


Figura 5.5 – Procedimento para estimar os potenciais modos de vibração excitados pelas VIVs.

Seguindo o fluxograma apresentado na Fig. 5.3, o próximo passo é determinar as regiões de *power-in*. Por definição, as regiões de *power-in* são regiões onde o fluido fornece energia ao *riser* e estão relacionadas à sincronização ou *lock-in* com a frequência natural de algum dos modos de vibração do *riser*. Este fenômeno está relacionado às observações experimentais feitas por Stansby(1976), de que ao submeter um cilindro rígido forçado a oscilar mecanicamente sujeito a um escoamento cisalhante, o desprendimento de vórtices ocorria em células de vórtices. A partir dos resultados experimentais, verificou-se que o tamanho destas células está relacionado à proximidade da frequência de oscilação do cilindro com a frequência natural de desprendimento de vórtices (*lock-in*). Wang *et al.*

(1988) aplicou estas observações obtidas para cilindros rígidos na predição das VIVs em tubos flexíveis. O fato das estruturas flexíveis poderem vibrar em diferentes modos de vibração originou o conceito de que diversas células ou região de *power-in* podem ser geradas. Sendo que cada célula ou região de *power-in* está relacionada à frequência natural de um dado modo de vibração. O presente trabalho se fundamenta nos trabalhos de Stansby(1976) e Wang *et al.* (1988) para calcular as regiões de *power-in*. A seguir são apresentadas as principais considerações que estão relacionadas nessa estimativa.

- 1) O *riser* é dividido em células de desprendimento de vórtices. Em cada célula, a frequência de desprendimento de vórtices está sincronizada com uma frequência próxima à frequência natural de um dos modos de vibração do *riser*. A frequência salta de forma gradual de célula a célula.

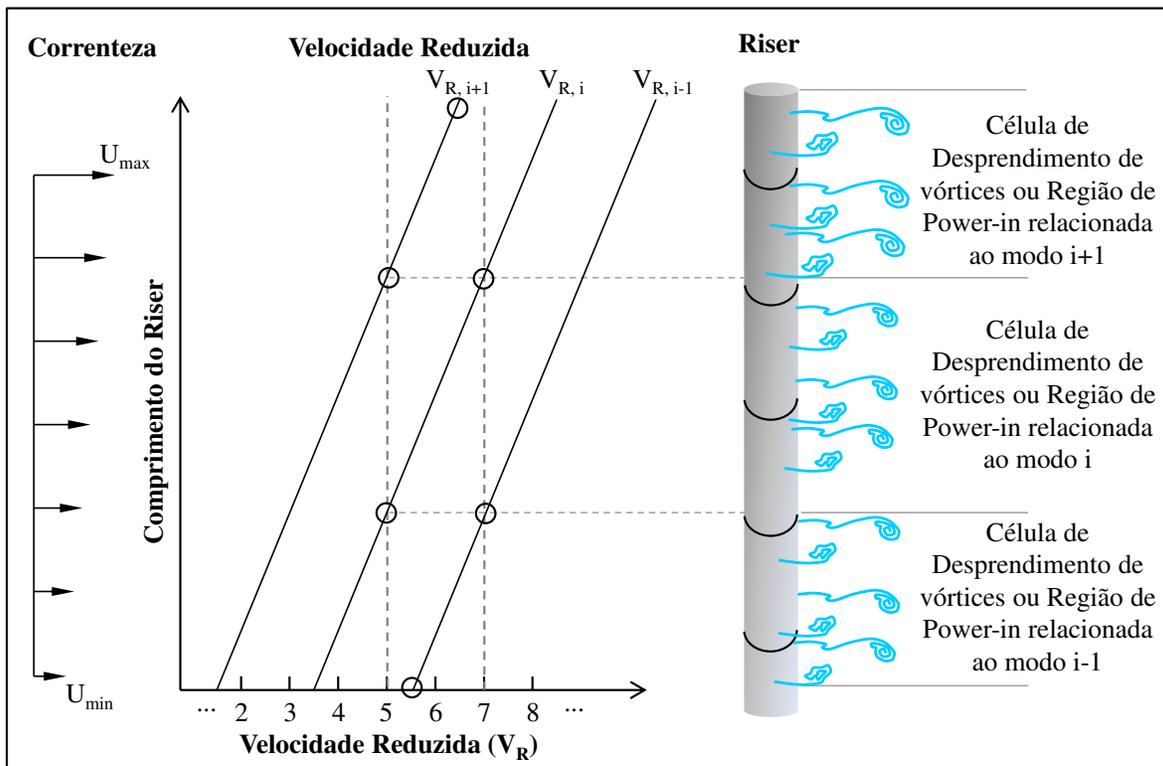


Figura 5.6 – Ilustração do procedimento para determinar as células de desprendimento de vórtices às regiões de *power-in* com base em V_R para os potenciais modos de vibração excitados pelas VIVs.

- 2) Mais de um modo de vibração pode ser excitado, uma vez que caso a componente normal da velocidade de correnteza varie ao longo do comprimento do *riser*, a frequência de desprendimento de vórtices associada às forças das VIVs podem variar. Neste caso, múltiplas regiões de *power-in* poderão existir ao longo do comprimento do *riser*.
- 3) Os limites das células de desprendimento de vórtices são determinados pela consideração do fenômeno de sincronização ou *lock-in*, que estabelece limites definidos sobre o quanto a frequência de desprendimento de vórtices local pode desviar da frequência de desprendimento de vórtices natural, dada pela Eq. 5.28. Estas regiões são definidas como regiões onde o fluido fornece energia ao *riser*, denominada como região de *power-in*. Experimentos com cilindros rígidos e tubos flexíveis têm demonstrado que em geral a sincronização ou *lock-in* ocorrem para uma faixa de velocidade reduzida entre 5 e 7 (Williamson e Govardhan, 2004). Esta faixa pode alterar dependendo de parâmetros tais como razão de massa e número de Reynolds. No presente trabalho, os limites das células serão definidos com base na faixa de velocidade reduzida entre 5 e 7. A Fig. 5.6 ilustra o procedimento para determinar as células de desprendimento de vórtices ou região de *lock-in*.

Em alguns casos, descontinuidades ou sobreposição das regiões de *power-in* podem ocorrer. Este caso será tratado com base nos resultados de cilindros rígidos montados sobre molas ou cilindros flexíveis, tal como o apresentado por Cunha *et al.*, (2009). Para os casos analisados neste trabalho, isso só ocorreu para os *riser* em catenária. O critério para se tratar as descontinuidades e sobreposições de regiões de *power-in* serão apresentadas a seguir, juntamente com os resultados para *risers* em catenária.

Como se pode observar pela Fig. 5.6, a variação da V_R ao longo de todo o comprimento do *riser* foi encontrada simultaneamente a determinação das regiões de *power-in*. Neste caso, uma vez que não houve sobreposição ou descontinuidades da região de *power-in*, a variação de V_R ficou entre 5 e 7.

A partir da variação de V_R , o cálculo da variação do coeficiente de massa adicional (C_a) pode ser obtido utilizando-se a curva de C_a por V_R (Fig. 5.8) obtida experimentalmente por Vikestad (1998). Neste caso, interpolação por *splines* cúbicas foram realizadas para

alcançar melhores precisões. Maiores detalhes sobre o experimento de Vikestad (1998) será apresentado a seguir.

De posse da variação da massa adicional ao longo do comprimento do *riser*, uma nova simulação de vibração livre, obtida através da solução da Eq. 5.25, deve ser realizada atualizando-se a matriz de massa. A nova matriz de massa deverá obedecer à variação de massa adicional encontrada.

Ao realizar este cálculo, a frequência natural verdadeira do *riser*, considerada a frequência da força das VIVs será encontrada. Associando as frequências da F_{VIV} calculadas às regiões de *power-in*, pode-se calcular a variação da frequência da F_{VIV} ao longo do comprimento do *riser*, como pode ser visto na Fig. 5.8.

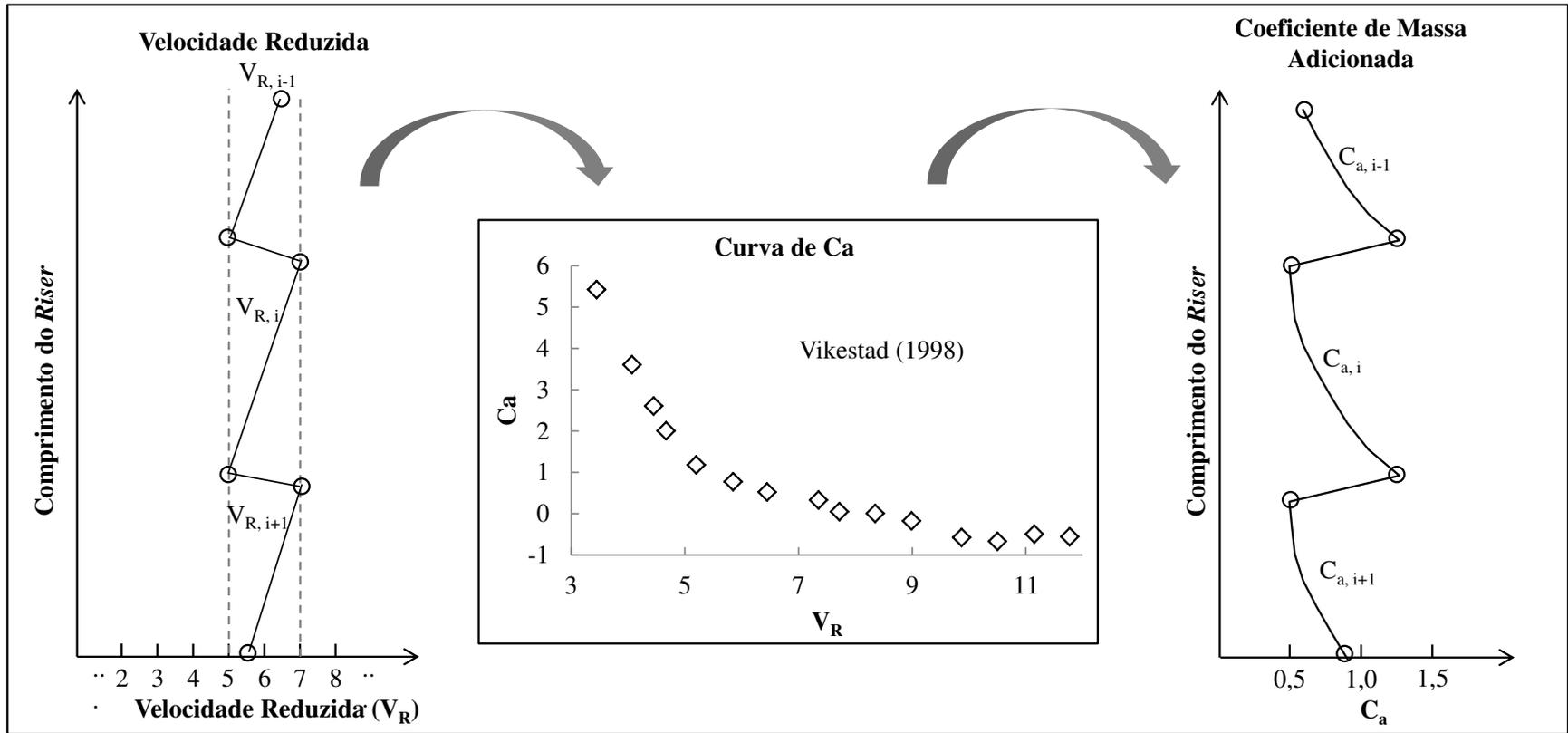


Figura 5.7 – Procedimento para a determinação da variação do coeficiente de massa adicional (C_a) ao longo do comprimento do *riser*.

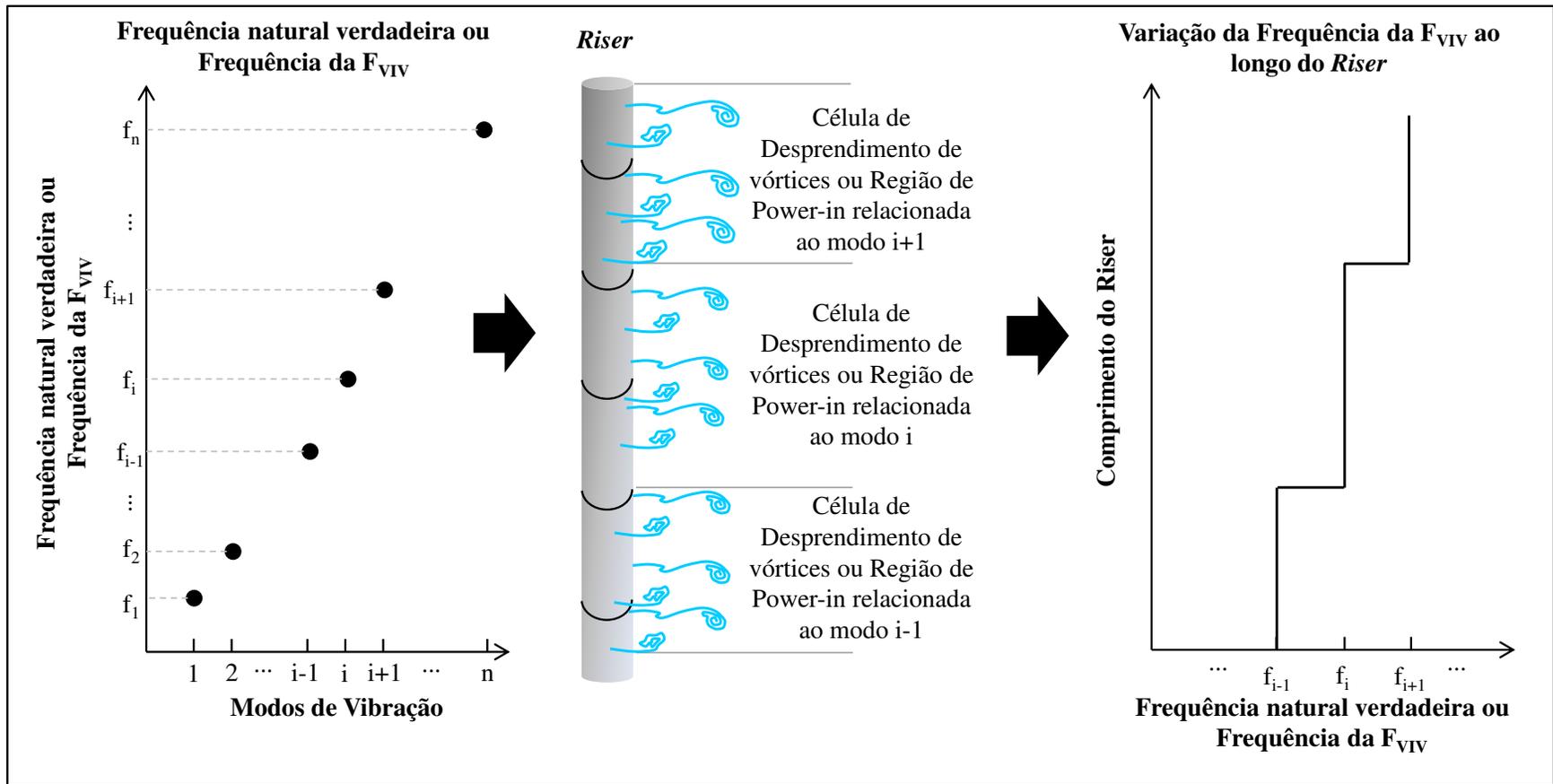


Figura 5.8 – Procedimento para a determinação da variação da frequência da F_{VIV} ao longo do comprimento do *riser*.

5.2.3 Experimentos de Vikestad (1998) e Curva de Ca x V_R

O coeficiente de massa adicional (Ca) é encontrado a partir do valor de V_R através da interpolação entre os dados empíricos apresentados na Fig. 5.9, como se pode observar pela Fig. 5.7. Estes dados foram encontrados através de experimentos com cilindros rígidos montados sob molas para uma faixa de Re entre $1,4 \times 10^4$ e $6,55 \times 10^4$ (Vikestad, 1998). O aparato experimental foi projetado tentando manter o amortecimento tão baixo quanto possível, o escoamento bidimensional e permitir o movimento oscilatório apenas na direção transversal ao escoamento. *End-plates* foram instalados em ambas as extremidades do cilindro. A razão de massa encontrada foi de 1,306 (sem considerar a massa adicional) e a razão de amortecimento no ar foi de aproximadamente 0,1%. A máxima amplitude de vibração foi $A/D \approx 1,15$ e ocorreu para $V_R \approx 6,0$.

Os experimentos foram realizados em um tanque de provas, com profundidade de 1,2 metros. O cilindro de teste foi posicionado horizontalmente, com o seu eixo posicionado 60 centímetros abaixo da superfície livre. Embora pequenas ondas (amplitudes da ordem de 1 cm) tenham sido observadas durante experimentos com grandes velocidades ou amplitudes de oscilação, análises apresentadas por Vikestad (1998) mostraram que a massa adicional foi muito pouco afetada pelos efeitos da superfície livre.

Os marcadores, em forma de losango, na Fig. 5.7 representam os dados experimentais da variação do coeficiente de massa adicional (Ca) com a velocidade reduzida (V_R), obtidos por Vikestad (1998). Como se pode ver, altos valores de Ca são encontrados para baixa velocidade reduzida V_R . Estes valores de Ca se reduzem rapidamente, quase que linearmente com V_R até $Ca = 1,0$, que ocorre para $V_R \approx 5,4$. Ao alcançar este valor, os valores de Ca continuam a diminuir com V_R , agora com menor intensidade até $V_R \approx 10,0$. Neste ponto, os valores de Ca tornam-se quase constante (com pequenas oscilações) em torno de -0,6. Vale ressaltar a mudança de sinal no valor de Ca ocorrida para $V_R \approx 8,0$, isso se deve ao salto na fase da força de VIV devido a uma possível mudança do padrão de vórtices, evidenciadas por (Williamson e Roshko, 1988).

A linha tracejada apresentada na Fig. 5.9 representa a curva obtida através da interpolação dos dados experimentais através de *spline* cúbica. Como se pode observar, uma boa aproximação é alcançada.

Comparações com resultados de coeficiente de massa adicional encontrados experimentalmente com cilindros forçados a oscilar (Sarpkaya, 1977 e Gopalkrishnan, 1993) foram realizadas e apresentaram boa concordância (Vikestad, 1998).

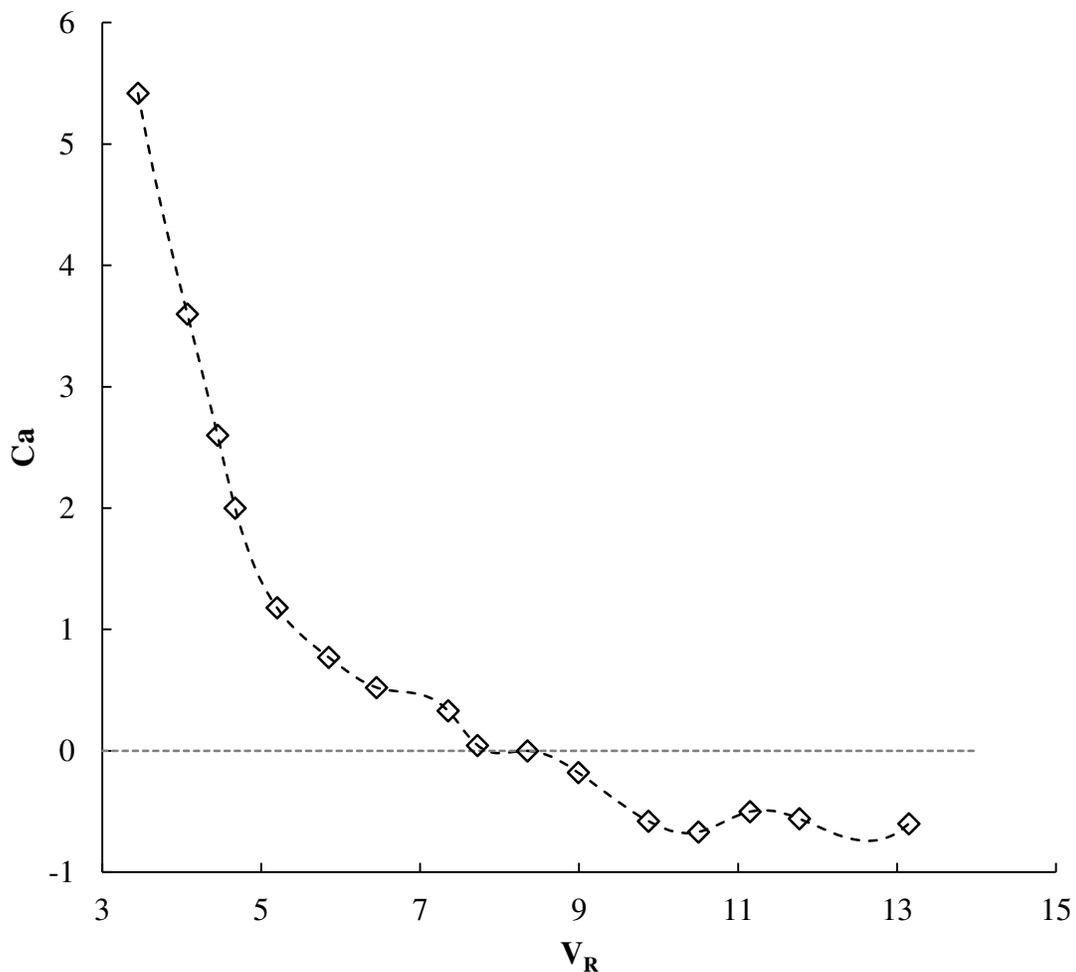


Figura 5.9 – Dados da variação do coeficiente de massa adicional (Ca) com V_R obtidos experimentalmente (\diamond) por Vikestad (1998) e a curva ajustada (---).

5.2.4 Procedimento para o cálculo de C_L e ϕ

Assumindo-se que em geral, a frequência da força de VIV em um dado ponto do *riser* é igual à frequência de vibração do *riser* neste mesmo ponto, pode-se calcular a variação de $StU_N/(f D_0)$, a partir da variação da frequência da força de VIV (f). Desta forma, as respostas multimodais devem prevalecer. No cenário de águas ultraprofundas, este tipo de resposta são usualmente encontradas. No entanto, isto nem sempre irá ocorrer e respostas em apenas um modo podem ocorrer mesmo o *riser* estando sujeito a um escoamento cisalhante. Vandiver *et al.* (1996) verificou que isso deverá ocorrer no caso de o escoamento embora cisalhante, excitar poucos modos de vibração, tipicamente menos que 3. Nesse caso, embora a simulação considere diferentes regiões sendo excitadas por forças em diferentes frequências é esperado que uma região irá dominar sobre as outras, apresentando uma resposta em apenas um modo de vibração.

Seguindo o fluxograma da Fig. 5.3, o passo seguinte é determinar as amplitudes de vibração iniciais $^0(A/D_0)$. Estas amplitudes devem obedecer às respostas de experimentos com as características mais próximas possíveis ao caso a ser simulado. Por exemplo, no presente trabalho foram analisados três configurações de estruturas: primeiro foi simulado um tubo flexível horizontal, segundo um tubo flexível na vertical com escoamento em “degrau” e por fim, um tubo flexível em catenária. No primeiro caso, para estimar as amplitudes iniciais foram utilizadas variações de amplitude de vibração com V_R , geralmente encontrados para cilindros rígidos com baixa razão de massa (Williamson & Govardhan, 2004). No segundo caso, usaram-se dados experimentais obtidos por Chaplin *et al.* (2005a), que representam os experimentos simulados. Por fim, no terceiro caso, usaram-se dados do *Griffin-plot* (Williamson & Govardhan, 2004) para estimar as amplitudes máximas e depois a partir de uma estimativa de energias dos modos de vibração determinou-se as amplitudes iniciais. Mais detalhes para cada um destes casos poderão ser vistos nos capítulos subsequentes que trataram dos resultados de simulação de cada caso.

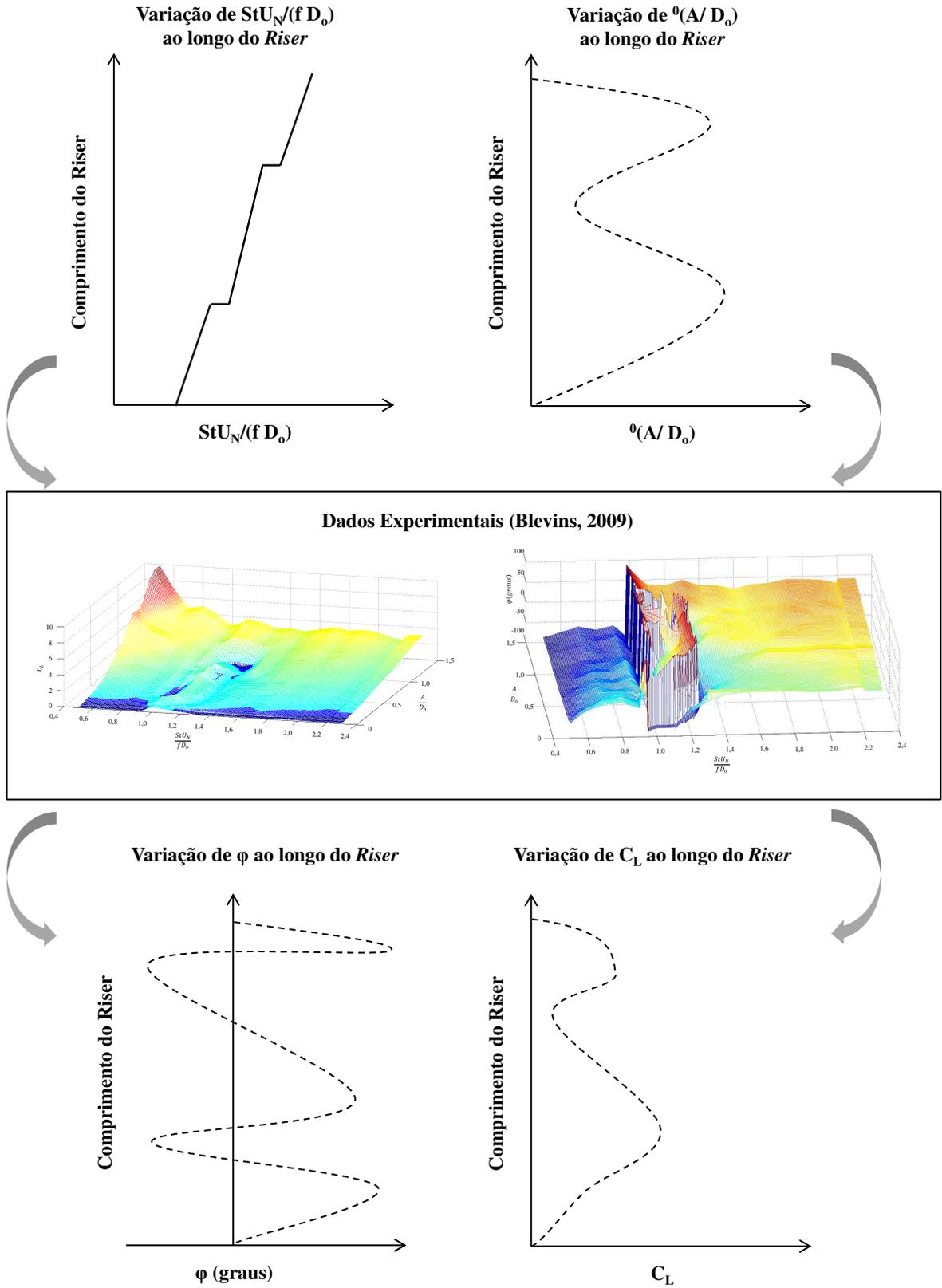


Figura 5.10 – Procedimento para determinar C_L e ϕ .

Uma vez que os valores de $StU_N/(f D_o)$ e de ${}^0(A/D_o)$ foram determinados para todo o comprimento do *riser*, os valores de C_L e φ podem ser encontrados à partir dos dados experimentais de Blevins (2009), conforme apresentado na Fig. 5.10. Os experimentos realizados por Blevins (2009) serão discutidos em mais detalhes adiante.

Os valores de $\{C_L(s)\}$ e $\{\varphi(s)\}$ serão então utilizados para calcular as novas amplitudes de vibração ${}^k(A/D_o)$ através de uma simulação da dinâmica do *riser*. A partir destes resultados deve-se verificar se o critério de convergência foi alcançado. Caso não tenha sido alcançado, o novo ${}^k(A/D_o)$ será utilizado para o cálculo de $\{C_L(s)\}$ e $\{\varphi(s)\}$. Esse procedimento irá se repetir até que o critério de convergência seja atendido.

No presente trabalho, o critério de convergência adotado verifica se a média da diferença das amplitudes de vibração do *riser* entre uma iteração e a outra, normalizada pela média das amplitudes de vibração do *riser* da iteração anterior, é menor que a tolerância ε_{VIV} .

$$\frac{\left| {}^k\{A/D_0(s)\} - {}^{k-1}\{A/D_0(s)\} \right|}{{}^{k-1}\{A/D_0(s)\}} \leq \varepsilon_{VIV} \quad (5.31)$$

5.2.5 Experimentos de Blevins (2009) e determinação de C_L e φ

O objetivo do experimento era emular um cilindro rígido montado sobre molas que desloca perpendicularmente em relação ao seu eixo. O cilindro tinha aproximadamente 1,1 metros de comprimento e razão de massa de aproximadamente cinco, já incluindo a massa adicional. A amplitude e frequência de vibração foram medidas para uma série de testes com a velocidade do escoamento variando entre 15 cm/s e 92 cm/s em passos de 1 cm/s, correspondendo a uma faixa de $2 < V_R < 12$. Entendeu-se que o cilindro estava restrito para vibrar apenas transversalmente ao escoamento para uma faixa de Re entre 10000 e 80000. Para cada velocidade de escoamento o fator de amortecimento estrutural (magnético) variou entre 0,002 e 0,4 com a finalidade de encontrar uma faixa de amplitude de vibração

entre 0,05 e 1,45 em passos de 0,1. As medições da amplitude, frequência e arrasto foram convertidas nos componentes da força de sustentação em fase e fora de fase na frequência de vibração, que nós entendemos como sendo os termos inerciais e viscosos (C_{mv} e C_{dv}). Os coeficientes para os casos de não excitação ($C_{dv} > 0$) foram obtidos por um tipo de experimento de decaimento. Estes experimentos foram realizados com um cilindro geometricamente similar ao utilizado no experimento anterior. O cilindro foi deslocado transversalmente e solto sujeito a um escoamento com a mesma faixa de velocidade previamente descrita. Os coeficientes hidrodinâmicos foram apresentados em formas de tabelas (Blevins, 2009) em função da amplitude e ($StU_N/(f D_o)$). Os valores intermediários aos encontrados experimentalmente foram obtidos através de interpolações bi-harmônicas, apresentadas em maior detalhe no Apêndice F. As tendências de C_{mv} e C_{dv} com a amplitude e ($StU_N/(f D_o)$) podem ser vistas pelas Figs. 5.11 e 5.12.

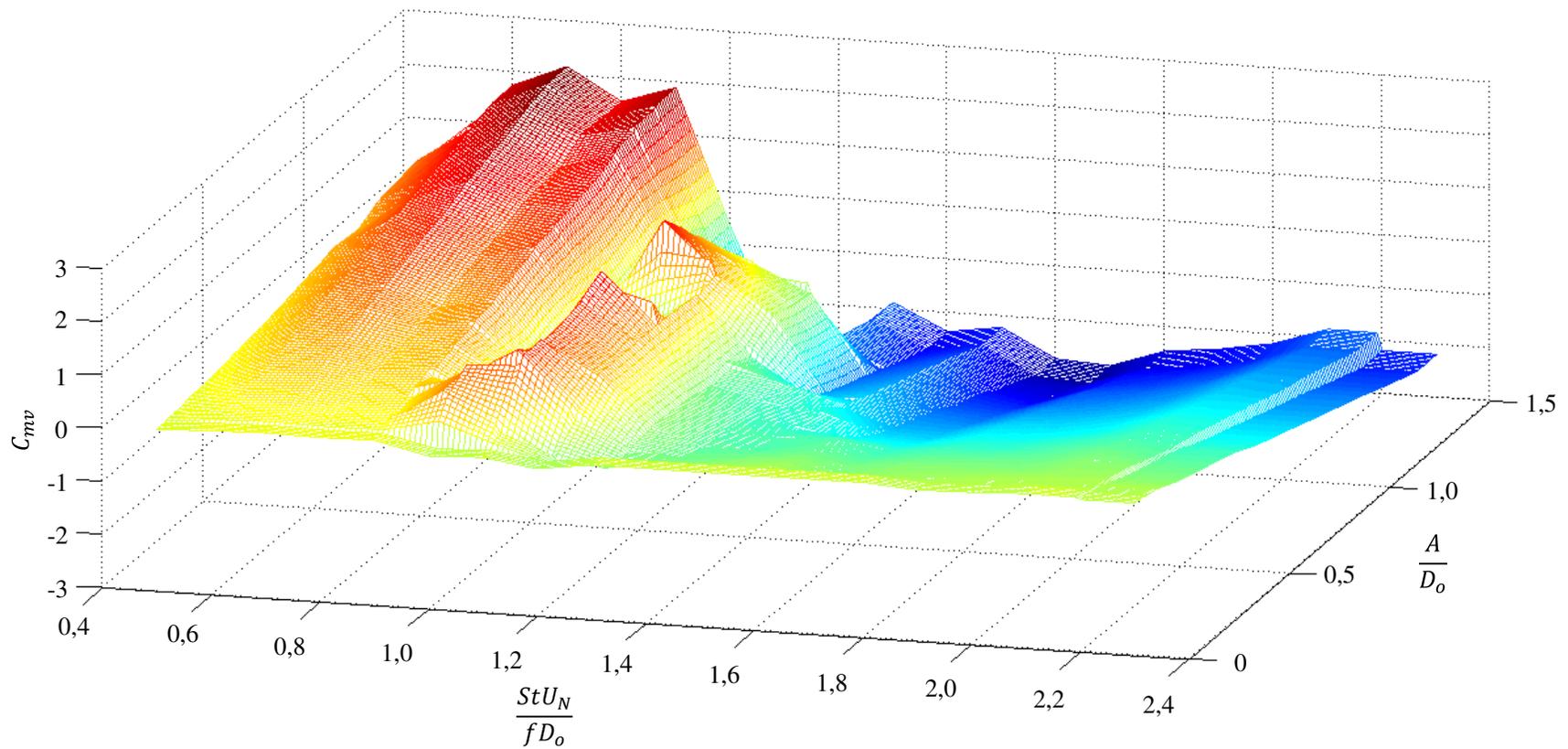


Figura 5.11 – Variação de C_{mv} com A/D_o e $StU_N/(fD_o)$, obtida a partir dos dados experimentais de (Blevins, 2009).

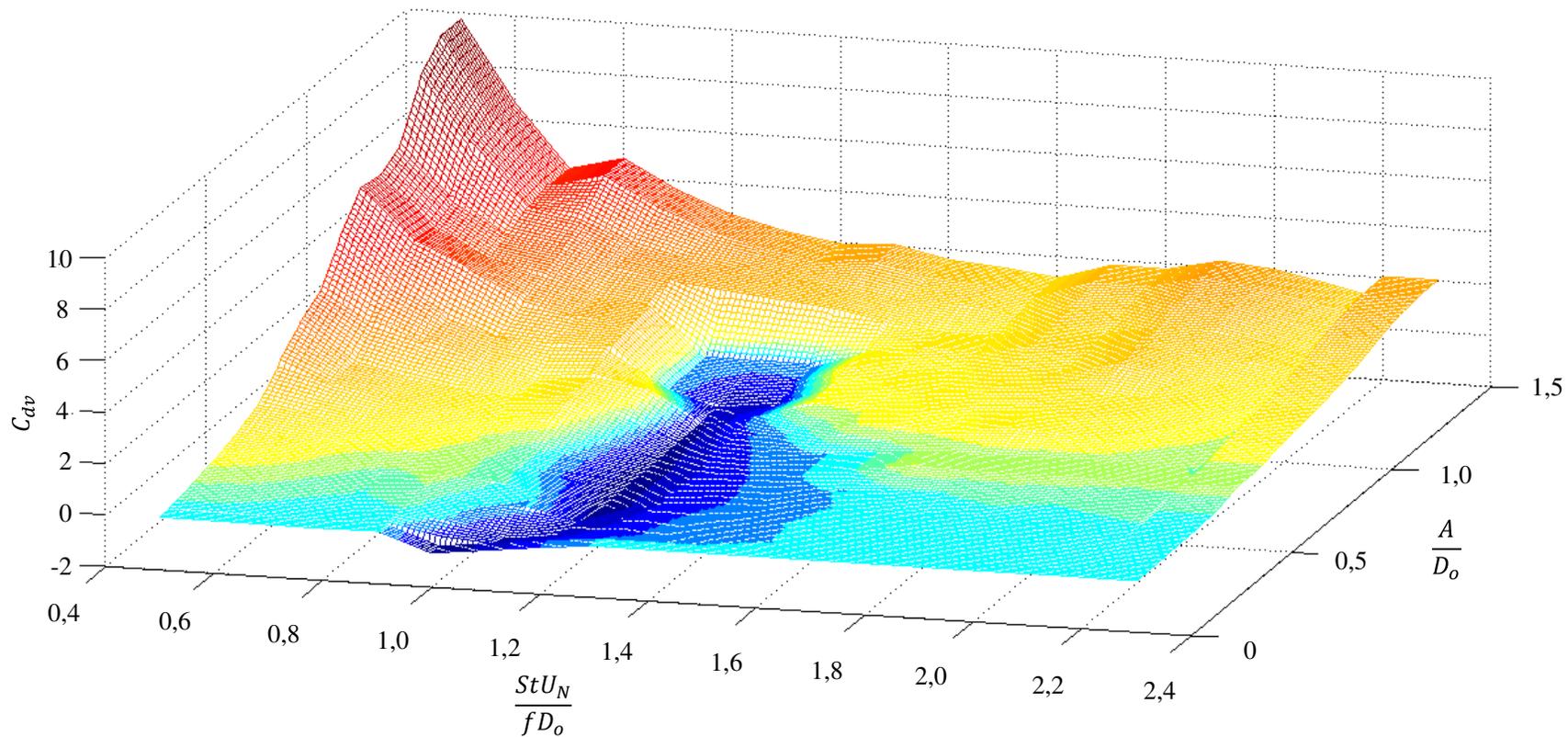


Figura 5.12 – Variação de C_{dv} com A/D_o e $StU_N/(fD_o)$, obtida a partir dos dados experimentais de (Blevins, 2009).

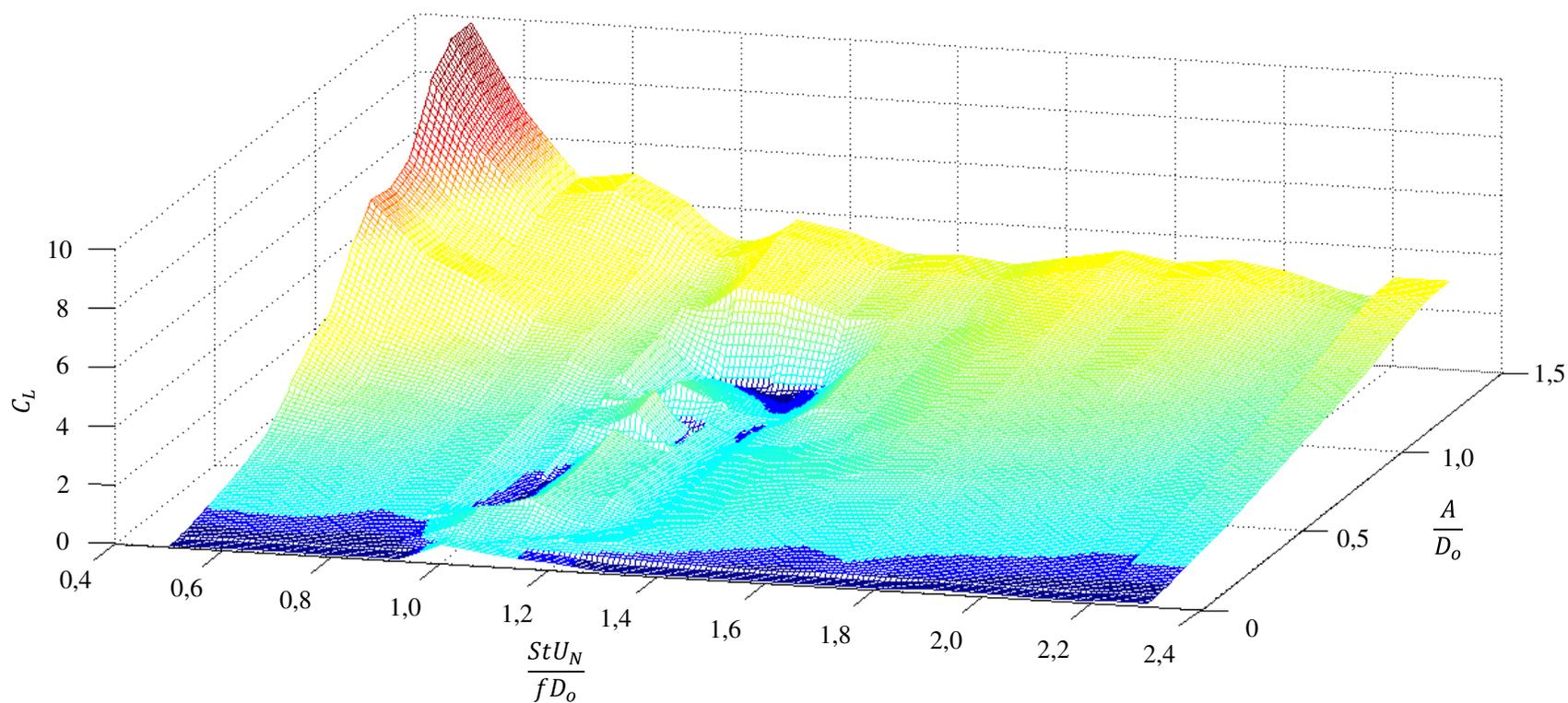


Figura 5.13 – Variação de C_L com A/D_o e $StU_N/(fD_o)$, obtida a partir dos dados experimentais de (Blevins, 2009).

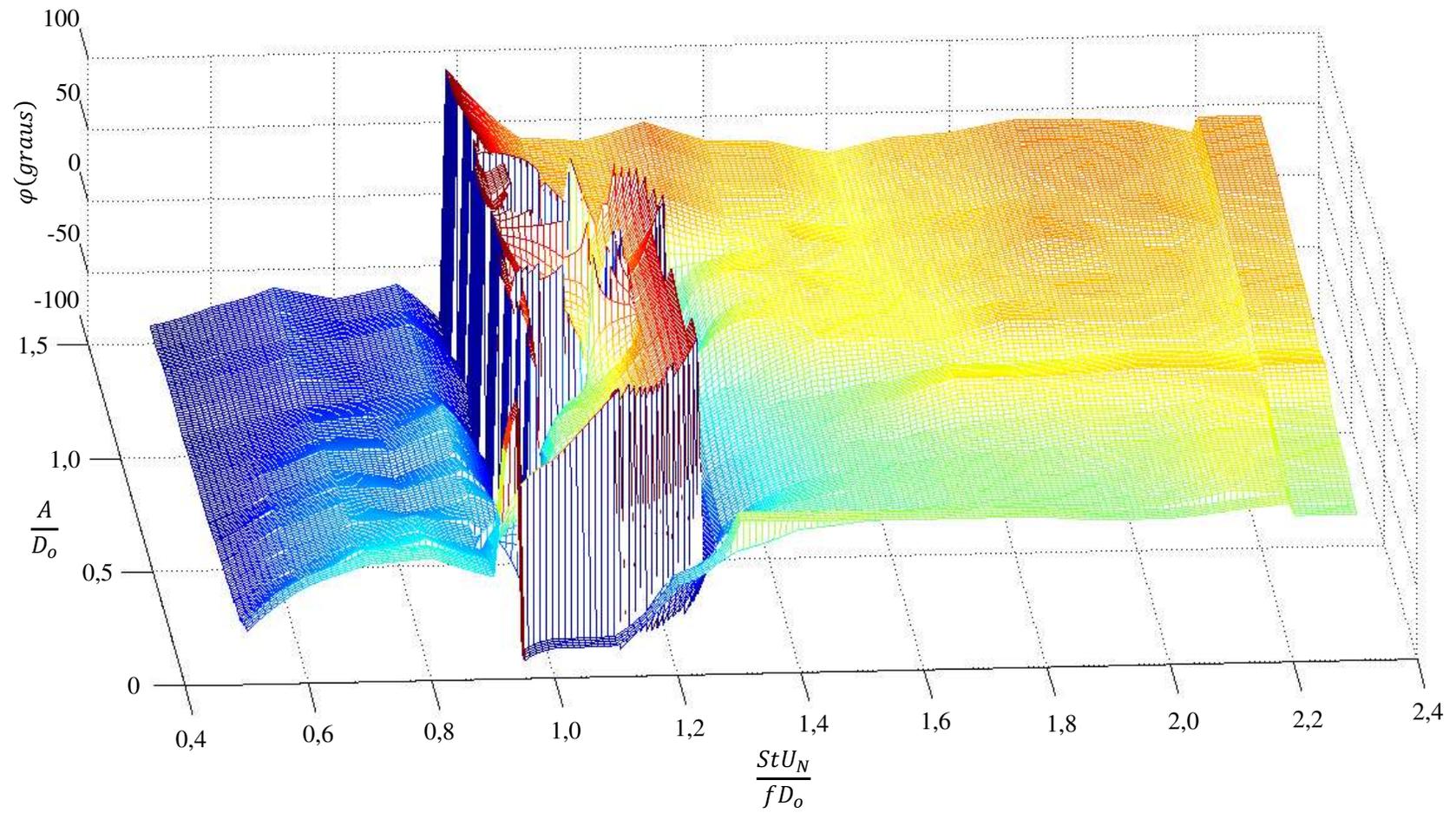


Figura 5.14 – Variação da fase (φ) com A/D_o e $StU_N/(fD_o)$, obtida a partir dos dados experimentais de (Blevins, 2009).

Pode-se observar por estas figuras que C_{mv} muda de sinal para $(StU_N/(f D_o)) \approx 1$, saindo de valores positivos para valores negativos. Esta tendência é muito similar à variação de C_a com V_R observada na Fig. 5.9, onde essa mudança ocorre para $V_R \approx 7,5$. $(StU_N/(f D_o))$ mede a razão entre a frequência de desprendimento de vórtices para cilindros rígidos e estacionários e a frequência de vibração do cilindro. Dessa forma, quando a frequência de desprendimento de vórtices e a frequência de vibração do cilindro se tornam próximas ocorre uma inversão do sinal de C_{mv} .

Na faixa de $1 \leq (StU_N/(f D_o)) < 1,6$, C_{dv} apresenta valores negativos. Assim o *lock-in* irá ocorrer para frequências de vibração entre 70% e 100% da frequência de desprendimento de vórtices para a condição de cilindros estacionários. Conforme a amplitude se torna maior, C_{dv} se torna positivo, adicionando amortecimento e limitando a máxima amplitude da vibração induzida por vórtices. Valores medidos de C_{dv} foram comparados com experimentos forçados a oscilar (Sarpkaya, 1978 and Wu, 1989) e apresentaram boa concordância (Blevins, 2009).

Uma vez que os valores de C_{mv} e C_{dv} são conhecidos, pode-se calcular C_L e φ através das seguintes equações:

$$C_L = \sqrt{C_{mv}^2 + C_{dv}^2} \quad (5.32)$$

$$\varphi = \text{tg}^{-1} \left(\frac{C_{dv}}{C_{mv}} \right) \quad (5.33)$$

As tendências de C_L e φ com a A_{CF}/D_o e StU/fD podem ser vistas pelas Figs. 5.13 e 5.14.

Comparações com os resultados experimentais obtidos para um cilindro horizontal rígido forçado a oscilar (Staubli, 1983) demonstram uma mesma tendência para C_L e φ . A partir da Fig. 5.13 pode-se observar que há um aumento do valor de C_L com a amplitude de

vibração, e estes valores são máximos para valores de $StU/fD < 1$, ou seja, para os casos de grandes amplitudes em que a frequência de vibração do cilindro é superior a frequência de desprendimento de vórtices natural. Como se pode ver pela Fig. 5.12, isto está de acordo com os altos valores de C_{dv} encontrados nesta região. A partir da Fig. 5.14 pode-se observar uma mudança de sinal na fase entre a força de VIV e o movimento do cilindro. Isso ocorre pois C_{mv} sofre uma rápida queda conforme a frequência de oscilação se aproxima da frequência de desprendimento de vórtices natural, como se pode ver pelas Figs. 5.9 e 5.11. Existem evidências (Williamson e Roshko, 1988) de que quando ocorre a sincronização ou *lock-in* ocorre o um salto na fase da força de VIV devido à mudança do padrão de vórtices.

6. VERIFICAÇÃO DO PROCEDIMENTO DE CÁLCULO

6.1 Comparações com Resultados Experimentais para Tubos Rígidos Suportados por Molas

Procurando verificar o procedimento implementado para estimar a frequência das forças de VIV e os coeficientes hidrodinâmicos, comparações com resultados experimentais obtidos para cilindros rígidos suportados por molas (Vikestad, 1998 e Blevins, 2009) livres para vibrar apenas na direção transversal foram realizadas.

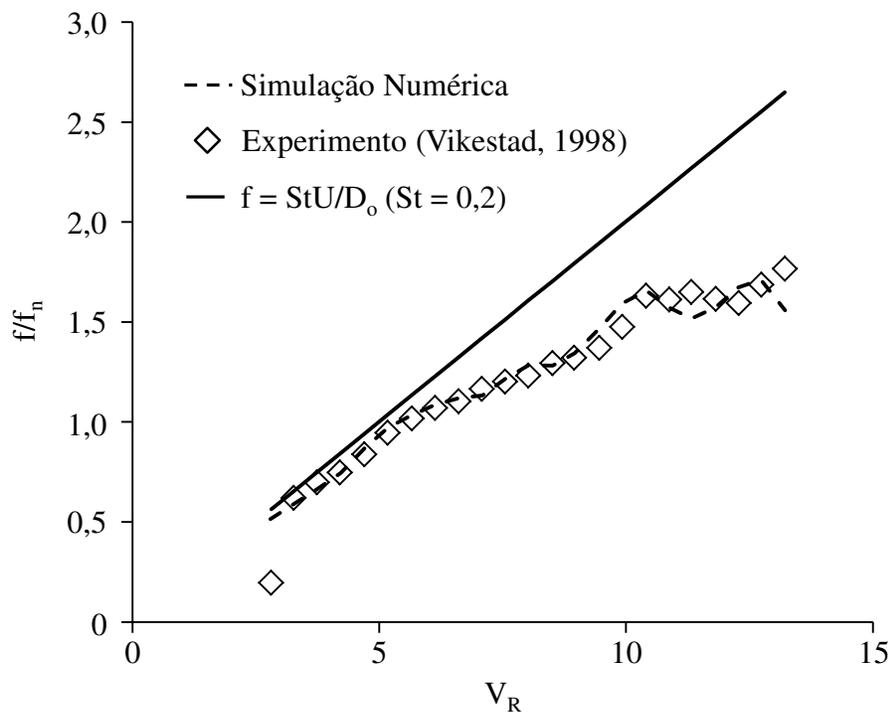


Figura 6.1 – Comparação entre a frequência de vibração do cilindro medida nos experimentos de Vikestad (1998) e obtida nas simulações numéricas.

Na Figura 6.1, o procedimento para estimar a frequência da força de VIV (f) é verificado com os dados experimentais de Vikestad (1998). Nesta figura, a frequência da força de VIV ou de vibração do cilindro é calculada pela Eq. 6.1 e é representada pela linha tracejada. Na Fig.6.1 foi denominada como simulação numérica, pois conceitualmente representa o mesmo procedimento adotado na simulação numérica. No entanto, como se trata de um cilindro rígido suportado por molas pode ser calculado pela equação analítica para um sistema massa-mola, como representado na Eq.6.1.

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m + C_a \rho_w V_{cil}}} \quad (6.1)$$

sendo k a rigidez total das molas que suportam o cilindro, m a massa linear do cilindro e V_{cil} o volume do cilindro.

As frequências de vibração do cilindro medidas no experimento são representadas pelos losangos na Fig. 6.1. A linha cheia preta representa os resultados obtidos pela relação de Strouhal, considerando $St = 0,2$.

Uma boa concordância foi encontrada, demonstrando a validade do procedimento, como verificado pelo próprio Vikestad (1998) para cilindros rígidos.

No entanto, é importante ressaltar que a curva de C_a por V_R utilizada para calcular as frequências das forças de VIV apresentadas na Fig. 6.1 foram extraídas do próprio experimento de Vikestad (1998), o que justifica resultados tão representativos do experimento. Como se poderá ver ao longo do trabalho, o procedimento apresentará bons resultados para outros casos, mas com divergências em relação aos dados experimentais um pouco superiores.

O procedimento também foi comparado aos dados experimentais de Blevins (2009) para cilindros rígidos suportados por molas. Estes dados também foram utilizados por Blevins (2009) para testar o procedimento proposto por ele, apresentando boa concordância. A diferença entre os resultados calculados em Blevins (2009) e os resultados calculados neste trabalho, denominados como simulação numérica, foi que no caso do trabalho de

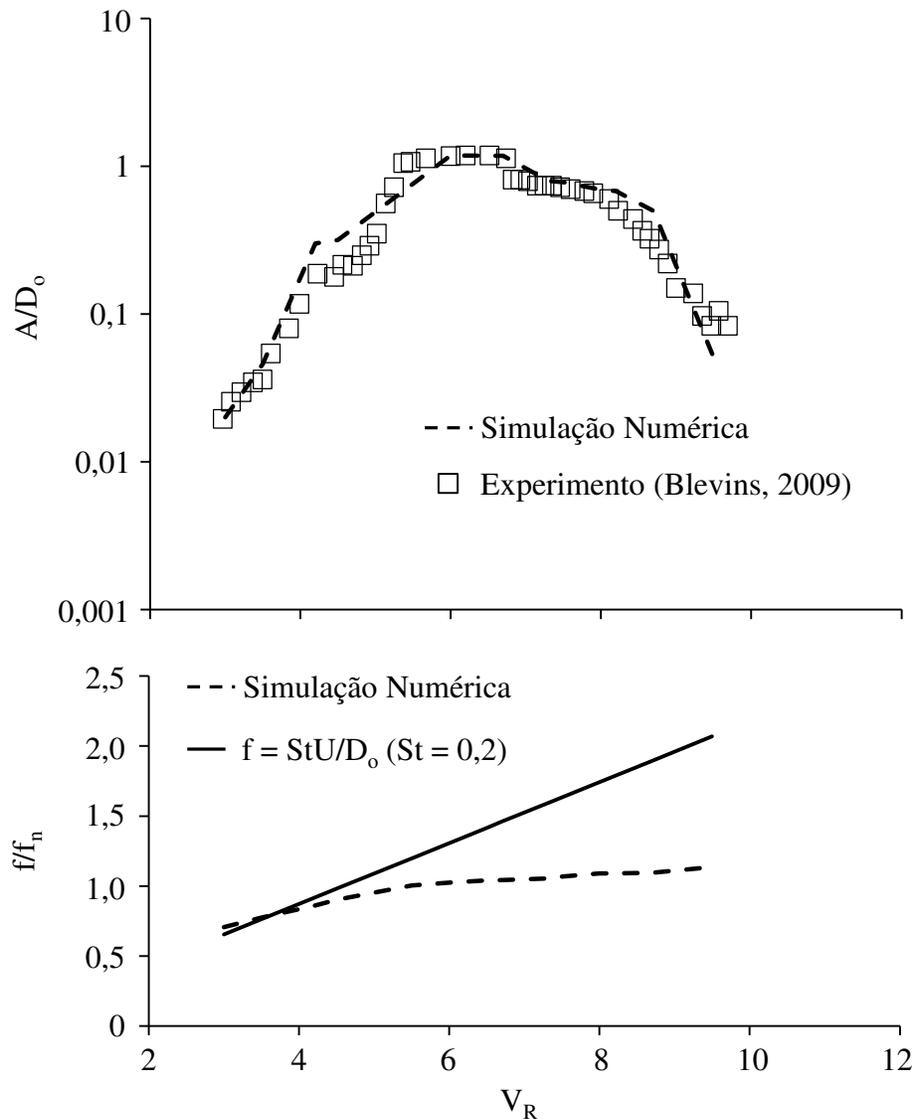


Figura 6.2 – Comparação entre os resultados experimentais para cilindro rígido apresentado por Blevins (2009) e os resultados obtidos por simulações numéricas.

