RODOLFO TRENTIN GONÇALVES

VIBRAÇÕES INDUZIDAS PELA EMISSÃO DE VÓRTICES EM CILINDROS
COM BAIXA RAZÃO DE ASPECTO

São Paulo
2013

RODOLFO TRENTIN GONÇALVES

VIBRAÇÕES INDUZIDAS PELA EMISSÃO DE VÓRTICES EM CILINDROS
COM BAIXA RAZÃO DE ASPECTO

Tese apresentada à Escola Politécnica da Uni-
versidade de São Paulo para obtenção do título
de doutor em Ciências

São Paulo
2013

RODOLFO TRENTIN GONÇALVES

VIBRAÇÕES INDUZIDAS PELA EMISSÃO DE VÓRTICES EM CILINDROS
COM BAIXA RAZÃO DE ASPECTO

Tese apresentada à Escola Politécnica da Universidade de São Paulo para obtenção do título de doutor em Ciências

Área de concentração:
Engenharia Naval e Oceânica

Orientador:
Prof. Dr. André Luís Condino Fugarra

São Paulo
2013

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, 10 de dezembro de 2013.

Assinatura do autor Rodolfo S. Gonçalves

Assinatura do orientador [Assinatura]

FICHA CATALOGRÁFICA

Gonçalves, Rodolfo Trentin

Vibrações induzidas pela emissão de vórtices em cilindros com baixa razão de aspecto / R.T. Gonçalves. -- versão corr. -- São Paulo, 2013.

246 p.

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

1.Mecânica dos fluídos 2.Vórtices dos fluídos 3.Vibrações 4.Interação fluído-estrutura I.Universidade de São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de Engenharia Naval e Oceânica II.t.

DEDICATÓRIA

Aos meus pais Orozimbo e Maria, e a minha
irmã Caroline

AGRADECIMENTOS

Agradeço a todas as pessoas que estiveram comigo neste período de doutoramento e que, de alguma forma, contribuíram para que eu chegasse ao final desta etapa. Dentre estas, há algumas às quais dedico um agradecimento especial. São elas: ★ Prof. Dr. Kazuo Nishimoto, pela oportunidade de pesquisar e trabalhar em um laboratório de nível mundial como é o TPN – Tanque de Provas Numérico, o que me proporcionou um grande desenvolvimento acadêmico e crítico de pesquisa, além de me prover oportunidades internacionais; ★ Prof. Dr. Júlio Romano Meneghini, pelo acesso irrestrito às instalações e equipamentos do NDF – Núcleo de Dinâmica e Fluídos, local onde muitos dos experimentos apresentados nesta tese foram realizados; ★ Prof. Dr. Celso Pupo Pesce e ★ Prof. Dr. Gustavo Roque da Silva Assi, pela inestimável ajuda com muitas das discussões e análises sobre os resultados de VIV, sem as quais, tenho certeza, a profundidade deste trabalho não teria sido a mesma. Agradecimento especial: ★ para os Colegas do TPN, que passaram ou que ainda se encontram por lá, pela colaboração e momentos de discussão, não somente sobre os assuntos desta tese, mas sobre as amenidades que tornam nosso ambiente de trabalho tão agradável; ★ para o Grupo de Pesquisa em Interação Fluido-Estrutura, aqui representados pelos colegas Eng. Guilherme Feitosa Rosetti, Eng. Me. Edgard Borges Malta e futuro Eng. Rodrigo Siqueira Campos; ★ para os Colegas do NDF, Eng. Dr. Guilherme Rosa Franzini, Eng. Dr. Ivan Korkishiko e Eng. César Monzu Freire, que foram de extrema importância na realização dos ensaios no canal de água circulante; ★ para os Colegas e Clientes da Petrobras, que sempre demandaram projetos de pesquisa de alto nível, aqui representados pelos profissionais diretamente envolvidos, Eng. Dra. Elizabeth Frauches Netto Siqueira e Eng. Dr. Allan Carre de Oliveira; ★ para os Colegas e Professores do Departamento de Engenharia Naval e Oceânica, sempre prestativos, e que muito me ajudaram nos processos administrativos de todo o doutorado, inclusive me provendo recursos para pesquisa e publicações. Particular agradecimento à ★ CAPES - Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior, por me prover auxílio financeiro na forma de uma bolsa estudos e recursos, com os quais pude publicar e divulgar nossas pesquisas. E por último, não menos importante, ao meu amigo e orientador ★ Prof. Dr. André Luís Condino Fajarra, por seu trabalho em moldar e lapidar todo o conhecimento por mim adquirido durante o doutoramento, por ajudar no meu senso crítico e poder de discussão, por ser amigo e me ouvir em momentos de necessidade, por dar conselhos profissionais e pessoais, tornando todo esse processo possível.

RESUMO

O aumento das ocorrências de VIM em plataformas flutuantes do tipo “spar” e monocoluna serviu de motivação para a investigação dos fundamentos do fenômeno de VIV em cilindros com baixa razão de aspecto e pequena razão de massa. Tal investigação também foi motivada pela necessidade de se preencher lacunas de conhecimento a respeito deste assunto, particularmente por conta da escassa disponibilidade de resultados acerca do VIV em cilindros curtos, bem como pela ausência de modelo fluido que justifique os comportamentos dinâmicos conhecidos. Para o entendimento pretendido, três grupos de experimentos com cilindros dotados de razão de aspecto na faixa $0,10 \leq L/D \leq 2,00$ foram realizados em um canal de água circulante na Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, sendo: o primeiro grupo focado nos cilindros curtos estacionários; o segundo nos cilindros curtos de baixa razão de massa, $1,00 \leq m^* \leq 4,36$, e dois graus de liberdade; e o grupo final interessado no VIV em cilindros flutuantes, ou seja, razão de massa unitária e seis graus de liberdade. De uma maneira geral, a partir dos resultados aqui obtidos e das comparações com os resultados respectivamente encontrados na literatura, conclui-se que o VIV em cilindros curtos somente acontece se $L/D > 0,20$. Além de original, a determinação deste valor crítico também identificou outras três regiões com comportamentos fluido-dinâmicos distintos, cada qual marcada por especificidades quanto aos impactos nas amplitudes, frequências e coeficientes de força. Assim sendo, para cilindros com $L/D > 2,00$ a esteira de von Kármán foi a principal responsável pelas forças sustentação; fato não identificado para os cilindros com $0,50 < L/D < 2,00$, onde esta mesma esteira sofreu forte contaminação das estruturas partindo da extremidade livre, principalmente aquelas com vorticidade predominante no plano vertical. Para os cilindros na faixa de $0,20 < L/D \leq 0,50$, apenas estas últimas estruturas foram responsáveis pelas oscilações de VIV. Finalmente, buscando compreender a origem das forças oscilatórias em cilindros com baixíssima razão de aspecto, “end-plates” foram aplicadas e confirmaram que o fenômeno de VIV nestes casos está relacionado à liberação de vórtices junto à extremidade livre, o que indica uma solução interessante para a mitigação do VIM de plataformas.

Palavras-chave: vibração induzida pela emissão de vórtices. cilindros fixos e livres. baixa razão de aspecto. efeitos de extremidade livre. experimentos em água.

ABSTRACT

The increase in VIM occurrences on spar and monocolumn platforms was the motivation to study the vortex-induced vibrations of cylinders with low aspect ratio and small mass ratio under a fundamental perspective. The present work was also motivated by the small number of works in the literature dealing with VIV of cylinders with low aspect ratio, as well as by the scarce concerns about the flow models around these cylinders, which justifies the dynamic behaviors observed. Aiming to better understand this problem, three groups of experiments with cylinders of $0.1 < L/D < 2.0$ were carried out in a recirculating water channel at Escola Politécnica of the University of São Paulo, as follows: firstly, the flow around stationary cylinders; secondly, VIV of cylinders with two degrees-of-freedom and $1.00 < m^* < 4.36$; finally, VIV of floating cylinder, thus six degrees-of-freedom. The works concluded that VIV occurs only for cylinders with $L/D > 0.2$. Besides being original, this result was also related to the observation of three regions of aspect ratio, each of them with different behaviors of the motion amplitudes, frequency ratios and force coefficients. For cylinders with $L/D > 2.0$, the von Kármán wake was the main responsible for the oscillatory lift forces. On the other hand, the von Kármán wake was contaminated by the effects coming from the free end of cylinders with $0.5 < L/D \leq 2.0$, mainly by the vortex structures with vorticity in the vertical plane. And for cylinders with $0.2 < L/D \leq 0.5$, the vortex structures at the free end were predominant, thus the only one responsible for the oscillatory lift forces. Finally, in order to understand the source for oscillatory lift forces on cylinders with very low aspect ratio, end-plates were applied and confirmed that VIV in these cases is related to the vortex-shedding around the free end, which indicates an interesting solution for mitigating VIM of platforms.

Keywords: vortex-induced vibration. fixed and free to oscillate cylinders. low aspect ratio. free-end effects. experiments in water

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 -	Comparação entre sistemas livres para oscilar com 1GL e 2GL. [Adaptado de: (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004)].	39
Figura 2 -	Principais sistemas oceânicos suscetíveis ao VIM. Plataformas do tipo: (a) semissubmersível ou TLP, (b) monocoluna, (c) classic spar, (d) truss spar e (e) cell spar. [Fonte: (FUJARRA et al., 2012)]. . . .	43
Figura 3 -	<i>Loop</i> e <i>Eddy Currents</i> encontradas na região do Golfo do México. [Adaptado de: (YUNG et al., 2004)].	44
Figura 4 -	Desenho ilustrativo que apresenta a definição dos movimentos em uma plataforma, no caso exemplo de uma semissubmersível.	45
Figura 5 -	Amplitude adimensional transversal, A_y/D , como função da velocidade reduzida, V_r , para uma plataforma <i>spar</i> com e sem a presença de <i>strakes</i> . [Fonte: (DIJK et al., 2003)].	46
Figura 6 -	Amplitude adimensional transversal, A_y/D , como função da velocidade de correnteza para uma <i>spar</i> com e sem a presença de diferentes tipos de <i>strakes</i> . [Fonte: (FINN; MAHER; GUPTA, 2003)].	47
Figura 7 -	Modelos de plataforma do tipo <i>spar</i> com diferentes detalhes no casco: (a) somente <i>strakes</i> , (b) ânodos de sacrifício e <i>strakes</i> , (c) correntes, dutos e <i>strakes</i> , e (d) correntes, dutos, ânodos de sacrifício e <i>strakes</i> . [Fonte: (RODDIER; FINNIGAN; LIAPIS, 2009)].	47
Figura 8 -	Gráfico polar das máximas amplitudes adimensionais transversais para $V_r \leq 7$, relativas a três faixas de número de Reynolds: em DTMB, $6 \times 10^5 < Re < 2 \times 10^6$; em FT, $1 \times 10^5 < Re < 4 \times 10^5$; e em UC, $4 \times 10^4 < Re < 1 \times 10^5$). Em (a) plataforma <i>spar</i> somente com <i>strakes</i> , e em (b) a mesma plataforma com correntes, dutos, ânodos de sacrifício e <i>strakes</i> . [Fonte: (RODDIER; FINNIGAN; LIAPIS, 2009)].	48
Figura 9 -	Amplitudes adimensionais transversais, A_y/D , como função da velocidade reduzida, V_r , para as plataformas do tipo monocoluna.	51
Figura 10 -	Amplitude adimensional transversal para um cilindro horizontal com $L/D > 9$, elasticamente suportado com 1GL e 2GL com variação da razão entre frequências naturais nas direções longitudinal e transversal. [Fonte: (SARPKAYA, 1995)].	53

Figura 11 -	Comparação entre amplitudes adimensionais transversais e longitudinais, e frequência de oscilação transversal, para um cilindro vertical montado em base elástica, caracterizado por $m^*=7$, $L/D=10$ e livre para oscilar em 1GL (círculos preenchidos na cor preta) e 2 GL (círculo preenchidos na cor branca). [Fonte: (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004)].	54
Figura 12 -	Amplitudes características de movimentos nas direções transversal e longitudinal, e frequência de oscilação característica na direção transversal, para cilindro vertical montado em base elástica com $m^*=2,6$ e $L/D=10$, livre para oscilar com 2GL. [Fonte: (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004)].	55
Figura 13 -	Trajetórias no <i>plano</i> – XY para cilindro vertical com $L/D=10$, montado em base elástica com $m^*=2,6$ e 2GL. [Fonte: (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004)].	56
Figura 14 -	Coeficientes de força para cilindro vertical com $L/D=10$, montado em base elástica com $m^*=2,6$ e 2GL. [Fonte: (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004)].	57
Figura 15 -	Amplitudes características de movimento nas direções longitudinal e transversal, e frequência de oscilação característica na direção transversal, para cilindro vertical montado em base elástica com $m^*=5,4$ e $L/D=17,8$, livre para oscilar com 2GL, variando-se o amortecimento estrutural. [Fonte: (BLEVINS; COUGHRAN, 2009)].	59
Figura 16 -	Amplitudes características de movimento na direção transversal, para cilindro vertical montado em base elástica com $m^*=20,8$; $5,4$; $2,6$ e $1,0$ e $L/D=17,8$, livre para oscilar com 2GL. [Fonte: (BLEVINS; COUGHRAN, 2009)].	59
Figura 17 -	Comparação entre amplitudes adimensionais e frequências transversais para cilindro vertical montado em base elástica com $m^*=9,3$ e $L/D=8$, livre para oscilar com 1GL, na presença ou não de <i>end-plate</i> (extremidade livre). [Fonte: (MORSE; GOVARDHAN; WILLIAMSON, 2008)].	61
Figura 18 -	Amplitudes adimensionais transversais para cilindros verticais com 1GL, montados em base elástica com $m^* = 2,60$ e $0,50 \leq L/D \leq 13,00$. [Fonte: (RAHMAN; THIAGARAJAN, 2013)].	61

Figura 19 -	Desenho esquemático mostrando a emissão de vórtices ao redor de um cilindro com efeito da extremidade livre. [Fonte: (SOMEYA et al., 2010)].	62
Figura 20 -	Cilindro estacionário apoiado no fundo de uma infraestrutura experimental e imerso na camada limite do escoamento junto à superfície de fixação. [Fonte: (SUMNER; HESELTINE; DANSEREAU, 2004)].	64
Figura 21 -	Cilindro estacionário perfurando a superfície livre com elevação, a montante, e depressão, a jusante. [Fonte: (CHAPLIN; TEIGEN, 2003)].	64
Figura 22 -	Modelos de escoamento ao redor de cilindros estacionários com baixa razão de aspecto: (a) $L/D > L/D_{crit}$ e, (b) $L/D < L/D_{crit}$. [Fonte: (KAWAMURA et al., 1984)].	66
Figura 23 -	Esquema de padrão de emissão de vórtices formado a jusante de um cilindro no plano horizontal. [Fonte: (SAKAMOTO; ARIE, 1983)].	67
Figura 24 -	Modelos de escoamento ao redor de cilindros estacionários com baixa razão de aspecto: (a) $L/D > L/D_{crit}$ e, (b) $L/D < L/D_{crit}$. [Fonte: (LEE, 1997)].	67
Figura 25 -	Esquema tridimensional do modelo de emissão de vórtices à jusante de cilindro de baixa razão de aspecto (estruturas fora de escala entre si). [Fonte: (PATTENDEN; TURNOCK; ZHANG, 2005)].	68
Figura 26 -	Resultados do campo de vorticidade adimensional, $\omega_x D/U$, no plano vertical transversal à jusante do cilindro com $L/D=1$. [Fonte: (PATTENDEN; TURNOCK; ZHANG, 2005)].	69
Figura 27 -	Resultados do campo de velocidades médias adimensionais na direção longitudinal ao escoamento no plano vertical central do cilindro, U_x/U , e respectivas linhas de corrente para $L/D=h/D=2,5$ e $L/D=h/D=5$. [Fonte: (PALAU-SALVADOR et al., 2010)].	70
Figura 28 -	Resultados do campo de velocidades médias adimensionais na direção longitudinal ao escoamento, U_x/U , em plano horizontal próximo à extremidade livre do cilindro, $z/L=0,8$, e respectivas linhas de corrente, para $L/D=h/D=2,5$ e $L/D=h/D=5$. [Fonte: (PALAU-SALVADOR et al., 2010)].	70
Figura 29 -	Resultados do campo de velocidades médias adimensionais na direção longitudinal ao escoamento, U_x/U , em plano horizontal próximo à metade do comprimento do cilindro, $z/L=0,6$, e respectivas linhas de corrente, para $L/D=h/D=2,5$ e $L/D=h/D=5$. [Fonte: (PALAU-SALVADOR et al., 2010)].	70

Figura 30 -	Escoamento ao redor de um cilindro estacionário perfurando a superfície livre para alto número de Froude $Fr_D=1,64$. [Fonte: (CHAPLIN; TEIGEN, 2003)].	72
Figura 31 -	Descrição do aparato experimental utilizado para os ensaios com o cilindro estacionário no canal de água circulante do NDF.	76
Figura 32 -	Série temporal dos coeficientes de força para cilindro estacionário com $L/D=2,00$, perfurando a superfície livre e em condição de $Re=2,3 \times 10^4$: (a) coeficiente de força total na direção longitudinal, C_x ; (b) coeficiente de força total na direção transversal, C_y	79
Figura 33 -	Série temporal dos coeficientes de força para cilindro estacionário com $L/D=1,50$, perfurando a superfície livre e em condição de $Re=2,3 \times 10^4$: (a) coeficiente de força total na direção longitudinal, C_x ; (b) coeficiente de força total na direção transversal, C_y	79
Figura 34 -	Série temporal dos coeficientes de força para cilindro estacionário com $L/D=1,00$, perfurando a superfície livre e em condição de $Re=2,3 \times 10^4$: (a) coeficiente de força total na direção longitudinal, C_x ; (b) coeficiente de força total na direção transversal, C_y	80
Figura 35 -	Série temporal dos coeficientes de força para cilindro estacionário com $L/D=0,75$, perfurando a superfície livre e em condição de $Re=2,3 \times 10^4$: (a) coeficiente de força total na direção longitudinal, C_x ; (b) coeficiente de força total na direção transversal, C_y	80
Figura 36 -	Série temporal dos coeficientes de força para cilindro estacionário com $L/D=0,50$, perfurando a superfície livre e em condição de $Re=2,3 \times 10^4$: (a) coeficiente de força total na direção longitudinal, C_x ; (b) coeficiente de força total na direção transversal, C_y	81
Figura 37 -	Série temporal dos coeficientes de força para cilindro estacionário com $L/D=0,30$, perfurando a superfície livre e em condição de $Re=2,3 \times 10^4$: (a) coeficiente de força total na direção longitudinal, C_x ; (b) coeficiente de força total na direção transversal, C_y	81
Figura 38 -	Série temporal dos coeficientes de força para cilindro estacionário com $L/D=0,20$, perfurando a superfície livre e em condição de $Re=2,3 \times 10^4$: (a) coeficiente de força total na direção longitudinal, C_x ; (b) coeficiente de força total na direção transversal, C_y	82

Figura 39 -	Série temporal dos coeficientes de força para cilindro estacionário com $L/D=0,10$, perfurando a superfície livre e em condição de $Re=2,3 \times 10^4$: (a) coeficiente de força total na direção longitudinal, C_x ; (b) coeficiente de força total na direção transversal, C_y	82
Figura 40 -	Coeficientes de arrasto médio, C_x , apresentados como função do número de Reynolds, Re , para cilindros com diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$	83
Figura 41 -	Média e desvio padrão entre os coeficientes de arrasto médio, C_x , medidos na faixa $1 \times 10^4 < Re < 4 \times 10^4$, apresentados como função da razão de aspecto, L/D	84
Figura 42 -	Fotos da superfície livre em $Re=2,3 \times 10^4$, junto ao cilindro com: (a) $L/D=2,00$, (b) $L/D=1,00$, (c) $L/D=0,50$, (d) $L/D=0,30$, e (e) $L/D=0,10$	87
Figura 43 -	Fotos da superfície livre em $Re=4,3 \times 10^4$, junto ao cilindro com: (a) $L/D=2,00$, (b) $L/D=1,00$, (c) $L/D=0,50$, (d) $L/D=0,30$, e (e) $L/D=0,10$	88
Figura 44 -	Coeficiente de arrasto oscilatório, C_{x-rms} , apresentado como função do número de Reynolds, Re , para cilindros com diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$	89
Figura 45 -	Média e desvio padrão entre os coeficientes de arrasto oscilatório, C_{x-rms} , medidos na faixa $1 \times 10^4 < Re < 4 \times 10^4$, apresentados como função da razão de aspecto, L/D	90
Figura 46 -	Coeficiente de sustentação, C_{y-rms} , apresentado como função do número de Reynolds, Re , para cilindros com diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$	90
Figura 47 -	Média e desvio padrão entre os coeficientes de sustentação, C_{y-rms} , medidos na faixa $1 \times 10^4 < Re < 4 \times 10^4$, apresentados como função da razão de aspecto, L/D	91
Figura 48 -	PSD dos coeficientes de força apresentados como função de número de Reynolds, Re , para cilindro estacionário com $L/D=2,00$, perfurando a superfície livre: em (a) o arrasto C_x ; em (b) a sustentação C_y	92
Figura 49 -	PSD dos coeficientes de força apresentados como função de número de Reynolds, Re , para cilindro estacionário com $L/D=1,50$, perfurando a superfície livre: em (a) o arrasto C_x ; em (b) a sustentação C_y	92

Figura 50 -	PSD dos coeficientes de força apresentados como função de número de Reynolds, Re , para cilindro estacionário com $L/D=1,00$, perfurando a superfície livre: em (a) o arrasto C_x ; em (b) a sustentação C_y	93
Figura 51 -	PSD dos coeficientes de força apresentados como função de número de Reynolds, Re , para cilindro estacionário com $L/D=0,75$, perfurando a superfície livre: em (a) o arrasto C_x ; em (b) a sustentação C_y	93
Figura 52 -	PSD dos coeficientes de força apresentados como função de número de Reynolds, Re , para cilindro estacionário com $L/D=0,50$, perfurando a superfície livre: em (a) o arrasto C_x ; em (b) a sustentação C_y	94
Figura 53 -	PSD dos coeficientes de força apresentados como função de número de Reynolds, Re , para cilindro estacionário com $L/D=0,30$, perfurando a superfície livre: em (a) o arrasto C_x ; em (b) a sustentação C_y	94
Figura 54 -	PSD dos coeficientes de força apresentados como função de número de Reynolds, Re , para cilindro estacionário com $L/D=0,20$, perfurando a superfície livre: em (a) o arrasto C_x ; em (b) a sustentação C_y	95
Figura 55 -	PSD dos coeficientes de força apresentados como função de número de Reynolds, Re , para cilindro estacionário com $L/D=0,10$, perfurando a superfície livre: em (a) o arrasto C_x ; em (b) a sustentação C_y	95
Figura 56 -	Números de Strouhal, St , como função do número de Reynolds, Re , para cilindros com diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$	96
Figura 57 -	Média e desvio padrão entre os números de Strouhal, St , medidos na faixa $1 \times 10^4 < Re < 4 \times 10^4$, apresentados como função da razão de aspecto, L/D	97
Figura 58 -	Parâmetros característicos dos ensaios de visualização do escoamento utilizando o sistema de PIV no canal de águas do NDF.	98

Figura 59 -	Resultados do campo de velocidade média adimensional na direção longitudinal ao escoamento, U_x/U , no plano vertical central do cilindro, e respectivas linhas de corrente. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D= 0,30; 0,50; 1,00$ e $2,00$. Da esquerda para a direita ocorre o aumento do número de Reynolds, $Re=1,0\times 10^4$, $2,3\times 10^4$ e $4,3\times 10^4$	104
Figura 60 -	Resultados do campo de flutuação de velocidade adimensional na direção longitudinal ao escoamento, U'_x/U , no plano vertical central do cilindro. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D= 0,30; 0,50; 1,00$ e $2,00$. Da esquerda para a direita ocorre o aumento do número de Reynolds, $Re=1,0\times 10^4$, $2,3\times 10^4$ e $4,3\times 10^4$	105
Figura 61 -	Resultados do campo de flutuação de velocidade adimensional na direção vertical ao escoamento, U'_z/U , no plano vertical central do cilindro. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D= 0,30; 0,50; 1,00$ e $2,00$. Da esquerda para a direita ocorre o aumento do número de Reynolds, $Re=1,0\times 10^4$, $2,3\times 10^4$ e $4,3\times 10^4$	106
Figura 62 -	Resultados do campo de velocidade total adimensional, U_t/U , no plano vertical central do cilindro. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D= 0,30; 0,50; 1,00$ e $2,00$. Da esquerda para a direita ocorre o aumento do número de Reynolds, $Re=1,0\times 10^4$, $2,3\times 10^4$ e $4,3\times 10^4$	107
Figura 63 -	Resultados do campo de vorticidade adimensional, $\omega_y D/U$, no plano vertical central do cilindro. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D= 0,30; 0,50; 1,00$ e $2,00$. Da esquerda para a direita ocorre o aumento do número de Reynolds, $Re=1,0\times 10^4$, $2,3\times 10^4$ e $4,3\times 10^4$	108
Figura 64 -	Resultados do campo de velocidade média adimensional na direção longitudinal ao escoamento, U_x/U , no plano horizontal paralelo à superfície livre, na metade do comprimento imerso do cilindro, $b/L=0,50$, e respectivas linhas de corrente. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D= 0,30; 0,50; 1,00$ e $2,00$. Da esquerda para a direita ocorre o aumento do número de Reynolds, $Re=2,3\times 10^4$ e $4,3\times 10^4$	109

Figura 65 -	Resultados do campo de velocidade média adimensional na direção longitudinal ao escoamento, U_x/U , e respectivas linhas de corrente para condição de $Re=4,3 \times 10^4$. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D=1,00$ e $2,00$. Visualização do escoamento no plano horizontal, paralelo à superfície livre a um quarto do comprimento imerso do cilindro $b/L=0,25$ (à esquerda) e à metade $b/L=0,50$ (à direita).	110
Figura 66 -	Resultados do campo de flutuação de velocidade adimensional na direção longitudinal ao escoamento, U'_x/U , no plano horizontal paralelo à superfície livre, na metade do comprimento imerso do cilindro $b/L=0,50$, e respectivas linhas de corrente. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D=0,30$; $0,50$; $1,00$ e $2,00$. Da esquerda para a direita ocorre o aumento do número de Reynolds, $Re=2,3 \times 10^4$ e $4,3 \times 10^4$	112
Figura 67 -	Resultados do campo de flutuação de velocidade adimensional na direção transversal ao escoamento U'_y/U , no plano horizontal paralelo à superfície livre, na metade do comprimento imerso do cilindro $b/L=0,50$, e respectivas linhas de corrente. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D=0,30$; $0,50$; $1,00$ e $2,00$. Da esquerda para a direita ocorre o aumento do número de Reynolds, $Re=2,3 \times 10^4$ e $4,3 \times 10^4$	113
Figura 68 -	Resultados do campo de flutuação de velocidade adimensional na direção longitudinal ao escoamento, U'_x/U , para condição de $Re=4,3 \times 10^4$. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D=1,00$ e $2,00$. Visualização do escoamento no plano horizontal, paralelo à superfície livre a um quarto do comprimento imerso do cilindro $b/L=0,25$ (à esquerda) e à metade $b/L=0,50$ (à direita).	114
Figura 69 -	Resultados do campo de flutuação de velocidade adimensional na direção transversal ao escoamento, U'_y/U , para condição de $Re=4,3 \times 10^4$. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D=1,00$ e $2,00$. Visualização do escoamento no plano horizontal, paralelo à superfície livre a um quarto do comprimento imerso do cilindro $b/L=0,25$ (à esquerda) e à metade $b/L=0,50$ (à direita).	115

Figura 70 -	Resultados do campo de velocidade total adimensional, U_t/U , no plano horizontal paralelo à superfície livre, na metade do comprimento imerso do cilindro $b/L=0,50$. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D=0,30, 0,50, 1,00$ e $2,00$. Da esquerda para a direita ocorre o aumento do número de Reynolds, $Re=2,3 \times 10^4$ e $4,3 \times 10^4$	116
Figura 71 -	Resultados do campo de velocidade total adimensional, U_t/U , para condição de $Re=4,3 \times 10^4$. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D=1,00$ e $2,00$. Visualização do escoamento no plano horizontal, paralelo à superfície livre a um quarto do comprimento imerso do cilindro $b/L=0,25$ (à esquerda) e à metade $b/L=0,50$ (à direita).	117
Figura 72 -	Resultados do campo de vorticidade adimensional, $\omega_z D/U$, no plano horizontal paralelo à superfície livre, na metade do comprimento imerso do cilindro $b/L=0,50$, e respectivas linhas de corrente. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D=0,30; 0,50; 1,00$ e $2,00$. Da esquerda para a direita ocorre o aumento do número de Reynolds, $Re=2,3 \times 10^4$ e $4,3 \times 10^4$	118
Figura 73 -	Distribuição de vorticidades associada ao escoamento ao redor de um corpo semiesférico, $Re \approx 1,6 \times 10^3$. [Fonte: (SAVORY E. & TOY, 1986)].	120
Figura 74 -	Ilustração da estrutura de tubos de vórtices associada ao escoamento ao redor de um corpo semiesférico, $Re > 2 \times 10^3$. [Fonte: (TAMAI; ASAEDA; TANAKA, 1987)].	121
Figura 75 -	Descrição do aparato experimental utilizado para os ensaios com 2GL no canal de água circulante do NDF.	123
Figura 76 -	Amplitude adimensional de deslocamento transversal, $A_y/(\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=4,36$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$	127
Figura 77 -	Amplitude adimensional de deslocamento longitudinal, $A_x/(\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=4,36$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$	128
Figura 78 -	Coeficiente de sustentação, C_{y-rms} , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=4,36$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$	128

Figura 79 -	Razão entre frequência característica do movimento transversal e frequência natural em águas paradas, f_y/f_0 , apresentada como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=4,36$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$	131
Figura 80 -	Razão entre frequências características dos movimentos nas direções longitudinal e transversal, f_x/f_y , apresentada como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=4,36$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$	131
Figura 81 -	Amplitude adimensional transversal, $A_y/(\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=2,62$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$	132
Figura 82 -	Amplitude adimensional longitudinal, $A_x/(\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=2,62$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$	133
Figura 83 -	Razão entre frequência característica do movimento transversal e frequência natural em águas paradas, f_y/f_0 , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=2,62$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$	133
Figura 84 -	Razão entre frequências características dos movimentos nas direções longitudinal e transversal, f_x/f_y , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=2,62$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$	134
Figura 85 -	Coeficiente de sustentação, C_{y-rms} , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=2,62$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$	135
Figura 86 -	Coeficiente de arrasto médio, C_x , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=2,62$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$	136
Figura 87 -	Coeficiente de arrasto oscilatório, C_{x-rms} , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=2,62$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$	136
Figura 88 -	Coeficiente de massa adicional na direção longitudinal em relação a massa deslocada, m_{ax}/m_d , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=2,62$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$	138

Figura 89 -	Coeficiente de massa adicional na direção transversal em relação a massa deslocada, m_{ay}/m_d , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=2,62$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$	138
Figura 90 -	Amplitude adimensional transversal, $A_y/(\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=1,00$, e diferentes razões de aspecto, $L/D=1,50$ e $2,00$	139
Figura 91 -	Amplitude adimensional longitudinal, $A_x/(\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=1,00$, e diferentes razões de aspecto, $L/D=1,50$ e $2,00$	139
Figura 92 -	Razão entre frequência característica do movimento transversal e frequência natural em águas paradas, f_y/f_0 , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=1,00$, e diferentes razões de aspecto, $L/D=1,50$ e $2,00$	140
Figura 93 -	Razão entre frequências características dos movimentos nas direções longitudinal e transversal, f_x/f_y , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=1,00$, e diferentes razões de aspecto, $L/D=1,50$ e $2,00$	141
Figura 94 -	Coeficiente de sustentação, C_{y-rms} , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=1,00$, e diferentes razões de aspecto, $L/D=1,50$ e $2,00$	141
Figura 95 -	Coeficiente de massa adicional na direção longitudinal em relação a massa deslocada, m_{ax}/m_d , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=1,00$, e diferentes razões de aspecto, $L/D=1,50$ e $2,00$	142
Figura 96 -	Coeficiente de massa adicional na direção transversal em relação a massa deslocada, m_{ay}/m_d , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=1,00$, e diferentes razões de aspecto, $L/D=1,50$ e $2,00$	142
Figura 97 -	Amplitude adimensional transversal, $A_y/(\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com $L/D=2,00$ e diferentes razões de massa, $m^* \leq 4,36$	144
Figura 98 -	Amplitude adimensional longitudinal, $A_x/(\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com $L/D=2,00$ e diferentes razões de massa, $m^* \leq 4,36$	145

Figura 99 -	Razão entre frequência característica do movimento transversal e frequência natural em águas paradas, f_y/f_0 , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de aspecto, $L/D=2,00$, e diferentes razões de massa, $m^* \leq 4,36$	145
Figura 100 -	Razão entre frequências características dos movimentos nas direções longitudinal e transversal, f_x/f_y , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de aspecto, $L/D=2,00$, e diferentes razões de massa, $m^* \leq 4,36$	146
Figura 101 -	Coeficiente de massa adicional na direção longitudinal em relação a massa deslocada, m_{ax}/m_d , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de aspecto, $L/D=2,00$, e diferentes razões de massa, $m^* \leq 4,36$	147
Figura 102 -	Coeficiente de massa adicional na direção transversal em relação a massa deslocada, m_{ay}/m_d , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de aspecto, $L/D=2,00$, e diferentes razões de massa, $m^* \leq 4,36$	147
Figura 103 -	Coeficiente de massa adicional na direção longitudinal em relação a massa estrutural, m_{ax}/m_s , em função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de aspecto, $L/D=2,00$, e diferentes razões de massa, $m^* \leq 4,36$	149
Figura 104 -	Coeficiente de massa adicional na direção transversal em relação a massa estrutural, m_{ay}/m_s , em função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de aspecto, $L/D=2,00$, e diferentes razões de massa, $m^* \leq 4,36$	150
Figura 105 -	Coeficiente de arrasto médio, C_x , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de aspecto, $L/D=2,00$, e diferentes razões de massa, $m^* \leq 4,36$	150
Figura 106 -	Coeficiente de arrasto oscilatório, C_{x-rms} , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de aspecto, $L/D=2,00$, e diferentes razões de massa, $m^* \leq 4,36$	151
Figura 107 -	Coeficiente de sustentação, C_{y-rms} , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de aspecto, $L/D=2,00$, e diferentes razões de massa, $m^* \leq 4,36$	151

Figura 108 -	Séries temporais de deslocamento adimensional longitudinal (à esquerda) e transversal (à direita), medidos para seis diferentes valores de velocidade reduzida no intervalo $3 \leq V_r \leq 10$, nos cilindros com razão de massa $m^*=1,00$ e razão de aspecto $L/D=2,00$	154
Figura 109 -	Séries temporais de deslocamento adimensional longitudinal (à esquerda) e transversal (à direita), medidos para seis diferentes valores de velocidade reduzida no intervalo $3 \leq V_r \leq 10$, nos cilindros com razão de massa $m^*=2,62$ e razão de aspecto $L/D=2,00$	155
Figura 110 -	Séries temporais de deslocamento adimensional longitudinal (à esquerda) e transversal (à direita), medidos para seis diferentes valores de velocidade reduzida no intervalo $3 \leq V_r \leq 10$, nos cilindros com razão de massa $m^*=4,36$ e razão de aspecto $L/D=2,00$	156
Figura 111 -	Trajetórias no <i>plano</i> — XY , ou figuras de <i>Lissajous</i> , para diferentes valores de velocidade reduzida, V_r , medidas para cilindros com razão de aspecto, $L/D=2,00$, e diferentes razões de massa, $m^* \leq 4,36$	157
Figura 112 -	Energia cinética adimensional, apresentada como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de aspecto $L/D=2,00$ e diferentes razões de massa, $m^* \leq 4,36$	159
Figura 113 -	Descrição do aparato experimental utilizado para os ensaios com os cilindros flutuantes no canal de água circulante do NDF.	160
Figura 114 -	À esquerda, foto de um dos cilindros flutuantes mantido no centro do canal por 4 molas iguais. À direita, aparato experimental de monitoração ótica dos movimentos.	161
Figura 115 -	Modelos em PVC para os ensaios de cilindros de baixa razão de aspecto e flutuantes.	162
Figura 116 -	Amplitude adimensional transversal, $A_y/(\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros flutuantes com razão de massa $m^*=1,00$ e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$	165
Figura 117 -	Amplitude adimensional longitudinal, $A_x/(\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros flutuantes com razão de massa $m^*=1,00$ e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$	166
Figura 118 -	Razão entre frequência característica do movimento transversal e frequência natural em águas paradas, f_y/f_0 , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros flutuantes com razão de massa $m^*=1,00$ e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$	166

Figura 119 -	Razão entre frequências características dos movimentos nas direções longitudinal e transversal, f_x/f_y , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros flutuantes com razão de massa $m^*=1,00$ e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$	167
Figura 120 -	Densidades espectrais de movimento longitudinal como função da velocidade reduzida, V_r , e dos adimensionais de frequência, f_x/f_0 e $f_x D/U$. Resultados para cilindros flutuantes com $1,00 \leq L/D \leq 2,00$	168
Figura 121 -	Densidades espectrais de movimento longitudinal como função da velocidade reduzida, V_r , e dos adimensionais de frequência, f_x/f_0 e $f_x D/U$. Resultados para cilindros flutuantes com $0,40 \leq L/D \leq 0,75$	168
Figura 122 -	Densidades espectrais de movimento longitudinal como função da velocidade reduzida, V_r , e dos adimensionais de frequência, f_x/f_0 e $f_x D/U$. Resultados para cilindros flutuantes com $0,20 \leq L/D \leq 0,30$	169
Figura 123 -	Densidades espectrais de movimento transversal como função da velocidade reduzida, V_r , e dos adimensionais de frequência, f_y/f_0 e $f_y D/U$. Resultados para cilindros flutuantes com $1,00 \leq L/D \leq 2,00$	170
Figura 124 -	Densidades espectrais de movimento transversal como função da velocidade reduzida, V_r , e dos adimensionais de frequência, f_y/f_0 e $f_y D/U$. Resultados para cilindros flutuantes com $0,40 \leq L/D \leq 0,75$	170
Figura 125 -	Densidades espectrais de movimento transversal como função da velocidade reduzida, V_r , e dos adimensionais de frequência, f_y/f_0 e $f_y D/U$. Resultados para cilindros flutuantes com $0,20 \leq L/D \leq 0,30$	171
Figura 126 -	Coeficiente de massa adicional longitudinal, m_{ax}/m_d , como função da velocidade reduzida, V_r , obtido para cilindros flutuantes com razão de massa $m^*=1,00$ e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$. .	173
Figura 127 -	Coeficiente de massa adicional transversal, m_{ay}/m_d , como função da velocidade reduzida, V_r , obtido para cilindros flutuantes com razão de massa $m^*=1,00$ e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$. .	173

Figura 128 -	Coeficiente de arrasto médio, C_x , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros flutuantes com razão de massa, $m^*=1,00$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$	174
Figura 129 -	Coeficiente de arrasto oscilatório, C_{x-rms} , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros flutuantes com razão de massa, $m^*=1,00$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$	175
Figura 130 -	Coeficiente de força de sustentação, C_{y-rms} , em função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros flutuantes (6GL) com razão de massa, $m^*=1,00$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$	176
Figura 131 -	Ângulo de inclinação médio (ou <i>pitch</i>) em função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros flutuantes (6GL) com razão de massa, $m^*=1,00$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$	176
Figura 132 -	Vorticidade no plano vertical, <i>plano</i> – <i>yz</i> , à jusante de uma esfera oscilando devido ao VIV. [Fonte: (GOVARDHAN; WILLIAMSON, 2005)].	179
Figura 133 -	Tubos de vorticidade no plano vertical, <i>plano</i> – <i>yz</i> , à jusante de uma esfera oscilando devido ao VIV. [Fonte: (GOVARDHAN; WILLIAMSON, 2005)].	179
Figura 134 -	Foto do cilindro flutuante com $L/D=0,40$, elasticamente suportado ao centro do canal de água circulante. Configurações dotadas de <i>end-plates</i> de diâmetro D_p , fixadas à extremidade inferior: em (a) $D_p/D=1,2$ e, em (b) $D_p/D=1,4$	180
Figura 135 -	Amplitude adimensionais transversais, $A_y/(\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para o cilindro flutuante com $L/D=0,40$, dotado ou não de <i>end-plate</i>	181
Figura 136 -	Densidades espectrais de movimento longitudinal como função da velocidade reduzida, V_r , e dos adimensionais de frequência, f_x/f_0 e $f_x D/U$. Resultados para o cilindro flutuante com $L/D=0,40$ e para o mesmo cilindro dotado de dois diâmetros diferentes de <i>end-plate</i> , D_p/D	182
Figura 137 -	Densidades espectrais de movimento transversal como função da velocidade reduzida, V_r , e dos adimensionais de frequência, f_y/f_0 e $f_y D/U$. Resultados para o cilindro flutuante com $L/D=0,40$ e para o mesmo cilindro dotado de dois diâmetros diferentes de <i>end-plate</i> , D_p/D	183

Figura 138 -	Coeficiente de sustentação, C_{y-rms} , como função da velocidade reduzida, V_r , para o cilindro flutuante com $L/D=0,40$, dotado ou não de <i>end-plate</i>	183
Figura 139 -	Coeficiente de arrasto médio, C_x , como função da velocidade reduzida, V_r , para o cilindro flutuante com $L/D=0,40$, dotado ou não de <i>end-plate</i>	184
Figura 140 -	Ângulo de inclinação médio (ou <i>pitch</i>) como função da velocidade reduzida, V_r , para o cilindro flutuante com $L/D=0,40$, dotado ou não de <i>end-plate</i>	184
Figura 141 -	Amplitude adimensional transversal, $A_y/(\gamma D)$, com função da velocidade reduzida, V_r , para o cilindro flutuante com $L/D=0,50$, dotado ou não de <i>end-plate</i>	185
Figura 142 -	Ângulo de inclinação médio (ou <i>pitch</i>) como função da velocidade reduzida, V_r , para o cilindro flutuante com $L/D=0,50$, dotado ou não de <i>end-plate</i>	185
Figura 143 -	Densidades espectrais de movimento longitudinal como função da velocidade reduzida, V_r , e dos adimensionais de frequência, f_x/f_0 e $f_x D/U$. Resultados para o cilindro flutuante com $L/D=0,50$ e para o mesmo cilindro dotado de dois diâmetros diferentes de <i>end-plate</i> , D_p/D	186
Figura 144 -	Densidades espectrais de movimento transversal como função da velocidade reduzida, V_r , e dos adimensionais de frequência, f_y/f_0 e $f_y D/U$. Resultados para o cilindro flutuante com $L/D=0,50$ e para o mesmo cilindro dotado de dois diâmetros diferentes de <i>end-plate</i> , D_p/D	186
Figura 145 -	Coeficiente de arrasto médio, C_x , como função da velocidade reduzida, V_r , para o cilindro flutuante com $L/D=0,50$, dotado ou não de <i>end-plate</i>	187
Figura 146 -	Coeficiente de sustentação, C_{y-rms} , como função da velocidade reduzida, V_r , para o cilindro flutuante com $L/D=0,50$, dotado ou não de <i>end-plate</i>	187
Figura 147 -	Comparação entre resultados de amplitude adimensional transversal, $A_y/(\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa aproximadamente unitária, $m^* \cong 1,00$	192

Figura 148 -	Comparação entre resultados de amplitude adimensional longitudinal, $A_x/(\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa aproximadamente unitária, $m^* \cong 1,00$	193
Figura 149 -	Comparação entre resultados de razão entre frequência característica do movimento transversal e frequência natural em águas paradas, f_y/f_0 , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa aproximadamente unitária, $m^* \cong 1,00$	194
Figura 150 -	Comparação entre resultados de razão entre frequências características dos movimentos nas direções longitudinal e transversal, f_x/f_y , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa aproximadamente unitária, $m^* \cong 1,00$	195
Figura 151 -	Características dimensionais da plataforma MonoBR (na escala real em metros). [Fonte: (GONÇALVES et al., 2010)].	195
Figura 152 -	Comparação entre resultados de amplitude adimensional transversal, $A_y/(\gamma D)$, com função da velocidade reduzida, V_r . Resultados obtidos a partir de cilindros com razão de massa unitária, $m^* \cong 1,00$ e a partir do modelo da plataforma da MonoBR, plataforma monocolumna ensaiada em escala 1 : 200.	197
Figura 153 -	Comparação entre resultados de amplitude adimensional longitudinal, $A_x/(\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r . Resultados obtidos a partir de cilindros com razão de massa unitária, $m^* \cong 1,00$ e a partir do modelo da plataforma MonoBR , plataforma monocolumna ensaiada em escala 1 : 200.	197
Figura 154 -	Comparação entre resultados de razão entre frequência característica do movimento transversal e frequência natural em águas paradas, f_y/f_0 , como função da velocidade reduzida, V_r . Resultados obtidos a partir de cilindros com razão de massa unitária, $m^* \cong 1,00$ e a partir do modelo da plataforma MonoBR, plataforma monocolumna ensaiada em escala 1 : 200.	198
Figura 155 -	Comparação entre resultados de razão entre frequências características dos movimentos nas direções longitudinal e transversal, f_x/f_y , como função da velocidade reduzida, V_r . Resultados obtidos a partir de cilindros com razão de massa unitária, $m^* \cong 1,00$ e a partir do modelo da plataforma MonoBR, plataforma monocolumna ensaiada em escala 1 : 200.	199

Figura 156 -	Comparação entre números de Strouhal como função da razão de aspecto, L/D , para cilindros estacionário (fixo) e livres para oscilar (2GL e 6GL).	200
Figura 157 -	Comparação entre amplitudes adimensionais transversais, $A_y/(\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros oscilando em 2GL com baixa razão de massa, $2,00 \leq m^* \leq 3,00$	203
Figura 158 -	Comparação entre amplitudes adimensionais longitudinais, $A_x/(\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros oscilando em 2GL com baixa razão de massa, $2,00 \leq m^* \leq 3,00$	203
Figura 159 -	Comparação de resultados de razão entre frequência característica do movimento transversal e frequência natural em águas paradas, f_y/f_0 , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros oscilando em 2GL com baixa razão de massa, $2,00 \leq m^* \leq 3,00$	205
Figura 160 -	Comparação de resultados de razão entre frequências características dos movimentos nas direções longitudinal e transversal, f_x/f_y , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros oscilando em 2GL com baixa razão de massa, $2,00 \leq m^* \leq 3,00$	205
Figura 161 -	Comparação de resultados de massa adicional na direção transversal em relação a massa estrutural, m_{ay}/m_s , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros oscilando em 2GL com baixa razão de massa, $2,00 \leq m^* \leq 3,00$	206
Figura 162 -	Comparação de resultados de coeficiente de arrasto médio, C_x , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros oscilando em 2GL com baixa razão de massa, $2,00 \leq m^* \leq 3,00$	206
Figura 163 -	Comparação de resultados de coeficiente de arrasto oscilatório, C_{x-rms} , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros oscilando em 2GL com baixa razão de massa, $2,00 \leq m^* \leq 3,00$	207
Figura 164 -	Comparação de resultados de coeficiente de sustentação, C_{y-rms} , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros oscilando em 2GL com baixa razão de massa, $2,00 \leq m^* \leq 3,00$	207
Figura 165 -	Foto do modelo da plataforma MonoBR em escala 1 : 200, confeccionado em PVC para ensaios de VIM no tanque de reboque do IPT.	229
Figura 166 -	Detalhes da rugosidade superficial incorporada ao casco do modelo da plataforma MonoBR.	230

Figura 167 -	Descrição da configuração do sistema equivalente de molas para os ensaios com o modelo da plataforma MonoBR.	231
Figura 168 -	À esquerda, amplitudes adimensionais do modelo da plataforma MonoBR, $L/D=0,39$, nas direções transversal, A_y/D , e longitudinal A_x/D , como função da velocidade reduzida, V_r , e na condição de incidência 0° . À direita, as respectivas variações das relações entre frequências f_y/f_0 e f_x/f_y	234
Figura 169 -	À esquerda, amplitudes adimensionais de resposta do modelo da plataforma MonoBR, $L/D=0,39$, nas direções transversal, A_y/D , e longitudinal, A_x/D , como função da velocidade reduzida, V_r , e nas condições de incidência de 0° , 45° , 135° e 180° . À direita, as respectivas variações das relações entre frequências f_y/f_0 e f_x/f_y	235
Figura 170 -	Trajetórias no <i>plano</i> – <i>xy</i> da plataforma MonoBR, $L/D=0,39$, ou figuras de <i>Lissajous</i> , como função da velocidade reduzida, V_r . De cima para baixo, as quatro condições de incidência: 0° , 45° , 135° e 180°	237
Figura 171 -	Arranjo de <i>risers</i> incorporado ao modelo da plataforma MonoBR com o objetivo de emular um efeito de amortecimento externo. Em (a) apenas o conjunto de estruturas promotoras do amortecimento adicional e em (b) o conjunto ensaiado.	238
Figura 172 -	À esquerda, amplitudes adimensionais de resposta do modelo da plataforma MonoBR, $L/D=0,39$, nas direções transversal, A_y/D , e longitudinal, A_x/D , como função da velocidade reduzida, V_r , e nas condições de incidência de 0° para as duas situações: com e sem amortecimento externo. À direita, as respectivas variações das relações entre frequências f_y/f_0 e f_x/f_y	239
Figura 173 -	Trajetórias no <i>plano</i> – <i>xy</i> da plataforma MonoBR, $L/D=0,39$, como função da velocidade reduzida, V_r : à esquerda, sem o amortecimento externo e, à direita, com o amortecimento externo. Todas as trajetórias consideradas para uma incidência de 0°	240
Figura 174 -	Arranjo esquemático dos <i>spoiler plates</i> (elementos em azul) dispostos em triplo helicóide ao longo da profundidade da plataforma MonoBR.	240

Figura 175 -	À esquerda, amplitudes adimensionais de resposta do modelo da plataforma MonoBR, $L/D=0,39$, nas direções transversal, A_y/D , e longitudinal, A_x/D , como função da velocidade reduzida, V_r , e nas condições de incidência de 0° para as duas situações: com e sem a presença dos <i>spoiler plates</i> . À direita, as respectivas variações das relações entre frequências f_y/f_0 e f_x/f_y	241
Figura 176 -	Trajetórias no <i>plano</i> – <i>xy</i> da plataforma MonoBR, $L/D=0,39$, como função da velocidade reduzida, V_r : à esquerda, sem os <i>spoiler plates</i> e, à direita, com a presença dos mesmos. Todas as trajetórias consideradas para uma incidência de 0°	242
Figura 177 -	À esquerda, amplitudes adimensionais de resposta do modelo da plataforma MonoBR, $L/D=0,39$, nas direções transversal, A_y/D , e longitudinal, A_x/D , como função da velocidade reduzida, V_r , e nas condições de incidência de 0° . O caso base (sem ondas) é comparado com os casos em presença de ondas regulares diferentes. À direita, as respectivas variações das relações entre frequências f_y/f_0 e f_x/f_y	243
Figura 178 -	Comparação entre o RAO numérico de <i>heave</i> , com os valores experimentais medidos em ensaios com o modelo da plataforma MonoBR.	243
Figura 179 -	Trajetórias no <i>plano</i> – <i>xy</i> da plataforma MonoBR, $L/D=0,39$, como função da velocidade reduzida, V_r , e em diferentes condições de incidência simultânea de ondas regulares. Todas as trajetórias consideradas para uma incidência de 0°	244
Figura 180 -	À esquerda, amplitudes adimensionais de resposta do modelo da plataforma MonoBR nas direções transversal, A_y/D , e longitudinal, A_x/D , como função da velocidade reduzida, V_r , e nas condições de incidência de 0° . O caso base, ou calado cheio, $L/D=0,39$, é comparado com o caso leve, ou calado vazio, $L/D=0,21$. À direita, as respectivas variações das relações entre frequências f_y/f_0 e f_x/f_y .	245
Figura 181 -	Trajetórias no <i>plano</i> – <i>xy</i> da plataforma MonoBR, como função da velocidade reduzida, V_r , e nas duas condições diferentes de calado. Todas as trajetórias consideradas para uma incidência de 0°	246

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 -	Principais trabalhos sobre VIV em cilindros livres para oscilar com 2GL encontrados na literatura.	73
Tabela 2 -	Principais trabalhos sobre VIV em cilindros livres para oscilar com 2GL encontrados na literatura. (CONTINUAÇÃO)	74
Tabela 3 -	Principais trabalhos sobre escoamento ao redor de cilindros estacionários com baixa razão de aspecto.	75
Tabela 4 -	Características dos ensaios de cilindro estacionário para medição das forças em diferentes condições de razão de aspecto, L/D	77
Tabela 5 -	Comparação entre os valores médios da força de arrasto, C_x , para diferentes razões de aspecto, L/D	84
Tabela 6 -	Faixas de número de Froude para as condições ensaiadas com os cilindros fixos.	86
Tabela 7 -	Características dos ensaios para visualização da superfície livre.	86
Tabela 8 -	Comparação entre os valores médios do número de Strouhal, St , para diferentes razões de aspecto, L/D	96
Tabela 9 -	Características dos ensaios de PIV para visualização no plano vertical em diferentes condições de L/D e Re	99
Tabela 10 -	Características dos ensaios de PIV para visualização no plano horizontal em diferentes condições de L/D e Re	100
Tabela 11 -	Posição do ponto de recolamento da recirculação longitudinal no plano vertical central do cilindro.	101
Tabela 12 -	Posição dos núcleos de recirculação longitudinal no plano vertical central do cilindro.	101
Tabela 13 -	Posição dos núcleos de recirculação (ou bolhas recirculantes) no plano horizontal a meio comprimento imerso do cilindro.	111
Tabela 14 -	Características dos ensaios de cilindro com 2GL e diferentes condições de L/D	123
Tabela 15 -	Parâmetros dos ensaios do cilindro livre para oscilar com 2DOF, montado em barra flexível em balanço.	124
Tabela 16 -	Parâmetros da influência da superfície livre nas condições ensaiadas de cilindros com 2GL.	130
Tabela 17 -	Características dos ensaios com os cilindros flutuantes e diferentes condições de L/D	161

Tabela 18 -	Parâmetros dos ensaios com os cilindros flutuantes, elasticamente suportados ao centro do canal de água circulante.	163
Tabela 19 -	Características dos trabalhos encontrados na literatura, selecionados para comparações com os ensaios de cilindros com $m^* \cong 1$ desta tese.	191
Tabela 20 -	Número de Strouhal inferidos para ensaios com $m^* \cong 1,00$	199
Tabela 21 -	Características dos trabalhos encontrados na literatura, selecionados para comparações com os ensaios de cilindros com $m^* \cong 2.5$ desta tese.	202
Tabela 22 -	Características das ondas regulares ensaiadas simultaneamente com a presença do escoamento incidente na plataforma MonoBR (valores na escala real).	243

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

1GL	Um Grau de Liberdade
2GL	Dois Graus de Liberdade
6GL	Seis Graus de Liberdade
API	<i>American Petroleum Institute</i>
AS	<i>Assymetric shedding branch</i>
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
DNV	<i>Det Norske Veritas</i>
EPUSP	Escola Politécnica da Universidade de São Paulo
HHT	<i>Hilbert Huang Transform</i>
I	<i>Initial branch</i>
IPT	Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Estado de São Paulo
JONSWAP	<i>Joint North Sea Wave Observation Project</i>
L	<i>Lower branch</i>
LES	<i>Large Eddy Simulation</i>
MIT	<i>Massachusetts Institute of Technology</i>
MonoBR	Monocoluna para operação na Bacia de Campos
MonoGoM	Monocoluna para operação no Golfo do México
NDF	Núcleo de Dinâmica e Fluidos
NMRI	<i>National Maritime Research Institute</i>
PIV	<i>Particle Image Velocimetry</i>
PSD	<i>Power Spectrum Density</i>
RAO	<i>Response Amplitude Operator</i>
rms	<i>root mean square</i>
SS	Semissubmersíveis
SS	<i>Symmetric shedding branch</i>
SU	<i>Super-upper branch</i>
TLP	<i>Tension Leg Platforms</i>
TPN	Tanque de Provas Numérico
U	<i>Upper branch</i>
VIM	<i>Vortex-Induced Motion</i>
VIV	<i>Vortex-Induced Vibration</i>
V&V	Verificação e Validação

LISTA DE SÍMBOLOS

β	Coeficiente de blocagem
γ	Fator modal
δ	Espessura da camada limite
ρ	Densidade da água
ν	Viscosidade cinemática do fluido
ζ_s	Coeficiente de amortecimento estrutural do sistema
ζ_w	Coeficiente de amortecimento em água parada
ω_y	Vorticidade média no plano vertical
ω_z	Vorticidade média no plano horizontal
A_x/D	Amplitude adimensional longitudinal
A_y/D	Amplitude adimensional transversal
b	Distância entre a extremidade livre e o plano horizontal de medição
c	Constante de amortecimento estrutural
C_x	Coeficiente de arrasto médio
C_{x-rms}	Coeficiente de arrasto oscilatório
C_{y-rms}	Coeficiente de sustentação
D	Diâmetro característico
D_1	Elevação da superfície livre à montante do cilindro
D_p	Diâmetro da <i>end-plate</i>
f	Frequência
f_0	Frequência natural do sistema em água parada
f_{0x}	Frequência natural na direção longitudinal e em água parada
f_{0y}	Frequência natural na direção transversal e em água parada
f_s	Frequência de emissão de vórtices
f_x	Frequência de movimento longitudinal
f_y	Frequência de movimento transversal
$\mathcal{F}$	Operador transformada de Fourier
F_H	Força hidrodinâmica total
F_{Hx}	Força hidrodinâmica total na direção longitudinal
F_{Hy}	Força hidrodinâmica total na direção transversal
Fr_D	Número de Froude baseado no diâmetro do cilindro
Fr_L	Número de Froude baseado no comprimento imerso do cilindro
F_x	Força na direção longitudinal
F_y	Força na direção transversal

g	Aceleração da gravidade
h	Distância entre a extremidade livre do cilindro e o fundo do canal
h/D	Razão de aspecto para cilindro estacionário apoiado no fundo do canal
H	Altura de água no canal
H_{max}	Altura máxima de água no canal
k	Restauração
k_x	Restauração longitudinal
k_y	Restauração transversal
L	Comprimento imerso do cilindro
L/D	Razão de aspecto
L/D_{crit}	Razão de aspecto crítica
L_0	Depressão da superfície livre à jusante do cilindro
L_q	Comprimento do quadro de fixação das molas
m^*	Razão de massa
m_{ax}^*	Coefficiente de massa adicional longitudinal
m_{ay}^*	Coefficiente de massa adicional transversal
m_{ax}	Massa adicional longitudinal
m_{ay}	Massa adicional transversal
m_d	Massa do fluido deslocado
m_s	Massa estrutural do sistema
$\mathcal{R}$	Parte real do número complexo
R^2	Coefficiente quadrático de correlação
Re	Número de Reynolds
St	Número de Strouhal
T	Energia cinética
T_y	Período natural do sistema na direção transversal
t	Variável de tempo
U	Velocidade da correnteza
U_t	Velocidade média total
U_x	Velocidade média longitudinal
U'_x	Flutuação de velocidade na direção longitudinal
U_y	Velocidade média transversal
U'_y	Flutuação de velocidade na direção transversal
U_z	Velocidade média na direção vertical
U'_z	Flutuação de velocidade na direção vertical
V_r	Velocidade reduzida

V_x	Velocidade adimensional longitudinal
V_y	Velocidade adimensional transversal
W	Largura do canal
W_q	Largura do quadro de fixação das molas
x	Direção longitudinal ao escoamento incidente
y	Direção transversal ao escoamento incidente
z	Direção vertical ao escoamento incidente

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	35
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	38
2.1 VIM EM PLATAFORMAS CILÍNDRICAS	43
2.2 VIV EM CILINDRO LIVRE PARA OSCILAR COM 2GL	52
2.3 ESCOAMENTO AO REDOR DE CILINDRO ESTACIONÁRIO COM BAIXA RAZÃO DE ASPECTO	63
3 ENSAIOS DE CILINDRO ESTACIONÁRIO COM BAIXA RAZÃO DE ASPECTO	76
3.1 COEFICIENTES DE FORÇAS E NÚMERO DE STROUHAL	83
3.2 VISUALIZAÇÕES E MEDIÇÕES DO ESCOAMENTO	98
4 ENSAIOS DE CILINDRO COM BAIXA RAZÃO DE ASPECTO E 2GL	122
4.1 RESULTADOS PARA VARIAÇÃO DE RAZÃO DE ASPECTO	127
4.2 RESULTADOS PARA VARIAÇÃO DE RAZÃO DE MASSA	144
4.3 MOVIMENTOS NO PLANO-XY	153
5 ENSAIOS DE CILINDRO COM BAIXA RAZÃO DE ASPECTO E FLUTUANTE	160
5.1 RESULTADOS PARA CILINDRO FLUTUANTE SEM END-PLATE	164
5.2 RESULTADOS PARA CILINDRO FLUTUANTE COM END-PLATE	178
6 COMPARAÇÃO ENTRE RESULTADOS DE VIV EM CILINDROS COM BAIXA E ALTA RAZÃO DE ASPECTO	189
6.1 ENSAIOS DE CILINDRO COM RAZÃO DE MASSA UNITÁRIA	190
6.2 ENSAIOS DE CILINDRO DE RAZÃO DE MASSA 2,5	201
7 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	209
REFERÊNCIAS	213
APÊNDICE A – ESTUDO EXPERIMENTAL DO VIM EM PLATAFORMAS MONOCOLUNA	227

1 INTRODUÇÃO

Há muito tempo o fenômeno de Vibração Induzida pela Emissão de Vórtices, ou *Vortex-Induced Vibration* (VIV) – segundo a respectiva terminologia em língua inglesa, tem sido mote para inúmeras investigações, tanto teóricas quanto experimentais. Apesar de profícua discussão encontrada na literatura, há que se ressaltar, no entanto, que a maioria dos artigos disponíveis tem foco no estudo do VIV ao redor de cilindros rígidos livres para oscilar apenas na direção transversal ao escoamento, ou seja, dotados de apenas Um Grau de Liberdade (1GL).

Somente nas últimas décadas o estudo do VIV ao redor de cilindros dotados de Dois Graus de Liberdade (2GL) ganhou maior interesse, muito por conta da grande demanda tecnológica suscitada pela produção de petróleo e gás no mar, particularmente no que tange à integridade das linhas muito esbeltas que partem das unidades de operação rumo ao leito do oceano. Ainda assim, é possível notar que a grande maioria dos trabalhos com 2GL dedica-se ao estudo de cilindros considerados longos, com uma alta razão de aspecto, ou seja, aqueles onde o comprimento da região imersa é muitas vezes maior que o diâmetro característico, $L \gg D$.

Recentemente, outra demanda tecnológica advinda da engenharia oceânica fez crescer o interesse pelo estudo do VIV, agora agindo sobre cilindros com baixa razão de aspecto ($0,20 < L/D < 6,00$) e pequena razão de massa. Esta modalidade específica de VIV foi batizada de Movimento Induzido pela Emissão de Vórtices, ou *Vortex-Induced Motion* (VIM), cuja grande ocorrência tem sido identificada em plataformas oceânicas de corpo cilíndrico sujeitas à ação de grandes velocidades de correnteza, em particular, unidades flutuantes do tipo *spar* ou monocoluna.

Embora sejam caracterizadas por diâmetros da ordem de dezenas de metros, estas plataformas flutuantes apresentam baixas razões de aspecto ($1,50 < L/D < 6,00$ nas *spars* e $0,20 < L/D < 0,50$ nas monocolunas) e razões de massa muito próximas do valor unitário; parâmetros que as tornam muito suscetíveis aos movimentos induzidos pela interação fluido-estrutural no plano horizontal, com amplitudes da ordem do diâmetro característico e que, portanto, podem ter um forte impacto na vida útil dos sistemas de *riser* e amarração associados.

Ainda com relação ao cenário atual, onde os grandes campos de produção de petróleo vêm sendo explorados em lâminas d'água cada vez mais profundas, vale destacar que o fenômeno de VIM começa a causar preocupações, visto que os sistemas de amarração das unidades flutuantes tornam-se mais complacentes e caracterizados por maiores períodos naturais de movimento no plano da superfície livre. Considerando-se que a velocidade reduzida no intervalo $4 \lesssim V_r \lesssim 12$ é o parâmetro adimensional que caracteriza o regime ressonante do VIM ($V_r =$

UT_y/D , onde U refere-se a velocidade da correnteza incidente e T_y ao período natural do sistema na direção transversal à correnteza), é possível observar que, face ao aumento dos períodos naturais, menores valores da velocidade de correnteza marinha são suficientes para colocar esses sistemas oceânicos em ressonância.

Portanto, é neste contexto que se insere a presente tese, tendo como objetivo principal o estudo sistemático da fenomenologia do VIV ao redor de cilindros com baixa razão de aspecto ($0, 20 \leq L/D \leq 2, 00$) e pequena razão de massa ($m^* \leq 6$), buscando uma compreensão mais aprofundada do fenômeno de VIM em plataformas do tipo *spar* e/ou monocoluna. Além disso, cumpre ressaltar que a própria definição deste objetivo foi feita com base na pequena quantidade e pouca profundidade dos resultados a respeito do tema; portanto, com base na necessidade clara de se preencher certas lacunas de conhecimento, apontadas em momento oportuno deste texto.

De fato, ensaios de uma plataforma monocoluna em escala reduzida conduzidos pelo grupo de pesquisa do laboratório TPN – Tanque de Provas Numérico, da EPUSP – Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, mostraram que a variação na razão de aspecto é a intervenção com maior impacto sobre a resposta do VIM, corroborando a motivação desta tese. Embora esses ensaios não sejam o foco da presente investigação, uma boa síntese de seus resultados é apresentada no Apêndice A deste texto, buscando dar completude ao trabalho e prover uma maior compreensão ao leitor.

Feita a contextualização e definição do objetivo deste trabalho, seu texto principal foi estruturado em outros seis capítulos, conforme a descrição que segue.

Uma revisão bibliográfica do tema é apresentada no capítulo 2, dividida em três seções, cada qual dedicada: ao fenômeno de VIM agindo sobre plataformas cilíndricas; ao fenômeno de VIV agindo sobre cilindros livres para oscilar em 2GL; e, por fim, aos detalhes do escoamento ao redor de cilindros estacionários com baixa razão de aspecto. Esta divisão e encadeamento da revisão bibliográfica tenta apontar ao leitor os aspectos sem uma compreensão fechada e, portanto, destacar os pontos para os quais a tese buscará colaborar trazendo novos resultados, observações e conclusões.

Na sequência, os capítulos 3, 4 e 5 trazem os ensaios fundamentais do escoamento ao redor de cilindros com baixa razão de aspecto ($0, 10 \leq L/D \leq 2, 00$), todos realizados no canal de água circulante do laboratório NDF – Núcleo de Dinâmica e Fluidos, também da EPUSP; conteúdo que representa o cerne investigativo deste trabalho.

Descritos em mais detalhes, o capítulo 3 é dedicado aos ensaios de medição de forças e visualização do escoamento próximo a cilindros estacionários com baixa razão de aspecto, tendo como objetivo específico a compreensão dos efeitos tridimensionais causados pela extremidade livre dos mesmos.

O capítulo 4, por sua vez, contempla ensaios de VIV em cilindros curtos livres para oscilar com 2GL, o que permite analisar aspectos fundamentais da interação fluidodinâmica, função das razões de massa e de aspecto, particularmente com relação às amplitudes e frequências de movimento.

Ensaio de VIV com cilindros dotados de razão de massa unitária e Seis Graus de Liberdade (6GL) são apresentados e discutidos no capítulo 5, tendo como objetivo específico o entendimento de um possível mecanismo de emissão de vórtices responsável pelas forças atuantes nos cilindros curtos flutuantes.

Então, o capítulo 6 apresenta a comparação entre respostas de VIV em cilindros com baixa e alta razão de aspecto, buscando maior abrangência nas discussões, com uma mostra clara da importância de serem considerados os efeitos da extremidade livre nos cilindros e plataformas.

Finalmente, o capítulo 7 traz as principais conclusões deste trabalho, assim como os possíveis desdobramentos apontados para as próximas pesquisas do fenômeno de VIV em cilindros curtos flutuantes.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

O fenômeno de VIV advém das flutuações do campo de pressões ao redor de corpos rombudos, ocasionadas pela emissão de vórtices com a incidência de escoamento fluido. Trata-se do assunto principal desta tese, cujo embasamento teórico e caracterização fenomenológica são feitos a partir dos parágrafos que seguem.

Desde já é importante deixar claro que o descritivo contido neste capítulo é uma síntese dos aspectos mais importantes para a argumentação e discussão dos resultados presentes nos capítulos subsequentes, outros trabalhos encontrados na literatura possuem a incumbência de um detalhamento mais abrangente, como, por exemplo, os encontrados em: (SARPKAYA, 1979, 2004), (BEARMAN, 1984), (WILLIAMSON, 1996), (MENEZHINI, 2002), (WILLIAMSON; GOVARDHAN, 2004, 2008) e (GABBAI; BENAROYA, 2005).

Para efeitos práticos, nas descrições que se seguem considera-se como corpo rombudo o cilindro de seção circular e diâmetro D .

Para este cilindro, sabe-se que a emissão de vórtices depende do número de Reynolds, Re , definido segundo a equação 1:

$$Re = \frac{UD}{\nu}, \quad (1)$$

onde U diz respeito à velocidade do escoamento incidente e ν à viscosidade cinemática do fluido.

Além disso, sabe-se que, para escoamentos bidimensionais, a emissão alternada de vórtices à jusante do mesmo cilindro estacionário acontece quando $Re > 50$, formando a conhecida esteira de von Kármán, cuja característica alternada responde pelas flutuações periódicas da força de sustentação, com frequência praticamente igual àquela da própria emissão dos vórtices, f_s .

Por sua vez, esta frequência de emissão é inversamente proporcional à razão entre o diâmetro do cilindro e a velocidade do escoamento, decorrendo daí a definição do número de Strouhal, St , segundo a equação 2:

$$St = \frac{f_s D}{U} \quad (2)$$

Como é discutido mais adiante, este número de Strouhal depende de vários parâmetros adimensionais, dentre os quais destacam-se o próprio número de Reynolds e a razão de aspecto do cilindro, L/D ; esta definida como a razão entre o comprimento imerso, L , e o diâmetro do cilindro.

Outro parâmetro de importância fundamental para o fenômeno de VIV é a velocidade reduzida, V_r , definida segundo a equação 3:

$$V_r = \frac{U}{f_0 D}, \quad (3)$$

onde f_0 é frequência natural transversal do sistema em água parada.

Assim, de acordo com a fenomenologia do VIV, observa-se que o aumento da velocidade do escoamento aumenta, linearmente, a frequência de emissão dos vórtices, que implica em um número de Strouhal aproximadamente invariante para uma larga faixa de números de Reynolds.

Por outro lado, se o cilindro é livre para oscilar e o aumento da velocidade do escoamento faz com que a frequência de emissão de vórtices se iguale à frequência natural do mesmo, $f_s \cong f_0$, dá-se início ao processo de sincronização, ou *lock-in*. A partir da sincronização, mantida para uma larga faixa de velocidades reduzidas, processo “autoexcitado”, observam-se amplitudes de movimento da ordem do diâmetro do cilindro, processo “autorregulado”.

Sistemas com 1GL ou 2GL apresentam comportamentos dinâmicos distintos, este fato será discutido mais adiante. De antemão, no entanto, descreve-se apenas que a possibilidade de movimento em 2GL (nas direções transversal e longitudinal ao escoamento) é responsável por maiores amplitudes de movimento na direção transversal. Ver arranjos esquemáticos na Figura 1.

Figura 1 - Comparação entre sistemas livres para oscilar com 1GL e 2GL. [Adaptado de: (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004)].

Outro parâmetro importante para a fenomenologia do VIV é a razão entre a massa estrutural do sistema, m_s , é a massa do fluido deslocado, m_d ; parâmetro conhecido como razão de massa, m^* :

$$m^* = \frac{m_s}{m_d} \quad (4)$$

Da literatura mais adiante apresentada, sabe-se que sistemas com $m^* \leq 6$ são considerados de pequena razão de massa, caracterizados por movimentos apreciáveis nas direções transversal e longitudinal. Por outro lado, sistemas com $m^* > 6$ não apresentam distinção entre os comportamentos com 1GL ou 2GL, quanto à amplitude dos movimentos na direção transversal.

De fato, os valores de amplitude máxima de movimento estão relacionados não apenas com a razão de massa, mas com o parâmetro de massa-amortecimento, $m^*\zeta_s$, onde ζ_s diz respeito ao coeficiente de amortecimento estrutural do sistema. Assim sendo, aos maiores valores de $m^*\zeta_s$ correspondem os menores valores de amplitude máxima de movimento. Entre os principais trabalhos que investigam a influência da razão de massa e do amortecimento estão: (KHALAK; WILLIAMSON, 1996, 1997, 1999), (KLAMO; LEONARD; ROSHKO, 2006) e (GOVARDHAN; WILLIAMSON, 2006), para sistemas com 1GL; assim como (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004), (STAPPENBELT; LALJI, 2008) e (BLEVINS; COUGHRAN, 2009), para sistemas com 2GL.

Outro parâmetro importante para o fenômeno de VIV é a já mencionada razão de aspecto, L/D . De acordo com a literatura, cilindros verticais com $L/D \geq 13$ são considerados longos, ou “infinitos”, pois o escoamento ao seu redor pode ser considerado bidimensional. Já nos cilindros de baixa razão de aspecto, $L/D < 6$, os efeitos da extremidade livre influenciam fortemente o padrão de emissão de vórtices, sendo que estruturas de emissão tridimensionais passam a ter um papel importante no comportamento fluido-dinâmico. Importante ressaltar que, até o momento, a grande maioria dos estudos de escoamento ao redor de cilindros com baixa razão de aspecto tratam apenas dos cilindros estacionários, portanto, não suscetíveis ao VIV. Ademais, estudos realmente fundamentais sobre a fenomenologia do VIV atêm-se aos cilindros longos, evidenciando uma enorme lacuna de conhecimento a ser preenchida.

De uma maneira geral, o número de Reynolds pode ser considerado o parâmetro mais importante no estudo de VIV, pois caracteriza a esteira formada à jusante do cilindro. Estritamente relacionadas a este número estão todas as forças e frequências advindas da emissão de vórtices. Sob este ponto de vista, o escoamento ao redor de um cilindro estacionário pode ser dividido em três principais intervalos, a saber: o regime subcrítico, onde $300 < Re < 1,5 \times 10^5$; o regime crítico, onde $2 \times 10^5 < Re < 7 \times 10^5$; e o regime pós-crítico, onde $Re > 7 \times 10^5$. Na faixa de regime crítico encontram-se as maiores mudanças na esteira de vórtices, caracterizando uma maior dispersão dos valores de parâmetros como os coeficientes de força e o número de Strouhal; ver, por exemplo, trabalhos que discutiram a fundo essas mudanças em (WILLIAMSON, 1989, 1996) e (NORBERG, 1994, 2001, 2003). No tocante ao fenômeno de VIV em cilindros longos, verifica-se que as maiores amplitudes são encontradas para ensaios realizados com maiores números de Reynolds. Dentre os trabalhos que mostram tal comportamento, podem ser citados (GOVARDHAN; WILLIAMSON, 2006) e (RAGHAVAN; BERNITSAS,

2011), para cilindros com 1GL, e (BLEVINS; COUGHRAN, 2009), para cilindros com 2GL.

Até este ponto, tem-se tratado do fenômeno de VIV de forma fundamental. Tecnologicamente, no entanto, o VIV é estudado como um problema importante na dinâmica de estruturas como cabos de alta tensão, *risers* de produção de petróleo e gás, sistemas de amarração, pilares de pontes, chaminés de fábricas e, mais recentemente, na dinâmica de sistemas oceânicos flutuantes.

Dada a ordem de grandeza dos períodos envolvidos e o padrão de resposta, o fenômeno de VIV em sistemas oceânicos flutuantes recebeu o nome particular de VIM. Neste problema, as preocupações são os elevados movimentos no plano horizontal do sistema oceânico, advindos da interação fluido-estrutural muito semelhante à encontrada no VIV de cilindros longos. Como características particulares, o VIM tem as seguintes condições associadas:

- Por agir sobre sistemas oceânicos de grande porte, com dimensões características de dezenas de metros e correntezas marinhas típicas de $1m/s$, os números de Reynolds envolvidos são bastante elevados, $Re > 10^7$;
- Age sobre sistemas flutuantes, que apresentam razão de massa unitária, $m^* \cong 1$, ou até mesmo sobre sistemas com razão de massa inferior à unidade, a exemplo das *Tension Leg Platforms* (TLP);
- Age sobre sistemas com pequena profundidade de imersão, ou seja, baixa razão de aspecto associada;
- Age sobre sistemas com a possibilidade de se movimentar em 6GL;
- Age sobre sistemas que apresentam geometrias nem sempre regulares, com características específicas relacionadas às suas premissas de projeto, o que pode implicar em diferenças no escoamento ao redor dos sistemas flutuantes. Como exemplos, pode-se citar: as plataformas *spar* e monocoluna, que apresentam um corpo cilíndrico com baixa razão de aspecto; e as plataformas Semissubmersíveis (SS) modernas que, na maioria das vezes, apresentam um conjunto de 4 colunas ligadas por 4 pontões.

Apesar desta especificidade, pode-se afirmar que o VIM é um caso particular do VIV, pois ambos compartilham a mesma fenomenologia.

Assim sendo, antes de apresentar os resultados deste trabalho acerca do VIV ao redor de cilindros circulares com baixa razão de aspecto, e que de certa forma corroboram esta afirmação, é interessante apresentar uma revisão bibliográfica mais detalhada sobre o VIM em plataformas do tipo *spar* e monocoluna, a motivação tecnológica principal desta tese.

Além disso, por se tratar de uma investigação de cunho fundamental, também é interessante apresentar uma revisão bibliográfica sobre o VIV em cilindros com 2GL e, por fim, uma revisão acerca do escoamento ao redor de cilindros estacionários de baixa razão de aspecto. Desta forma, cria-se um arcabouço teórico para o tema e suas motivações, capazes de melhorar a compreensão dos pontos abordados por esta tese.

2.1 VIM EM PLATAFORMAS CILÍNDRICAS

Os sistemas oceânicos sujeitos ao VIM são estruturas rombudas flutuantes com comprimento imerso sujeito à ação da correnteza marinha, sendo compostos por um único corpo, caso das plataformas cilíndricas do tipo *spar* e monocoluna, ou mesmo por múltiplos corpos (colunas circulares ou de seção quadrada), caso das plataformas semissubmersível e TLP, não abordado no âmbito deste texto. Ver características gerais destas unidades na Figura 2.

Figura 2 - Principais sistemas oceânicos suscetíveis ao VIM. Plataformas do tipo: (a) semissubmersível ou TLP, (b) monocoluna, (c) classic spar, (d) truss spar e (e) cell spar. [Fonte: (FUJARRA et al., 2012)].

Conforme mencionado, os parágrafos que seguem são dedicados à apresentação dos principais resultados já conhecidos a respeito do VIM em plataformas; apenas aqueles alinhados com os objetivos da presente investigação. Cabe ressaltar, no entanto, que uma visão mais ampla sobre as principais investigações do VIM em plataformas pode ser conseguida com a leitura dos trabalhos: (GONÇALVES et al., 2012d), (FUJARRA et al., 2012) e (FUJARRA, 2013).

Como um breve histórico do problema tecnológico, pode-se dizer que o interesse pelo fenômeno de VIM teve início na década de 90, como decorrência dos projetos e instalação das primeiras plataformas *spar* no Golfo do México.

O primeiro relato do VIM em plataformas *spar* pode ser encontrado em (HALKYARD, 1991), particularmente motivado pela preocupação com a grande suscetibilidade destas unidades a este fenômeno, agravada pela geometria em coluna única com razão de aspecto variando na faixa $1 < L/D < 6$ e a ação de correntezas potencializadas pelos grandes furacões na região, conhecidas como *Loop* e *Eddy Currents*, ver Figura 3. Na ocasião, foram reportadas correntezas com até $2m/s$ de intensidade e longos períodos de duração, o que se refletiu em grandes amplitudes de movimento das *spar*s no plano da superfície livre e, portanto, trouxe for-

tes consequências para as estimativas de vida útil dos sistemas de *riser* e amarração operando nas mesmas.

Figura 3 - Loop e Eddy Currents encontradas na região do Golfo do México. [Adaptado de: (YUNG et al., 2004)].

Conforme descrito em (HUANG; CHEN; KWAN, 2003) e (SMITH et al., 2004), sabe-se hoje que a vida útil do sistema de amarração de uma plataforma *spar* submetida ao VIM pode ser reduzida em até 30%; redução ainda maior no caso do sistema de *risers*, segundo análises encontradas em (BAI et al., 2004) e (KOKKINIS et al., 2004) para plataformas *spar* e em (SAGRILO et al., 2009) para plataformas monocolunas. Assim sendo, fica claro que o estudo de VIM deve ser considerado desde as fases iniciais do dimensionamento destas estruturas.

Os primeiros experimentos de VIM em modelos reduzidos de plataformas *spar* começaram a ser realizados por volta de 1995, relatados apenas mais tarde em (MERCIER et al., 1999). Logo após, em 2000, foi depositada a primeira patente referente ao projeto de uma unidade *spar* dotada de elementos mitigadores das amplitudes de VIM, conforme descrito em (ALLEN et al., 2000). Cumpre mencionar que, embora bastante cara e de difícil construção, pois baseia-se na consideração de enormes *strakes* solidários ao casco, esta solução ainda hoje é a mais adotada.

Em 2003, como consequência da crescente preocupação no segmento oceânico de produção de petróleo e gás, um *workshop* sobre o tema VIM em plataformas *spar* foi realizado com a presença dos principais especialistas no fenômeno de VIV. Naquela oportunidade, foram levantadas as principais preocupações e estratégias de investigação no tema de VIM, convertidas nas conclusões e discussões encontradas em (MERCIER; WARD, 2003). Entre os pontos de destaque, revelou-se a necessidade de monitorações em escala real, visto que a única comparação disponível à época apontava diferenças apreciáveis entre os resultados de ensaios em escala reduzida e os medidos no sistema em operação; talvez, motivadas pela grande discre-

pância entre os números de Reynolds nestes dois casos. Outro ponto destacado, que também pode ter relação com as diferenças descritas, foi a forma simplificada como os experimentos consideraram os sistemas de *riser* e amarração, eventualmente desprezando seus efeitos de amortecimento e restauração não-lineares. Ainda assim, o *workshop* concluiu que os ensaios em escala reduzida continuariam constituindo a principal ferramenta para a consideração do VIM nas etapas iniciais do projeto de sistemas oceânicos, uma vez que os códigos numéricos ainda não haviam sido validados e, portanto, não podiam ser utilizados com confiabilidade.

A partir daquele evento, o número de publicações sobre VIM aumentou de forma expressiva, porém, grande parte delas focada na abordagem eminentemente tecnológica do problema.

Curioso destacar que, fruto deste elenco de investigações, mais recentemente chegou-se à conclusão que o VIM também é motivo de preocupação nas plataformas multicolunas de grande porte, não somente pelas amplitudes de deslocamento no plano horizontal (até 40% da largura das colunas na direção transversal ao escoamento), como também pelas amplitudes de rotação neste mesmo plano (até 5° de *yaw*); ver Figura 4 para maiores detalhes quanto à definição desses movimentos. Conforme mencionado anteriormente, este tipo de plataforma não é abordado no presente texto, mas o fenômeno de VIM nestas plataformas pode ser melhor compreendido com a leitura de (RIJKEN; LEVERETTE; DAVIES, 2004; RIJKEN; SCHUURMANS; LEVERETTE, 2011), (WAALS; PHADKE; BULTEMA, 2007) e (GONÇALVES et al., 2012c, 2013).

Figura 4 - Desenho ilustrativo que apresenta a definição dos movimentos em uma plataforma, no caso exemplo de uma semissubmersível.

Voltando à descrição do VIM em plataformas *spar*, investigações importantes também podem ser encontradas em (DIJK et al., 2003) e (FINN; MAHER; GUPTA, 2003). Nestes

trabalhos, um procedimento para a execução de experimentos em escala reduzida foi apresentado, sendo observadas amplitudes transversais máximas de até 70% do diâmetro do casco nu de uma *spar*. Entenda-se por casco nu, aquele sem a presença dos *strakes* ou outros apêndices hidrodinâmicos capazes de alterar o escoamento ao redor do corpo (ânodos de sacrifício, correntes, tubos e *fairleads*, entre outros). Na Figura 5, retirada de (DIJK et al., 2003), verificou-se a capacidade mitigadora dos *strakes* em $V_r \cong 8$. Efeito mitigador semelhante também pode ser observado na Figura 6, retirada de (FINN; MAHER; GUPTA, 2003), que compara a amplitude de movimento do casco nu de outra *spar*, com àquela associada a diferentes configurações de *strakes*.

Figura 5 - Amplitude adimensional transversal, A_y/D , como função da velocidade reduzida, V_r , para uma plataforma spar com e sem a presença de strakes. [Fonte: (DIJK et al., 2003)].

Como o VIM é identificado para sistemas com dois ou mais graus de liberdade, acoplamentos entre movimentos na direção longitudinal e transversal à correnteza são frequentemente observados, apresentando razão entre suas frequências de movimentos no plano horizontal aproximadamente igual a 2, ou seja, $f_x/f_y \cong 2$. Em decorrência desta duplicidade, trajetórias em “formato de 8” puderam ser verificadas no movimento contido no plano da superfície livre, conforme relatado em (DIJK et al., 2003), (IRANI; FINN, 2004), (WANG et al., 2009) e (ZHANG et al., 2011). Estes resultados são muito semelhantes aos encontrados nos estudos de VIV em cilindros com 2GL e pequena razão de massa, cujos principais aspectos são apontados na próxima seção desta revisão bibliográfica. Importante destacar também que o acoplamento entre movimentos transversais e longitudinais de VIM (ou VIV), amplifica dinamicamente as forças de arrasto, aumentando ainda mais os esforços solicitantes nos sistemas de riser e amarração da plataforma.

Figura 6 - Amplitude adimensional transversal, A_y/D , como função da velocidade de correnteza para uma spar com e sem a presença de diferentes tipos de strakes. [Fonte: (FINN; MAHER; GUPTA, 2003)].

Buscando evitar as grandes amplitudes e, conseqüentemente, diminuir os danos nos sistemas de riser e amarração, a partir de 2003, grande esforço também foi dedicado ao dimensionamento de *strakes* mais eficientes. Entre os principais trabalhos neste assunto, destacam-se (FINN; MAHER; GUPTA, 2003), (DIJK et al., 2003), (IRANI; FINN, 2005), (FINNIGAN; RODDIER, 2007) e (WANG et al., 2010). Segundo estes trabalhos, casos otimizados de supressores em condições específicas de incidências foram responsáveis por reduções na amplitude transversal de $0,7D$ para $0,1D$.

Figura 7 - Modelos de plataforma do tipo spar com diferentes detalhes no casco: (a) somente strakes, (b) ânodos de sacrifício e strakes, (c) correntes, dutos e strakes, e (d) correntes, dutos, ânodos de sacrifício e strakes. [Fonte: (RODDIER; FINNIGAN; LIAPIS, 2009)].

Segundo conclusão encontrada em (RODDIER; FINNIGAN; LIAPIS, 2009), no entanto, a otimização dos *strakes* não deve deixar de lado a consideração simultânea de outros eventuais apêndices do casco, que alteram em muito a eficácia daqueles; ver fotos ilustrativas dos detalhes hidrodinâmicos de um exemplo de casco na Figura 7. Desta forma, no dimensionamento dos *strakes* é recomendável ser feito um estudo detalhado quando à direção de incidência da correnteza sobre o casco; ver exemplo na Figura 8.

Figura 8 - Gráfico polar das máximas amplitudes adimensionais transversais para $Vr \leq 7$, relativas a três faixas de número de Reynolds: em DTMB, $6 \times 10^5 < Re < 2 \times 10^6$; em FT, $1 \times 10^5 < Re < 4 \times 10^5$; e em UC, $4 \times 10^4 < Re < 1 \times 10^5$). Em (a) plataforma spar somente com *strakes*, e em (b) a mesma plataforma com correntes, dutos, ânodos de sacrifício e *strakes*. [Fonte: (RODDIER; FINNIGAN; LIAPIS, 2009)].

Comparações mais recentes entre resultados experimentais e medições reais são encontradas em (YUNG et al., 2003, 2004) e (IRANI et al., 2008). De acordo com estes trabalhos, maiores amplitudes foram observadas no caso experimental, sendo aventadas as seguintes hipóteses para as diferenças: a impossibilidade de reproduzir no modelo reduzido a exatidão

dos detalhes do casco real; a impossibilidade de apurar na medição real a importância da presença concomitante de ondas e a já mencionada impossibilidade de garantir a similaridade de número de Reynolds entre o modelo reduzido e a plataforma em escala real.

Com relação ao estudo da incidência concomitante de ondas e correnteza, em (FINNIGAN; IRANI; DIJK, 2005) são encontrados os primeiros resultados a este respeito. Embora não conclusivos quanto aos efeitos das ondas sobre o VIM, os resultados mostraram que, para certas condições de mares – espectros de *Joint North Sea Wave Observation Project* (JONSWAP), as amplitudes de VIM podem diminuir substancialmente. No mesmo trabalho, no entanto, foi relatada outra condição de excitação concomitante de ondas e correnteza em que não se verificaram diferenças substanciais. Cumpre destacar que trabalhos fundamentais sobre a excitação concomitante de ondas e correnteza ainda não são encontrados na literatura, o que faz deste tema um assunto em aberto.

Por sua vez, a influência específica do número de Reynolds foi foco das investigações encontradas em (FINNIGAN; RODDIER, 2007) e (RODDIER; FINNIGAN; LIAPIS, 2009). Em (RODDIER; FINNIGAN; LIAPIS, 2009), por exemplo, três diferentes faixas de números de Reynolds foram ensaiadas: a subcrítica, a crítica e a pós-crítica. Os resultados revelaram que ensaios realizados na região de regime subcrítico foram conservadores, ou seja, apresentaram maiores amplitudes quando comparados com ensaios realizados na região de regime pós-crítico; ver Figura 8. Este resultado, portanto, reitera a ideia de que os experimentos em escala reduzida podem ser utilizados em fases iniciais de projeto para avaliação do VIM em plataformas do tipo *spar*.

O trabalho (WANG et al., 2009) é bastante importante para o objetivo deste texto, pois é um dos poucos encontrados na literatura aberta que investiga o VIM em um cilindro rígido e liso com razão de aspecto $L/D = 2,4$. Segundo seus resultados, ensaios com velocidades reduzidas abaixo de 7 revelaram máximas amplitudes adimensionais transversais de $0,8D$, bastante similares aos resultados das *spars* sem *strakes*. Este resultado será melhor explorado no capítulo 6, mas por ora, dá mostra da pertinência em se estudar o VIM em plataformas *spar* e monocoluna com base em experimentos fundamentais de cilindros lisos com baixa razão de aspecto.

Com relação às plataformas monocolunas, os primeiros ensaios de VIM foram realizados em 2005, pelo TPN-EPUSP, no IPT – Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Estado de São Paulo. Naquela oportunidade, a plataforma ensaiada foi a Monocoluna para operação no Golfo do México (MonoGoM) – ver detalhes sobre as monocolunas em (GONÇALVES et al., 2009), tendo sido projetada para operar no Golfo do México com razão de aspecto muito baixa, $L/D \leq 0,4$. Os resultados publicados em (CUEVA et al., 2006) mostraram amplitudes máximas de movimento transversal da ordem de $1D$, mesmo para casos com $L/D \cong 0,4$.

Este fato despertou no grupo de pesquisa do TPN-EPUSP o interesse pela investigação dos impactos da razão de aspecto no VIM, visto imaginar-se até aquela oportunidade que os efeitos tridimensionais devidos à extremidade livre seriam tão grandes que mitigariam o fenômeno de VIM; ver exemplo de resultados na Figura 9.

Importante destacar que plataformas *spar* não possuem capacidade de armazenamento expressiva e, por essa razão, nunca despertaram a necessidade de investigação quanto aos efeitos da variação da condição de calado. As plataformas monocoluna, por outro lado, podem operar em diferentes condições de calado, muito baixas: $L/D < 0,4$, e mesmo assim apresentar respostas de VIM apreciáveis, conforme pode ser visto em detalhes nos resultados encontrados em (FUJARRA et al., 2007). De acordo com este trabalho, a diminuição da razão de aspecto, ou diminuição do calado devido à mudança da condição de carregamento, provocou a diminuição das amplitudes transversais de VIM.

Em 2008, já no âmbito deste programa de doutorado, foram repetidos os ensaios com a plataforma MonoGoM, desta vez no tanque de reboque do *National Maritime Research Institute* (NMRI), Japão. A ideia dos ensaios foi confirmar a existência do fenômeno de VIM com base em modelo confeccionado segundo um fator de escala menor, ou seja, em condições de número de Reynolds superiores, comparação apresentada e discutida em (GONÇALVES et al., 2012a). Estes experimentos motivaram uma campanha subsequente de ensaios com base no modelo da plataforma Monocoluna para operação na Bacia de Campos (MonoBR); campanha esta, ainda mais detalhada.

Os ensaios com a plataforma MonoBR tiveram como objetivo melhor compreender o fenômeno de VIM em plataformas monocolunas, particularmente no que tange à influência: de apêndices hidrodinâmicos do casco; da inclusão de amortecimento externo; da excitação simultânea de ondas e correnteza; da inclusão de supressores de movimento; e, finalmente, da variação das condições de carregamento, ou mudança na razão de aspecto. Todos os detalhes destes resultados podem ser acessados em (GONÇALVES et al., 2010), e encontram-se sintetizados no Apêndice - A desta tese.

No que tange ao estudo da razão de aspecto, duas condições de calado foram verificadas nos trabalhos com a plataforma MonoBR, $L/D = 0,39$ e $L/D = 0,21$. De acordo com os resultados da Figura 9, foi confirmado o decréscimo das amplitudes adimensionais transversais com a diminuição da razão de aspecto.

Também no caso das monocolunas, há pouco material disponível quanto à excitação concomitante de ondas e correnteza. Os trabalhos de (GONÇALVES et al., 2010) e (SAITO et al., 2012) estudaram este problema, mas sem uma conclusão de ordem geral.

Finalmente, há que se ressaltar que estudos numéricos baseados nas técnicas de *Computational Fluid Dynamics* (CFD) também têm sido realizados para a investigação do VIM nas

Figura 9 - Amplitudes adimensionais transversais, A_y/D , como função da velocidade reduzida, V_r , para as plataformas do tipo monocoluna.

unidades flutuantes, exemplos em (LACERDA, 2007, 2011) e (ROSETTI et al., 2011). Tais estudos vêm sendo úteis em etapas preliminares de projeto, porém, são ainda dependentes de um continuado processo de Verificação e Validação (V&V).

A próxima seção adentra o campo da abordagem fundamental do fenômeno de VIV em cilindros com 2GL, com a intenção de se estabelecer conexão direta entre os estudos tecnológicos de VIM em modelos reduzidos de plataformas flutuantes e os estudos científicos baseados em cilindros com baixa razão de aspecto e com pequena razão de massa.

2.2 VIV EM CILINDRO LIVRE PARA OSCILAR COM 2GL

Os primeiros trabalhos que discutiram o estudo do VIV em cilindros longos com 2GL são da década de 70, dentre os quais se destacam (WOOTTON et al., 1972) e (KING, 1974). A motivação destes trabalhos foi a demanda pela construção de estruturas cilíndricas sujeitas à correnteza marinha, no caso pilares de pontes que, em sua fase de construção, funcionam como colunas engastadas ao fundo na condição de balanço. Neste problema, a presença de movimentos na direção longitudinal à correnteza, associados aos movimentos transversais usuais, pode diminuir consideravelmente a vida útil destas estruturas.

Um estudo de caráter menos tecnológico, considerando o acoplamento entre movimentos nas duas direções, é encontrado em (CHEN; JENDRZEJCZYK, 1979), conduzido a partir de ensaios de um cilindro em balanço. Este trabalho possibilitou a verificação de duas faixas de sincronização do movimento, nas quais a frequência de oscilação era muito próxima à frequência de emissão de vórtices. A primeira faixa, identificada em $2,5 < V_r < 4,5$, mostrou-se relacionada com os movimentos na direção longitudinal, enquanto a segunda, identificada em $5,0 < V_r < 7,0$, teve relação predominante com os movimentos na direção transversal.

Em (MOE; WU, 1990) foram apresentadas as primeiras comparações entre ensaios de cilindros realizados com 1GL e 2GL em canal de água circulante, tendo como foco a medição das amplitudes de VIV, bem como as forças hidrodinâmicas transversais ao escoamento. Maiores amplitudes transversais foram observadas quando o cilindro era livre para oscilar com 2GL. De acordo com os autores, trajetórias em “formato de 8” foram observadas para o cilindro com 2GL, assim como maiores irregularidades nas forças de sustentação.

Resultados similares foram obtidos por (SARPKAYA, 1995), onde não apenas foram comparadas as amplitudes e forças relacionadas aos cilindros com 1GL e 2GL, mas também apresentados e discutidos ensaios com variação da razão entre as frequências naturais nas duas direções, f_{0x}/f_{0y} . De acordo com esse trabalho, a amplitude transversal máxima era cerca de 19% maior no cilindro com 2GL, quando $f_{0x}/f_{0y} \sim 1$, ver Figura 10. Este fato aconteceu em velocidade reduzida $V_r \cong 7,0$ para o cilindro com 2GL, contra $V_r \cong 6,0$ para o mesmo cilindro com apenas 1GL. Além disso, (SARPKAYA, 1995) também apresentou resultados para $f_{0x}/f_{0y} \sim 2$, segundo os quais, amplitude máxima transversal ocorreu para valores de $V_r \cong 9,5$, mostrando que, além do acoplamento, a razão entre frequências naturais nas duas direções também era importante para o problema.

Um parâmetro não discutido nos experimentos de Sarpkaya, mas que posteriormente mostrou-se de extrema importância foi a razão de massa. Inicialmente, o fenômeno de VIV era estudado em cabos de energia em oscilação livre no ar, problemas de aeronáutica e pilares de sustentação de pontes sujeitos à correnteza marinha; todos problemas caracterizados por grandes

Figura 10 - Amplitude adimensional transversal para um cilindro horizontal com $L/D > 9$, elasticamente suportado com 1GL e 2GL com variação da razão entre frequências naturais nas direções longitudinal e transversal. [Fonte: (SARPKAYA, 1995)].

valores de razão de massa, $m^* \gg 6$. Com a demanda maior por sistemas oceânicos sujeitos ao fenômeno de VIV, como *risers* e plataformas flutuantes que geralmente são caracterizados por pequenas razões de massa, $m^* < 6$, a importância deste parâmetro começou a ser estudada em profundidade. Como exemplo, no trabalho de (KHALAK; WILLIAMSON, 1997) foi estudada a importância da razão de massa no VIV de cilindros com 1GL. Como principais pontos, observou-se que o formato da curva de resposta e a faixa de excitação do fenômeno de VIV dependiam de m^* . Um pouco mais tarde, estudo complementar com relação à variação da razão de massa foi realizado por (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004) para cilindros com 2GL, cujas conclusões são discutidas mais adiante.

Mais recentemente, (PESCE; FUJARRA, 2000) observaram os mesmos comportamentos destacados por (SARPKAYA, 1995), a partir de ensaios de um cilindro flexível longo e em balanço, rebocado em tanque de provas. Quando comparados com os do cilindro dotado de 1GL, os resultados para o cilindro com $m^* = 2,36$ e 2GL mostraram diferenças 50% maiores nos valores das máximas amplitudes transversais. A existência de um salto nas amplitudes de resposta transversal e trajetórias em “formato de 8” foram verificados na faixa de $6,5 < V_r < 8,0$, ressaltando a importância dos 2GL em sistemas com pequena razão de massa, assim como a existência de um novo ramo de resposta para este caso. Este salto na curva de amplitudes foi confirmado posteriormente, em (FUJARRA et al., 2001) e (PESCE; FUJARRA, 2005), devidamente caracterizado como *Super-upper branch* (SU) em (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004).

Para a melhor compreensão da influência da razão de massa, do amortecimento e dos 2GL

no fenômeno de VIV, (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2003, 2004) iniciaram um longo estudo fundamental sistemático. Experimentos em canal de água circulante foram conduzidos com cilindros dotados de 1GL e 2GL, variando a razão de massa entre $1,5 < m^* < 25,0$. Dois comportamentos distintos foram identificados: o primeiro em uma região de $m^* > 6$ (valores de razão de massa de moderado a grande), e a segunda em uma região de $m^* \leq 6$ (pequenos valores de razão de massa). Na primeira região, os comportamentos dos cilindros com 1GL e 2GL foram similares em termos de amplitudes na direção transversal, ver Figura 11. Na segunda região, observou-se o acoplamento entre os movimentos nas direções longitudinal e transversal, principalmente na faixa de $5,5 < V_r < 8,0$ que definitivamente caracterizou o ramo SU. Absolutamente estável, este ramo apresentou amplitudes máximas na direção transversal da ordem de $1,5D$, consequência da formação de uma trinca de vórtices a cada meio ciclo de oscilação, denominado modo “2T” de emissão.

Figura 11 - Comparação entre amplitudes adimensionais transversais e longitudinais, e frequência de oscilação transversal, para um cilindro vertical montado em base elástica, caracterizado por $m^*=7$, $L/D=10$ e livre para oscilar em 1GL (círculos preenchidos na cor preta) e 2 GL (círculo preenchidos na cor branca). [Fonte: (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004)].

Análogo ao que foi feito para caso com 1GL, em (GOVARDHAN; WILLIAMSON, 2000) e (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004) foram definidos cinco ramos distintos de comportamento para o caso com 2GL e pequena razão de massa; resultados apresentados nas Figuras 12 e 13. Os dois primeiros ramos, denominados *Assymmetric shedding branch* (AS) e *Symmetric shedding branch* (SS), são relacionados à ressonância do movimento na direção longitudinal, respectivamente associada às emissões assimétricas e simétricas de vórtices. No terceiro ramo, denominado *Initial branch* (I), somente movimentos na direção transversal são observados. No ramo SU, observado apenas para cilindros com 2GL e $m^* < 6$, a frequência longitudinal é o dobro da frequência transversal; relação semelhante àquela identificada no *Upper branch* (U) de cilindros com 2GL e $m^* > 6$. Por último, o *Lower branch* (L) é o ramo caracterizado pela queda abrupta das amplitudes em ambas as direções e pela perda da sincronização da emissão de vórtices com a oscilação do sistema.

Figura 12 - Amplitudes características de movimentos nas direções transversal e longitudinal, e frequência de oscilação característica na direção transversal, para cilindro vertical montado em base elástica com $m^*=2,6$ e $L/D=10$, livre para oscilar com 2GL. [Fonte: (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004)].

Figura 13 - Trajetórias no plano – XY para cilindro vertical com $L/D=10$, montado em base elástica com $m^*=2, 6$ e $2GL$. [Fonte: (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004)].

Ainda no mesmo trabalho, análogo ao que havia sido feito para cilindros com $1GL$, em (GOVARDHAN; WILLIAMSON, 2002, 2004) um valor de razão de massa crítica foi proposto para o sistema com $2GL$. A razão de massa crítica é o parâmetro abaixo do qual as amplitudes transversais persistem para grandes valores da velocidade reduzida, ou seja, não há a presença do *lower branch*. Este mesmo comportamento foi verificado posteriormente para cilindros pivotados com $2GL$, ver (FLEMMING; WILLIAMSON, 2005), (LEONG; WEI, 2008) e (FREIRE; KORKISCHKO; MENEGHINI, 2011).

Em (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004) foram apresentados coeficientes de força de arrasto, C_x , e de sustentação, C_y , para cilindro vertical com $L/D=10$, montado em base elástica com $m^*=2, 6$ e $2GL$. Como pode ser visto na Figura 14, os coeficientes de força apresentaram comportamentos distintos para cada ramo de movimento característico descrito anteriormente. Pôde-se verificar a existência de um valor máximo de C_y em $V_r \cong 6$, velocidade reduzida acima da qual, observou-se um decréscimo praticamente linear deste coeficientes. Além disso, o ponto de máxima força de sustentação coincidiu com a mudança no comportamento da frequência de oscilação transversal, f_y . Já na região do *lower branch*, verificou-se a diminuição abrupta dos coeficientes de força, resultado esperado, uma vez que os movimentos neste ramo diminuem em amplitude.

Como continuidade dos estudos dos cilindros livres para oscilar com $2GL$, um grupo de pes-

Figura 14 - Coeficientes de força para cilindro vertical com $L/D=10$, montado em base elástica com $m^*=2,6$ e $2GL$. [Fonte: (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004)].

quisa do *Massachusetts Institute of Technology* (MIT) realizou extenso trabalho para verificar a influência da relação entre as frequências naturais nas direções longitudinal e transversal, f_{0x}/f_{0y} . Como pode ser visto nas publicações de (DAHL; HOVER; TRIANTAFYLLOU, 2006; DAHL et al., 2007; DAHL; HOVER; TRIANTAFYLLOU, 2010), onde cilindros rígidos montados em base elástica de pequeno amortecimento estrutural foram ensaiados variando-se a razão entre frequências naturais no intervalo $1,0 \leq f_{0x}/f_{0y} \leq 2,0$. Os resultados mostraram que, associado ao aumento da relação f_{0x}/f_{0y} , o máximo valor de amplitude transversal aconteceu em velocidades reduzidas maiores, o que confirmou resultados anteriormente apresentados por (SARPKAYA, 1995), (FUJARRA et al., 2001) e (PESCE; FUJARRA, 2002). Outra conclusão interessante apresentada foi que o formato da trajetória no *plano* – XY altera-se com a variação de f_{0x}/f_{0y} . Isto se deveu à mudança de fase entre os movimentos nos diferentes

valores de restauração em cada direção. Investigação similar também foi conduzida por (SANCHIS, 2009), onde se variou a razão entre frequências naturais na faixa $0,5 < f_{0x}/f_{0y} < 1,5$. Como conclusão complementar aos trabalhos anteriores, observou-se que o comportamento para $f_{0x}/f_{0y} < 1,0$ foi similar ao observado para $f_{0x}/f_{0y} \cong 1,0$.

De maneira a confirmar a existência do ramo SU, (STAPPENBELT; LALJI; TAN, 2007), (STAPPENBELT; O'NEILL, 2007) e (STAPPENBELT; LALJI, 2008) realizaram uma série de ensaios de cilindros dotados de 1GL e 2GL, variando a razão de massa no intervalo $2,36 \leq m^* \leq 12,96$ e também o coeficiente de amortecimento no intervalo $0,014 \leq m^*\zeta \leq 0,078$. Das comparações, os autores chegaram à conclusão que o valor crítico abaixo do qual o ramo SU pode acontecer era $m^*\zeta = 0,066$. Esta observação complementa aquela proposta por (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004), baseada apenas na razão de massa, $m^* \cong 6$. De fato, em (STAPPENBELT; LALJI, 2008) foi registrada a existência do ramo SU para casos de $m^* = 8,76$ e, por outro lado, os comportamentos de cilindros dotados de 1GL e 2GL foram similares a partir de $m^*\zeta = 0,078$.

Recentemente, foram publicados resultados mais abrangentes em (BLEVINS; COUGHRAN, 2009), contendo prova simultânea da influência dos parâmetros do VIV em cilindros com 1GL e 2GL: razão de massa ($1 \leq m^* \leq 11$), amortecimento estrutural ($0,002 \leq \zeta_s \leq 0,400$) e número de Reynolds ($Re < 1,5 \times 10^5$). Os principais resultados podem ser destacados da seguinte forma: para cilindros com a mesma razão de massa, $m^* = 3,2$, o aumento do amortecimento implicou em menores amplitudes de oscilação em ambas as direções de oscilação; a diminuição da razão de massa para um mesmo valor de amortecimento mostrou o aumento das amplitudes para cilindros com $m^* > 1$, assim como apresentado em (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004), ver Figura 16.

No contexto do presente trabalho, o mais interessante dos resultados apresentados por (BLEVINS; COUGHRAN, 2009) diz respeito ao cilindro com $m^* = 1$, $\zeta = 0,063$, $L/D > 13$ e 2GL. Contrário à intuição, os valores máximos de amplitude para este caso foram menores que aqueles para valores superiores de razão de massa, não sendo verificada a queda de amplitude com o aumento da velocidade reduzida, ou seja, não existindo *lower branch*. No entanto, nenhuma explicação foi dada para este comportamento dinâmico, embora a condição de razão de massa unitária seja de grande interesse para as plataformas flutuantes. Mais adiante, capítulo 4, resultado semelhante será observado para os cilindros com baixa razão de aspecto e discutido com relação ao balanço de energia nos movimentos dos cilindros com 2GL, tentativa original de explicação para o mesmo.

Atualmente, o estudo de cilindros com 2GL tem se voltado às aplicações tecnológicas. Como exemplos de investigação desta natureza podem ser citados os trabalhos com supressores de movimentos encontrados em (ASSI; BEARMAN; KITNEY, 2009) e trabalhos com cilindros

Figura 15 - Amplitudes características de movimento nas direções longitudinal e transversal, e frequência de oscilação característica na direção transversal, para cilindro vertical montado em base elástica com $m^* = 5,4$ e $L/D = 17,8$, livre para oscilar com $2GL$, variando-se o amortecimento estrutural. [Fonte: (BLEVINS; COUGHRAN, 2009)].

Figura 16 - Amplitudes características de movimento na direção transversal, para cilindro vertical montado em base elástica com $m^* = 20,8$; $5,4$; $2,6$ e $1,0$ e $L/D = 17,8$, livre para oscilar com $2GL$. [Fonte: (BLEVINS; COUGHRAN, 2009)].

inclinados encontrados em (FRANZINI et al., 2009, 2010) e (FRANZINI, 2012). Além destes, a influência de sistemas complexos de amarrações não-lineares (do tipo gradualmente enrijecida) no VIV foram investigados em (STAPPENBELT, 2011), cujos resultados mostraram que ensaios de sistemas de amarração lineares são em geral conservativos.

Para um entendimento geral, as principais investigações com cilindros dotados de 2GL são sintetizadas nas Tabelas 1 e 2 no final deste capítulo, destacando-se suas principais características em termos dos parâmetros m^* , L/D , $m^*\zeta_s$ e Re , bem como do aparato experimental utilizado. Interessante notar que todos os estudos estão relacionados a cilindros de alta razão de aspecto, $L/D > 6$.

Com base neste levantamento, comprova-se que a investigação de VIV em cilindros com baixa razão de aspecto é um assunto em aberto, o que dá suporte aos objetivos traçados para esta tese.

Em (MORSE; GOVARDHAN; WILLIAMSON, 2008) pode ser encontrado um estudo fundamental dos efeitos de diferentes condições de extremidade livre em cilindros com 1GL, sujeitos ao VIV. Os autores mostraram que o comportamento de um cilindro com $L/D = 8$ e extremidade livre (ausência de efeitos relacionados a camada limite no fundo do canal) foi diferente daquele para cilindros considerados sem efeitos de extremidade livre, ou seja, onde o escoamento pode ser considerado bidimensional. A principal diferença verificada foi em relação ao número de Strouhal médio, que para o cilindro com a extremidade livre foi menor em relação aos casos bidimensionais testados. Este mesmo resultado já havia sido relatado para cilindros estacionários com baixa razão de aspecto e sob efeito da extremidade livre. Além disso, sabe-se também que o impacto direto da alteração do número de Strouhal é a mudança da curva de amplitude de VIV para valores mais altos de velocidade reduzida, como pode ser verificado na Figura 17. Este resultado será revisitado mais adiante nesta tese.

Por sua vez, em (BHATT; STAPPENBELT, 2007) foram ensaiados cilindros com $2 < L/D < 18$ e 1GL. Este estudo, no entanto, mostrou-se falho, pois a razão de massa dos experimentos não foi mantida constante, permitindo depreender que a queda de amplitude apresentada nesse trabalho deveu-se mais ao aumento da razão de massa do que ao efeito da razão de aspecto. Em (RAHMAN; THIAGARAJAN, 2013) o mesmo grupo de pesquisa refez os ensaios, agora para cilindros com $0,5 \leq L/D \leq 13,0$ e parâmetro de razão de massa constante, $m^* = 2,6$. Os resultados mostraram uma queda de amplitude máxima de oscilação com a diminuição da razão de aspecto, ver Figura 18. Além disso, identificaram um decréscimo do número de Strouhal com a diminuição da razão de aspecto; $St < 0.15$ para todos os casos.

Figura 17 - Comparação entre amplitudes adimensionais e frequências transversais para cilindro vertical montado em base elástica com $m^*=9,3$ e $L/D=8$, livre para oscilar com $1GL$, na presença ou não de end-plate (extremidade livre). [Fonte: (MORSE; GOVARDHAN; WILLIAMSON, 2008)].

Figura 18 - Amplitudes adimensionais transversais para cilindros verticais com $1GL$, montados em base elástica com $m^* = 2,60$ e $0,50 \leq L/D \leq 13,00$. [Fonte: (RAHMAN; THIAGARAJAN, 2013)].

O único trabalho de VIV encontrado em cilindros com 2GL e baixa razão de aspecto foi apresentado por (SOMEYA et al., 2010). Embora considere um cilindro de $L/D = 5$ montado em base elástica, a faixa de velocidades reduzidas ensaiadas foi muito estreita, $1,8 < V_r < 4,0$, o que não permitiu a apresentação de conclusões importantes. Além disso, a extremidade livre do cilindro foi mantida a apenas $2mm$ do fundo do canal, o que não permitiu o desenvolvimento completo das estruturas tridimensionais de vorticidades emitidas da extremidade livre do cilindro. Ainda assim, o trabalho levantou a necessidade do estudo do fenômeno de VIV em cilindros com efeitos de extremidade livre, como pode ser visto no desenho esquemático da Figura 19.

Figura 19 - Desenho esquemático mostrando a emissão de vórtices ao redor de um cilindro com efeito da extremidade livre. [Fonte: (SOMEYA et al., 2010)].

A próxima seção desta revisão é dedicada ao escoamento ao redor de cilindros estacionários com baixa razão de aspecto, buscando proporcionar um melhor entendimento acerca dos efeitos tridimensionais que partem da extremidade livre.

2.3 ESCOAMENTO AO REDOR DE CILINDRO ESTACIONÁRIO COM BAIXA RAZÃO DE ASPECTO

Há muito tempo o escoamento ao redor de cilindros é motivo de estudos, visando compreender as estruturas complexas do escoamento próximo. A maioria dos trabalhos concentra-se no estudo dos cilindros longos, para os quais se pode simplificar o modelo do escoamento, considerado bidimensional por aproximação, ou seja, praticamente invariante ao longo do comprimento.

Nos cilindros longos em regimes de escoamento com números de Reynolds altos, uma esteira de vórtices é observada e caracterizada por uma frequência bem estabelecida de liberação, a esteira de von Kármán.

Em aplicações tecnológicas, no entanto, nem todos os cilindros podem ser considerados longos, já que apresentam uma extremidade livre sujeita ao escoamento incidente. Exemplos destas aplicações são as torres de chaminés industriais, as partes de aeronaves e submarinos, e mesmo as plataformas *spar* e monocoluna. Para estes exemplos, considerados cilindros de baixa razão de aspecto, o escoamento ao redor da extremidade livre é fortemente tridimensional, ver (SUMNER, 2013).

Neste contexto, o estudo do escoamento ao redor de cilindros estacionários é importante para se entender as estruturas formadas junto aos cilindros livres. Segundo a abordagem estacionária, dois ramos de estudo do cilindro com uma das extremidades livre são encontrados na literatura. O primeiro ramo, apresentado em maior quantidade, diz respeito a cilindros fixados à uma superfície estacionária; ou seja, imersos na camada limite da mesma. Já no segundo ramo, os cilindros estacionários perfuram a superfície livre ar-água, ou seja, apresentam condições de contorno que se alteram com o regime de escoamento.

Na Figura 20 é apresentado um esquema típico dos ensaios de cilindros estacionários fixados à uma superfície estacionária. Nesta situação, cada cilindro ensaiado encontra-se totalmente imerso e com uma parte considerável do seu comprimento na camada limite do escoamento junto à superfície de fixação. Naturalmente, a espessura dessa camada limite, δ , influencia o escoamento e pode alterar as estruturas vorticais formadas junto ao cilindro.

Já no caso do cilindro estacionário que perfura a superfície livre tem-se outras preocupações, Figura 21. O problema da espessura da camada limite junto às superfícies próximas (paredes da infraestrutura experimental) pode ser contornado posicionando o cilindro a uma distância suficientemente grande das mesmas, superior às espessuras das respectivas camadas limites. Ainda assim, têm-se outros dois problemas associados, quais sejam a formação de uma região de elevação da superfície livre à montante do cilindro (de altura D_1 em relação ao nível do líquido sem velocidade de escoamento) e a formação de uma região de depressão da superfície

livre à jusante do cilindro (de altura L_0 também em relação ao nível do líquido sem velocidade de escoamento). Este mecanismo de modificação da superfície livre dá origem à geração de ondas, comportamento relacionado ao número de Froude discutido adiante.

Figura 20 - Cilindro estacionário apoiado no fundo de uma infraestrutura experimental e imerso na camada limite do escoamento junto à superfície de fixação. [Fonte: (SUMNER; HESELTINE; DANSEREAU, 2004)].

Figura 21 - Cilindro estacionário perfurando a superfície livre com elevação, a montante, e depressão, a jusante. [Fonte: (CHAPLIN; TEIGEN, 2003)].

Embora a investigação do escoamento próximo ao cilindro com baixa razão de aspecto pareça importante, a quantidade de trabalhos a seu respeito na literatura é bastante limitada, como mostra a Tabela 3, final deste capítulo, onde são listados todos os trabalhos encontrados que trataram cilindros estacionários com razão de aspecto $L/D < 10$. Note que os ensaios realizados nesta tese de doutorado já fazem parte da tabela e distinguem-se dos demais por tratarem de valores ainda menores de razão de aspecto, $L/D \leq 2$, e por apresentarem condição de contorno que perfura a superfície livre. Importante ressaltar que, exceção feita ao trabalho

de (HAY, 1947), todos os demais trabalhos encontrados trataram de cilindros estacionários fixados à uma superfície plana e imersos em camada limite. Os parágrafos que se seguem apresentam os principais aspectos fenomenológicos colhidos com base nestes trabalhos.

Alguns autores estudaram o efeito da redução da razão de aspecto no fenômeno de emissão de vórtices e nas forças de arrasto. Em (OKAMOTO; YAGITA, 1973), por exemplo, foram realizadas medições do campo de pressões ao redor de cilindros com $1,0 < L/D < 12,5$, verificando-se que o coeficiente de arrasto, C_x , decresceu com a diminuição da razão de aspecto. Neste mesmo trabalho, também se notou que o padrão de emissão alternado de vórtices, esteira de von Kármán, não existiu para $L/D \leq 6$, pois os efeitos da extremidade livre foram tão intensos que acabaram afetando até mesmo o escoamento junto à base do cilindro.

Em (FARIVAR, 1981) foram realizados ensaios de cilindros com $2,78 < L/D < 15,00$, verificando-se que a frequência de emissão de vórtices, f_s (ou o número de Strouhal, $St = f_s D/U$), diminuiu com a proximidade da extremidade livre. Resultado similar foi apresentado em (FOX; WEST, 1993) para um cilindro com $L/D = 30$.

Em (AYOUB; KARAMCHETI, 1982), por sua vez, foram realizados ensaios para a medição da pressão na superfície do cilindro e das flutuações de velocidade na esteira próxima. Os resultados mostraram que existe uma região de emissão de vórtices próxima à extremidade livre totalmente diferente da que ocorre no restante do cilindro.

Da mesma forma que (OKAMOTO; YAGITA, 1973), (KAWAMURA et al., 1984) testaram cilindros com $1 < L/D < 8$, realizando visualizações de escoamento, medições de velocidade com anemômetros de fio quente e medições dos campos de pressões; todas para verificar a influência da razão de aspecto no C_x . Comparando com o caso de um cilindro longo, os autores atribuíram a redução do C_x à mudança do ponto de separação ao redor da circunferência do cilindro, que ocorreu mais cedo (mais à montante) para o cilindro com baixa razão de aspecto. Esta ocorrência foi atribuída ao aumento de pressão na base, à jusante do cilindro, devido à região de recirculação formada pela extremidade livre. (KAWAMURA et al., 1984) ainda propuseram dois modelos de escoamento para cilindros com baixa razão de aspecto como pode ser verificado na Figura 22. Além disso, os autores propuseram que exista um valor de razão de aspecto crítico, L/D_{crit} , abaixo do qual a esteira de von Kármán deixa de existir, restando apenas as estruturas formadas no topo e nas laterais da extremidade livre, naquele trabalho denominadas por *trailing vortex*. A característica principal do *trailing vortex* é possuir vorticidade no plano vertical à jusante do cilindro, com direção de convecção similar ao escoamento principal. Outros autores, como (SAKAMOTO; ARIE, 1983) e (PATTENDEN; TURNOCK; ZHANG, 2005), atribuíram denominação mais específica aos vórtices formados junto à extremidade livre do cilindro: *tip vortex*, ou vórtices de ponta, para os formados na

superfície plana; e *trailing vortex*, para os formados na aresta da mesma. Ver também exemplos deste modelo de escoamento na Figura 25.

Figura 22 - Modelos de escoamento ao redor de cilindros estacionários com baixa razão de aspecto: (a) $L/D > L/D_{crit}$ e, (b) $L/D < L/D_{crit}$. [Fonte: (KAWAMURA et al., 1984)].

(SAKAMOTO; ARIE, 1983) investigaram o efeito da razão de aspecto e da espessura da camada limite na frequência de emissão de vórtices à jusante do cilindro; rever Figura 20. Os autores mostraram que a frequência de emissão de vórtices e a razão de aspecto relacionam-se por uma lei de potências, e que para o cilindro com $L/D = 2,5$ o padrão de emissão de vórtices alterou-se do tipo alternado, esteira de von Kármán, para o padrão simétrico do tipo arco. Ver Figura 23 com os esquemas dos padrões de emissão de vórtices no plano horizontal.

Por outro lado, em (BABAN; SO, 1991a, 1991b), ensaios de cilindros com razões de aspecto variando na faixa $1 \leq L/D \leq 2$ mostraram que foi possível verificar uma frequência dominante de emissão de vórtices mesmo para a menor razão de aspecto e que a região de recirculação à jusante do cilindro no plano vertical esteve sempre presente. Adicionalmente, em (OKAMOTO; SUNABASHIRI, 1992), foi observada a mudança do modo de emissão de vórtices assimétrico para simétrico em $L/D = 4$ e que o pico do espectro de potência para determinação de f_s era largo, reflexo de uma correlação não muito boa desta emissão.

Dois modelos de escoamento foram apresentados em (LEE, 1997) para ensaios com cilindros dotados de $1 < L/D < 15$, ver 24. A maior diferença observada com relação ao que já se sabia até aquela oportunidade, diz respeito aos casos com $L/D < L/D_{crit}$, para os quais o autor propôs a formação de um tubo de vórtice único recobrindo os cilindros. Como será visto mais adiante, este modelo também é parecido com a liberação de vórtices ao redor de corpos semiesféricos.

Figura 23 - Esquema de padrão de emissão de vórtices formado a jusante de um cilindro no plano horizontal. [Fonte: (SAKAMOTO; ARIE, 1983)].

Figura 24 - Modelos de escoamento ao redor de cilindros estacionários com baixa razão de aspecto: (a) $L/D > L/D_{crit}$ e, (b) $L/D < L/D_{crit}$. [Fonte: (LEE, 1997)].

O formato da extremidade livre do cilindro também mostrou influência na emissão de vórtices. Em (LEDER, 2003) e (PARK; LEE, 2004) foram mostradas mudanças na intensidade de vorticidade no plano horizontal, respectivamente para um cilindro de $L/D = 2$ e cilindros com $6 < L/D < 13$, em ambos os trabalhos provocadas por extremidades planas ou semiesféricas.

Em (SUMNER; HESELTINE; DANSEREAU, 2004) foram apresentadas medições da esteira à jusante de cilindros com razões de aspecto $L/D = 3, 5$ e 9 , segundo as quais mostrou-se o desenvolvimento de vórtices de ponta que apresentam rotação no plano vertical e estruturas do tipo ferradura na base do cilindro; estruturas essas que introduziram tridimensionalidade na esteira de vórtices. Também segundo os mesmos autores, o padrão de emissão de vórtices para o cilindro com $L/D = 3$ mostrou-se diferente; o que vai ao encontro aos resultados das investigações precedentes.

Mais recentemente, em (PATTENDEN; TURNOCK; ZHANG, 2005), foi proposta uma descrição topológica mais detalhada dos vórtices ao redor dos cilindros estacionários de baixa razão de aspecto. Conforme esquematizado na Figura 25, os autores sugeriram a existência de:

uma região de vórtices em ferradura próxima à superfície de fixação; uma região de separação na extremidade livre do cilindro; e outra região de separação nas laterais do cilindro, junto à aresta livre. Ainda no mesmo trabalho, os autores estudaram um cilindro com $L/D = 1$ e por intermédio de visualizações de escoamento, técnica de *Particle Image Velocimetry* (PIV), bem como a partir de medições do campo de pressão próximo, comprovaram a presença dos vórtices em ferradura ao redor da base do cilindro. Além disso, no escoamento médio à jusante da extremidade livre, observaram vórtices em arco e dois vórtices de ponta originados no topo da extremidade livre, ver Figura 26. Informação importante deste trabalho diz respeito ao fato da região de esteira mostrar-se bastante instável, com considerável variação do escoamento médio.

Figura 25 - Esquema tridimensional do modelo de emissão de vórtices à jusante de cilindro de baixa razão de aspecto (estruturas fora de escala entre si). [Fonte: (PATTENDEN; TURNOCK; ZHANG, 2005)].

Complementando o trabalho de (SUMNER; HESELTINE; DANSEREAU, 2004), nos estudos de (ADARAMOLA et al., 2006) foram realizados experimentos usando um anemômetro de duas componentes à jusante de cilindros com razões de aspecto $L/D = 3, 5, 7$ e 9 . Padrões similares de emissão foram verificados para os casos com maiores razões de aspecto (velocidade média, intensidade da turbulência e tensões de cisalhamento de Reynolds), enquanto padrão distinto foi encontrado para o cilindro com $L/D = 3$. A principal diferença observada foi a ausência das estruturas de vórtices em ferradura para a menor razão de aspecto, concluindo que a transição da modificação das estruturas ocorre em um valor de razão de aspecto dentro da faixa $3 < L/D < 5$. Mais tarde, estes mesmos resultados foram confirmados por (ROSTAMY et al., 2012) a partir de técnicas de PIV.

Também com base no uso intensivo das técnicas de PIV, visualização do escoamento com

Figura 26 - Resultados do campo de vorticidade adimensional, $\omega_x D/U$, no plano vertical transversal à jusante do cilindro com $L/D=1$. [Fonte: (PATTENDEN; TURNOCK; ZHANG, 2005)].

injeção de tinta e comparações numéricas do tipo *Large Eddy Simulation* (LES), em (PALAU-SALVADOR et al., 2010) foram investigados cilindros com razões de aspecto iguais a 2, 5 e 5. Para o cilindro com $L/D = 5$ foi possível observar a formação da esteira de von Kármán, embora suprimida junto à extremidade livre, como efeito da recirculação e dos vórtices nesta região. Além disso, o vórtice em ferradura observado foi fraco e localizado fora da região de formação da esteira alternada de vórtices, portanto, com baixo efeito sobre a mesma. Por outro lado, a emissão de vórtices tornou-se mais irregular e em alguns instantes simétrica para o cilindro de $L/D = 2, 5$, decorrência do maior efeito da extremidade livre. O valor da frequência de emissão de vórtices foi praticamente o mesmo para as duas razões de aspecto ensaiadas, correspondendo a um número de Strouhal $St \cong 0,16$. Vale destacar de (PALAU-SALVADOR et al., 2010) a visualização das velocidades médias e as linhas de corrente (no plano vertical posicionado na linha de simetria longitudinal do cilindro, Figura 27, bem como nos planos horizontais: próximo ao topo do cilindro, Figura 28, e próximo à metade do comprimento do cilindro, Figura 29). Segundo estas visualizações, diferente de (ROSTAMY et al., 2012) no caso do cilindro com $L/D = 5$, não foi observada uma segunda região de recirculação próximo ao plano de fixação.

Importante ressaltar que os resultados de PIV do trabalho de (PALAU-SALVADOR et al., 2010) serão amplamente comparados com os resultados obtidos nesta tese para cilindros com $L/D \leq 2$.

Figura 27 - Resultados do campo de velocidades médias adimensionais na direção longitudinal ao escoamento no plano vertical central do cilindro, U_x/U , e respectivas linhas de corrente para $L/D=h/D=2,5$ e $L/D=h/D=5$. [Fonte: (PALAU-SALVADOR et al., 2010)].

Figura 28 - Resultados do campo de velocidades médias adimensionais na direção longitudinal ao escoamento, U_x/U , em plano horizontal próximo à extremidade livre do cilindro, $z/L=0,8$, e respectivas linhas de corrente, para $L/D=h/D=2,5$ e $L/D=h/D=5$. [Fonte: (PALAU-SALVADOR et al., 2010)].

Figura 29 - Resultados do campo de velocidades médias adimensionais na direção longitudinal ao escoamento, U_x/U , em plano horizontal próximo à metade do comprimento do cilindro, $z/L=0,6$, e respectivas linhas de corrente, para $L/D=h/D=2,5$ e $L/D=h/D=5$. [Fonte: (PALAU-SALVADOR et al., 2010)].

Em (IUNGO; PII; BURESTI, 2012), estudou-se um cilindro com $L/D = 3$ a partir de medições de força e do campo de pressões, bem como de medições de velocidade com anemômetros de fio quente. A variação da força transversal, a existência de uma frequência dominante e a medição simultânea de velocidades confirmam a existência de emissão alternada de vórtices mesmo para esta baixa razão de aspecto. Além disso, a energia das flutuações destas grandezas diminuiu quando se caminhou na direção da extremidade livre do cilindro, deixando de existir praticamente na metade do comprimento, ou seja, quando $z/L = 0,5$. Na região da extremidade livre, $z/L > 0,5$, a estrutura dominante foi a recirculação no plano vertical causada no escoamento à jusante.

Como aspecto fenomenológico final, verificou-se com base na revisão bibliográfica aqui apresentada que, enquanto um grande número de pesquisadores estudou as características da região de esteira, poucos estudaram a fundo o escoamento ao redor da extremidade livre. Dentre os poucos trabalhos que descrevem as estruturas vorticais presentes nesta região, destacam-se: (KAWAMURA et al., 1984), (ROH; PARK, 2003) e (HAIN; KÄHLER; MICHAELIS, 2008). Alguns destes aspectos serão explorados oportunamente nos próximos capítulos.

De qualquer forma, pode-se concluir que realmente existe um valor crítico de razão de aspecto abaixo do qual a emissão alternada de vórtices (esteira de von Kármán) deixa de existir, com a prevalência de uma emissão mais instável, e eventualmente simétrica, formada por vórtices em arco. Os valores para esta razão de aspecto crítica variam de $1 < L/D_{crit} < 7$. No entanto, esta indefinição está associada às diferentes espessuras da camada limite nos vários trabalhos consultados.

Conforme mencionado anteriormente, estudos do escoamento ao redor de cilindros estacionários com baixa razão de aspecto e perfurando a superfície livre são difíceis de serem encontrados na literatura.

De fato, (HAY, 1947) é o único trabalho que possui estas características. Conforme pode ser visto na Figura 21, a preocupação do estudo foi verificar a influência da razão de aspecto na altura das elevações da superfície livre a montante e a jusante do cilindro e seus impactos nas forças de arrasto. Uma proposição importante daquele trabalho e que será utilizado nesta tese diz respeito à definição do número de Froude com base no comprimento imerso e não no diâmetro do cilindro, $Fr_L = U/\sqrt{gL}$ ao invés de $Fr_D = U/\sqrt{gD}$.

Assim como discutido em (CHAPLIN; TEIGEN, 2003), o coeficiente de força devido à superfície livre aumenta drasticamente para valores de $Fr_L > 0,5$, fruto da geração de ondas na superfície livre, ver Figura 30. Certamente, maior tridimensionalidade deve estar presente na esteira à jusante do cilindro em situações de altos valores de Fr_L , a qual, de alguma forma, alterará drasticamente a emissão de vórtices.

Por outro lado, a superfície livre pode ter efeitos benéficos em certas condições de escoamento.

Figura 30 - Escoamento ao redor de um cilindro estacionário perfurando a superfície livre para alto número de Froude $Fr_D=1,64$. [Fonte: (CHAPLIN; TEIGEN, 2003)].

mento. Segundo (SLAOUTI; GERRARD, 1981), que estudaram os efeitos da superfície livre e das condições da extremidade livre no padrão de emissão de vórtices para um cilindro de alta razão de aspecto, a existência daquela ajuda a manter a bidimensionalidade da esteira na região próxima a superfície livre na faixa $60 < Re < 200$ e $0,01 < Fr_D < 0,04$. A superfície livre, nestes ensaios, foi considerada “limpa”, ou seja, sem efeitos de formação de ondas devido ao baixo Fr_D e, portanto, benéfica à formação de vórtices.

Em (FREIRE; KORKISCHKO; MENEGHINI, 2011), finalmente, ensaios de visualização 3D realizados a partir de um cilindro com $L/D = 10$ perfurando a superfície livre tiveram como objetivo verificar o efeito da extremidade livre. De acordo com os resultados, verificou-se que o efeito da extremidade livre diminuiu o comprimento imerso do cilindro em que ocorre a liberação de vórtices alternados e, conseqüentemente, diminuiu a região da esteira de von Kármán.

Portanto, após esta revisão bibliográfica, tem-se um amplo arcabouço de aspectos fenomenológicos que interessam ao assunto abordado pela presente tese. Adicionalmente, sabe-se que as plataformas monocolunas apresentam razões de aspecto muito baixas, $L/D < 0,5$; possivelmente abaixo do valor crítico, L/D_{crit} . Embora estas unidades flutuantes ‘perforem’ a superfície livre e estejam sujeitas à formação de ondas, estas unidades apresentam amplitudes de movimento transversal da ordem do seu respectivo diâmetro característico quando livres para oscilar com 2GL. Isto leva a crer que exista algum outro mecanismo de emissão de vórtices responsável pelas forças oscilatórias que possibilita o quadro ressonante conhecido do VIM.

Os próximos capítulos tratarão de entender este mecanismo.

Tabela 1 – Principais trabalhos sobre VIV em cilindros livres para oscilar com 2GL encontrados na literatura.

Trabalho	m^*	L/D	$m^*\zeta_s$	$Re \times 10^{-4}$	Aparato experimental
(KING, 1974)	1,08; 0,67	40,8; 71,1	0,015; 0,007	0,38 – 1,00	Cilindro flexível vertical (balanço)
(CHEN; JENDRZEJCZYK, 1979)	Não relatado	24,0	Não relatado	0,40 – 5,70	Cilindro flexível vertical (balanço)
(MOE; WU, 1990)	Não relatado	13,0	Não relatado	0,50 – 4,50	Cilindro rígido horizontal (base elástica)
(SARPKAYA, 1995)	Não relatado	9,4 – 19,0	Não relatado	0,58 – 3,50	Cilindro rígido horizontal (base elástica)
(PESCE; FUJARRA, 2000)	2,36	94,5	0,013	0,60 – 4,00	Cilindro flexível vertical (balanço)
(FUJARRA et al., 2001)	1,30	41,0	0,023	0,10 – 0,25	Cilindro flexível vertical (balanço)
(PESCE; FUJARRA, 2002)	11,50 (x); 8,80 (y)	30,0	0,058 (x); 0,044 (y)	1,30 – 7,60	Cilindro rígido vertical (base elástica)
(JAUVTIS; WILLIAMSON, 2003, 2004)	1,50 – 25,00	7,5 – 10,0	0,006 – 0,012	0,10 – 1,50	Cilindro rígido vertical (base elástica)
(WILLIAMSON; JAUVTIS, 2004)					
(FLEMING; WILLIAMSON, 2005)	1,03 – 7,69	31,0 – 41,0	0,032	0,05 – 0,20	Cilindro rígido vertical (pêndulo pivotado)
(DAHL; HOVER; TRIANTAFYLLOU, 2006;	3,80 – 5,70	26,0	0,084 – 0,350	1,10 – 6,00	Cilindro rígido horizontal (base elástica)
DAHL et al., 2007; DAHL; HOVER;					
TRANTAFYLLOU, 2010)					
(STAPPENBELT; LALJI; TAN, 2007;	2,36 - 12,96	8,0	0,014 – 0,078	1,26 – 8,40	Cilindro rígido vertical (base elástica)
STAPPENBELT; O'NEILL, 2007;					
STAPPENBELT; LALJI, 2008)					

Tabela 2 - Principais trabalhos sobre VIV em cilindros livres para oscilar com 2GL encontrados na literatura. (CONTINUAÇÃO)

Trabalho	m^*	L/D	$m^* \zeta_s$	$Re \times 10^{-4}$	Aparato experimental
(SANCHIS; SæLEVIK; GRUE, 2008)	1,04	6,0	0,093	1,30 – 1,86	Cilindro rígido vertical (base elástica)
(LEONG; WEI, 2008)	0,45	43,0	0,084	0,08 - 0,61	Cilindro rígido vertical (pêndulo pivotado)
(SANCHIS, 2009)	1,65	11,9	0,015 – 0,025	0,30 – 1,00	Cilindro rígido horizontal (base elástica)
(BLEVINS; COUGHRAN, 2009)	1,00 - 20,77	17,8	0,006 – 0,063	0,20 – 1,10	Cilindro rígido vertical (base elástica)
(ASSI; BEARMAN; KITNEY, 2009)	2,00	13,0	0,014	< 3,00	Cilindro rígido vertical (base elástica)
(ASSI; BEARMAN; KITNEY, 2009)	1,60 – 2,00	13,0	0,005 – 0,006	< 3,00	Cilindro rígido vertical (pêndulo pivotado)
(FREIRE; MENEZHINI, 2010)	2,70 – 8,50	21,9	0,003 – 0,009	0,10 – 0,70	Cilindro rígido vertical (pêndulo pivotado)
(FRANZINI et al., 2010)	4,37	18,0	0,004	0,10 – 0,60	Cilindro rígido vertical e inclinado (base elástica)
(SOMEYA et al., 2010)	Não relatado	5,0	Não relatado	0,12 – 2,60	Cilindro rígido vertical (balanço)
(STAPPENBELT, 2011)	2,80	8,0	0,034	Não relatado	Cilindro rígido vertical (base elástica)
Trabalho atual	1,00; 2,62; 4,36	0,3 - 2,0	0,001; 0,003; 0,004	0,60 – 7,00	Cilindro rígido vertical (balanço)
Trabalho atual	1,00	0,2 - 2,0	0,001	0,30 – 5,50	Cilindro rígido vertical (base elástica)

Tabela 3 - Principais trabalhos sobre escoamento ao redor de cilindros estacionários com baixa razão de aspecto.

Trabalho	L/D	$Re \times 10^{-4}$
(HAY, 1947)	1,0 – 32,0	1,0 – 50,0
(OKAMOTO; YAGITA, 1973)	1,0 – 12,5	1,3
(FARIVAR, 1981)	2,8 – 15,0	7,0
(SARODE; GAI; RAMESH, 1981)	1,1 – 10,0	2,2
(TANIGUCHI; SAKAMOTO; ARIE, 1981b)	0,8 – 5,0	2,1
(TANIGUCHI; SAKAMOTO; ARIE, 1981a)	1,0	5,0
(SAKAMOTO; ARIE, 1983)	1,0 – 8,0	0,027 – 0,092
(KAWAMURA et al., 1984)	1,0 – 8,0	3,2
(SIN; SO, 1987)	0,5 – 2,5	4,8
(UEMATSU; YAMADA; ISHII, 1990)	1,0 – 4,0	3,2 – 15,1
(BABAN; SO, 1991a, 1991b)	1,0 – 2,0	4,6
(OKAMOTO; SUNABASHIRI, 1992)	0,5 – 24,0	2,5 – 4,7
(LUO; GAN; CHEW, 1996)	4,0 – 8,0	3,3
(LEE, 1997)	1,0 – 15,0	0,3 – 1,5
(PARK; LEE, 2000)	6,0 – 13,0	2,0
(LEDER, 2003)	2,0	20,0
(ROH; PARK, 2003)	1,3; 4,3	0,6; 14,8
(SUMNER; HESELTINE; DANSEREAU, 2004)	3,0; 5,0; 9,0	6,0
(PATTENDEN; TURNOCK; ZHANG, 2005)	1,0	20,0
(ADARAMOLA et al., 2006)	3,0; 5,0; 7,0; 9,0	6,0
(PALAU-SALVADOR et al., 2010)	2,5; 5,0	4,3; 2,2
(IUNGO; PII; BURESTI, 2012)	3,0	6,0; 11,0
(ROSTAMY et al., 2012)	3,0; 5,0; 7,0; 9,0	4,2
Trabalho atual	0,3; 0,5; 1,0; 2,0	1,0; 2,3; 4,3

3 ENSAIOS DE CILINDRO ESTACIONÁRIO COM BAIXA RAZÃO DE ASPECTO

Ensaio de cilindro estacionário e submetido a diferentes velocidades de escoamento foram realizados com o objetivo de verificar a influência da razão de aspecto nos coeficientes de força e na frequência de liberação de vórtices.

Os ensaios foram realizados no canal de água circulante do laboratório NDF-EPUSP, que apresenta uma seção para testes com comprimento útil de $7,5m$; largura de $W = 0,7m$ e profundidade máxima de $H_{max} = 0,8m$. Para mais detalhes, consultar (ASSI et al., 2006).

Um cilindro rígido circular de diâmetro $D = 125mm$ foi engastado em barras fixas à estrutura do canal, sendo sua conexão monitorada por um transdutor da ATI – Industrial Automation, modelo Mini40-SI-20-1, responsável pela medição das forças nas três direções principais: x —longitudinal, y —transversal e z —vertical (com fundos de escala e resoluções de $20N$ e $1/200N$); assim como pela medição dos momentos em torno dessas direções (com fundos de escala e resoluções de $1Nm$ e $1/8000Nm$).

Figura 31 - Descrição do aparato experimental utilizado para os ensaios com o cilindro estacionário no canal de água circulante do NDF.

Foram testadas cilindros com 8 (oito) razões de aspecto diferentes: $L/D = 0,10$; $0,20$; $0,30$; $0,50$; $0,75$; $1,00$; $1,50$ e $2,00$; todas estas caracterizadas como condições onde o cilindro perfura a superfície livre. Importante destacar que esta faixa corresponde àquelas

razões de aspecto encontradas em sistemas flutuantes oceânicos, no caso, plataformas do tipo *spar* e monocoluna. Todas as condições de L/D foram alteradas mediante modificação no nível de água, portanto, sem alterar a posição original do cilindro em relação ao canal. Em nenhuma dessas condições o coeficiente de blocagem ultrapassou 10% (definido como a razão entre a área projetada do cilindro e a área da seção de testes, $\beta = LD/HW$), significando que seus efeitos sobre os carregamentos monitorados puderam ser desprezados. Ver detalhes da montagem dos ensaios de cilindros estacionários na Figura 31 e dos parâmetros ensaiados na Tabela 4.

Os ensaios foram realizados para velocidades incidentes na faixa $0,08 < U < 0,40 \text{ m/s}$, o que corresponde a números de Reynolds na faixa $1 \times 10^4 < Re < 5 \times 10^4$. Além disso, os ensaios realizados cobriram a faixa de números de Froude $0,05 < Fr_L < 1,00$, definido com base no comprimento da parte submersa, L , conforme proposição encontrada em (CHAPLIN; TEIGEN, 2003), referência discutida no capítulo anterior.

Tabela 4 - Características dos ensaios de cilindro estacionário para medição das forças em diferentes condições de razão de aspecto, L/D .

L/D	$Re \times 10^{-4}$	H [mm]	h [mm]	β
2,00	1,3 – 4,6	536	286	0,08
1,50	1,1 – 4,1	474	286	0,07
1,00	1,0 – 3,5	411	286	0,05
0,75	1,1 – 3,9	380	286	0,04
0,50	1,2 – 4,2	349	286	0,03
0,30	1,0 – 4,0	324	286	0,02
0,20	1,0 – 4,0	311	286	0,01
0,10	1,0 – 4,2	299	286	0,01

A duração do ensaio para cada velocidade foi de exatos 180s em condições estáveis do escoamento incidente, a frequência de amostragem dos dados foi de 100Hz.

Com relação ao método de análise, este se fez a partir do coeficiente de força de arrasto médio, C_x , definido como a componente média da força na direção longitudinal, $\overline{F_x(t)}$, adimensionalizada por $1/2\rho LDU^2$, ver equação 5. Importante destacar que nesta força longitudinal também estão presentes os efeitos de superfície livre, particularmente advindos da geração de ondas – efeito inevitável em ensaios onde o cilindro perfura a superfície livre.

$$C_x = \frac{2\overline{F_x(t)}}{\rho L D U^2} \quad (5)$$

Ainda com relação à força de arrasto total, sabe-se que esta também é composta por uma parcela oscilatória advinda da geração e desprendimento de vórtices, aqui escrita em sua forma adimensional por C_{x-rms} , analogamente definida com base na parcela referente ao valor *root mean square* (rms) de $F_x(t)$. Também de maneira análoga, os coeficiente de força de sustentação, C_{y-rms} , foram calculados a partir da força transversal total, $F_y(t)$, puramente oscilatória.

Como não foram possíveis medições da velocidade na esteira à jusante do cilindro, não se pode determinar diretamente a frequência de emissão de vórtices, f_s . Contudo, sabe-se que a frequência de emissão de vórtices tem valor muito próximo à frequência dominante no espectro de potência da força transversal total, $F_y(t)$, a qual foi assumida para o cálculo dos números de Strouhal, St , segundo a equação 2.

Na próxima seção, os resultados experimentais do coeficiente de arrasto médio, C_x , de arrasto oscilatório, C_{x-rms} , e de sustentação, C_{y-rms} , são apresentados e discutidos como função do número de Reynolds, Re . Os respectivos resultados de número de Strouhal, St , também são discutidos na mesma seção.

Além disso, valores médios dos parâmetros descritos foram calculados entre os resultados dos vários experimentos na faixa $1 \times 10^4 < Re < 4 \times 10^4$, cada qual apresentado com as respectivas barras de desvios, estas obtidas com base no desvio padrão entre os coeficientes na mesma faixa. Todos os resultados também são apresentados como função da razão de aspecto, L/D .

Antes da apresentação e discussão desses resultados analisados, as Figuras de 32 a 39 mostram exemplos das séries temporais dos coeficientes de força nas direções longitudinal e transversal, cada qual para um valor diferente de razão de aspecto, todas correspondentes ao número de Reynolds $2,3 \times 10^4$. Nessas séries são apresentados apenas os 180s analisados, tendo sido aplicado um filtro passa banda para a faixa de frequências de interesse, $0,05Hz < f < 1,00Hz$; assim, evitando-se componentes sem interesse na investigação conduzida.

De uma maneira geral, verifica-se que para as menores razões de aspecto, $L/D \leq 0,30$, as componentes de alta frequência têm maior contribuição em virtude das menores magnitudes das forças de interesse. Mesmo assim, valores representativos para os coeficientes de força obtidos a partir dos sinais filtrados podem ser obtidos, conforme será visto na próxima seção.

Figura 32 - Série temporal dos coeficientes de força para cilindro estacionário com $L/D=2,00$, perfurando a superfície livre e em condição de $Re=2,3 \times 10^4$: (a) coeficiente de força total na direção longitudinal, C_x ; (b) coeficiente de força total na direção transversal, C_y .

Figura 33 - Série temporal dos coeficientes de força para cilindro estacionário com $L/D=1,50$, perfurando a superfície livre e em condição de $Re=2,3 \times 10^4$: (a) coeficiente de força total na direção longitudinal, C_x ; (b) coeficiente de força total na direção transversal, C_y .

Figura 34 - Série temporal dos coeficientes de força para cilindro estacionário com $L/D=1,00$, perfurando a superfície livre e em condição de $Re=2,3 \times 10^4$: (a) coeficiente de força total na direção longitudinal, C_x ; (b) coeficiente de força total na direção transversal, C_y .

Figura 35 - Série temporal dos coeficientes de força para cilindro estacionário com $L/D=0,75$, perfurando a superfície livre e em condição de $Re=2,3 \times 10^4$: (a) coeficiente de força total na direção longitudinal, C_x ; (b) coeficiente de força total na direção transversal, C_y .

Figura 36 - Série temporal dos coeficientes de força para cilindro estacionário com $L/D=0,50$, perfurando a superfície livre e em condição de $Re=2,3 \times 10^4$: (a) coeficiente de força total na direção longitudinal, C_x ; (b) coeficiente de força total na direção transversal, C_y .

Figura 37 - Série temporal dos coeficientes de força para cilindro estacionário com $L/D=0,30$, perfurando a superfície livre e em condição de $Re=2,3 \times 10^4$: (a) coeficiente de força total na direção longitudinal, C_x ; (b) coeficiente de força total na direção transversal, C_y .

Figura 38 - Série temporal dos coeficientes de força para cilindro estacionário com $L/D=0.20$, perfurando a superfície livre e em condição de $Re=2.3 \times 10^4$: (a) coeficiente de força total na direção longitudinal, C_x ; (b) coeficiente de força total na direção transversal, C_y .

Figura 39 - Série temporal dos coeficientes de força para cilindro estacionário com $L/D=0.10$, perfurando a superfície livre e em condição de $Re=2.3 \times 10^4$: (a) coeficiente de força total na direção longitudinal, C_x ; (b) coeficiente de força total na direção transversal, C_y .

3.1 COEFICIENTES DE FORÇAS E NÚMERO DE STROUHAL

Na Figura 40 são apresentados os resultados de coeficiente de força de arrasto médio, C_x , para os cilindros com $L/D \leq 2,00$. De acordo com essa figura, verifica-se um decréscimo sistemático dos valores do arrasto médio com a diminuição da razão de aspecto, exceto no caso com $L/D = 0,10$.

Figura 40 - Coeficientes de arrasto médio, C_x , apresentados como função do número de Reynolds, Re , para cilindros com diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

Além disso, os resultados da Figura 41 também mostram uma pequena variação dos coeficientes de arrasto médio na faixa de $1 \times 10^4 < Re < 4 \times 10^4$ para cada condição com L/D ; o que é um resultado esperado para regimes subcríticos de escoamento. Valores médios de $C_x \sim 1,0$ e $C_x \sim 0,7$ são respectivamente observados para $L/D = 2,00$ e $0,30$, destacando-se que cilindros longos na mesma faixa de números de Reynolds apresentam valores de $C_x \sim 1,0$, ver por exemplo (KHALAK; WILLIAMSON, 1996).

A diferença encontrada pode ser explicada pela menor correlação na formação e liberação de vórtices nos cilindros curtos, fortemente afetadas pelos efeitos da extremidade livre, bem como pelas condições da superfície livre, visivelmente alterada nos números de Froude relativamente mais elevados. Resultados semelhantes para cilindros de baixa razão de aspecto podem ser encontrados na literatura, conforme apresenta a Tabela 5. De acordo com esse tabela, o valor de C_x diminui com o decréscimo de L/D para um mesmo trabalho, ou seja, onde as condições de camada limite se assemelham. Contudo, a comparação entre resultados de trabalhos distintos para uma mesma razão de aspecto deixa claro a influência dos arranjos experimentais adotados: cilindros que perfuram a superfície livre como nos casos do trabalho atual, (KHALAK; WILLIAMSON, 1996) e (GONÇALVES et al., 2012a); e cilindros solidários

Figura 41 - