UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
ESCOLA POLITÉCNICA

MURILO MARANGON CICOLIN

SUPRESSÃO DA VIBRAÇÃO INDUZIDA POR VÓRTICES
DE CILINDROS COM MALHA PERMEÁVEL

São Paulo

2014

MURILO MARANGON CICOLIN

**SUPRESSÃO DA VIBRAÇÃO INDUZIDA POR VÓRTICES
DE CILINDROS COM MALHA PERMEÁVEL**

Dissertação apresentada à Escola Politécnica
da Universidade de São Paulo para obtenção
do título de Mestre em Engenharia.

Área de Concentração: Engenharia Naval
e Oceânica

Orientador: Prof. Dr. Gustavo Roque
da Silva Assi

São Paulo

2014

Este exemplar foi revisado e corrigido em relação à versão original, sob responsabilidade única do autor e com a anuência de seu orientador.

São Paulo, _____ de _____ de _____

Assinatura do autor: _____

Assinatura do orientador: _____

Catlogação-na-publicação

Cicolin, Murilo Marangon

Supressão da Vibração Induzida por Vórtices de Cilindros com Malha Permeável / M. M. Cicolin -- versão corr. -- São Paulo, 2014.
105 p.

Dissertação (Mestrado) - Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia Naval e Oceânica.

1. Engenharia naval e oceânica 2. Escoamento ao redor de cilindros
3. Vibração Induzida por vórtices 4. Supressão I. Universidade de São Paulo.
Escola Politécnica. Departamento de Engenharia Naval e Oceânica II. t.

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente aos meus pais Arlete e Luiz que, cada um a seu modo, sempre confiaram em mim e me encorajaram nesse trabalho. Também agradeço com carinho aos meus irmãos Paula e Luca.

Agradeço especialmente à Amanda Santini Cortez, por toda atenção e paciência demonstrada durante esses anos, em todos os momentos.

Agradeço ao meu orientador Prof. Dr. Gustavo Roque da Silva Assi pelo incentivo e orientação neste trabalho, e também por todos conselhos profissionais e pessoais ao longo desses anos, que muito contribuíram para minha formação.

À Cesar Freire, pela atenção e ajuda com os trabalhos experimentais.

Aos companheiros de laboratório: Gustavo Bochio, Gabriel Azevedo, Sergio Pellegrini, Reinaldo Orselli, João Isler, Fabiano Imada, Adson de Paula, Eduardo Malta, Rodrigo Provasi, Gustavo Patiño, Mariana Ortega e Rafael Nemoto por todos anos de boa convivência.

Aos professores do NDF: Julio Meneghini, Rafael Gioria, Bruno Carmo, Jorge Baliño, Ernani Volpe, Fabio Saltara, José Aranha e Clovis Martins. Agradeço também aos demais professores da Poli que me auxiliaram neste trabalho: Guilherme Franzini, André Fugarra e Marcelo Ramos Martins.

A Lucia Messa, Jairson de Lima, Douglas Silva, Vitor Gomes e Fabiana de Souza, pela ajuda na parte administrativa.

Agradeço também a *Lankhorst Mouldins* e seus engenheiros, especialmente Karst Meijer, pela recepção e orientação durante a visita à empresa.

E por fim, agradeço a Agência Nacional de Petróleo, Gás Natural e Biocombustíveis (ANP), a Fundação para o Desenvolvimento Tecnológico da Engenharia (FDTE), Ministério da Ciência e Tecnologia (MCTE) pela bolsa fornecida para a realização deste trabalho, através do convênio PRH 19 / ANP-Petrobras.

LISTA DE PUBLICAÇÕES

CICOLIN, M.; FREIRE, C.; ASSI, G. Suppression of the vortex-induced vibration of a circular cylinder with permeable meshes. In: *Proceedings of the 4th Joint US-European Fluids Engineering Summer Meeting (FEDSM 2014)*, Chicago, USA, 2014.

CICOLIN, M.; ASSI, G. VIV response and drag measurements of circular cylinders fitted with permeable meshes. In: *Submitted to the 34th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering (OMAE 2015)*. Saint John's, Canada, 2015.

RESUMO

O fenômeno de vibração induzida por vórtices (VIV) é particularmente danoso para estruturas submarinas como *risers* de exploração de petróleo. A maneira mais usual de se atenuarem os efeitos de VIV é instalar um supressor, como por exemplo *strakes* ou *fairings*. Dentre esses, foi desenvolvido por All Brow Universal Components um supressor chamado *Ventilated Trousers* (VT), que consiste em uma malha permeável feita de uma rede flexível e dezenas de *bobbins*.

Através de um estudo experimental, procurou-se investigar os mecanismos hidrodinâmicos pelos quais o supressor *VT* funciona. Foram construídos três modelos diferentes de supressores: um modelo idêntico ao *VT* e duas malhas dele derivadas, alterando-se a geometria dos *bobbins* e a distribuição destes ao redor da malha. Foram realizados ensaios com o modelo fixo e ensaios de VIV em um grau de liberdade alterando-se o amortecimento estrutural. Foram medidos deslocamento e forças de sustentação e arrasto.

Os resultados mostraram que o supressor do tipo *VT* reduz as amplitudes de vibração, força de sustentação e arrasto quando comparados com um cilindro oscilando. No entanto, aumenta a força de arrasto quando comparado com o cilindro fixo. A geometria da malha mostrou-se de grande importância para a supressão de VIV. Modelos que possuem o disco externo no *bobbin* impedem o surgimento de folga entre o modelo e o cilindro, além de aumentar o amortecimento hidrodinâmico.

Três hipóteses foram levantadas para explicar o funcionamento do supressor *VT*. A primeira diz que a supressão é provocada pelo aumento do amortecimento hidrodinâmico. Os ensaios mostraram que, de fato, o supressor *VT* aumenta o amortecimento e, consequentemente, diminui as VIV. No entanto, somente esse efeito não explica toda a supressão obtida. As outras hipóteses, relacionadas às alterações bi e tridimensionais da esteira, foram avaliadas, porém não se pode afirmar que alguma delas seja isoladamente responsável por produzir o mecanismo hidrodinâmico de supressão.

Palavras-chave: *Escoamento ao redor de cilindros, Vibração induzida por vórtices, Supressores de VIV, Ventilated trousers*

ABSTRACT

The phenomenon of vortex-induced vibration (VIV) is particularly harmful to submarine structures such as risers used for oil extraction. The most usual way to attenuate the effects of VIV is the installation of suppressors, like strakes or fairings. Among them, All Brow Universal Components developed a VIV suppressor called Ventilated Trousers (VT), which consist of a permeable mesh made of a flexible net and tens of bobbins.

Three different models of suppressors based on permeable meshes have been assembled with the objective to understand the hydrodynamic mechanism behind the suppression: one model identical to the VT and two meshes with different bobbin geometries and distribution. Tests were carried out with fixed models and models free to oscillate in one degree of freedom varying the structural damping. Displacements, drag and lift forces were measured.

Results showed that the VT suppressor reduced vibration amplitudes, lift and drag forces when compared to an oscillating circular cylinder. However, it increased drag force when compared to a fixed circular cylinder. The mesh geometry proved to be important to VIV suppression. Models that had an external disc on the bobbins avoided the appearance of a gap between the model and the cylinder.

Three hypotheses were formulated to explain how the VT suppressor works. The first one says that the increase on hydrodynamic damping is responsible for suppression. In fact, tests showed that the VT increased hydrodynamic damping and, consequently, reduced the VIV response. However, this effect alone does not explain the suppression as a whole. The other two hypotheses related to two-dimensional and three-dimensional wake changes were evaluated, but it cannot be stated that any of them, on its own, is responsible for the whole of the suppression mechanism.

Keywords: *flow around circular cylinders, vortex-induced vibration, suppressors, Ventilated trousers*

SUMÁRIO

Lista de Figuras	iv
Lista de Tabelas	viii
Lista de Siglas	ix
Lista de Símbolos	x
1 Apresentação	1
2 Introdução	2
3 Revisão Bibliográfica	5
3.1 Escoamento ao redor de corpos Rombudos	5
3.2 Escoamento ao redor de um cilindro fixo	6
3.2.1 Número de Reynolds	7
3.2.2 Número de Strouhal	9
3.2.3 Forças Fluidodinâmicas	9
3.3 Vibrações Induzidas por Vórtices - VIV	11
3.3.1 Modelagem em 1 grau de liberdade	13
3.3.2 Resposta típica	15
3.3.3 Previsão de Máxima Amplitude de Vibração	17
3.4 Supressores de VIV	21
3.4.1 Ventilated Trousers - VT	23
4 Objetivos e Metas	26

5	Materiais	29
5.1	Canal de água recirculante	29
5.2	Base elástica	29
5.3	Sistema de amortecimento	30
5.4	Instrumentação, sensores e aquisição de sinais	31
5.5	Modelos	34
5.5.1	Cilindro liso	34
5.5.2	Ventilated Trousers - VT	34
5.5.3	Malha Esparsa - SM	36
5.5.4	Malha Densa - DM	36
6	Metodologia e Ensaios	39
6.1	Modelo Fixo	39
6.2	Decaimentos	39
6.3	Modelo livre para oscilar em 1 grau de liberdade	42
6.4	Modelo livre para oscilar em 1 grau de liberdade com amortecimento variável	42
7	Resultados - Experimentos com o Modelo Fixo	46
7.1	Validação: cilindro liso	46
7.2	Comparação: CL , VT , SM e DM	50
7.3	Discussão dos Resultados	52
7.4	Conclusão do Capítulo	55
8	Resultados - VIV em 1 grau de liberdade	56
8.1	Validação - Cilindro Liso	56
8.2	Resultados para os supressores VT , SM e DM	59
8.3	Experimentos com $3 \leq U^* \leq 25$	63
8.4	Discussão dos Resultados	64

8.5	Conclusão do Capítulo	68
9	Resultados - VIV em 1 grau de liberdade com Amortecimento Variável...	71
9.1	Validação com o cilindro liso	71
9.2	Comparação entre CL e VT	75
9.3	Conclusão do Capítulo	77
10	Conclusão	79
10.1	Geometria da malha	80
10.2	Hipóteses para os mecanismos de funcionamento	81
10.3	Sugestões para trabalhos futuros	82
	Referências	83

LISTA DE FIGURAS

Figura - 2.1	Arranjo de dutos e risers de exploração. Adaptado de <i>www.sintef.no</i>	3
Figura - 2.2	Tubo cilíndrico rígido e modelo de supressor <i>VT</i>	4
Figura - 3.1	Regiões do escoamento separado ao redor de um cilindro. Reproduzido de Assi (2005).	6
Figura - 3.2	Modelo de geração e desprendimento de vórtices. Extraído de Gerrard (1966).	7
Figura - 3.3	Escoamento ao Redor de um cilindro em função do Número de Reynolds. Reproduzido de Van Dyke (1988).	8
Figura - 3.4	Número de Strouhal em função do Número de Reynolds. Reproduzido de Norberg (2001).	10
Figura - 3.5	Coefficientes de forças em um cilindro em função de Re e das configurações da Esteira. Reproduzido de Assi (2005), adaptado de Zdravkovich (1997a).	11
Figura - 3.6	Variação de c'_L em função do Número de Reynolds. Reproduzido de Norberg (2001).	12
Figura - 3.7	Modelagem de VIV na direção transversal ao escoamento.	13
Figura - 3.8	Amplitude e frequência de resposta para sistemas com um grau de liberdade. Extraído de Williamson e Govardhan (2004)	16
Figura - 3.9	Modos de resposta para sistemas com um grau de liberdade em função de $m^*\zeta$ e - (a) baixos valores de $(m^*\zeta)$ e (b) altos valores de $(m^*\zeta)$	18
Figura - 3.10	Diagrama de Griffin plotado em função de (a) S_G e (b) $(m^* + C_a)\zeta$. Reproduzido de Williamson e Govardhan (2004)	20
Figura - 3.11	Geometrias de Supressores de VIV: <i>splitter plates, ribbons, guiding vane, spoiler plates, helical strakes, shrouds, axial slats e fairing</i> - Reproduzido de Blevins (2001)	22
Figura - 3.12	Supressores do tipo <i>Fairing</i> (esq.) e <i>Strake</i> (dir.) em operação - Repro-	

duzido de Lankhorst... (2014)	23
Figura - 3.13 Detalhes geométricos do Supressor VT - reproduzido de Brown e King (2008)	24
Figura - 3.14 Modelo de riser com supressor VT em escala real - Reproduzido de King et al. (2013)	25
Figura - 4.1 Ilustração das hipóteses de efeito de supressão pela alteração da esteira bidimensional (esq.) e tridimensional (dir.)	28
Figura - 5.1 Canal de água recirculante do NDF-USP. Reproduzido de Assi (2005).	30
Figura - 5.2 Base elástica de 1 grau de liberdade. As duas guias de fibra de carbono suportam a mesa central com a célula de carga e deslizam através dos quatro mancais a ar comprimido.	31
Figura - 5.3 Sistema de Amortecimento acoplado a Base Elástica.	32
Figura - 5.4 Amortecimento gerado ao sistema em função do volume de solução no recipiente.	32
Figura - 5.5 Célula de carga - Reproduzido de Assi (2009).	33
Figura - 5.6 Modelo de cilindro liso feito com tubo de acrílico. Vê-se o suporte para as malhas dos supressores.	34
Figura - 5.7 Geometria do Supressor VT. Adaptado de Brown (2010).	35
Figura - 5.8 Modelo Supressor VT.	36
Figura - 5.9 Modelo Supressor SM.	37
Figura - 5.10 Modelo Supressor DM.	37
Figura - 6.1 Vista transversal da base fixa empregada nos ensaios com modelo fixo.	40
Figura - 6.2 Série temporal de um ensaio de decaimento.	41
Figura - 6.3 Vista transversal da base elástica empregada nos ensaios de VIV.	43
Figura - 6.4 Vistas da base elástica empregada nos ensaios de VIV com amortecimento adicional. Detalhe para o dispositivo de adição de amortecimento composto por uma haste imersa em uma solução de água e glicerina.	45
Figura - 7.1 Coeficiente de arrasto médio para o cilindro liso.	47
Figura - 7.2 Número de Strouhal para o cilindro liso.	48

Figura - 7.3	RMS do coeficiente de sustentação para o cilindro liso.	49
Figura - 7.4	Coeficiente de Arrasto Médio.	50
Figura - 7.5	Número de Strouhal.	51
Figura - 7.6	Número de Strouhal calculado pelo diâmetro efetivo (D').	52
Figura - 7.7	RMS do coeficiente de sustentação.	53
Figura - 7.8	Coeficiente de Sustentação.	53
Figura - 7.9	Densidade Espectral de Potência da força de sustentação para os modelos fixos - $Re = 1,0 \times 10^4$.	54
Figura - 8.1	Amplitudes de deslocamento e frequência de vibração para um cilindro com 1 grau de liberdade.	57
Figura - 8.2	Coeficiente de arrasto médio para VIV de um cilindro liso.	58
Figura - 8.3	RMS do coeficiente de sustentação para VIV de um cilindro liso.	58
Figura - 8.4	Amplitudes de deslocamento e frequência de vibração para os sistemas com a mola A.	60
Figura - 8.5	Coeficiente de arrasto médio por velocidade reduzida para os sistemas com a mola A.	61
Figura - 8.6	RMS do coeficiente de sustentação por velocidade reduzida para os sistemas com a mola A.	62
Figura - 8.7	Coeficiente de sustentação por velocidade reduzida para os sistemas com a mola A.	63
Figura - 8.8	Amplitudes de deslocamento e frequência de vibração para os sistemas com a mola B.	65
Figura - 8.9	Coeficiente de arrasto médio por velocidade reduzida para os sistemas com a mola B.	66
Figura - 8.10	RMS do coeficiente de sustentação por velocidade reduzida para os sistemas com a mola B.	66
Figura - 8.11	Coeficiente de sustentação por velocidade reduzida para os sistemas com a mola B.	67
Figura - 8.12	Amplitudes, frequências de oscilação e frequências da força de sustentação (normalizadas) em função da velocidade reduzida	69

Figura - 9.1	Amplitudes de deslocamento e frequência de oscilação. Cilindro liso com diferentes valores de ζ .	73
Figura - 9.2	Amplitude Máxima de Vibração em função de $(m^* + C_a)\zeta$. $Re = 7800$.	74
Figura - 9.3	Amplitude Máxima de Vibração em função de $(m^* + C_a)\zeta$. Adaptado de Williamson e Govardhan (2004).	74
Figura - 9.4	Coeficiente de Arrasto - Cilindro liso com diferentes valores de ζ .	75
Figura - 9.5	Amplitudes de oscilação - Cilindro liso e Modelo VT com diferentes valores de ζ .	76
Figura - 9.6	Coeficiente de Arrasto - Cilindro liso e Modelo VT com diferentes valores de ζ .	77

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1	Parâmetros Adimensionais	14
Tabela 5.1	Propriedades dos modelos	38
Tabela 6.1	Parâmetros dos ensaios com o modelo fixo	40
Tabela 6.2	Parâmetros dos ensaios de VIV com a mola A	43
Tabela 6.3	Parâmetros dos ensaios de VIV com a mola B	44
Tabela 6.4	Parâmetros dos ensaios de VIV com amortecimento adicional com a mola A	44

LISTA DE SIGLAS

CL	Modelo Cilindro Liso
DM	Modelo Malha Densa (<i><u>D</u>ense <u>M</u>esh</i>)
DEP	Densidade Espectral de Potência
EP	Escola Politécnica
FFT	Transformada de Fourier rápida
NDF	Núcleo de Dinâmica e Fluidos
PIV	Velocimetria por imagem de partículas (<i><u>P</u>article <u>I</u>mage <u>V</u>elocimetry</i>)
RMS	Valor quadrático médio (<i><u>R</u>oot <u>M</u>ean <u>S</u>quare</i>)
SM	Modelo Malha Esparsa (<i><u>S</u>imple <u>M</u>esh</i>)
USP	Universidade de São Paulo
VIV	Vibrações induzidas por vórtices
VT	Modelo <i>Ventilated Trousers</i>

LISTA DE SÍMBOLOS

γ_L	Razão entre os coeficientes seccional e total da força de sustentação
ζ	Coefficiente de amortecimento
ζ_{agua}	Coefficiente de amortecimento medido em água
ζ_{ar}	Coefficiente de amortecimento medido em ar
Λ_1	Comprimento de correlação
μ	Viscosidade dinâmica
ν	Viscosidade cinemática
ρ	Massa específica do fluido
ϕ	Ângulo de Fase
ω	Frequência angular
A^*	Amplitude reduzida
A_{max}	Amplitude máxima
C_a	Coefficiente de massa adicional para o escoamento potencial
C_D	Coefficiente de arrasto
C_{Df}	Coefficiente de arrasto friccional
C_{Dp}	Coefficiente de arrasto de forma
$\overline{C}_D$	Coefficiente de arrasto médio
C'_D	Valor do RMS do coeficiente de arrasto
C_{EA}	Coefficiente de massa adicional efetiva
C_L	Coefficiente de sustentação
$\overline{C}_L$	Coefficiente de sustentação médio
C'_L	Valor do RMS do coeficiente de sustentação
c'_L	Valor seccional do RMS do coeficiente de sustentação
c	Constante de Amortecimento

c_{crit}	Constante de amortecimento crítico
c_{estr}	Constante de amortecimento estrutural
c_{hidrod}	Constante de amortecimento hidrodinâmico
D	Diâmetro do cilindro
D'	Diâmetro efetivo
d	Diâmetro característico do <i>bobbin</i>
F_L	Força de sustentação
F_D	Força de arrasto
$F(t)$	Força fluida instantânea
$\hat{F}$	Amplitude de força
f_S	Frequência de emissão de vórtices
f_L	Frequência da força de sustentação
f_{S-osc}	Frequência de emissão de vórtices no sistema oscilando
f_N	Frequência natural do sistema medida em água
f_{N-ar}	Frequência natural do sistema medida em ar
f^*	Frequência reduzida
k	Constante de restauração
l_c	Comprimento do cilindro
m	Massa estrutural do sistema
$m_{\forall}$	Massa de fluido deslocado
m^*	Massa reduzida
m_a	Massa adicional
P	Perímetro da malha
Re	Número de Reynolds
Re_{cr}	Número de Reynolds crítico
St	Número de Strouhal
S_G	Parâmetro de Skopp-Griffin

U_{∞}	Velocidade do escoamento ao longe
U^*	Velocidade reduzida
y	Deslocamento do cilindro na direção transversal ao escoamento
$\dot{y}$	Velocidade do cilindro na direção transversal ao escoamento
$\ddot{y}$	Aceleração do cilindro na direção transversal ao escoamento
$\hat{y}$	Amplitude de oscilação do cilindro

1 APRESENTAÇÃO

Esta dissertação trata de uma investigação experimental acerca de supressores de vibração induzida por vórtices (VIV) e objetiva aprofundar o conhecimento a respeito do funcionamento dos supressores do tipo malha permeável. Para facilitar a leitura e organização, o texto foi dividido nos capítulos a seguir.

Os quatro primeiros capítulos destinam-se a introduzir o leitor no tema e nos objetivos do trabalho. O Capítulo 2 faz uma breve introdução e contextualização do problema de vibração induzida por vórtices no âmbito da Engenharia Naval e Oceânica. No Capítulo 3 é apresentada uma revisão bibliográfica a respeito dos tópicos tratados no texto: escoamento ao redor de cilindros, vibração induzida por vórtices e sua supressão, com enfoque para o supressor do tipo *Ventilated Trousers*. O Capítulo 4 apresenta os objetivos e metas propostos nessa dissertação.

Em seguida, no capítulo 5 é apresentado o Laboratório de Dinâmica dos Fluidos Experimental do NDF, bem como os materiais utilizados para a realização do trabalho experimental. Também são descritos os modelos construídos e suas principais características. No Capítulo 6 são descritos os tipos de ensaios realizados, sua concepção e montagem, bem como parâmetros iniciais e métodos de tratamento dos dados.

Os resultados são apresentados nos três capítulos seguintes. No Capítulo 7 são apresentados e discutidos os resultados obtidos nos experimentos com o modelo fixo, sem liberdade de movimento. Os resultados e discussão dos ensaios de VIV são apresentados no capítulo 8. Já os ensaios de VIV com amortecimento adicional imposto são descritos no Capítulo 9, seguidos de uma comparação dos comportamentos do cilindro liso com o modelo com supressor, submetidos aos mesmos amortecimentos hidrodinâmicos.

Por fim, o Capítulo 10 apresenta as principais conclusões e perspectivas para trabalhos futuros.

2 INTRODUÇÃO

O petróleo é um recurso mineral de grande importância, seja como fonte energética ou matéria-prima industrial. Sua extração, no entanto, é um processo complicado e dispendioso, pois as reservas encontram-se centenas ou milhares de metros abaixo do solo, muitas vezes sob o leito submarino. No Brasil, importante explorador *offshore*¹, a exploração iniciou-se há mais de 40 anos e hoje mais de 90% da produção vêm de campos localizados no mar. Esses fatos colocaram o Brasil, liderado pela Petrobras, como referência mundial em tecnologia de exploração deste tipo de reserva.

Nas últimas décadas, a exploração de petróleo offshore aumentou significativamente ao redor do mundo, e especialmente no caso do Brasil, grandes reservas foram encontradas em regiões de águas ultraprofundas, na camada do pré-sal.

A extração de petróleo offshore é uma atividade muito complexa, que demanda desenvolvimento constante de tecnologia. Os principais problemas relacionados à extração decorrem das severas condições ambientais, associados a ventos, correntes e ondas. Um dos efeitos mais importantes é a vibração induzida por vórtices (VIV) provocada pelas correntes marinhas.

A Figura 2.1 mostra uma típica instalação de exploração, onde podem ser visualizadas grande quantidade de cabos e *risers*² submersos, conectando os poços às plataformas. O efeito de VIV leva ao surgimento de vibrações nesses cabos quando sujeitos a correntes marinhas, causando severos danos a estrutura, como falha por fadiga. Devido a VIV, os cabos têm diminuição em sua vida útil, aumento em seus custos de fabricação e, no caso dos risers de perfuração, aumento do tempo de operação. Todos esses efeitos provocam um aumento considerável nos custos, que podem atingir cifras de milhões de dólares por unidade de produção.

¹A expressão *offshore* refere-se a exploração de petróleo no mar. Apesar de oriunda do idioma inglês, não será traduzida ou grafada em destaque neste texto por ser um termo comumente empregado na literatura nacional.

²*Risers* são dutos que levam o óleo dos poços às plataformas. Não será traduzido ou grafado em destaque neste texto por ser um termo comumente empregado na literatura nacional.

Figura 2.1: Arranjo de dutos e risers de exploração. Adaptado de www.sintef.no

A maneira mais comum de suprimir o efeito de VIV em risers é a introdução de supressores ao redor da estrutura. Os supressores são corpos que modificam o escoamento ao redor dos risers de modo a reduzir sua vibração. Atualmente, existem diversos modelos de supressores de diferentes formas, geometrias e princípios de funcionamento. Isso se deve ao fato de a opção pela adoção dessas estruturas levar em conta, além do potencial de supressão, a capacidade de reduzir a força de arrasto, facilidade de armazenamento, operação e instalação, além de custos. Não existe, no entanto, um modelo que consiga atender a todos os requisitos. Por exemplo, os supressores do tipo *strake* são eficientes na supressão mas aumentam a força de arrasto; já soluções ativas são muito eficientes, porém caras e de difícil operação. Por essa razão, existe ainda uma forte busca por mais eficientes soluções.

Nos últimos cinco anos, foi desenvolvida e patenteada por *All Brown Universal Components* uma nova solução para suprimir VIV baseada em malhas permeáveis. Seus idealizadores, denominaram-no *Ventilated Trousers*, ou simplesmente VT, cuja geometria pode ser observada na Figura 2.2. O supressor foi concebido para ser de fácil montagem, armazenamento, estocagem e possuir baixo custo. Além disso, no laboratório, apresentou bons resultados quanto à capacidade de supressão em testes realizados em escala real. No entanto, por ser recente, muitas dúvidas ainda pairam sobre a seu potencial de supressão no campo, pois sequer seu mecanismo hidrodinâmico de atuação é conhecido.

Este trabalho tem por objetivo realizar um estudo experimental acerca de su-

Figura 2.2: Tubo cilíndrico rígido e modelo de supressor VT

pressores de VIV do tipo malha permeável. Partindo da geometria do supressor VT, procura-se investigar os fenômenos hidrodinâmicos responsáveis pelo seu funcionamento, aprofundando o conhecimento acerca de sua eficácia e permitindo direcionar a otimização da geometria para supressores ainda mais eficientes.

3 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Esse capítulo descreve os fundamentos teóricos que embasam esse trabalho: escoamento ao redor de corpos rombudos, escoamento ao redor de um cilindro, vibração induzida por vórtices e supressores de VIV.

3.1 Escoamento ao redor de corpos Rombudos

A análise do escoamento no entorno de uma superfície é normalmente dividida em duas regiões, de acordo com a influência dos efeitos viscosos. Na região mais próxima a superfície, denominada camada limite, os efeitos viscosos exercem grande influência sobre o escoamento, enquanto que na região externa à camada limite seus efeitos podem ser desprezados (MUNSON; YOUNG; OKIISHI, 2002).

Em corpos afilados, a camada limite caracteriza-se por uma estreita região próxima à parede da estrutura. O fluido apresenta gradiente de velocidade apenas em pontos próximos à parede, e suas linhas de corrente são paralelas à superfície do corpo. No entanto, as linhas de corrente podem sofrer desvios devido a um gradiente adverso de pressão. Neste caso, ocorre o fenômeno de separação da camada limite.

De acordo com a definição de Bearman (1984), corpos cuja maior parte de sua geometria estão em regiões onde há separação da camada limite são chamados de corpos rombudos. A caracterização de um corpo rombudo depende não apenas da geometria do corpo, mas também dos parâmetros associados ao escoamento, tais como orientação da estrutura em relação ao escoamento, velocidade do escoamento, viscosidade e densidade do fluido.

Dentre os corpos ditos rombudos, destacam-se os de geometria cilíndrica. Sua geometria simples, de fácil construção, permite que sejam utilizados em diversas aplicações industriais, principalmente no âmbito da Engenharia Naval e Oceânica, onde está presente em risers de perfuração e exploração, linhas de amarração e plataformas oceânicas, entre

outros. Não por acaso, o cilindro é também a geometria mais extensamente estudada, cujos padrões de escoamento são melhor conhecidos para diversas aplicações. No caso específico deste trabalho, o cilindro se insere na geometria dos risers de perfuração e exportação offshore, a que supressores de VIV se destinam.

Baseando-se neste contexto, justifica-se uma revisão aprofundada do escoamento ao redor de cilindros.

3.2 Escoamento ao redor de um cilindro fixo

Zdravkovich (1997a) propõe a divisão do escoamento separado ao redor de cilindros em 4 regiões, de acordo com a Figura 3.1. A região 1 representa uma região de escoamento retardado, em função da aproximação com o ponto de estagnação frontal. A região 2 é a camada limite, onde o fluido apresenta velocidades menores que a do escoamento ao longe. A região 3 é a do escoamento acelerado, onde o fluido apresenta velocidades maiores que a do escoamento ao longe. Já a região 4, também chamada *esteira*, é a região do escoamento separado, onde a velocidade média é menor que a do escoamento ao longe, e onde ocorre o fenômeno de geração e desprendimento de vórtices.

Figura 3.1: Regiões do escoamento separado ao redor de um cilindro. Reproduzido de Assi (2005).

Ao se deparar com um gradiente adverso de pressão, o fluido sofre uma desaceleração até o ponto em que sofre inversão de velocidade na camada limite, caracterizando assim a separação do escoamento. A partir do ponto de separação, são formadas duas camadas cisalhantes com vorticidades opostas, e a interação entre elas dará início ao processo de geração e desprendimento de vórtices. Uma descrição precisa desse processo pode

ser encontrada em Gerrard (1966) e Bearman (1984). O caminho do fluido na camada cisalhante pode ser observado na Figura 3.2. Segundo Gerrard (1966), a parcela que segue no caminho "a" diminui a intensidade do vórtice formado, por possuir circulação oposta. A parcela que segue no caminho "b" é responsável pelo interrompimento da formação de vórtices do lado oposto, enquanto que a parcela "c" inicia o processo de formação do novo vórtice, alimentado pela outra camada cisalhante. O mecanismo se repete do lado oposto, e assim os vórtices são gerados continuamente de maneira alternada.

Figura 3.2: Modelo de geração e desprendimento de vórtices. Extraído de Gerrard (1966).

3.2.1 Número de Reynolds

O escoamento ao redor de cilindros é governado pela ação de duas forças de naturezas distintas: inerciais e viscosas. A relação entre suas magnitudes é determinada pelo Número de Reynolds, definido por:

$$Re = \frac{U_{\infty} D}{\nu} = \frac{\rho U_{\infty} D}{\mu} \quad (3.1)$$

Onde U_{∞} é a Velocidade do Escoamento ao longe, D é o diâmetro do cilindro, ρ é a massa específica, μ é a viscosidade dinâmica e ν a viscosidade cinemática do fluido. Para baixos valores de Re , as forças viscosas são mais intensas que as inerciais, enquanto que para altos valores as forças inerciais são dominantes. O número de Reynolds é de fundamental importância na determinação do regime de escoamento ao redor dos cilindros.

Para pequenos valores de Re , as forças viscosas são tão dominantes que o escoamento não apresenta separação, de acordo com a Figura 3.3-a. A medida que Re aumenta,

Figura 3.3: Escoamento ao Redor de um cilindro em função do Número de Reynolds. Reproduzido de Van Dyke (1988).

surgem duas bolhas de separação a jusante do cilindro, de acordo com a Figura 3.3. Esse regime torna-se instável a partir de um valor crítico do número de Reynolds Re_{cr} , quando começa o desprendimento de vórtices. Zdravkovich (1997a) pontua que o valor de Re_{cr} é sensível a perturbações externas, geralmente encontrado por volta de 50.

Até valores próximos a $Re = 150$, o escoamento na esteira é totalmente laminar. A partir desse ponto, começa a transição para o regime turbulento. Entre $300 \leq Re \leq 3,0 \times 10^6$, tem-se o chamado *regime subcrítico*. Esse regime é caracterizado pelo ponto de separação em um ângulo de cerca de 80° distante do ponto de estagnação frontal (BLEVINS, 2001). Nessa faixa de Re , a transição para o regime turbulento passa a ocorrer na esteira e, à medida que Re aumenta, se antecipa para as camadas cisalhantes. Nesse regime, a emissão de vórtices é forte e periódica (BLEVINS, 2001; ZDRAVKOVICH, 1997a).

Entre $2,0 \times 10^5 \leq Re \leq 1,5 \times 10^5$, tem-se o *regime crítico*, e as características da esteira são alteradas significativamente. A transição para a turbulência atinge regiões próximas ao ponto de separação. Neste caso, a esteira passa a ser desorganizada, assim como a emissão de vórtices. O ponto de separação muda de posição, chegando a 140° de distância em relação ao ponto de estagnação frontal. Nessa faixa também ocorre o

fenômeno conhecido como *crise do arrasto*, onde a força fluida total no cilindro (melhor explicada adiante) sofre uma redução significativa.

Para valores de Re ainda maiores, tem-se o *regime supercrítico*, onde o escoamento atinge ponto de separação com camada limiete já totalmente turbulenta. Neste caso, a esteira volta a ser organizada. O aumento da energia cinética das partículas fluidas permite que resistam mais ao gradiente adverso de pressão. Como consequência a separação ocorre num ponto mais a jusante do cilindro, deixando a esteira mais estreita.

3.2.2 Número de Strouhal

A emissão de vórtices ao redor de um corpo rombudo é periódica, com uma frequência f_s de emissão bem definida. O número de Strouhal é uma adimensionalização desta frequência, definido por:

$$St = \frac{f_s D}{U_\infty} \quad (3.2)$$

A frequência de emissão de vórtices, uma vez que depende da interação entre as camadas cisalhantes, é dependente da distância entre os pontos de separação. Em cilindros, os pontos de separação são bem definidos para uma ampla faixa de Re , e isso se reflete em um St aproximadamente constante. Blevins (2001), Norberg (2001) e Norberg (2003) realizaram estudos sobre a relação entre Re e St , reproduzido na Figura 3.4, onde percebe-se claramente que $St \approx 0,2$ para uma grande faixa de Re .

3.2.3 Forças Fluidodinâmicas

O desprendimento de vórtices ao redor do cilindro altera o campo de pressão em seu entorno, produzindo uma força fluidodinâmica cíclica no corpo. Essa força pode ser dividida em uma componente paralela ao escoamento F_D - força de arrasto (ou *drag*) - e outra perpendicular ao escoamento F_L - força de sustentação (ou *lift*). Essas forças por unidade de comprimento são comumente representadas em sua forma adimensionalizada do cilindro:

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 D} \quad (3.3)$$

Figura 3.4: Número de Strouhal em função do Número de Reynolds. Reproduzido de Norberg (2001).

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 D} \quad (3.4)$$

Onde D é o diâmetro do cilindro e U_∞ é a velocidade do escoamento ao longe. Como dito anteriormente, a força é cíclica, de modo que os coeficientes C_D e C_L podem ser decompostos em um valor médio e outro variável no tempo, de acordo com a equação:

$$C_D = \overline{C_D} + C_D' \quad (3.5)$$

$$C_L = \overline{C_L} + C_L' \quad (3.6)$$

A maioria dos autores atribui o valor de C_L' a flutuação quadrática média (*RMS* - *root mean square*), como Norberg (2001), Williamson (1996) e Zdravkovich (1997b). A figura 3.5 apresenta os valores desses coeficientes para uma extensa faixa de Re , de acordo com a região onde ocorre a transição laminar-turbulenta. Na faixa de regime laminar, a força de arrasto é dividida em duas parcelas, uma de fricção C_{Df} e outra de forma C_{Dp} . À medida que Re aumenta, atingindo o regime subcrítico, a componente friccional tende a diminuir em relação a componente de forma. No regime subcrítico o valor de C_D se estabiliza próximo a 1. Quando Re atinge o regime crítico, ocorre a já mencionada crise do arrasto, caracterizada por uma redução em C_D . Após atingir o regime supercrítico,

C_D se estabiliza em valores menores que 1, menores que no regime subcrítico, devido às mudanças no ponto de separação, conforme discutido na Seção 3.2.1.

Figura 3.5: Coeficientes de forças em um cilindro em função de Re e das configurações da Esteira. Reproduzido de Assi (2005), adaptado de Zdravkovich (1997a).

Devido à simetria do escoamento, o coeficiente de sustentação médio $\overline{C_D}$ é nulo, enquanto C'_L é significativo a partir do início do desprendimento de vórtices no regime laminar. C'_L sofre uma redução na transição do regime laminar para o turbulento na esteira, e começa a aumentar até atingir valores de ordem $C'_L \approx 0,6$ no regime crítico. Durante o regime crítico, C'_L sofre redução, retornando a valores próximos a 0,2 no regime supercrítico. No entanto, é necessário ressaltar que existe uma grande dispersão nos valores de C'_L encontrados na literatura. Norberg (2001) apresenta valores de C'_L obtidos por diversos pesquisadores, ilustrado na Figura 3.6. Os dados, considerando apenas forças seccionais, apresentam grande dispersão, principalmente entre $5 \times 10^2 \leq Re \leq 1 \times 10^4$.

3.3 Vibrações Induzidas por Vórtices - VIV

Vibrações Induzidas por Vórtices, ou simplesmente VIV, é um fenômeno típico de interação fluido-estrutura que produz vibrações provocadas pela emissão de vórtices ao redor de

Figura 3.6: Variação de c'_L em função do Número de Reynolds. Reproduzido de Norberg (2001).

uma estrutura rombuda e elástica. Quando o cilindro possui liberdade de movimento, essas forças provocam considerável vibração do corpo que, por sua vez, altera o escoamento, iniciando um processo auto alimentado. As amplitudes de vibração podem atingir valores significativos, da ordem do diâmetro do cilindro, principalmente quando a frequência de emissão de vórtices se aproxima de uma das frequências naturais do sistema. As vibrações podem provocar danos severos à estruturas, principalmente falha por fadiga. Por conta disso, os fenômenos de VIV tendo sido foco de estudo em diversas áreas da Engenharia, como civil, naval, mecânica e aeronáutica. As contribuições mais relevantes do estudo de VIV nos últimos 50 anos podem ser encontrados nos excelentes trabalhos de Bearman (1984), Khalak e Williamson (1999), Sarpkaya (1979), Parkinson (1989), Williamson e Govardhan (2004) e Blevins (2001), dentre outros.

O estudo experimental de VIV em cilindros pode ser abordado em diferentes frentes, de acordo com o número de graus de liberdade do sistema, tipo do cilindro (rígidos ou flexíveis) e o tipo de oscilação (livre ou forçada). Cada uma dessas frentes envolve diferentes mecanismos físicos e exigem diferentes abordagens teóricas. Descrever todas elas foge ao escopo desse texto, de modo que a partir desse ponto o enfoque será apenas em cilindros rígidos elasticamente montados, sujeitos à oscilação livre com 1 grau de liberdade na direção transversal ao escoamento. O leitor que se interessar por outras abordagens pode consultar a bibliografia.

3.3.1 Modelagem em 1 grau de liberdade

Entende-se por *sistema* o conjunto formado por um cilindro rígido montado em uma base elástica e imerso em um meio fluido com liberdade de movimento na direção transversal ao escoamento. A maneira mais simples e usual de se representar o fenômeno de VIV é com base em um modelo massa-mola amortecido (Figura 3.7), descrito pela equação

$$m\ddot{y} + c\dot{y} + ky = F(t) \quad (3.7)$$

Onde y , $\dot{y}$ e $\ddot{y}$ são o deslocamento, a velocidade e aceleração do cilindro, respectivamente. As forças descritas pela Equação 3.7 são:

- $m\ddot{y}$ - Força inercial, proporcional à aceleração do cilindro;
- $c\dot{y}$ - Força de atrito viscoso, proporcional à velocidade do cilindro;
- ky - Força de restauração, proporcional ao deslocamento;
- $F(t)$ - Força fluida instantânea, provocada pela ação do campo de pressão do escoamento sobre o cilindro, também chamada de sustentação ou *lift*.

Figura 3.7: Modelagem de VIV na direção transversal ao escoamento.

Adotando as hipóteses sugeridas por Blevins (2001) e Khalak e Williamson (1999), é razoável assumir a resposta dinâmica do sistema como harmônica, de modo que

$$y(t) = \hat{y} \text{sen}(\omega t) \quad (3.8)$$

$$F(t) = \hat{F} \text{sen}(\omega t + \phi) \quad (3.9)$$

Onde $\hat{y}$ e $\hat{F}$ são as amplitudes harmônicas de y e F , ω é a frequência angular de oscilação e ϕ é o ângulo de fase entre a força e o deslocamento. Para melhor representar diferentes configurações de experimentos e simulações, Khalak e Williamson (1999) utilizam uma série de parâmetros adimensionais apresentados na Tabela 3.1.

Tabela 3.1: Parâmetros Adimensionais

Parâmetro	Expressão	Definição
U^*	$\frac{U_\infty}{f_N D}$	Velocidade reduzida: razão entre a velocidade do escoamento ao longe (U_∞) e o produto entre a frequência natural do sistema em água (f_N) e o diâmetro do cilindro (D)
m^*	$\frac{m}{m_\forall} = \frac{m}{\rho \pi \frac{D^2}{4} L}$	Parâmetro de massa: razão entre a massa do sistema (m) e a massa de fluido deslocada ($m_\forall$)
A^*	$\frac{\hat{y}}{D}$	Amplitude adimensional: razão entre a amplitude de vibração do sistema ($\hat{y}$) e o diâmetro do cilindro (D)
f^*	$\frac{f}{f_N}$	Frequência adimensional: razão entre a frequência de oscilação do sistema (f) e a frequência natural em água (f_N)
ζ	$\frac{c}{c_{crit}} = \frac{c}{2\sqrt{k(m+m_a)}}$	Coefficiente de amortecimento: razão entre o amortecimento estrutural (c) e o amortecimento crítico ($c_{crit} = 2\sqrt{k(m+m_a)}$)

A partir das Equações 3.7 3.8 3.9, Khalak e Williamson (1999) obtiveram as seguintes expressões:

$$A^* = \frac{1}{4\pi^3} \frac{C_L \text{sen} \phi}{(m^* + C_a) \zeta} \left(\frac{U^*}{f^*} \right)^2 f^* \quad (3.10)$$

$$f^* = \sqrt{\frac{m^* + C_a}{m^* + C_{EA}}} \quad (3.11)$$

O termo C_a é o coeficiente de massa adicional do cilindro, definida como a razão entre a massa adicional do cilindro e a massa de fluido deslocado:

$$C_a = \frac{m_a}{m_v} = \frac{m_a}{\rho \pi \left(\frac{D^2}{4}\right) l_c} \quad (3.12)$$

Onde l_c é o comprimento submerso do cilindro. A massa adicional pode ser compreendida como a parcela da força fluida agindo no cilindro em fase com a aceleração do corpo, dividida pela aceleração. O termo C_a considera somente a massa adicional para um escoamento potencial (m_a) e, neste caso possui valor igual a unidade. Já o termo C_{EA} é a massa adicional efetiva do cilindro, considerando seus efeitos viscosos. Neste caso, a massa apresenta valores diferentes da unidade. Vikestad, Vandiver e Larssen (2000) e Govardhan e Williamson (2002), avaliaram a variação de C_{EA} em função da velocidade reduzida, concluindo que o termo tende a valores assintóticos e negativos para altos valores de U^* . Isso acarreta uma variação significativa em f^* , como será discutido na seção a seguir. A análise da equação 3.10 revela também que o ângulo de fase ϕ representa um papel fundamental na resposta do sistema, relacionado com a transferência de energia entre o escoamento e a estrutura.

3.3.2 Resposta típica

Como visto na seção 3.2, o escoamento ao redor de um cilindro fixo produz uma força cíclica de frequência conhecida (f_S) governada por $St \approx 0,2$ para uma grande faixa de número de Reynolds (figura 3.4). St é dependente da distância entre os pontos de separação, que por sua vez não sofre variações significativas com a oscilação do cilindro. Assim, é razoável admitir que a frequência de emissão de vórtices para o sistema oscilando seja próxima à frequência de emissão de vórtices para um cilindro fixo ($f_{S-osc} \approx f_S$). Portanto, no sistema oscilando a frequência de emissão de vórtices aumenta com o aumento da velocidade. Quando essa frequência se aproxima da frequência natural o sistema entra em ressonância, por volta de $U^* \approx 5$, pois:

$$U^* = \frac{U_\infty}{f_N D} \approx \frac{U_\infty}{f_{S-osc} D} \approx \frac{1}{St} \approx 5 \quad (3.13)$$

A partir dessa região ressoante, tem início a sincronização (ou *lock-in*), definida como a região onde a frequência de emissão de vórtices e a frequência de oscilação do sistema são próximas ($f_{S-osc} \approx f_{osc}$). Essa faixa possui diferentes ramos de resposta.

Figura 3.8: Amplitude e frequência de resposta para sistemas com um grau de liberdade. Extraído de Williamson e Govardhan (2004)

Khalak e Williamson (1999) descrevem dois tipos de respostas em função de m^* para sistemas com um grau de liberdade, como mostra a Figura 3.8, onde A_{max} é o máximo valor de A^* . Para altos valores de m^* , o sistema apresenta dois ramos distintos de vibração: *inicial branch* e *lower branch*, com amplitudes máximas próximas à região de ressonância. Esse tipo de resposta geralmente está relacionado à sistemas cujo fluido é pouco denso, como o ar. Sistemas com baixos valores de m^* apresentam três ramos de vibração: *inicial branch*, *upper branch* e *lower branch*. O sistema sofre um aumento na amplitude de resposta quando f_S se aproxima de f_N até atingir o *upper branch*, onde ocorrem as maiores amplitudes de vibração, que podem chegar da ordem de um diâmetro (D). Aumentando-se ainda a velocidade, o sistema continua oscilando por uma larga faixa (*lower branch*) com amplitudes ligeiramente menores até começar a dessincronização. Observando o gráfico da frequência na Figura 3.8-b, a frequência de oscilação cresce seguindo a frequência de Strouhal representada pela linha inclinada, porém durante a faixa de sincronização esse comportamento é alterado. A frequência de emissão de vórtices é capturada pela frequência natural, de modo que a resposta do sistema permanece próxima a frequência natural ($f^* \approx 1$). Nota-se que f^* difere do valor unitário devido ao valor de C_{EA} que é bastante significativo em condições de baixa massa reduzida (m^*).

Khalak e Williamson (1999) concluíram que a amplitude máxima de vibração está relacionada com o produto $m^*\zeta$, enquanto a largura da faixa de U^* onde ocorre a sincronização está diretamente relacionada ao valor de m^* , para casos de mesmo $m^*\zeta$, como pode ser observado na Figura 3.9. O incremento na massa reduzida provoca uma diminuição na largura de sincronização, de modo que para altos valores de m^* há apenas dois ramos de resposta. Nesse sentido, justifica-se a diferença entre os resultados presentes na Figura 3.8, pois o experimento de Feng (1968) foi realizado com $m^*\zeta$ cerca de 25 vezes superior ao de Khalak e Williamson (1999). A figura ainda remete à duas características importantes do fenômeno de VIV que não serão abordadas neste texto: histerese (H) e intermitência (I). A histerese é caracterizada pela diferença na transição de um ramo a outro em função do sentido de variação da velocidade, enquanto a intermitência é a alternância entre os ramos de resposta.

3.3.3 Previsão de Máxima Amplitude de Vibração

Como visto anteriormente, a solução da Equação 3.10 é função de vários parâmetros adimensionais. No entanto, as máximas amplitudes de vibração ocorrem para faixas

Figura 3.9: Modos de resposta para sistemas com um grau de liberdade em função de $m^*\zeta$ e - (a) baixos valores de $(m^*\zeta)$ e (b) altos valores de $(m^*\zeta)$

conhecidas de U^* e f^* , de modo que:

$$A_{max} \propto \frac{C_L \text{sen} \phi}{(m^* + C_a)\zeta} \quad (3.14)$$

Khalak e Williamson (1999) observam ainda que, nessa faixa de sincronização, $C_L \text{sen} \phi$ é função apenas de A_{max} , tal que:

$$A_{max} \propto \frac{1}{(m^* + C_a)\zeta} \quad (3.15)$$

De fato, diversos pesquisadores haviam notado uma correlação entre as A^* e $m^*\zeta$ ainda durante as décadas de 60 e 70, por exemplo Scruton (apud WILLIAMSON; GOVARDHAN, 2004) e Vickbery e Watkins (apud WILLIAMSON; GOVARDHAN, 2004). O mais conhecido deles foi realizado por Griffin na década de 70, conhecido como *Griffin plot*. Esse diagrama exibe a máxima amplitude de vibração em função do parâmetro de Skopp-Griffin, definido por:

$$S_G = 2\pi^2 St^2 m^* \zeta \quad (3.16)$$

Williamson e Govardhan (2004) utilizam também como parâmetro o produto da massa e amortecimento considerando a massa adicional potencial $(m^* + C_a)\zeta$. Os diagramas podem ser observados na Figura 3.10. Pela figura, percebe-se ainda duas tendências diferentes para o *upper* e *lower branch*, que se fundem em uma só após o parâmetro $(m^* + C_a)\zeta$ se tornar elevado e a resposta apresentar somente um pico de amplitude máxima. Muitos autores, como Sarpkaya (1977) e Bearman (1984) criticaram o uso dos parâmetros m^* e ζ de maneira combinada, argumentando que m^* e ζ afetam a máxima amplitude de maneira independente. Govardhan e Williamson (2006) realizaram um estudo avaliando-se a influência separada de m^* e ζ , e também no número de Reynolds. Como resultado, foi proposta uma nova regressão, o chamado "Diagrama de Griffin Modificado", definido por:

$$A^*_{max} = g(\alpha)f(Re) = (1 - 1,12\alpha + 0,30\alpha^2) \log 0,41Re^{0,36} \quad (3.17)$$

$$\alpha = (m^* + C_a)\zeta \quad (3.18)$$

Figura 3.10: Diagrama de Griffin plotado em função de (a) S_G e (b) $(m^* + C_A)\zeta$. Reproduzido de Williamson e Govardhan (2004)

O diagrama de Griffin modificado é uma poderosa ferramenta de Validação de experimentos e comparação com dados disponíveis da literatura, como será visto nos ensaios de VIV adiante.

3.4 Supressores de VIV

Na maior parte das situações em que ocorre VIV, a vibração é prejudicial ao sistema e deve ser evitada. Por exemplo, nos casos de cabos submarinos, como risers de produção e exploração offshore, as vibrações estão associadas a diminuição da vida útil e, no caso dos risers de perfuração, aumento do tempo de operação. Além disso, a emissão de vórtices e a vibração do cilindro estão associados a um aumento da força de arrasto, também indesejável. Blevins (2001) cita três maneiras de se reduzir VIV:

- Aumentar o parâmetro massa-amortecimento: Como descrito na Seção 3.3.3, quanto maiores os valores de m^* e ζ , menores serão as amplitudes do sistema.
- Evitar ressonância: Operar o sistema em uma faixa de velocidades em que a frequência de emissão de vórtices seja menor que as frequências naturais do sistema. Considerando a relação de Strouhal, Blevins(1990) recomenda operar com $U^* < 1$.
- Adicionar um Supressor de VIV: Adicionar ao cilindro uma estrutura externa capaz de alterar o escoamento, reduzindo as vibrações provocadas pela emissão de vórtices.

Os supressores muitas vezes modificam as propriedades estruturais do sistema (como a massa e o amortecimento estrutural), mas sua ação é fundamentalmente voltada para modificar o escoamento ao redor do cilindro. Zdravkovich (1981) lista diversos supressores diferentes, para aplicações hidro e aerodinâmicas, dividindo-os em três grupos:

1. Protusões, que afetam o escoamento tridimensional. Os supressores deste tipo procuram evitar que os vórtices formados se correlacionem ao longo do comprimento do cilindro, forçando a separação em um ponto conhecido para cada seção. Os exemplos mais comuns desse tipo são *helical strakes* e *spoiler plates*.
2. Estabilizadores de esteira: supressores que interferem no escoamento bidimensional, na interação entre as camadas cisalhantes, evitando ou atrasando a comunicação entre elas e a superfície do cilindro e, conseqüentemente, aumentando o comprimento de formação de vórtices. São exemplos deste tipo *splitter plates* e *ribbons*. Alguns

Figura 3.11: Geometrias de Supressores de VIV: *splitter plates*, *ribbons*, *guiding vane*, *spoiler plates*, *helical strakes*, *shrouds*, *axial slats* e *fairing* - Reproduzido de Blevins (2001)

supressores desse tipo agem prologando o ponto de separação da camada limite, diminuindo a região de circulação, como os do tipo *fairings* e *guiding vane*.

3. Supressores que afetam a camada cisalhante, atrapalhando a formação de vórtices. São exemplos *shrouds* e *axial slats*.

Alguns exemplos de supressores são apresentados nas Figuras 3.11 e 3.12. Os supressores mais comuns na engenharia offshore são do tipo *strakes*. Inicialmente concebido para aplicações em engenharia de vento (WONG; KOKKALIS, 1982), os *strakes* mostraram-se efetivos em aplicações hidrodinâmicas (ASSI et al., 2010). São eficazes na supressão, e relativamente simples de construir e instalar. Seu princípio de funcionamento está relacionado à mudanças na esteira, principalmente na quebra da correlação entre o desprendimento de vórtices ao longo do comprimento do cilindro. A eficiência do *strake* é diminuída quando o parâmetro combinado $m^*\zeta$ é reduzido, por isso têm melhor desempenho em aplicações aerodinâmicas. No caso de risers, que possuem baixos valores de $m^*\zeta$, a altura do *strake* deve ser da ordem de 20% do diâmetro do cilindro para que tenha eficácia. O aumento da altura, entretanto, provoca substancial aumento de arrasto. Quando comparados com o cilindro liso, os *strakes* reduzem o arrasto máximo, devido a redução da vibração, porém aumentam o arrasto médio.

Figura 3.12: Supressores do tipo *Fairing* (esq.) e *Strake* (dir.) em operação - Reproduzido de Lankhorst... (2014)

Soluções que diminuem a amplitude de vibração e a força de arrasto geralmente são aquelas associadas a efeitos bidimensionais do escoamento, tais como *fairings* ou *splitter plates*. Os *fairings* atuam atrasando o ponto de separação da camada limite, como um fôlio, diminuindo assim a região de recirculação da esteira. Já os *splitter plates* procuram atrasar a interação entre as camadas cisalhantes para regiões distantes do corpo do cilindro.

Embora eficazes na supressão, o uso de soluções bidimensionais muitas vezes esbarra em requisitos operacionais, tais como capacidade de armazenamento, facilidade de construção e instalação. Além disso, sua eficácia depende da capacidade do supressor girar ao redor do cilindro, e da ordem de grandeza da fricção torsional (ASSI; BEARMAN; KITNEY, 2009). Na impossibilidade de rotacionar, os supressores desse tipo podem induzir o surgimento de outras instabilidades causadas pelo escoamento, como *galloping*.

Assim, não existe uma solução para risers que atenda plenamente a todos os requisitos técnicos e operacionais, motivo pelo qual existe uma constante pesquisa por novos mecanismos de supressão e otimização de soluções conhecidas.

3.4.1 Ventilated Trousers - VT

Ventilated Trousers, ou simplesmente VT, é um mecanismo de supressão desenvolvido e patentado por *Allbrow Universal Components* destinado a estruturas oceânicas (BROWN, 2010). O supressor é constituído de uma rede acoplada a uma série de *bobbins*¹ que envolvem o cilindro como uma malha, de acordo com as Figuras 3.13 e 3.14. Sua estrutura

¹pequeno elemento rígido da malha, constituído de um ou mais cilindros de diferentes alturas e diâmetros

Figura 3.13: Detalhes geométricos do Supressor VT - reproduzido de Brown e King (2008)

é flexível, de maneira que o mecanismo se ajusta automaticamente na direção do escoamento. De certa forma, VT pode ser entendido como uma evolução de conceitos anteriores, como *shrouds* e *flags* (BROWN; KING, 2008).

O supressor foi criado de maneira a atender requisitos operacionais da indústria: possui geometria simples, fácil de construir e armazenar, além de ser facilmente montado e desmontado (BROWN, 2010). Segundo King et al. (2013), o efeito de supressão está relacionado com as mudanças que os bobbins provocam na camada limite, atrapalhando a formação de vórtices. Por ser recente, o supressor VT ainda não é utilizado em escala real, e poucos estudos científicos foram realizados para avaliar sua eficácia.

Experimentos preliminares foram realizados por Brown e King (2008) com cilindros flexíveis, $Re = 1,5 \times 10^5$ e vários modelos diferentes, e os resultados mais expressivos foram: redução de 20% do arrasto e de 90% da amplitude máxima de vibração, quando comparados com um cilindro liso. Nesse trabalho, Brown e King (2008) notaram que a inclusão do supressor diminui a frequência natural em água e aumenta o amortecimento estrutural. Verificaram ainda que o desempenho é muito sensível a mudanças geométricas, como espaçamento entre bobbins e perímetro da malha.

Embora os primeiros resultados indiquem bom potencial de Supressão, levantam dúvidas sobre o mecanismo hidrodinâmico pelo qual o supressor VT atua. O simples fato de diminuir a frequência natural em água e aumentar o amortecimento indica que o parâmetro $(m^* + C_a)\zeta$ é aumentado e, portanto, influencia na supressão de VIV (BLEVINS, 2001). Além disso, a variação de desempenho em função da geometria induz a uma influência do supressor no escoamento. Essa influência pode ser no escoamento bidimensional,

Figura 3.14: Modelo de riser com supressor VT em escala real - Reproduzido de King et al. (2013)

numa ação semelhante a de *shrouds*, ou tridimensional, quebrando a correlação do desprendimento de vórtices, semelhante aos *strakes*. Essas questões serão melhor esclarecidas com estudos sobre o efeito do supressor no escoamento.

4 OBJETIVOS E METAS

Baseado no contexto apresentado no capítulo anterior, esse trabalho tem o objetivo de compreender o mecanismo de interação fluido-estrutura pelo qual o supressor do tipo *VT* funciona. Com base nos métodos clássicos de supressão de VIV, e também nos princípios de funcionamento de outras geometrias (como *strakes*, *slats* e *fairings*), três hipóteses foram formuladas para explicar o mecanismo atuante no supressor *VT*:

Aumento do amortecimento hidrodinâmico: Sabe-se que o supressor do tipo *VT* é capaz de aumentar o amortecimento hidrodinâmico, o que reduz sua amplitude de vibração. A malha repleta de *bobbins* e cabos aumenta a dissipação de energia quando o modelo oscila na água. É de se esperar que a massa de fluido ao redor movimentada pelo cilindro com *VT* seja maior que aquela afetada por um cilindro liso. Esse efeito hidrodinâmico terá influência tanto na parcela inercial desta transferência de energia (compreendida como massa adicional) quando na parcela cinemática, o que reflete um aumento do amortecimento hidrodinâmico. No entanto, não se sabe a importância relativa desse efeito. Talvez o aumento deste amortecimento hidrodinâmico seja suficiente para suprimir as vibrações ressonantes de VIV como no simples caso de um oscilador linear amortecido. Contudo, pode ser que este acréscimo no amortecimento apenas atenua a resposta de VIV mas não seja responsável por toda a supressão alcançada pelo *VT*. Para isso, será comparada a resposta de um cilindro liso com amortecimento estrutural igual ao amortecimento hidrodinâmico do supressor *VT*.

Alteração Bidimensional da Esteira: A formação de vórtices pode ser compreendida como um fenômeno bidimensional, isto é, o que ocorre em uma seção transversal do cilindro pode ocorrer ao longo de toda a sua envergadura. Assim, pode-se pensar que os vórtices desprendidos se enrolam em tubos paralelos ao eixo do cilindro.

É de se esperar que a interrupção ou atenuação da comunicação das camadas cisalhantes neste plano bidimensional reduza a intensidade ou a regularidade dos tubos

de vórtices convectados.

A geometria dos *bobbins* e o arranjo da malha podem causar uma mudança na esteira bidimensional do escoamento. As camadas cisalhantes separadas do cilindro interferem com os *bobbins* montados na malha, atenuando a comunicação. Como consequência, o enfraquecimento da esteira está associado ao aumento do comprimento de formação de vórtices, quebra da intensidade dos vórtices ou ainda uma proteção do escoamento ao redor do cilindro, o efeito de *shielding*. Além disso, os *bobbins* são estruturas tridimensionais que geram sua própria esteira com escalas características. A interação entre a esteira do *bobbin* com as camadas cisalhantes livres pode atenuar o mecanismo bidimensional de emissão de vórtices. Estes efeitos têm o potencial de produzir a atenuação bidimensional organizada, como ilustrado na Figura 4.1, reduzindo VIV.

Alteração Tridimensional da Esteira: Apesar da formação de vórtices poder ocorrer de forma bidimensional, a esteira do cilindro não é uma simples sucessão de tubos paralelos de vórtices. Para Re acima de 230, os tubos ganham características tridimensionais. A distribuição alternada de *bobbins* na malha lhe confere uma configuração tridimensional helicoidal, como ilustrado na Figura 4.1.

A interferência do escoamento com os elementos da malha podem conferir ao escoamento alguma estrutura tridimensional que atrapalhe a formação organizada dos vórtices. Outra hipótese de atenuação pode estar relacionada com a quebra da correlação da força de sustentação ao longo da envergadura. Esses mecanismos são os responsáveis pela atenuação de VIV através de *strakes* helicoidais.

Para verificar essas hipóteses, será feito um estudo experimental de VIV em 1 grau de liberdade com um cilindro liso e três modelos de supressores: a geometria VT e dois modelos auxiliares derivados desta, de modo a facilitar a comparação de diferentes efeitos no escoamento. Serão medidos forças e deslocamentos e, por meio da análise dos resultados, procura-se avançar no entendimento de qual, senão quais, mecanismos hidrodinâmicos são, de fato, responsáveis pela atenuação de VIV com supressores de malha permeável.

Figura 4.1: Ilustração das hipóteses de efeito de supressão pela alteração da esteira bidimensional (esq.) e tridimensional (dir.)

5 MATERIAIS

Esse capítulo apresenta os principais equipamentos, técnicas de medição e modelos utilizados na campanha experimental desta dissertação.

5.1 Canal de água recirculante

Todos experimentos foram realizados no Canal de Água Recirculante do Núcleo de Dinâmica e Fluidos da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo (NDF-USP), ilustrado na Figura 5.1. O canal possui uma seção de $0,7m$ de largura por $0,9m$ de altura, e um comprimento útil de $7,5m$. A velocidade do escoamento é proporcionada por uma bomba axial com vazão máxima de $0,4m^3/s$. A velocidade é medida pela razão entre a vazão e a área da seção. Neste trabalho, a faixa de velocidades dos ensaios foi de $0,05 - 0,5m/s$. O índice de turbulência do canal é baixo. Assi (2005) investigou o perfil de velocidades ao longo da altura do canal para verificar a influência da superfície livre, encontrando uma variação máxima de 5% para o valor médio do perfil de velocidade até $0,4m/s$. Considera-se então que a superfície livre não afeta os resultados de maneira significativa em virtude da longa envergadura dos cilindros. Maiores detalhes sobre a concepção e especificações do canal podem ser encontradas em Assi (2005).

5.2 Base elástica

Os ensaios de VIV foram realizados com uma base elástica de um grau de liberdade a ar comprimido, semelhante às utilizadas por Khalak e Williamson (1997a) e Assi, Bearman e Kitney (2009), projetada para cilindros com baixa razão de massa e amortecimento (ASSI, 2009). A base é constituída de uma parte fixa ao canal e uma parte móvel. A parte móvel possui dois eixos cilíndricos de fibra de carbono conectados a um suporte central, onde uma célula de carga e os modelos são acoplados. A parte móvel é ligada à parte fixa através de quatro mancais de ar comprimido e duas molas são atadas com uma extremidade no

Figura 5.1: Canal de água recirculante do NDF-USP. Reproduzido de Assi (2005).

suporte e outra a parte fixa do canal. O ar comprimido reduz o atrito entre os mancais e o eixo, permitindo assim ao sistema deslizar com baixíssimo amortecimento. As molas são facilmente removíveis, permitindo assim ajustar a frequência do sistema em função da massa para que seja compatível a frequência de emissão de vórtices na faixa ensaiada. Além do baixo amortecimento, a base possui massa baixa - $2,8\text{kg}$, incluindo a célula de carga - permitindo ensaiar modelos com baixo parâmetro de massa m^* . Maiores detalhes podem ser encontrados em Assi (2009).

5.3 Sistema de amortecimento

O amortecimento estrutural influencia significativamente os ensaios de VIV. Geralmente deseja-se eliminar ou deixar o amortecimento o menor possível, como na base elástica a ar comprimido. No entanto, em alguns casos é necessário avaliar o comportamento do sistema em função do amortecimento, para isso, sendo necessário impor valores conhecidos de ζ (BLEVINS R. COUGHRAN, 2009). A solução mais difundida é acoplar, junto à base elástica, um sistema amortecedor que impõe uma constante de amortecimento conhecida. Neste trabalho, foi desenvolvido um sistema amortecedor de natureza fluido-viscosa. Uma haste acoplada a base elástica foi imersa em um recipiente contendo uma solução de água

Figura 5.2: Base elástica de 1 grau de liberdade. As duas guias de fibra de carbono suportam a mesa central com a célula de carga e deslizam através dos quatro mancais a ar comprimido.

com glicerina. Sendo o movimento da haste solidário ao modelo, a solução fluida transmite ao sistema uma força contrária ao movimento e proporcional à velocidade, caracterizando assim o amortecimento. A constante de amortecimento pode ser modificada de acordo com a concentração de glicerina na solução e/ou a quantidade de solução colocada no recipiente. Nos ensaios deste trabalho, foi utilizada uma solução com 20% de glicerina, variando-se a quantidade de fluido para alterar o valor de ζ . A figura 5.4 mostra a sensibilidade do amortecimento imposto em função do volume de solução colocado no recipiente. O efeito das ondas provocadas na superfície livre é mitigado pela presença de absorvedores nas extremidades, como visto na Figura 5.3.

5.4 Instrumentação, sensores e aquisição de sinais

A vazão de água é medida por um medidor eletromagnético com incerteza de 0,5% da vazão instantânea. A velocidade do escoamento no canal é obtida dividindo-se a vazão pela área da seção do canal para um dado nível de água no circuito.

A medição do deslocamento transversal do modelo foi feito por um sensor óptico fixado na base elástica e na direção de um anteparo no modelo. O princípio de funcionamento do sensor baseia-se na triangulação de reflexão. Um feixe de laser de intensidade

Figura 5.3: Sistema de Amortecimento acoplado a Base Elástica.

Figura 5.4: Amortecimento gerado ao sistema em função do volume de solução no recipiente.

Figura 5.5: Célula de carga - Reproduzido de Assi (2009).

conhecida é emitido na direção do anteparo e, a partir da intensidade do feixe refletido, é avaliada a distância. O sensor utilizado possui resolução menor que $1mm$ e incerteza de medição de $\pm 2\%$.

A medição das forças de sustentação e arrasto foi feita com uma célula de carga cujo princípio de funcionamento é a extensometria elétrica. A célula possui regiões concentradoras de tensão, onde os extensômetros são colados. Ao ser solicitada por uma força, ocorre deformação na estrutura e, conseqüentemente, nos extensômetros, modificando sua resistência elétrica. A célula foi projetada para medir forças em duas direções ortogonais, e é capaz de medir forças a partir de $0,3N$, apresentando uma incerteza absoluta de $\pm 5\%$. Por ter sido usinada em CNC e medir apenas tensões de cisalhamento, a célula apresenta pouco *cross-talking*, ou seja, a leitura de forças em uma direção é pouco afetada pela variação de forças em outra direção. A célula foi posicionada entre o modelo e o suporte central da base elástica, como pode ser visto na Figura 5.2. Informações adicionais sobre o projeto e construção da célula podem ser encontrados em Assi (2009).

A aquisição dos sinais de velocidade, deslocamento, força de sustentação (lift) e arrasto (drag) é feita por meio de um sistema de aquisição da *National Instruments* e computadas em uma rotina do pacote *Lab View* desenvolvida no grupo de pesquisa para este fim. O programa armazena todos os dados em um único arquivo de texto com cinco colunas, referentes a tempo, velocidade, deslocamento, força de arrasto e sustentação, respectivamente. O programa também controla a vazão do canal e permite a programação de uma série de corridas com velocidades diferentes sem requerer a interferência do usuário.

Figura 5.6: Modelo de cilindro liso feito com tubo de acrílico. Vê-se o suporte para as malhas dos supressores.

5.5 Modelos

Para cada bateria de ensaios, foi feita inicialmente uma série de experimentos com um cilindro liso para referência e validação dos resultados. Posteriormente, foram ensaiados três modelos diferentes de supressores. O primeiro deles é uma reprodução geométrica do supressor Ventilated Trousers (VT), de acordo com a referida patente (BROWN, 2010). Os demais são malhas inspiradas no modelo VT, alterando-se alguns parâmetros geométricos, como mostrado a seguir.

5.5.1 Cilindro liso

Foi utilizado um tubo de acrílico de 50mm de diâmetro e 870mm de comprimento, que é a altura entre a célula de carga e o fundo do canal, com uma folga de 2mm antes que tocasse o vidro do fundo. Nas extremidades foram coladas duas peças de alumínio para vedar o modelo, sendo que na superior foi colocado ainda um suporte para fixação do modelo na célula de carga, como visto na Figura 5.6.

5.5.2 Ventilated Trousers - VT

O primeiro modelo de supressor utilizado é uma reprodução combinada das características descritas na patente (BROWN, 2010) com os melhores resultados obtidos nas avaliações paramétricas de Brown e King (2008). A geometria VT é constituída de uma malha flexível e dezenas de *bobbins*. Cada um destes possui dois cilindros, cujas dimensões são definidas

Figura 5.7: Geometria do Supressor VT. Adaptado de Brown (2010).

em função do diâmetro característico do *bobbin* (d) de acordo com a Figura 5.7. A rede é quadriculada, sua altura é a altura do menor cilindro de um bobbin ($5d$) e a largura entre células é variável. No entanto, Brown e King (2008) testaram vários valores para a largura, e obtiveram os melhores resultados com uma malha de largura $5d$. Para completar a caracterização geométrica, é preciso definir o perímetro da malha (P) e a relação d/D entre o diâmetro característico do *bobbin* e o diâmetro do cilindro. Brown e King (2008) recomendam que o perímetro ideal fiquem entre $4D < P < \frac{3}{2}\pi D$, enquanto a patente sugere que $8 < D/d < 12$. Como são grandezas interrelacionadas, a solução encontrada foi utilizar o maior *bobbin* possível que atendessem essas duas restrições, chegando-se então a um bobbin de $d = 5,6\text{mm}$, largura entre as malhas de 29mm , $D/d \cong 9$ e perímetro igual a $8 \times 29 = 232\text{mm}$, o que corresponde a $4,64D$ ou $1,47\pi D$, muito próximo a $\frac{3}{2}\pi D$.

A malha foi construída de modo que sua densidade fosse o mais próxima possível a água. A rede foi confeccionada a partir de fios de nylon de $1,3\text{mm}$ de diâmetro. Os *bobbins* foram construídos com discos de polietileno e poliéster. Foram realizados testes de flutuação e, uma vez identificado que o modelo era menos denso que a água, pequenos pedaços de aço inox foram introduzidos no interior de cada *bobbin*, até garantir flutuação neutra.

Figura 5.8: Modelo Supressor VT.

5.5.3 Malha Esparsa - SM

O modelo do tipo Malha Esparsa, ou simplesmente SM (do inglês *Sparse Mesh*), foi inspirado no modelo VT. Possui a mesma largura entre as células, comprimento, perímetro, número de bobbins e diâmetro característico (d) que o modelo VT. A principal diferença consiste na geometria de seus *bobbins*: mais simples, não apresentam o disco externo (Figura 5.9). Sua construção foi análoga à do modelo VT, garantindo flutuação neutra e uma massa menor, de 68g.

5.5.4 Malha Densa - DM

O modelo Malha Densa, ou DM (*Dense Mesh*) possui esse nome pois apresenta maior densidade de *bobbins*. O modelo possui a mesma largura entre as células, comprimento e perímetro que os modelos VT e SM. A diferença para os demais consiste na distribuição de seus *bobbins*. Enquanto os modelos VT e SM apresentam os *bobbins* alternados nos espaços verticais da malha, no modelo DM os *bobbins* ocupam continuamente todos os espaços verticais, ou seja, há o dobro de *bobbins* dos outros modelos (Figura 5.10). A geometria do *bobbin* do modelo DM é igual ao do modelo SM ou seja, sem o disco externo. A construção foi análoga à dos outros modelos, garantindo uma malha de flutuação neutra, de massa total 106g. Vale destacar que a malha *DM* se assemelha ao supressor *axial slats*, da Figura 3.1.1 porem montados em uma malha flexível.

A tabela 5.1 apresenta as principais características físicas e geométricas dos 3

Figura 5.9: Modelo Supressor SM.

Figura 5.10: Modelo Supressor DM.

Tabela 5.1: Propriedades dos modelos

Modelo	VT	SM	DM
Diâmetro Característico $d(\text{mm})$	5,6	5,6	5,6
D/d	9	9	9
Perímetro (mm)	232	232	232
Perímetro (D)	$4, 6(1, 47\pi)$	$4, 64(1, 47\pi)$	$4, 64(1, 47\pi)$
Comprimento (mm)	660	660	660
Largura das Células(mm)	29	29	29
Massa(g)	161	68	106
Disco Externo	Sim	Não	Não
Distribuição de bobbins	intercalada	intercalada	contínua
Arranjo

modelos de supressores. A variação entre eles objetiva avaliar a influência da geometria dos *bobbins* mantendo-se as demais características iguais (VT e SM) e a influência da distribuição dos *bobbins*, mantendo as demais características iguais (SM e DM).

6 METODOLOGIA E ENSAIOS

Esse capítulo descreve a metodologia experimental e de análise de dados dos experimentos envolvidos nesse trabalho: ensaios com modelos fixos e ensaios com movimento em um grau de liberdade, com e sem amortecimento externo. Também é apresentada uma descrição da metodologia utilizada nos ensaios de decaimento, para determinação da frequência natural e coeficiente de amortecimento.

6.1 Modelo Fixo

A primeira bateria de ensaios foi realizada com o modelo fixo, num arranjo ilustrado na Figura 6.1, restringindo totalmente o movimento da base. Foram feitas medidas de tempo, velocidade, forças de sustentação e arrasto, obtidos numa corrida com velocidades decrescentes na faixa 0,1m-0,5m/s. A velocidade mínima foi limitada pela resolução da célula de carga, pouco sensível a forças muito baixas. Para velocidades acima de 0,5m/s, vibrações começaram a surgir na extremidade do modelo, gerando uma força indesejada. Foram realizados ensaios com o cilindro liso e os modelos de supressores, com frequência de aquisição de dados de 100Hz. Os dados foram processados por uma rotina desenvolvida no programa *MatLab* e as análises das frequências foram obtidas através da Transformada rápida de Fourier (FFT). Informações adicionais sobre a bateria são apresentadas na tabela 6.1.

6.2 Decaimentos

Os ensaios de decaimento destinam-se a determinar a frequência natural e o amortecimento estrutural. Foram realizados ao longo de todas as baterias com modelo livre para oscilar. O decaimento consiste em impor uma amplitude inicial ao modelo e acompanhar sua trajetória ao longo do tempo. O fator de amortecimento é obtido através da regressão exponencial dos pontos máximos e mínimos locais, que definem a envoltória do sinal, como

Figura 6.1: Vista transversal da base fixa empregada nos ensaios com modelo fixo.

Tabela 6.1: Parâmetros dos ensaios com o modelo fixo

Faixa de velocidades	$0,1 - 0,5 m/s$
Diâmetro	$50 mm$
Faixa de Re	$5 \times 10^3 - 2,5 \times 10^4$
Razão de aspecto	13,6
Modelos ensaiados	CL, VT, SM, DM
Tempo de aquisição	180s

Figura 6.2: Série temporal de um ensaio de decaimento.

pode ser visto na Figura 6.2. A frequência foi obtida dividindo-se o número de ciclos pelo intervalo de tempo total.

Foram realizados decaimentos em ar e água, com propósitos diferentes. No decaimento em ar, obtêm-se o fator de amortecimento ζ_{ar} , que é a razão entre a constante de amortecimento estrutural e a massa do sistema, além da frequência natural em ar. No decaimento em água, obtêm-se o fator de amortecimento ζ_{agua} que corresponde à razão entre a constantes de amortecimento estrutural e hidrodinâmico e a massa total do sistema, incluindo a massa adicional. Assim, os dois diferentes tipos de decaimentos permitem conhecer as parcelas de amortecimento estrutural e viscoso. No decaimento em água obtêm-se também a frequência natural em água.

É importante destacar que o amortecimento em água é sensível à amplitude imposta e ao tempo de aquisição, visto que a massa adicional do cilindro varia de acordo com a velocidade (sendo que seu valor é 1 apenas para um escoamento potencial). Fora isso, segundo a modelagem utilizada, o amortecimento do fluido deveria ser puramente viscoso, proporcional a velocidade, o que não é totalmente verdadeiro. Para altas velocidades, a força hidrodinâmica é proporcional ao quadrado da velocidade. Assim, realizando testes com intervalos de tempo entre 5–40s e amplitudes iniciais entre 10mm–100mm, verificou-se que o amortecimento medido apresentava uma variação de até 30%. Para reduzir essas variações, optou-se por realizar os decaimentos sempre com amplitude $\leq 50mm$, que é a máxima observada nos ensaios de VIV. O tempo de aquisição foi reduzido, já que na maioria dos casos a vibração é muito pequena após longos períodos. Os amortecimentos

descritos nesse trabalho foram todos obtidos pela média de 4 medidas, realizadas com amplitude inicial de 50mm e tempo de aquisição necessário para medir 3, 5, 8 e 10 ciclos. Desse modo, a diferença entre o maior e menor amortecimento medido ficou da ordem de 10%, que corresponde a menos de 1% no valor absoluto do fator de amortecimento ζ .

6.3 Modelo livre para oscilar em 1 grau de liberdade

Os ensaios de VIV foram divididos em dois grupos. O primeiro deles, descrito nesta seção, refere-se aos ensaios realizados com 1 grau de liberdade com o menor amortecimento estrutural possível, ou seja, sem adição de amortecimento. Estes ensaios foram realizados com todos os modelos em duas baterias diferentes. Cada uma utilizou um par diferente de molas, de acordo com o arranjo da Figura 6.3, que permitiram obter séries com diferentes faixas de velocidade reduzida. As faixas de U e Re ensaiados foram os mesmos dos ensaios com o modelo fixo. Os demais parâmetros dos ensaios, para os quatro modelos, são mostrados nas Tabelas 6.2 e 6.3.

A medição dos coeficientes de sustentação e arrasto médio é feita dividindo-se a média dos valores das respectivas forças por $\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 D l_c$, e a flutuação, dividindo-se o RMS de cada força pela mesma expressão. A medição de $\hat{y}$ pode ser realizada de diferentes maneiras. Assi (2005) mostra uma interessante análise entre as diferenças entre medir através do RMS do deslocamento e através dos picos locais. Neste presente trabalho, a amplitude $\hat{y}$ foi calculada medindo-se o RMS do deslocamento e multiplicando-se o resultado por $\sqrt{2}$, que é o valor esperando para um sinal senoidal puro. No entanto, diversos autores medem $\hat{y}$ através da média de 10% dos picos máximos, o que gera um valor ligeiramente maior que o obtido através do RMS. As diferenças entre o modo como são feitas as medidas devem ser levadas em conta ao se comparar experimentos diferentes.

6.4 Modelo livre para oscilar em 1 grau de liberdade com amortecimento variável

Nesse segundo tipo de ensaio, é possível alterar o amortecimento do modelo, de acordo com o arranjo experimental ilustrado na Figura 6.4. Como o foco desse ensaio é avaliar as amplitudes no *upper branch* e *lower branch*, apenas o par de molas B foi utilizado, já que permite medir mais pontos nessas regiões, numa faixa de U^* entre 2 e 15. Foi ensaiado o modelo de cilindro liso com 3 valores distintos de amortecimento (ζ_0 , ζ_1 e ζ_2),

Figura 6.3: Vista transversal da base elástica empregada nos ensaios de VIV.

Tabela 6.2: Parâmetros dos ensaios de VIV com a mola A

Modelo	CL	VT	SM	DM
Faixa de U^*	2 – 15	2 – 15	2 – 15	2 – 15
m^*	2,8	2,9	2,8	2,9
$f_{N-ar}(Hz)$	0,68	0,66	0,67	0,66
$f_N(Hz)$	0,58	0,56	0,57	0,57
$\zeta_{ar}(\%)$	0,3	0,3	0,3	0,4
$\zeta_{agua}(\%)$	1,6	6,5	3,6	4,3

Tabela 6.3: Parâmetros dos ensaios de VIV com a mola B

Modelo	CL	VT	SM	DM
Faixa de U^*	3 – 25	3 – 25	3 – 25	3 – 25
m^*	2,8	2,9	2,8	2,9
$f_{N-ar}(Hz)$	0,40	0,39	0,41	0,39
$f_N(Hz)$	0,34	0,32	0,334	0,33
$\zeta_{ar}(\%)$	0,5	0,6	0,6	0,6
$\zeta_{agua}(\%)$	2,1	7,2	6,2	8,1

Tabela 6.4: Parâmetros dos ensaios de VIV com amortecimento adicional com a mola A

Modelo	CL_{ζ_0}	CL_{ζ_1}	CL_{ζ_2}
Faixa de U^*	2 – 15	2 – 15	2 – 15
m^*	2,8	2,8	2,8
$f_{N-ar}(Hz)$	0,68	0,67	0,66
$f_N(Hz)$	0,58	0,57	0,58
$\zeta_{ar}(\%)$	0,3	3,9	6,7
$\zeta_{agua}(\%)$	1,6	4,7	7,1

cujos parâmetros são apresentados na Tabela 6.4. O primeiro ensaio (ζ_0) é a configuração de referência, com o menor amortecimento possível. Os demais possuem amortecimento de mesma ordem que o máximo e o mínimo amortecimento encontrados com os modelos ensaiados, de modo a permitir comparação com todos os casos.

Figura 6.4: Vistas da base elástica empregada nos ensaios de VIV com amortecimento adicional. Detalhe para o dispositivo de adição de amortecimento composto por uma haste imersa em uma solução de água e glicerina.

7 RESULTADOS - EXPERIMENTOS COM O MODELO FIXO

Neste capítulo serão apresentados e discutidos os resultados obtidos na primeira série de experimentos, realizadas com o modelo fixo. Estes ensaios permitem obter a frequência de emissão de vórtices e medir forças hidrodinâmicas; e servirão de referência para os ensaios com 1 grau de liberdade.

Foram feitas medições de força de sustentação e arrasto com o cilindro liso e as 3 malhas de supressores. Inicialmente será feita uma validação dos resultados obtidos para o cilindro liso com dados disponíveis na literatura. Posteriormente, serão apresentados e discutidos os resultados obtidos para os demais modelos de supressores, seguidos da conclusão do capítulo.

7.1 Validação: cilindro liso

Os experimentos foram realizados na faixa de Re compreendida entre $7 \times 10^3 - 2,5 \times 10^4$, faixa correspondente ao regime subcrítico, onde a transição para a turbulência ocorre nas camadas cisalhantes, como visto no Capítulo 3. Através das medidas de forças foram obtidos os coeficientes de arrasto médio ($\overline{C}_D$), o RMS do coeficiente de sustentação (C'_L) e o número de Strouhal (St). Para a medida deste último, considerou-se que a frequência de emissão de vórtices é a frequência dominante da força de sustentação.

Zdravkovich (1997a) apresenta uma síntese dos resultados obtidos por diversos autores para $\overline{C}_D$, cuja curva é mostrada na Figura 7.1 em comparação com os resultados obtidos neste trabalho. Nota-se que o $\overline{C}_D$ medido sofre um pequeno incremento nas medidas iniciais e então se estabiliza em $\overline{C}_D \approx 1,15$, muito próximo ao valor da referência, até o fim da faixa de Re medida, caracterizando uma boa aderência.

O número de Strouhal (St) foi obtido utilizando a frequência máxima observada no espectro de frequências através da Transformada de Fourier do sinal da força de susten-

Figura 7.1: Coeficiente de arrasto médio para o cilindro liso.

tação. O resultado é apresentado na Figura 7.2. Como esperado, St permanece próximo a 0,2 durante toda a faixa de Re , que é um resultado típico para cilindros (BLEVINS, 2001). Os resultados obtidos mostraram-se muito próximos também à regressão proposta por Norberg (2003), ilustrada na Figura 7.2 e definida por:

$$St = 0,1853 + 0,0261e^{(-0,9x^{(2,3)})} \quad (7.1)$$

$$x = \log \frac{Re}{1,6 \times 10^3} \quad (7.2)$$

A flutuação do coeficiente de sustentação C'_L foi obtida através do calculo do RMS da força de sustentação. Sua comparação com dados da literatura não pode ser feita diretamente como nos casos anteriores, pois a grandeza é sensível às condições de contorno. Fora isso, existem importantes diferenças quanto à maneira como são medidas as forças. Neste trabalho, foi medida a força global agindo no cilindro através de uma célula de carga posicionada em seu topo. Devido aos efeitos tridimensionais do escoamento, o coeficiente obtido por esta grandeza global difere daquele calculado para uma secção do cilindro. Por isso é necessário diferenciar os dois Coeficientes, sendo c'_L o RMS da força de sustentação seccional. Norberg (2003) fez uma interessante análise sobre C'_L e c'_L , agrupando dezenas de resultados experimentais e numéricos realizados em diferentes condições. No artigo, propõe uma regressão para a flutuação coeficiente de sustentação seccional c'_L , definida por:

Figura 7.2: Número de Strouhal para o cilindro liso.

$$c'_L = 0,52 - 0,06x^{(-2,6)} \quad (7.3)$$

Onde x é o mesmo utilizado na regressão de St . No entanto, como foi medida apenas a força total no cilindro, não há como comparar diretamente o coeficiente seccional com o global, uma vez que não há correlação total da esteira ao longo do comprimento do cilindro. De maneira a permitir a comparação entre os coeficientes, Norberg (2003) propõe uma regressão para transformar o valor total em seccional.

$$\gamma_L = \frac{C'_L}{c'_L} \quad (7.4)$$

$$\gamma_L = \frac{\sqrt{2}}{a} \sqrt{e^{-a} + a - 1} \quad (7.5)$$

Onde $a = \left(\frac{l_c}{\Lambda_1}\right)$, l_c é o comprimento do cilindro e Λ_1 é o comprimento de correlação, determinado pela seguinte regressão:

$$\frac{\Lambda_1}{D} = 2,6 \left(\frac{Re}{2,4 \times 10^5} \right)^{(-0,20)} \quad (7.6)$$

O valor bruto C'_L , o valor corrigido c'_L e a regressão proposta por Norberg (2003) são apresentados na Figura 7.3. Observando a figura, percebe-se uma grande disparidade entre os valores obtidos e o esperado pela regressão. Mesmo com a correção do coeficiente

Figura 7.3: RMS do coeficiente de sustentação para o cilindro liso.

total em seccional, ainda há diferença da ordem de 30% – 40% na faixa de $1 \times 10^4 < Re < 2,5 \times 10^4$. Diante desse fato, três considerações devem ser feitas a fim de clarificar as diferenças encontradas. Primeiramente, as regressões utilizadas são empíricas, devendo ser utilizadas com cautela. Segundo, existe uma grande dispersão nos valores de c'_L na faixa de Re analisada, o que pode ser visto na Figura 2.6, extraída do mesmo artigo. Terceiro, Zdravkovich (1997b) e Norberg (2003) mostraram que o coeficiente apresenta uma grande dispersão nessa faixa de Reynolds e, dentre todos os experimentos utilizados na elaboração do artigo de Norberg (2003), o de Khalak e Williamson (1996) possui as características mais parecidas com o deste trabalho quanto à faixa de Reynolds e Condições de contorno. Realizando experimentos em canal recirculante sujeito a superfície livre, $l_c/D = 10$ e $2 \times 10^3 < Re < 1,4 \times 10^4$, Khalak e Williamson (1996) obtiveram $0,1 < C'_L < 0,3$, que é muito próximo dos valores encontrados neste trabalho, com $l_c/D = 13$ e $2 \times 10^3 < Re < 1,4 \times 10^4$.

Com base nos dados apresentados e discutidos, pode se considerar que os resultados para o cilindro liso (CL) possuem uma boa aderência aos dados encontrados na literatura e serão uma boa referência para os resultados obtidos com modelos de supressores, descritos nas seções subsequentes.

Figura 7.4: Coeficiente de Arrasto Médio.

7.2 Comparação: *CL*, *VT*, *SM* e *DM*

Os ensaios com os modelos *VT*, *SM* e *DM* foram realizados nas mesmas faixas de velocidade e com o mesmo tempo de aquisição daquelas do cilindro liso. Para a determinação dos coeficientes, foi utilizado o diâmetro do cilindro (D), de modo a padronizar a medida para todos modelos. No entanto, sabe-se que o diâmetro efetivo para os modelos de supressores é diferente, em função da presença da malha.

O coeficiente de arrasto médio $\overline{C}_D$ é apresentado na figura 7.4. O modelo *VT* apresenta $\overline{C}_D \approx 1,4$ em toda faixa analisada, exceto nos primeiros pontos, onde $\overline{C}_D \approx 1,5$. No entanto, as medidas realizadas nos primeiros pontos possuem um erro maior devido a a incerteza da célula de carga para baixas forças. O modelo *SM* possui $\overline{C}_D \approx 1,6 - 1,7$ com uma leve tendência de alta com o incremento de Re . Já o modelo *DM* possui $\overline{C}_D \approx 1,9$, mostrando uma leve tendência de queda na faixa mais alta de Re , entre $2,0 \times 10^4 < Re < 2,5 \times 10^4$. Todos os modelos provocaram um aumento na força de arrasto quando comparados com o cilindro liso. É importante destacar que o ensaio foi realizado com o cilindro fixo apenas, ou seja, foi impossível restringir o movimento das malhas ao redor deste. Visualmente, foi possível observar que os modelos *SM* e *DM* apresentaram um movimento oscilatório ao redor do cilindro, o que contribui para aumento do arrasto. Por ser mais justo, o modelo *VT* não apresentou oscilações perceptíveis visualmente.

A Figura 7.5 mostra a variação de St em função de Re . O modelo *VT* apresentou $St \approx 0,14$ em todas faixas de Re . Os modelos *SM* e *DM* possuem St próximo a 0,16,

Figura 7.5: Número de Strouhal.

com uma tendência de queda para 0,15 nas maiores velocidades para o modelo SM . Comparados com o cilindro liso (CL), o menor valor de St para os modelos de supressores indicam que a frequência de emissão de vórtices para estes é menor. No entanto, sabe-se que um dos principais parâmetros que influenciam St é a distância entre os pontos de separação, que no caso dos modelos de supressores é maior. Em outras palavras, o escoamento "enxerga" o modelo com supressor com um diâmetro efetivo maior do que o cilindro liso. Baseado nisso, foi elaborado um novo gráfico de St , dessa vez calculando-o com base no diâmetro efetivo (D'), que é uma medida do diâmetro do cilindro mais próxima do real para os modelos de supressores. D' foi calculado baseando-se na maior distância entre os elementos centrais de cada bobbin, sendo $D' = D + 2d$ para os modelos SM e DM e $D' = D + 4d$ para o modelo VT . O resultado desse novo valor de St é apresentado na Figura 7.6, onde percebe-se que $St \approx 0,2$ para todos os modelos, o que indica que a mudança entre os pontos de separação e consequente separação entre as camadas cisalhantes é o principal responsável pela mudança na frequência de emissão de vórtices.

Na figura 7.7 têm-se os dados da flutuação do coeficiente de sustentação C'_L . O modelo VT apresenta o ($C'_L \approx 0$) em todas faixas de Re . O modelo SM apresenta C'_L próximo ao do CL e comportamento crescente, com valores próximos a 0,2 para as velocidades menores e atingindo valores próximos a 0,35 nas maiores velocidades. O modelo DM possui $C'_L \approx 0,25$ até $Re = 1,5 \times 10^4$ e então começa a decrescer até atingir cerca de 0,15 nas maiores velocidades. O valor de C'_L para os modelos SM e DM

Figura 7.6: Número de Strouhal calculado pelo diâmetro efetivo (D').

revelou-se de mesma ordem que cilindro liso, enquanto que o modelo VT apresenta C'_L praticamente nulo.

A Figura 7.8 mostra o coeficiente de sustentação médio ($\overline{C}_L$) em função de Re . É sabido que na faixa de Re estudada a força de sustentação tem média nula para um cilindro liso (BLEVINS, 2001; ZDRAVKOVICH, 1997a), razão pela qual o coeficiente não foi validado. No entanto, a presença dos supressores provocou uma mudança no escoamento capaz de produzir uma força de sustentação média não-nula. Provavelmente isso se deve a deformação da malha flexível que pode ter adotado uma configuração não-simétrica em relação a linha de centro da esteira. Os modelos SM e DM apresentam curvas parecidas, com ($\overline{C}_L \approx 0,2$) até $Re = 1,5 \times 10^4$, decrescendo pra valores de ordem ($\overline{C}_L \approx 0,1$) nas faixas de maior velocidade. O modelo DM apresenta ainda uma queda abrupta no entorno de $Re = 1,0 \times 10^4$. Os modelos CL e VT mostraram $\overline{C}_L \approx 0$ em todas as faixas.

7.3 Discussão dos Resultados

A observação mais importante para a análise dos resultados consiste na vibração das malhas, que não pode ser observada diretamente nos gráficos. Os modelos SM e DM apresentaram significativas oscilações, devido à folga provocada pela diferença entre o perímetro da malha e do cilindro. Isso provocou uma mudança na simetria do escoamento, resultando no surgimento de uma força de sustentação média (figura 7.8). Comportamento semelhante foi percebido por Assi, Bearman e Kitney (2009) para supressores do tipo

Figura 7.7: RMS do coeficiente de sustentação.

Figura 7.8: Coeficiente de Sustentação.

Figura 7.9: Densidade Espectral de Potência da força de sustentação para os modelos fixos - $Re = 1,0 \times 10^4$.

splitter plates. O modelo *VT* não apresentou vibrações ao redor do cilindro, pois sua folga é muito menor que os modelos *SM* e *DM*, devido ao disco externo de cada *bobbin*.

Outro fato interessante notado foi o comportamento da flutuação da sustentação para o modelo *VT*, que apresentou valores muito baixos, próximos a $C'_L = 0$ em todas as faixas de Re . Como o coeficiente foi obtido através da medição da força total, isso indica uma quebra da correlação da força fluida ao longo do comprimento do cilindro. Fora isso, a geometria do supressor *VT* apresenta diversos pontos de separação ao longo de cada *bobbin*, provocando forças de excitação em diferentes frequências. Observando o espectro de frequência normalizado de cada modelo, na Figura 7.9, nota-se claramente que o cilindro liso e os demais modelos apresentam um pico de frequência adimensional perto de 0,2, que é a frequência de emissão de vórtices. Para o modelo *VT*, há um espalhamento muito maior da banda de frequências. Ou seja, não há forças de excitação em uma frequência dominante para o modelo *VT*, e sim uma larga faixa de frequências. A diferença entre os espectros do *VT* e as malhas *SM* e *DM* pode ser creditada a ausência do disco externo do *bobbin*.

7.4 Conclusão do Capítulo

As medições de forças hidrodinâmicas nos modelos fixos revelaram a boa aderência dos resultados de referência com outros da literatura. Serviram também para validar a montagem e, em especial, o funcionamento da célula de carga.

Os experimentos com os modelos fixos revelaram que todas as malhas aumentaram o coeficiente de arrasto quando comparadas a um cilindro liso. O supressor *VT* mostrou o menor aumento entre os modelos, $\overline{C}_L \approx 1,4$ aproximadamente 20% superior ao arrasto de *CL*. Os modelos *SM* e *DM* apresentaram coeficientes médios $\overline{C}_L \approx 1,6$ e $\overline{C}_L \approx 1,8$, que correspondem a um aumento médio de 40% e 50%, respectivamente. As malhas *SM* e *DM* apresentaram oscilações ao redor do cilindro e o surgimento de uma força de sustentação não-nula, provocada pela deflexão assimétrica da cauda.

O disco externo mostrou ter bastante influência no escoamento dos modelos estáticos. O modelo *VT*, que possui o disco externo, apresentou $C'_L = 0$ e um espalhamento no espectro de frequência ao redor da frequência de Strouhal, enquanto que os modelos *SM* e *DM*, que não o possuem, apresentaram comportamentos parecidos com o *CL*, com $C'_L \approx 0,2$ e um pico bem definido no espectro de potência.

Conclui-se que a geometria tridimensional do bobbin do *VT* tem influência sobre o escoamento a ponto de modificar sua estrutura. As escalas associadas a esta perturbação produzem forças de frequências variadas, distribuindo a energia hidrodinâmica em uma banda mais larga do espectro de frequência da força de sustentação. Pelo menos para um modelo fixo, a presença de um bobbin tridimensional na malha mostrou-se significativa para o enfraquecimento de uma frequência. Requer, agora, uma verificação destes efeitos para o caso em que o modelo estiver livre para oscilar.

8 RESULTADOS - VIV EM 1 GRAU DE LIBERDADE

Neste capítulo serão apresentados os resultados dos experimentos realizados com os modelos livres para oscilar em 1 grau de liberdade na direção transversal ao escoamento. Inicialmente, será feita uma validação e discussão dos dados obtidos para o cilindro liso, que é a referência para os demais experimentos. Em seguida, serão apresentados os resultados obtidos para os modelos de supressores. Os ensaios foram realizados em duas campanhas diferentes variando-se a faixa de velocidade reduzida, sendo a primeira entre 2 e 15 e a segunda entre 3 e 25. Posteriormente, será feita uma discussão dos resultados e a subsequente conclusão do capítulo.

8.1 Validação - Cilindro Liso

A primeira bateria de ensaios foi realizada com a mola A, mais rígida, resultando num sistema com frequência natural capaz de medir uma faixa de velocidade entre 3 e 15. Esta bateria foi realizada com o cilindro liso e os demais modelos de supressores, e as grandezas medidas foram amplitudes de deslocamento e frequências de vibração, coeficiente de arrasto médio e RMS do coeficiente de sustentação. A validação dos modelos será feita com base nos artigos de Khalak e Williamson (1997a) e Khalak e Williamson (1999).

A Figura 8.1 mostra as amplitudes de deslocamento e frequências de oscilação obtidas para um cilindro liso em comparação com os resultados obtidos por Khalak e Williamson (1997b). A escolha deste artigo foi feita baseando-se na similaridade entre os parâmetros. Em ambos foi utilizada uma base elástica com mancais de ar comprimido. A massa reduzida dos experimentos é parecida, sendo $m^* = 3,3$ para o caso de Khalak e Williamson (1997a) e $m^* = 2,8$ neste trabalho.

Observando o gráfico, nota-se uma boa aderência entre as curvas, que apresentam a típica resposta de VIV em sistemas com baixa razão de massa e amortecimento, com 3 ramos bem definidos, segundo descrito em Williamson e Govardhan (2004). Para o inter-

Figura 8.1: Amplitudes de deslocamento e frequência de vibração para um cilindro com 1 grau de liberdade.

valo $2 \leq U^* \leq 4$, tem-se o *inicial branch*, onde iniciam-se as primeiras vibrações, sendo que a frequência de vibração segue a relação de Strouhal. Entre $4 \leq U^* \leq 8$ tem-se as máximas amplitudes de vibração no chamado *upper branch*, e as frequências de vibração estabilizam-se próximas à frequência natural, dando início a faixa de sincronização. No intervalo $8 \leq U^* \leq 12$ as amplitude de vibração estabilizam-se próximas a $0,5D$, mantendo a sincronização, ramo conhecido por *lower branch*. Após $U^* > 12$ tem-se o fim da faixa de sincronização, com o sistema apresentando baixas amplitudes. As pequenas diferenças encontradas entre as curvas podem ser atribuídas, além da diferença em m^* , aos diferentes valores na razão de aspecto ($l_c/D = 10$ no experimento de Khalak e Williamson (1997a) e $l_c/D = 13,6$ no atual) e demais condições de contorno, tais como intensidade de turbulência no escoamento indidente.

Na Figura 8.2 tem-se o valor de $\overline{C}_D$ em função de U^* . Observa-se um aumento do coeficiente na região de maiores oscilações ($U^* \approx 5$), cerca de três vezes o observado para um modelo sem oscilação. À medida que U^* diminui, $\overline{C}_D$ decresce até atingir valores parecidos com o caso sem oscilação, ($\overline{C}_D \approx 1$). Comparando as curvas, nota-se a mesma tendência em ambas com uma boa aderência. As diferenças encontradas podem ser atribuídas a diferenças quanto a razão de aspecto, condições de contorno e variações experimentais.

A variação de C'_L em função de U^* é mostrada na Figura 8.3. Nota-se que há

Figura 8.2: Coeficiente de arrasto médio para VIV de um cilindro liso.

Figura 8.3: RMS do coeficiente de sustentação para VIV de um cilindro liso.

um valor máximo onde ocorrem as maiores oscilações, e fora da faixa de sincronização a força fluida é praticamente nula. Comparando os resultados obtidos com o da literatura, as curvas apresentam a mesma tendência, com uma pequena diferença quanto ao máximo valor encontrado neste trabalho. Essa diferença pode ser explicada pelos diferentes valores de m^* entre os experimentos. Khalak e Williamson (1999) realizaram o experimento com $m^* = 3,3$ enquanto que neste trabalho $m^* = 2,8$. No mesmo artigo, Khalak e Williamson (1999) mostram a diferença entre os coeficientes obtidos para $m^* = 3,3$ e $m^* = 10$, mostrando que há uma tendência de diminuição de C'_L máximo com aumento de m^* . Fora isso, outras condições de contorno podem ter influenciado os resultados, já que C'_L é muito sensível a elas e existe uma grande dispersão de dados nesta faixa de Re , conforme descrito no Capítulo 7.

Diante dos resultados apresentados nessa seção conclui-se que os resultados para um cilindro liso apresentam boa concordância com a literatura e constituem uma boa referência para os demais experimentos.

8.2 Resultados para os supressores VT , SM e DM

Essa seção visa apresentar os resultados obtidos com todos os modelos de supressores utilizando-se a mola mais rígida na base, que permite ensaiar no intervalo de $2 \leq U^* \leq 15$. O ensaio nessa faixa possibilita adquirir mais pontos na região de sincronização e observar melhor os efeitos nos três ramos de resposta. A Figura 8.4 ilustra as respostas de amplitudes e frequências dos três modelos de supressores (VT , SM , e DM) em comparação com o cilindro liso (CL).

Para o cilindro liso apresenta-se a resposta típica de VIV já discutido na seção anterior. Para o modelo VT , observa-se uma diminuição nas amplitudes de vibração nas regiões do *upper* e *lower branches*, atingindo $\hat{y}/D \approx 0,3$ em toda faixa de sincronização. Esta faixa de sincronização também está muito bem definida, entre $5 \leq U^* \leq 11$. A sincronização também pode ser percebida no gráfico de frequências, quando a frequência de oscilação se aproxima da frequência natural. O modelo SM apresenta amplitude máxima de vibração de $\hat{y}/D \approx 0,5$ por volta de $U^* = 6$, porém a amplitude começa a decair quase linearmente em função de U^* até chegar a valores $\hat{y}/D < 0,1$ a partir de $U^* > 12$. Não é caracterizado um *lower branch* semelhante ao do cilindro liso, com amplitudes praticamente constantes durante uma faixa de U^* , nem a frequência atinge valores próximos a frequência natural entre $5 \leq U^* \leq 11$.

Figura 8.4: Amplitudes de deslocamento e frequência de vibração para os sistemas com a mola A.

Figura 8.5: Coeficiente de arrasto médio por velocidade reduzida para os sistemas com a mola A.

Já o modelo *DM* apresenta um comportamento distinto dos demais. Sua amplitude de vibração começa a crescer com o aumento de U^* , atinge um máximo por volta de $U^* = 6$ e, a partir de então, apresenta amplitudes de vibração da ordem de $\hat{y}/D \approx 0,3$ durante uma grande faixa de U^* , sem indício de diminuição até a máxima velocidade ensaiada. O comportamento da curva de frequência também variou em relação aos demais. A frequência de oscilação manteve-se próxima à frequência de emissão de vórtices (ou frequência de Strouhal) durante todo o intervalo analisado, sem a caracterização de sincronização comum em cilindros lisos (a extensão desse comportamento será melhor investigada nos ensaios com maior faixa de U^*).

As curvas do coeficiente de arrasto médio ($\bar{C}_D$) em função de U^* são apresentadas na Figura 8.5. O gráfico não mostra os valores para $U^* < 4$ devido à baixa sensibilidade da célula de carga para baixas forças. Nota-se uma tendência de aumento da força de arrasto em regiões de maiores vibrações. O cilindro liso apresenta um coeficiente máximo $\bar{C}_D \approx 3$ quando $U^* = 6$, decrescendo nas faixas de U^* correspondentes ao *lower branch* até atingir valores próximos aos do modelo fixo ($\bar{C}_D \approx 1$) nas regiões de baixas vibrações. O arrasto do modelo *VT* apresenta comportamento semelhante, porém seu coeficiente máximo é menor ($\bar{C}_D \approx 2$) quando $U^* = 6$, decrescendo à valores próximos a $\bar{C}_D \approx 1,5$ nas regiões de baixa amplitude ao final da faixa de sincronização, valor próximo ao encontrado para o modelo fixo. O modelo *SM* apresentou aumento no coeficiente na região do *upper*

Figura 8.6: RMS do coeficiente de sustentação por velocidade reduzida para os sistemas com a mola A.

branch, cerca de $\overline{C}_D \approx 2,5$, decrescendo a valores próximos a $\overline{C}_D \approx 1,5$ em torno de $U^* = 10$, mantendo essa tendência até o final da faixa ensaiada. Já o modelo *DM* mostrou comportamento ligeiramente diferente. Seu coeficiente de arrasto atinge valores próximos a $\overline{C}_D \approx 2,5$ em $U^* = 6$ e mantém essa tendência até o fim da faixa ensaiada ($U^* = 15$), apresentando um valor superior ao dos outros modelos nas regiões longe da ressonância.

A Figura 8.6 ilustra o *RMS* do coeficiente de sustentação (C'_L) em função de U^* . O cilindro liso cresce no *inicial branch* até atingir coeficiente máximo $C'_L \approx 3,5$ por volta de $U^* = 5$ decaindo linearmente a valores próximos $C'_L \approx 0,5$ na região do *lower branch* e, então, declinando a valores praticamente nulos ao final da faixa de sincronização $U^* > 11$. O modelo *VT* apresenta valores baixos no inicial branch, atinge valor máximo ($C'_L \approx 1,5$) na região do upper branch e decresce linearmente até atingir $C'_L \approx 0,75$ por volta de $U^* \approx 7$, prosseguindo uma tendência de queda suave até atingir $C'_L \approx 0,3$ ao final da faixa de sincronização ($U^* = 10$). Para $U^* > 11$, o coeficiente passa a ser praticamente nulo. O modelo *SM* cresce nas faixas de menores U^* até atingir valores próximos a $C'_L \approx 2$ em $U^* = 5$. A partir de então, o coeficiente cai com o aumento de U^* , sendo que a partir de $U^* = 10$ seu valor é praticamente nulo. De maneira semelhante aos demais, o modelo *DM* apresenta um máximo $C'_L \approx 1,5$ em torno de $U^* = 5$, decaindo a partir de então. No entanto, para altos valores de U^* seu valor não tende a zero, e sim um

Figura 8.7: Coeficiente de sustentação por velocidade reduzida para os sistemas com a mola A.

valor constante $C'_L \approx 0,2$, o que não deixa de ser inesperado, em função de sua vibração nessa faixa.

Na Figura 8.7 são apresentados as curvas de coeficiente de sustentação médio ($\overline{C}'_L$). Para o cilindro liso e o modelo *VT*, o coeficiente é nulo em toda a faixa de U^* . Os modelos *SM* e *DM* apresentam valores não-nulos, com uma grande dispersão na faixa $4 \leq U^* \leq 11$. Para $U^* > 11$ os valores se estabilizam, tanto para *SM* e *DM* em torno de $\overline{C}'_L \approx 0,05$, valor abaixo do encontrado para o caso com o modelo fixo.

Os ensaios na faixa $2 \leq U^* \leq 15$ permitiram observar fenômenos que acontecem na região de sincronização. No entanto, após a análise da primeira bateria desejou-se verificar fenômenos que ocorrem numa faixa de U^* superior a essa, notoriamente o comportamento do modelo *DM*. Realizou-se então uma nova bateria com uma mola menos rígida (B), permitindo ensaiar na faixa de $3 \leq U^* \leq 25$, cujos resultados são apresentados na seção seguinte.

8.3 Experimentos com $3 \leq U^* \leq 25$

Os ensaios foram realizados com a Mola B que confere menos rigidez ao sistema respeitando-se as outras condições do ensaio anterior, conforme descrito no Capítulo 6. A Figura 8.8 mostra as amplitudes e frequências de vibração em função da velocidade reduzida. Nota-se

a mesma tendência para os quatro modelos no intervalo $3 \leq U^* \leq 15$ em comparação com o ensaio anterior, motivo pelo qual o enfoque nessa seção será no intervalo $15 \leq U^* \leq 25$. Os modelos *CL* e *VT* mostraram baixas amplitudes de vibração, ($\hat{y}/D < 0,05$). O modelo *SM* mostra uma tendência de queda da amplitude desde $U^* = 5$, porém com a frequência dominante sempre próxima à frequência de emissão de vórtices. Já o modelo *DM* mostra amplitudes significativas em todo o intervalo considerado, com frequência dominante igual a frequência de emissão de vórtices.

O coeficiente de arrasto médio ($\overline{C}_D$) em função da velocidade reduzida (U^*) é mostrado na Figura 8.9. Todos modelos mantiveram a mesma tendência do ensaio anterior para $U^* > 12$, com $\overline{C}_D$ próximo ao valor encontrado no ensaio fixo, com exceção do modelo *SM* por conta da vibração apresenta $\overline{C}_D \approx 2,5$ no intervalo. O RMS do coeficiente de sustentação (C'_L), mostrado na Figura 8.10 mostra que para todos os modelos o coeficiente tende a zero, com exceção do modelo *SM* que mostra $C'_L \approx 0,25$ em todo intervalo $15 < U^* < 25$.

Encerrando a apresentação do segundo ensaio, a Figura 8.11 mostra o coeficiente de arrasto médio ($\overline{C}_L$) em função de U^* . Nota-se que $\overline{C}_L < 0,1$ para todos os modelos, excetuando-se novamente o modelo *DM*, que apresenta $\overline{C}_L \approx 0,2$, mesmo valor encontrado no ensaio com o modelo fixo.

8.4 Discussão dos Resultados

Na região de sincronização, todas as malhas reduziram a amplitude de vibração e diminuíram a força de arrasto. Na região de maior vibração, o modelo *VT* mostrou a maior diminuição, seguido da malha *DM* e *SM*. Nota-se também que o amortecimento hidrodinâmico é maior para o modelo *VT*, seguido da malha *DM* e *SM*. As forças de arrasto e sustentação também foram diminuídas para todos os modelos na faixa de U^* correspondente ao *upper branch*. Após o fim da faixa de sincronização ($U^* > 11$), os comportamentos não seguem a mesma tendência. Para auxiliar a análise nessas regiões, são apresentadas na Figura 8.4 os espectros de frequência normalizados, tanto da oscilação do corpo (f) quanto da força de sustentação (f_L) para todos os modelos.

No cilindro liso (8.12(a)), nota-se claramente que, após a sincronização, a força de sustentação segue a tendência dada pela relação de Strouhal, ao passo que a vibração do modelo segue próxima à frequência natural. Isso ocorre porque a força de sustentação é muito baixa e decorrelacionada ao longo do cilindro, não conseguindo fazer com que

Figura 8.8: Amplitudes de deslocamento e frequência de vibração para os sistemas com a mola B.

Figura 8.9: Coeficiente de arrasto médio por velocidade reduzida para os sistemas com a mola B.

Figura 8.10: RMS do coeficiente de sustentação por velocidade reduzida para os sistemas com a mola B.

Figura 8.11: Coeficiente de sustentação por velocidade reduzida para os sistemas com a mola B.

o corpo vibre na mesma frequência. Perturbações aleatórias no escoamento indidente provocam o típico efeito de *buffeting* no cilindro (detalhes podem ser vistos em Blevins (2001)).

Para o modelo *VT* é observado comportamento semelhante (Figura 8.12(b)). Após a sincronização, as amplitudes diminuem significativamente, a força de sustentação deixa de ter uma frequência dominante (a exemplo do observado para o modelo fixo) e o corpo vibra em uma banda larga próxima a frequência natural. Essa resposta mostra que o modelo *VT* é eficaz em descorrelacionar a força de sustentação.

Os modelos *SM* e *DM* apresentaram um comportamento diferente dos demais. Para o modelo *SM* (Figura 8.12(c)), as frequências de oscilação e da força de sustentação seguem sempre próximas à frequência de Strouhal mesmo na típica faixa de sincronização para um cilindro liso. Para altos valores de U^* , nota-se o surgimento de deslocamentos próximos à frequência natural, caracterizando *buffeting*, quando C'_L se aproxima de 0. O modelo *DM* (Figura 8.12(d)), por sua vez, não apresenta redução em suas amplitudes de vibração. Para $U^* > 11$ observa-se $\hat{y}/D \approx 0,3$ em uma larga faixa de velocidade reduzida, enquanto as frequências de oscilação e da força de sustentação seguem próximas a da frequência de Strouhal. A resposta não descreve uma faixa limitada de sincronização de VIV, mas perdura com amplitude moderada em frequência de Strouhal por todo o restante da faixa de U^* testada. Acrescenta-se ainda que o modelo *DM* possui $C'_L \neq 0$,

que provoca a vibração nessa faixa de velocidade reduzida.

Provavelmente, a diferença entre os perímetros da malha e do cilindro foi responsável pela diferença de resposta entre as malhas e o cilindro liso. Brown e King (2008) sugerem que esse efeito poderia aparecer para perímetros superiores a $1,5\pi D$. Apesar de SM e DM possuírem perímetro menor, a ausência do disco externo no *bobbin* provocou uma maior folga entre a malha e o cilindro.

Govardhan e Williamson (2002) mostraram comportamento semelhante ao do modelo DM com amplitudes constantes após a sincronização e frequência de oscilação próximas a de emissão de vórtices, porém para sistemas com $m^* < 0,54$, muito menor que o atual $m^* = 2,8$. Os autores chamaram esse comportamento de *resonance forever*, uma vez que não se verifica o final da faixa de ressonância com o aumento de U^* . Quando m^* é menor que um valor crítico, uma pequena força de sustentação é suficiente para vencer a inércia do sistema e excitar vibrações sincronizadas mesmo distante da ressonância. Para que o sistema DM de $m^* = 2,8$ consiga sustentar vibrações para U^* elevadas é provável que a malha seja capaz de absorver mais energia do escoamento, produzindo maiores forças de sustentação.

Pode-se intuir, então, que a malha DM consegue extrair mais energia do escoamento do que o cilindro liso. Durante os ensaios foi observada oscilação das malhas SM e DM em relação ao cilindro num movimento semelhante ao de uma vela (análogo ao observado para os experimentos com o modelo fixo), o que pode explicar o mecanismo de absorção e transferência de energia da malha para o cilindro. Embora tenham o mesmo perímetro e vibrem na mesma frequência, talvez a malha DM consiga extrair mais energia que a SM por ser mais densa, explicando por que possuem comportamentos diferentes.

A malha DM apresenta também comportamento diferente das demais quanto ao coeficiente de sustentação médio $\overline{C}_L$. Aparentemente, todas as malhas tendem a não adotar configuração não simétrica ao longo de um ciclo de oscilação, exceto a DM . Talvez nessa última prevaleça uma tendência a se estabilizar em um dos lados da esteira quando $\overline{C}_L \neq 0$ em um ciclo.

8.5 Conclusão do Capítulo

As medições de amplitudes, frequências de oscilação e coeficientes de força de arrasto e sustentação em experimentos de VIV com um cilindro liso mostraram boa aderência com os resultados encontrados na literatura, validando a montagem e metodologia utilizadas.

Figura 8.12: Amplitudes, frequências de oscilação e frequências da força de sustentação (normalizadas) em função da velocidade reduzida

Todos os modelos apresentaram resposta ressonante, e reduziram a amplitude de resposta quando comparados com o cilindro liso. Na região do upper branch, o modelo *VT* reduziu cerca de 60% da amplitude máxima de vibração, enquanto que os modelos *SM* e *DM* reduziram cerca de 45% e 55%, respectivamente. Por conta da redução das amplitudes, $\overline{C}_D$ e C'_L também foram reduzidas para todos os modelos entre $4 < U^* < 10$. *VT* reduziu o coeficiente de arrasto médio em cerca de 30%, enquanto que *SM* e *DM* reduziram cerca de 20% quando comparados ao de um cilindro oscilando.

Para $U^* > 10$, o modelo *DM* apresentou resposta diferente dos demais. Enquanto os modelos *VT* e *SM* reduziram suas amplitudes, assim como o cilindro liso, o modelo *DM* mostrou amplitude praticamente constante até o fim da faixa de U^* ensaiada. Por conta disso, a força de arrasto média para o modelo *DM* manteve-se superior aos demais, $\overline{C}_D \approx 2,5$, enquanto que para os modelos *VT* e *SM* o coeficiente de arrasto tendeu aos valores encontrados para o modelo fixo. Não foi verificada redução da força de arrasto em comparação com o modelo fixo em nenhuma faixa de U^* .

As respostas de *SM* e *DM* podem estar associadas à folga entre o perímetro da malha e do cilindro, como foi observado por Brown e King (2008). Para o modelo *VT* a folga foi mínima devido à presença do disco externo do *bobbin*. O comportamento de *DM* é muito semelhante ao verificado por Govardhan e Williamson (2002) para sistemas de baixíssima razão de massa, chamado de "*resonance forever*". Não se pode afirmar que a massa reduzida do sistema esteja abaixo de um valor crítico para que o referido mecanismo se desenvolva. Contudo, pode-se afirmar que o modelo *DM* é capaz de capturar energia do escoamento à medida que o sistema oscila. A ilustração de uma vela ou mesmo uma longa placa plana pivotante (ver Assi et al. (2010)) colaboraram para um entendimento nesta situação.

9 RESULTADOS - VIV EM 1 GRAU DE LIBERDADE COM AMORTECIMENTO VARIÁVEL

A terceira campanha experimental foi realizada com o cilindro liso, variando-se o amortecimento através do mecanismo descrito no Capítulo 5. O objetivo desses ensaios é obter a resposta em amplitude de deslocamento e Força de arrasto do cilindro para diferentes níveis de amortecimento. Os ensaios foram realizados com a mola A, que permite medir a velocidade reduzida entre 2 e 15, para três valores diferentes do fator de amortecimento ζ .

Inicialmente, será feita uma breve discussão acerca dos coeficientes de amortecimento medidos e utilizados na análise, seguida de uma validação dos resultados obtidos com resultados e regressões disponíveis na literatura. Em seguida serão apresentados os resultados e feita uma discussão acerca da resposta do cilindro liso e modelo *VT* quando ensaiados em níveis semelhantes de amortecimento.

9.1 Validação com o cilindro liso

Há duas maneiras de se medir diretamente o coeficiente de amortecimento do sistema, realizando ensaios de decaimento em ar e água. No primeiro pretende-se determinar o amortecimento estrutural inerente ao sistema. No segundo, o amortecimento estrutural somado ao hidrodinâmico, fruto da interação entre o modelo e a água em repouso. Obviamente, espera-se que o amortecimento estrutural seja o mesmo para todos os modelos (característica da base elástica), enquanto que o amortecimento hidrodinâmico varia para cada configuração da malha. Nos ensaios em ar, considera-se desprezível a resistência do ar, assumindo que o coeficiente medido é a razão entre a constante de amortecimento estrutural e o amortecimento crítico do sistema:

$$\zeta_{ar} = \frac{c_{estr}}{c_{crit}} = \frac{c_{estr}}{2\sqrt{km}} \quad (9.1)$$

Nos ensaios de decaimento em água, o coeficiente de amortecimento medido é a razão entre a constante de amortecimento estrutural acrescida de uma constante de amortecimento hidrodinâmico e o amortecimento crítico do sistema.

$$\zeta_{agua} = \frac{c_{estr} + c_{hidrod}}{c_{crit}} = \frac{c_{estr} + c_{hidrod}}{2\sqrt{k(m + m_a)}} \quad (9.2)$$

A imersão do sistema em água gera o efeito da massa adicional, como pode ser visto na equação 9.2. Por se tratar de um efeito fundamentalmente inercial, a massa adicional terá influência direta na frequência natural do sistema. Contudo, seu efeito também varia o fator de amortecimento, uma vez que a massa efetiva é acrescida de uma parcela fluida. Nas principais referências disponíveis na literatura, como Govardhan e Williamson (2006) e Williamson e Govardhan (2004), é utilizado um terceiro coeficiente de amortecimento, definido como a razão entre a constante de amortecimento estrutural e a massa do sistema incluindo a massa adicional:

$$\zeta = \frac{c_{estrut}}{2\sqrt{k(m + m_a)}} \quad (9.3)$$

Para a obtenção desse coeficiente, é necessário fazer uma correção do coeficiente medido em ar, considerando-se o coeficiente de massa adicional ($C_a \approx 1$), de acordo com a equação 9.4. O valor corrigido ζ é o utilizado para validar os experimentos.

$$\zeta = \zeta_{ar} \sqrt{\frac{m^*}{m^* + C_a}} \quad (9.4)$$

Foram realizadas três medidas sendo que a primeira delas foi no cilindro liso sem amortecimento adicional (CL_{ζ_0}), que será adotado como referência. As outras séries possuem diferentes valores de amortecimento imposto: CL_{ζ_1} ($\zeta_1 = 3,3\%$) e CL_{ζ_2} ($\zeta_2 = 5,7\%$). A Figura 9.1 mostra a resposta de amplitude e frequência dos três casos em VIV. A validação do caso de referência foi feita e discutida no Capítulo 8, motivo pelo qual não será apresentada novamente. Observando a Figura 9.1 verifica-se a resposta típica de VIV com os três ramos bem definidos nos três casos, assim como a típica resposta de frequência. É evidente a redução do pico de resposta a medida que ζ aumenta: uma redução de 30% foi observada no *upper branch* entre ζ_0 e ζ_2 .

Figura 9.1: Amplitudes de deslocamento e frequência de oscilação. Cilindro liso com diferentes valores de ζ .

Na Figura 9.2 são apresentadas as amplitudes máximas de vibração em comparação com a regressão proposta por Govardhan e Williamson (2006), empregando-se o diagrama de Griffin modificado. A regressão foi obtida para um valor de $Re = 7800$, onde ocorrem as máximas amplitudes de vibração para os três casos. Já na Figura 9.3, é possível ver as amplitudes máximas dos ramos *upper e lower branches* em comparação com a compilação de resultados realizadas por Williamson e Govardhan (2004). Em ambas as figuras é possível observar uma boa aderência entre os dados obtidos e aqueles disponíveis na literatura. Quando comparado com a regressão de Govardhan e Williamson (2006), a diferença manteve-se abaixo de 10% em todas as medidas, e as amplitudes do *upper e lower branches* mostraram-se próximas dos valores obtidos por outros pesquisadores. Deve-se acrescentar ainda que as amplitudes de deslocamento foram obtidas através do RMS do deslocamento, multiplicando-se por $\sqrt{2}$, que gera um valor pouco abaixo da amplitude baseada nos 10% dos maiores picos, como foi feito na referência. Baseado nesses dados, conclui-se que o método utilizado é confiável e constitui uma boa referência para comparar amplitudes em diferentes níveis de amortecimento.

A Figura 9.4 mostra a variação de $\overline{C}_D$ para os três casos. Nota-se uma diminuição do Coeficiente na região do *upper branch*, entre $4 \leq U^* \leq 8$ para os casos de maior amortecimento, o que é esperado em função da diminuição da amplitudes de vibração. A

Figura 9.2: Amplitude Máxima de Vibração em função de $(m^* + C_a)\zeta$. $Re = 7800$.

Figura 9.3: Amplitude Máxima de Vibração em função de $(m^* + C_a)\zeta$. Adaptado de Williamson e Govardhan (2004).

Figura 9.4: Coeficiente de Arrasto - Cilindro liso com diferentes valores de ζ .

partir do *lower branch* até a desincronização ($8 \leq U^* \leq 15$) o Valor de $\overline{C}_D$ praticamente não varia entre os 3 casos.

9.2 Comparação entre CL e VT

Com os dados até aqui apresentados, foi visto que o supressor VT aumenta o amortecimento hidrodinâmico do sistema, diminui amplitudes de vibração e reduz a força de arrasto na região de sincronização quando comparado com um cilindro liso de mesmo amortecimento estrutural. Um cilindro liso, quando aumentado o nível de amortecimento, também reduz as amplitudes de vibração e, consequentemente, a força de arrasto. O objetivo desta sessão consiste em comparar os efeitos dos dois casos na condição de mesmo amortecimento total, logo será utilizado como comparação o coeficiente de amortecimento em água (ζ_{agua}). Nos ensaios sem amortecimento variável, a constante de amortecimento estrutural é a mesma para os modelos CL e VT . Porém, uma vez que este último aumenta mais a parcela de amortecimento hidrodinâmico, foi imposto um amortecimento estrutural adicional ao CL , de modo que a soma das parcelas para os dois casos, refletida pelo amortecimento medido em água, seja semelhante. Assim, o uso do coeficiente de amortecimento em água (ζ_{agua}) reflete melhor a similaridade do problema.

O cilindro liso na condição ζ_2 possui $\zeta_{agua} = 7,1\%$ e o modelo VT $\zeta_{agua} = 6,6\%$, que são valores muito próximos. Quando comparados o parâmetro combinado $m^*\zeta_{agua}$,

Figura 9.5: Amplitudes de oscilação - Cilindro liso e Modelo VT com diferentes valores de ζ .

que é quem rege a máxima amplitude de vibração, os valores são ainda mais próximos, CL possui $m^*\zeta_{agua} = 0,198$ e o modelo VT $m^*\zeta_{agua} = 0,195$. A comparação entre as respostas de amplitude de deslocamento é dada na Figura 9.5 e na Figura 9.6 tem-se a comparação quanto ao coeficiente de arrasto médio ($\overline{C}_D$).

A Figura 9.5 mostra que as amplitudes de vibração do modelo VT na região de sincronização são menores que as do cilindro, mesmo apresentando o mesmo amortecimento. Na região do *upper branch*, a amplitude máxima é reduzida em cerca de 50% com o modelo VT , de $\hat{y}/D = 0,9$ pra cerca de $\hat{y}/D = 0,45$. O cilindro liso amortecido na mesma faixa possui $\hat{y}/D$ próximo a 0,7. Na mesma região a força de arrasto máxima é maior para o cilindro liso com baixo amortecimento ($\overline{C}_D \approx 3$), em seguida vem o cilindro amortecido ($\overline{C}_D \approx 2,5$) e o VT ($\overline{C}_D \approx 2$). Na região do *lower branch* a tendência também é de menores valores para os casos amortecidos, com o CL_{ζ_2} entre o CL_{ζ_0} e o VT , porém as diferenças são menores. A tendência verificada na Figura 9.6 indica que a redução em $\overline{C}_D$ é consequência da diminuição da resposta, principalmente quando comparados com os experimentos com o modelo fixo no Capítulo 7. A presença das malhas aumenta o $\overline{C}_D$ para os modelos fixos, mas reduz $\overline{C}_D$ em VIV nas regiões de maiores oscilações justamente por conseguir reduzir a amplitude de vibração. Nas regiões de alta velocidade reduzida, $\overline{C}_D$ em VIV tende ao valor de $\overline{C}_D$ em modelo fixo.

Figura 9.6: Coeficiente de Arrasto - Cilindro liso e Modelo VT com diferentes valores de ζ .

9.3 Conclusão do Capítulo

Ensaaios realizados com diferentes níveis de amortecimento estrutural em um cilindro liso mostraram que um incremento no amortecimento estrutural provoca redução da amplitude de vibração e diminuição da faixa de sincronização. Este comportamento era esperado e os resultados obtidos estão de acordo com as regressões apresentadas na literatura.

Analisando o caso de um cilindro liso e o modelo VT com valores similares de amortecimento, verificou-se que o cilindro liso apresentou maiores amplitudes de vibração e coeficiente de arrasto na região de ressonância, cerca de 50% da diferença entre o caso sem amortecimento imposto e o VT . Em outras palavras, embora o cilindro liso com amortecimento estrutural extra tenha de fato reduzido sua resposta, apenas a adição deste amortecimento estrutural não foi suficiente para produzir a mesma redução de resposta obtida com um VT de amortecimento semelhante. Este resultado indica que o aumento do amortecimento hidrodinâmico é um fator que provoca supressão de VIV no modelo VT , porém não é único.

É de se esperar que o aumento do amortecimento reduza a amplitude de resposta em um oscilador linear de segunda ordem. Isso foi observado, e indica que de fato o amortecimento hidrodinâmico gerado pela malha VT contribui para a redução da resposta em

ressonância. Contudo, a diferença entre os resultados do cilindro liso e VT com o mesmo amortecimento indicam que não apenas o fato da malha VT gerar mais amortecimento hidrodinâmico é o responsável por sua eficiência de supressão. Devem existir outros mecanismos - talvez hidrodinâmicos e não apenas dinâmicos - que contribuem para a eficiência de redução de VIV do supressor VT .

10 CONCLUSÃO

Os ensaios com modelos fixos entre $7 \times 10^3 < Re < 2,5 \times 10^4$ mostraram que todas as malhas aumentaram a força de arrasto. As malhas *VT*, *SM* e *DM* apresentaram um aumento na força de arrasto média de cerca de 20%, 40% e 50%, respectivamente, quando comparadas com um cilindro liso. As malhas *SM* e *DM* mostraram bastante oscilação ao redor do cilindro, produzindo uma força cíclica de sustentação. A malha *VT*, por sua vez, conseguiu reduzir totalmente a força global de sustentação, indicando uma quebra de correlação ao longo do cilindro ou atenuação considerável da esteira de vórtices. As malhas *SM* e *DM* mostraram também uma força de sustentação média não-nula.

Os ensaios de VIV mostraram que todas as malhas reduziram as amplitudes de vibração. Considerando a amplitude de oscilação máxima de um cilindro liso, a redução para as malhas *VT*, *SM* e *DM* foram de cerca de 60%, 45% e 55%, respectivamente. As malhas *SM* e *DM* apresentaram uma faixa de sincronização maior que a verificada para um cilindro liso e o modelo *VT*. As forças de arrasto foram diminuídas, para todas as malhas, nas regiões de alta vibração, por conta da atenuação da amplitude de resposta. Em faixas de baixa vibração, os coeficientes de força de arrasto tenderam ao valor encontrado para o modelo fixo. Exceção foi o modelo *DM*, cujas amplitudes de vibração não decaíram mesmo nas maiores faixas de velocidade reduzida, e sua frequência de oscilação manteve-se próxima à frequência de emissão de vórtices. Esse comportamento é parecido com a resposta de VIV em cilindros lisos com baixíssima massa reduzida ($m^* < 0,54$), chamada "*resonance forever*" por Govardhan e Williamson (2002). Embora não se possa afirmar que a massa reduzida do sistema esteja abaixo de um valor crítico para que o referido mecanismo se desenvolver, conclui-se que o modelo *DM* é capaz de capturar energia do escoamento.

Os ensaios com amortecimento adicional mostraram que o aumento do amortecimento reduz as amplitudes de vibração, como esperado. Quando comparados a um cilindro liso e o modelo *VT* com o mesmo amortecimento, verificou-se que o último consegue suprimir melhor o efeito de VIV. Enquanto o supressor *VT* reduziu cerca de 60%

da amplitude máxima para um cilindro liso sem amortecimento adicional, o cilindro com amortecimento imposto reduziu apenas 25%. O aumento do amortecimento reduz a força de arrasto somente nas faixas de grande oscilação. O modelo *VT* mostrou coeficiente de arrasto 30% menor que o cilindro liso sem amortecimento e 15% menor que o cilindro liso com amortecimento adicional na faixa de maior vibração.

10.1 Geometria da malha

Os três modelos diferentes de malhas construídos visam compreender melhor como a geometria e distribuição de *bobbins* afeta o escoamento. As malhas *VT* e *SM* possuem a mesma distribuição de *bobbins*, enquanto que as malhas *SM* e *DM* possuem a mesma geometria de *bobbin*.

O disco externo do *bobbin* mostrou-se de fundamental importância para a atenuação de VIV. A diferença entre os resultados obtidos pelas malhas *VT* e *SM* mostraram que a primeira reduziu mais as amplitudes de vibração e RMS da força de sustentação, além de possuir menor coeficiente de arrasto. O modelo *VT* com o disco externo também apresentou maior amortecimento hidrodinâmico que as demais malhas, o que naturalmente contribui para a supressão de VIV.

Outro parâmetro importante para a análise da resposta é a folga entre a malha e o cilindro. A retirada do disco externo provocou um aumento na folga (dado que o perímetro P foi mantido constante), fazendo com que as malhas *SM* e *DM* sofressem significativas vibrações com o escoamento, como uma vela, o que leva a concluir que a restrição $P < 1,5\pi D$ proposta por Brown e King (2008) não é suficiente para impedir esse fenômeno. É provável que a restrição deva envolver a distância máxima entre a malha e o cilindro. Para avaliar esse efeito, é interessante um ensaio com malha de geometria semelhante a *SM* porem mais justa, com folga igual a do modelo *VT*, e assim avaliar se o parâmetro responsável pela resposta é a folga ou a presença do disco externo do *bobbin*.

Quanto à distribuição dos elementos, conclui-se que a malha mais densa aumenta em maior proporção o amortecimento hidrodinâmico e, talvez por conta disso, diminuiu em maior proporção a amplitude máxima de vibração. No entanto, a malha mais densa apresentou maior faixa de sincronização com amplitudes mais altas em faixas de velocidade reduzida elevadas. Isso leva à conclusão que a malha mais densa captura mais energia do escoamento para o modelo. Para avaliar esses dois efeitos é necessário realizar ensaios com malhas semelhantes a *SM* e *DM* e que não apresentem movimento significativo ao

redor do cilindro, com folga semelhante ao do modelo VT , e comparar suas respostas.

10.2 Hipóteses para os mecanismos de funcionamento

No Capítulo 4 foram listadas três hipóteses para explicar o mecanismo hidrodinâmico de funcionamento do supressor VT .

Aumento do amortecimento hidrodinâmico: Com base nos resultados do Capítulo 9, conclui-se que o modelo VT de fato aumenta o amortecimento hidrodinâmico do sistema e, conseqüentemente, reduz a resposta de VIV, confirmando a hipótese. No entanto, somente esse efeito não explica a supressão total, já que o modelo VT suprimiu mais do que um cilindro liso com mesmo amortecimento. Isso indica que outros efeitos associados às demais hipóteses são importantes.

Alteração bidimensional da esteira: Essa hipótese está associada a interrupção ou atenuação da comunicação das camadas cisalhantes num plano bidimensional. Esse enfraquecimento pode estar associado a mecanismos clássicos de supressão de VIV, como aumento do comprimento de formação de vórtices, quebra da intensidade dos vórtices (como em *shrouds* e *axial slats*) ou ainda uma proteção do escoamento ao redor do cilindro, o efeito de *shielding*. Somente com os resultados obtidos neste estudo, não é possível confirmar ou descartar essa hipótese. No entanto, observa-se que outros supressores associados a esse efeito geralmente mostram uma diminuição da força de arrasto quando comparados com o cilindro liso, como visto em Wong e Kokkalis (1982) e Zdravkovich (1981), o que não foi verificado. Para aprofundar a investigação dessa hipótese, sugere-se uma visualização bidimensional do escoamento através da técnica de PIV (Particle-image velocimetry)

Alteração tridimensional da esteira: Essa hipótese está associada a efeitos tridimensionais que atrapalhe a formação de vórtices ou quebre a correlação da força de sustentação ao longo da envergadura, semelhante ao efeito observado para *helical strakes* (KORKISCHKO, 2011). Os resultados com o modelo VT mostraram que, nos ensaios com o modelo fixo, a força de sustentação total é praticamente nula, o que indica uma possível quebra de correlação do escoamento ao longo do comprimento. Nos ensaios de VIV, o supressor VT mostrou redução da amplitude de vibração, força de arrasto e sustentação semelhante ao verificado por Assi et al. (2010) e Korkischko (2011). Esses resultados sugerem a ação do supressor nesse sentido, porém

não são suficientes para confirmar a hipótese. Sugere-se investigar o escoamento a partir da visualização do mesmo num plano paralelo ao eixo do cilindro através da técnica de PIV ou realizar um ensaio medindo-se forças seccionais ao longo do comprimento para avançar na confirmação dessa hipótese.

10.3 Sugestões para trabalhos futuros

Trabalhos futuros nessa linha de pesquisa devem tentar esclarecer se uma combinação das três hipóteses levantadas nesse estudo é suficiente para explicar o princípio de funcionamento do *VT* ou de outros supressores do tipo malha permeável. É possível que outros mecanismos hidrodinâmicos que expliquem a supressão não estejam contidos nestas três hipóteses.

De qualquer forma o desenvolvimento de novos supressores nesta classe ou mesmo a otimização dos supressores Ventilated Trousers de Brown (2010) requerem uma compreensão física de seu princípio de atuação.

REFERÊNCIAS

- ASSI, G. *Estudo Experimental do efeito de Interferência no Escoamento ao redor de Cilindros Alinhados*. Dissertação (Mestrado) — Universidade de São Paulo, Escola Politécnica, Departamento de Engenharia Mecânica, 2005.
- ASSI, G. *Mechanisms for flow-induced vibration of interfering bluff bodies*. Tese (Doutorado) — Imperial College, University of London, Department of Aeronautics, UK, 2009.
- ASSI, G.; BEARMAN, P.; KITNEY, N. Low drag solutions for suppressing vortex-induced vibration of circular cylinders. *Journal of Fluids and Structures*, v. 25, p. 666–675, 2009.
- ASSI, G.; BEARMAN, P.; KITNEY, N.; TOGNARELLI, M. Supression of wake-induced vibration of tandem cylinders with free-to-rotate control plates. *Journal of Fluids and Structures*, v. 26, p. 1045–1057, 2010.
- BEARMAN, P. Vortex shedding from oscillating bluff bodies. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 16, p. 195–228, 1984.
- BLEVINS R. COUGHRAN, C. Experimental investigation of vortex-induced vibration in one and two dimensions with variable mass, damping and reynolds number. *Journal of Fluids Engineering*, v. 131, p. 1–4, 2009.
- BLEVINS, R. D. *Flow-Induced Vibration*. 2. ed. [S.l.]: Krieger Publishing Company, 2001.
- BROWN, A. *Device and Method for Suppressing Vortex-Induced Vibrations*. [S.l.], 2010.
- BROWN, A.; KING, R. Tests with flexible quasi-fairing to reduce riser drag, suppress viv and limit drilling down-time. In: *Offshore Technology Conference (OTC 2008)*. [S.l.: s.n.], 2008. p. 19161.
- CHOI, H.; JEON, W.; KIM, J. Control of flow over a bluff body. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 40, p. 113–139, 1984.
- FENG, C. *Measurements of Vortex-Induced Effects in Flow Past a Stationary and Oscillating Circular and D-Section Cylinder*. Dissertação (Mestrado) — University of British Columbia, Vancouver, Canada, 1968.
- FRANZINI, G. *Investigação Experimental do Escoamento ao redor de Cilindros Inclínados Sujeitos a Condições de Contorno Assimétricas nas Extremidades*. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, Escola Politécnica, Departamento de Engenharia Naval e Oceânica, São Paulo, Brasil, 2013.

- GERRARD, J. The mechanisms of the formation region of vortices behind bluff bodies. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 25, p. 401–413, 1966.
- GOVARDHAN, R.; WILLIAMSON, C. Defining the modified griffin plot in vortex-induced vibration: Revealing the effect of reynolds number using controlled damping. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 561, p. 147–180, 2006.
- GOVARDHAN, R.; WILLIAMSSON, C. Resonance forever: Existence of a critical mass and an infinite regime of resonance in vortex induced vibration. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 473, p. 147–166, 2002.
- GRIFFIN, O. Vortex-excited cross-flow vibration of a single cylindrical tube. *ASME Journal of Pressure Vessel Technology*, v. 102, p. 158–166, 1980.
- JAUVITS, N.; WILLIAMSON, C. Vortex-induced vibration of a cylinder with two degrees of freedom. *Journal of Fluids and Structures*, v. 17, p. 1035–1042, 2003.
- KHALAK, A.; WILLIAMSON, C. Dynamics of a hydroelastic cylinder with very low mass and damping. *Journal of Fluids and Structures*, v. 10, p. 455–472, 1996.
- KHALAK, A.; WILLIAMSON, C. Fluid forces and dynamic of a hydroelastic structure with very low mass and damping. *Journal of Fluids and Structures*, v. 11, p. 973–982, 1997.
- KHALAK, A.; WILLIAMSON, C. Fluid forces and dynamic of a hydroelastic structure with very low mass and damping. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 69–71, p. 341–350, 1997.
- KHALAK, A.; WILLIAMSON, C. Motions, forces and mode transitions in vortex induced vibration at low mass-damping. *Journal of Fluids and Structures*, v. 13, p. 813–851, 1999.
- KING, R.; BROWN, A.; BRAATEN, H.; RUSSO, M.; BAARHOLM, R.; LIE, H. Suppressinf full scale riser viv with the vt suppressor. In: (ASME), A. S. of M. E. (Ed.). *Proceedings of the 32th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering (OMAE 2008)*. [S.l.: s.n.], 2013. p. 11642.
- KORKISCHKO, I. *Investigação Experimental e Analítica do Escoamento ao redor de Cilindro Circular com Supressores de VIV*. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, Escola Politécnica, Departamento de Engenharia Mecânica, São Paulo, Brasil, 2011.
- LANKHORST Mouldings Offshore: Site. 2014. Disponível em: <<http://www.lm-offshore.com>>. Acesso em: 10 mar. 2014.
- MUNSON, B.; YOUNG, D.; OKIISHI, T. *Fundamentos da Mecânica dos Fluidos*. 4. ed. [S.l.]: Edgar Blucher, 2002.
- NORBERG, C. Flow around a circular cylinder: Aspects of fluctuating lift. *Journal of Fluids and Structures*, v. 15, p. 459–469, 2001.
- NORBERG, C. Fluctuating lift on a circular cylinders: Review and new measurements. *Journal of Fluids and Structures*, v. 17, p. 57–96, 2003.

- PARKINSON, G. Phenomena and modelling of flow-induced vibrations of bluff bodies. *Prog. Aerospace Sci.*, v. 13, p. 169–224, 1989.
- SARPKAYA, T. *Transverse Oscillations of Circular Cylinder in Uniform Flow - Part I*. [S.l.], 1977.
- SARPKAYA, T. Vortex-induced oscillations. *Journal of Applied Mechanics*, v. 46, p. 241–258, 1979.
- SCRUTON, C. On the wind-excited oscillations of towers, stacks and masts. In: HMSO (Ed.). *In Proceedings of Symposium of Wind Effects Building Structures*. [S.l.: s.n.], 1965. p. 798–836.
- Van DYKE, M. *An Album of Fluid Motion*. 4. ed. [S.l.]: The Parabolic Press, 1988.
- VICKBERY, B.; WATKINS, R. Flow-induced vibrations of cylindrical structures. In: SILVESTER, R. (Ed.). *In Proceedings of 1st Aust. Conf. Hydraul. Fluid Mech.* [S.l.: s.n.], 1964. p. 231–241.
- VIKESTAD, K.; VANDIVER, J.; LARSEN, C. Added mass and oscillation frequency for a circular cylinder subjected to vortex induced vibration and external disturbance. *Journal of Fluids and Structures*, v. 143, p. 1071–1088, 2000.
- WILLIAMSON, C. Three-dimensional wake transition. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 328, p. 345–407, 1996.
- WILLIAMSON, C.; GOVARDHAN, R. Vortex-induced vibrations. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 36, p. 413–455, 2004.
- WONG, H.; KOKKALIS, A. A comparative study of three aerodynamic devices for suppressing vortex-induced oscillation. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 10, p. 21–29, 1982.
- ZDRAVKOVICH, M. Review and classification of various aerodynamic and hydrodynamic means for suppressing vortex shedding. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 7, p. 145–189, 1981.
- ZDRAVKOVICH, M. *Flow Around Circular Cylinders: Vol.1 - Fundamentals*. 1. ed. [S.l.]: Oxford Science Publications, 1997.
- ZDRAVKOVICH, M. *Flow Around Circular Cylinders: Vol.2 - Applications*. 1. ed. [S.l.]: Oxford Science Publications, 1997.