Blevins (2009) um sistema de duas equações não lineares representando um sistema massa-mola-amortecedor é resolvido para encontrar a frequência (f) e a amplitude de vibração (A/D_0); e neste trabalho a frequência f foi obtida pela Eq. 6.1 utilizando a curva de $Ca \times V_R$, apresentada por Vikestad (1998) e A/D_0 foi obtida resolvendo a Eq. 6.2, acoplada às tabelas de coeficientes hidrodinâmicos apresentadas em Blevins (2009) e representadas neste

trabalho pelas Figs. 5.11 e 5.12. A Eq. 6.2 também foi utilizada por Blevins (2009) para a solução de cilindros rígidos e deve ser resolvida iterativamente até que a convergência para A/D_o tenha sido alcançada. Assim como no caso anterior, esse procedimento é conceitualmente o mesmo ao aplicado neste trabalho, mas por se tratar de um cilindro rígido, pode ser calculado de forma mais simplificada, utilizando a Eq. 6.2.

$$4\pi St^2 \frac{2m(2\pi\xi_n)}{\rho D_o^2} \frac{A}{D_o} \frac{f}{f_n} = - \left(\frac{StU}{f_n D} \right)^2 C_{dv} \left[\frac{A}{D_o}, \frac{StU}{fD} \right] \quad (6.2)$$

Como se pode observar, uma boa concordância é alcançada a partir da comparação dos resultados calculados com os resultados experimentais. As frequências calculadas também são apresentadas, mas não foram comparadas aos dados experimentais, pois eles não foram publicados. No entanto, a boa concordância observada para A/D_o é um indício de que as frequências de vibração estão representando adequadamente os resultados experimentais.

As comparações com dados de cilindros rígidos não utilizaram exatamente o procedimento proposto neste trabalho, uma vez que por se tratar de sistemas mais simplificados não necessitou a utilização de métodos mais sofisticados, tal como o método dos elementos finitos para a solução das deformações elásticas das estruturas. No entanto, o conceito aplicado para calcular a frequência das forças das VIVs, assim como para determinar os coeficientes hidrodinâmicos foram os mesmos, demonstrando a validade deste procedimento.

6.2 Comparações com Resultados Experimentais para um Tubo Horizontal

Simulações numéricas no domínio do tempo do experimento com o tubo horizontal flexível, apresentadas no Capítulo 3, foram realizadas utilizando o procedimento previamente descrito. Nestas simulações o tubo foi dividido em 200 elementos de comprimento constante de aproximadamente 0,02 metros. As propriedades do tubo vão de encontro aos valores apresentados na descrição do experimento mostrado no Capítulo 3. As condições de contorno foram simuladas como sendo rotuladas para representar as juntas universais. Uma vez que não era possível modelar a folga na extremidade direita do tubo, existente no experimento, a mesma foi considerada livre para se mover na direção axial. Este movimento foi monitorado para todas as simulações e apresentaram deslocamentos máximos de aproximadamente 1,6 milímetros, bem inferior a dimensão da folga do experimento. Desta maneira, verificou-se que a condição de contorno atendia a modelagem do experimento, não influenciando a comparação entre o resultado da simulação numérica e do experimento.

Seguindo o fluxograma com a sequência de cálculo apresentado na Fig. 5.3 do Capítulo 5, o primeiro passo foi determinar as frequências naturais do modelo experimental através de análises de vibração livre em condições de águas calmas, considerando $Ca = 1,0$.

Tabela 6.1 – Frequências naturais calculadas para os 5 primeiros modos de vibração do tubo horizontal e os respectivos valores de $\Delta t/T$ encontrados.

Modo de Vibração	Frequência Natural (Hz)	$\Delta t/T$
1	1,026	0,01
2	4,103	0,04
3	9,234	0,09
4	16,418	0,16
5	25,662	0,26

A frequência natural calculada para o primeiro modo de vibração foi comparada com o valor obtido experimentalmente a partir do ensaio de decaimento. O valor encontrado no experimento para a frequência natural foi de aproximadamente 1,02 Hz, considerando a precisão dos sensores pode-se considerar que os cálculos conseguiram representar adequadamente, as propriedades de rigidez, massa e condições de contorno da estrutura.

A terceira coluna da Tab. 6.1 representa a avaliação da razão entre o passo de tempo adotado na análise dinâmica ($\Delta t = 0,01$ segundos) e os períodos naturais (T) relacionados aos modos de vibração da estrutura. Como explicado anteriormente, o amortecimento numérico se torna significativo apenas para $\Delta t/T > 0,1$. Pelos valores apresentados na Tab. 6.1, isso irá ocorrer apenas do quarto modo de vibração em diante. Avaliando os resultados experimentais, este valor de Δt é adequado, uma vez que na direção transversal o tubo vibrou predominantemente no primeiro modo de vibração, para a faixa de velocidades de correnteza analisadas. Desta forma, pôde-se verificar que nenhuma componente de vibração esperada para os casos simulados tenha sido numericamente amortecida indevidamente.

O amortecimento estrutural, embora pequeno comparado ao amortecimento hidrodinâmico, foi considerado neste caso. Análises do ensaio de decaimento realizado fora da água indicaram um fator de amortecimento estrutural de 0,9%. No entanto, este valor não considera o amortecimento hidrodinâmico dos *end-plates*. Neste caso, *end-plates* com dimensões de cinco vezes o diâmetro do tubo foram usados. Como simplificação, considerou-se que um fator de amortecimento de aproximadamente 2,0% para a frequência de 1,02 Hz, que parece razoável frente aos 6,35% encontrados no ensaio de decaimento realizado em condição de água calma. Comparações de amplitude máxima encontrada no experimento com o Griffin plot (Jauvtis & Williamson, 2004), apresentadas no Apêndice A, demonstram que este aumento do fator de amortecimento melhora significativamente a concordância com os dados experimentais de Jauvtis & Williamson (2004).

Neste caso, pelo desconhecimento de mais um ponto do fator de amortecimento em outro modo de vibração, não se pode adotar o método de Rayleigh para o cálculo do amortecimento estrutural, e considerou-se que o amortecimento é proporcional apenas a matriz de rigidez.

A Fig. 6.3 apresenta a variação do fator de amortecimento estrutural (ξ) com a frequência de vibração do tubo flexível, considerada nas simulações numéricas. As linhas claras tracejadas representam a posição no gráfico onde se encontram as frequências naturais da estrutura. A região compreendida entre as linhas pretas tracejadas representam a faixa de frequência em que ocorreram os experimentos simulados numericamente.

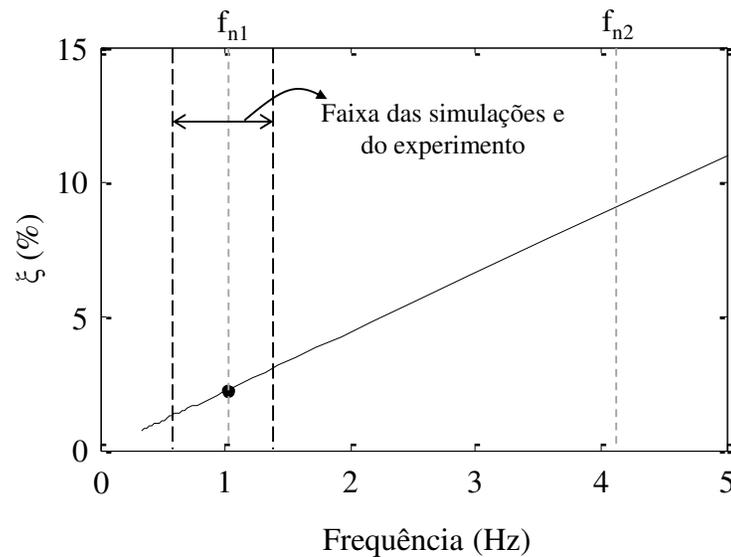


Figura 6.3 – Variação do fator de amortecimento estrutural (ξ) com a frequência de vibração do tubo flexível, considerada nas simulações numéricas.

No caso destes experimentos pode-se considerar que o tubo é praticamente reto e posicionado perpendicularmente à direção de incidência do escoamento, de forma que a inclinação (θ) do tubo pode ser considerada igual a zero. Portanto, $U_N(s) = U(s)$.

Uma vez que o perfil de correnteza incidindo sobre o tubo é uniforme, o mesmo valor de V_R será encontrado ao longo de todo o comprimento do tubo. Desta forma, o tubo pode se encontrar inteiramente na condição de *lock-in* caso $5 \leq V_R \leq 7$, ou totalmente fora da condição de *lock-in*, dependendo basicamente da velocidade do escoamento (U). Uma vez que o principal objetivo deste trabalho é a VIV transversal, focaram-se as análises apenas

para os experimentos com $V_R > 4$, que se situava em uma faixa de Reynolds (Re) entre 1700 e 3500. Os resultados experimentais demonstram uma grande influência do VIV *in-line* para baixos V_R ($1 < V_R < 4$), que o presente modelo não consegue predizer. Esses valores de V_R foram calculados considerando-se apenas a frequência natural do primeiro modo de vibração, uma vez que este modo predominou na resposta observada nos experimentos.

O valor de St foi obtido através de correlações empíricas levantadas a partir de resultados experimentais para cilindros não confinados, lisos, rígidos e infinitamente longos submetido a um escoamento uniforme. Ou seja, escoamento em torno de um cilindro estacionário com rugosidade superficial desprezível, com razão de aspecto grande o suficiente e condições de contorno adequadas. A razão de bloqueio e turbulência no fluxo livre foi baixa (Norberg, 2003). Para a faixa de Re analisada, a equação abaixo é utilizada para o cálculo de St .

$$St \approx 0,1853 + 0,0261e^{-0,9\log\left(\frac{Re}{1,6 \times 10^3}\right)^{2,3}} \quad (6.3)$$

Os valores de St calculados foram de aproximadamente 0,21 para a faixa de escoamento analisada. Estes valores foram utilizados para os cálculos de C_L , ϕ e das frequências naturais de desprendimento de vórtices ($f_s = St U_N/D_o$).

Neste caso, as amplitudes de vibração inicial (${}^0\{A/D(s)\}$) foram encontradas com base em resultados de cilindros rígidos montados sobre molas com razões de massa e amortecimento estrutural parecidos (Williamson e Govardhan, 2004). Comparações entre os resultados experimentais obtidos por Cunha *et al.* (2009), para o tubo flexível, e os resultados obtidos por Jauvtis e Williamson (2004), para cilindros rígidos suportados por mola, mostraram a similaridade na resposta destes sistemas. Desta forma, a amplitude máxima do tubo foi encontrada com base nos resultados de amplitude para cilindros rígidos para o valor de V_R simulado. De posse do valor de amplitude máxima e sabendo que o tubo vibrou no primeiro modo de vibração, determinou-se ${}^0\{A/D(s)\}$ pela multiplicação do valor

de amplitude máxima pelo autovetor normalizado relacionado ao primeiro modo de vibração.

6.2.1 Considerações para a região de *Lock-in*

Na condição de *lock-in* ($5 \leq V_R \leq 7$), as amplitudes de vibração se tornam altas, próximas de $A/D_o = 1,0$. Nessa situação é esperado que a coerência entre o desprendimento de vórtices ao longo do comprimento do tubo aumente significativamente, tornando-se próxima de 1,0. Desta forma, um escoamento bidimensional pode ser considerado ao longo do comprimento do tubo (Blevins, 1990). Portanto, nestas condições as simulações foram realizadas considerando-se fases iguais ao longo de todo o comprimento do tubo, reproduzindo a coerência próxima de 1 do desprendimento de vórtices observada na condição de *lock-in*.

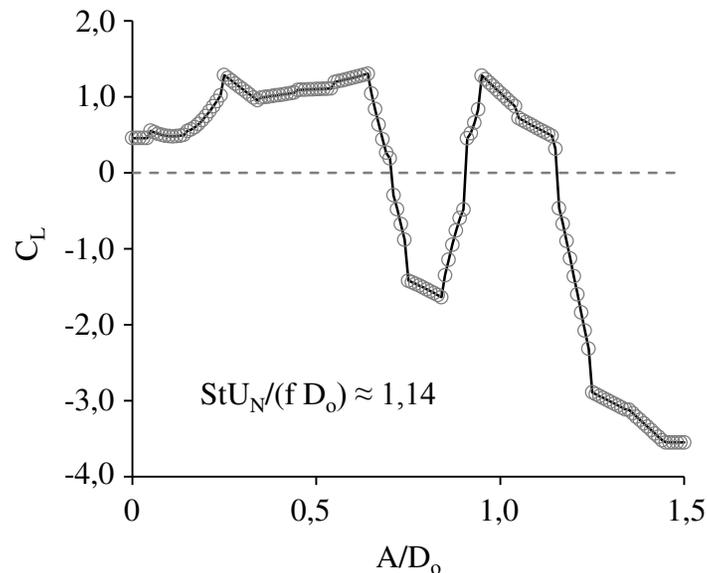


Figura 6.4 – Curva de C_L por A/D_o para $StU_N/(f D_o) \approx 1,14$ obtidas a partir do dados experimentais de Blevins (2009).

Além disso, o fenômeno das VIVs é bem conhecido por ter além de suas características de auto excitação, as suas características de auto controle. Portanto, sempre que a amplitude alcança certo limite, o fenômeno de VIV passa a amortecer a vibração ao invés de excitar. Entende-se que isto pode ser caracterizado por $C_{mv} < 0$ e $C_{dv} > 0$ na faixa de *lock-in*. Desta forma, para o caso do tubo horizontal em *lock-in*, sempre que as características de amortecimento do *lock-in* são alcançadas, o valor de C_L é considerado negativo. A Fig. 6.4 apresenta a curva de C_L por A/D_o para $StU_N/(f D_o) \approx 1,14$ que foram obtidas a partir dos dados experimentais fornecidos em Blevins (2009).

6.2.2 Convergência

A convergência foi verificada a partir da amplitude de vibração observada em condição de regime permanente, utilizando o critério apresentado pela Eq. 5.31 do Capítulo 5. Para o caso analisado, as simulações foram realizadas para um intervalo de tempo de 200 segundos, sendo as amplitudes de vibração determinadas a partir dos últimos 40 segundos.

Por se tratar de um caso em que o tubo está sujeito a um perfil de correnteza uniforme ao longo de todo o seu comprimento, apenas uma célula de despreendimento de vórtices ou região de *power-in* será formada, se estendendo ao longo de todo ele. Nessa condição, a resposta do tubo se torna extremamente sensível ao C_L , que como pode ser observada na Fig. 6.4 apresenta variações consideráveis para os diferentes valores de A/D_o . Isso faz com que os resultados para cada iteração do procedimento oscile consideravelmente, como pode ser observado na Fig. 6.5. Exigindo, como foi no caso apresentado ($V_R = 6,68$), iterações mais localizadas de forma a diminuir ε_{VIV} . Nesse caso pode-se observar que houve convergência na iteração 6 e 14. No entanto, como ε_{VIV} ainda estava alta, entre 5 – 9%, melhorias foram alcançadas variando-se ${}^6\{A/D_o\}$ e ${}^{14}\{A/D_o\}$, como se pode observar pelos gráficos intermediários da figura 6.5. A partir destes gráficos pode-se observar que mudanças de 1% em relação aos valores de referência de $\{A/D_o\}$ podem causar variações de ε_{VIV} maiores que 10%, demonstrando a sensibilidade destas simulações.

Além disso, pode-se notar que a convergência pode ocorrer para múltiplas soluções factíveis. A mesma característica pode ser observada no procedimento iterativo sugerido por Blevins (2009), que apresentam semelhanças, uma vez que ambos os métodos utilizam as mesmas tabelas de C_{mv} e C_{dv} , embora o método de Blevins (2009) foi aplicado para cilindros rígidos suportados por molas e o presente trabalho tem o foco nas estruturas flexíveis.

No caso estudado, enquanto a primeira convergência ocorreu para uma vibração com amplitude máxima de aproximadamente 0,8 diâmetros, a segunda convergência ocorreu para vibrações de aproximadamente 1,2 diâmetros. Embora, os resultados obtidos na segunda convergência tenham se aproximado mais aos resultados experimentais para o tubo horizontal (Cunha *et al.*, 2009), isto deve ser considerado como uma mera coincidência, uma vez que não ocorreu para os outros casos. Desta forma, deve-se considerar que a resposta correta é a primeira convergência, uma vez que está mais próxima do chute inicial ($\theta\{A/D\} = 0,92$) e pelo fato de ter ocorrido primeiro.

Nos outros casos simulados, a convergência ocorreu para valores de ε_{IV} inferiores à 1%.

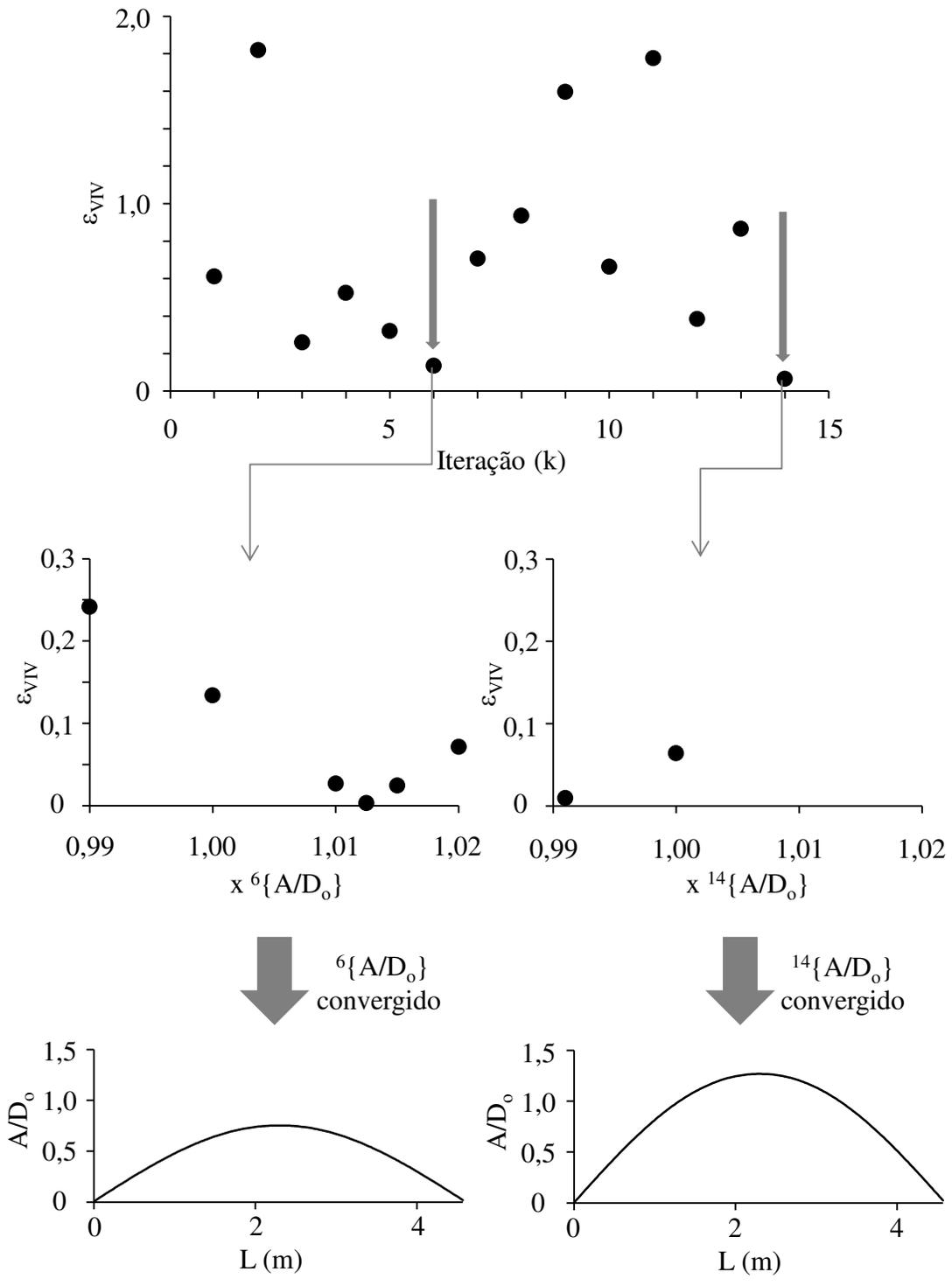


Figura 6.5 – Estudo da convergência para o caso de $V_R = 6,68$ para o tubo horizontal.

6.2.3 Resultados para o tubo horizontal

A Figura 6.6 apresenta as comparações entre os resultados experimentais e numéricos utilizando o procedimento previamente descrito. A variação das amplitudes máximas e a frequência de vibração com a velocidade reduzida foram avaliadas.

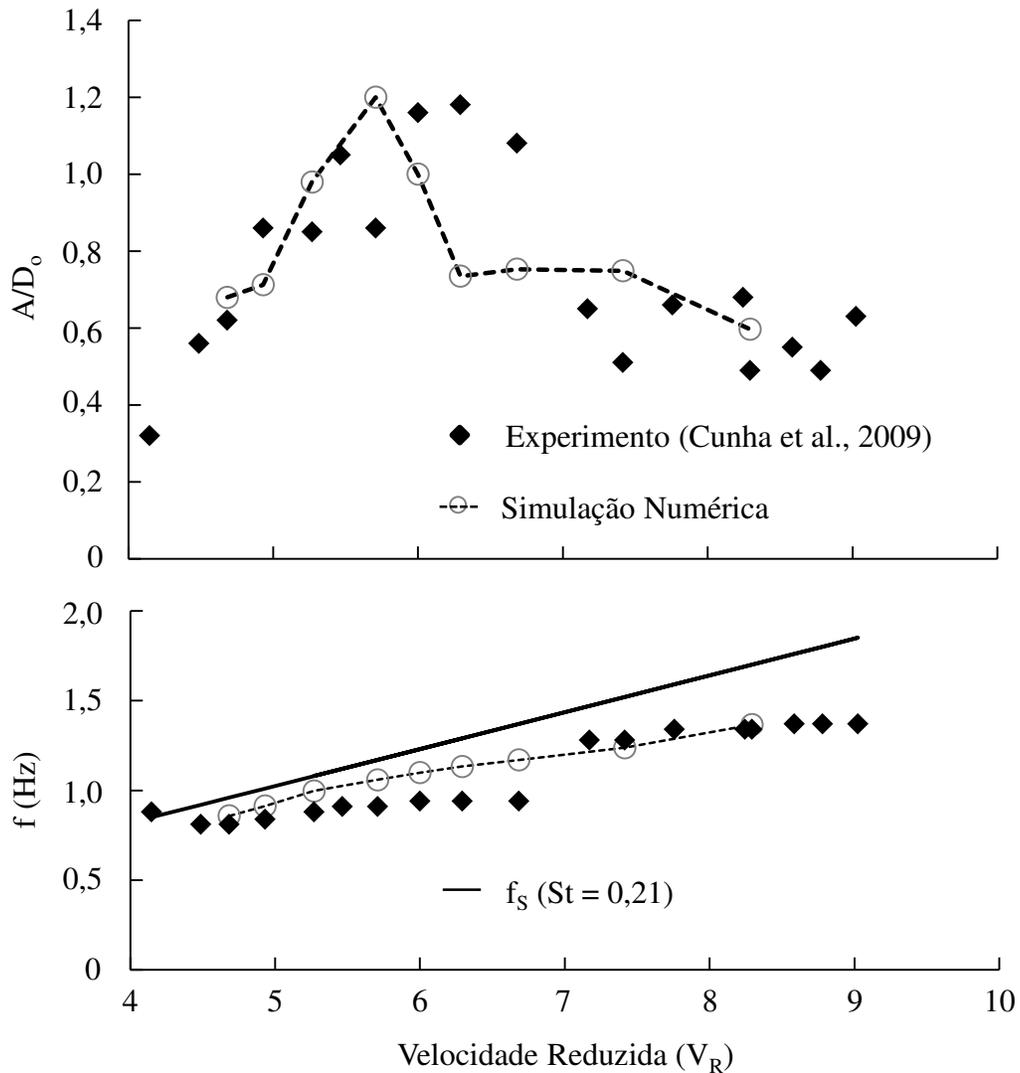


Figura 6.6 – Comparação da amplitude máxima e frequência de vibração medidas dos experimentos e calculados pelo procedimento previamente descrito.

Na Figura 6.6, os pontos pretos representam os valores medidos experimentalmente e a linha tracejada com círculos, os valores calculados pelo procedimento previamente descrito. Como se pode ver pelos resultados apresentados, as simulações numéricas apresentaram boa concordância com os resultados experimentais, com exceção da faixa de V_R entre 6 e 7, que é a região onde as amplitudes de vibração são máximas. Uma possível explicação para esta diferença pode estar relacionada ao fato dos coeficientes hidrodinâmicos C_a , C_{mv} e C_{dv} , a partir dos quais foram calculados f , C_L e ϕ , terem sido obtidos de experimentos restritos a movimentar apenas na direção transversal. Existem evidências experimentais (Moe e Wu, 1990 e Jauvtis e Williamson, 2003, Blevins & Coughran, 2009) de que para experimentos realizados com cilindros rígidos de baixa razão de massa suportados por molas com liberdade para se mover nas direções *in-line* e transversal ao escoamento, a ocorrência da máxima amplitude de vibração é defasada para valores de V_R superiores aos encontrados nos experimentos com cilindros permitidos a se moverem apenas na direção transversal. Além disso, amplitudes máximas maiores também são encontradas.

Como apresentado previamente, o experimento utilizou um modelo com baixa razão de massa, que por se tratar de uma estrutura flexível pode vibrar nas direções *in-line* e transversal ao escoamento. As principais diferenças entre os experimentos de cilindros rígidos suportados por molas e cilindro flexíveis é o fato de que no último caso, a amplitude de vibração pode variar ao longo do comprimento do tubo, fazendo com que as forças de VIV também o façam como pode ser visto na Fig. 6.9; ou o fato deste tipo de estrutura apresentar diversos modos de vibração que podem se alterar conforme a frequência da força de VIV aumenta.

Análises dos resultados experimentais de Cunha *et al.* (2009) demonstraram que o tubo respondeu principalmente ao primeiro modo de vibração na direção transversal e apesar da variação da força ao longo do comprimento do tubo, é de se esperar efeitos semelhantes aos observados nos experimentos de Moe e Wu (1990) e Jauvtis e Williamson (2004). Essa suposição é reforçada pelas comparações entre os resultados experimentais obtidos por Cunha *et al.* (2009), para o tubo flexível, e os resultados obtidos por Jauvtis e

Williamson (2004), para cilindros rígidos suportados por mola, que demonstraram similaridades na resposta ao VIV (Apêndice A).

Embora o procedimento não tenha conseguido determinar a resposta à VIV plenamente, em comparação com as simulações apresentadas em trabalhos prévios (Morooka & Tsukada, 2011) observam-se avanços na sua predição. O trabalho anterior considerava que a frequência de desprendimento de vórtices era dada pela frequência de desprendimento de vórtices natural, não levando em consideração o efeito do movimento do tubo no desprendimento de vórtices e os valores de C_L foram obtidos diretamente dos experimentos. A presente proposta ao calcular a frequência de desprendimento de vórtices, a partir da variação da massa adicional obtida por experimentos forçados a oscilar, considera o efeito do movimento do tubo, ajustando melhor a frequência de vibração com a observada nos experimentos, como pode ser observado pela Fig. 6.6. Além disso, usa um conjunto de dados de C_L mais amplo.

As Fig. 6.7 e 6.8 apresentam as séries temporais para o deslocamento transversal obtido pelas medições do experimento e das simulações numéricas respectivamente para $V_R = 4,68, 5,27, 6,29, 7,41$ e $8,29$. Estas séries temporais representam apenas a parte em regime permanente. Pode-se observar que ambos os resultados apresentam um comportamento estável ao longo do tempo, oscilando com a frequência da força de VIV, praticamente de forma senoidal. Apenas a série temporal experimental para $V_R = 8,59$ apresenta um batimento mais proeminente que pode ter ocorrido devido à aproximação da frequência de VIV com a frequência natural de segundo modo.

A Fig. 6.9 apresenta a variação da força de VIV calculada ao longo do comprimento do tubo devido à variação da amplitude e frequência de vibração. Nesta figura são apresentados resultados para $V_R = 4,68, 5,27$ e $8,29$, que representam uma condição em que V_R é menor que a faixa de V_R para a sincronização, outra condição no *lock-in* e outra em que V_R é maior que os valores de V_R encontrados na faixa de sincronização. A força de VIV foi adimensionalizada aplicando a Eq. 6.5.

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho_w U_N^2 D_o} \quad (6.5)$$

Pode-se observar que para $V_R = 4,68$, o tubo é excitado praticamente ao longo de todo o seu comprimento, não apresentando regiões significativas de amortecimento. Sendo, as forças de VIV próximas de zero na região de maior amplitude do tubo, que ocorre no meio da estrutura. Já para $V_R = 5,27$, uma vez que a condição de *lock-in* foi alcançada e a frequência das forças de VIV e frequência natural do tubo são próximas, regiões significativas de amortecimento podem ser observadas. Por fim, para $V_R = 8,29$ pode-se observar que o tubo é praticamente todo excitado, assim como para $V_R = 4,68$, exceto pelas regiões de amortecimento encontradas perto da extremidade do tubo. Isso ocorre, pois fora da condição de *lock-in*, o cálculo considera a variação de φ ao longo do comprimento do tubo. E, como se pode observar pelas variações de C_{mv} e C_{dv} (Figs. 5.11 e 5.12), para baixas amplitudes de vibração, como as encontradas perto da extremidade do tubo, $C_{dv} > 0$ e $C_{mv} < 0$, caracterizando uma condição de amortecimento, o que causa a inversão da fase das forças de VIV nesta região do tubo.

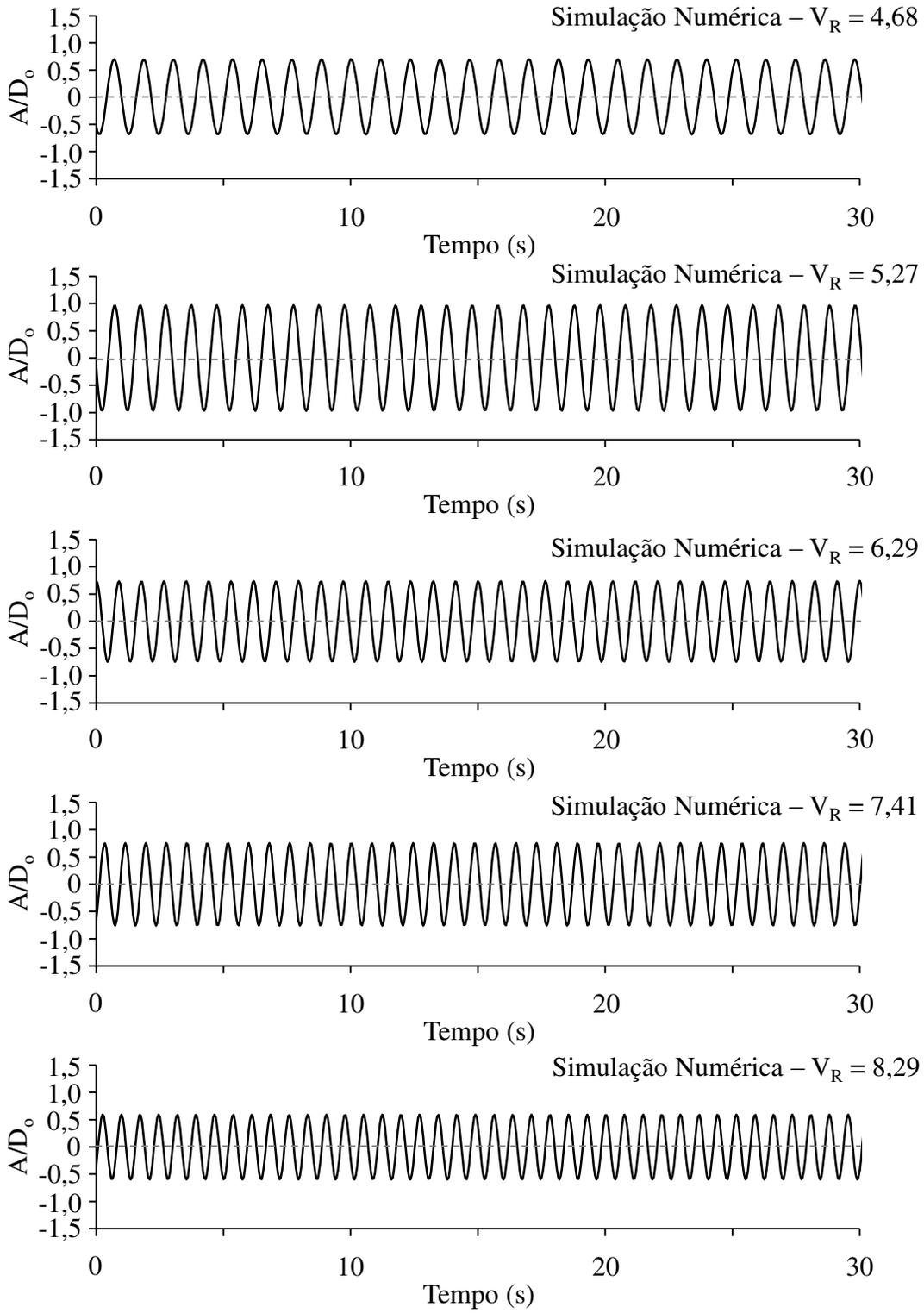


Figura 6.7 – Séries temporais do deslocamento transversal no centro do tubo, obtidas através da simulação numérica para $V_R = 4,68, 5,27, 6,29, 7,41$ e $8,29$.

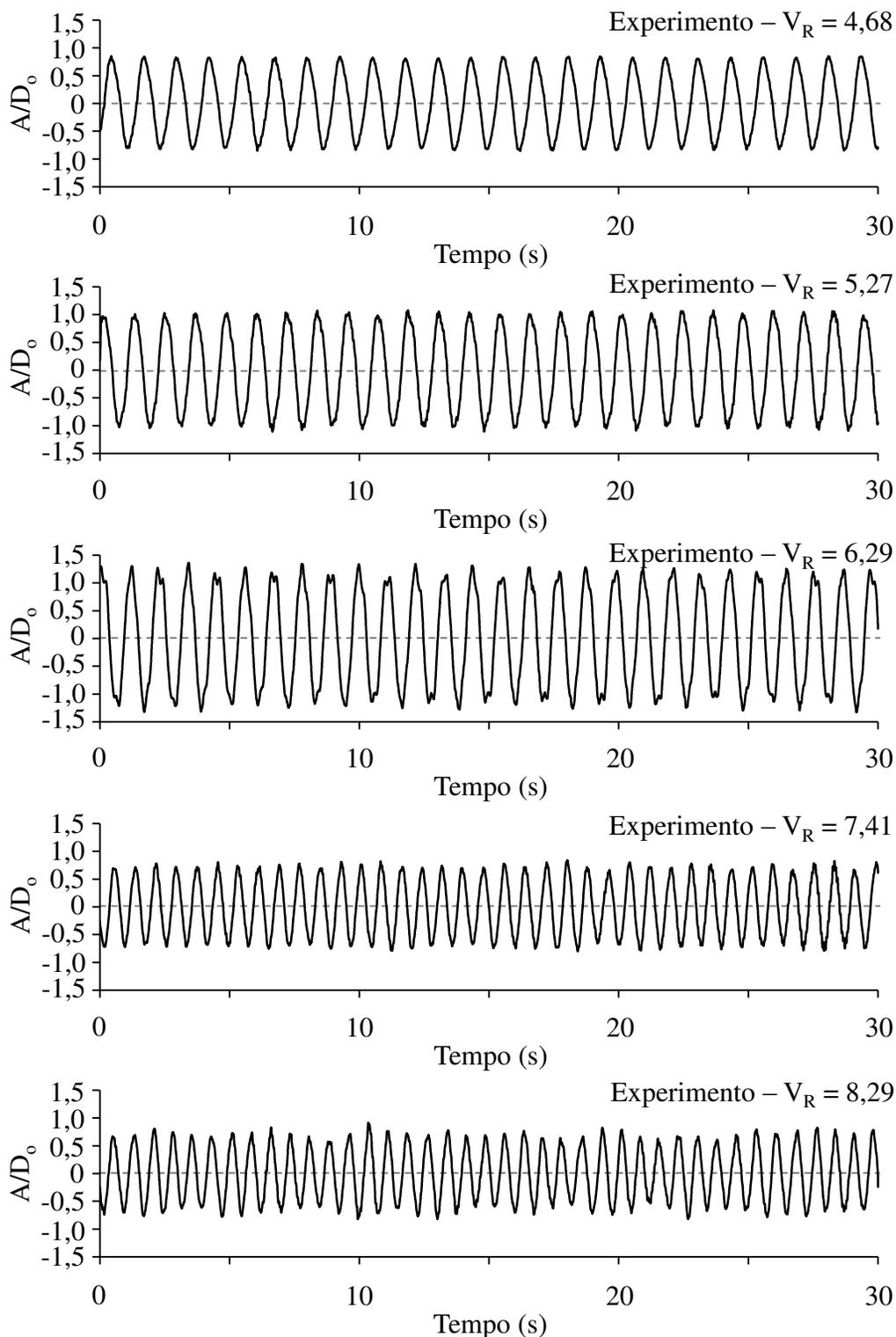


Figura 6.8 – Séries temporais do deslocamento transversal no centro do tubo, obtidas pelas medições experimentais para $V_R = 4,68, 5,27, 6,29, 7,41$ e $8,29$.

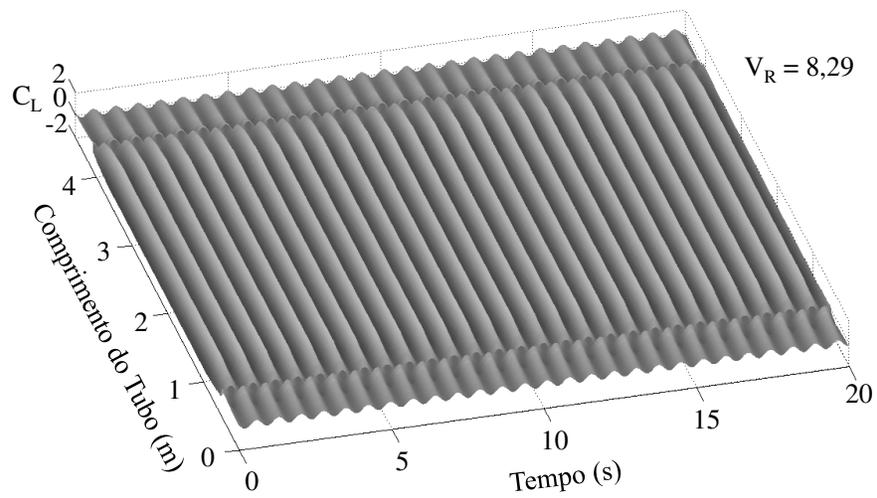
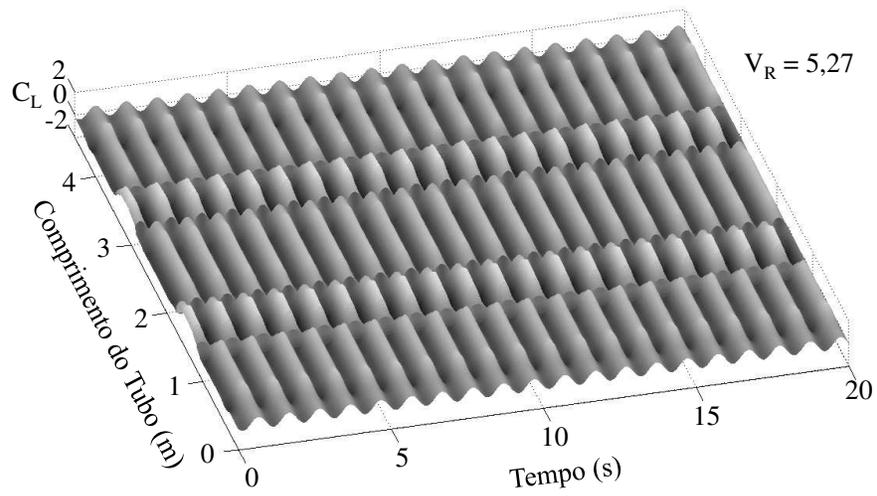
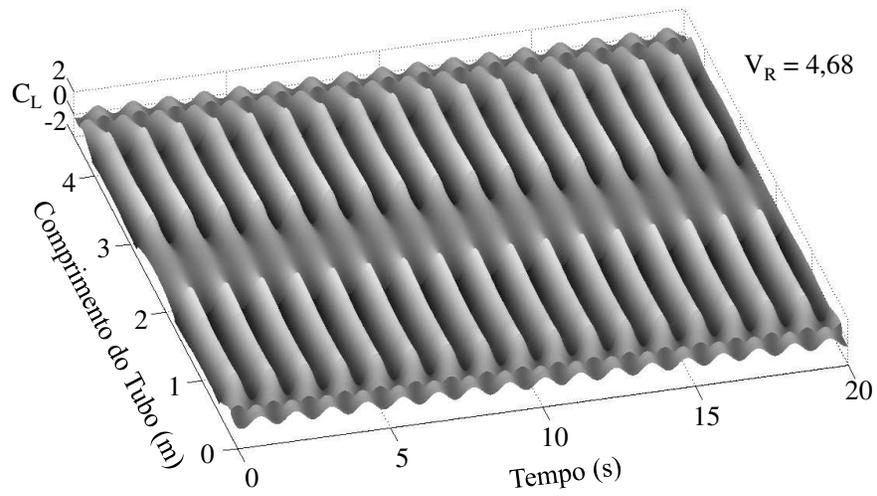


Figura 6.9 – Variação da força de VIV ao longo do tempo e do comprimento do tubo nas condições de $V_R = 4,68, 5,27, 6,29, 7,41$ e $8,29$, obtidas por simulação numérica.

A Fig. 6.10 apresenta a variação da amplitude de vibração transversal ao longo do tempo e do comprimento do tubo na condição de $V_R = 5,27$, obtida através de simulação numérica. Esta figura foi colocada apenas como um exemplo do que ocorreu para os outros casos. Pela figura pode-se ver claramente que a resposta do tubo às VIVs ocorre predominantemente no primeiro modo de vibração, em forma de ondas estacionárias ou *standing waves*.

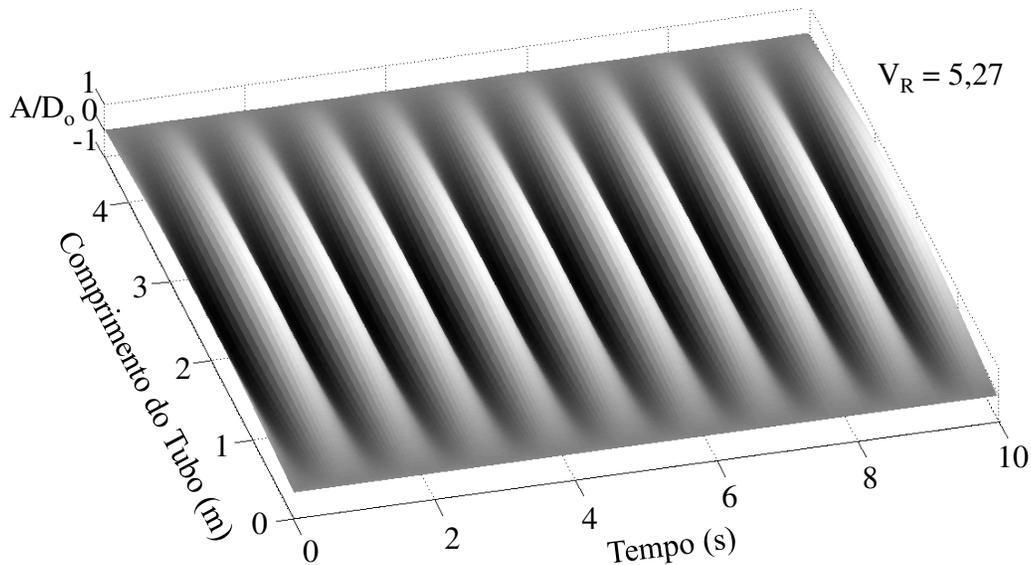


Figura 6.10 – Variação da amplitude de vibração transversal ao longo do tempo e do comprimento do tubo na condição de $V_R = 5,27$, obtida por simulação numérica.

6.3 Comparações com Resultados Experimentais para um Tubo Vertical

6.3.1 Descrição do Experimento

Para medir as vibrações *in-line* e transversal da Vibração Induzida por Vórtices (VIV) para um modelo de *riser* vertical e tracionado, um experimento foi realizado no tanque de água da Delf Hidraulics (Chaplin *et al.*, 2005a). Neste experimento 45% do comprimento do *riser* estava submetido às forças de correnteza provocadas pelo movimento do carro de teste. O restante do *riser* ficou submerso num tanque de vácuo, onde a velocidade de correnteza era zero. Em ambas as extremidades do modelo de *riser* foram instaladas juntas universais, e o topo do modelo do *riser* foi suspenso por um conjunto de molas, sendo que a pré-tensão destas molas podia ser ajustada de fora do tanque de vácuo. Um esquema do experimento é apresentado na Fig. 6.11 e na Tab. 6.2 são apresentadas as principais propriedades do modelo de *riser*.

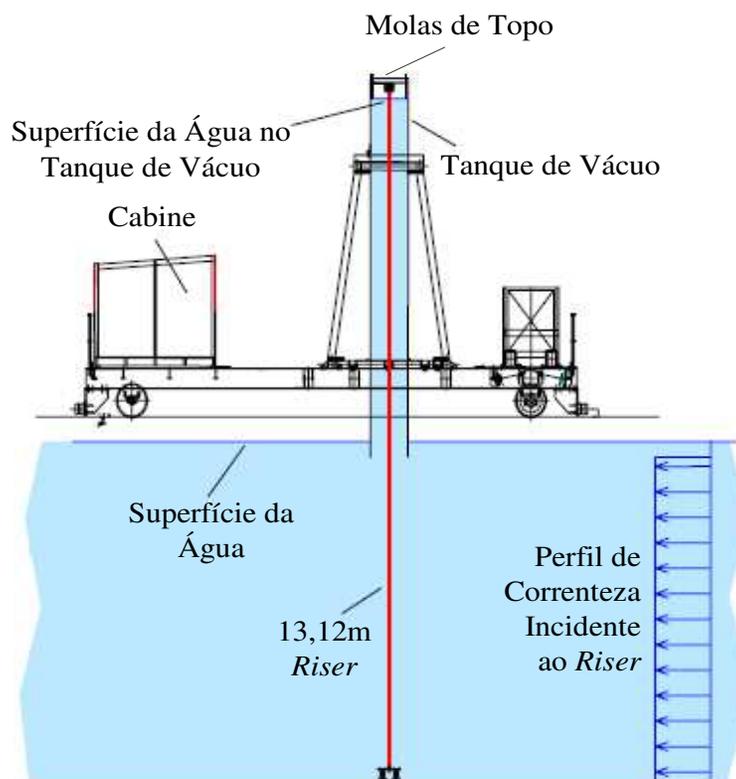


Figura 6.11 – Esquema do experimento. (Modificado de Chaplin *et al.*, 2005a)

As medições foram realizadas utilizando 32 estações de extensômetros e acelerômetros, distribuídos ao longo do modelo de *riser*, que monitoravam as VIVs ocorrendo na direção *in-line* e transversal ao escoamento. Além disso, células de carga foram instaladas em ambas as extremidades do modelo para medir a tração à que o *riser* estava submetido.

Tabela 6.2 – Propriedades do modelo de *riser* vertical e tracionado

(Chaplin *et al.*, 2005b)

Diâmetro Externo	28 mm
Condição da Superfície	Lisa
Comprimento	13,12 m
Massa	1.85 kg/m
Peso Submerso	12,1 N/m
Rigidez à Flexão	$EI = 29,9 \text{ Nm}^2$
Rigidez Axial	$EA = 5,88 \text{ MN}$
Tração de Topo	$T_{\text{TOP}} = 389 \text{ N}$
Amortecimento Estrutural	0,33% do crítico
Rigidez das Molas Instaladas no Topo	11,4 kN/m 26,7 kN/m 38,1 kN/m

Os resultados deste experimento foram utilizados na verificação do estado da arte para a predição das VIVs, no que foi chamado de *Blind Prediction* (Chaplin *et al.*, 2005a). Nesta verificação, as propriedades do modelo de *riser*, assim como as condições a que eles iriam ser submetidos, foram enviadas a diversas instituições que desenvolviam ou realizavam pesquisas relacionadas à predição das VIVs. Estas instituições realizaram os cálculos, que posteriormente foram comparados em Chaplin *et al.* (2005a). Neste caso, diferentes abordagens foram avaliadas, sejam elas semi-empíricas, fenomenológicas ou utilizando CFD. Desta forma, verificações através destes dados experimentais são

interessantes, para avaliar o procedimento proposto em relação ao experimento de Chaplin *et al.* (2005b) e aos outros métodos de cálculo das VIVs (Chaplin *et al.*, 2005a).

6.3.2 Simulação numérica

As simulações numéricas foram realizadas atendendo as propriedades do modelo de *riser* apresentadas na Tab. 6.2. A única diferença foi que ao invés de se considerar três molas em paralelo, como feito no experimento (Chaplin *et al.*, 2005a), nas simulações numéricas considerou-se apenas uma mola com a rigidez equivalente à das três molas (76,2 kN/m).

Tabela 6.3 – Frequências naturais medida no experimento e calculada para os diferentes modos de vibração do modelo de *riser* para a condição de águas calmas.

Modo de Vibração	Frequência Natural Medida (Hz) (Chaplin <i>et al.</i> , 2005)	Frequência Natural Calculada (Hz)	$\Delta t/T_{calc}$
1	0,405	0,431	0,004
2	0,873	0,871	0,009
3	1,326	1,326	0,013
4	1,804	1,805	0,018
5	2,278	2,311	0,023
6	2,797	2,852	0,028
7	3,389	3,432	0,034
8	---	4,054	0,041
9	---	4,722	0,047
10	---	5,441	0,054

As frequências naturais do modelo de *riser* foram calculadas, através de análises de vibração livre, para a condição de águas calmas ($Ca = 1,0$), e então comparadas com as frequências naturais medidas no experimento (Chaplin *et al.*, 2005b). As frequências naturais foram determinadas dos experimentos, através de oscilações impostas mecanicamente no fundo do *riser* utilizando um sistema de excitação. A frequência de oscilação foi aumentada em rampa para a faixa de frequência de interesse, e a partir da

observação da vibração do modelo de *riser* foi possível determinar as suas frequências naturais.

A comparação entre as frequências naturais calculadas e medidas apresentaram boa concordância, demonstrando que as propriedades do *riser* e suas condições de contorno estão representando adequadamente o experimento.

Na mesma Tab. 6.3, aproveitando-se o fato das frequências naturais para os diferentes modos terem sido apresentadas, avaliou-se a questão do amortecimento numérico que pode ocorrer durante a simulação da dinâmica do *riser*. Neste trabalho, as simulações numéricas para a dinâmica do *riser* foram realizadas considerando um $\Delta t = 0,01$ segundos. Os valores de $\Delta t/T_{calc}$, sendo T_{calc} o período natural do *riser* calculado, demonstram que o valor de Δt é adequado, uma vez que não irá amortecer numericamente nenhum modo de vibração significativo. Sabendo-se que as VIVs na direção transversal ocorrem até o nono modo de vibração nos experimentos analisados.

Ensaio de decaimento no ar foram realizados com a finalidade de se determinar o amortecimento estrutural, que foi estimado como sendo 0,33% do amortecimento crítico. Uma vez que este valor de amortecimento estrutural pode ser considerado desprezível em relação ao amortecimento hidrodinâmico, que ocorre em 55% do comprimento do *riser* acima do tanque, ele não foi considerado nas simulações numéricas.

Na região superior do *riser*, sujeita a condição de águas calmas, a equação de Morison (Eq. 6.6) foi usada para estimar as forças no modelo de *riser*.

$$F_{SW} = \frac{1}{2} \rho_w C_D \left(\frac{dy}{dt} \right)^2 D_o + \rho_w C_M A_o \frac{d^2y}{dt^2} \quad (6.6)$$

sendo y o deslocamento na direção transversal, C_D é o coeficiente de arrasto, C_M é o coeficiente de inércia, dado por $(C_M = C_a + 1)$ e A_o é a área da seção do cilindro calculada considerando D_o . Os valores de C_M e C_D podem ser encontrados em diversas referências, tais como Sumner e Fredsoe (1997) e Sarpkaya & Isaacson (1981), como função de Re e do

número de Keulegan-Carpenter ($KC = \frac{VT}{D_o}$), sendo V a velocidade de pico da oscilação do *riser* por ciclo e T o período de oscilação. No presente trabalho valores de $C_a = 1,0$ e $C_D = 1,2$ são usados.

Neste trabalho, quatro casos com velocidades de correnteza diferentes serão analisados: 0,16 m/s, 0,31 m/s, 0,60 m/s e 0,95 m/s, tendo como objetivos verificar a capacidade do procedimento proposto em estimar as VIVs na direção transversal.

Estas análises começam com o cálculo do comportamento estático devido à força de arrasto gerada pela correnteza. Na presente forma, o procedimento proposto não consegue determinar a amplificação do arrasto gerado pelas VIVs. Desta forma, o coeficiente de arrasto médio ($\overline{C_D}$) foi progressivamente ajustado até encontrar os deslocamentos *in-line* médios. Esse ajuste é importante, pois as deformações geradas pela força de arrasto irão impactar significativamente na tração do *riser*, e por consequência alterar o valor das frequências naturais. A Fig. 6.12 apresenta os valores de $\overline{C_D}$ usados nas simulações, que estão próximos aos valores encontrados no experimento (Chaplin *et al.*, 2005b).

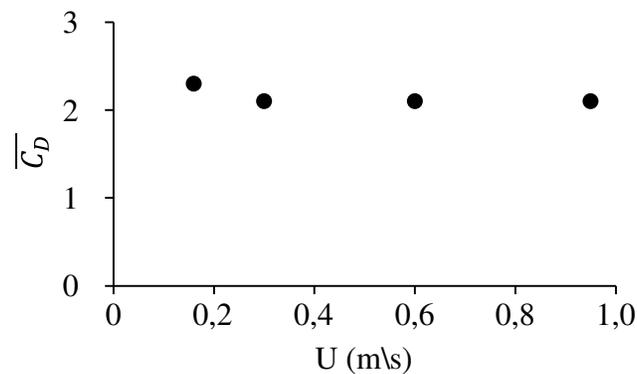


Figura 6.12 - Valores de $\overline{C_D}$ usados nas simulações numéricas para os diferentes casos analisados.

Desta forma, considerando as deformações geradas pelas forças de arrasto, as frequências naturais foram calculadas para cada caso analisado, considerando-se

inicialmente $Ca = 1,0$. As frequências naturais são apresentadas na Fig. 6.13, como se podem observar elas variam quase linearmente com os modos de vibração. Esse tipo de característica é observado em estruturas dominadas pelos efeitos da tração. Logo, conforme a velocidade da correnteza foi aumentada, aumentaram-se os valores das frequências naturais.

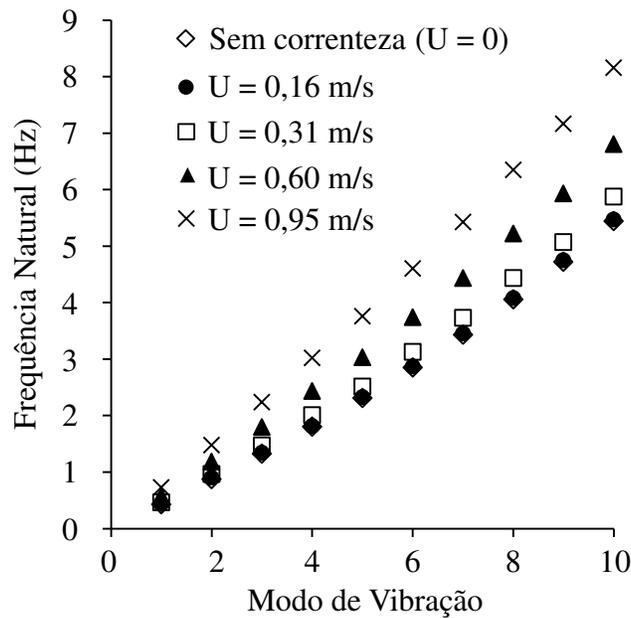


Figura 6.13 – Frequências naturais para os 10 primeiros modos de vibração analisados para as diferentes condições de correnteza analisadas.

A partir das frequências naturais apresentadas na Fig. 6.13 foi possível calcular os valores de $V_{R,i}$ para cada modo de vibração, i , considerando-se os diferentes casos analisados, conforme mostrado na Fig. 6.14. Estes valores de V_R são calculados apenas para a região do *riser* exposta ao escoamento. Uma vez que o perfil de velocidades do escoamento é constante, o valor de V_R será constante ao longo de todo o trecho do *riser*.

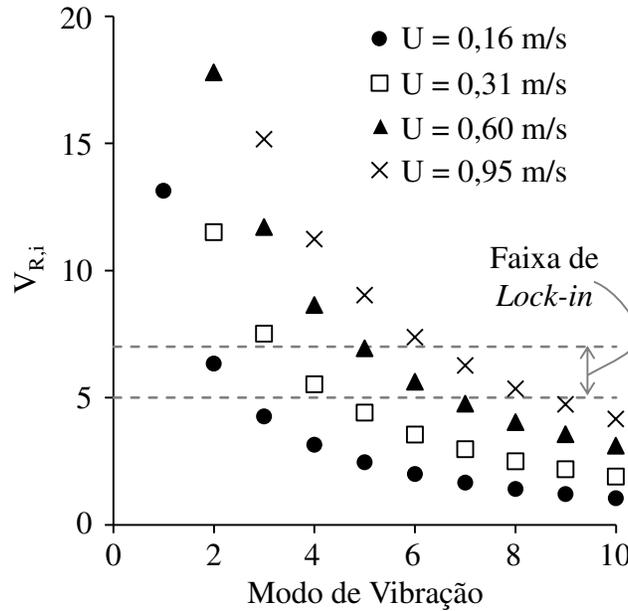


Figura 6.14 – Valores de $V_{R,i}$ para os 10 primeiros modos de vibração (i) analisados para as diferentes condições de correnteza analisadas.

Com base no critério de que o *lock-in* ocorre para $5 \leq V_{R,i} \leq 7$, determinou-se o modo de vibração possivelmente excitado pelas VIVs, em cada caso de correnteza. Pela Fig. 6.14, pode-se observar que:

- Para o caso de $U = 0,16$ m/s, o segundo modo de vibração deverá ser excitado;
- Para o caso de $U = 0,31$ m/s, o quarto modo de vibração deverá ser excitado;
- Para o caso de $U = 0,60$ m/s, tanto o quinto quanto o sexto modo de vibração estão inseridos na faixa de *lock-in*. O valor de V_R para o quinto modo de vibração é $V_{R,5} = 6,93$ e para o sexto modo de vibração $V_{R,6} = 5,62$. Pelos dados experimentais de Cunha *et al.* (2009), as amplitudes de vibração de um tubo flexível com baixa razão de massa é maior para $V_R = 5,62$, quando comparado com as amplitudes para $V_R = 6,93$. Desta forma, considerou-se que o sexto modo de vibração é o modo que será excitado neste caso.

- Para o caso de $U = 0,95$ m/s, tanto o sétimo quanto o oitavo modo de vibração se encontram na faixa de *lock-in*. Utilizando o mesmo critério usado para o caso anterior, verificou-se que o modo de vibração excitado será o sétimo modo.

Tabela 6.4 – Frequência da força de VIV para os diferentes casos analisados.

Caso	f (Hz)
$U = 0,16$ m/s	0,94
$U = 0,31$ m/s	2,02
$U = 0,60$ m/s	3,79
$U = 0,95$ m/s	5,38

Uma vez que os valores de V_R foram determinados, obtiveram-se os valores de Ca , que foram utilizados no cálculo das frequências das forças de VIV. As frequências das forças de VIV são apresentadas na Tab. 6.4.

A partir destes valores foi possível determinar $StU_N/(f D_o)$. Nestas simulações, com base nas observações de convergência verificadas para o tubo horizontal, pretendeu-se verificar os erros que poderiam ocorrer ao se utilizar os dados de amplitude do próprio experimento como $^0(A/D_o)$. De posse destes dados, os coeficientes hidrodinâmicos podem ser determinados e a simulação iniciada.

6.3.3 Convergência

Para alguns dos casos analisados, a convergência foi rápida (3 iterações) e ϵ_{VIV} da ordem de 10^{-4} foram encontrados. No entanto, para outros casos a convergência se mostrou mais difícil, exigindo mais iterações e alcançando ϵ_{VIV} da ordem de 10%. Embora, o valor de ϵ_{VIV} pareça grande, esse erro representa variações máximas ao longo do *riser* da ordem de 0,07 diâmetros, que para o cálculo do dano devido à fadiga não será significativo. Considerando-se que a convergência foi alcançada nestes casos.

Um exemplo de caso de difícil convergência ocorreu para $U = 0,31$ m/s, que é apresentado na Fig. 6.15. A Fig. 6.15a apresenta a variação de A/D_o ao longo do comprimento do *riser* para uma sequência de iterações. Já a Fig. 6.15b apresenta a variação de C_L com A/D_o . Como se pode ver, a solução ficou oscilando no “vale” de C_L , formado entre $0,6 < A/D_o < 0,8$. A grande variação de C_L nesta região gera grande dificuldade de convergência.

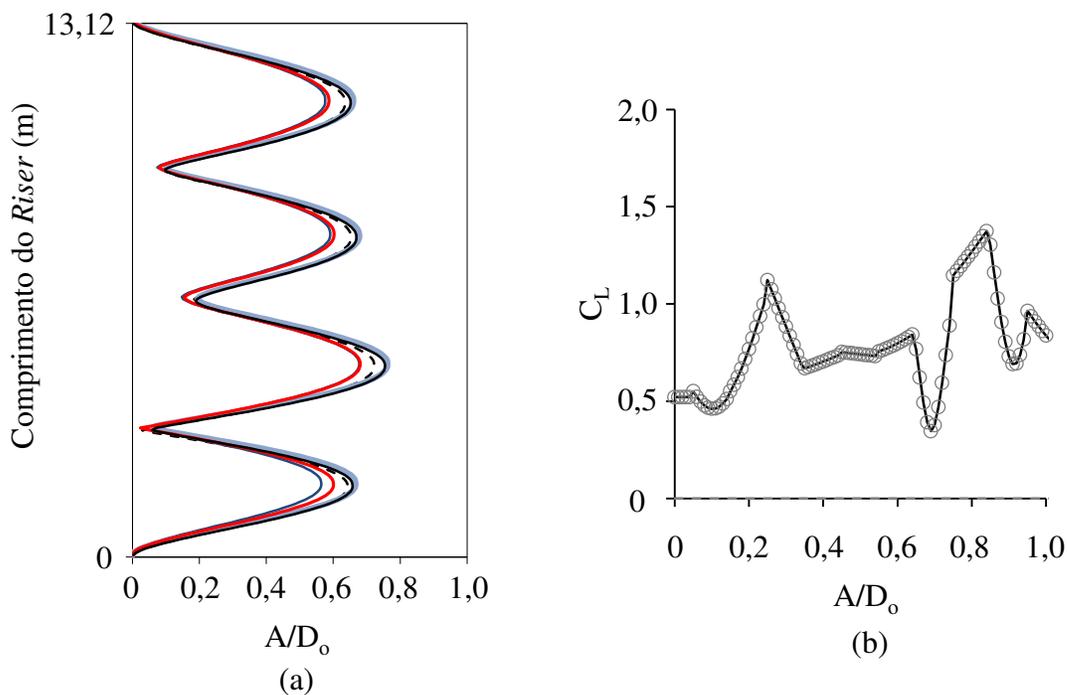


Figura 6.15 – Análise de convergência para o caso com $U = 0,31$ m/s. (a) variação de A/D_o ao longo do comprimento do *riser* para uma sequência de iterações; (b) variação de C_L com A/D_o para o caso analisado.

6.3.4 Resultados

As Figuras de 6.16 a 6.19 apresentam a comparação das envoltórias de deslocamento transversais obtidas experimentalmente por Chaplin *et al.* (2005a) e calculadas através do procedimento apresentado neste trabalho, para diferentes condições de correnteza (0,16 m/s ~0,95 m/s).

A linha sólida representa os resultados experimentais (Chaplin *et al.*, 2005a) e a linha tracejada, os resultados obtidos por simulação numérica. O eixo vertical representa o comprimento do *riser*, onde 0 é o fundo do *riser* e 13,12 o topo do *riser*. O eixo horizontal representa a amplitude de vibração transversal normalizada pelo diâmetro externo do modelo de *riser*.

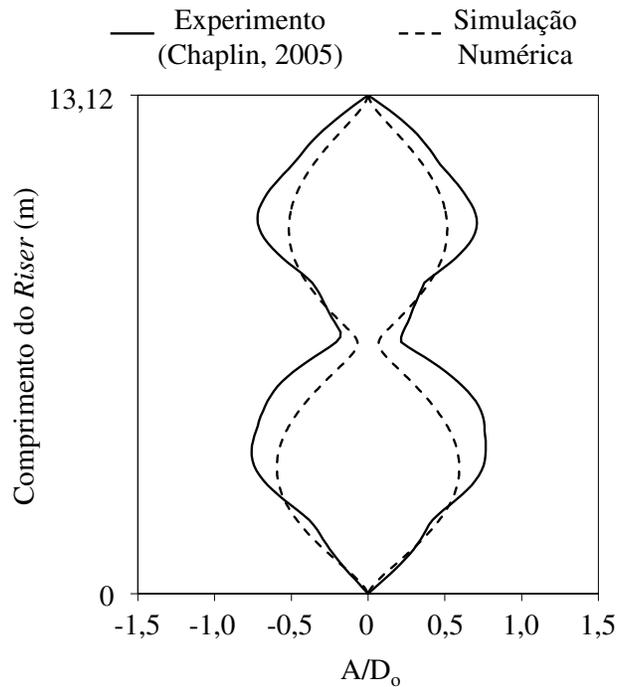


Figura 6.16 – Comparação entre os resultados experimentais (Chaplin *et al.*, 2005a) e os resultados obtidos pela simulação numérica para o caso com $U = 0,16$ m/s.

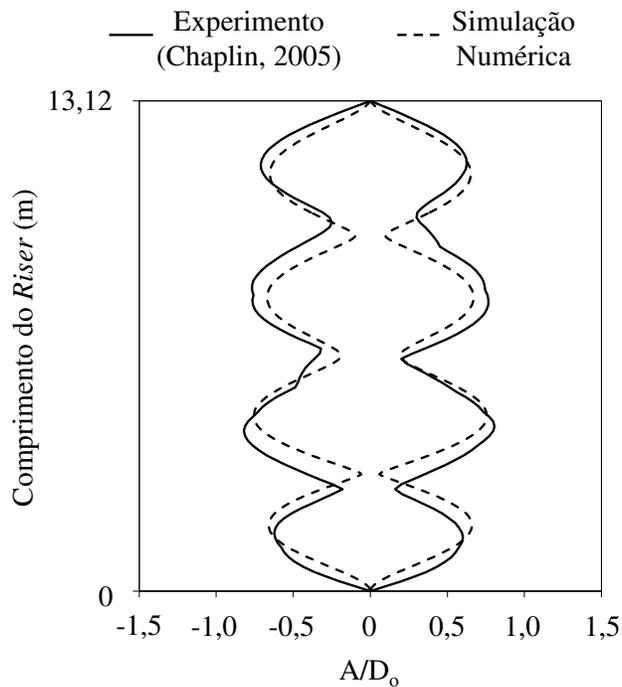


Figura 6.17 – Comparação entre os resultados experimentais (Chaplin *et al.*, 2005a) e os resultados obtidos pela simulação numérica para o caso com $U = 0,31$ m/s.

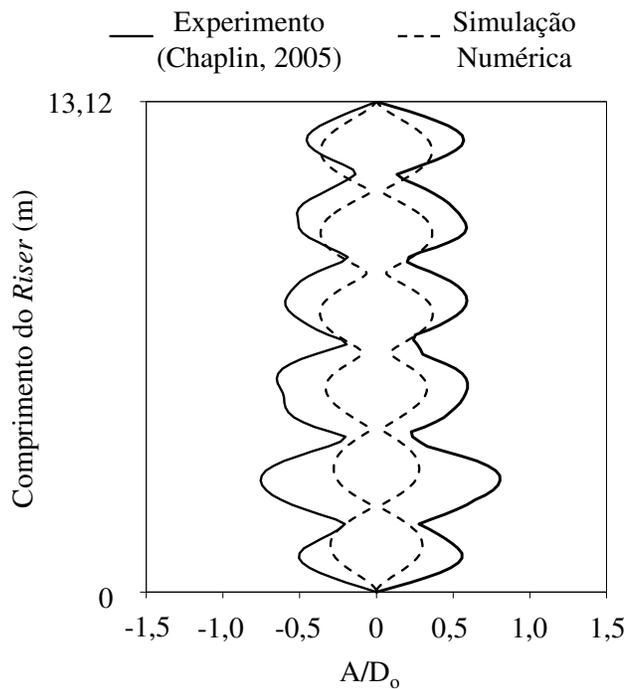


Figura 6.18 – Comparação entre os resultados experimentais (Chaplin *et al.*, 2005a) e os resultados obtidos pela simulação numérica para o caso com $U = 0,60$ m/s.

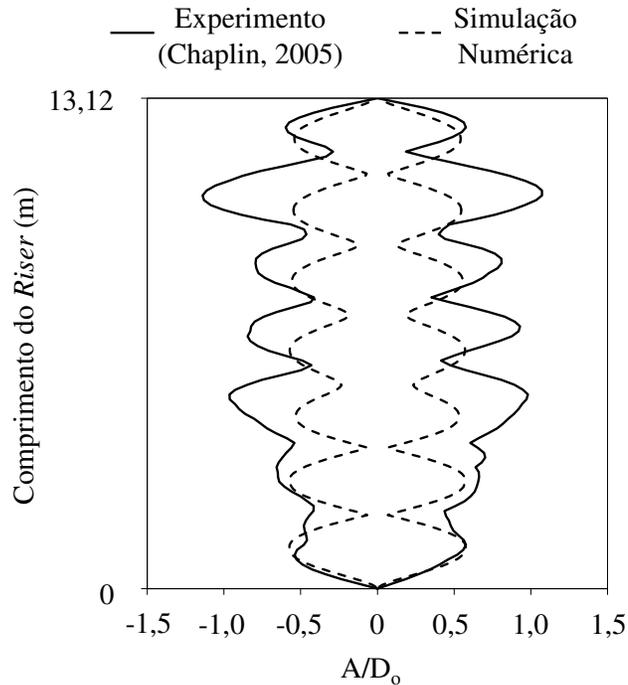


Figura 6.19 – Comparação entre os resultados experimentais (Chaplin *et al.*, 2005a) e os resultados obtidos pela simulação numérica para o caso com $U = 0,95$ m/s.

Estas envoltórias foram obtidas para uma condição de regime permanente. Desta forma, para a simulação numérica, elas foram obtidas para os últimos 20 segundos de simulação. Sendo que as simulações foram realizadas para 500 segundos. Como se pode ver pela série temporal obtida para um dos pontos de máxima amplitude do experimento com $U = 0,16$ m/s (Fig. 6.20), a condição de regime permanente foi alcançada para tempos muito inferiores ao simulado. No entanto, o transiente pode variar de caso para caso, se estendendo por períodos mais longos em algumas simulações. Por esta razão, as simulações foram realizadas para longos períodos de tempo, como forma de garantir que as envoltórias fossem obtidas apenas em condição de regime permanente.

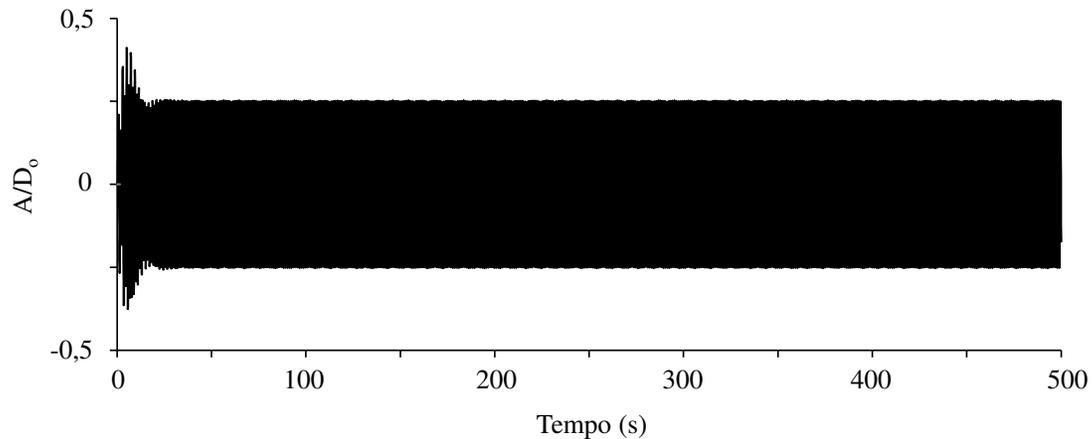


Figura 6.20 – Série temporal obtida por simulação numérica para um dos pontos de máxima amplitude do experimento com $U = 0,16$ m/s.

De acordo com Chaplin *et al.* (2005a), as envoltórias dos experimentos foram obtidas depois de passados pelo menos 20 segundos do início do teste.

Analisando as envoltórias de deslocamento transversal (Figs. 6.16 ~6.19), os modos de vibração encontrados pela simulação numérica parecem ser os mesmos observados para a resposta do modelo de *riser* nos experimentos. No entanto, a simulação numérica subestimou a amplitude de vibração para todos os casos. De certa forma, repetindo as observações encontradas na comparação anterior, quando foi utilizado um tubo flexível horizontal (o procedimento conseguiu capturar a frequência de vibração do tubo horizontal, mas falhou em encontrar a amplitude de vibração para alguns casos). O fato das vibrações calculadas terem ocorrido no mesmo modo de vibração verificado no experimento é um indício de que a frequência de vibração do experimento e calculada estão próximas.

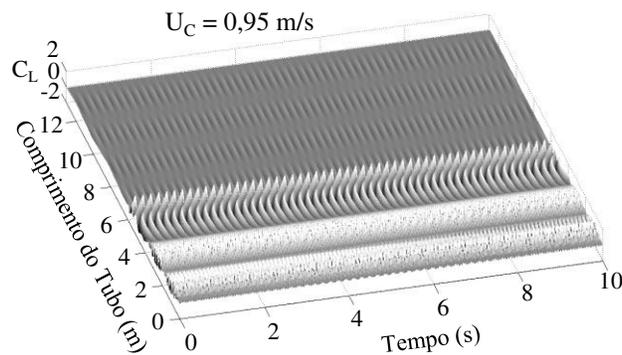
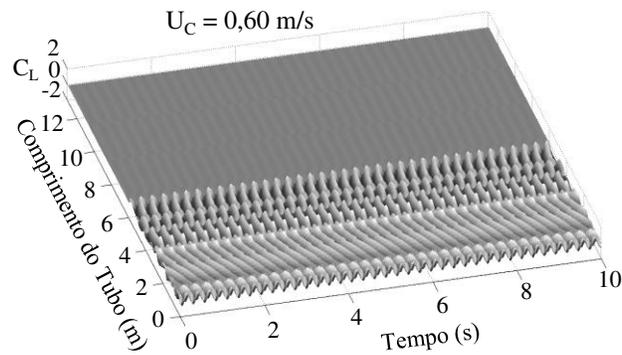
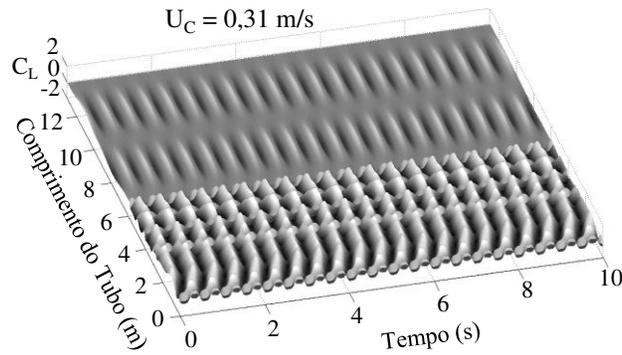
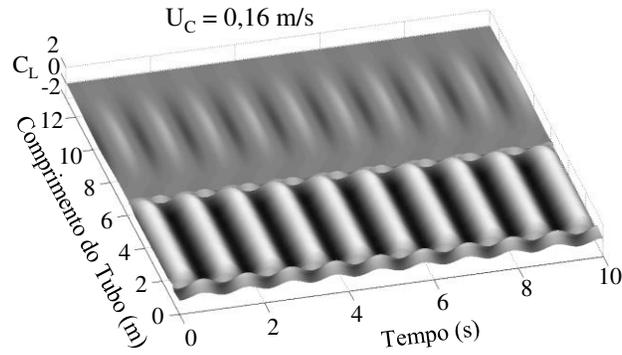


Figura 6.21 – Distribuição das forças transversais ao longo do *riser* vertical para os diferentes casos analisados $U_C = 0,16, 0,31, 0,60$ e $0,95 \text{ m/s}$.

Uma das possíveis causas desta diferença pode estar relacionada ao fato de se utilizar coeficientes hidrodinâmicos obtidos de experimentos mais simplificados, realizados para um cilindro rígido, suportado por molas e livres para vibrar apenas na direção transversal.

A Figura 6.21 apresenta as distribuições da força transversal ao longo do comprimento do modelo de *riser* e do tempo, obtidas pela simulação numérica para os diferentes casos analisados. Assim como no caso anterior, a força foi normalizada através da Eq. 6.5 para encontrar C_L . A partir destas figuras pode-se observar que os valores de C_L são maiores para a região inferior do *riser*, onde o escoamento ocorreu, e na parte superior são baixos, uma vez que representam apenas a reação do fluido devido ao movimento do tubo, calculada pela Eq. 6.6. Outros trabalhos, tais como o de Huera-Huarte *et al.* (2006) reportaram valores de C_L muito superiores aos valores usados na simulação numérica.

Huera-Huarte *et al.* (2006) acoplou dados experimentais para um tubo flexível, em condições similares ao do experimento de Chaplin *et al.* (2005b), à um modelo de elemento finito representando o *riser*, com a finalidade de determinar a distribuição da força das VIVs ao longo do comprimento do cilindro. Valores de C_L da ordem de 5,0 foram encontrados ao longo do comprimento do tubo, bastante superior aos valores utilizados na simulação (Fig. 6.21), que foram da ordem de 2,0. Os valores de C_L encontrados por Huera-Huarte *et al.* (2006) foram superiores inclusive aos valores de C_L encontrados por Jauvtis & Williamson (2004), que conduziram experimentos com cilindros rígidos com baixa razão de massa, suportados por molas, livres para vibrar na direção *in-line* e transversal. Jauvtis & Williamson (2004) encontraram valores de C_L em *rms* da ordem de 2,25, que resultaria em um valor de pico de aproximadamente 3,2. Isso demonstra que além da consideração dos efeitos da vibração *in-line* no C_L , discutida na comparação do tubo horizontal, existem outras questões que ainda devem ser investigadas em relação aos aspectos hidrodinâmicos relacionadas à diferença das forças de VIV ocorrendo para um cilindro rígido ou flexível.

As Figs. 6.22 a 6.25 apresentam a amplitude de vibração transversal variando ao longo do comprimento do *riser* e do tempo, obtidas pelas simulações numéricas dos diferentes casos analisados. Estes resultados representam apenas a região em regime permanente.

A partir destas figuras pode-se observar que a resposta se apresenta de forma bastante estável, apresentando vibrações quase senoidais em uma frequência dominante. Efeitos de *travelling waves* foram encontrados na resposta do *riser*, assim como observado por Chaplin *et al.* (2005b) nos resultados experimentais.

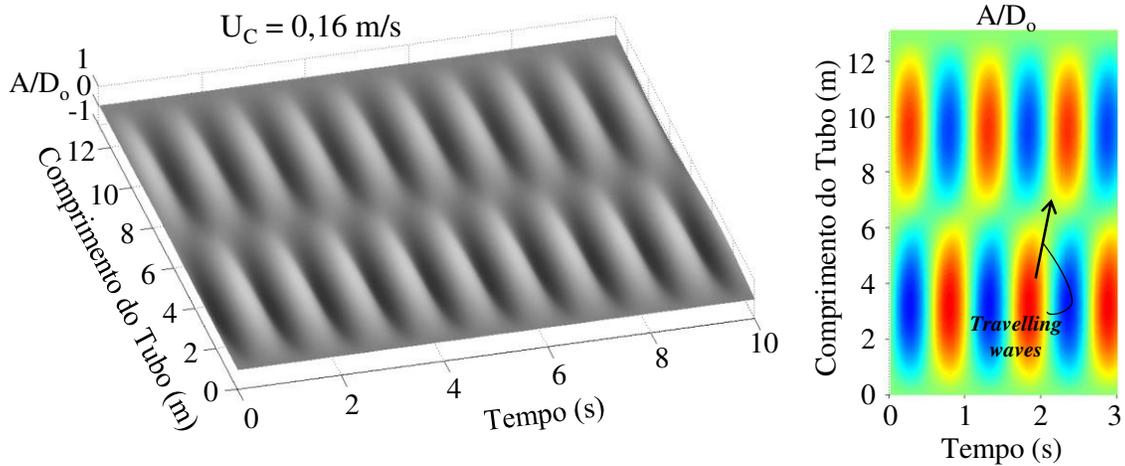


Figura 6.22 - Amplitude de vibração transversal variando ao longo do comprimento do *riser* e do tempo, obtidas pelas simulações numéricas para o caso com $U = 0,16$ m/s.

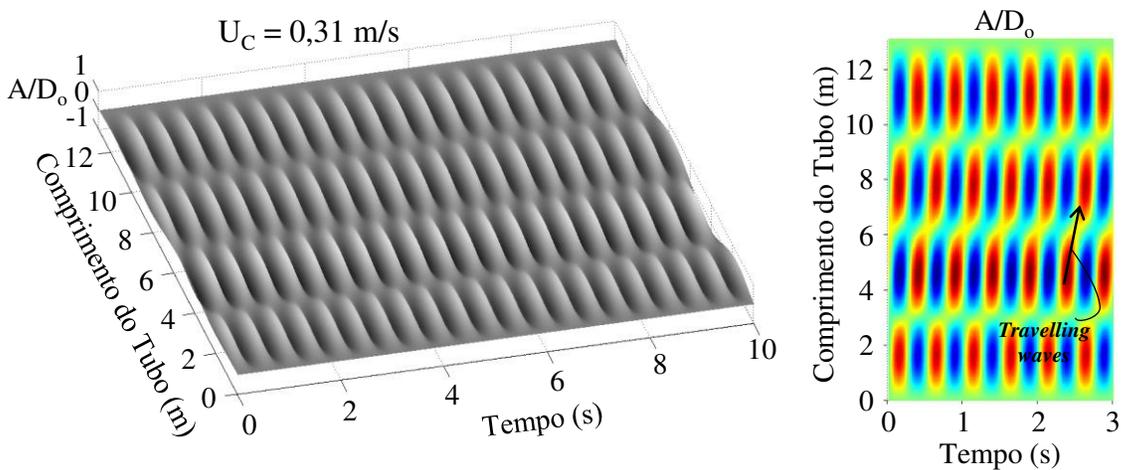


Figura 6.23 - Amplitude de vibração transversal variando ao longo do comprimento do *riser* e do tempo, obtidas pelas simulações numéricas para o caso com $U = 0,31$ m/s.

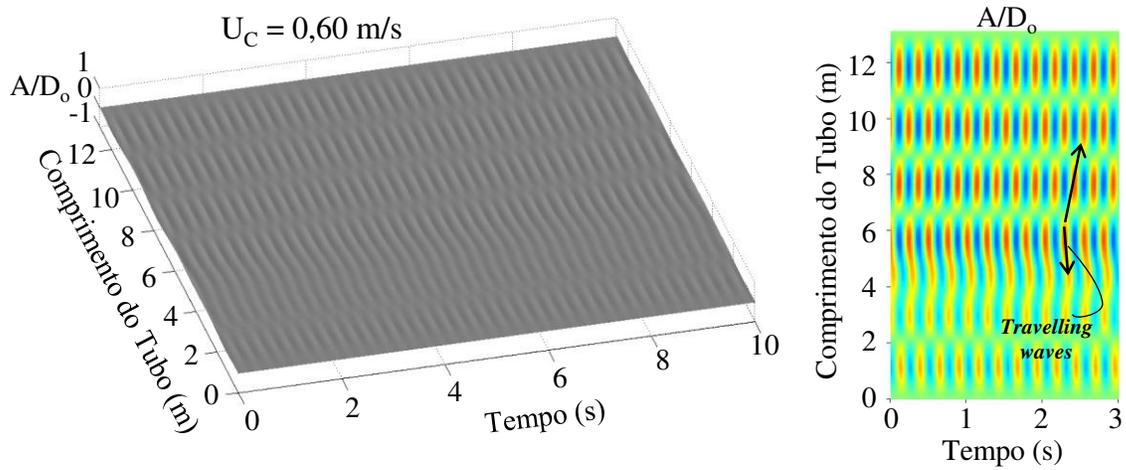


Figura 6.24 - Amplitude de vibração transversal variando ao longo do comprimento do riser e do tempo, obtidas pelas simulações numéricas para o caso com $U = 0,60$ m/s.

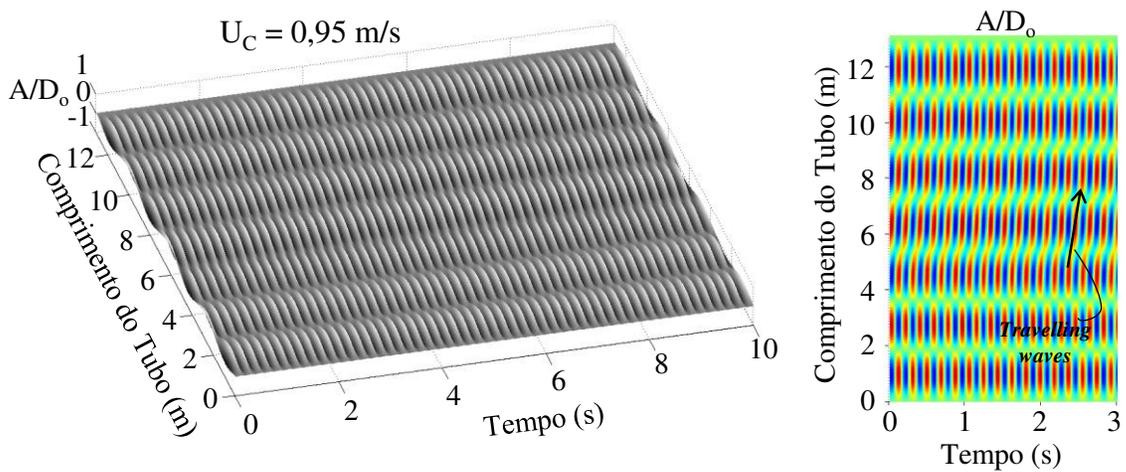


Figura 6.25 - Amplitude de vibração transversal variando ao longo do comprimento do riser e do tempo, obtidas pelas simulações numéricas para o caso com $U = 0,95$ m/s.

6.4 Comparações com Resultados Experimentais para um Tubo em Catenária

Simulações numéricas no domínio do tempo do experimento com o tubo flexível em forma de catenária, apresentado no Capítulo 4, foram realizadas utilizando o procedimento previamente descrito. Nestas simulações o tubo foi dividido em 300 elementos de comprimento constante de aproximadamente 0,025 metros. As propriedades do tubo vão de encontro aos valores apresentados na descrição do experimento apresentado no Capítulo 4. As condições de contorno foram simuladas como sendo rotulada no topo do *riser* e engastada na extremidade inferior. Como explicado no Capítulo 4, o modelo de *riser* em repouso apresentava um comprimento suspenso de 5,2 metros, que compreende o trecho que vai da conexão com o carro dinamométrico até o TDP. Do TDP em diante, o *riser* apresenta um trecho horizontal que é suportado pelo fundo do carro auxiliar (solo), que é composto de placas metálicas. Para simular a interação entre o *riser* e o solo neste trecho, molas não lineares foram utilizadas para representar a rigidez do solo. Uma vez que as placas metálicas são muito rígidas em relação ao modelo de *riser*, compressões das molas que simulam o solo não são esperadas. Desta forma, uma rigidez de 1 N/m/m foi considerada, que em relação ao peso linear do modelo de *riser* representa um valor grande. Para simular a perda de energia devida ao atrito, o modelo de atrito de Coulomb é usado. Neste caso um coeficiente de atrito de 0,5 é usado para simular o contato da superfície externa do modelo de *riser* (silicone) com a placa metálica, como pode ser encontrado no site (www.EngineeringToolbox.com).

Seguindo o fluxograma com a sequência de cálculo apresentado na Fig. 5.3 do Capítulo 5, o procedimento para o cálculo do comportamento dinâmico do *riser* em catenária se inicia pelo cálculo das suas frequências naturais, sem considerar os efeitos das VIVs. Desta forma, o cálculo do comportamento do *riser* devido às forças estáticas (peso, empuxo e arrasto) é realizado para determinar as deformações que estas forças podem causar ao *riser*, que podem influenciar significativamente as suas frequências naturais. Agora, com a matriz de rigidez atualizada devida às deformações causadas pelas forças estáticas, análises de vibração livre do *riser* são realizadas para identificar as frequências de vibração. A Figura 4.2 exibida em capítulos anteriores apresenta as frequências naturais

calculadas para o modelo de *riser*, fora do plano da catenária, para os diferentes modos de vibração, considerando uma condição de águas calmas ($U = 0$) e duas condições de correnteza que incidem sobre a região convexa da catenária, alinhada ao plano da catenária ($U = 0,05$ e $0,07$ m/s). A partir destes resultados podem-se observar os efeitos do arrasto na frequência de vibração do *riser*, que neste caso, como incide sobre a região convexa do *riser* tende a diminuir o trecho suspenso do *riser*, aliviando a tração e desta forma diminuindo a frequência natural do *riser*, como esperado.

Em seguida, uma vez conhecida a inclinação do *riser* obtida pelas análises estáticas, a componente normal da velocidade da correnteza que incide sobre o *riser* é calculada.

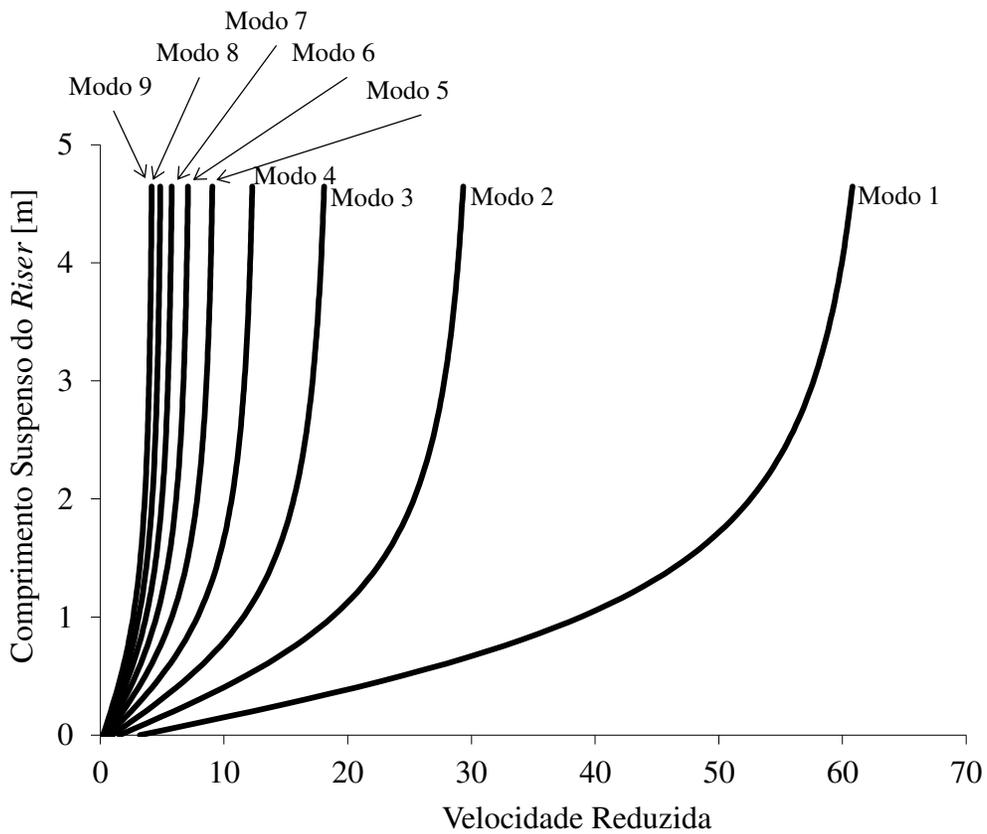


Figura 6.26 – Variação da velocidade reduzida em relação ao comprimento do *riser* (0 representa o ponto em que o *riser* toca o solo) para diferentes modos de vibração para a condição experimental em que a velocidade de correnteza era de $0,07$ m/s.

De posse, de U_N e das frequências naturais do *riser* pode se calcular a variação de V_R ao longo do comprimento do tubo para os diferentes modos de vibração, denominadas aqui de $V_{R,i}$, o subscrito i indica o modo de vibração.

A Fig. 6.26 apresenta a variação da velocidade reduzida em relação ao comprimento do *riser* para os diferentes modos de vibração, para o teste referente à condição de correnteza de 0,07 m/s.

Neste caso, foi analisada a variação da velocidade reduzida dos nove primeiros modos de vibração fora do plano da catenária. Pela figura, pode-se observar que ocorre uma grande variação da velocidade reduzida dependendo do modo de vibração.

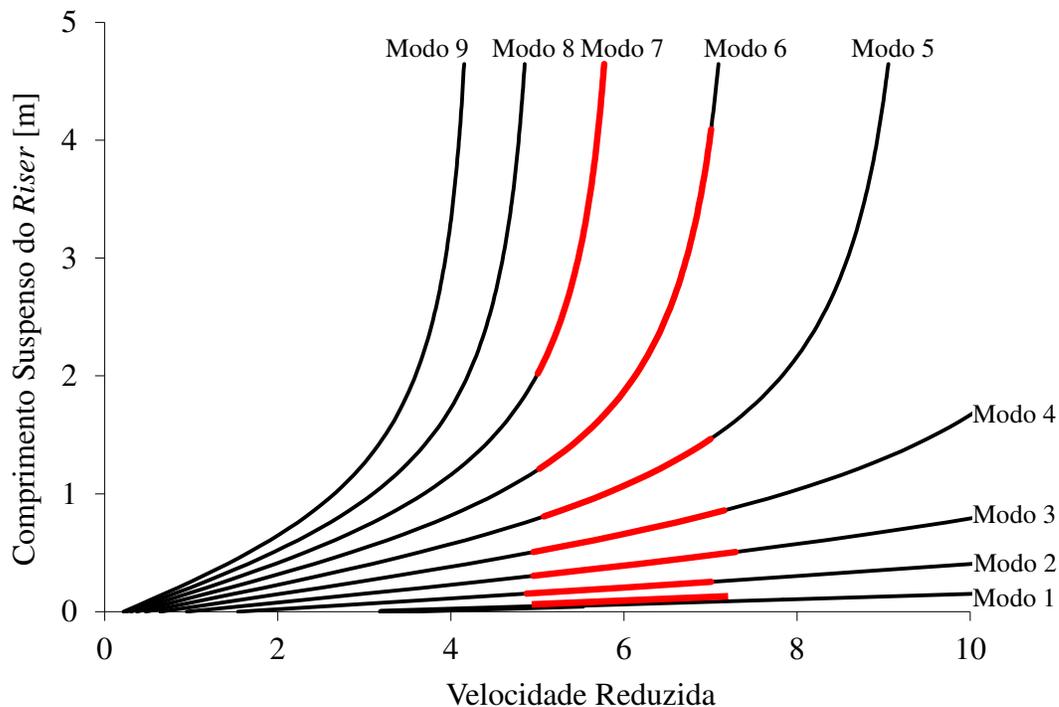


Figura 6.27 – Variação da velocidade reduzida ao longo do comprimento do *riser* (0 representa o ponto em que o *riser* toca o solo) para diferentes modos de vibração. Regiões com velocidade reduzida entre 5 e 7 foram marcadas.

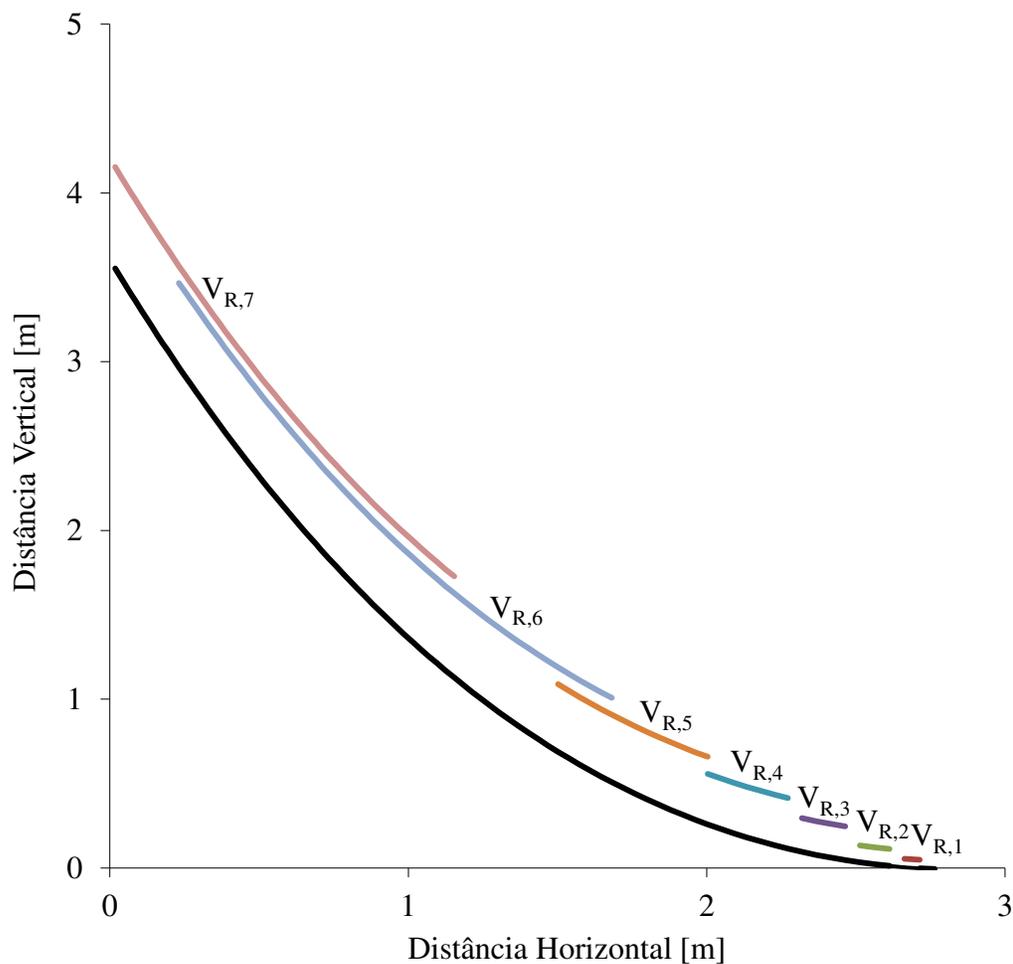


Figura 6.28 – Regiões de *lock-in* para os diferentes modos de vibração excitados pelas VIVs distribuídos ao longo do comprimento do *riser*.

A Fig. 6.27 apresenta uma amplificação da Fig. 6.26 na região onde a velocidade reduzida variou entre 0 e 10. Nesta figura as regiões que apresentavam valores de velocidade reduzida entre 5 e 7 ao longo do comprimento do *riser* para os diferentes modos de vibração foram marcadas. A partir desta figura pode-se observar que para este caso analisado os sete primeiros modos de vibração podem ser excitados pelas VIVs. As regiões de *power-in* ao longo do comprimento do *riser* para cada modo de vibração podem ser vistas em mais detalhe na Fig. 6.28. Para este caso analisado, o sexto e o sétimo modo de vibração deverão ser dominantes na resposta do *riser* uma vez que eles apresentam maiores

regiões de *power-in*, portanto eles devem fornecer uma quantidade de energia maior ao sistema. Além disso, podem-se observar sobreposições da região de *power-in* para diferentes modos de vibração ao longo do comprimento do *riser*.

Uma solução para o problema da sobreposição das regiões de *lock-in* para diferentes modos de vibração seria a sua superposição, como apresentado por Wang *et al.* (1988). No entanto, esta alternativa foge a realidade do fenômeno, pois implicaria em considerar que em uma célula de desprendimento de vórtices, os vórtices são desprendidos em duas frequências diferentes simultaneamente.

Analisando os resultados experimentais publicados para cilindros rígidos suportados por molas e cilindros flexíveis pode-se observar que a amplitude de vibração varia significativamente na faixa de velocidade reduzida entre 5 e 7. Desta forma, os seguintes critérios serão adotados neste trabalho:

- 1) Quando a sobreposição de regiões de *power-in* de diferentes modos de vibração ocorrer, o modo de vibração que dominará será aquele que apresentar valores de velocidade reduzida no qual maiores amplitudes são encontradas. Isso poderá ser feito com base em resultados experimentais com cilindros rígidos montados sob molas ou cilindros flexíveis, tal como o apresentado por Cunha *et al.*, (2009). Melhores resultados são esperados para experimentos com as características mais próximas ao do *riser* a ser analisado.
- 2) No caso de ocorrer uma descontinuidade em uma célula de desprendimento de vórtices, como mostrado na Fig. 6.29. Essa descontinuidade será desprezada, uma vez que quando isto ocorrer será considerado que as regiões vizinhas a esta célula de desprendimento de vórtices descontínua forcem uma correlação com elas, quando se leva em consideração os efeitos tridimensionais da esteira de vórtices.

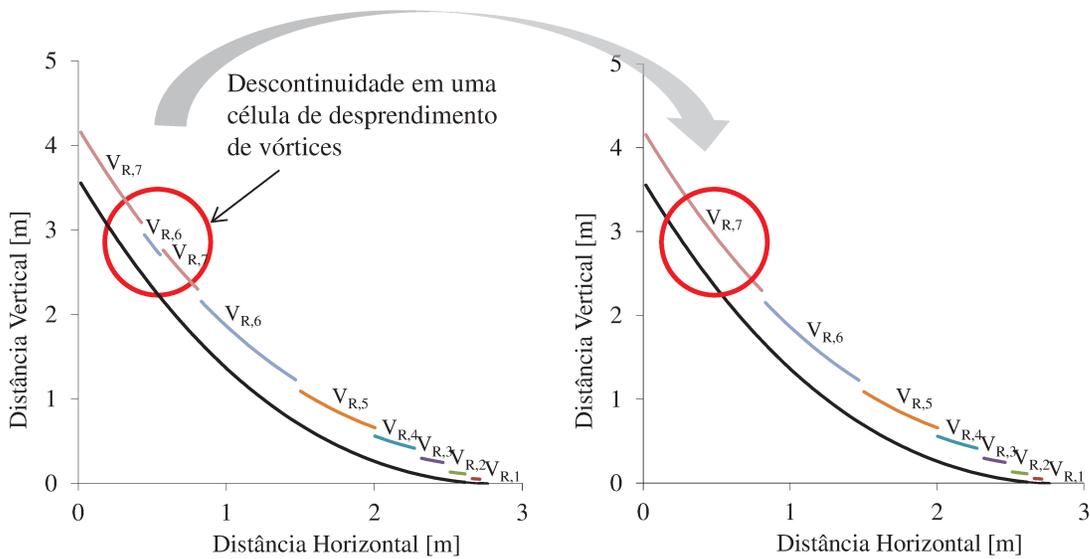


Figura 6.29 – Critério para descontinuidade em uma célula de desprendimento de vórtices.

Neste trabalho, os resultados obtidos pelo experimento com um tubo flexível na horizontal apresentado por Cunha *et al.* (2009) será usado. O modelo experimental usado neste experimento, além de ser flexível, possui uma razão de massa próxima ao do modelo de catenária usado nos experimentos aqui simulados. A Fig. 6.30 apresenta a variação da amplitude de vibração transversal em relação à velocidade reduzida. Nesta figura, a faixa de *lock-in* ou *power-in* é demarcada. Neste caso pode-se notar que o ponto de máxima amplitude de vibração e, portanto de maior dominância ocorre para a velocidade reduzida igual a 6,3, e o ponto de mínima influência ocorre para velocidade reduzida igual a 5,0. Para facilitar as verificações de dominância, um ajuste polinomial da variação da amplitude de vibração com a velocidade reduzida foi realizado a partir dos resultados experimentais. O polinômio encontrado é dado pela Eq. (6.7) e representado na Fig. 6.30 pela linha vermelha.

$$\frac{A}{D_o} = -0,0993V_R^3 + 1,5135V_R^2 - 7,3325V_R + 12,123 \quad (6.7)$$

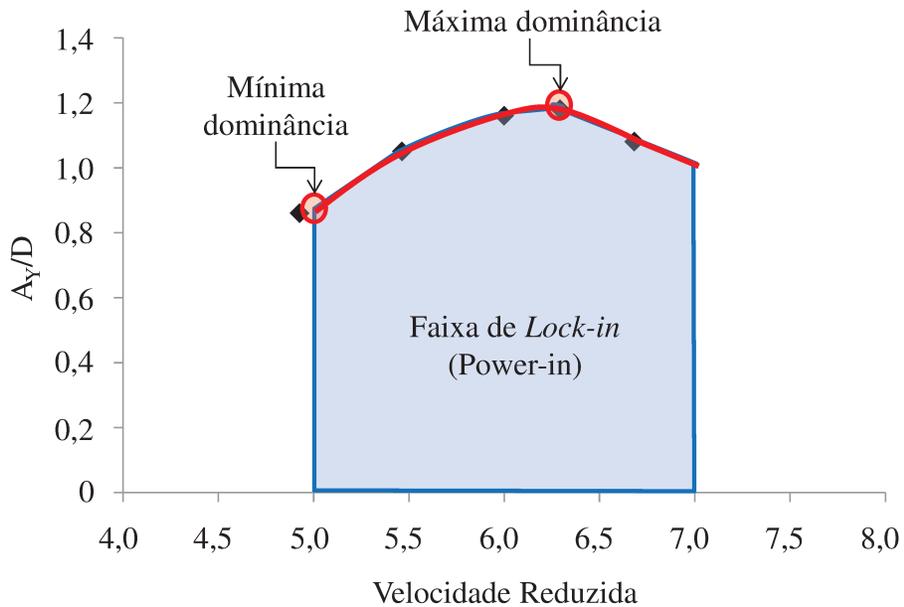


Figura 6.30 – Critério de dominância adotado no trabalho para a situação de sobreposição de regiões de *lock-in* ou *power-in* de mais de um modo de vibração.

Aplicando o critério para a sobreposição de regiões de *power-in* para diferentes modos de vibração obtêm-se a distribuição de regiões de *power-in* apresentadas na Fig. 6.31.

Uma vez definida as regiões de *power-in* ao longo do comprimento do *riser*, também é possível determinar a variação da velocidade reduzida. Pode-se notar que em alguns pontos do *riser*, principalmente na região inferior do *riser*, os valores da velocidade reduzida fogem um pouco a faixa de valores entre 5 e 7. Isso é decorrente da qualidade da malha dos elementos finitos que será utilizada. Malhas mais refinada permitem melhores resoluções na variação da velocidade reduzida.

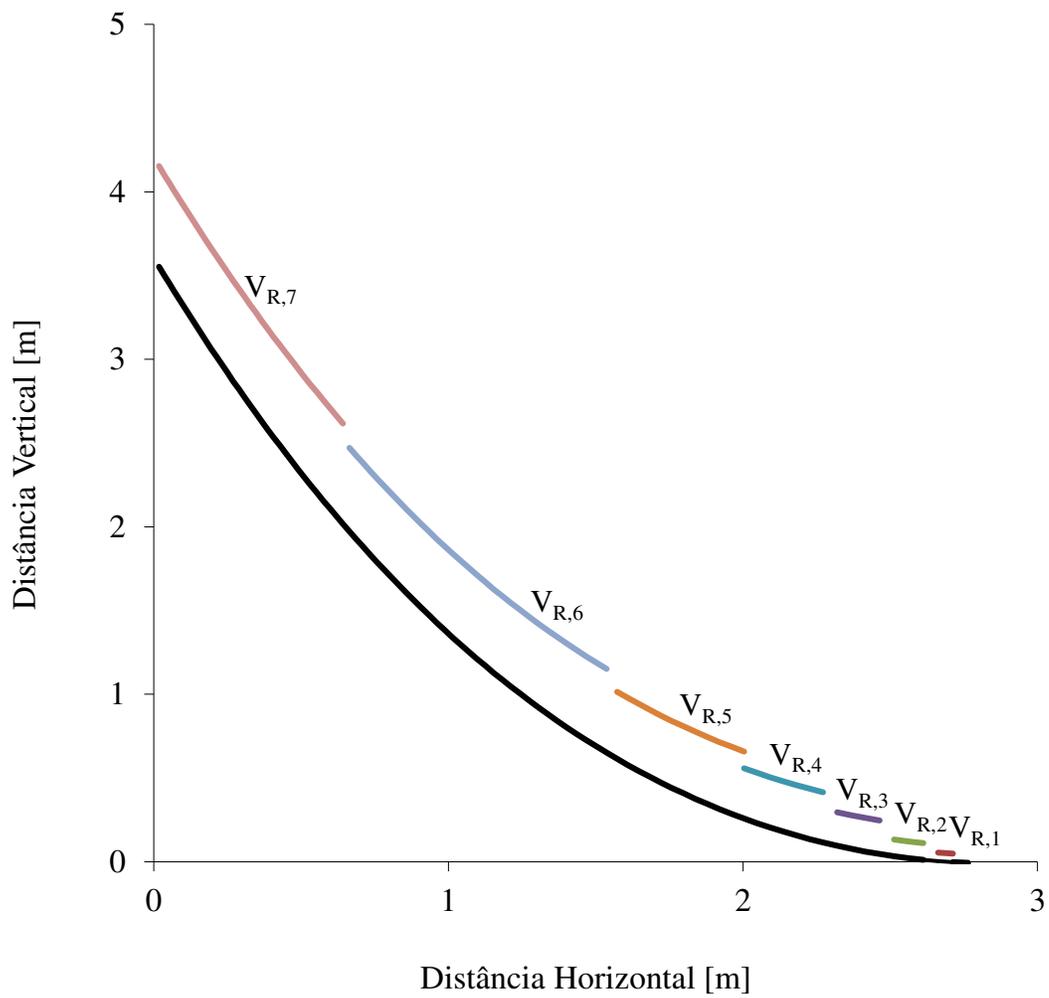


Figura 6.31 – Regiões de *lock-in* para os diferentes modos de vibração excitados pelas VIVs distribuídos ao longo do comprimento do *riser*, após a aplicação dos critérios de sobreposição de regiões de *lock-in* para diferentes modos de vibração.

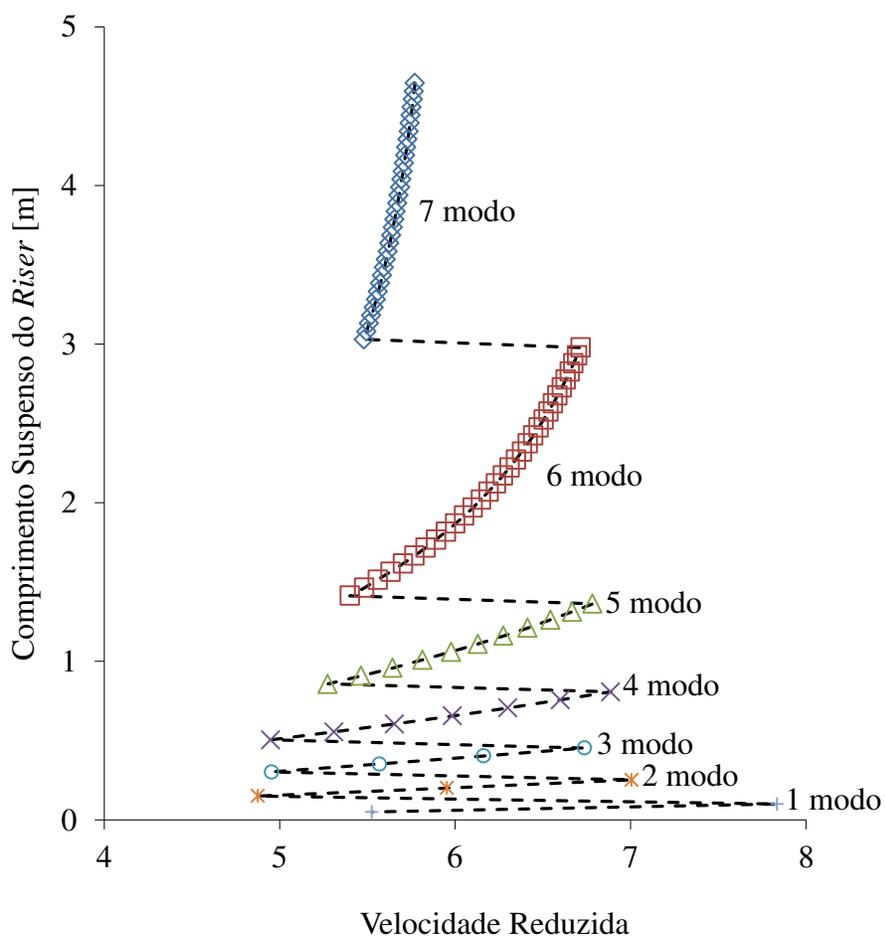


Figura 6.32 – Variação da velocidade reduzida ao longo do comprimento suspenso do *riser*, sendo 0 a posição do *riser* que toca o fundo do tanque experimental.

A partir da variação da velocidade reduzida apresentada na Fig. 6.32, a variação do coeficiente de massa adicional ao longo do comprimento suspenso do *riser* foi determinada. Pode-se observar que o coeficiente de massa adicional variou predominantemente entre 0,5 e 1,0, que é a faixa de valor encontrada nos resultados de Vikestad (1998) para velocidade reduzida entre 5 e 7, considerada neste trabalho como a condição de *lock-in*. Para valores de comprimento do *riser* inferiores a 1,0 observa-se valores de coeficiente de massa adicional fora da faixa predominante do *riser*, isso é devido à discretização do *riser* em elementos, como mencionado anteriormente.

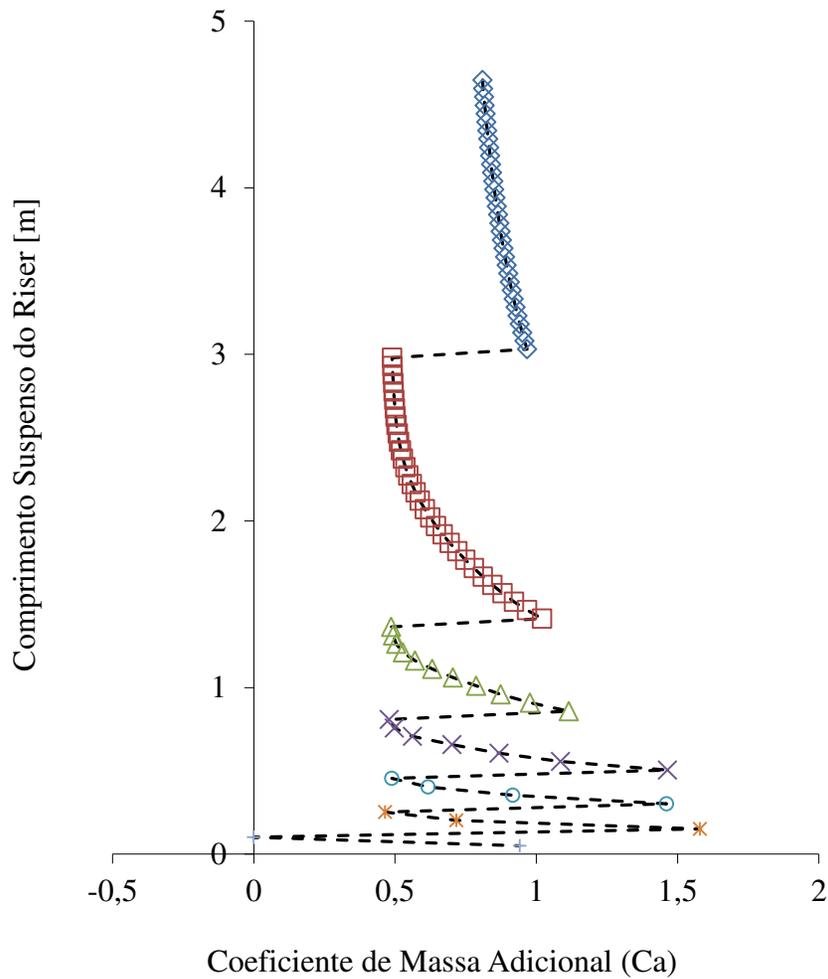


Figura 6.33 – Variação do coeficiente de massa adicional ao longo do comprimento suspenso do *riser*, sendo 0 a posição do *riser* que toca o fundo do tanque experimental.

Considerando a variação do coeficiente de massa adicional ao longo do comprimento do *riser* apresentada na Fig. 6.33, as frequências das forças de VIV foram determinadas para os células de despreendimento de vórtices ou regiões de *power-in* excitadas, como se pode notar na Tabela 6.5.

Uma vez determinada às frequências das forças de VIV, apresentadas na Tab. 6.5, e conhecendo a extensão das células de despreendimento de vórtices, a partir da variação de V_R observada na Fig. 6.32, a variação da frequência da força de VIV ao longo do

comprimento do *riser* pode ser determinada, como pode ser observada na Fig. 6.34. Como esperado a variação das forças de VIV, que estão relacionadas as frequências de desprendimento de vórtices, ocorre em células de desprendimento de vórtices, de forma a atender as observações experimentais apresentadas por Stansby (1976).

Tabela 6.5 – Frequência da força de VIV calculada para as células de desprendimentos de vórtices ou região de *power-in* relacionadas aos modo de vibração excitados.

Modo de Vibração	f (Hz)
1	0,15
2	0,30
3	0,48
4	0,71
5	0,97
6	1,21
7	1,53

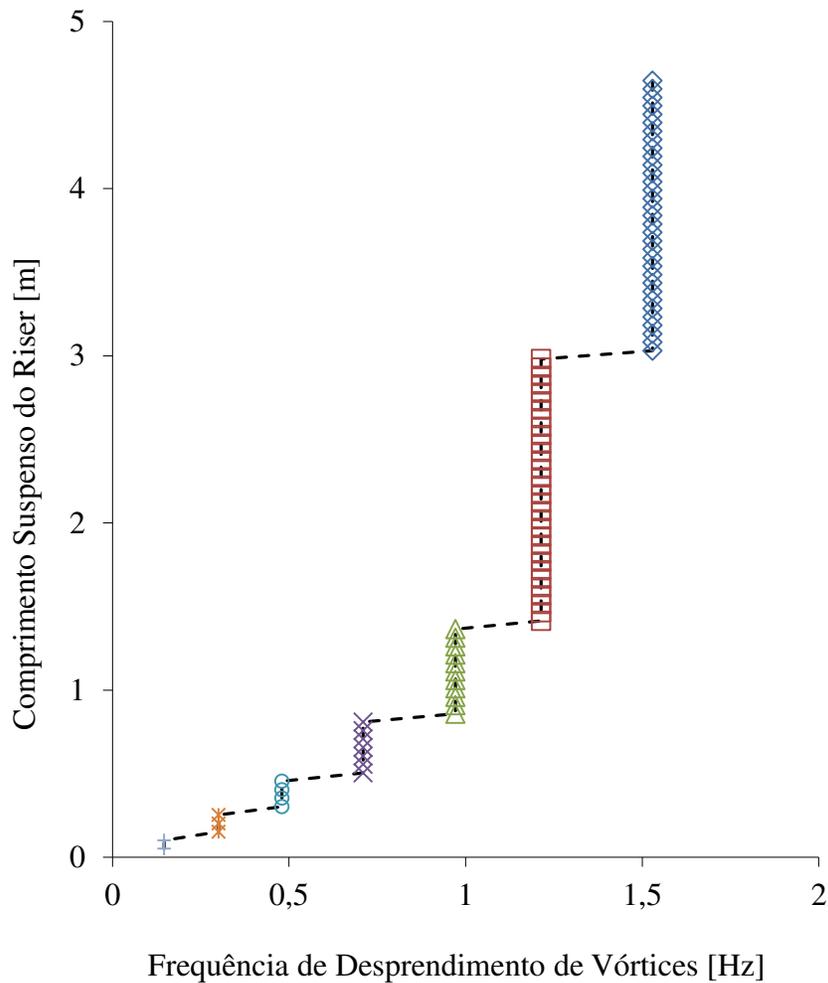


Figura 6.34 – Distribuição das frequências das forças de VIV em células de desprendimento de vórtices, sendo 0 a posição do *riser* que toca o fundo do tanque experimental.

Uma vez determinada a frequência das forças de VIV ao longo do *riser*, o parâmetro $StU_N/(fD_0)$, que representa a razão entre a frequência de desprendimento de vórtices natural (determinada à partir do número de Strouhal) e a frequência das forças de VIV local, que foram calculadas e apresentadas na Fig. 6.34, deve ser determinado. Como apresentado na metodologia apresentada no Cap.5 e verificada em Tsukada e Morooka (2013a, b), assim como nas seções anteriores, este parâmetro será usado para determinar os valores do

coeficiente de sustentação e da fase entre a força de VIV e o movimento do *riser*, utilizando os dados empíricos obtidos por Blevins (2009).

Nestas análises considera-se que variações do número de Strouhal ocorrem devido à variação da componente normal da velocidade do escoamento. A variação do número de Strouhal foi calculada através das equações apresentadas por Norberg (2003) obtidas através de ajustes de dados empíricos obtidos para cilindros rígidos, “infinitos” e estacionários. Nestas equações, o número de Strouhal é determinado em função do número de Reynolds, que neste caso também foi calculado considerando-se a componente normal do escoamento. A Fig. 6.35 apresenta a variação do número de Reynolds e do número de Strouhal ao longo do comprimento do *riser* para o caso estudado.

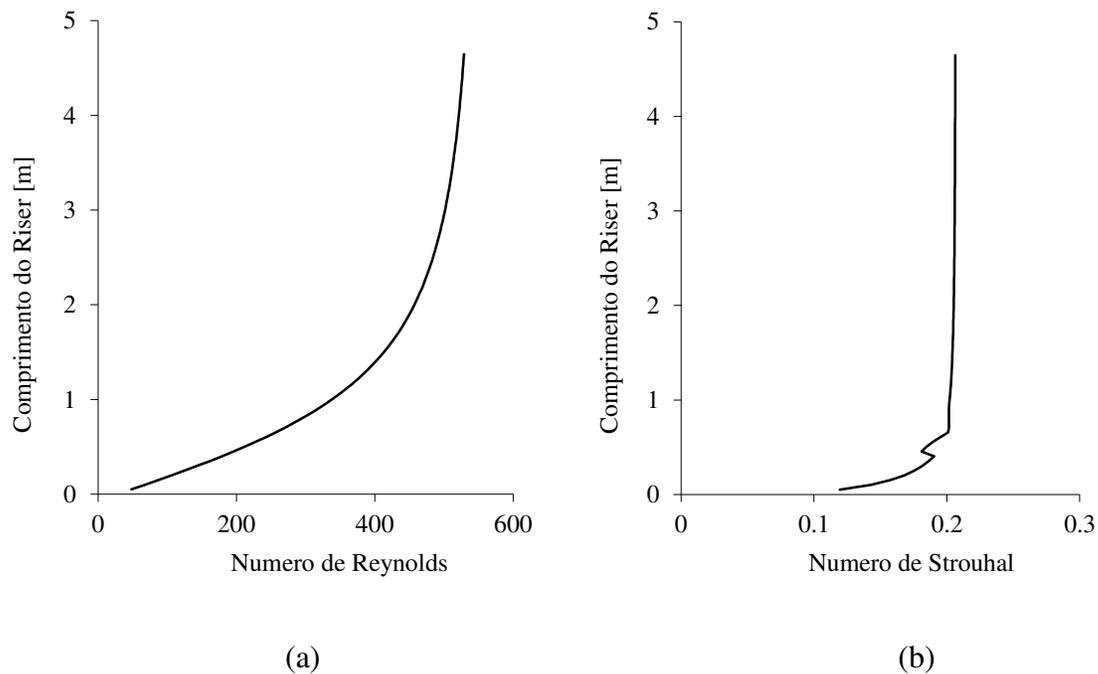


Figura 6.35 – Variação do (a) número de Reynolds e (b) número de Strouhal ao longo do comprimento suspenso do *riser*, sendo 0 a posição do *riser* que toca o fundo do tanque experimental.

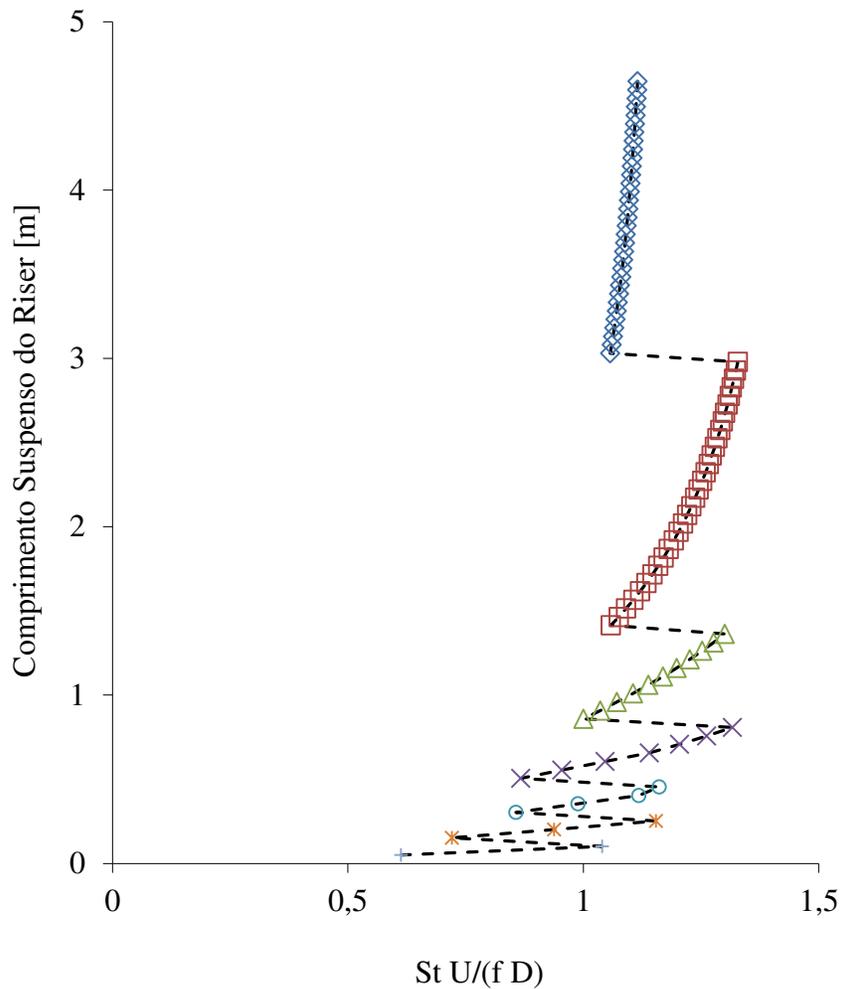


Figura 6.36 – Variação do parâmetro StU/fD ao longo do comprimento suspenso do *riser*, sendo 0 a posição do *riser* que toca o fundo do tanque experimental.

6.4.1 Amplitude de Vibração Inicial

Uma vez determinado os valores de $StU_N/(fD_0)$ é necessário determinar a amplitude inicial para o início do cálculo iterativo. Este parâmetro é importante, pois o cálculo do coeficiente de sustentação e a fase entre a força de VIV e o movimento do *riser* são calculados com base nas amplitudes de vibração.

Diferentemente aos casos apresentados anteriormente, o tubo em catenária está sujeito à um perfil de U_N cisalhante, podendo responder em múltiplos modos de vibração. Para levar isto em consideração, a amplitude de vibração inicial será calculada considerando-se sempre a máxima amplitude de vibração e a participação dos possíveis modos de vibração excitados. As etapas apresentadas no fluxograma da Fig. 6.37 constituem o procedimento de cálculo.

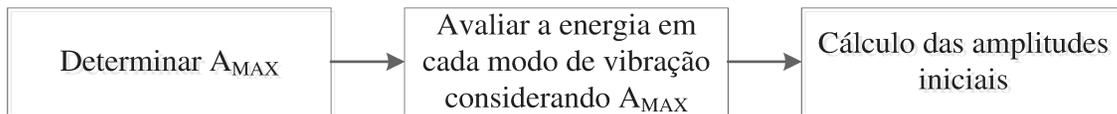


Figura 6.37 – Fluxograma para o cálculo da amplitude de vibração inicial.

Etapa 1 – Determinar a amplitude máxima de vibração (A_{MAX})

As amplitudes máximas (A_{max}) ao longo do comprimento do *riser* serão determinadas com base no gráfico da máxima amplitude de vibração do cilindro em função de S_G apresentado em Williamson e Govardhan (2004), definido como *Griffin-plot*. Este gráfico representa uma compilação de diferentes resultados experimentais em função de um parâmetro que relacione a razão de massa e o amortecimento estrutural, que é o S_G dado pela Eq. 6.8.

$$S_G = 2\pi^3 St^2 (m^* \zeta) \quad (6.8)$$

Embora, o *Griffin plot* tenha sido utilizado extensivamente na engenharia prática, ainda existem dúvidas sobre a existência de apenas uma única curva de A_{max}^* versus S_G (Sarpkaya, 1978, 1979, 1993 e 1995, Williamson e Govardhan, 2004). Alguns testes foram realizados por Griffin & Ramberg (1982) para responder as questões levantadas por Sarpkaya (1978 e 1979), de que a resposta dinâmica de um cilindro às VIVs depende,

dentre outros parâmetros, dos valores de m^* e ζ de forma independente, e não em conjunto como definido no parâmetro S_G . Para estas verificações, Griffin & Ramberg (1982) realizaram dois conjuntos de experimentos, cada um com o mesmo valor de $S_G = 0,5 - 0,6$, mas com razões de massa diferentes, $m^* = 4,8$ e 43 . A partir destes dados duas constatações foram observadas:

- Primeiro, o experimento com menor razão de massa conduziu a um regime de sincronização mais amplo, que deve ser entendido como uma sincronização que ocorreu para uma faixa de velocidade reduzida (V_R) maior.
- Segundo, para o mesmo S_G , a amplitude de pico (A_{max}^*) quase não se alterou. Mesmo para experimentos com $S_G < 1,0$, que como esperado por Sarpkaya (1978) o uso de apenas um parâmetro ($m^*\zeta$) não seria adequado nesta faixa de S_G , pois a resposta dinâmica é governada por m^* e ζ de forma independente.

Para representar a curva de variação de A_{max}^* com S_G , diversos trabalhos ajustaram os dados destes gráficos e determinaram equações empíricas, como pode ser visto em Blevins (1990). Sarpkaya (1978) utilizando uma equação do movimento para uma estrutura vibrando também formulou uma equação relacionando A_{max}^* a S_G (Eq. 6.9).

$$A_{max}^* = \frac{B}{\sqrt{C + S_G^2}} \quad (6.9)$$

Embora esta equação aparente ser simples, ela é de difícil solução uma vez que os valores de B e C não são estritamente constantes. O valor de B é proporcional ao coeficiente de força de VIV, que depende da amplitude de vibração.

Williamson e Govardhan (2004) ajustaram a equação apresentada por Sarpkaya (1978) com base nos dados de diversos experimentos com cilindros rígidos montados sob molas e encontraram valores de $B = 0,385$ e $C = 0,120$. Esta pode ser considerada uma alternativa mais simples para se estimar A_{max}^* e será aplicada no presente trabalho, embora os coeficientes B e C tenham sido obtidos para cilindros rígidos

suportados por molas. Neste trabalho considera-se que o escoamento é bidimensional ao longo de cada elemento finito que constitui a estrutura, portanto ao menos em questões hidrodinâmicas cada elemento pode ser considerado como um cilindro rígido conectado a outro através de molas. Desta forma, os valores de amplitude máxima obtidos para cada elemento podem ser considerados adequados.

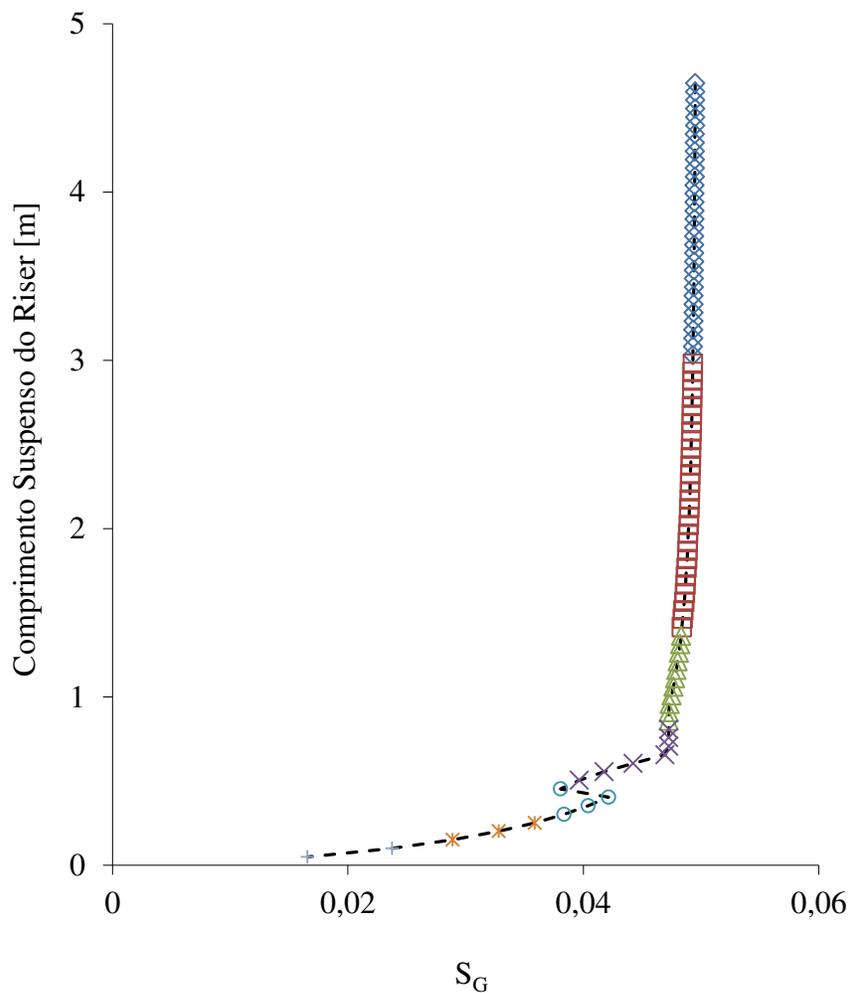


Figura 6.38 – Valores do parâmetro de Skop-Griffin (S_G) ao longo do comprimento suspenso do *riser* para o experimento com o modelo de um *riser* em catenária com correnteza de 0,07 m/s, sendo 0 a posição do *riser* que toca o fundo do tanque experimental.

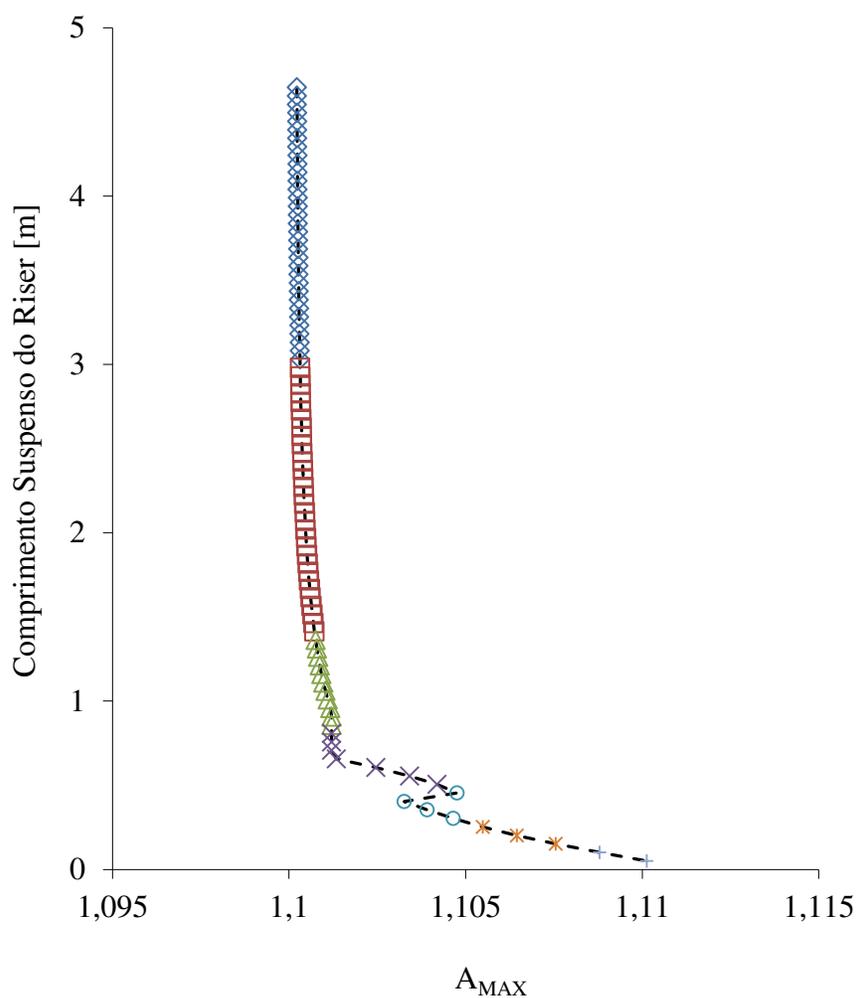


Figura 6.39 – Valores de amplitude máxima ao longo do comprimento suspenso do *riser* para o experimento com o modelo de um *riser* em catenária com correnteza de 0,07 m/s, sendo 0 a posição do *riser* que toca o fundo do tanque experimental.

A partir de uma pesquisa na internet verificou-se que a razão de amortecimento para a borracha utilizada no experimento é de aproximadamente 1,5%. Uma vez que é sabido que a razão de massa para o modelo de *riser* é 1,25 e conhecida a variação do número de Strouhal ao longo do comprimento do *riser* (Fig. 6.35), os valores de S_G ao longo do *riser* podem ser calculados. A Fig. 6.38 apresenta os valores de S_G apenas para a parte suspensa do *riser* em catenária. Na região que o *riser* toca o solo considerou-se que as velocidades de

correnteza são nulas e, portanto não haverá desprendimento de vórtices, logo o número de Strouhal nesta região é zero, assim como o valor de S_G .

Como se pode observar pela Fig. 6.38, os valores de S_G se mantiveram quase que constantes ao longo do comprimento do *riser*, com uma considerável variação no fundo do *riser* causada pela redução do número de Strouhal.

Os valores de amplitude máximas são apresentados pela Fig. 6.39. Esta figura apresenta apenas os valores de A_{max}^* para a região suspensa do *riser*, assim como os valores de S_G . Neste caso, como não há correnteza no trecho horizontal do *riser*, considera-se que a VIV não acontecerá e, portanto as amplitudes de vibração serão zero. Muito embora pela Eq. 6.9 observa-se que mesmo para $S_G = 0$, os valores de A_{max}^* são maiores que zero.

Uma vez determinado os valores de amplitude máximos ao longo de todo o comprimento do *riser*, eles serão então multiplicados pelo autovetor para se encontrar as máximas amplitudes para cada modo de vibração do *riser*. O procedimento é apresentado de forma esquemática na Fig. 6.40.

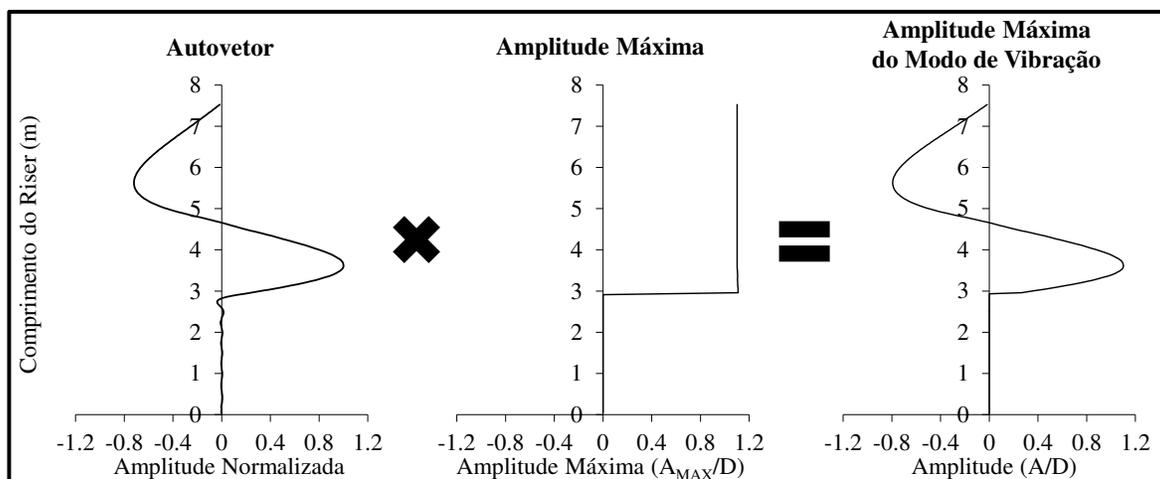


Figura 6.40 – Procedimento para determinar a amplitude de vibração ao longo de todo o *riser* para cada modo de vibração.

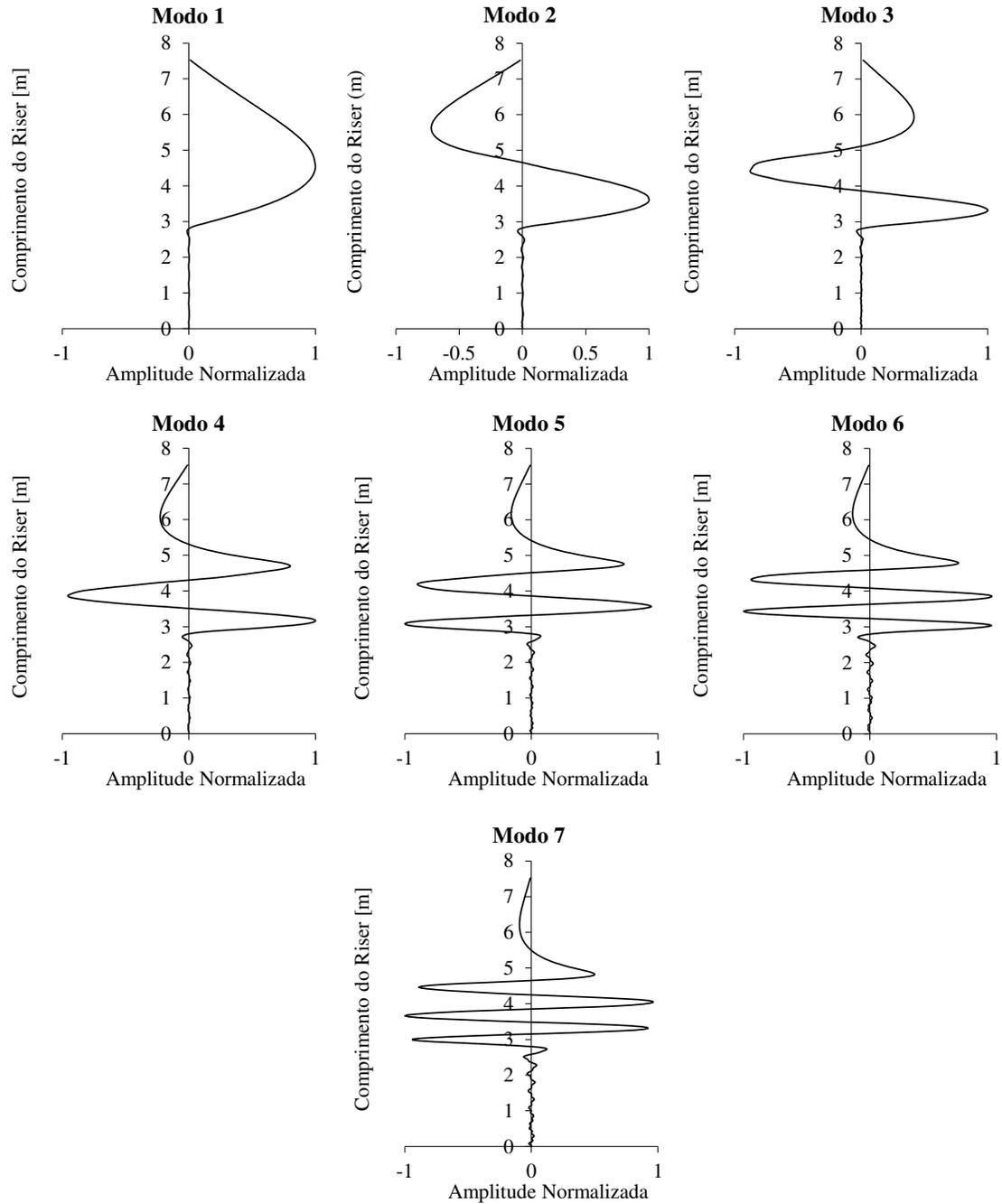


Figura 6.41 – Modos de vibração fora do plano da catenária para as sete primeiras frequências naturais para o caso de correnteza de 0,07 m/s.

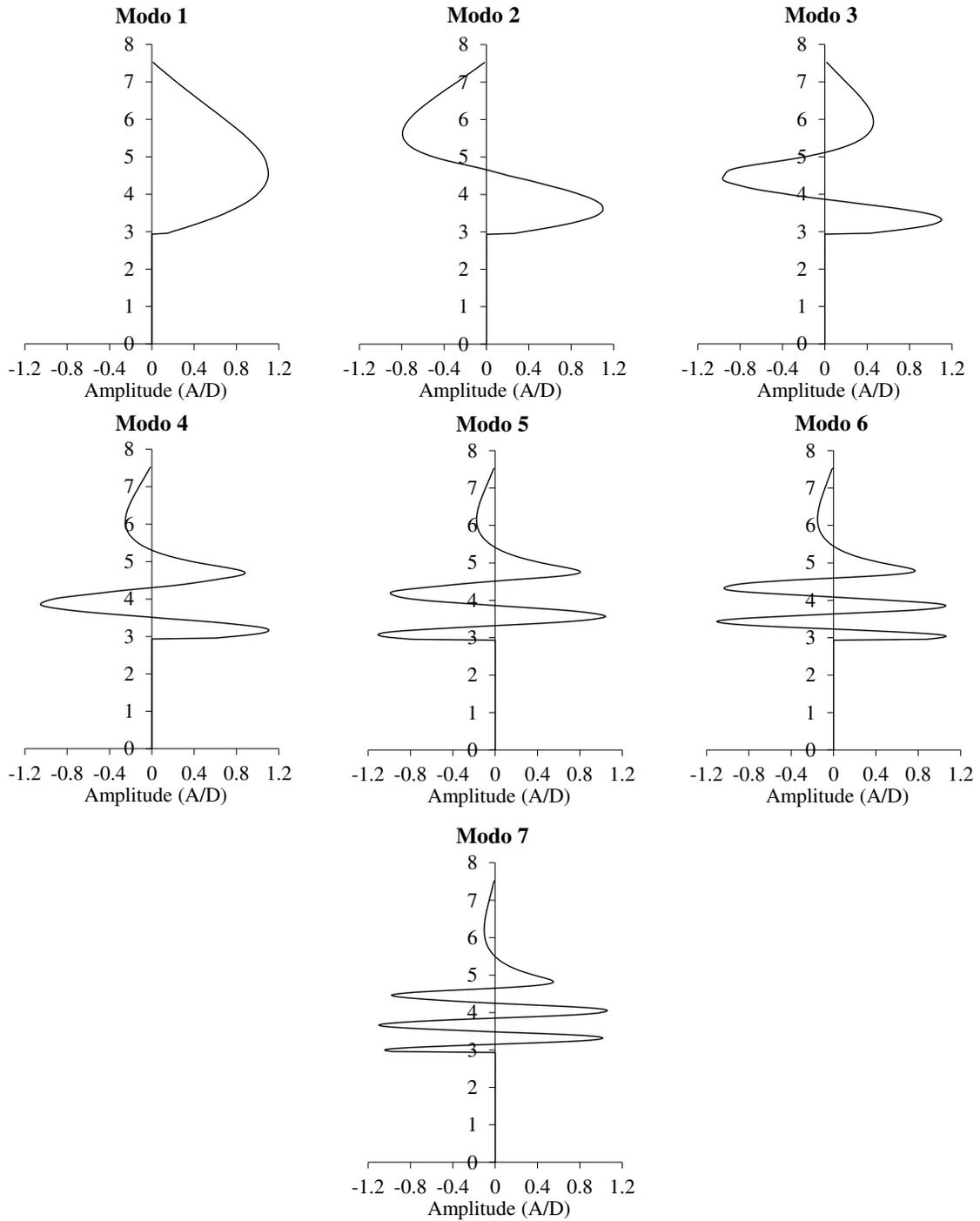


Figura 6.42 – Máximas amplitudes de vibração para os sete primeiros modos de vibração do *riser* fora do plano da catenária para o caso de correnteza de 0,07 m/s.

A Fig. 6.41 apresenta os sete primeiros modos de vibração fora do plano da catenária obtidos através das análises de vibração livre. Estes resultados representam o experimento com correnteza de 0,07 m/s.

Seguindo o procedimento apresentado na Fig. 6.40, os autovalores apresentados na Fig. 6.41 devem ser multiplicados pelos valores de amplitude máximos apresentados na Fig. 6.39, resultando nos valores de amplitudes máximas para cada modo de vibração (Fig. 6.42).

Etapa 2 – Avaliar a Energia em cada Modo de Vibração Considerando A_{MAX}

Para estimar a energia total que pode ser gerada para cada modo de vibração uma metodologia similar à apresentada por Vandiver & Li, (2005) será utilizada. A partir da distribuição da energia entre os modos de vibração, as amplitudes iniciais serão calculadas. A principal diferença entre a metodologia empregada no presente trabalho e a utilizada em Vandiver & Li, (2005) é o procedimento adotado para se estimar os valores do coeficiente de sustentação. Neste trabalho os dados de Blevins (2009) serão utilizados para determinar o coeficiente de sustentação. Neste caso, as amplitudes máximas apresentadas na Fig. 6.42 serão utilizadas.

A energia total para cada modo de vibração pode ser calculada pela Eq. (6.10), como pode ser visto em Vandiver & Li, (2005),

$$\pi^r = \frac{|Q_r|^2}{2R_r} \quad (6.10)$$

sendo Q_r a força modal gerada pelas VIVs e R_r o amortecimento modal. A força modal Q_r é calculada pela Eq. (6.11).

$$Q_r = \int_{L'} \frac{1}{2} \rho C_L \left(\frac{St(x)U(x)}{f(x)D}, \frac{A}{D}(x) \right) DU^2(x) Y_r dx \quad (6.11)$$

sendo L' o comprimento da região de *power-in* para cada modo de vibração, que para o caso analisado é identificado pela variação de V_R apresentada na Fig. 6.32. Y_r é o modo de vibração apresentado na Fig. 6.41. Para o caso em análise, C_L foi encontrado utilizando os dados de Blevins (2009), considerando os valores de $[St(x).U_N(x)/(f(x).D_0)]$ apresentados na Fig. 6.36 e os valores A/D dados pela Fig. 6.42.

O amortecimento modal (R_r) é estimado pela equação a seguir, Eq. (6.12).

$$R_r = \int_{L-L'} R_h(x) Y_r^2(x) \omega_r dx + \int_0^L R_s(x) Y_r^2(x) \omega_r dx \quad (6.12)$$

sendo R_h o amortecimento hidrodinâmico e R_s o amortecimento estrutural. Como forma de simplificar os cálculos das amplitudes iniciais, o amortecimento estrutural será desprezado nesta etapa. Essa simplificação será adotada apenas para o cálculo da amplitude inicial, posteriormente o amortecimento estrutural será considerado.

O amortecimento hidrodinâmico será calculado seguindo a metodologia apresentada por Venupogal (1996), que também é adotada no programa SHEAR 7. Venupogal (1996) sintetizou uma ampla variedade de evidências experimentais, e a partir disto formulou um modelo empírico para o amortecimento hidrodinâmico. Este modelo depende da velocidade reduzida local, sendo dividido em modelo para baixa velocidade reduzida (abaixo do valor de V_R para o *lock-in*) e modelo para alta velocidade reduzida (acima do valor de V_R para o *lock-in*).

$$R_{h,r} = \int_{L-L'} r_h(x) Y_r^2(x) dx \quad (6.13)$$

sendo $r_h(x)$ o amortecimento hidrodinâmico local, dado em unidade de força por unidade de velocidade por unidade de comprimento.

O amortecimento para baixa velocidade reduzida é dado pela Eq. (6.14).

$$r_h(x) = r_{sw} + \frac{1}{2} C_{vl} \rho D U \quad (6.14)$$

sendo r_{sw} a contribuição do amortecimento em água parada e C_{vl} é denominado como coeficiente de amortecimento para baixa velocidade reduzida. Com base em medidas experimentais (Gopalkrishnan, 1993) verificou-se que este coeficiente deve ser igual à 0,36 (Venupogal, 1996, Vandiver, 2000, Vandiver & Li, 2005). A contribuição em água parada é dada por:

$$r_{sw} = \frac{\omega \pi \rho D^2}{2} \left[\frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{Re_w}} + C_{sw} \left(\frac{A}{D_o} \right)^2 \right] \quad (6.15)$$

sendo $Re_w = \omega D_o^2 / \nu_w$ que é denominado número de Reynolds vibratório. ν_w é a viscosidade cinemática do fluido e ω é a frequência angular de vibração. C_{sw} igual a 0,2 foi adotado, assim como em Vandiver (2000), Vandiver & Li (2005), no entanto o coeficiente pode variar para produzir mais ou menos amortecimento em água parada. Venupogal (1996) utiliza valores menos conservadores ($C_{sw} = 0,25$), produzindo mais amortecimento com as amplitudes de vibração. Calibrações foram realizadas com base nos experimentos com cilindro rígido em águas paradas de Skop *et al.* (1976).

Como se pode notar pela Eq. (6.14), o amortecimento hidrodinâmico para baixa velocidade reduzida reduz aos valores de amortecimento em água parada quando a

velocidade do escoamento é igual à zero. Sendo o amortecimento em água parada função da frequência e amplitude de vibração.

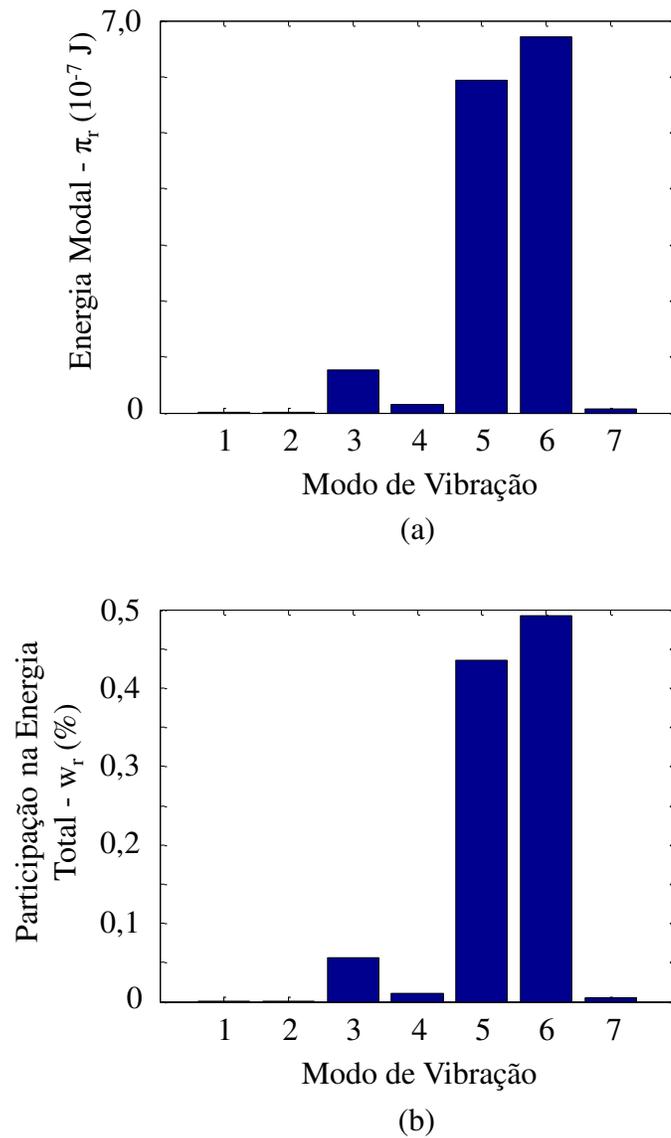


Figura 6.43 – Distribuição da energia gerada pela VIV para os diferentes modos de vibração (a), participação de cada modo de vibração na energia total gerada pela VIV no modelo de *riser* em catenária (b) considerando o caso com velocidade de correnteza de 0,07 m/s.

O amortecimento para altas velocidades reduzidas é dado por:

$$r_h(z) = \frac{1}{2} \frac{C_{vh} \rho U^2}{\omega} \quad (6.16)$$

C_{vh} é o coeficiente de amortecimento para alta velocidade reduzida. Com base em medidas experimentais (Gopalkrishnan, 1993) verificou-se que este coeficiente deve ser igual à 0,4. (Venupogal, 1996). Como se pode notar, o amortecimento hidrodinâmico para alta velocidade reduzida depende da frequência e da velocidade do escoamento ao quadrado.

Vikestad (2000) realizou experimentos independentes e verificou que o modelo de amortecimento hidrodinâmico formulado por Venupogal pode ser considerado acurado, embora com tendência a ser conservativo.

Aplicando esta metodologia para o experimento da catenária, para o caso com velocidade de correnteza de 0,07 m/s, pode-se observar a distribuição de energia entre os modos de vibração (π_r) apresentada na Fig. 6.43a.

A partir deste resultado nota-se que o quinto e o sexto modos de vibração são os modos que mais contribuirão para a amplitude inicial. Vale ressaltar neste ponto, que este procedimento é apenas para calcular a amplitude inicial, isto é, o chute inicial para o cálculo iterativo previsto no procedimento elaborado nesta tese. Desta forma, simplificações foram adotadas, como se pôde observar anteriormente, e a resposta final da simulação pode se apresentar bastante diferente deste valor inicial.

Somando-se a energia gerada pela VIV em cada modo de vibração determinou-se a energia total. A partir deste resultado pode-se estimar a participação de cada modo de vibração na amplitude inicial (Fig. 6.43b), como apresentado a seguir.

$$w_r = \frac{\pi_r}{\sum_{r=1}^n \pi_r} \quad (6.17)$$

sendo n o número de modos excitados pela VIV.

Etapa 3 – Cálculo das amplitudes iniciais

De posse dos valores de w_r , as amplitudes iniciais são calculadas da seguinte forma.

$$(A/D)^0(x) = \sum_{r=1}^n w_r Y_r(x) A_{MAX}(x) \quad (6.18)$$

Realizando o cálculo para o experimento da catenária para uma velocidade de 0,07 m/s, obtêm-se a amplitude inicial apresentada na Fig. 6.44.

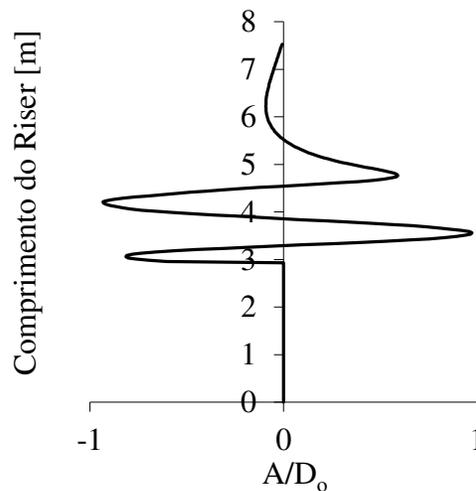


Figura 6.44 – Amplitudes iniciais utilizadas no cálculo da resposta à VIV do experimento da catenária com velocidade de correnteza de 0,07 m/s.

Uma vez determinada a amplitude inicial, o procedimento iterativo para o cálculo da resposta do *riser* às VIVs, apresentado no Cap. 5, é iniciado.

6.4.2 Convergência

A convergência foi verificada a partir da amplitude de vibração observada em condição de regime permanente, utilizando o critério apresentado pela Eq. 5.30 do Capítulo 5. Para o caso analisado, as simulações se deram considerando um tempo de simulação de 140 segundos. As amplitudes para verificar a convergência foram então determinadas a partir dos últimos 40 segundos de simulação.

A Figura 6.45 apresenta a convergência para o caso com velocidade de correnteza de 0,07 m/s, que vem sendo analisado neste capítulo. Como se pode ver, as primeiras iterações apresentaram erros elevados. Provavelmente, isso é decorrente das simplificações adotadas para o cálculo de $^0\{A/D_0\}$, principalmente o fato de se determinar $^0\{A/D_0\}$ considerando-se as amplitudes máximas de cada modo de vibração. No entanto, após poucas iterações o valor de ε_{VIV} cai significativamente para menos que 10%, e oscila até convergir com um $\varepsilon_{VIV} = 1,7\%$.

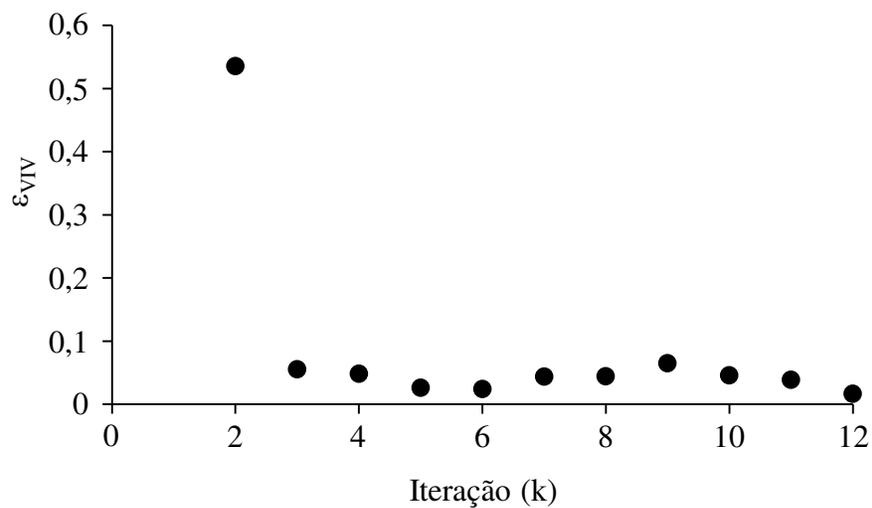


Figura 6.45 – Avaliação da convergência para o caso experimental simulado ($U = 0,07$ m/s).

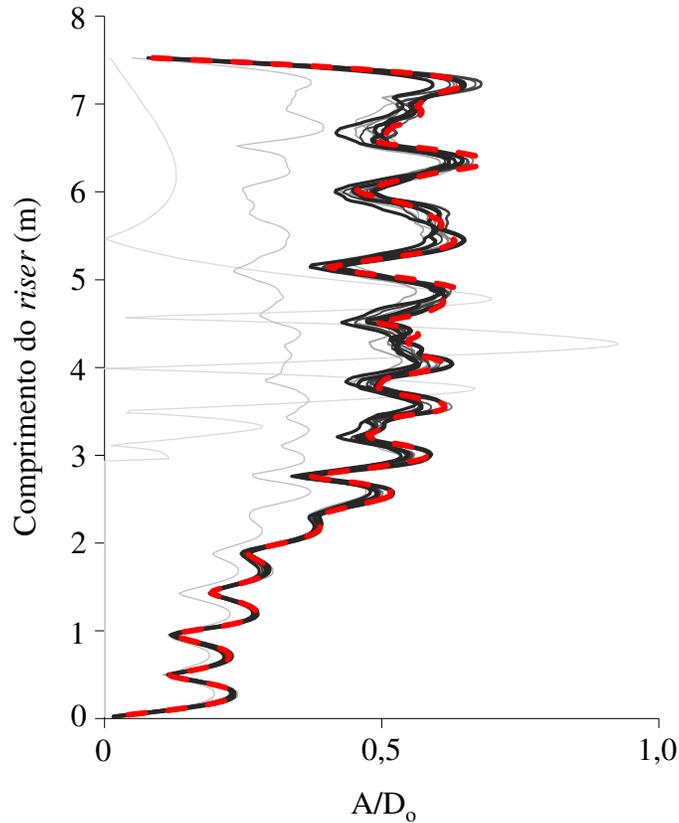


Figura 6.46 – Evolução de A/D_0 ao longo do comprimento, conforme as iterações foram sendo calculadas para o caso experimental simulado ($U = 0,07$ m/s), sendo 0 a posição do *riser* que toca o fundo do tanque experimental.

A Figura 6.46 apresenta a evolução de A/D_0 ao longo do comprimento, conforme as iterações foram sendo calculadas. Para facilitar a visualização da evolução de A/D_0 , a tonalidade das envoltórias foram sendo aumentadas conforme a convergência foi sendo alcançada, até alcançar o resultado final, em vermelho.

O outro caso analisado, para velocidade de correnteza de $0,05$ m/s, apresentou resultados similares. Nesse caso, a convergência do resultado ocorreu para $\varepsilon_{IV} = 4,5\%$.

6.4.3 Resultados para o caso com $U = 0,07$ m/s

Os resultados obtidos após a convergência da solução são apresentados a seguir. A Figura 6.47 apresenta o PSD (Power Spectrum Density - “Densidade Espectral”) do deslocamento transversal do modelo experimental de um tubo em catenária, obtidos pela simulação numérica. Neste caso, os resultados para apenas as 4 posições do modelo de *riser* que foram monitoradas nos experimentos são apresentados, de forma a facilitar as verificações dos resultados calculados com os obtidos pelo experimento (Fig. 6.48).

Pela comparação do PSD do deslocamento transversal obtidos pela simulação numérica (Fig. 6.47) e pelo experimento (Fig. 6.48), pode-se observar que as vibrações ocorreram com amplitudes similares, ligeiramente subestimadas pela simulação numérica. Com exceção da posição B, que no experimento apresentou amplitudes da ordem de 4 vezes maiores em relação ao obtido pela simulação numérica. Avaliando as frequências em que as vibrações ocorreram nas Figs 6.47 e 6.48, pode-se notar que as frequências de vibração calculadas pela simulação numérica ficaram próximas às frequências de vibração observadas no experimento. No entanto, enquanto as vibrações obtidas pela simulação numérica ocorrem predominantemente em 1,5 Hz, com uma pequena participação de vibrações ocorrendo em 1,2 Hz, as vibrações observadas no resultado experimental (Fig. 6.48) apresentam vários picos de vibração entre 1,0 e 1,5 Hz, tendo três picos mais significativos em 1,2, 1,3 e 1,4 Hz.

Como discutido no Cap. 4, sobre os experimentos realizados com o modelo em catenária, uma pequena variação da velocidade de correnteza ao longo do tempo foi observada, causando mudanças da posição da região de *power-in* ao longo do comprimento do modelo de *riser*, o que pode ter levado ao mesmo responder conforme apresentado na Fig. 6.48. No entanto, as simulações numéricas não levaram em conta esta variação da velocidade de correnteza. Uma vez que, com a mudança da velocidade de correnteza, alterações no comprimento e frequências das células de desprendimento de vórtices são esperadas, e o procedimento de cálculo proposto no momento não permite considerar este efeito.

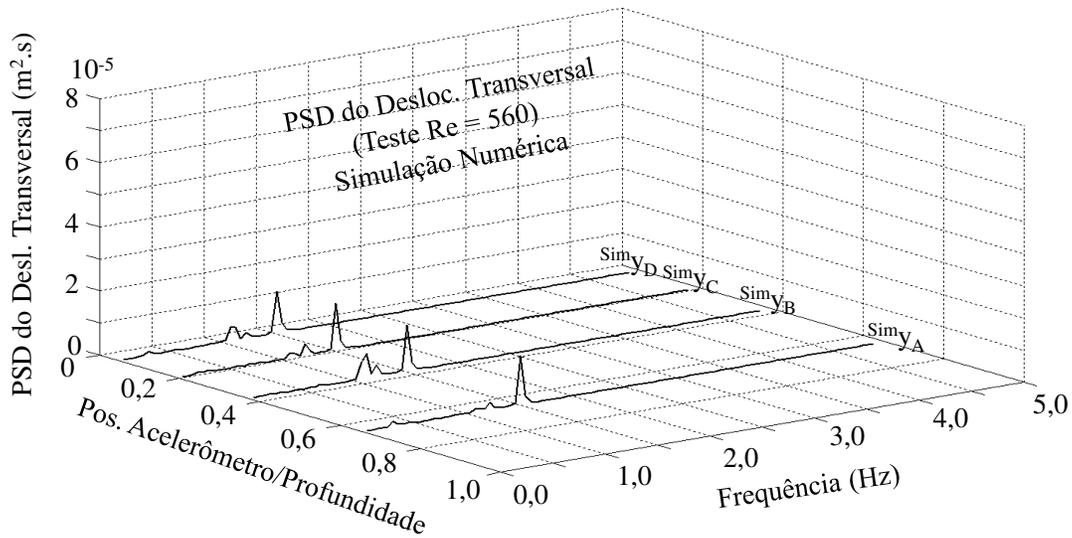


Figura 6.47 – PSD do deslocamento na direção transversal do modelo experimental de um duto em catenária, determinadas através de simulação numérica para o teste com $U = 0,07$ m/s (Teste $Re = 560$). Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medição do experimento.

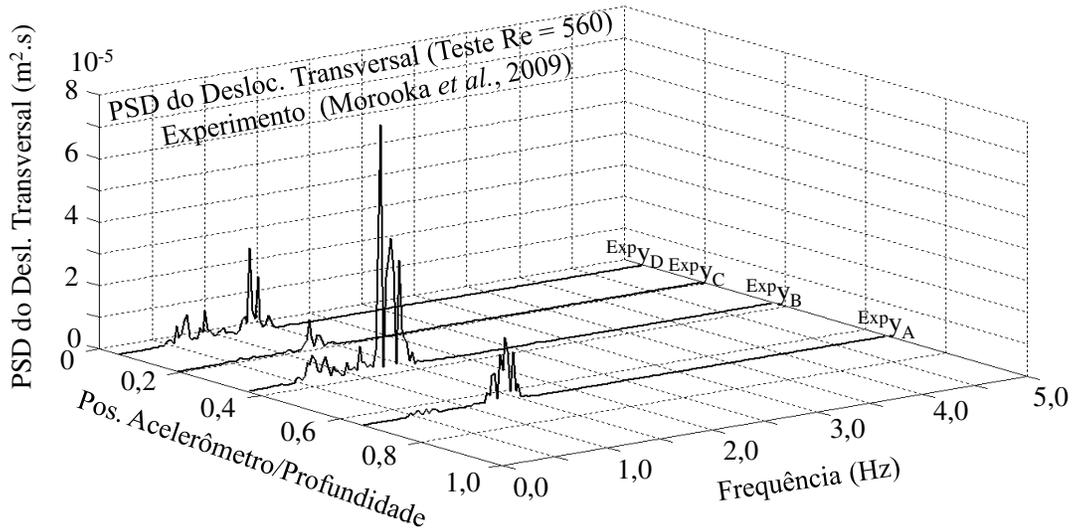


Figura 6.48 – PSD do deslocamento na direção transversal do modelo experimental de um tubo em catenária obtido pela integração das medidas dos acelerômetros para o caso $U = 0,07$ m/s (Teste $Re = 560$). Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medição do experimento.

Neste ponto vale ressaltar que a proximidade entre a frequência de vibração observada no experimento e a obtida pela simulação numérica é um indicativo que a hipótese do princípio da independência é uma boa aproximação para o cálculo das VIVs em tubulações curvadas. Como explicado anteriormente no Cap. 3, a hipótese do princípio da independência determina que a componente normal do escoamento incidente ao *riser* é que domina no fenômeno das vibrações induzidas por vórtices para estruturas inclinadas, podendo a componente tangencial ao eixo do tubo ser desprezada.

As Figs. 6.49 e 6.50 apresentam as séries temporais do deslocamento transversal, para o caso com $U = 0,07$ m/s (Teste $Re = 560$), obtidos pela simulação numérica e obtidos pela integração do sinal de aceleração medido no experimento, respectivamente. Assim, como no caso das Figs 6.47 e 6.48, apenas os resultados para as quatro posições monitoradas no experimento são apresentados. Verificando as amplitudes de vibração observadas nas séries temporais, pode-se notar que a simulação numérica ainda subestima a amplitude de vibração encontrada nos experimentos, como observado, anteriormente. Essa diferença entre os resultados pode ser atribuída a diversos fatores:

- 1) Os dois casos apresentados anteriormente, para um tubo flexível horizontal e vertical, que tratavam de casos mais simples que o de um tubo em catenária. Principalmente, por que ambos apresentavam apenas uma célula de desprendimento de vórtices, uma vez que estavam sujeitas a um escoamento uniforme. Mesmo para estes casos, as amplitudes de vibração foram subestimadas. Analisando os resultados dos casos avaliados, o fato de os coeficientes hidrodinâmicos terem sido obtidos a partir de experimentos com cilindros rígidos suportados por molas, livres para vibrar apenas na direção transversal estão influenciando para que as vibrações sejam menores, uma vez que este tipo de experimento apresenta valores para os coeficientes hidrodinâmicos inferiores, quando comparados aos coeficientes hidrodinâmicos encontrados para estruturas mais próximas aos casos avaliados neste trabalho, tais como cilindros rígidos suportados por molas e livres para vibrar na direção *in-line* e transversal (Jauvtis & Williamson, 2004) e tubos flexíveis (Huera-Huarte *et al.*, 2006);

- 2) O fato de não se estar levando em consideração a variação da velocidade do escoamento ao longo do tempo. Como observado, esta variação pode induzir a mudança da região de *power-in* ao longo do comprimento do *riser*, afetando significativamente nas amplitudes de vibração ao longo do modelo de *riser*;
- 3) A diferença na resposta também pode ser atribuída a imprecisões no experimento. O experimento para o *riser* em catenária foi realizado em uma escala pequena, utilizando acelerômetros para medir a vibração do *riser*.

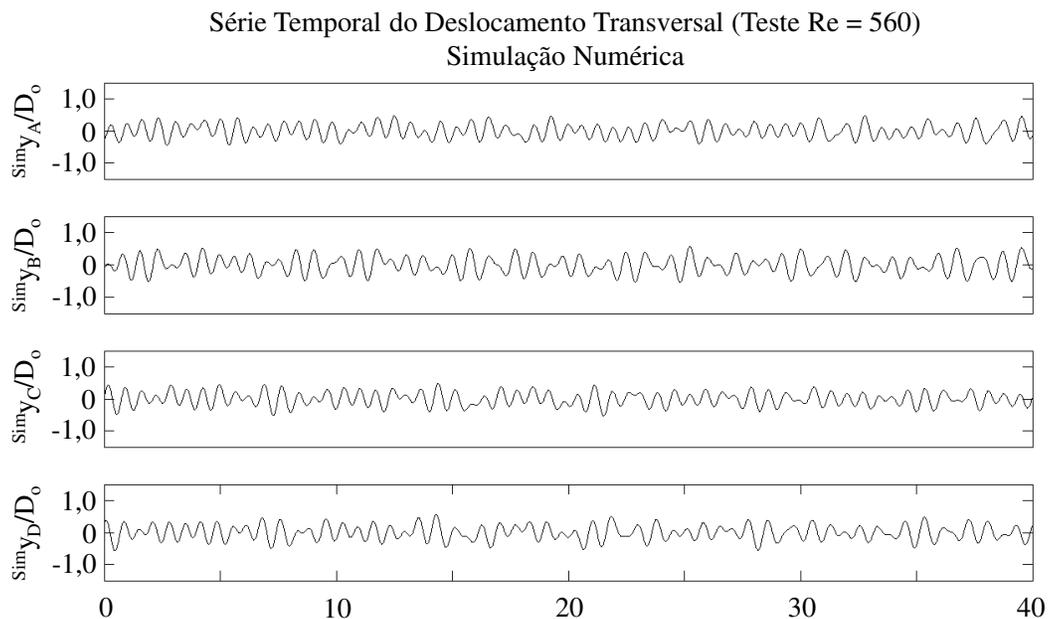


Figura 6.49 – Séries temporais dos deslocamentos na direção transversal obtidas pela simulação numérica para o caso $U = 0,07$ m/s (Teste $Re = 560$). Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medição do experimento.

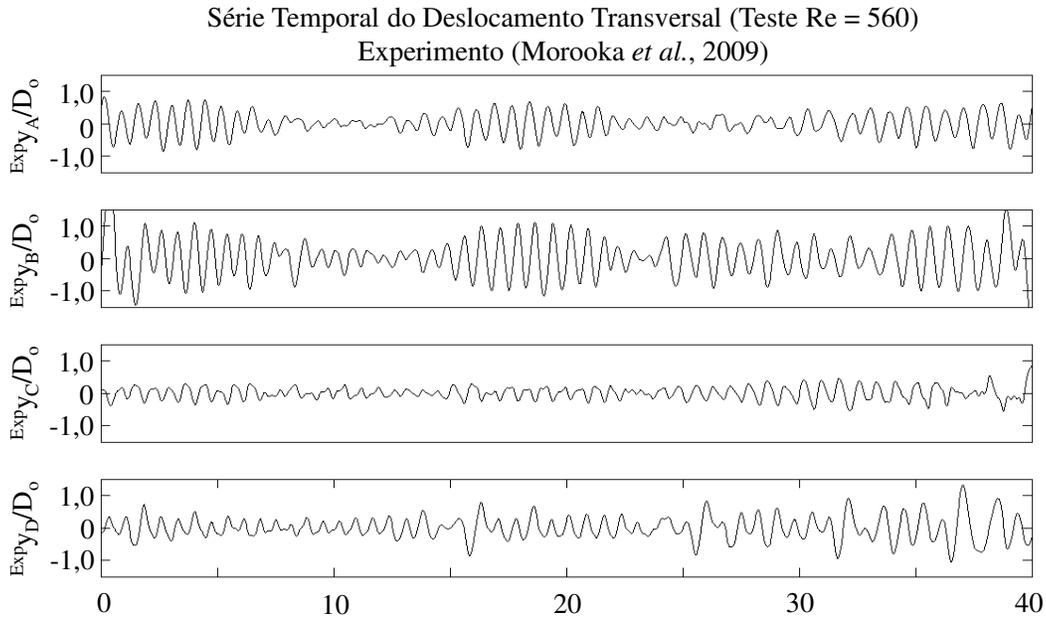


Figura 6.50 – Séries temporais dos deslocamentos na direção transversal obtidas pela integração das acelerações medidas na direção transversal para o caso $U = 0,07$ m/s (Teste $Re = 560$). Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medição do experimento.

A Figura 6.51 apresenta a variação da amplitude de vibração transversal ao longo do tempo e do comprimento do modelo de *riser*, obtida através de simulação numérica para o caso com $U = 0,07$ m/s (Teste $Re = 560$). O eixo vertical representa o comprimento do *riser* e o eixo horizontal o tempo. As cores representam a variação da amplitude de vibração, sendo que as amplitudes máximas (1 D) são representadas pelas cores vermelhas e as amplitudes mínimas (-1 D) pelas cores azuis. Desta forma, pode-se dizer que este gráfico compõe todas as séries temporais calculadas para cada nó de elementos finitos do modelo de *riser* em questão. Logo, se uma linha horizontal fosse traçada neste gráfico em qualquer posição do *riser*, seria possível visualizar a série temporal do deslocamento transversal desta posição. Por outro lado, se uma linha vertical fosse traçada para um determinado tempo, a envoltória de deslocamento transversal do *riser* para aquele dado tempo poderia ser visualizada.

Analisando a Figura 6.51 podem-se observar linhas diagonais e contínuas nas cores vermelhas e azuis percorrendo longos trechos do *riser*. Essas linhas representam a onda de flexão que viaja ao longo do *riser*, definidas anteriormente como *traveling waves*. Como verificado no Cap. 4, os resultados experimentais também demonstraram existir uma grande influência do comportamento de *traveling waves* na resposta do *riser* às VIVs.

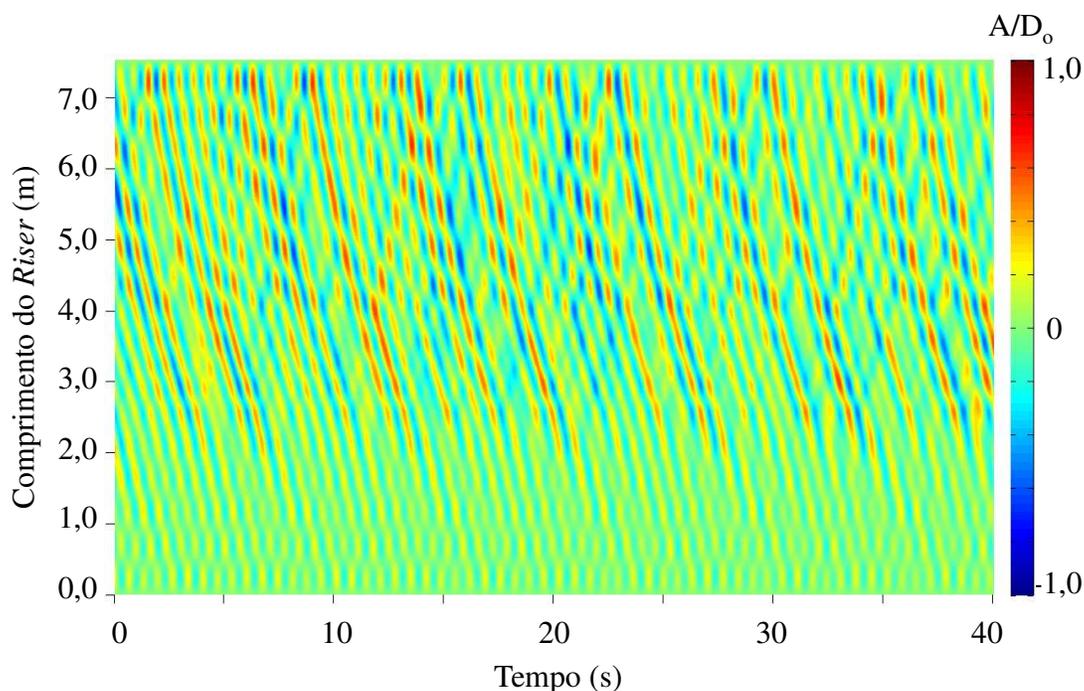


Figura 6.51 – Variação da amplitude de vibração transversal ao longo do tempo e do comprimento do modelo de *riser*, obtida através de simulação numérica para o caso com $U = 0,07$ m/s (Teste Re = 560).

A Figura 6.52 apresenta a FFT (Transformada Rápida de Fourier) do deslocamento transversal para todos os nós dos elementos finitos calculados pela simulação numérica, para o caso com $U = 0,07$ m/s (Teste Re = 560). A partir desta figura pode-se observar que o *riser* apresentou uma resposta multimodal, vibrando principalmente no sexto e no sétimo modo de vibração.

A Figura 6.53a apresenta a variação da força de VIV ao longo do tempo e do comprimento do modelo de *riser*, obtidas por simulação numérica para o caso com $U = 0,07$ m/s (Teste $Re = 560$). A partir desta figura pode-se observar a variação de C_L e de φ ao longo do comprimento do *riser*, assim como as células de desprendimento de vórtices.

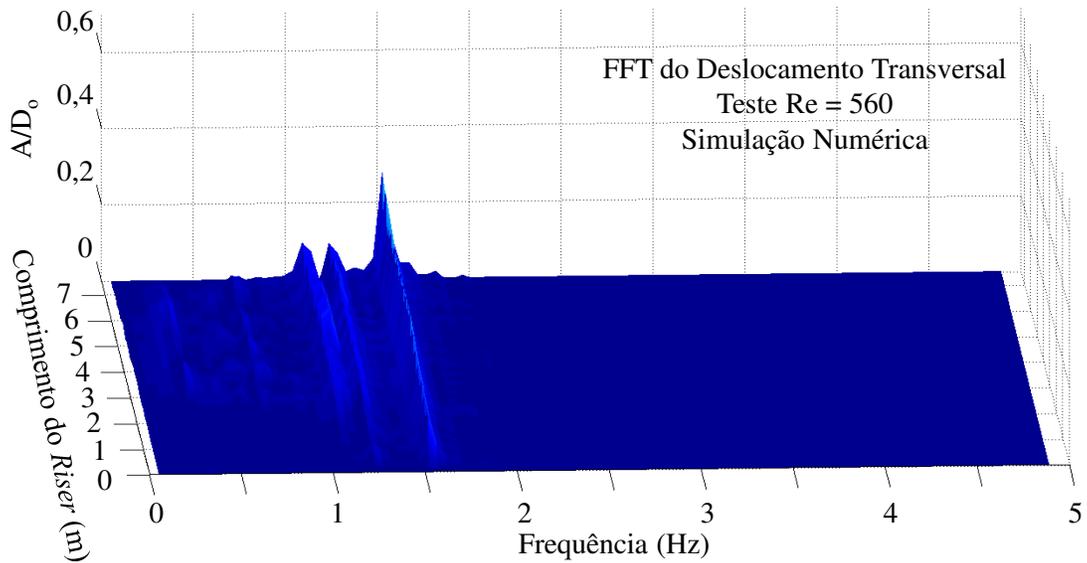


Figura 6.52 – FFT (Transformada Rápida de Fourier) do deslocamento transversal para todos os nós dos elementos finitos calculados pela simulação numérica, para o caso com $U = 0,07$ m/s (Teste $Re = 560$).

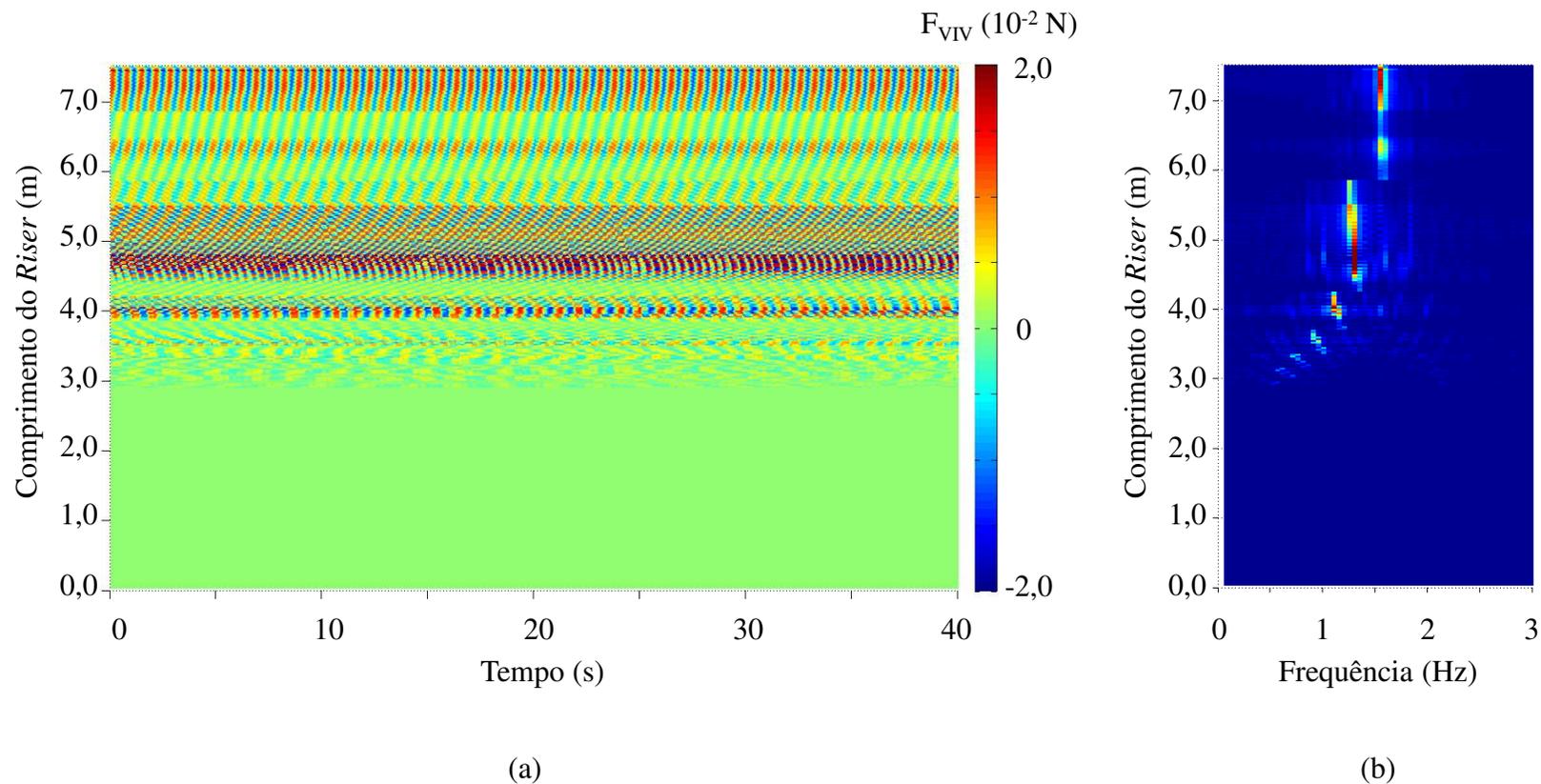


Figura 6.53 – (a) Variação da força de VIV ao longo do tempo e do comprimento do modelo de *riser*, obtidas por simulação numérica; (b) Variação da frequência da força de VIV ao longo do comprimento do modelo de *riser* obtidos pela FFT da força de VIV calculada para todos os nós dos elementos finitos, para o caso com $U = 0,07$ m/s (Teste $Re = 560$).

A Figura 6.53b apresenta a variação da frequência da força de VIV ao longo do comprimento do modelo de *riser* obtidos pela FFT da força de VIV calculada para todos os nós dos elementos finitos, para o caso com $U = 0,07$ m/s (Teste $Re = 560$). O eixo vertical representa o comprimento do *riser* e o eixo horizontal a frequência da força de VIV. A cor azul escura representa que o valor da força naquela posição e frequência é zero. As regiões que estão amarelas ou vermelhas indicam que a força de VIV foi significativa. Desta forma, pelas regiões em vermelho e amarelo podem-se ver as células de desprendimento de vórtices.

6.4.4 Resultados para o caso com $U = 0,05$ m/s

As figuras a seguir também apresentam resultados para o experimento com o modelo em catenária, só que desta vez para o caso com velocidade de correnteza de $0,05$ m/s (Teste $Re = 400$).

As Figuras 6.54 e 6.55 apresentam o PSD do deslocamento transversal obtidos pela simulação numérica e pelo experimento, respectivamente.

As Figuras 6.56 e 6.57 apresentam as séries temporais para o deslocamento transversais obtidos pela simulação numérica e pelo experimento, respectivamente.

A Figura 6.58 apresenta a variação da amplitude de vibração transversal do modelo do *riser* ao longo do tempo e do comprimento do modelo de *riser*.

A Figura 6.59 apresenta a FFT (Transformada Rápida de Fourier) do deslocamento transversal para todos os nós dos elementos finitos calculados pela simulação numérica.

A Figura 6.60a apresenta a variação da força de VIV ao longo do tempo e do comprimento do modelo de *riser*, obtidas por simulação numérica. A Fig. 6.60b apresenta a variação da frequência da força de VIV ao longo do comprimento do *riser*.

Estes resultados não serão comentados, uma vez que eles repetem as observações apresentadas no caso anterior.

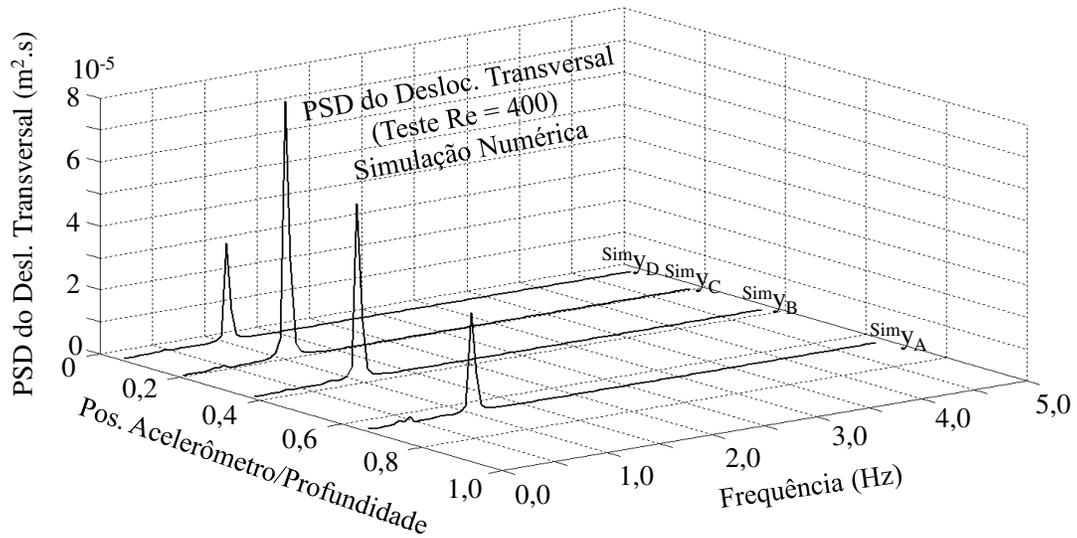


Figura 6.54 – PSD do deslocamento na direção transversal do modelo experimental de um tubo em catenária, determinadas através de simulação numérica para o teste com $U = 0,05$ m/s (Teste $Re = 400$). Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medição do experimento.

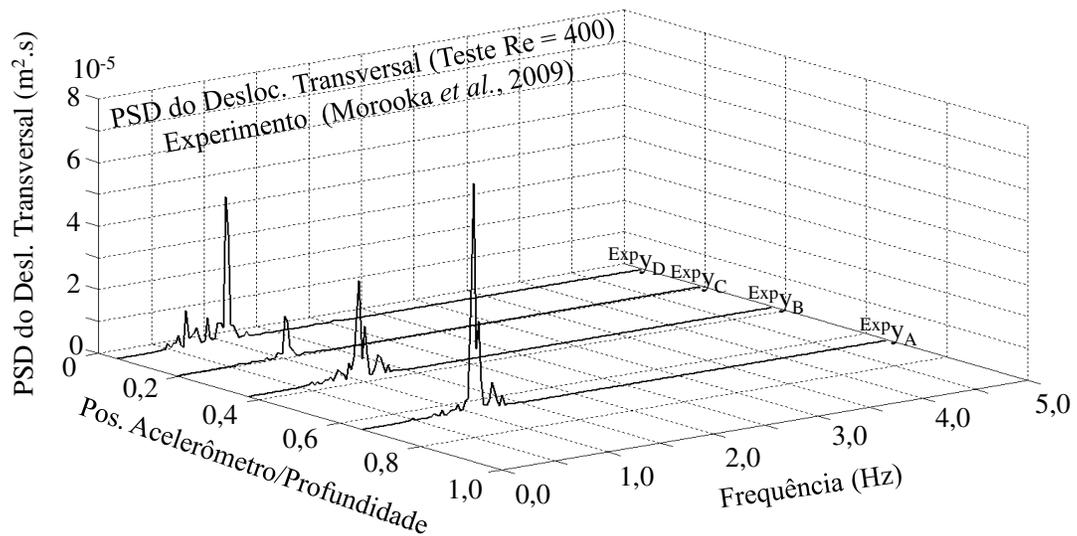


Figura 6.55 – PSD do deslocamento na direção transversal do modelo experimental de um tubo em catenária obtido pela integração das medidas dos acelerômetros para o caso $U = 0,05$ m/s (Teste $Re = 400$). Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medição do experimento.

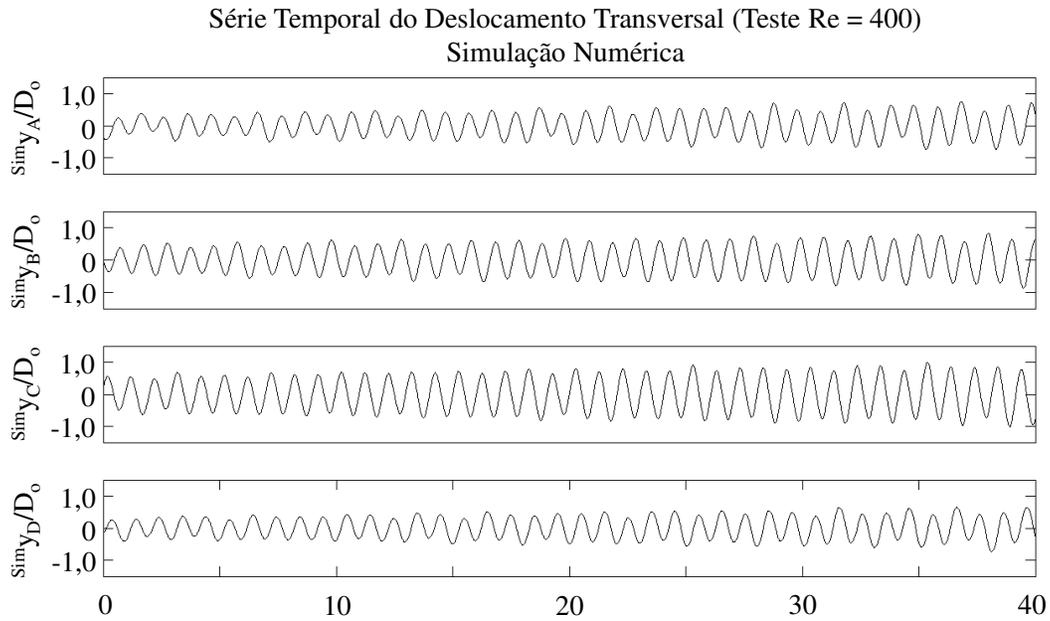


Figura 6.56 – Séries temporais dos deslocamentos na direção transversal obtidas pela simulação numérica para o caso $U = 0,05$ m/s (Teste $Re = 400$). Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medição do experimento.

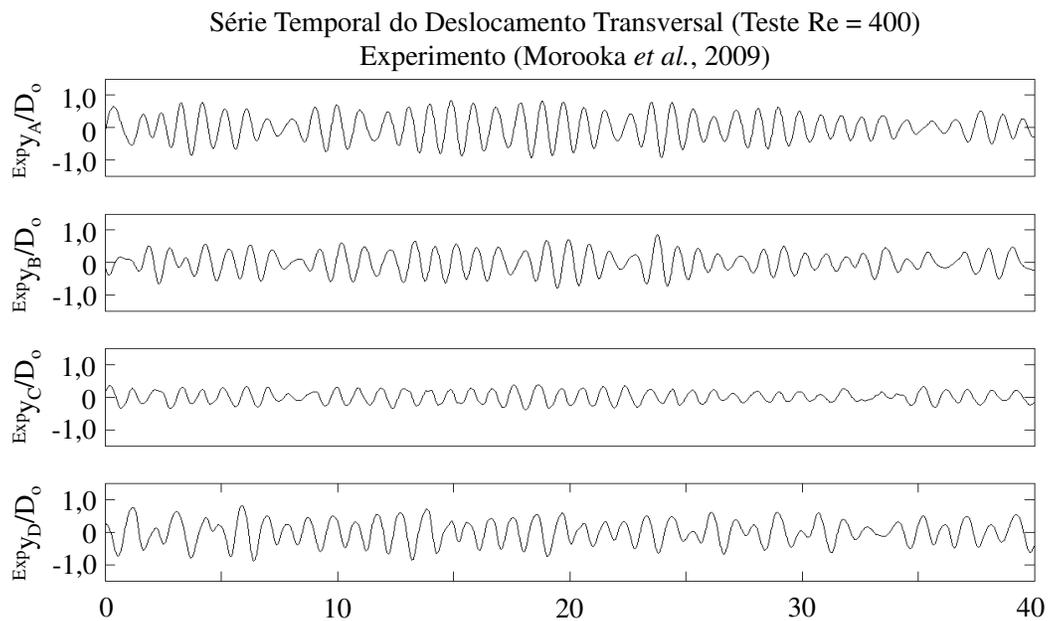


Figura 6.57 – Séries temporais dos deslocamentos na direção transversal obtidas pela integração das acelerações medidas na direção transversal para o caso $U = 0,05$ m/s (Teste $Re = 400$). Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medição do experimento.

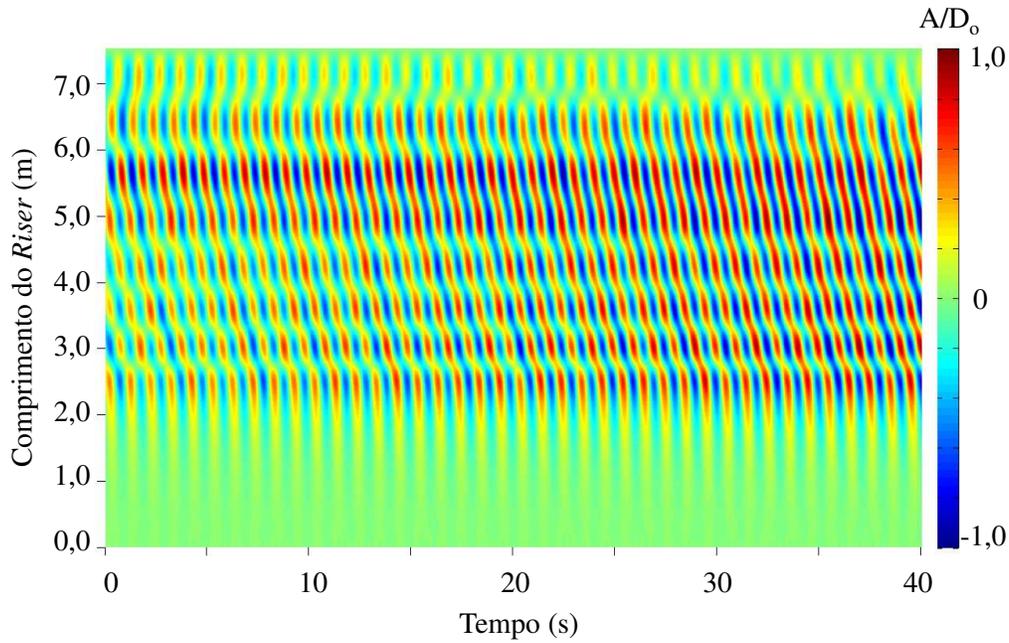


Figura 6.58 – Variação da amplitude de vibração transversal ao longo do tempo e do comprimento do modelo de *riser*, obtida através de simulação numérica para o caso com $U = 0,05$ m/s (Teste $Re = 400$).

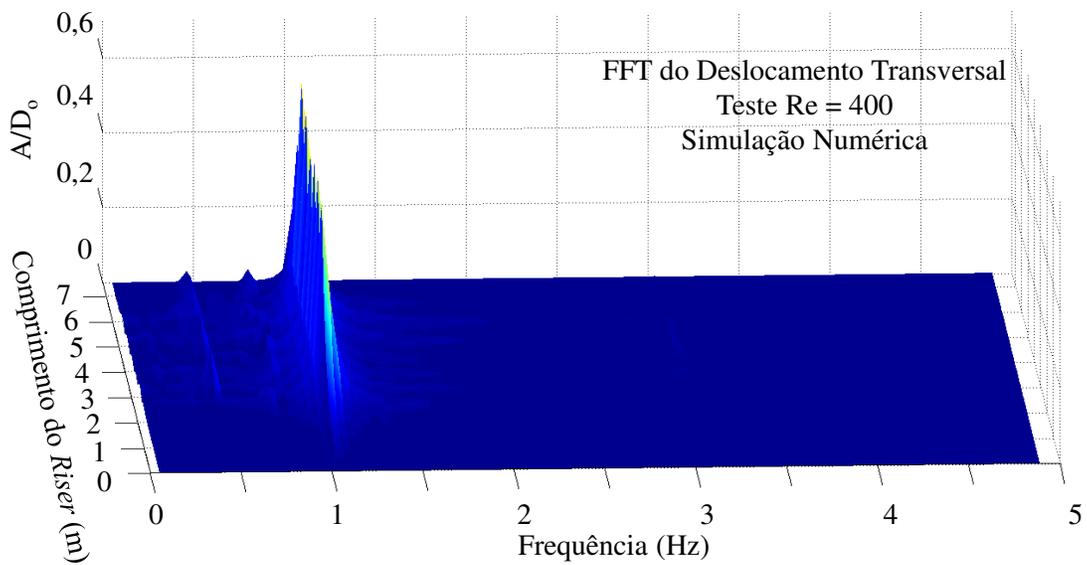


Figura 6.59 – FFT (Transformada Rápida de Fourier) do deslocamento transversal para todos os nós dos elementos finitos calculados pela simulação numérica, para o caso com $U = 0,05$ m/s (Teste $Re = 400$).

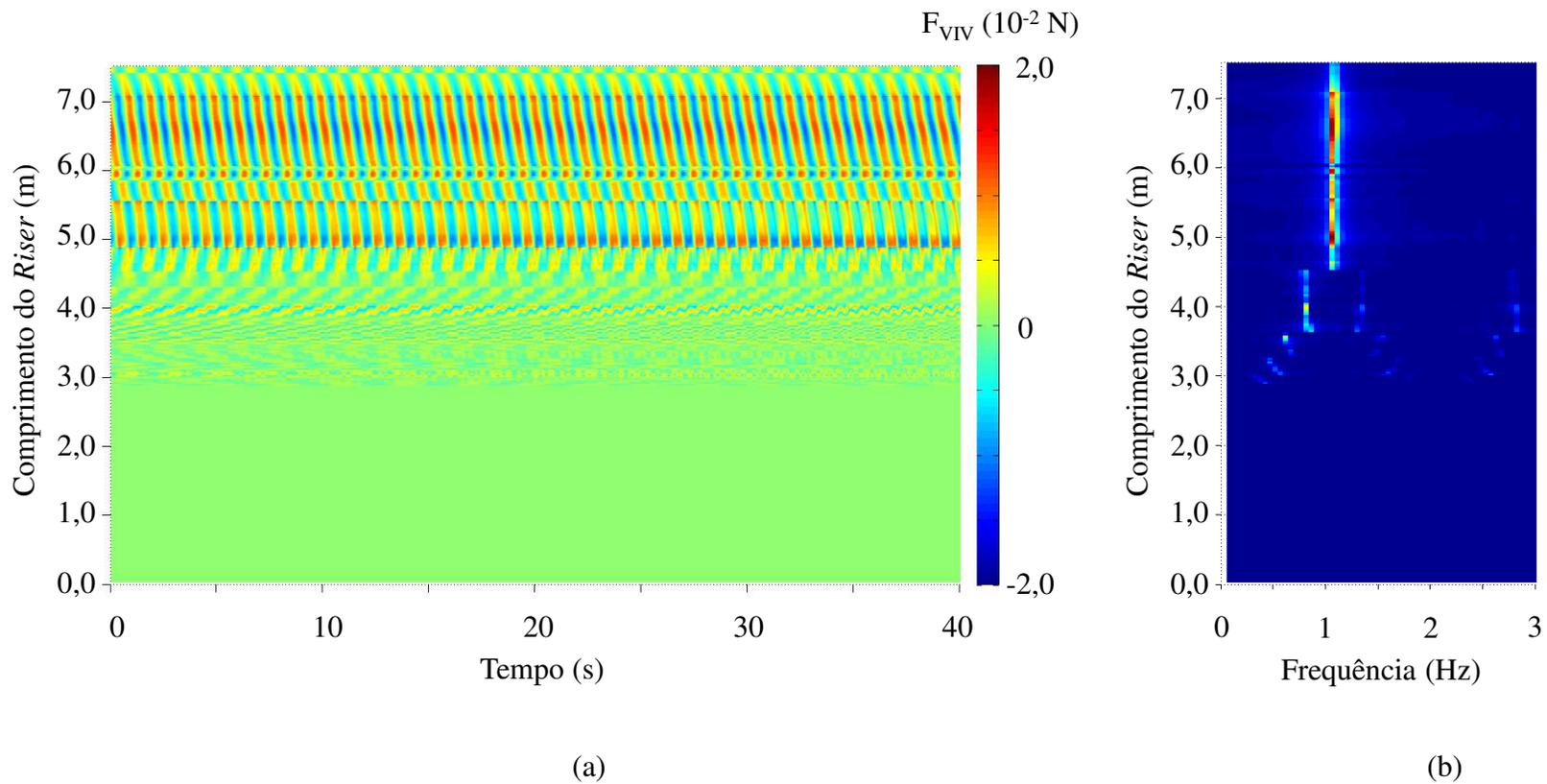


Figura 6.60 – (a) Variação da força de VIV ao longo do tempo e do comprimento do modelo de *riser*, obtidas por simulação numérica; (b) Variação da frequência da força de VIV ao longo do comprimento do modelo de *riser* obtidos pela FFT da força de VIV calculada para todos os nós dos elementos finitos, para o caso com $U = 0,05$ m/s (Teste $Re = 400$).

7. CONCLUSÃO

O presente trabalho focou no estudo do comportamento dinâmico de *risers* em catenária devido às VIVs. O principal resultado deste trabalho foi o desenvolvimento de uma metodologia para calcular a resposta às VIVs dos *riser*, principalmente os *riser* em catenária, no domínio do tempo, utilizando uma abordagem semi-empírica. Para avaliar a abordagem de cálculo proposta nesta tese, comparações com dados experimentais com tubos na horizontal, vertical e catenária foram realizadas.

A curvatura dos *riser* em catenária em relação à direção de incidência do escoamento se constitui em um dos grandes desafios para se estimar as forças das VIVs ao longo do comprimento do *riser*, uma vez que efeitos tridimensionais do escoamento podem ocorrer. Neste trabalho, este problema foi simplificado, considerando-se escoamentos bidimensionais e desprezando-se os efeitos da componente do escoamento tangencial ao eixo do *riser* no cálculo das forças das VIVs, isto é, adotou-se a hipótese de que as VIVs em tubulações inclinadas ocorrem devido apenas à componente da velocidade de escoamento normal ao eixo do *riser*. Análises de dados experimentais para um tubo flexível horizontal inclinado 30 graus em relação à direção do escoamento são apresentadas no Capítulo 3 e demonstraram a validade da hipótese adotada para o escoamento em torno de cilindros inclinados. Na seção 6.4, os resultados obtidos pela simulação numérica dos *riser* em catenária, utilizando o procedimento proposto neste trabalho, e os resultados do experimento descrito no Capítulo 4 são comparados, uma boa concordância pode ser observada, principalmente em relação às frequências de vibração. A partir destes resultados pode-se constatar que as simplificações adotadas neste trabalho para resolver o problema relativo à inclinação do tubo em relação ao escoamento são adequadas.

As forças transversais das VIVs foram determinadas com base em coeficientes hidrodinâmicos determinados experimentalmente, para cilindros rígidos oscilando apenas na direção transversal ao escoamento. Comparações entre os resultados obtidos pela simulação numérica e experimentais (Capítulo 6) foram realizadas e demonstraram que:

- Para experimentos com cilindros rígidos oscilando apenas na direção transversal (Seção 6.1), uma boa concordância foi encontrada para todos os casos comparados.
- Para experimentos com tubo horizontal flexível (Seção 6.2), uma boa concordância com os resultados experimentais é observada. Com exceção dos casos que ocorreram para V_R entre 6 e 7, nos quais foram encontradas as máximas amplitudes de vibração nos experimentos. Nesta faixa, o procedimento proposto subestimou consideravelmente as amplitudes de vibração do tubo.
- Para experimentos com tubo vertical flexível (Seção 6.3), o procedimento proposto representou adequadamente os modos de vibração do tubo e subestimou a amplitude em todos os casos, principalmente os casos que ocorreram em modos de vibração mais elevados (sexto e sétimo modo de vibração).
- Para experimentos com tubo flexível em catenária (Seção 6.4), assim como para as duas configurações apresentadas anteriormente, as amplitudes de vibração foram subestimadas.

Avaliando os valores de coeficientes hidrodinâmicos obtidos em outros trabalhos técnicos para cilindros rígidos oscilando com dois graus de liberdade (*in-line* e transversal) e cilindros flexíveis, em escala laboratorial, verificou-se que nestas condições os valores dos coeficientes hidrodinâmicos alteram significativamente. A diferença de amplitude observada na comparação entre a simulação numérica e os resultados experimentais pode estar relacionada a essa diferença nos coeficientes hidrodinâmicos.

A frequência da força de VIV foi calculada a partir da variação do coeficiente de massa adicional, substituindo a relação de Strouhal utilizada em abordagens anteriores pelo grupo de pesquisa. As comparações com resultados experimentais para cilindros rígidos oscilando apenas na direção transversal (Seção 6.1) e para o tubo horizontal flexível (Seção 6.2) apresentaram uma boa concordância. Infelizmente, para os experimentos usando o tubo vertical, as frequência de vibração da estrutura não foram apresentadas, o que impossibilitou uma comparação direta entre a frequência de vibração do tubo medida e calculada. Entretanto, os modos de vibração observados nas envoltórias de deslocamento máximo na direção transversal obtidos pelas simulações numéricas estão de acordo com os resultados experimentais. Desta forma, pode-se inferir que houve boa concordância entre a frequência de vibração na direção transversal do

experimento e da simulação numérica, uma vez que as frequências naturais calculadas ficaram próximas às medidas no experimento (Tab. 6.3).

Para os casos em que respostas multimodais eram esperadas, tal como ocorreu para os *risers* em catenária (Seção 6.3), um procedimento com base nas observações experimentais de células de desprendimento de vórtices e regiões de *power-in* foi adotado. O comprimento da região de *power-in* ao longo do riser foi determinado com base nas condições de *lock-in*, que neste trabalho foi definida como ocorrendo para $5 < V_R < 7$. Trabalhos recentes demonstraram através de resultados experimentais que a condição de *lock-in* pode ocorrer para diferentes faixas de V_R , dependendo das propriedades da estrutura e do escoamento, tal como a razão de massa. Mesmo assim, a comparação com os resultados experimentais com cilindros flexíveis em catenária demonstraram uma boa concordância para as frequência de vibração da estrutura.

De forma geral, o procedimento proposto apresentou uma boa concordância com os resultados experimentais. As frequências de vibração dos modelos de *risers* calculadas ficaram próximas das frequências medidas pelos experimentos. Além de ter conseguido reproduzir os efeitos das *traveling waves*, observados nos experimentos com o tubo vertical e em catenária. Contudo, as amplitudes foram subestimadas para todas as configurações analisadas. Novos desenvolvimentos ainda são necessários para garantir uma estimativa mais precisa das amplitudes de vibração, alguns deles são apresentados a seguir como sugestão de trabalhos futuros.

Outra contribuição significativa deste trabalho foi a análise dos experimentos de um modelo de *riser* em catenária. Estes experimentos são um dos poucos que permitiram avaliar a resposta global de um *riser* em catenária devido às VIVs. Estes resultados permitiram verificar os efeitos das *traveling waves* na resposta do *riser*, procurando identificar como as ondas elásticas são formadas. No entanto, limitações inerentes ao fator de escala aplicado impossibilitaram um entendimento mais aprofundado das respostas dos riser em catenária às VIVs.

7.1 – Sugestão de trabalhos futuros

Como forma de melhorar o procedimento de cálculo das VIVs para os risers em catenária e o seu entendimento, sugere-se o estudo dos seguintes tópicos:

- 1) Avaliar experimentalmente os coeficientes experimentais para cilindros rígidos oscilando na direção *in-line* e transversal e cilindros flexíveis;
- 2) Nestas simulações, considerou-se que o *lock-in* ocorria para $5 < V_R < 7$. No entanto, como visto no trabalho de Blevins (2009), esta faixa de V_R pode variar de acordo com a razão de massa (m^*). Sugere-se que avaliações experimentais sejam realizadas de forma a entender como esta variação da faixa de V_R para o *lock-in* ocorre para as diferentes razões de massa;
- 3) Realizar experimentos com tubos flexíveis com grandes inclinações em relação à direção de incidência do escoamento, para verificar a validade das considerações do princípio da independência neste caso;
- 4) Avaliar os efeitos de Re , principalmente para a determinação dos coeficientes hidrodinâmicos;
- 5) Realizar mais comparações com experimentos utilizando modelos de *risers* em catenária;
- 6) Realizar experimentos em tanques com maiores dimensões que permita uma menor redução de escala, ou mesmo reprodução parcial através de um modelo truncado, podendo-se assim reproduzir as condições reais do riser, principalmente em questões de similaridade de Re .

REFERÊNCIAS

- ASSI, G.R.S., SRINIL, N., FREIRE, C.M., KORKISCHKO, I. **Experimental investigation of the vortex-induced vibration of a curved cylinder**. *In: 31TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON OCEAN, OFFSHORE AND ARCTIC ENGINEERING*, 2012, Rio de Janeiro, Brazil.
- BATHE, K.J. **Finite Element Procedures in Engineering Analysis**. Prentice Hall, 1996.
- BEARMAN, P.W. **Vortex shedding from oscillating bluff bodies**. *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 16, p.195-222, 1984.
- BENJAMIN, A. C. Análise Não-Linear Geométrica de Pórticos Tridimensionais pelo Método dos Elementos Finitos. Dissertação (Mestrado em Engenharia Civil) - Faculdade de Engenharia Civil, Universidade Federal do Rio de Janeiro (UFRJ), Rio de Janeiro. 1982.
- BLEVINS, R. **Models for Vortex-Induced Vibration of Cylinders Based on Measured Forces**. *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 131, p.1-9, 2009.
- BLEVINS, R., COUGHRAN, C.S. **Experimental Investigation of Vortex-Induced Vibration in One and Two Dimensions with Variable Mass, Damping, and Reynolds Number**. *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 131, p.1-7, 2009.
- BLEVINS, R.D., **Flow-Induced Vibration**. 2a ed. Florida: Krieger Pub Co., 2001.
- BOURGUET, R., KARNIADAKIS, G. E., TRIANTAFYLLOU, M.S. **Vortex-induced Vibrations of Long Flexible Cylinders in Shear Flow**. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 677, p.342 – 382, 2011.
- BOURGUET, R., KARNIADAKIS, G. E., TRIANTAFYLLOU, M.S. **Multi- frequency Vortex-Induced Vibrations of Long Tensioned Beam in Linear and Exponential Shear Flow**. *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 41, p.33 – 42, 2013.
- BOURGUET, R., LUCOR, D., TRIANTAFYLLOU, M.S. **Mono – and Multi- frequency Vortex-Induced Vibrations of Long Tensioned Beam in Shear Flow**. *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 32, p.52 – 64, 2012.
- CHAPLIN, J.R., BEARMAN, P.W., CHENG, Y., FONTAINE, E., GRAHAM, J.M.R., HERFJORD, M., ISHERWOOD, M., LAMBRAKOS, K., LARSEN, C.M., MENEGHINI,

- J.R., MOE, G., TRIANTAFYLLOU, M.S., WILLDEN, R.H.J. **Blind predictions of laboratory measurements of vortex-induced vibrations of a tension riser.** *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 21, p.25–40, 2005a.
- CHAPLIN, J.R., BEARMAN, P.W., HUERA-HUARTE, F.J., PATTENDEN, R.J. **Laboratory measurements of vortex-induced vibrations of a vertical tension riser in a stepped current.** *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 21, p.3–24, 2005b.
- CUNHA, S.B., MATT, C.G.C, MOROOKA, C.K., FRANCISS, R., TSUKADA, R.I. **Pipeline VIV: Analytical Solution, Experiments and Parameter Identification.** *In: 28TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON OFFSHORE MECHANICS AND ARCTIC ENGINEERING*, Honolulu, USA, 2009.
- ERSDAL, S., FALTINSEN, O.M. **Normal Forces on Cylinders in Near-Axial Flow.** *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 22, p.1057-1077, 2006.
- FACCHINETTI, M. L., DE LANGRE, E., BIOLLEY, F., **Coupling of Structure and Wake Oscillator in Vortex-Induced Vibrations.** *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 19, pp. 123 – 140, 2004a.
- FACCHINETTI, M.L., DE LANGRE, E., BIOLLEY, F. **Vortex-induced travelling waves along cable.** *European Journal of Mechanics B/Fluids*, Vol.23, p.199-208, 2004b.
- FENG, C.C., **The Measurement of Vortex-Induced Effects in Flow Past a Stationary and Oscillating Circular and D-section Cylinders.** Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – *University of British Columbia*, 1968.
- FERRARI, JR., J.A. **Hydrodynamic loading and response of offshore risers.** Tese (Doutorado em Engenharia Aeronáutica) - Departamento de Aeronáutica, *Imperial College of Science, Technology and Medicine* (Universidade de Londres), Londres. 1998.
- FERZIGER, J. H., PERIC, M. **Computational Methods for Fluid Dynamics.** 3a ed., Springer, 2001.
- FRANCISS, R. **Vortex induced vibration monitoring system in the steel catenary riser of P-18 semi-submersible platform.** *In: 20TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON OFFSHORE MECHANICS AND ARCTIC ENGINEERING*, Rio de Janeiro, Brazil, 2001.
- FRANZINI, G.R. FUJARRA, A.L.C., MENECHINI, J.R., KORKISCHKO, I., FRANCISS, R. **Experimental investigation of vortex-induced vibration on rigid, smooth and inclined cylinders.** *Journal of Fluids and Structures*, Vol.23, p.742-750, 2009.
- FUJARRA, A.L.C. Estudos Experimentais e Analíticos das Vibrações Induzidas pela Emissão de Vórtices em Cilindros Flexíveis e Rígidos. Tese (Doutorado em Engenharia Naval e

- Oceânica) – Faculdade de Engenharia Naval e Oceânica, Universidade de São Paulo, São Paulo. 2002.
- GERRARD, J.H. **The Mechanics of the Formation Region of Vortex Behind Bluff Bodies.** *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 25, p.401-413, 1966.
- GOPALKRISHNAN, R. **Vortex-Induced Forces on Oscillating Bluff Cylinders**, Tese (Doutorado em Engenharia Oceânica), Departamento de Engenharia Oceânica, *Massachusetts Institute of Technology*, 1993.
- GRIFFIN, O. M. **The Unsteady Wake of an Oscillating Cylinder at Low Reynolds Number.** *Journal of Applied Mechanics*, Vol. 38, n.4, 1971.
- GRIFFIN, O. M., RAMBERG, S. E. **Some Recent Studies of Vortex Shedding with Application to Marine Tubulars and Risers.** *ASME Journal of Energy Resources Technology*, Vol. 104, p.2-13, 1982.
- HANSON, A. R., **Vortex Shedding from Yawed Cylinders.** *AIAA Journal*, Vol. 4, p.738-740, 1966.
- HARTLEN, R.T., CURRIE, I.G. **Lift Oscillator of Vortex-induced Vibration,** *Journal of Engineering Mechanics*, Vol. 5, p. 577-591, 1970.
- HILBERT, H. M., HUGHES, T. J. R., TAYLOR, R. L. **Improved Numerical Dissipation for Time Integration Algorithms in Structural Dynamics.** *Earthquake Engineering and Structural Dynamics*, Vol. 5, pp. 283 – 292, 1977.
- HUERA HUARTE, F.J., BEARMAN, P.W., CHAPLIN, J.R. **On the force distribution along the axis of flexible circular cylinder undergoing multi-mode vortex-induced vibrations.** *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 22, p.897–903, 2006.
- IPT (Instituto de Pesquisas Tecnológicas), Ensaio com Modelo de *Riser* SCR sob a Ação de Correnteza e de Ondas em Tanque de Provas. Relatório Técnico (Confidencial), São Paulo, Brasil, 2007.
- ISSC (*International Ship and Offshore Structure Congress*), **Dynamic Response.** 18th *International Ship and Offshore Structure Congress*, Rostock, Alemanha, 2012.
- ITTC (*International Towing Tank Conference*), **The Specialist Committee on Vortex Induced Vibrations: Final Report and Recommendations to the 26th ITTC, 26th International Towing Tank Conference.** Rio de Janeiro, 2011.
- IWAN, W. D., BLEVINS, R. D. **A Model for Vortex Induced Oscillation of Structures.** *Journal of Applied Mechanics*, Vol. 41, n.3, pp. 581 – 586, 1974.

- JAUVTIS, N., WILLIAMSON, C.H.K. 2004, **The effect of two degree of freedom on Vortex-Induced Vibration at Low Mass and Damping.**, *Journal of Fluid Mechanics*, **509**, pp 23-62.
- KAASEN, K.E., LIE, H. **Analysis of vortex induced vibrations of marine risers.** *Modeling, Identification and Control*, Vol. 24, p.71-85, 2003.
- KHALAK, A., WILLIAMSON, C.H.K. **Dynamics of a Hydroelastic Cylinder with Very Low Mass and Damping.** *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 11, p. 973-982, 1996.
- KHALAK, A., WILLIAMSON, C.H.K. **Motions, forces and Mode Transitions in Vortex-Induced Vibrations at Low Mass-Damping.** *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 13, p. 813-851, 1999.
- KING, R. **Vortex Excited Oscillations of Yawed Circular Cylinders.** *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 99, p.495 – 502, 1977.
- LIENHARD, J. **Synopsis of lift, drag, and vortex frequency data for rigid circular cylinders.** *Washington State University, College of Engineering Bulletin* No. 300, 1966.
- LOPES, R.K.D. **Análise de Estruturas Sujeitas a Vibrações Induzidas por Vórtices.** Dissertação (Mestrado em Engenharia Civil) - Faculdade de Engenharia Civil, Universidade Federal do Rio de Janeiro (UFRJ), Rio de Janeiro. 2006.
- MARSHALL, J. S. **Wake Dynamics of a Yawed Cylinder.** *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 125, p. 97-103, 2003.
- MENEGUINI, J. R., BEARMAN, P. W. **Numerical Simulation of High Amplitude Oscillatory Flow About a Circular Cylinder.** *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 9, p. 435-455, 1995.
- MILIOU, A., VECCHI, A.D., SHERWIN, S.J., GRAHAM, J.M.R. **Wake dynamics of external flow past a curved circular cylinder with free stream aligned with the plane of curvature.** *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 592, 89-115, 2007.
- MOE, G., WU. Z.-J. **The Lift Force on a Cylinder Vibrating in a Current.** *ASME Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, Vol. 112, p.297-303, 1990.
- MOROOKA, C.K., IDEHARA, A.Y., MATT, C.G.C **In line and Cross-flow Behavior of a Free-Spanning Pipeline.** *In: 26TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON OFFSHORE MECHANICS AND ARCTIC ENGINEERING*, SAN DIEGO, EUA, 2007.
- MOROOKA, C.K., KUBOTA, H.Y., NISHIMOTO, K., FERRARI Jr., J.A., RIBEIRO, E.J.B. **Dynamic Behavior of a Vertical Production Riser by Quasi-3D Calculations.** *In: 22TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON OFFSHORE MECHANICS AND ARCTIC ENGINEERING*, Cancun, Mexico, 2003.

- MOROOKA, C.K., TSUKADA, R.I. **Dynamic Behavior of Pipelines and Risers due to Vortex-Induced Vibration in Time Domain.** *Marine Systems & Ocean Technology*, Vol. 6, No. 1, pp. 17-28, 2011.
- MOROOKA, C.K., TSUKADA, R.I., DA SILVA, S., FRANCISS, R., MATT, C.G.C. **Model test of a steel catenary in towing tank.** *In: 28TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON OCEAN, OFFSHORE AND ARCTIC ENGINEERING*, Honolulu, USA, 2009.
- MOROOKA, C. K., TSUKADA, R. I. **Prospecting Experimental Data of VIV to Estimate Dynamic Behavior of a Subsea Pipeline with Free Span.** *Marine Systems & Ocean Technology*, Vol. 8, No. 1, pp. 39-46, 2013.
- MORSE, T.L., WILLIAMSON, C.H.K. **Prediction of Vortex-induced Vibration Response by Employing Controlled Motion.** *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 634, n. 1, pp. 5 – 39, 2009.
- MOURELLE, M. M., Análise Dinâmica de Sistemas Estruturais Constituídos por Linhas Marítimas. Tese (Doutorado em Engenharia Civil) - Faculdade de Engenharia Civil, Universidade Federal do Rio de Janeiro (UFRJ), Rio de Janeiro. 1993.
- MOURELLE, M.M., GONZALEZ, E.C., JACOB, B.P., 1995 **ANFLEX – Computational System for Flexible and Rigid Analysis.** *In: INTERNATIONAL OFFSHORE ENGINEERING*, pp. 441-458, John Wiley & Sons, Chichester/New York, USA, 1995.
- NIELSEN, F.G., SØREIDE, T.H., KVARME, S.O. **VIV response of long free spanning pipelines.** *In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON OFFSHORE MECHANICS AND ARCTIC ENGINEERING*, OMAE, 21, 2002, Oslo, Noruega.
- NORBERG, C. **Fluctuating Lift on a Cylinder: Review and New Measurements.** *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 17, p.57-96, 2003.
- PANTAZOPOULOS, M.S. **Vortex-induced vibration parameters: critical review.** *In: 13TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON OFFSHORE MECHANICS AND ARCTIC ENGINEERING*, Houston, EUA, 1993.
- PARRA, P.H.C.C., Modelo Semi-empirico de Vibrações Induzidas por Vortex Shedding – Análise Teórica e Experimental. Dissertação (Mestrado em Engenharia Naval), Departamento de Engenharia Naval, Universidade de São Paulo, 1996.
- RAMBERG, S.E. **The effect of yaw and finite length upon the vortex wakes of stationary and vibrating cylinders.** *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 128, p.81-107, 1983.
- RAYLEIGH, J.W.S. **The Theory of Sound.** Nova Iorque: Dover Publications, vol.1 e 2, 1986.

- ROSETTI, Guilherme. F. ; VAZ, Guilherme ; FUJARRA, André L C . **URANS Calculations for Smooth Circular Cylinder Flow in a Wide Range of Reynolds Numbers: Solution Verification and Validation.** *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 134, 121103, 2012.
- ROSHKO, A. **Experiments on the Flow Past a Circular Cylinder at Very High Reynolds Number.** *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 10, n. 3, p. 345 – 356, 1961.
- ROSHKO, A., **On the Development of Turbulent Wakes from Vortex Streets.** Relatório 1191, NACA, 1954.
- SANTOS, C. M. P. M., **Análise de Estruturas Esbeltas Offshore Sujeitas a Vibração Induzida por Vórtices (VIV).** Tese (Doutorado em Engenharia Civil) - Faculdade de Engenharia Civil, Universidade Federal do Rio de Janeiro (UFRJ), Rio de Janeiro. 2005.
- SARPKAYA, T. **Fluid Forces on Oscillating Cylinders.** *Journal Waterway, Port, Coastal and Ocean Division*, Vol. 104, p. 270-290, 1978.
- SARPKAYA, T. **Wave Forces on Offshore Structures.** 1a ed. Nova Iorque: Cambridge University Press, 2010.
- SARPKAYA, T. **Transverse oscillations of a circular cylinder in uniform flow, Part 1.** Relatório Técnico NPS-69 SL 77071, *Naval Postgraduate School*, Monterey, California, 1977.
- SARPKAYA, T. **Vortex-Induced Oscillations.** *ASME Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, Vol. 115, pp. 2 – 5, 1993.
- SARPKAYA, T. **Hydrodynamic Damping, Flow-Induced Oscillations, and Biharmonic Response.** *ASME Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, Vol. 117, pp. 232 – 238, 1995.
- SARPKAYA, T., ISAACSON, M. **Mechanics of Wave Forces on Offshore Structure.** 1. ed. Nova Iorque: Van Nostrand & Reinhold Company, 1981, 651 p.
- SEARS, W.R. **The Boundary Layer of Yawed Cylinder.** *Journal of the Aeronautical Sciences*, Vol. 15, n. 1, p. 49, 1948.
- SKOP, R. A., RAMBERG, S. E., FERRER, K. M. **Added Mass and Damping Forces on Circular Cylinder.** Relatório do Laboratório de Pesquisas Navais 7970, Washington, 1976.
- SONI, P. K. **Hydrodynamic Coefficients for Vortex-Induced Vibrations of Flexible Beams.** Tese (Doutorado em Engenharia Naval), Faculdade para Engenharia, Ciência e Tecnologia, NTNU, Trondheim, Noruega, 2008.

- SRINIL, N., WIERCIGROCH, M., O'BRIEN, P. **Reduced-order modelling of vortex-induced vibration of catenary riser.** *Ocean Engineering*, Vol. 36, pp. 1404-1414, 2009.
- STANSBY, P.K. **The lock-on of vortex shedding due to the cross-stream vibration of circular cylinders in uniform and shear flows.** *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 74, p.641-665, 1976.
- STAUBLI, T. **Calculation of the Vibration of an Elastically Mounted Cylinder Using Experimental Data from Forced Oscillation.** *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 105, p. 225-229, 1983.
- STROUHAL, V. **Über eine besondere art der tonerregung.** *Annalen der Physik and Chemie Band V*, 216 – 251, 1878.
- SUMER, B.M., FREDSE, J. **Hydrodynamics around cylindrical structures.** 1^a ed. Singapore: *World Scientific Publishing Co.*, 1997. 530 p. (*Advanced Series on Coastal Engineering*).
- SWITHEBANK, S.B., VANDIVER, J.K. **Identifying the *power-in* region for vortex-induced vibrations of long flexible cylinders.** *In: 26TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON OFFSHORE MECHANICS AND ARCTIC ENGINEERING*, San Diego, EUA, 2007.
- TECHNIP. **Flexible pipe. Abril de 2013.**
- TEJIMA, T., SUZUKI, H. and SATO, T. • **Time Evolution of VIV Response of Towed Pipe Based on Hydrodynamic Force Chart Calculated by CFD.** *Journal of the Japan Institution of Marine Engineering*, Vol. 41, No. 2, pp. 152-157, 2006.
- THETHI, R. **Soil interaction effects of simple catenary riser response.** *In: DEEPWATER PIPELINE & RISER TECHNOLOGY CONFERENCE*, Houston, EUA, 2001.
- TOEBES, G. H. **The Unsteady Flow and Wake Near an Oscillating Cylinder.** *ASME Journal of Basic Engineering*. Vol. 91, pp. 493-505, 1969.
- TSUKADA, R. I., MOROOKA, C. K., FRANCIS, R., MATT, C. G. C. **Numerical Simulation of the Dynamic of Steel Catenary Riser Under the Influence of VIV.** *In: RIO PIPELINE 2009, RIO PIPELINE 2009 CONFERENCE AND EXPOSITION*, Rio de Janeiro, 2009.
- TSUKADA, R.I., MOROOKA, C. K. **A Numerical Simulation Procedure for Vortex-Induced Vibration of Pipelines with Free Span.** *In: 32ND INTERNATIONAL CONFERENCE ON OCEAN, OFFSHORE AND ARCTIC ENGINEERING*, Nantes, França, 2013.

- TSUKADA, R. I., MOROOKA, C. K., **Simulation of Vertical Pipe Behavior by Using a Semi-Empirical VIV Approach.** *In: 12a INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON PRACTICAL DESIGN OF SHIPS AND OTHER FLOATING STRUCTURES*, Coréia do Sul, 2013.
- VANDIVER, J.K., ALLEN, D., LI, L. **The occurrence of lock-in under highly sheared conditions.** *Journal of Fluid and Structures*, v.10, p.555-561, 1996.
- VANDIVER, J. K. **Predicting Lock-in on Drilling Risers in Sheared Flows.** *Proceedings of the ... FLOW-INDUCED VIBRATION CONFERENCE*, Suíça, 2000.
- VANDIVER, J.K., JAISWAL, V., JHINGRAN, V. **Insights on Vortex-induced, traveling waves on long risers.** *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 25, p. 641- 653, 2009.
- VANDIVER, J.K., MARCOLLO, H. **High Mode Number VIV Experiment.** *In: IUTAM FULLY COUPLED FLUID-STRUCTURE INTERACTION*, ed. H. Benaroya, T. Wei, Holanda: Kluwer, 2003.
- VANDIVER, J. K., LI, L., **SHEAR 7: Theory Manual.** *Massachusetts Institute of Technology*, 2005.
- VENUPOGAL, M. **Damping and Response Prediction of a Flexible Cylinder in a Current.** Tese (Doutorado em Engenharia Oceânica), Departamento de Engenharia Oceânica, *Massachusetts Institute of Technology*, 1996.
- VIKESTAD, K. **Multi-Frequency Response of a Cylinder Subjected to Vortex Shedding and Support Motions.** Tese (Doutorado em Engenharia Naval), *Norwegian University of Science and Technology*, Trondheim, 1998.
- WANDERLEY, J., SOUZA, G., SPHAIER S. and LEVI, C. **Vortex-induced vibration of an elastically mounted circular cylinder using an upwind TVD two-dimensional numerical scheme.** *Ocean Engineering*, Vol. 35, pp. 1533-1544, 2008.
- WANG, E., WHITNEY, A.K., NIKKEL, K.G. **Vortex-shedding response of long cylindrical structures in shear flow.** *Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, Vol. 110, p.24-31, 1988.
- WILD, J.M. **The Boundary Layer of Yawed Infinite Wings.** *Journal of the Aeronautical Sciences*, Vol. 16, n.1, p.41, 1949.
- WILLIAMSON, C.H.K., GOVARDHAN, R. **Vortex-Induced Vibrations.** *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 36, pp. 413-455, 2004.
- WILLIAMSON, C.H.K., ROSHKO, A. **Vortex Formation in the Wake of an Oscillating Cylinder.** *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 2, 355-381, 1988.

WILLS, N. **Stride Project – Steel riser in deepwater environments – Achievements 1999 – 2001.** *In: DEEPWATER TECHNOLOGIES AND DEVELOPMENTS CONFERENCE*, New Orleans, EUA, 2001.

WU, Z.-J. **Current Induced Vibrations of a Flexible Cylinder.** Tese (Doutorado em Engenharia Naval), *Norwegian University of Science and Technology*, Trondheim, 1989.

http://www.engineeringtoolbox.com/friction-coefficients-d_778.html. Visitado em 16 de novembro de 2013 às 16:20.

ZDRAVKOVICH, M.M. **Flow Around Circular Cylinders.** 1a ed., Nova Iorque: Oxford University Press, 2003.

APÊNDICE A – COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS OBTIDOS PELO EXPERIMENTO COM O TUBO HORIZONTAL FLEXIVEL COM RESULTADOS OBTIDOS PARA CILÍNDROS RÍGIDOS E FLEXIVEIS

A.1 Comparação dos resultados com resultados obtidos a partir de experimentos com tubos rígidos

Para a condição do escoamento incidindo perpendicularmente ao eixo do tubo, os resultados foram comparados com os resultados de experimentos com tubos rígidos livres para oscilar na direção in-line e transversal (Jauvtis & Williamson, 2004).

Os experimentos com tubos rígidos (Jauvtis & Williamson, 2004) foram realizados para uma faixa de Re entre 3300 e 15300. Um dos principais objetivos era obter dois graus de liberdade (in-line e transversal) com baixo amortecimento e massa. Com este intuito, foi construído um aparato hidro elástico sob um canal de água. Um prato horizontal é suspenso sobre o canal de água por quatro cabos ligados ao telhado do laboratório. Esse prato age como um “pêndulo”, abaixo do qual é montado um cilindro de teste que fica submerso no canal de água. A frequência natural é igual em ambas as direções ($f_n = 0,4$ Hz). A razão de massa deste experimento foi baixa, aproximadamente 1,8, resultando em um valor de $(m^* + C_a)\zeta = 0,013$, que também é considerado baixo.

A Figura A.1 apresenta a comparação entre os valores de amplitude máxima transversal e in-line e frequência de vibração transversal observada no centro do tubo flexível e no tubo rígido. Os valores de V_R para o tubo flexível foram calculados utilizando a frequência natural do primeiro modo de vibração, que predominou na resposta transversal em praticamente todos os ensaios. A linha tracejada apresentada no gráfico de f/f_n representa a frequência natural para o desprendimento de vórtices (f_s), que utilizou $St = 0,21$.

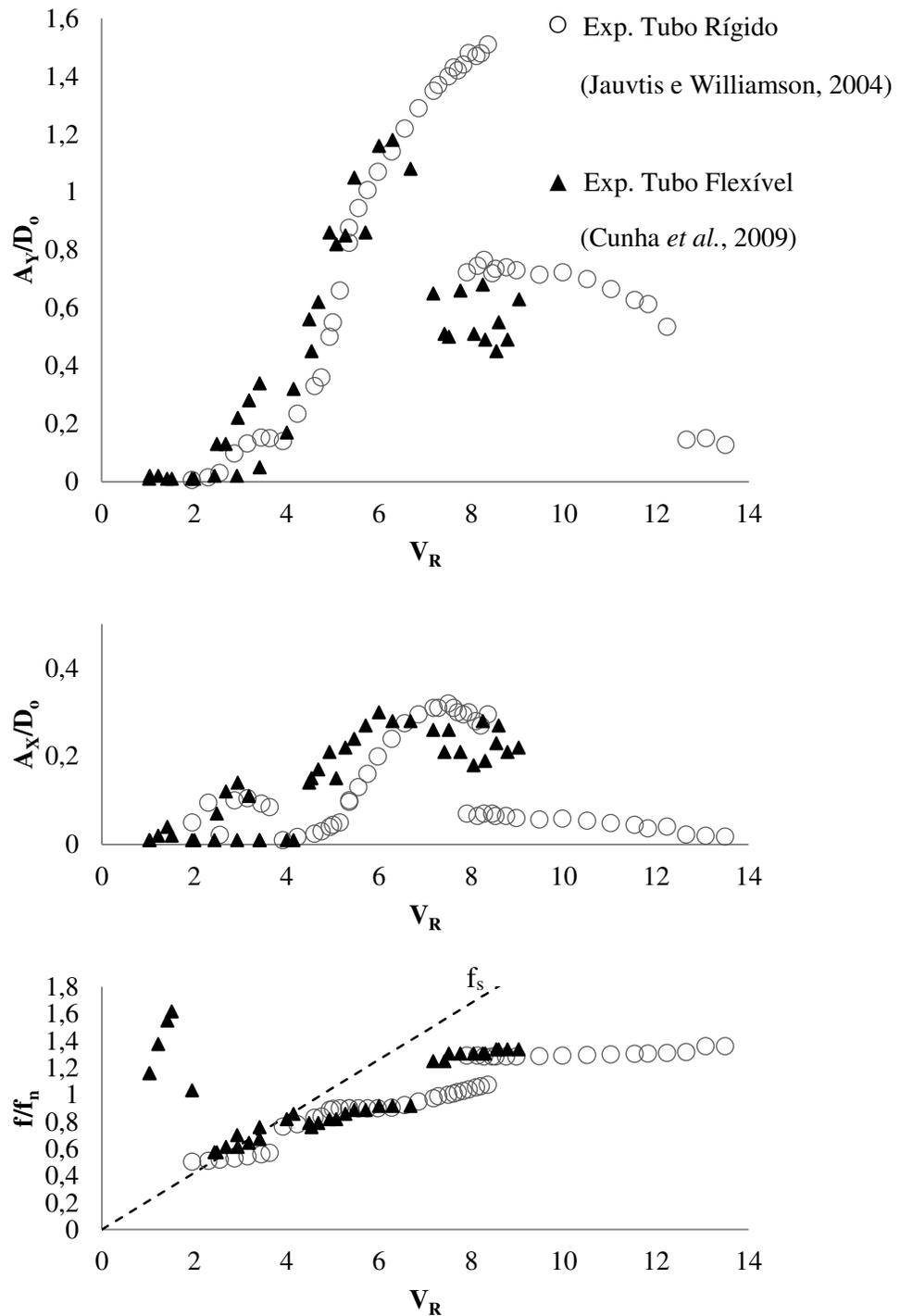


Figura A1 – Amplitude de vibração transversal (A_y/D) e in-line (A_x/D) e frequência de vibração transversal em relação à velocidade reduzida (V_R) para experimentos com (○) tubo rígido montado sobre molas (Jauvtis & Williamson, 2004) e (▲) tubo flexível horizontal (Cunha *et al.*, 2009).

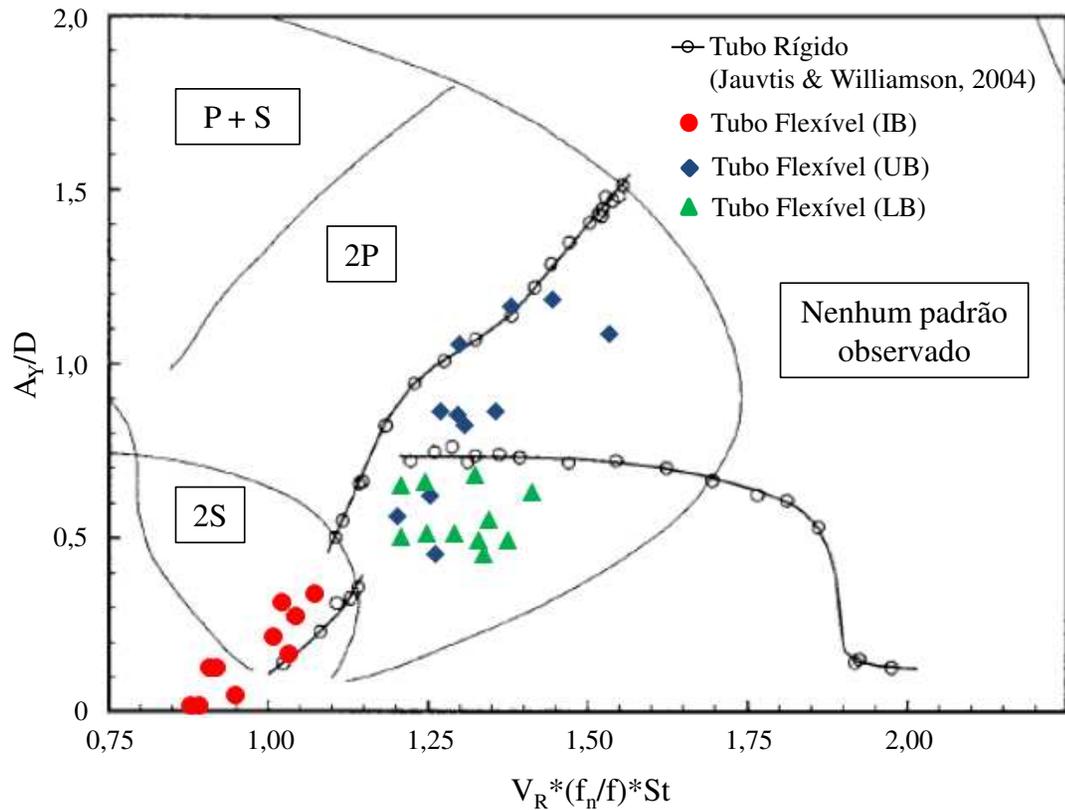


Figura A2 – Amplitude de resposta versus velocidade normalizada. Os resultados obtidos pelo experimento usando o tubo flexível horizontal (Cunha *et al.*, 2009) foram sobrepostos ao mapa de Williamson & Roshko (1988) apresentado por Jauvtis & Williamson (2004) juntamente com os resultados obtidos por eles para um tubo rígido (\circ). Sendo que (\bullet) representa os resultados para o *initial branch* (IB), (\blacklozenge) os resultados para o *upper branch* (UB) e (\blacktriangle) os resultados para o *lower branch* (LB) obtidos pelo experimento com tubo flexível.

Sobrepondo os resultados obtidos no experimento com o tubo flexível no mapa de Williamson & Roshko (1988), Figura A.2, pode-se observar que: os resultados obtidos (\bullet) para $V_R < 4,15$ apresentaram um padrão de desprendimento de vórtice do tipo 2S, que é esperado no *Initial Branch* (IB); os resultados obtidos (\blacklozenge) para $V_R > 4,15$ até a $V_R = 6,7$, momento em que ocorreu a queda abrupta de (A_V/D) de 1,08 para 0,65, representam o *Upper Branch* (UB) e como esperado um padrão de desprendimento de vórtice do tipo 2P foi obtido no Mapa de Williamson & Roshko; os resultados obtidos (\blacktriangle) para $V_R > 7$ representam o *Lower Branch* e como esperado

um padrão de vórtices do tipo 2P também foi encontrado. A partir destas comparações podem-se observar diversas similaridades que demonstram a validade dos resultados obtidos. No entanto, algumas diferenças foram encontradas e são discutidas à seguir.

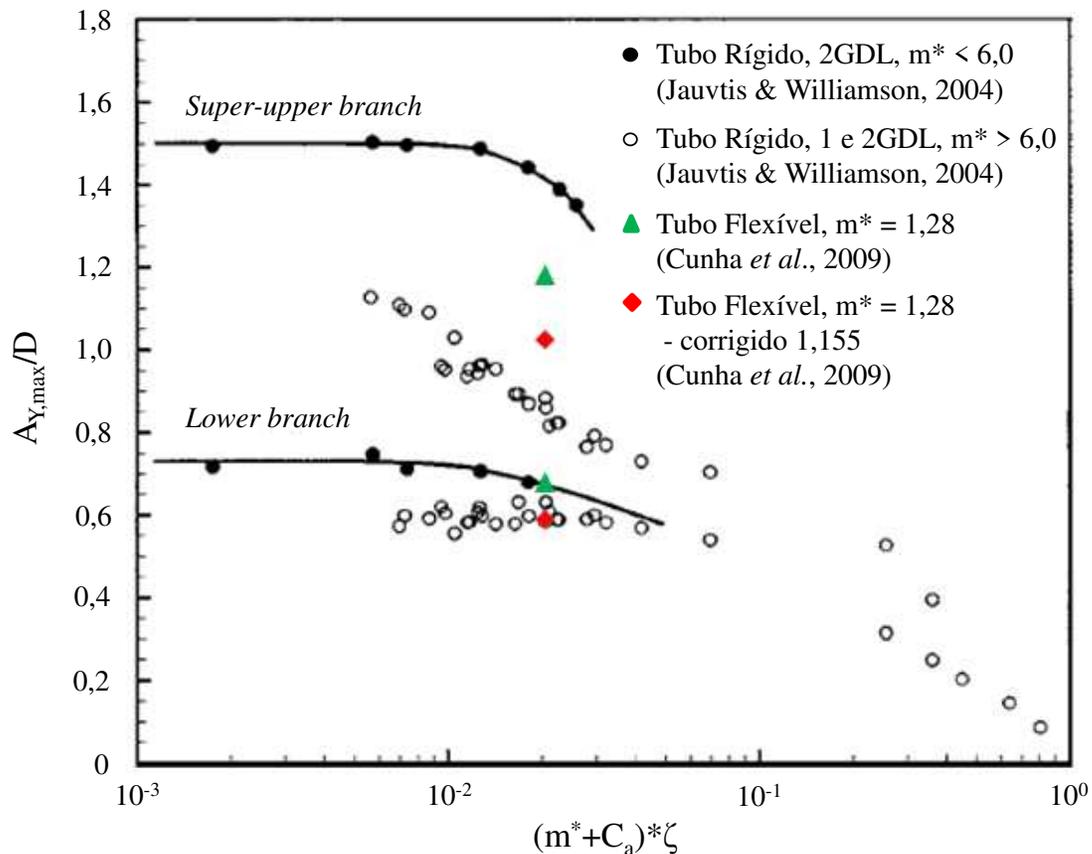


Figura A3 – Gráfico de Griffin (Jauvtis & Williamson, 2004). Este gráfico mostra a variação do pico de vibração transversal ($A_{Y,max}/D$) versus $(m^* + C_a)\zeta$. Os dados obtidos para o tubo rígido com 2 GDL (●) no super-upper branch são para Re (da esquerda para direita): 5900, 15300, 11600, 6100, 6700, 3300, 4600, e $m^* < 5$ (Jauvtis & Williamson, 2004), os dados obtidos para o tubo rígido com 1 e 2GDL (○) foram obtidos a partir de experimentos com $m^* > 6$ (Jauvtis & Williamson, 2004, Khalak & Williamson, 1999). Os resultados obtidos pelos tubos flexíveis são apresentados com as correções geométricas, sugeridas por Blevins (1986), dividindo $A_{Y,max}/D$ por 1,155 (▲) e sem as correções (◆).

- No IB se pode notar um pico em A_X/D , que ocorre devido ao fato de as VIVs in-line ocorrerem com o dobro da frequência das VIVs transversais (Cunha *et al.*, 2009), como em ambos os experimentos as frequências naturais na direção in-line e transversal são aproximadamente iguais, ocorre a ressonância que causa este aumento de amplitude. Um aumento de A_Y/D também pode ser observado nesta região. Resultados experimentais (Jauvtis & Williamson, 2004) têm indicado que este aumento está relacionado às influências das VIVs in-line nas VIVs transversais, uma vez que nos experimentos restritos a se mover apenas na direção transversal este aspecto não é observado. No entanto, embora os valores de A_X/D tenham sido praticamente iguais para ambos os experimentos, estes efeitos foram consideravelmente maiores para os tubos flexíveis, que apresentaram valores de A_Y/D próximos de 0,4, praticamente o dobro do valor de amplitude de vibração transversal encontrada para o tubo rígido. Outro aspecto que deve ser observado é o fato de no IB, o tubo flexível ter vibrado transversalmente com uma frequência próxima de f_s , como geralmente ocorre para experimentos com tubos rígidos restritos para vibrar apenas transversalmente (Khalak & Williamson, 1999), enquanto que para os experimentos com tubo rígido com dois graus de liberdade (Jauvtis & Williamson, 2004) o mesmo não ocorreu;
- No UB se pode notar que as amplitudes aumentam para ambos os tipos de experimentos. No entanto, os experimentos com tubo rígido alcançaram amplitudes muito superiores às amplitudes obtidas para o tubo flexível. De acordo com os resultados obtidos por PIV (Jauvtis & Williamson, 2004), isto é decorrente de um novo padrão de desprendimento de vórtices, denominado 2T (*triplet vortex*). Uma avaliação da energia transferida (Jauvtis & Williamson, 2004) por este novo padrão de vórtices demonstrou que as grandes amplitudes de vibração associadas ao padrão 2T são consequência da energia transferida pelo terceiro vórtice de cada trinca de vórtices. A este novo ramo de resposta deu-se o nome de *super upper branch* (SUB). A Fig. A3 apresenta a variação do pico de vibração transversal ($A_{Y,max}/D$) versus $(m^* + C_a)\zeta$ (Gráfico de Griffin), de onde pode-se verificar que as amplitudes máximas no SUB encontradas pelo tubo rígido com $m^* < 6$ e 2 GDL são consideravelmente maiores que aquelas encontradas pelo tubo rígido com 1 ou 2 GDL mas com $m^* > 6$ no UB. Neste ponto, vale lembrar que a principal diferença entre o SUB

e o UB é que no SUB ocorre o padrão de vórtices 2T e no UB ocorre o 2P. No LB os resultados com $m^* < 6$ ficaram ligeiramente superiores aos obtidos para $m^* > 6$. Os resultados obtidos com o tubo flexível foram sobrepostos ao gráfico de Griffin apresentado por Jauvtis & Williamson (2004), conforme Fig. A3. Estes resultados foram apresentados conforme lido na Fig. A1 e aplicando correções geométricas conforme sugerido por Griffin (1982) e Blevins (1990), essas correções devem ser feitas com o intuito de manter a equivalência da energia cinética das vibrações e podem ser calculadas pela seguinte formula.

$$\gamma = \psi_{\max}(z/L) \left\{ \frac{\int_0^L \psi^2(z) dz}{\int_0^L \psi^4(z) dz} \right\}^{1/2} \quad (\text{A.1})$$

sendo $\psi(z)$ o valor do autovetor nos pontos z ao longo do comprimento do tubo L , e $\psi_{\max}(z/L)$ o valor máximo do autovetor encontrado ao longo do comprimento do tubo. Este cálculo foi realizado para o tubo flexível usado neste experimento e resultou em 1,1547, que está de acordo com o valor de 1,155 encontrado por Blevins (1990) para uma viga simplesmente suportada.

As amplitudes máximas obtidas pelo tubo flexível com ou sem correção ficaram entre os valores encontrados pelo UB e pelo SUB. Por outro lado, para o LB a amplitude sem correção geométrica coincide com a curva esperada para $m^* < 6$, e com correção coincide com $m^* > 6$. Maiores conclusões não são possíveis, uma vez que não foi utilizado nenhum artifício para visualizar o padrão de vórtices que ocorreu no experimento, apenas análises como a apresentada na Fig. A2.

- No LB quase não se observaram-se diferenças consideráveis. Vale ressaltar algumas semelhanças encontradas entre ambos os experimentos: 1) A_Y/D e f/f_n ocorreram em valores muito próximos; 2) Em ambos os experimentos um padrão de vórtices 2P é esperado; 3) Ambos os experimentos apresentam uma grande região de sobreposição do SUB ou UB com o LB.

Apesar das diferenças apresentadas acima, pode-se afirmar que as medidas e resultados obtidos pelo experimento estão coerentes, visto a concepção de ambos os experimentos. Enquanto os tubos rígidos apresentam a mesma vibração de amplitude ao longo de todo o seu comprimento, os tubos flexíveis apresentam considerável variação, que podem influenciar consideravelmente nas esteiras de vórtices.

A.2 Comparação dos resultados com resultados obtidos a partir de experimentos com tubos flexíveis

Para a condição do escoamento incidindo perpendicularmente ao eixo do tubo, os resultados foram comparados com os resultados de experimentos similares a este, utilizando tubos flexíveis (Soni, 2008).

O modelo foi confeccionado em fibra de vidro com diâmetro externo de 20 mm e espessura de 1,5 mm. O material apresenta um alto módulo de Young para que a rigidez desejada pudesse ser alcançada. O diâmetro do tubo foi localmente aumentado devido a instalação externa dos acelerômetros. O comprimento efetivo do referido modelo foi de 10,049 m que resultou em um L/D de aproximadamente 500. A razão de massa definida como a massa do tubo preenchido de água sobre a massa do fluido deslocado ($m/(\frac{\pi}{4}\rho D^2)$) foi de 1,578 ($\frac{m}{\rho D^2}=1,24$). E, o amortecimento do material foi encontrado como sendo 1,3 % do amortecimento crítico, logo $(m^* + C_A)\zeta = 0,033514$.

O modelo experimental foi rebocado em um tanque de provas. A tração do modelo foi variada em 50 N, 100 N e 150 N para diferentes casos. Duas molas de rigidez de 530 N/m e 265 N/m foram utilizadas para diferentes casos. O modelo foi rebocado com velocidades variando entre 0,05 m/s e 0,45 m/s. Estes experimentos foram realizados tanto para casos com um vão-livre como para casos com dois vão-livres. No entanto, para o objetivo do presente trabalho que foi comparar com os resultados obtidos experimentalmente, apenas os casos com um vão-livre são de interesse.

Os resultados obtidos pelo experimento com tubo flexível, em análise neste trabalho, foram sobrepostos aos resultados apresentados por Soni (2008) para o Caso 1. O Caso 1 trata-se

de um conjunto de 10 ensaios que ocorreu variando-se a velocidade da correnteza entre 0,05 e 0,45 ($1000 < Re < 9000$), em que o tubo foi tracionado a 50 N e foi utilizada em sua extremidade uma mola de 530 N/m. Embora outros casos de vo-livre simples tenham sido realizados variando-se a tração e a mola, apenas o Caso 1 foi utilizado para as comparações, uma vez que os outros casos apresentaram resultados similares.

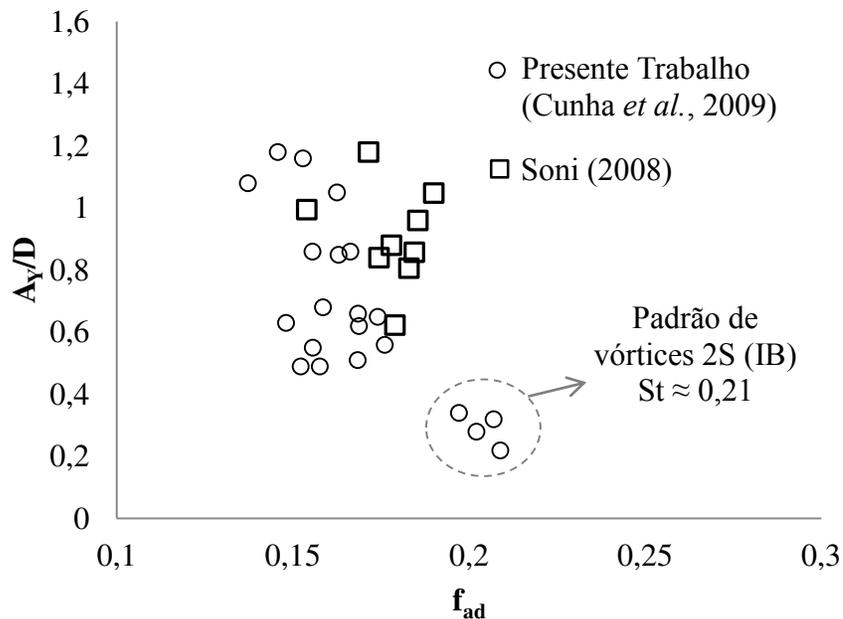


Figure A4 – Variação da amplitude transversal máxima (A_Y/D) versus f_{ad} para o experimento com tubo flexível (○) (Cunha *et al.*, 2009) e (□) (Soni, 2008).

A Figura A4 apresenta a comparação entre os resultados dos experimentos, em que se pode ver a variação da amplitude de vibração transversal máxima com a frequência adimensional (f_{ad}), calculada conforme a Eq. A.2.

$$f_{ad} = \frac{f_{resp} D}{U} \quad (A.2)$$

A comparação mostra boa concordância entre os resultados, principalmente o que concerne a questão das amplitudes de vibração. Algumas diferenças foram encontradas em f_{ad} , o tubo flexível do presente trabalho apresentou maiores dispersões e menor valor médio para f_{ad} em relação aos valores encontrados por Soni (2008). Enquanto, os resultados apresentados por Soni (2008) apresentam um valor médio para f_{ad} de 0,18, os resultados do presente trabalho apresentam valor médio para f_{ad} de 0,16.

Estes resultados estão de acordo com observações encontradas para experimentos com cilindros rígidos montados sobre mola (Vikestad, 1998). De acordo com estas análises, as VIVs ocorrem na frequência natural do sistema, incluindo a variação da massa adicional, que foi chamada de frequência natural verdadeira ($f_{n,verd}$), que pode ser calculada pela Eq. A.3.

$$f_{n,verd} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k_{tot}}{m + C_a \rho U}} \quad (A.3)$$

sendo k_{tot} a rigidez total e m a massa seca do sistema. Como se pode constatar pela Eq. A.3, os tubos com razão de massa menor irão apresentar maior sensibilidade à variação da massa adicional, uma vez que estes apresentam menores massa e, portanto maior dispersão da frequência de resposta (f_{resp}) podendo alcançar baixos valores dependendo do valor de C_a . Uma vez que a razão de massa encontrada para o experimento analisado no presente trabalho é de 1,28, frente à massa adicional de 1,578 encontrada no experimento de Soni (2008), isso pode explicar a maior dispersão encontrada no experimento analisado.

Embora o raciocínio acima indique que a diferença entre os experimentos seja devido à diferença de razão de massa é importante uma verificação mais aprofundada para conclusões mais assertivas, uma vez que existem outras diferenças entre os experimentos tais como:

- Faixa de Re: enquanto o experimento analisado neste trabalho ocorre para Re entre 430 e 3500, o experimento apresentado por Soni (2008) acontece para Re entre 1000 e 9000;

- Modos de Vibração: os resultados apresentados na Fig. A4 para o experimento analisado neste trabalho (\circ) ocorreram predominantemente no primeiro modo de vibração da direção transversal, enquanto os resultados apresentados por Soni (2008) (\square) ocorreram nos quatro primeiros modos de vibração transversal.

Ainda observando a Figura A4, se pode observar que para baixas amplitudes de vibração existem alguns casos que ocorrem em $f_{ad} \approx 0,21$. Estes pontos representam o IB, que conforme verificado anteriormente vibra na frequência natural do desprendimento de vórtices e, portanto é esperado que f_{ad} fosse aproximadamente igual a St .

APÊNDICE B – PROCEDIMENTO PARA AJUSTAR AS ACELERAÇÕES MEDIDAS PELOS ACELERÔMETROS

Em 2006 foi realizado no Instituto de Pesquisas Tecnológicas de São Paulo (IPT), experimentos de um *riser* no formato de catenária em escala reduzida. A escala utilizada foi de 250 vezes menor que a de um *riser* real na configuração SCR. Um dos objetivos destes experimentos foi o entendimento do comportamento dinâmico do *riser* em catenária devido às forças geradas pela Vibração Induzida por Vórtices (VIV). Deste modo foram utilizados acelerômetros para monitorar e medir os movimentos do modelo de *riser*. Estes acelerômetros eram do tipo bidimensional e, portanto tiveram que ser instalados aos pares em cada posição de interesse do *riser* para medir o movimento na direção perpendicular ao eixo da catenária, definida como direção *in-line* (IL) neste relatório, e os movimentos perpendiculares à direção da correnteza, definida como Transversal (TR), como observado na Fig. B1. A posição de instalação dos acelerômetros no modelo de *riser* foram quatro: 2,36 m, 1,34 m, 0,7 m e 0,17 m acima do fundo do tanque.

Os acelerômetros podiam medir acelerações da ordem de 0,005 gravidades. Eles foram instalados em placas de condicionamento elétricos com dimensão de 19 mm x 8 mm e posicionados perpendicularmente um ao outro de forma a medir a aceleração *in-line* e transversal (Fig. B1). Por fim, estes acelerômetros foram recobertos de silicone para proteger o sensor da ação da água. A Figura B2 apresenta a foto dos acelerômetros montados no modelo de *riser*.

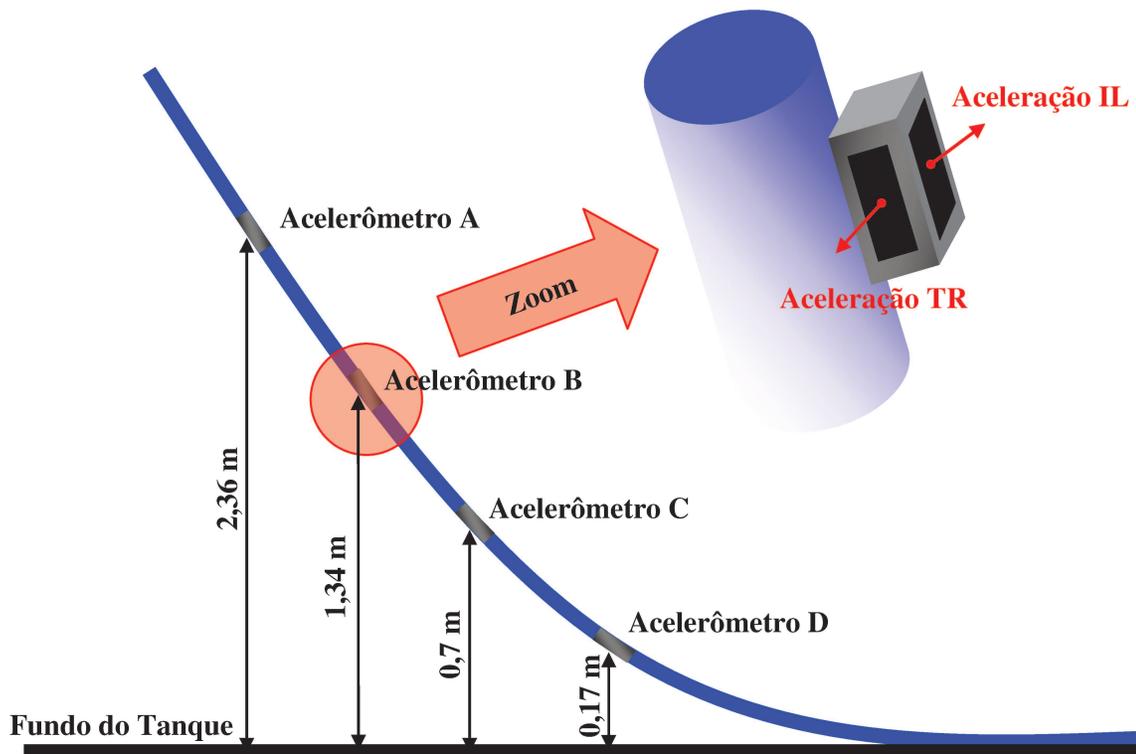


Figura B1 – Instalação dos acelerômetros do modelo de *riser*.

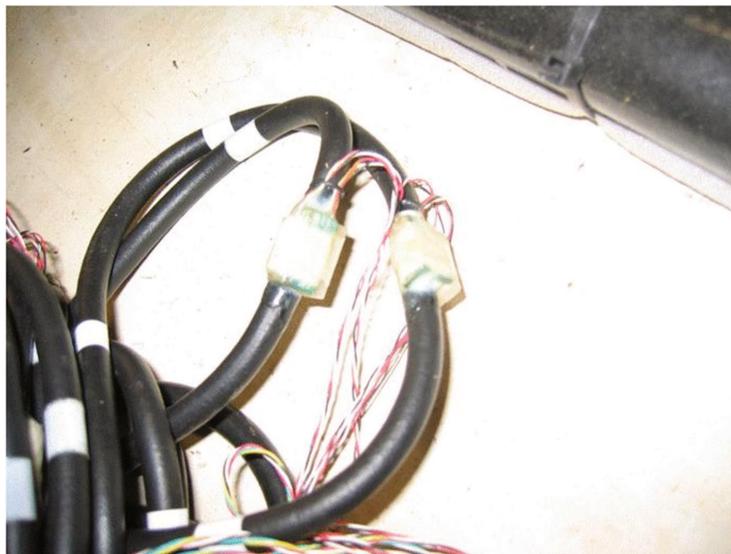


Figura B2 – Foto dos acelerômetros montados no modelo de *riser*.

B.1 Objetivo

Uma vez que um conjunto de resultados foi obtido a partir deste experimento. Um estudo para avaliar a precisão das medições realizadas é importante para dar credibilidade aos dados coletados. Nesse sentido o presente trabalho buscou entender as consequências de possíveis erros de medição pelos acelerômetros e a partir daí criar uma metodologia para quantificá-los.

B.2 Metodologia

A metodologia adotada neste trabalho para tentar quantificar possíveis erros de medições se fundamentou no efeito da gravidade nestes acelerômetros, como pode ser observado na Fig. B3.

Considerando que estes acelerômetros estão suportados como na Fig. B3 e que os acelerômetros responsáveis pela medição da aceleração transversal estão sempre perpendiculares ao solo: quando o acelerômetro IL for instalado paralelo ao solo (Fig. B3a) este irá medir 1 gravidade ($1\text{ g} = 9,81\text{ m/s}^2$); no caso de incliná-lo como mostrado na Fig. B3b, ele irá medir $g.\text{sen}\theta$; e quando este for posicionado verticalmente em relação ao solo irá medir 0.

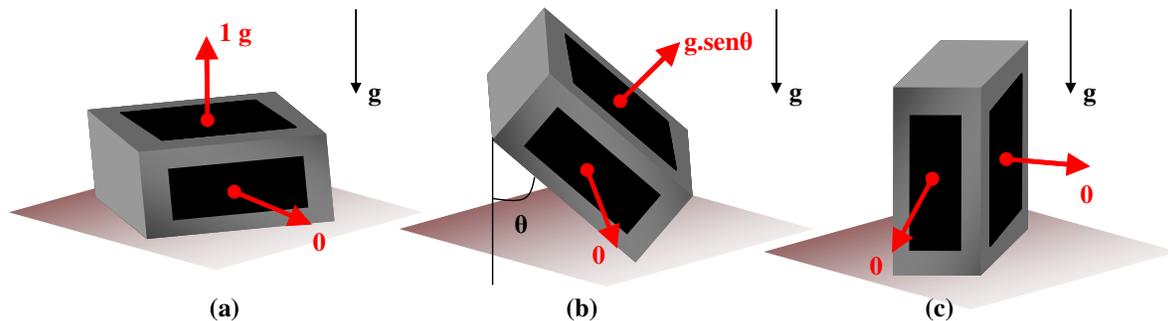


Figura B3 – Efeito da gravidade nos acelerômetros: acelerômetro horizontal (a); acelerômetro inclinado de um ângulo θ (b); e acelerômetro na vertical (c).

Inicialmente, quando o experimento foi projetado, imaginou-se que os acelerômetros iriam ser instalados como apresentado na Fig. B3b. Todos os acelerômetros TR perpendiculares

ao solo de forma a medir zero, e os acelerômetros IL iriam medir $g.\text{sen}\theta$, sendo θ o ângulo de inclinação do modelo de *riser* em catenária nos pontos de instalação dos acelerômetros.

Desta forma, o cálculo das medições feitas pelos acelerômetros quando o modelo de *riser* está estacionário é possível de ser realizado através da equação da catenária. Os valores da aceleração teoricamente obtidos utilizando a equação da catenária para determinar o ângulo de inclinação do *riser* nos pontos de instalação dos acelerômetros são apresentados na Fig. B4.

Os resultados teóricos foram então comparados com a aceleração medida para o modelo de *riser* estacionário, isto é, o modelo de *riser* não estava sujeito às forças de correnteza, onda e movimento de topo (Fig. B5). A partir desta comparação observou-se que as acelerações medidas ficaram longe da aceleração teórica. Uma hipótese que possa explicar essa diferença é o fato dos acelerômetros terem ficado inclinados. Para verificar se isso realmente ocorreu tentou-se calcular o ângulo à que estes acelerômetros estavam inclinados e então corrigi-los para verificar se os resultados medidos se ajustam ao resultado teórico. A Figura B6 apresenta de forma ilustrativa como os acelerômetros ficaram inclinados. As linhas azuis e vermelhas tracejadas representam os acelerômetros TR e IL no estado idealizado, e as linhas azuis e vermelhas contínuas representam a configuração inclinada do acelerômetro. Como pode ser observada a componente da gravidade que cada acelerômetro IL, $a_{IL,T}$, iria medir será decomposta entre os acelerômetros IL e TR devido à inclinação dos mesmos.

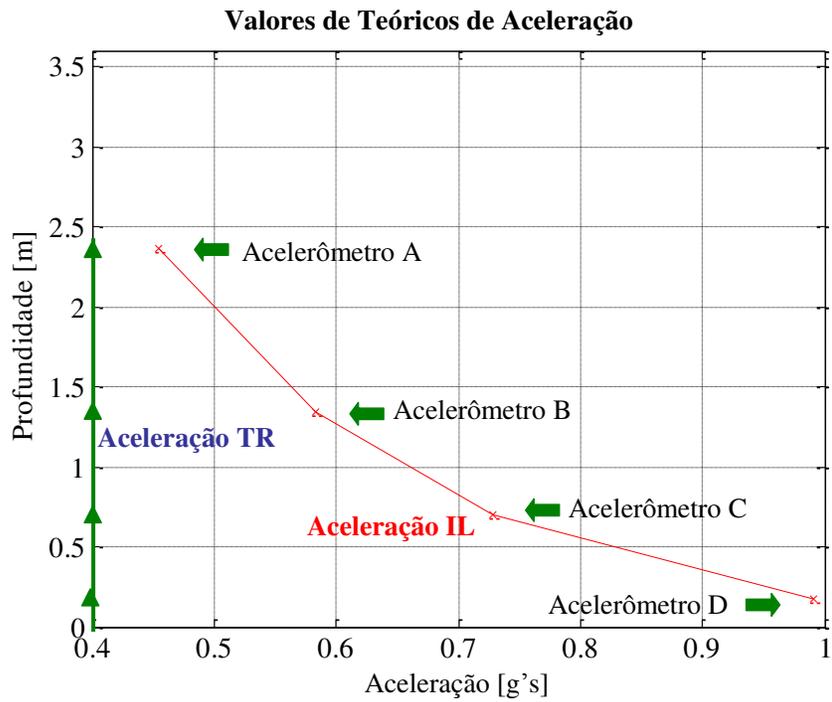


Figura B4 – Valores teóricos da aceleração nos pontos onde foram instalados os acelerômetros.

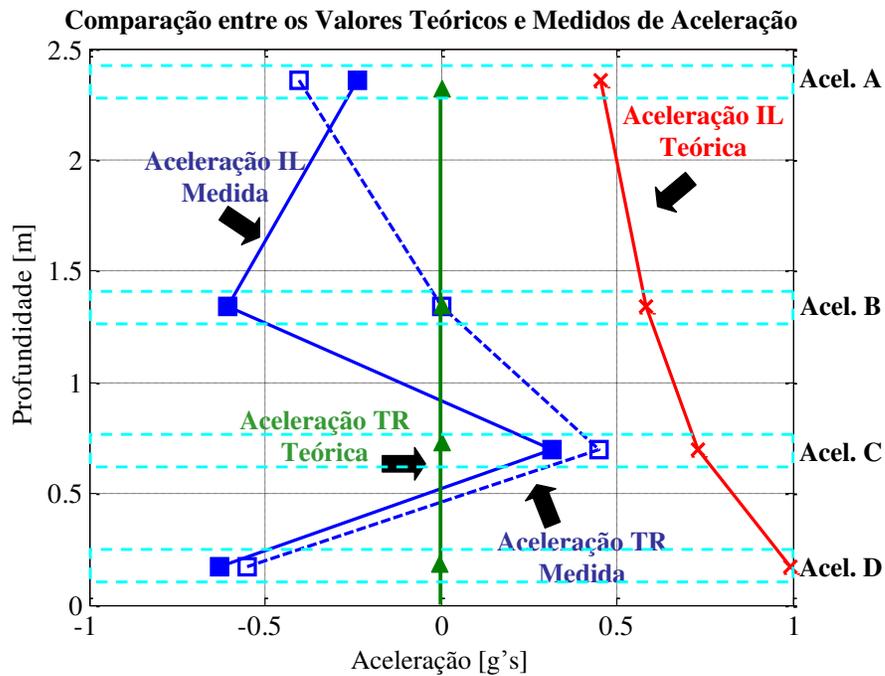


Figura B5 – Comparação entre os valores teóricos e medidos de aceleração.

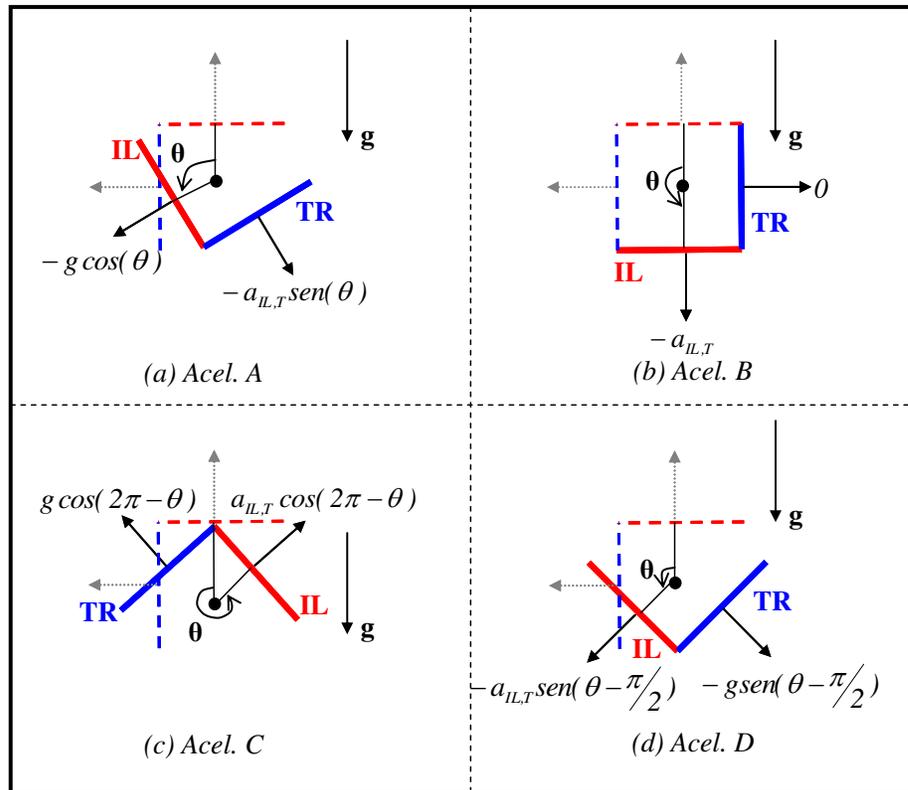


Figura B6 – Inclinação dos acelerômetros e decomposição da componente da gravidade entre os acelerômetros IL e TR.

Considerando que os acelerômetros ficaram inclinados da forma apresentada na Fig. B6. Poder-se-ia ajustar a aceleração utilizando o seguinte raciocínio: Como ilustrado na Fig. B7 e já apontado anteriormente, para um caso estático a direção *in-line*, representada pelo eixo X, o acelerômetro deverá medir $g \text{sen} \beta$, e na direção transversal (eixo Y) deverá medir 0. No caso destes acelerômetros se encontrarem rotacionados de um ângulo θ , as medições seguirão o referencial X'Y'. E, neste caso os acelerômetros medirão projeções das medições esperadas.

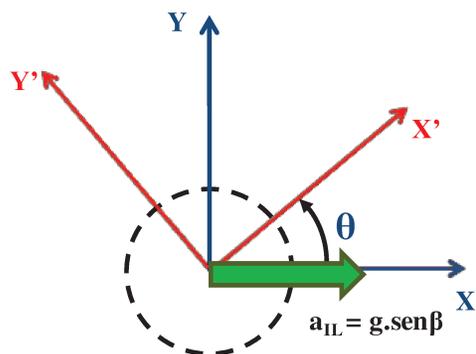


Figura B7 – Rotação do plano dos acelerômetros.

No entanto, ajustes podem ser realizados através das projeções como pode ser visto abaixo.

$$X = X' \cos \theta - Y' \text{sen} \theta \tag{B.1}$$

$$Y = X' \text{sen} \theta + Y' \cos \theta$$

Sabendo que para um caso estático $X = g \text{sen} \beta$, sendo β a inclinação do acelerômetro devido a geometria da catenária, e $Y = 0$. Desta forma,

$$X' \cos \theta - Y' \text{sen} \theta = g \text{sen} \beta \tag{B.2}$$

$$X' \text{sen} \theta + Y' \cos \theta = 0$$

Resolvendo o sistema apresentado em (B.2), tem-se

$$\beta = \arcsen\left(\frac{\sqrt{X'^2 + Y'^2}}{g}\right) \quad (\text{B.3})$$

$$\theta = \arccos\left(\frac{X'g\text{sen}\beta}{X'^2 + Y'^2}\right) \quad (\text{B.4})$$

Portanto, conhecendo-se as medidas de X' e Y' podem-se calcular os ângulos θ e β utilizando-se as Eq. B.3 e B.4. E ajustar as medidas utilizando as equações (B.1).

A Fig. B8 e a Tab. B1 apresentam a comparação do resultado ajustado e o resultado teórico obtido através da equação da catenária. Observa-se que bons resultados foram alcançados pelo ajuste.

Tabela B1 – Comparativo das acelerações Teóricas e Ajustadas.

	In-Line			Transversal		
	Teorico(g's)	Medido (g's)	Erro(%)	Teorico(g's)	Medido (g's)	Erro(%)
Acel A	0.42	0.4695	11.79	0	0	0
Acel B	0.564	0.6074	7.70	0	0	0
Acel C	0.735	0.5521	24.88	0	0	0
Acel D	0.95	0.8357	12.03	0	0	0

Pela Tab. B1 observa-se que os resultados apresentaram um erro médio de aproximadamente 10% em relação ao valor esperado para a direção *In-line*. Embora este erro seja considerável para os parâmetros de engenharia, neste trabalho podemos considerá-lo aceitável, visto as incertezas nas propriedades do material e do experimento, e as simplificações do programa de cálculo. Não devendo, portanto atribuir os erros aos acelerômetros, uma vez que para a direção transversal os resultados apresentaram 100% de acerto.

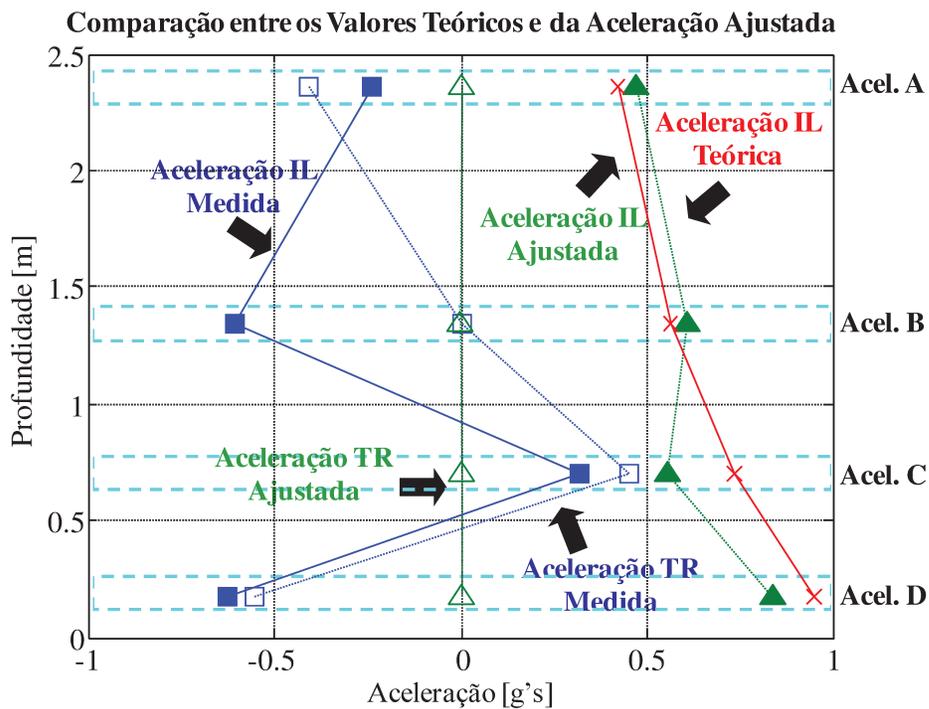


Figura B8 – Comparação entre os valores teóricos e ajustados das acelerações para o caso sem correnteza.

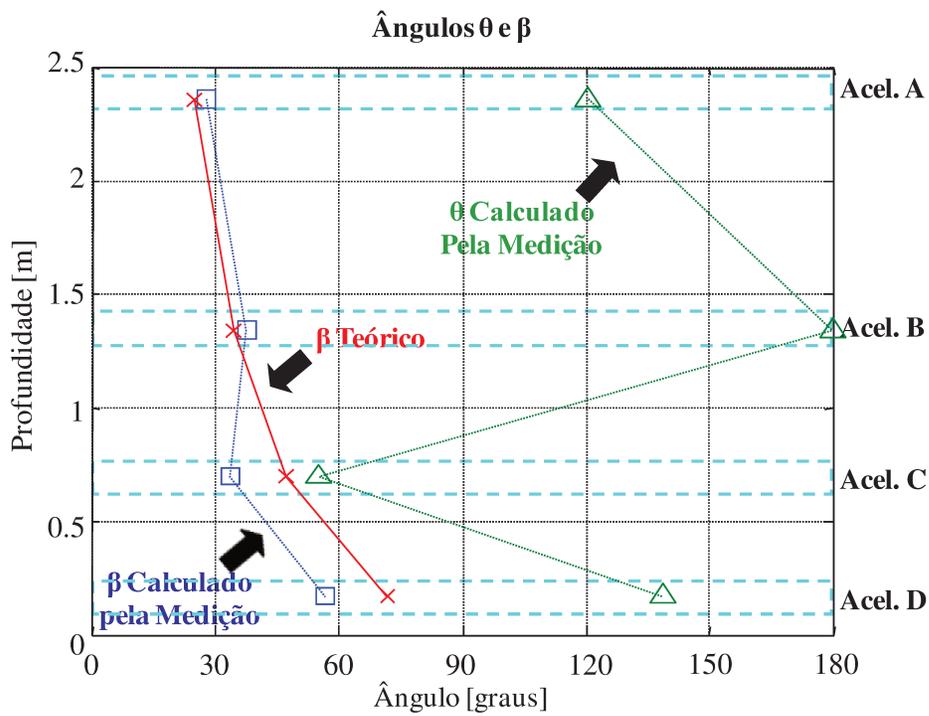


Figura B9 – Ângulos β e θ para o caso sem correnteza.

**Comparação entre os Valores de Aceleração Calculados e Ajustados
para Diversos Casos.**

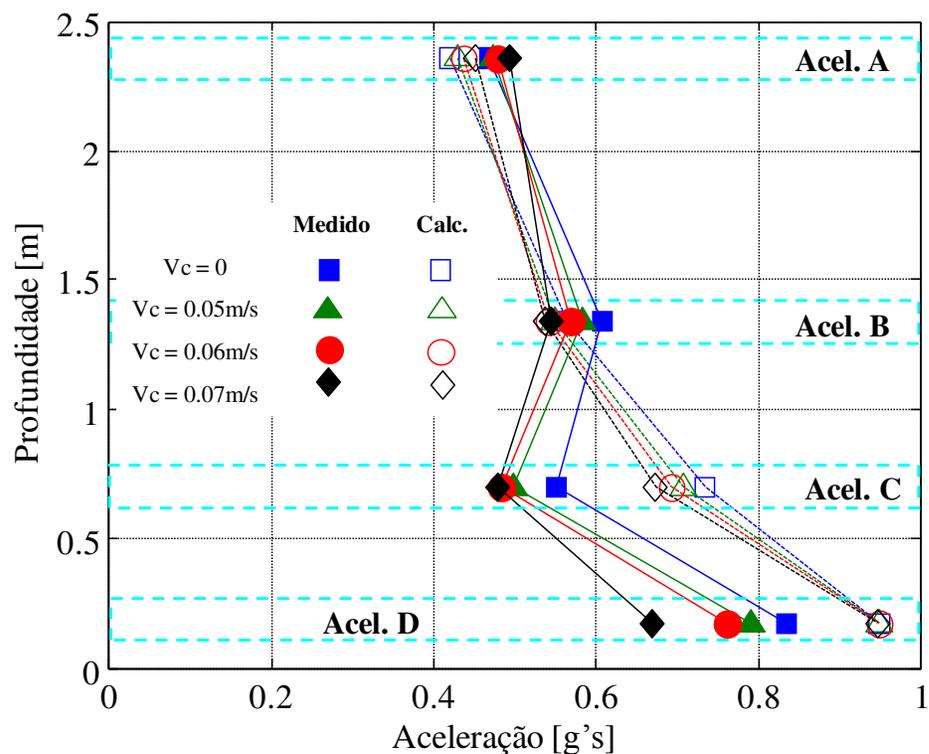


Figura B10 – Comparação entre os valores de aceleração calculados e ajustados para diversos casos de correnteza.

Tabela B2 – Calculo dos erros dos valores de aceleração para os diversos casos de correnteza.

	Vc = 0	Vc = 0.05m/s	Vc = 0.06m/s	Vc = 0.07m/s	Erro Total por Acel
Acel A	11.79%	10.11%	9.12%	9.31%	9.71%
Acel B	7.70%	6.15%	5.11%	1.38%	5.63%
Acel C	24.88%	29.62%	30.05%	28.78%	29.20%
Acel D	12.03%	16.62%	19.76%	29.40%	18.19%

Observando os resultados obtidos para diferentes magnitudes de correnteza (Fig.B10 e Tab.B2) pode-se notar:

- 1) Com o aumento da velocidade, tanto os resultados obtidos pelo ajuste das medições como os resultados esperadas obtidos por simulação numérica apresentaram a mesma tendência;
- 2) Os acelerômetros C e D apresentaram grandes erros em relação aos acelerômetros A e B.

Comparações entre a tração de topo medida pela célula de carga instalada no topo do modelo de *riser* e os valores obtidos pela simulação numérica foram realizadas visando verificar os resultados das simulações. Como pode ser observados pela Tab. B3, bons resultados foram alcançados, com erros da ordem de 5%.

Tabela B3 – Comparação entre a tração no topo do modelo de *riser* calculado e obtido pelo experimento.

	Tração Medida [gf]	Tração Calculada [gf]	Erro [%]
V _c = 0	39.28	38.68	1.54%
V _c = 0.05 m/s	36.01	36.57	1.57%
V _c = 0.06 m/s	34.66	35.56	2.62%
V _c = 0.07 m/s	32.31	34.41	6.51%

Utilizando as Eqs. B.1 e os valores de θ calculados pela Eq. (B.4) pode-se ajustar os valores dinâmicos da aceleração. As Figuras B11 e B13 apresentam as PSDs para a aceleração transversal e *in-line* antes do ajuste para uma correnteza V_c = 0,07 m/s. As séries temporais para estes casos são apresentadas pelas Figs. B12 e B14.

As PSDs dos resultados ajustados são apresentadas pelas Figs. B15 e B17, que representam respectivamente as acelerações transversal e *in-line*. As series temporais são apresentadas pelas Figs. B16 e B18. Pelo ajuste pode-se observar que os acelerômetros instalados no plano da catenária (*in-line*) mediram vibrações menores e em frequências duas vezes maiores às vibrações medidas pelos acelerômetros instalados na fora do plano da catenária (transversal). Este resultado está de acordo com a teoria que prevê que a o VIV na direção *in-line* ocorre em uma frequência duas vezes maior que o VIV na transversal, uma vez que o VIV *in-line* ocorre a cada vórtice desprendido e o VIV transversal a cada ciclo de vórtices desprendidos.

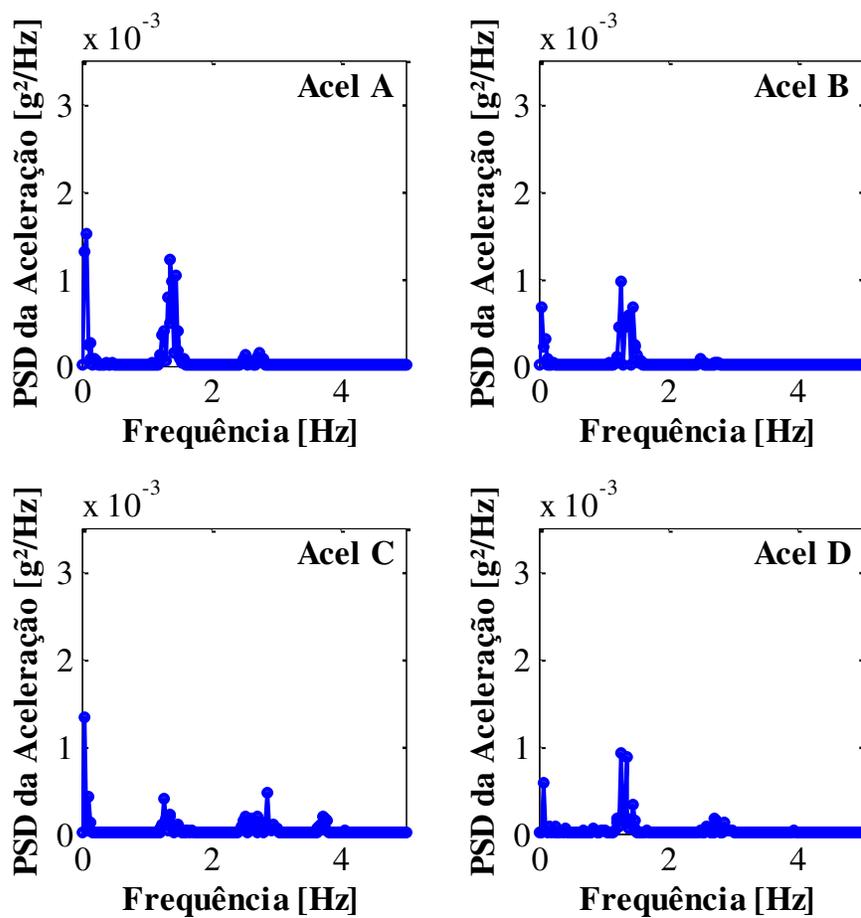


Figura B11 – PSD da aceleração medida pelos acelerômetros instalados na transversal para uma correnteza $V_c = 0,07$ m/s (antes do ajuste).

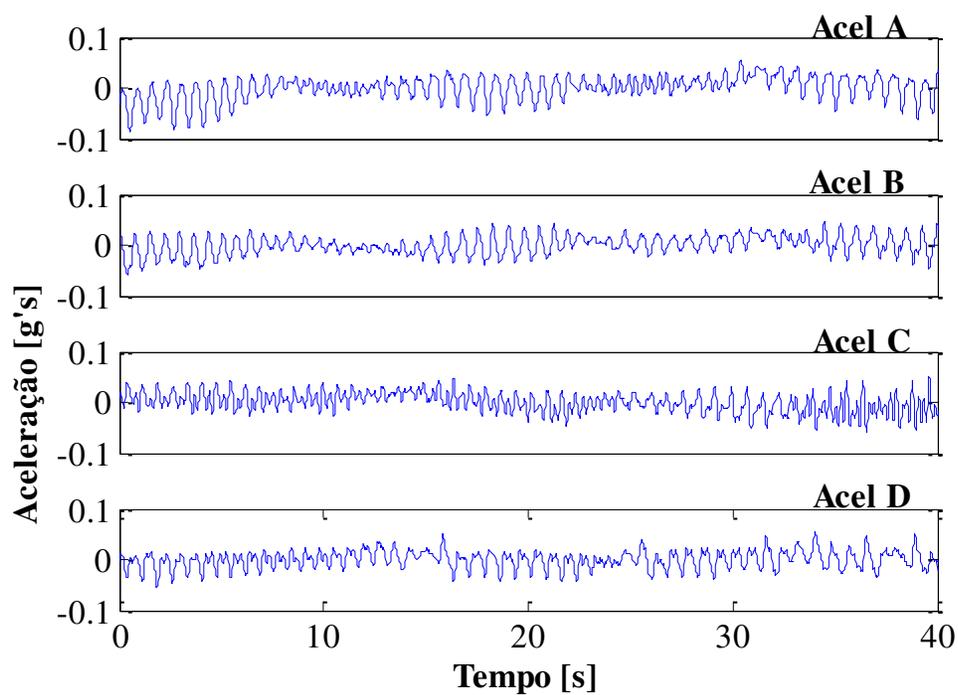


Figura B12 – Série temporal da aceleração transversal ($V_c = 0,07$ m/s) antes do ajuste.

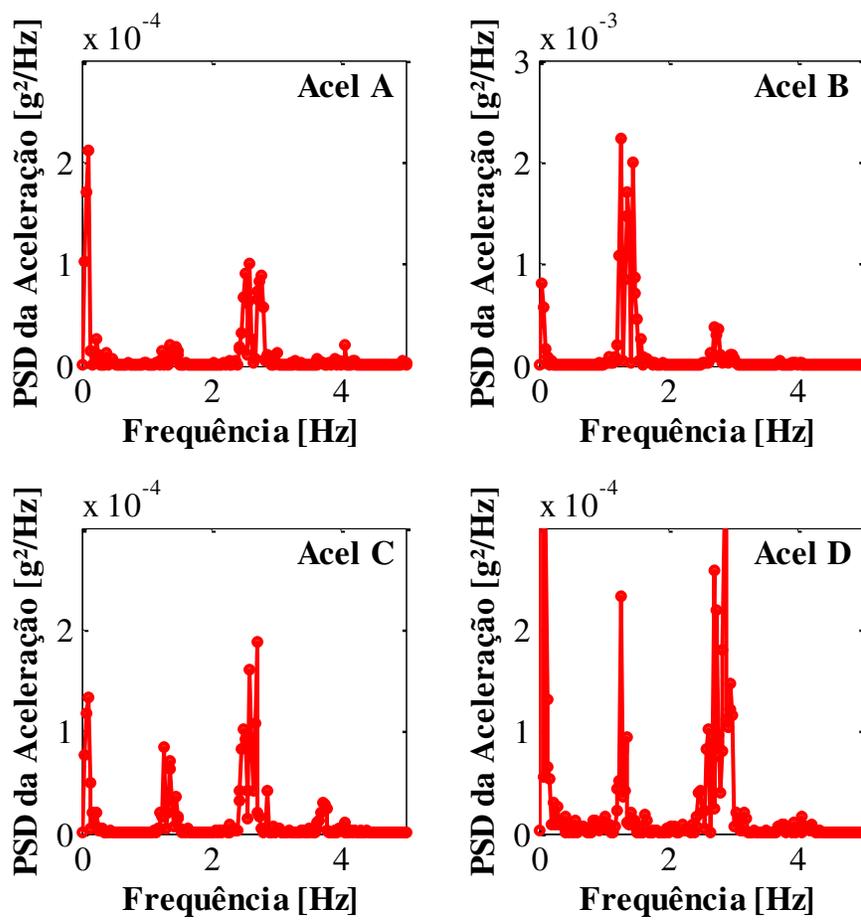


Figura B13 – PSD da aceleração medida pelos acelerômetros instalados na *in-line* para uma correnteza $V_c = 0,07$ m/s (antes do ajuste).

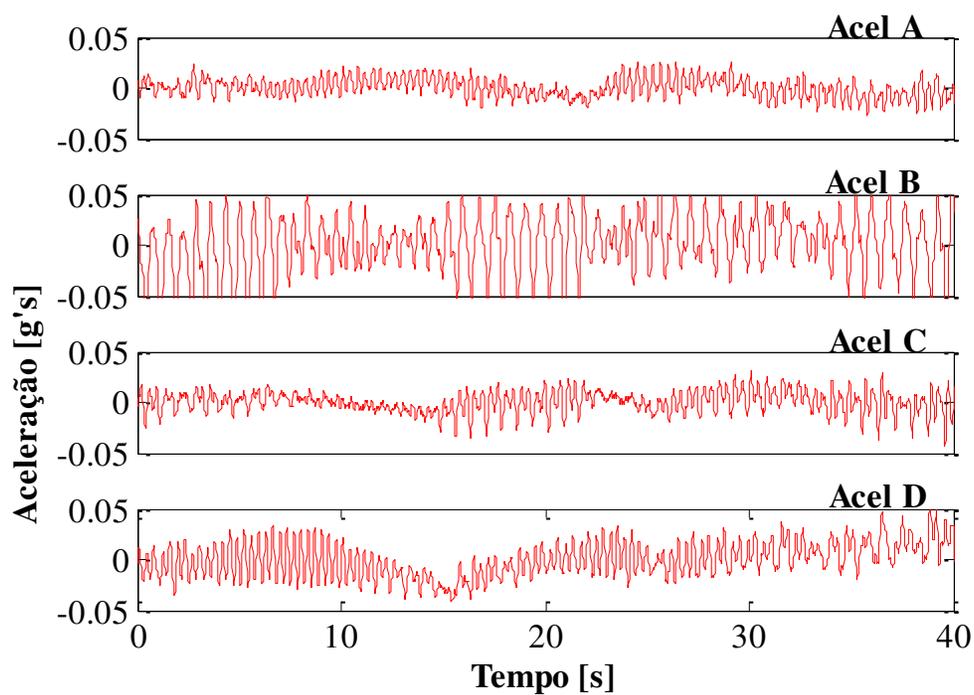


Figura B14 – Série temporal da aceleração *in-line* ($V_c = 0,07$ m/s) (antes do ajuste).

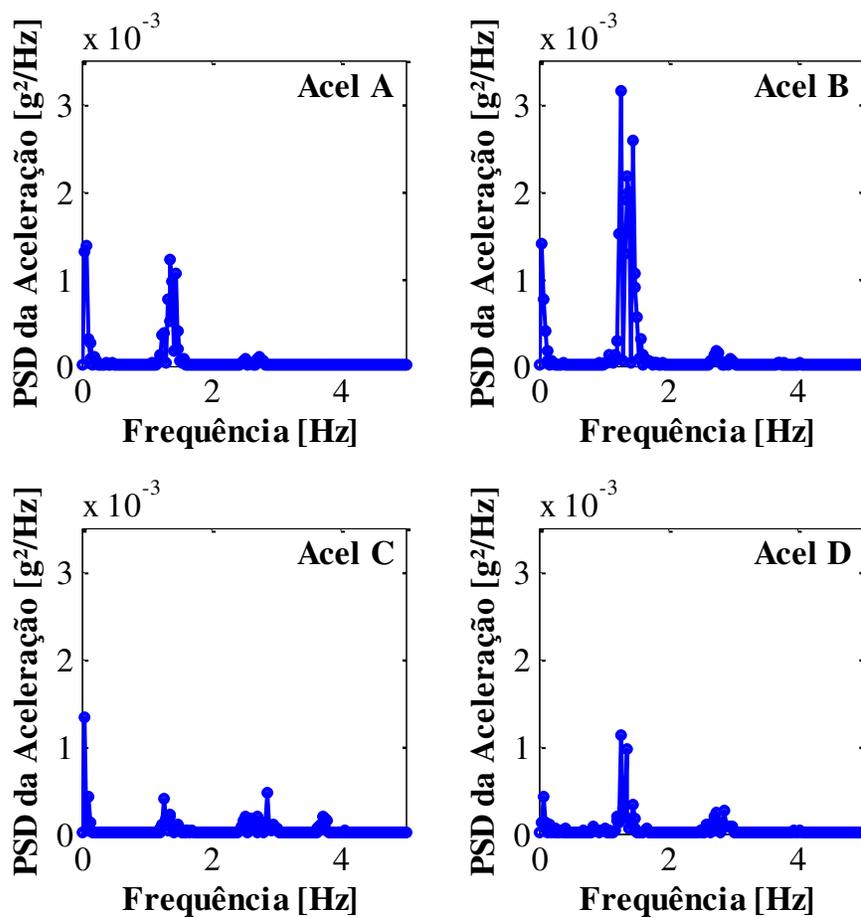


Figura B15 – PSD da aceleração medida pelos acelerômetros instalados na transversal para uma correnteza $V_c = 0,07$ m/s (ajustado).

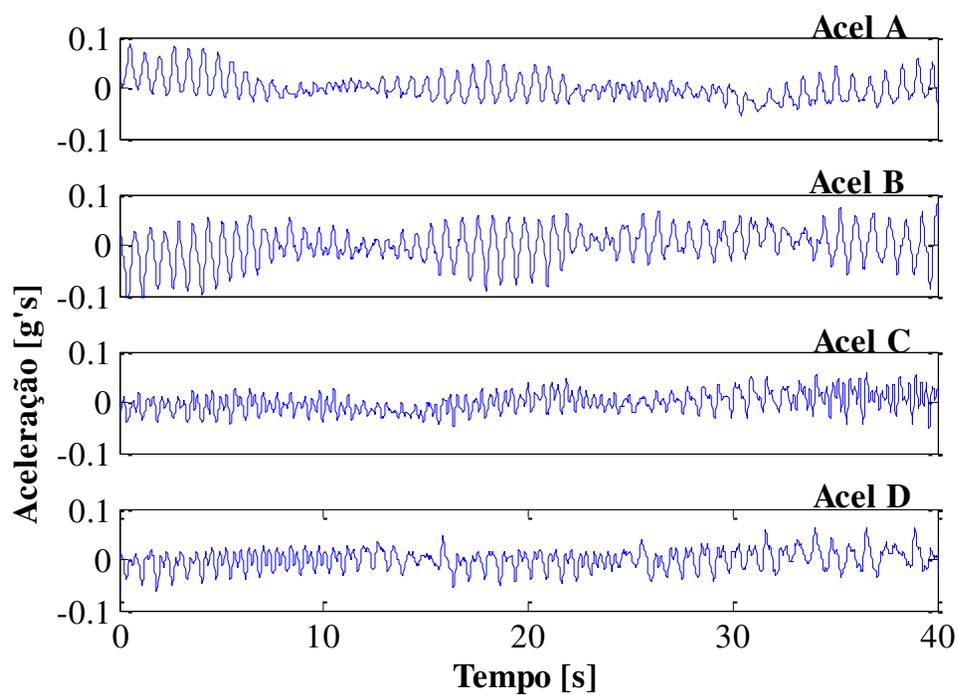


Figura B16 – Série temporal da aceleração transversal ($V_c = 0,07$ m/s) (ajustado).

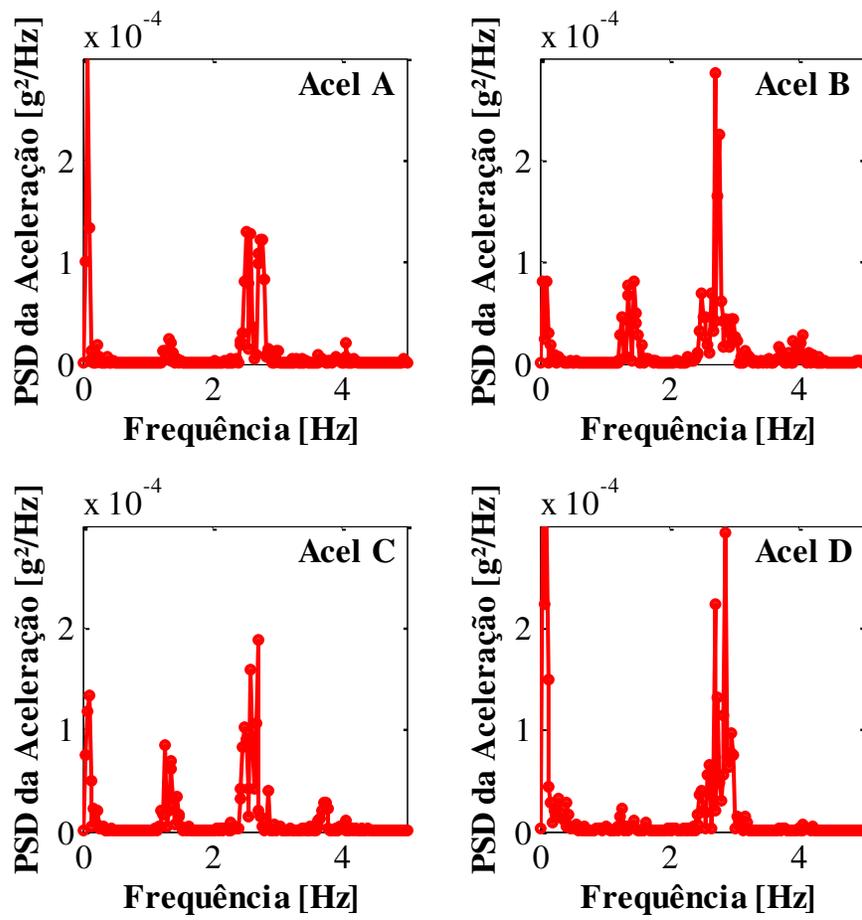


Figura B17 – PSD da aceleração medida pelos acelerômetros instalados na *in-line* para uma correnteza $V_c = 0,07$ m/s (ajustado).

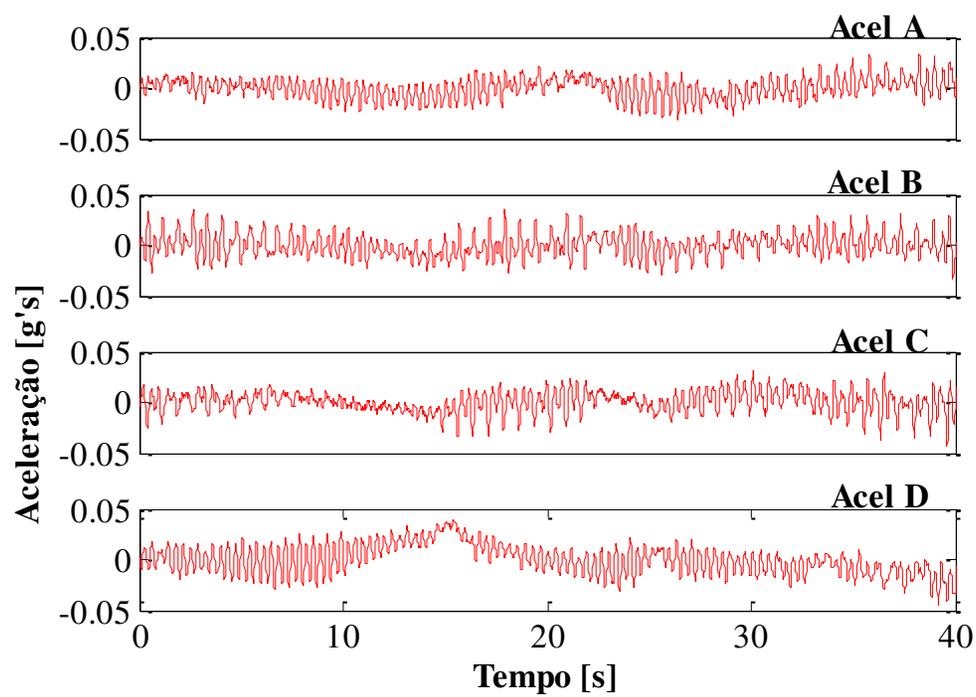


Figura B18 – Série temporal da aceleração *in-line* ($V_c = 0.07$ m/s) (ajustado).

APÊNDICE C - STFT (Short-Time Fourier Transform)

C.1 - Teoria

O STFT é um método que pode ser aplicado para determinar a variação da frequência com o tempo de uma série temporal. Para casos discretos no tempo, que é o mais usualmente encontrado, os dados da série temporal (Figura C1) podem ser transformados em vários quadros (janelas), que se sobrepõem para reduzir os efeitos dos limites das janelas. A transformada de Fourier para cada quadro fornecerá a magnitude para cada ponto no tempo e frequência.

$$STFT\{x[n]\} \equiv X(m, \omega) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x[n]w[n-m]e^{-j\omega n} \quad (C.1)$$

sendo $x[n]$ o sinal da série temporal e $w[n]$ a janela.

O espectrograma é dado por:

$$espectrograma\{x(t)\} \equiv |X(\tau, \omega)|^2 \quad (C.2)$$

A resolução do resultado irá depender da largura do quadro (janela). Neste caso, a resolução pode ter dois objetivos:

- Resolução da frequência: uma boa resolução na frequência é necessária para identificar componentes de frequência próximos uns dos outros;
- Resolução no tempo: uma boa resolução no tempo permite identificar com precisão o momento em que a frequência mudou.

Uma janela curta pode fornecer uma boa resolução no tempo, mas uma pobre resolução na frequência. Por outro lado, uma janela larga fornece uma boa resolução na frequência e uma pobre resolução no tempo.

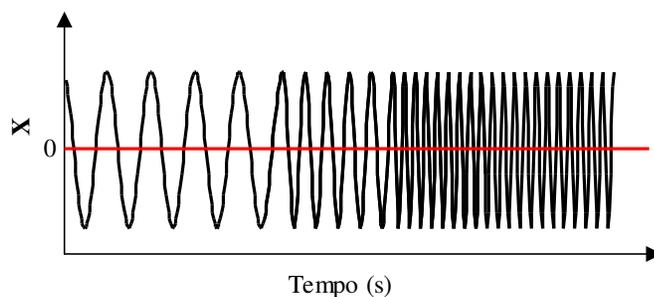


Figura C1 – Série Temporal do sinal original.

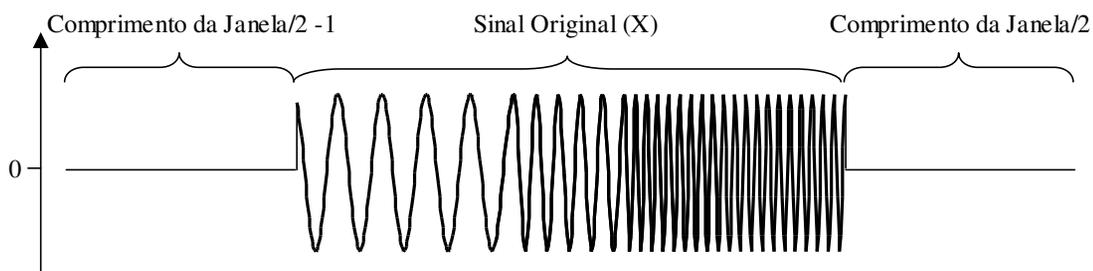


Figura C2 – Série temporal estendida para o processo de geração dos quadros (Janelas), neste caso para quando a janela é de tamanho par.

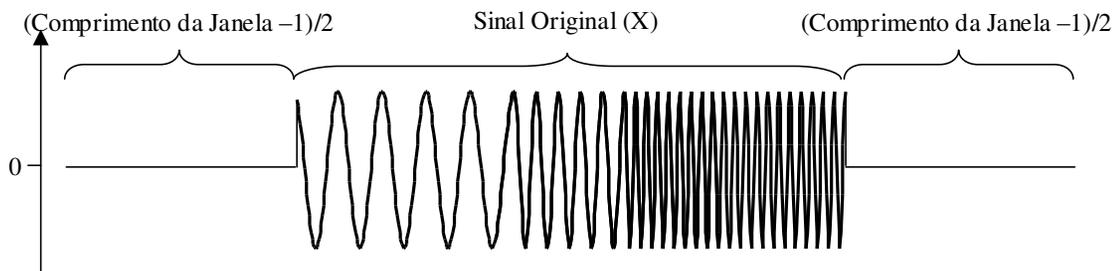


Figura C3 – Série temporal estendida para o processo de geração dos quadros (Janelas), neste caso para quando a janela é de tamanho ímpar.

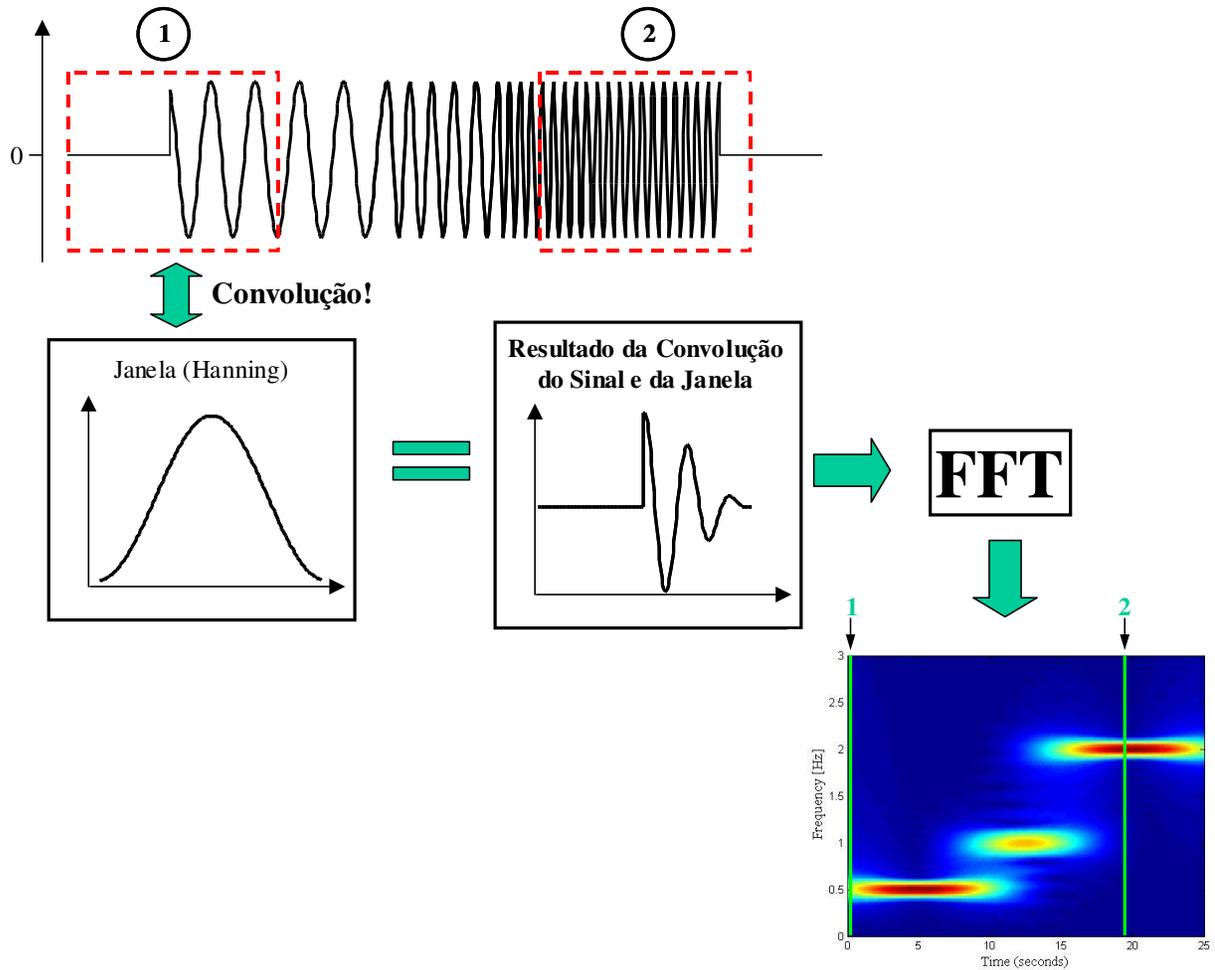


Figura C4 – Processo para a análise do STFT, a partir da série temporal estendida.

C.2 - Opções de Janela

- 1 ⇒ Retangular
- 2 ⇒ Hamming
- 3 ⇒ Hanning
- 4 ⇒ Blackman-Tukey

C.3 - Inputs

- **x** ⇒ Série Temporal a ser Analisada (não é necessário o vetor dos tempos)
- **Sampling rate** ⇒ Período de Aquisição da Série Temporal
- **Window** ⇒ Tipo de Janela (opções dadas acima)
- **Step_dist** ⇒ Distância entre pontos da Serie Temporal (em números de Períodos de Aquisição)
- **Padding** ⇒ Comprimento total da Janela do Sinal antes da análise da FFT
- **IMAGY** ⇒ Número de pontos na série temporal
- **Window_length** ⇒ Comprimento da Janela

APÊNDICE D - SUBROTINA DE INTEGRAÇÃO NUMÉRICA

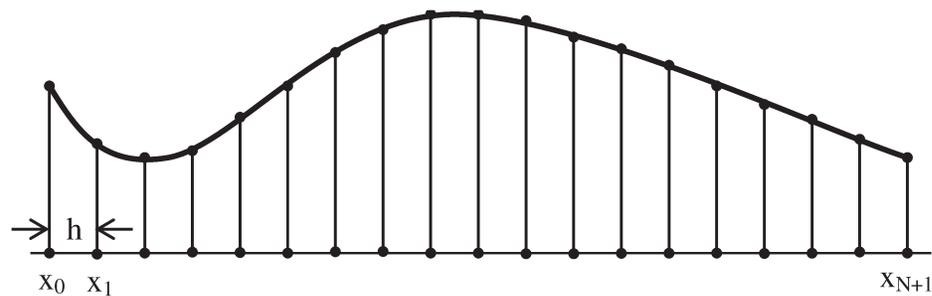


Figura D1 – Ilustração do Método de Integração.

$$x_i = x_0 + ih \quad i = 0, 1, \dots, N+1,$$

$$f(x_i) = f_i,$$

$$\text{Regra do Trapézio: } \int_a^b f(x) dx \approx \frac{h}{2} [f(b) - f(a)]$$

A regra do trapézio pode ser considerado um dos algoritmos mais simples de integração numérica. No entanto, as medições dos experimentos analisados foram feitas em altas frequências de aquisição, garantindo um grande número de pontos por ciclo e uma boa precisão do método de integração.

Um teste foi realizado para uma função $f(x)$. Comparando os resultados obtidos numericamente e analiticamente (Figura D2).

$$f(x) = 10\cos(2\pi \cdot 6t) + 3\cos(2\pi \cdot 12t) + 15\cos(2\pi \cdot 18t)$$

Solução Analítica: $\int f(x)dx = \frac{10}{12\pi} \text{sen}(2\pi \cdot 6t) + \frac{3}{24\pi} \text{sen}(2\pi \cdot 12t) + \frac{15}{36\pi} \text{sen}(2\pi \cdot 18t)$

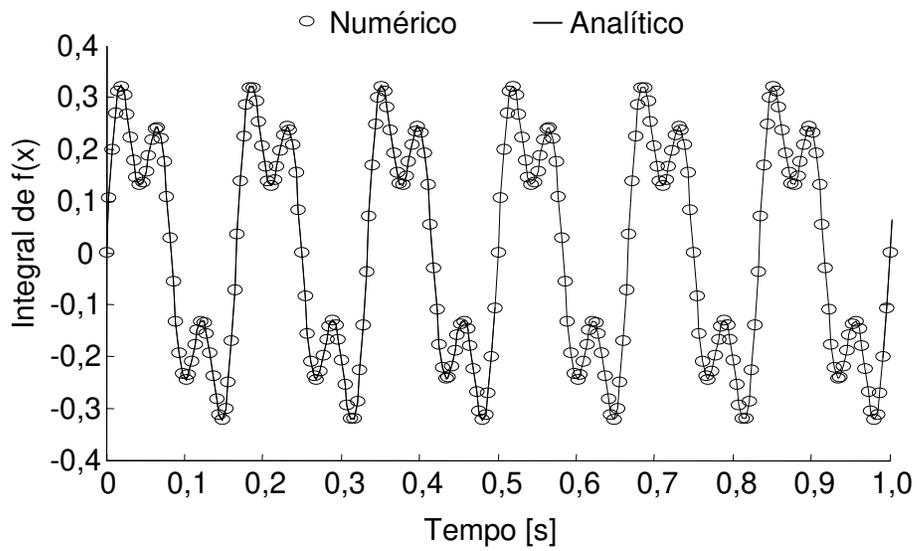


Figura D2 – Resultado obtido pelo teste para a integração da função $f(x)$.

APÊNDICE E – OUTROS RESULTADOS PARA O EXPERIMENTO COM MODELO DE CATENÁRIA

E.1 – Séries Temporais da Aceleração: Comportamento de Batimento

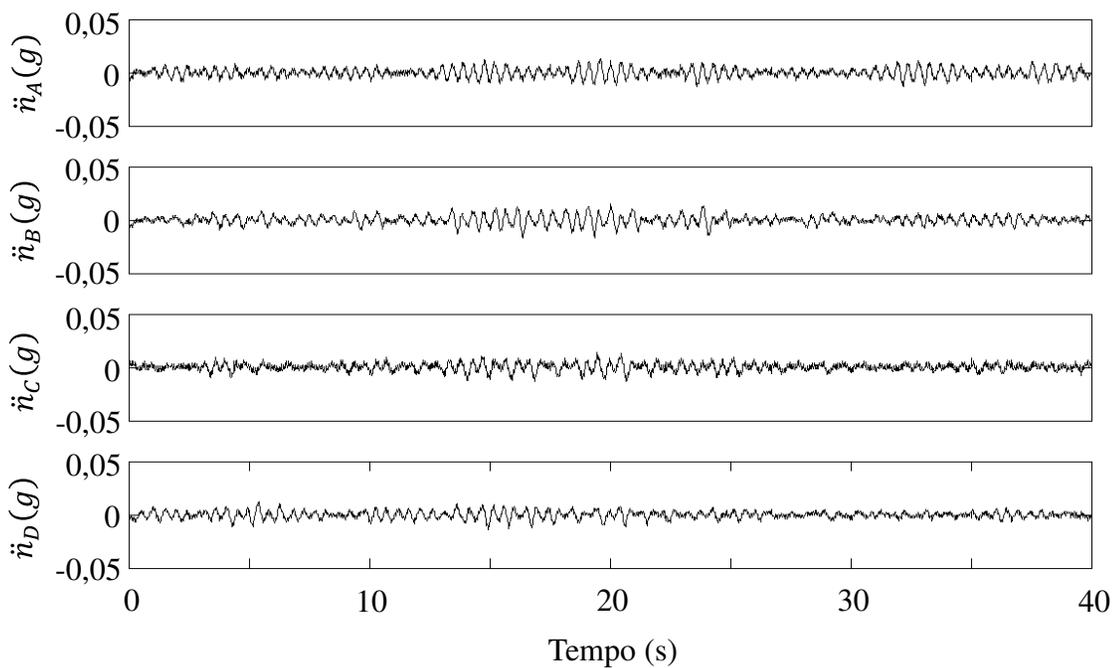


Figura E1 – Séries temporais da aceleração medidas na direção in-line pelos acelerômetros para o teste com $Re = 400$. A velocidade do carro dinamômetro foi de 0,05 m/s. Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medições no experimento, de cima para baixo: A em 2,36 m, B em 1,34 m, C em 0,70 e D em 0,17 m de distância em relação ao fundo do carro auxiliar.

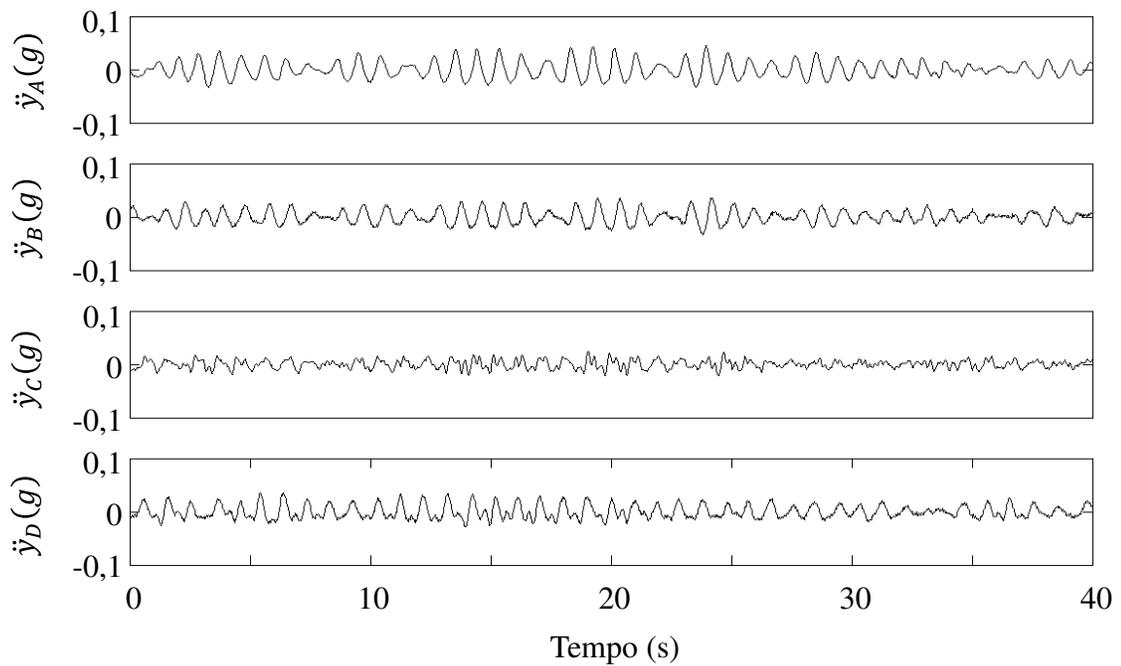


Figura E2 – Séries temporais da aceleração medidas na direção transversal pelos acelerômetros para o teste com $Re = 400$. A velocidade do carro dinamômetro foi de 0,05 m/s. Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medições no experimento, de cima para baixo: A em 2,36 m, B em 1,34 m, C em 0,70 e D em 0,17 m de distância em relação ao fundo do carro auxiliar.

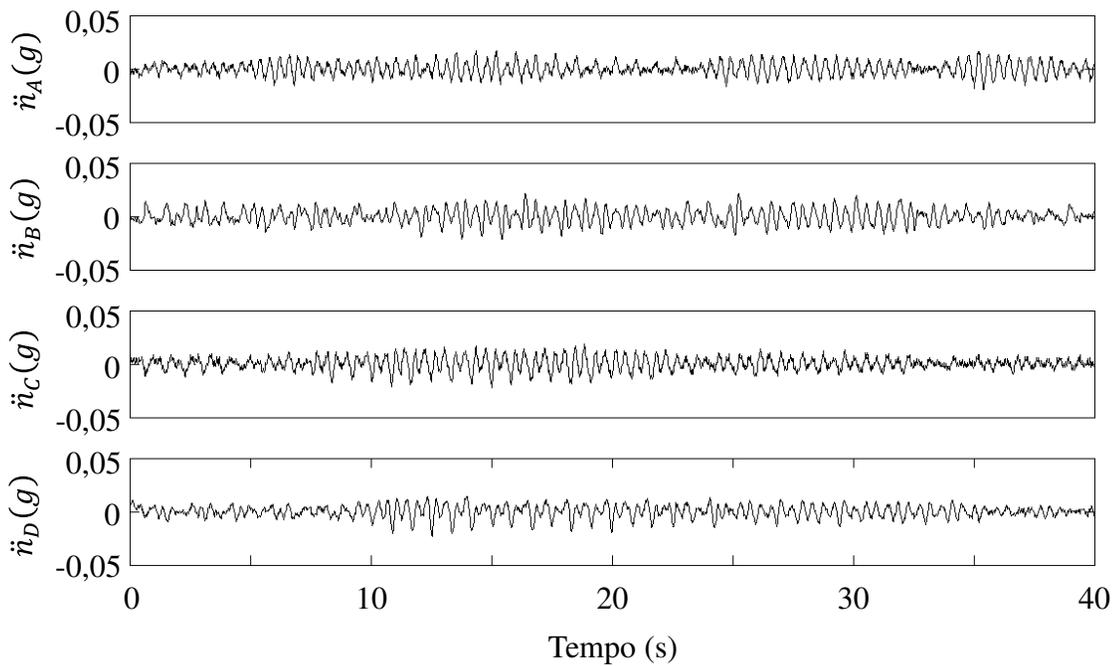


Figura E3 – Séries temporais da aceleração medidas na direção in-line pelos acelerômetros para o teste com $Re = 480$. A velocidade do carro dinamômetro foi de 0,06 m/s. Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medições no experimento, de cima para baixo: A em 2,36 m, B em 1,34 m, C em 0,70 e D em 0,17 m de distância em relação ao fundo do carro auxiliar.

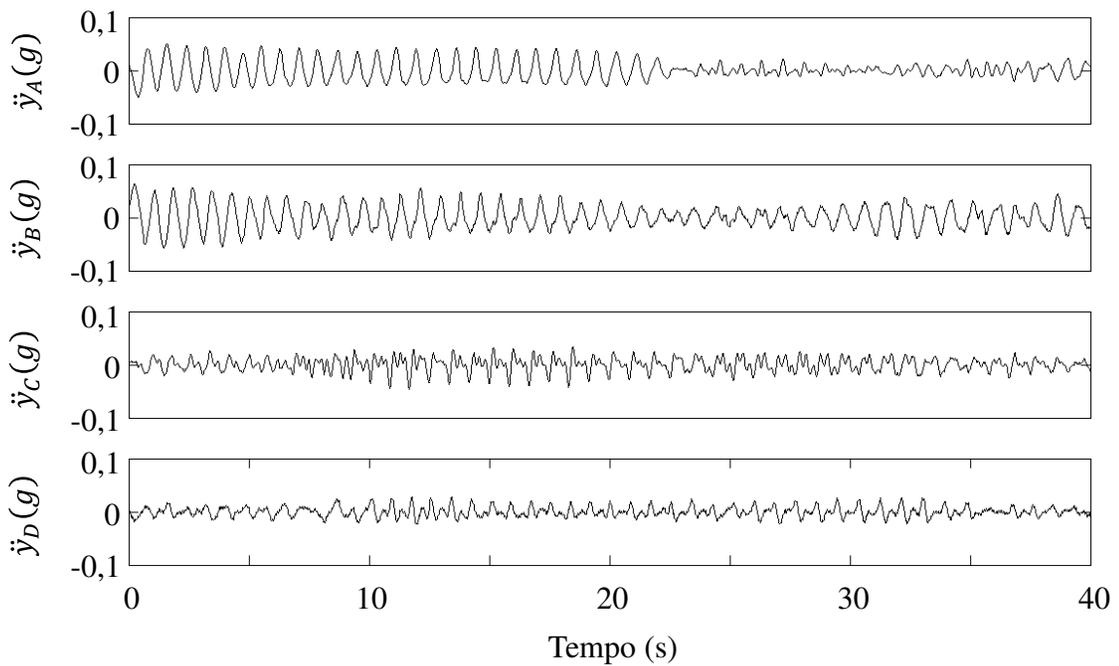


Figura E4 – Séries temporais da aceleração medidas na direção transversal pelos acelerômetros para o teste com $Re = 480$. A velocidade do carro dinamômetro foi de 0,06 m/s. Os resultados apresentados se referem aos 4 pontos de medições no experimento, de cima para baixo: A em 2,36 m, B em 1,34 m, C em 0,70 e D em 0,17 m de distância em relação ao fundo do carro auxiliar.

E.2 – PSD da aceleração: Frequência dominante da Vibração na Resposta às VIV

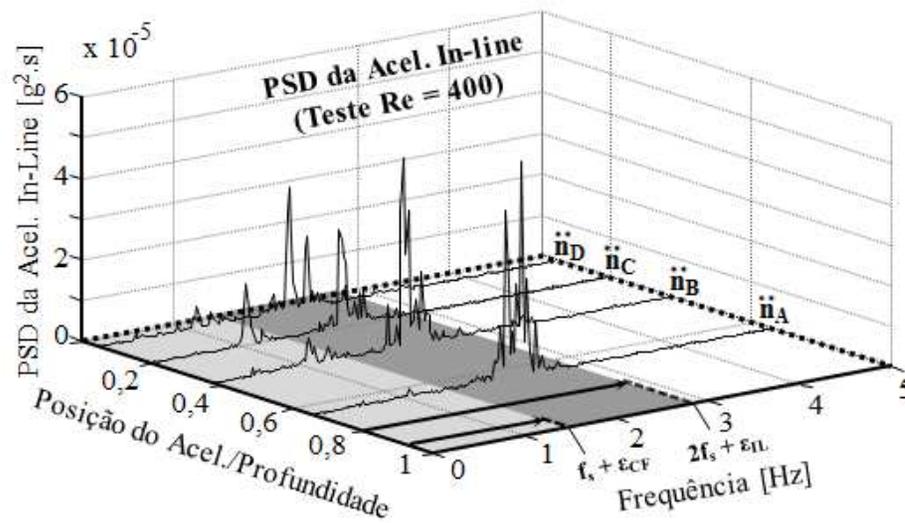


Figura E5 – PSD da aceleração na direção in-line do modelo experimental medidas na pelos acelerômetros para o teste com $Re = 400$. A velocidade do carro dinâmométrico foi de 0,05 m/s.

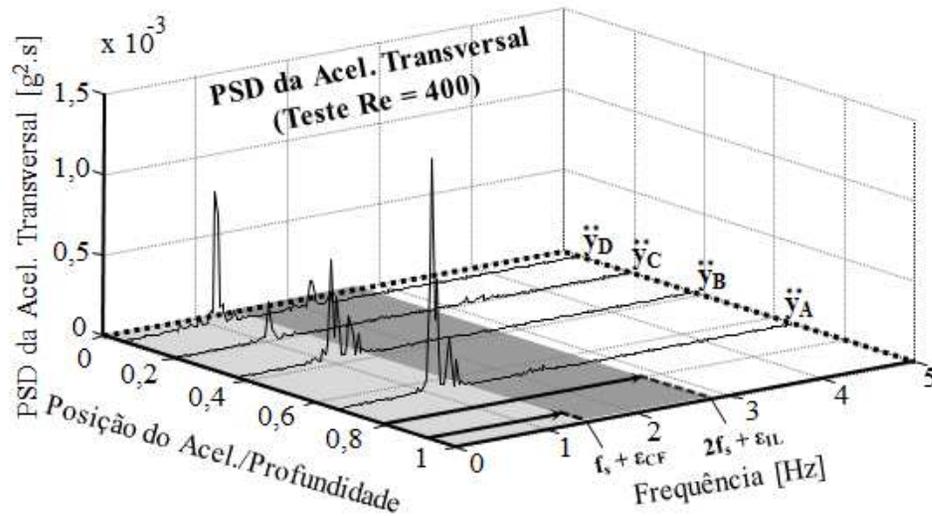


Figura E6 – PSD da aceleração na direção transversal do modelo experimental medidas na pelos acelerômetros para o teste com $Re = 400$. A velocidade do carro dinâmômetro foi de 0,05 m/s.

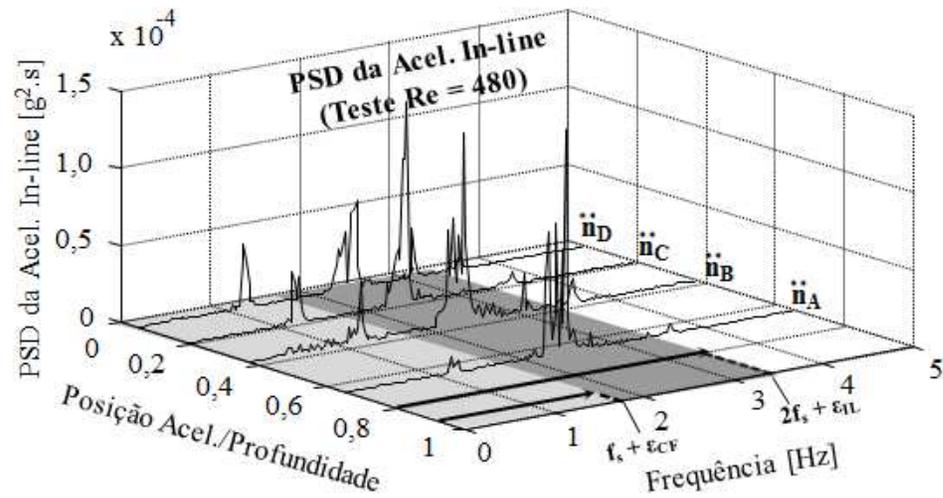


Figura E7 – PSD da aceleração na direção in-line do modelo experimental medidas na pelos acelerômetros para o teste com $Re = 480$. A velocidade do carro dinamômetro foi de 0,06 m/s.

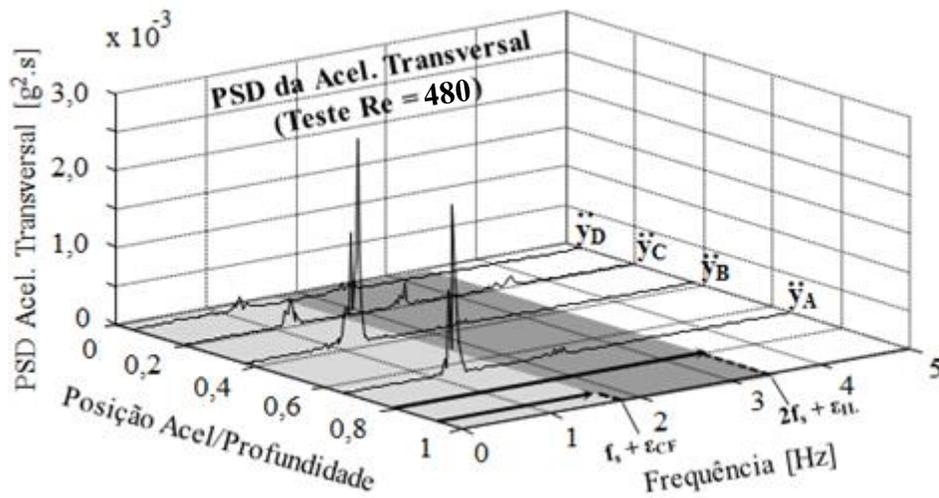


Figura E8 – PSD da aceleração na direção transversal do modelo experimental medidas na pelos acelerômetros para o teste com $Re = 480$. A velocidade do carro dinamômetro foi de 0,06 m/s.

E.3 – STFT das acelerações do modelo experimental: Variação da Frequência no Tempo

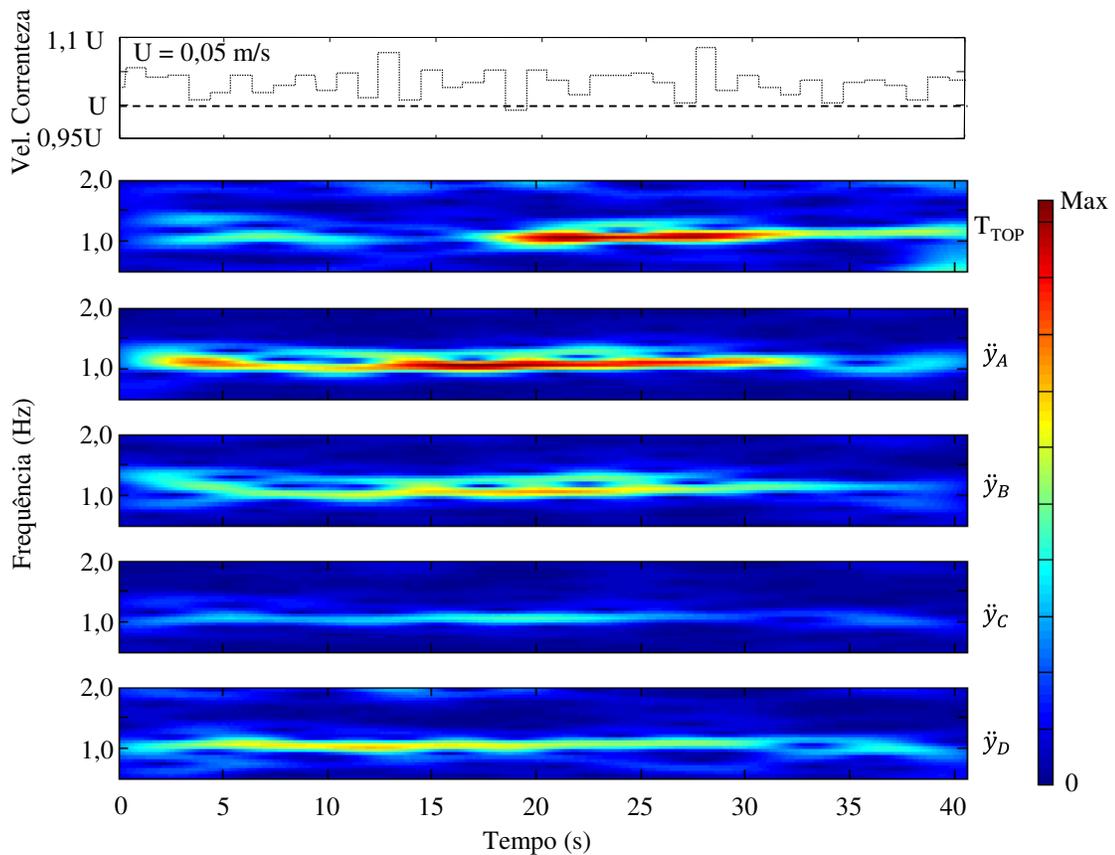


Figura E9 – Série temporal da flutuação da velocidade de correnteza para o teste $Re = 400$ ($U = 0,05 \text{ m/s}$). Resultados da STFT da tração de topo e das acelerações transversais medidas pelos acelerômetros são apresentados abaixo.

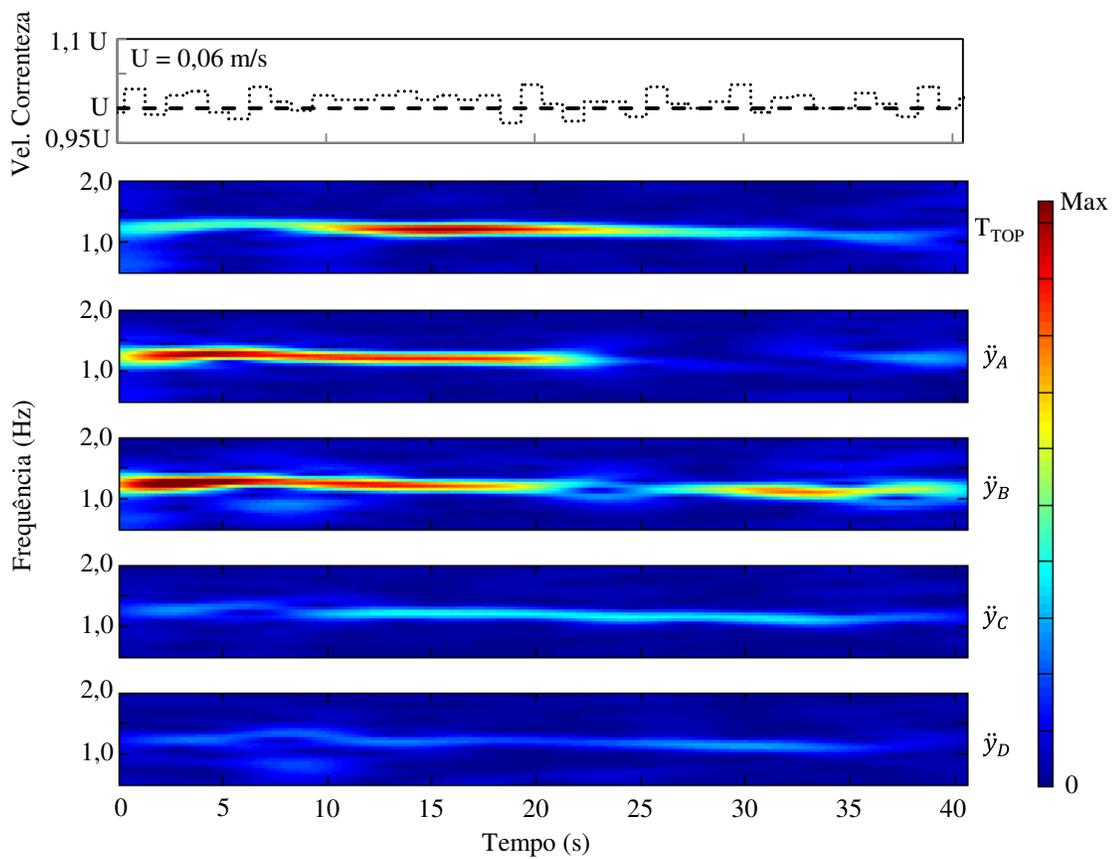


Figura E10 – Série temporal da flutuação da velocidade de correnteza para o teste $Re = 480$ ($U = 0,06$ m/s). Resultados da STFT da tração de topo e das acelerações transversais medidas pelos acelerômetros são apresentados abaixo.

E.4 – Resultados de Deslocamento: Trajetórias de movimento em alguns pontos do modelo experimental

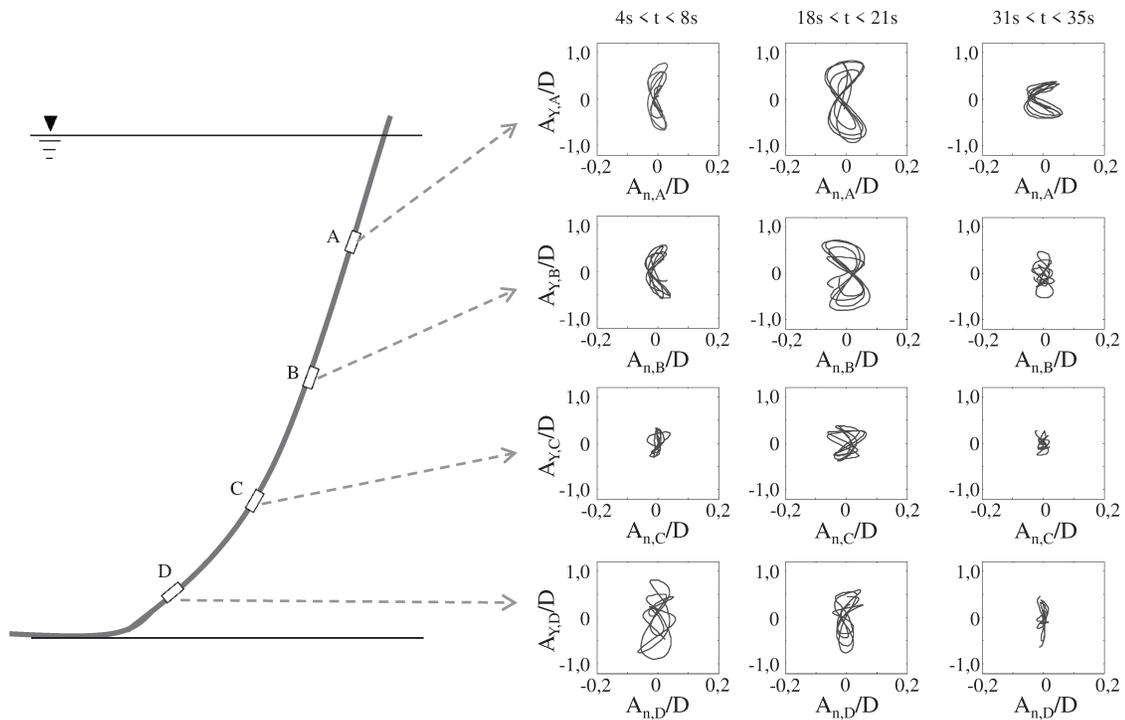


Figura E11 – Trajetória de movimento do modelo experimental nas posições dos acelerômetros para períodos de tempo diferentes (Teste $Re = 400$).

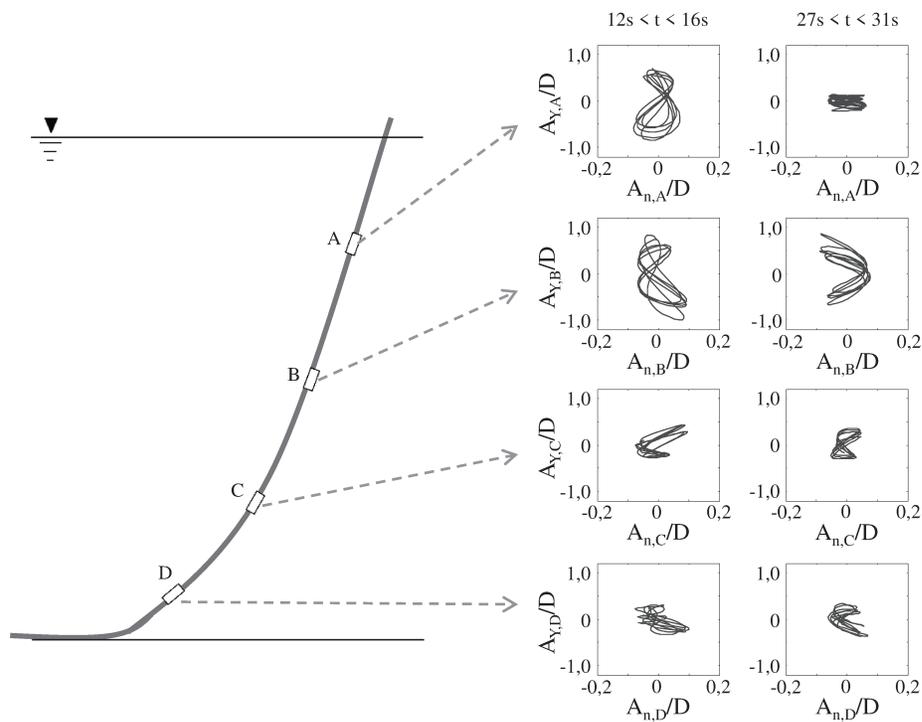


Figura E12 – Trajetória de movimento do modelo experimental nas posições dos acelerômetros para períodos de tempo diferentes (Teste $Re = 480$).

APENDICE F – INTERPOLAÇÃO BI-HARMONICA

O método da interpolação bi-harmonica foi utilizado para determinar os valores intermediários de C_{mv} e C_{dv} das tabelas apresentadas em Blevins (2009).

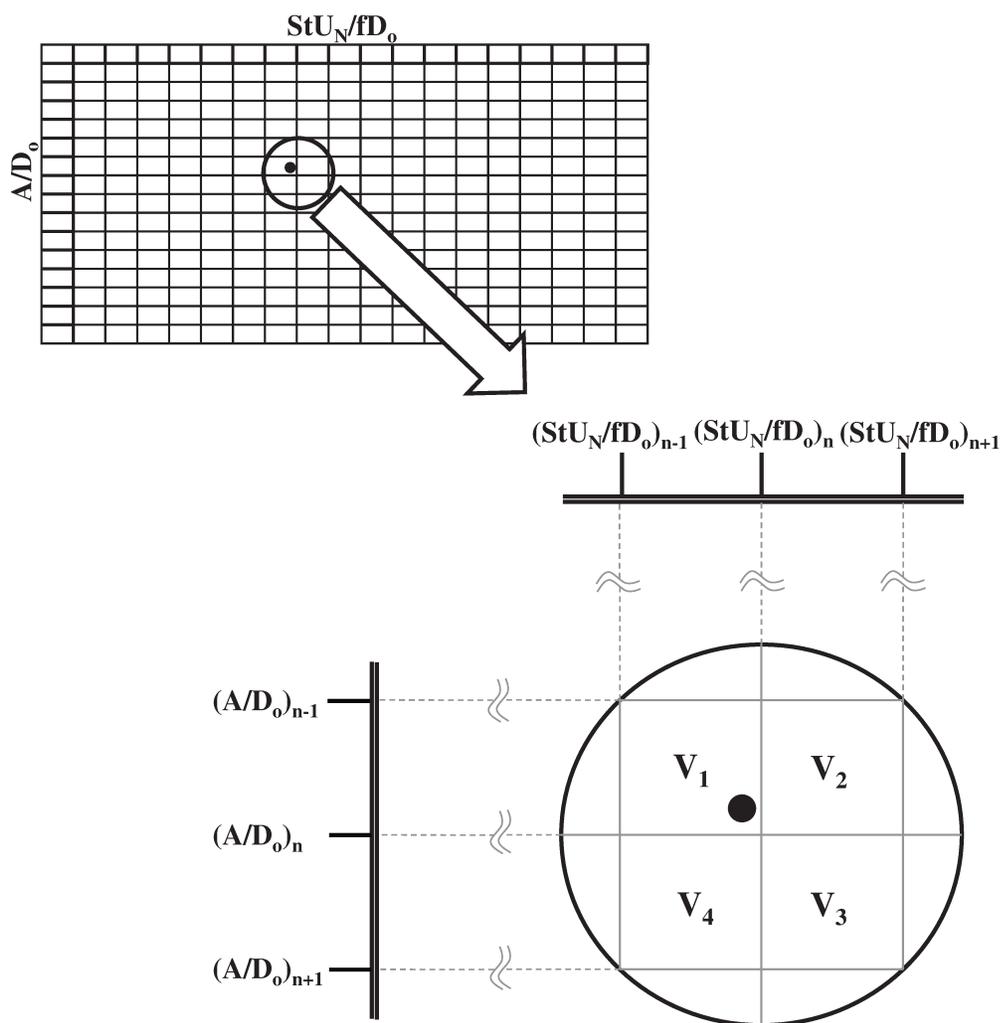


Figura F1 – Esquema da interpolação bi-harmonica.

Para explicar o método, o caso do coeficiente C_{mv} será utilizado como exemplo. Imagine que você queira identificar o valor de C_{mv} para uma dada amplitude A/D_o e um dado StU_N/fD_o , representado pelo ponto na Fig. F1. Este valor será encontrado com base nos quatro valores de C_{mv} vizinhos a este ponto de interesse, denominados V_1 , V_2 , V_3 e V_4 . A partir destes valores os coeficientes a , b , c e d são calculados.

$$a = \frac{(V_1 + V_2 + V_3 + V_4)}{4} \quad (\text{F.1a})$$

$$b = \frac{(-V_1 - V_2 + V_3 + V_4)}{2} \quad (\text{F.1b})$$

$$c = \frac{(-V_1 + V_2 + V_3 - V_4)}{2} \quad (\text{F.1c})$$

$$d = \frac{(V_1 - V_2 + V_3 - V_4)}{2} \quad (\text{F.1d})$$

Dessa forma, o valor de C_{mv} é calculado da seguinte forma,

$$C_{mv}(A/D_o, StU_N/fD_o) = a + br + cs + drs, \quad -0,5 \leq r, s < 0,5 \quad (\text{F.2})$$

sendo r e s os valores de A/D_o e StU_N/fD_o relativo aos seus respectivos valores no centro das células vizinhas, que na Fig. F.1 estão representados pelo subscrito n $[(A/D_o)_n$ e $(StU_N/fD_o)_n]$ dividido pelo espaçamento da grade da tabela que é de 0,1. Desta forma, r e s são calculados da seguinte forma,

$$r = \frac{(A/D_o) - (A/D_o)_n}{0,1} \quad (\text{F.3})$$

$$s = \frac{(StU_N/fD_o) - (StU_N/fD_o)_n}{0,1} \quad (\text{F.4})$$

Os valores intermediários de C_{dv} são encontrados aplicando a mesma metodologia explicada acima.

APÊNDICE G - DIFERENTES ABORDAGENS UTILIZADAS PARA PREDIZER À RESPOSTA DE ESTRUTURAS ÀS VIV

G.1 Introdução

Após várias décadas de estudos procurando entender e prever às respostas de estruturas, tais como *risers*, cabos, tendões, umbilicais, frequentemente utilizadas nas operações de produção e exploração do petróleo em campos marítimos, devido as Vibrações Induzidas por Vórtices (VIV), diferentes abordagens em conceito e metodologia de solução foram desenvolvidas por diferentes instituições e centros de pesquisas, tendo como objetivo o mesmo problema exposto anteriormente. Dentre elas, as mais conhecidas e que tem conseguido melhores resultados são:

- 1) Modelar o desprendimento de vórtice como uma força de sustentação periódica em forma de um seno ou um cosseno, em função da frequência de desprendimento de vórtices e do coeficiente de sustentação, que será denominado neste trabalho como Modelo Semi-Empírico;
- 2) Modelos fenomenológicos, no qual as oscilações das estruturas e do fluido (esteira) são acopladas através de termos existentes em ambas as equações que descrevem o movimento da estrutura e do fluido;
- 3) Dinâmica dos Fluidos Computacionais denominado na literatura pela sigla “CFD” advinda do inglês *Computational Fluid Dynamics*. Este método consiste na solução da equação de Navier-Stokes através de métodos numéricos.

As duas primeiras podem ser consideradas abordagens semi-empíricas, isto é, dependem de resultados experimentais e serão extensamente revistas neste trabalho. Enquanto a terceira, embora se fundamente na solução das equações que governam o campo de escoamento, exige uma grande capacidade computacional, principalmente no que se refere à solução das VIV para as estruturas esbeltas com alta razão de aspecto e em regime de escoamento com $Re > 10^5$, comumente utilizadas pela indústria de petróleo para o desenvolvimento dos campos marítimos.

O objetivo deste capítulo é apresentar de forma condensada e geral as três abordagens para as VIV apresentadas, de forma que o leitor possa se situar sobre o assunto.

G.2 Modelos Semi-Empíricos

Atualmente, os modelos semi-empíricos são os mais empregados pela indústria de petróleo para o projeto de *risers* e cabos submersos e também são os modelos que tem apresentado melhores resultados, como pode ser visto pelas comparações apresentadas em Chaplin *et al.* (2005a). A partir de constatações empíricas observou-se que o VIV se caracteriza por ser um fenômeno periódico que pode ser modelado na forma de uma função seno ou cosseno, relacionada à frequência de desprendimento de vórtices. A amplitude da força gerada pelo desprendimento de vórtices é dada pelo coeficiente de sustentação, C_L . Ao longo do tempo, diferentes métodos de como abordar o coeficiente de sustentação, C_L , e a frequência da força das VIV foram desenvolvidas como se pode observar na Tabela G1.

Tabela G1 – Diferentes abordagens para os modelos semi-empíricos.

Abordagem	Equação da Força de VIV	Frequência das VIV
C_L constante	$F_L = \frac{1}{2} \rho_w U^2 D_o C_L \cos(2\pi f_s t + \varphi)$	$f_s = \frac{St U}{D_o}$
C_L variando com A_{CF}	$F_L = \frac{1}{2} \rho_w U^2 D_o C_L (A_{CF}) \cos(2\pi f_s t + \varphi)$	
C_L decomposto em C_{mv} e C_{dv}	$F_L = \frac{1}{2} \rho_w U^2 D_o [C_{mv} \sin(2\pi ft) - C_{dv} \cos(2\pi ft)]$	$f =$ Frequência de Vibração da Estrutura

Nesta tabela são apresentadas as equações e as frequências da força de VIV para três abordagens diferentes: 1) C_L constante; 2) C_L variando com a amplitude da vibração transversal ao escoamento da estrutura, A_{CF} e; 3) C_L decomposto em componentes em fase ou fora de fase com o movimento da estrutura. F_L é à força de VIV por unidade de comprimento, ρ é a densidade do fluido à que a estrutura está submersa, U é a velocidade da correnteza, D é o diâmetro externo da estrutura, f_s é a frequência de desprendimento dos vórtices, f é a frequência de vibração da estrutura, t é o tempo, φ é a fase entre a força de VIV e a vibração da estrutura, St é o número de Strouhal e A_y é a amplitude de vibração da estrutura.

Na primeira abordagem, o coeficiente de sustentação e a frequência de desprendimento de vórtices são mantidos constantes. A Fig. G1 apresenta esquematicamente como é feito o cálculo da força de VIV utilizando esta abordagem. A frequência de desprendimento de vórtices é proporcional à razão da velocidade da correnteza e o diâmetro do cilindro, conforme a relação de Strouhal. O termo de proporcionalidade St , denominado número de Strouhal, é obtido empiricamente através de experimentos com cilindro estacionários e como visto pela Fig. G1 tende a mudar com o número de Reynolds, Re (Lienhard, 1966). Também se pode observar que C_L é obtido empiricamente em função de Re (Pantazopoulos, 1994).

Este deve ser considerado a abordagem mais simples dentre os modelos semi-empíricos apresentados neste trabalho. No entanto, a mesma pode ser facilmente empregada em simuladores numéricos no domínio do tempo (Morooka & Tsukada, 2011 e Tsukada *et al.*, 2009), devido à sua independência em relação à amplitude de vibração.

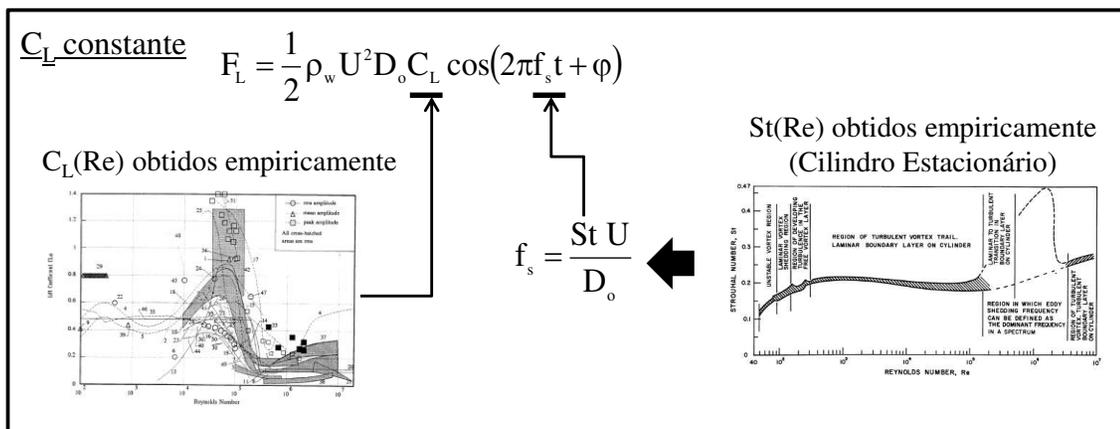


Figura G1 – Esquema da abordagem com C_L constante. Curva de $C_L=f(Re)$ (Pantazopoulos, 1994) e $St = f(Re)$ (Lienhard, 1966).

As principais limitações e problemas de se predizer à resposta às VIV desta forma são que os efeitos do *lock-in* não são modelados adequadamente, pois a frequência de desprendimento é calculada utilizando uma formulação para cilindro estacionário, que não leva em consideração o movimento da estrutura. C_L também é obtido para experimentos com cilindros rígidos estacionários, e não consideram os efeitos do movimento do cilindro, tais como a mudança do padrão de vórtices observada por Williamson & Roshko (1988). Para modelar os efeitos da interação fluido-estrutura, a equação de Morison é utilizada para representar os efeitos viscosos e inerciais devido ao movimento da estrutura.

No entanto, esta abordagem tem se mostrado bastante interessante para condições com onda marítimas e movimento prescrito do *riser* (Ferrari, 1998). Mais detalhes podem ser vistos em Morooka *et al.* (2003), Morooka *et al.* (2007), Morooka & Tsukada (2011), nas quais são fornecidos mais detalhes sobre esta abordagem, que tem sido utilizada pelo grupo de pesquisa, e serviu de base para o procedimento proposto nesta tese.

Já na segunda abordagem, o coeficiente de sustentação passa a depender da amplitude de vibração da estrutura. Um dos exemplos mais conhecidos que utiliza esta abordagem é o programa SHEAR7 (Vandiver e Li, 2005). Este programa realiza os cálculos da resposta de estruturas flexíveis no domínio da frequência, o que permite um cálculo iterativo da amplitude de vibração e do C_L até a sua convergência. O C_L é dado por uma curva parabólica que deve passar por três pontos chaves, que são determinados empiricamente (Vandiver e Li, 2005) :

- 1) Valor da amplitude de vibração da estrutura quando C_L é zero, $(A/D)_0$;
- 2) Máximo valor de C_L , $(C_{L,max})$, e amplitude de vibração da estrutura para este valor, $(A/D)_{max}$;
- 3) Valor de C_L , quando a amplitude de vibração da estrutura é zero, $(C_{L,0})$.

A Figura G2 apresenta a forma pela qual a força de VIV é calculada para a abordagem semi-empírica com C_L variando com a amplitude. Na parte a esquerda da Fig. G2 pode-se observar a curva de C_L em função de A_{CF} , da mesma forma como é considerado no programa SHEAR7. Na parte à direita da Fig. G2, pode-se observar que a frequência de desprendimento de vórtices é calculada utilizando a relação de Strouhal, assim como foi feito na abordagem anterior.

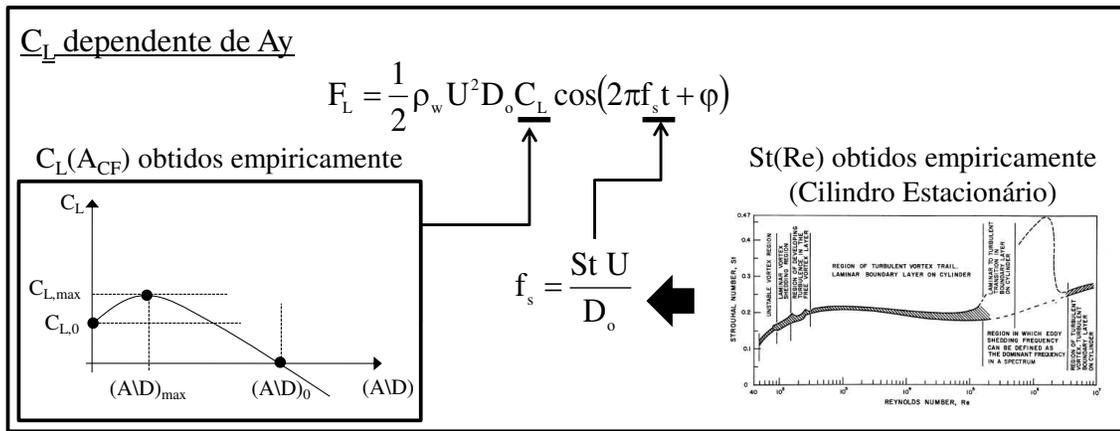


Figura G2 – Esquema da abordagem com C_L variando em função de A_{CF} . Curva de $C_L=f(Re)$ (Vandiver e Li, 2005) e $St = f(Re)$ (Lienhard, 1966).

O procedimento iterativo, que programas tais como o SHEAR 7 realizam ocorre da seguinte forma:

A partir de um valor inicial de C_L encontra-se A_{CF}/D à partir da seguinte equação,

$$\frac{A_{CF}}{D} = \frac{\text{Energia que entra} = f(C_L)}{\text{Energia que sai} = f(R_r, R_s)} \quad (G.1)$$

sendo R_r e R_s o amortecimento hidrodinâmico e estrutural modal, respectivamente. A Eq. G.1 pode ser reescrita como:

$$\frac{A_{CF}}{D} = \frac{1/2 \int_{L_r} \rho_w U^2 C_L(x, \omega_r) |\psi_r(x)| dx}{\int_{L-L_r} R_r \psi_r^2(x) \omega_r dx + \int_L R_s(x) \psi_r^2(x) \omega_r dx} \quad (G.2)$$

sendo ψ_r o autovetor do riser e ω_r a frequência angular de vibração do riser.

Uma vez determinado o valor de A_{CF}/D , retorna-se ao gráfico de $C_L \times A_{CF}/D$ para encontrar o novo valor de C_L . Esse procedimento é repetido até que a convergência seja alcançada.

Outra forma de utilizar esta abordagem semi-empírica pode ser vista em Blevins (2001), no qual é denominado como modelo de correlação. Este nome é muito apropriado, uma vez que a principal justificativa para se utilizar as curvas de C_L em função de A_{CF} está na variação da correlação¹ do desprendimento de vórtices ao longo do comprimento do cilindro com A_{CF} (Toebe, 1969). Para baixas amplitudes de vibração, os vórtices são despreendidos de forma pouco correlacionada, assim como para cilindros estacionário que apresentam as forças de sustentação representadas por C_{L0} . Conforme a amplitude aumenta ocorre uma organização do desprendimento de vórtices, que faz com que haja um aumento da correlação do desprendimento dos vórtices ao longo do seu comprimento e por consequência causa um aumento do C_L até um limite máximo, $C_{L,max}$. Quando o cilindro atinge a amplitude de vibração $(A/D)_{max}$, ele passa a ser mais rápido que o desprendimento de vórtices e por consequência, a força de sustentação diminui, assim como C_L . Devido à característica autolimitante do fenômeno do VIV, quando o cilindro começa a vibrar a alta amplitude, próximas de $(A/D)_0$, o desprendimento de vórtices regular e estável colapsa em um novo padrão, que provoca uma queda no valor de C_L , próxima de zero.

No modelo de correlação, a frequência de desprendimento de vórtices é calculada pela relação de Strouhal e as curvas de $C_L(A_{CF})$ são dadas por polinômios de segunda ordem obtidos empiricamente. Como exemplo, tem-se a seguir o polinômio para o caso de cilindro rígidos montados em molas.

$$C_L = a + b \left(\frac{A_{CF}}{D_0} \right) + c \left(\frac{A_{CF}}{D_0} \right)^2 \quad (G.3)$$

sendo a, b e c, os coeficientes do polinômio que melhor representaram os dados experimentais, para maiores detalhes veja Blevins (2001). Neste caso, $a = 0,35$, $b = 0,60$ e $c = -0,93$.

Esta abordagem em comparação à primeira apresenta considerável evolução. Uma vez que C_L é determinado a partir de dados experimentais com cilindros rígidos forçados a oscilar. Desta

¹ A correlação do desprendimento de vórtices ao longo do comprimento do cilindro é uma medida da tridimensionalidade do escoamento na esteira de vórtices. Para escoamentos bidimensionais, no qual os vórtices ao longo de todo o cilindro são desprendidos de forma sincronizada, a correlação é 1,0. Conforme, os efeitos tridimensionais do escoamento aumentam, isto é, diminui a sincronização do desprendimento de vórtices, a correlação diminui. Para medições feitas com cilindros estacionários é de se esperar os menores valores de correlação (Toebe, 1969).

forma, ela passa a considerar a variação do comprimento de correlação do desprendimento de vórtices e as mudanças de padrão de desprendimento de vórtices (Williamson & Roshko, 1988) com a variação da amplitude de vibração.

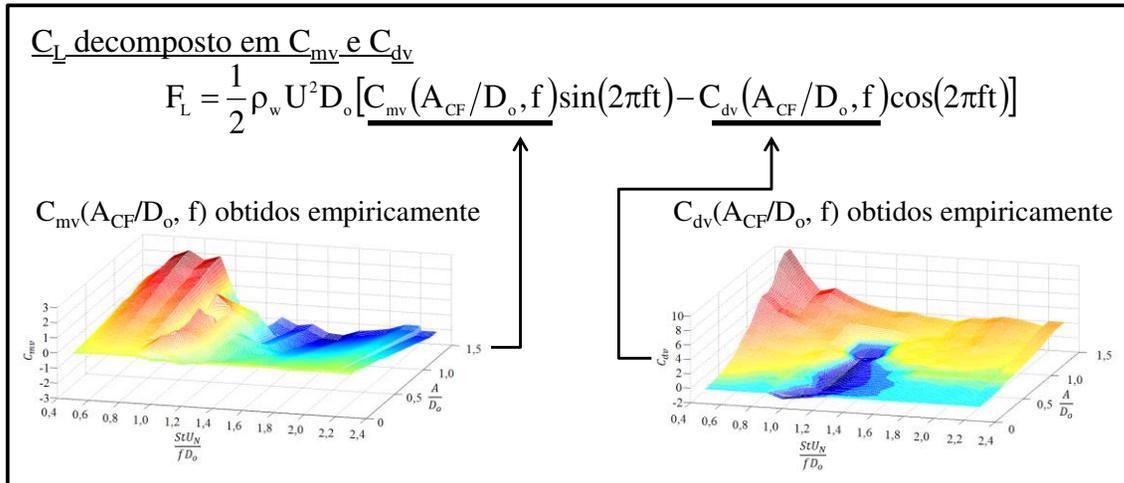


Figura G3 – Esquema da abordagem com C_L decomposto em C_{mv} e C_{dv} . Gráficos de $C_{dv}=f(A_{CF}/D_o, f)$ e $C_{mv}=f(A_{CF}/D_o, f)$ obtidos à partir dos dados de Blevins (2009).

O *lock-in* em muitos casos, tais como no método apresentado por Blevins (2001) não pode ser representado e a abordagem fica restrita apenas a ressonância, que ocorre quando a frequência de desprendimento de vórtices se iguala a frequência natural da estrutura ($f = f_s$). Já no caso do SHEAR 7, um parâmetro denominado dupla largura de banda (em *lock-in*) define a faixa de velocidade reduzida à que a estrutura estará em *lock-in*. Este parâmetro pode ser determinado empiricamente, ou o que geralmente é feito, adota-se um valor com base no conhecimento prévio do usuário.

A Fig. G3 apresenta a terceira abordagem, na qual o coeficiente de sustentação é decomposto em componentes em fase (C_{mv}) ou fora de fase (C_{dv}) com o movimento da estrutura. A grande vantagem desta abordagem em relação às outras é que neste caso a frequência da força de VIV (f) não é obtida a partir da relação de Strouhal (Eq. G.1), mas sim a partir dos próprios coeficientes hidrodinâmicos em conjunto com equações de movimento da estrutura.

Sarpkaya (1978) foi um dos primeiros precursores desta abordagem. Ele conduziu experimentos com cilindro rígido forçado a oscilar transversalmente sujeitos a um escoamento uniforme, que tinham como objetivo determinar os componentes em fase e fora de fase da força gerada pelo cilindro variando com o tempo. Então, a partir deste componente de força prever a resposta dinâmica de um cilindro rígido montado sobre molas no domínio do tempo.

No procedimento apresentado em Sarpkaya (1978), a frequência da força de VIV é considerada igual à frequência de vibração do cilindro. A partir desta consideração é possível determinar uma relação analítica, obtida da solução da equação do movimento para o cilindro, para se determinar a frequência de vibração do cilindro (f) em função dos coeficientes hidrodinâmicos, C_{mv} e C_{dv} , e da amplitude de vibração (A_{CF}/D_o). C_{mv} e C_{dv} podem ser encontrados a partir de tabelas em função de A_{CF}/D_o e de $StU/(f_n D_o)$. Uma vez que f , C_{mv} e C_{dv} dependem de A_{CF}/D_o , que é a resposta a ser determinada no problema, um procedimento iterativo é necessário. Desta forma, um chute inicial para A_{CF}/D_o é dado e iterações são realizadas até ocorra à convergência para A_{CF}/D_o . Comparações com resultados experimentais com cilindros rígidos suportados por molas foram realizadas e apresentaram uma boa concordância.

Blevins (2009) realizou experimentos similares, em que o cilindro estava livre para vibrar na direção transversal, mas a amplitude de vibração era controlada a partir do amortecimento estrutural, utilizando um amortecedor magnético. Blevins (2009) apresenta uma proposta para os cálculos das VIV em tubos rígidos, similar à de Sarpkaya(1978), no entanto, neste caso a resposta deve convergir tanto para A_{CF}/D_o e f . De forma, que os coeficientes hidrodinâmicos (C_{mv} e C_{dv}) são atualizados para A_{CF}/D_o e f (através de $StU/(f D_o)$). Comparações com resultados experimentais com cilindros rígidos suportados por molas também foram realizadas e apresentaram uma boa concordância. No trabalho de Blevins(2009), as tabelas C_{mv} e C_{dv} variando com A_{CF}/D_o e $StU/(f D_o)$ são apresentadas.

Tanto a segunda quanto a terceira abordagem podem ser implementadas no domínio do tempo para o cálculo das VIVs nos *risers*. No entanto, as mesmas apresentam elevado grau de complexidade para a sua implementação no domínio do tempo (Santos, 2005), neste caso as amplitude e frequência de vibração do *riser* tem de ser determinadas através da história recente dos deslocamentos das estruturas, utilizando métodos tais como o Método de Prony (Lopes, 2006) ou filtros, tais como o apresentado em Tejima *et al.* (2001). Este método para se determinar as amplitudes e frequências de vibração com base na história recente, em geral,

apresentam limitações para vibrações não harmônicas ou vibrações em várias frequências de vibração.

G.3 - Modelos Fenomenológicos

Estes modelos são constituídos basicamente por dois osciladores acoplados, um representando à estrutura e outro o fluido, mais precisamente a esteira de vórtices gerada pelas VIV.

Para o caso de cilindros montados sobre molas, condição experimental frequentemente encontrada na literatura, a estrutura é representada por um oscilador linear do tipo massa-mola-amortecedor, restrito para se movimentar apenas na direção transversal ao escoamento.

Já, o oscilador fluido deve apresentar as seguintes características: 1) ser auto-excitado e autolimitado; 2) a frequência natural do mesmo ser proporcional à velocidade da correnteza, de forma a satisfazer a relação de Strouhal (Eq. G.1); e 3) o movimento do cilindro deve interagir com o oscilador fluido, de forma que o movimento do cilindro afete consideravelmente as forças de sustentação geradas pelo desprendimento de vórtices, que por consequência irá afetar o movimento do cilindro. Existem diversas abordagens para os modelos fenomenológicas, alguns exemplos podem ser vistos no trabalho de Hartlen & Currie (1970), Iwan & Blevins (1974) e Fachinetti *et al.* (2004).

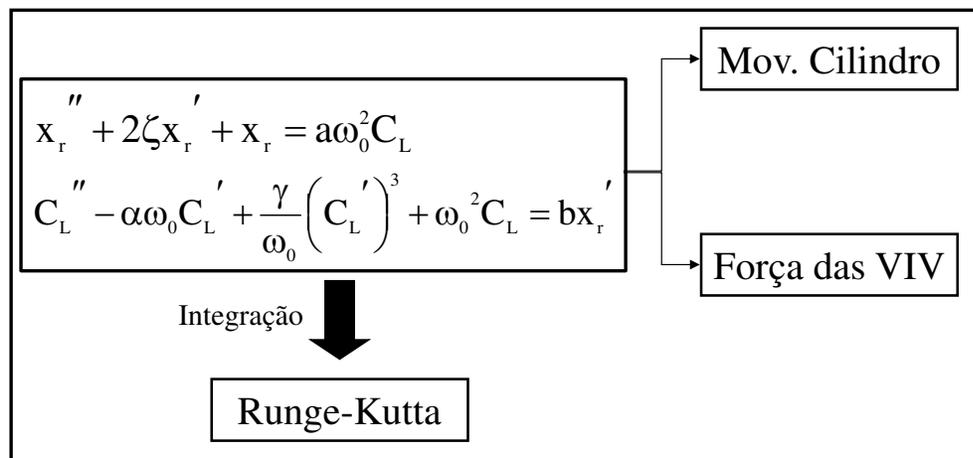


Figura G4 – Esquema de solução do modelo fenomenológico apresentado por Hartlen e Currie (1970).

Neste trabalho, o método de Hartlen & Currie (1970) para um cilindro suportado por molas foi testado por ser o mais simples e permitir o entendimento desta abordagem para prever às VIV. O esquema da Fig. G4 apresenta a metodologia adotada para a solução do problema. A equação em função de x_r , que representa o deslocamento adimensional (x/D), representa a equação de movimento do cilindro. x_r'' e x_r' são as derivadas de x_r em relação a τ que é dado por $\omega_n t$. Outros adimensionais são: $a = \rho_w D_o^2 L / (8\pi^2 St^2 M)$ e $\omega_0 = f_s / f_n = St(U / (f_n D))$. Já a equação em função de C_L , representa o comportamento da esteira de vórtices, sendo α , γ e b constantes encontradas com base em dados empíricos. α e γ devem obedecer a seguinte relação $C_{L,0} = \sqrt{4\alpha/3\gamma}$, sendo $C_{L,0}$ o coeficiente de sustentação encontrados em experimentos com cilindros rígidos estacionários. De acordo, com Hartle & Currie (1970) as constante α e b devem ser escolhidas de forma a alcançar a melhor concordância com os resultados experimentais. Para os experimentos de Feng (1968) realizados em túnel de vento, Hartle & Currie (1970) sugerem $\alpha = 0,02$ e $b = 0,4$.

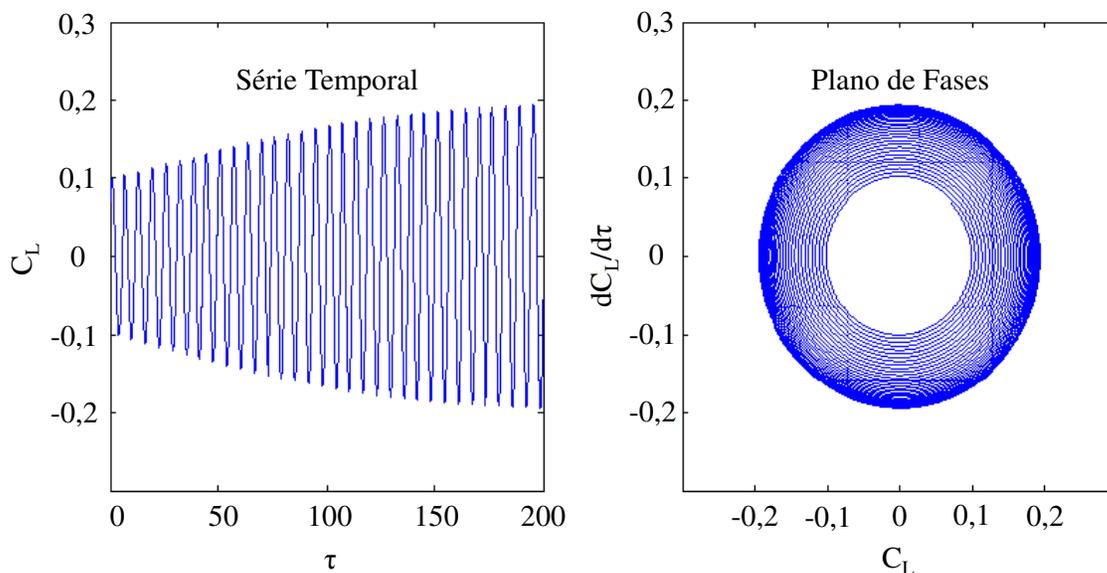


Figura G5 – Série temporal e plano de fases obtidas pelo modelo fenomenológico considerando uma condição inicial de $C_L = 0,07$ e $dC_L/d\tau = 0,07$, demonstrando a característica auto-excitada do modelo fenomenológico.

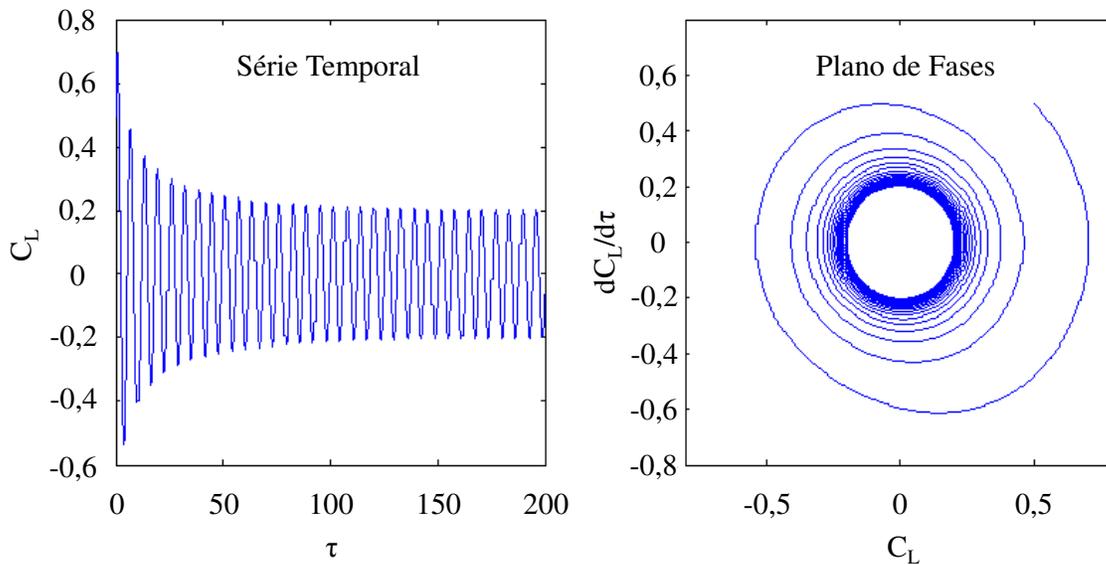


Figura G6 – Série temporal e plano de fases obtidas pelo modelo fenomenológico considerando uma condição inicial de $C_L = 0,5$ e $dC_L/d\tau = 0,5$, demonstrando a característica autolimitada do modelo fenomenológico.

A partir da equação do oscilador fluido (esteira de vórtices) pode-se observar pelo termo de amortecimento, dados pelos termos que apresentam C_L' , que quando C_L é pequeno o amortecimento linear negativo predomina e a solução cresce (Fig. G5). Já quando C_L é grande, o termo cúbico predomina e a solução diminui (Fig. G6). Demonstrando as características auto-excitada e autolimitada do modelo.

A Fig. G7 apresenta os resultados para frequência (f/f_n) e amplitude (A/D_0) de vibração transversal e C_L , obtidos através de simulação numérica usando o modelo fenomenológico proposto em Hartlen & Currie (1970). Estas simulações foram realizadas com base nos experimentos realizados por Feng (1968) para um cilindro rígido suportado por molas em um túnel de vento.

A partir destes resultados pode-se observar que o modelo fenomenológico consegue reproduzir o *lock-in* e comparando as amplitudes de vibração observadas em Feng(1968) com as calculadas (Fig. G7) pode-se observar uma concordância entre elas. Com exceção das vibrações para o *lower branch*, que foi consideravelmente menor que a observada no experimento. Essa

mesma característica foi observada por outros trabalhos relacionados aos estudos dos modelos fenomenológicos (Iwan & Blevins, 1974).

Embora, os resultados obtidos pela simulação numérica tenha obtido uma boa concordância com os resultados experimentais é importante lembrar que os coeficientes α e b foram ajustados.

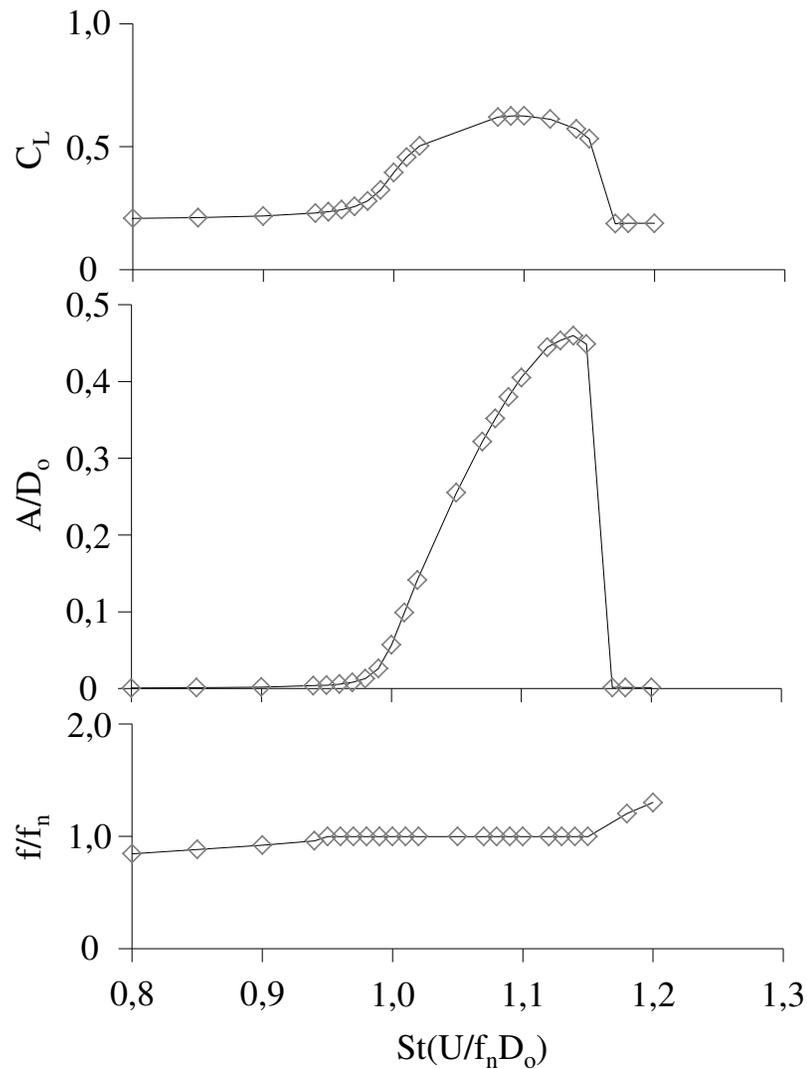


Figura G7 – Resultados para frequência (f/f_n) e amplitude (A/D_0) de vibração transversal e C_L , obtidos através de simulação numérica usando o modelo fenomenológico proposto em Hartlen & Currie (1970) para os experimentos de Feng (1968).

Estes modelos são denominados fenomenológicos, pois eles em sua grande maioria não consideram análises do campo de escoamento, e não podem ser provados à partir das teorias da Mecânica dos Fluidos. Embora, neste trabalho tenham sido apresentados resultados apenas para cilindros rígidos suportados por molas, existem trabalhos que acoplam diversos osciladores para realizar cálculos de tubos flexíveis, tais como os *risers* (Facchinetti *et al.* 2004, Srinil *et al.*, 2009). Os seus resultados nos últimos anos tem conseguido apenas obter concordâncias qualitativas quando comparados aos resultados experimentais, como pode ser visto em ITTC (2011).

G.4 Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD)

Esta seção tem como objetivo apenas apresentar rapidamente alguns trabalhos em CFD realizados para descrever às VIVs, devido à importância deste método no entendimento das VIVs e a sua evolução nos últimos anos.

Nas análises do escoamento utilizando o CFD, as turbulências podem ser representadas a partir de três métodos principais: RANS (*Reynolds-Average Navier-Stokes*), LES (*Large Eddy Simulation*) e DNS (*Direct Numerical Simulation*).

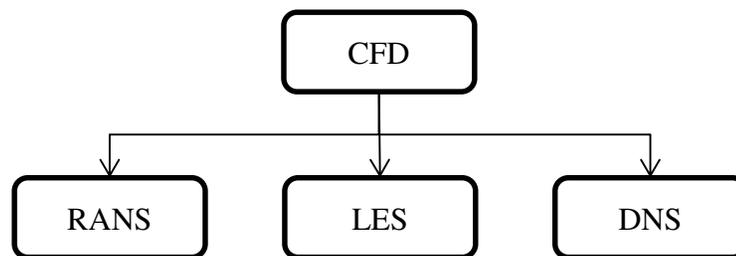


Figura G8 – Diferentes metodologias para a representar a turbulência em CFD.

O RANS resolve as equações do transporte para o escoamento através de quantidades médias, o que reduz consideravelmente os custos computacionais. Alguns modelos mais populares do RANS são o k- ϵ , k- ω e o SST. O LES resolvem apenas os grandes vórtices gerados

pela turbulência, desprezando os pequenos vórtices. Isso é feito através de um “filtro”. Já o DNS, é o método mais completo e preciso dentre os três apresentados, uma vez que ele resolve a equação de Navier-Stokes completa para todo o escoamento. Uma descrição mais completa dos métodos computacionais usados no CFD pode ser encontrada em Ferziger & Peric (1997).

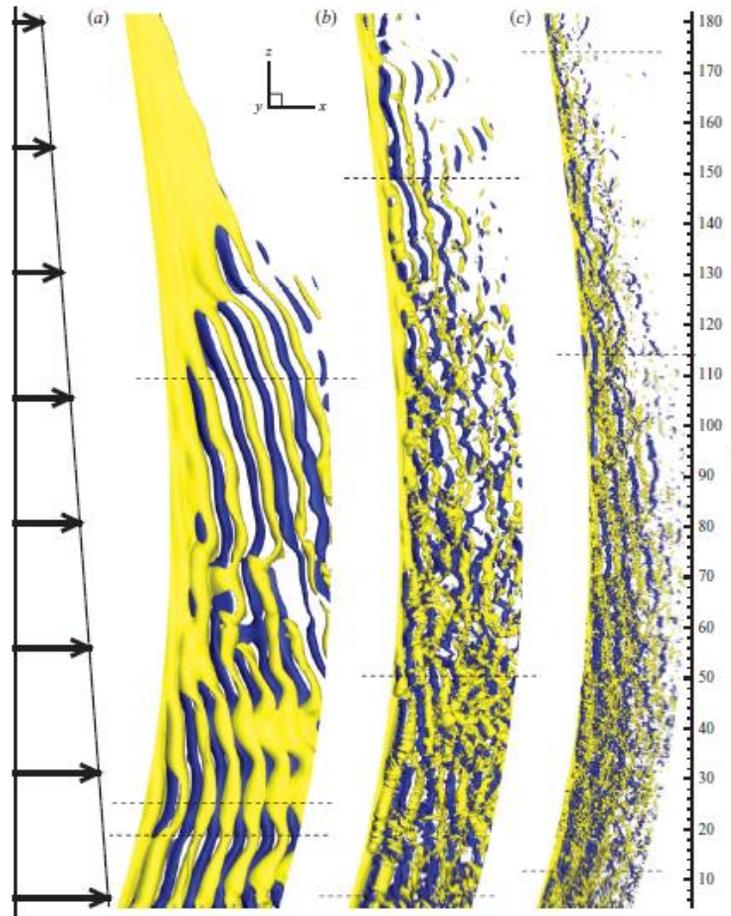


Figura G9 – Iso-superfícies da vorticidade instantânea a jusante do cilindro para (a) Re_m máximo $(Re_m) = 110$, (b) $Re_m = 330$ e (c) 1100. As setas representam o perfil de escoamento que incide sobre o cilindro. (Bourget *et al.*, 2011).

Comparações com resultados com cilindros rígidos estacionários e forçados à oscilar tem apresentado boa concordância com experimentos (Meneghini & Bearman, 1995, Wanderley *et al.*, 2008, Rosetti *et al.*, 2012). No entanto estes cálculos focaram escoamentos para Re bastante

inferiores ao encontrado em campo. Atualmente, apenas o DNS consegue calcular com acurácia às VIV para altos números de Re , uma vez que ainda não existe um modelo de turbulência adequado. No entanto, para altos Re , o DNS se torna inviável devido à resolução de malha necessária para estes cálculos, da ordem de Re^3 .

Em trabalhos recentes, Bourget *et al.* (2011, 2012 e 2013) tem estudado os problemas das VIVs em tubos flexíveis, submetidos a um perfil de escoamento cisalhante para Re entre 300 e 1000. Neste caso, a solução é obtida por DNS através de elementos espectrais de alta ordem para análises tridimensionais do escoamento. Estes trabalhos tem demonstrado que as análises em CFD podem ser muito úteis para a compreensão do entendimento das VIV, em um nível de detalhe muito superior aos experimentos em tanques ou canais, o que pode ser muito útil para o desenvolvimento dos métodos semi-empíricos.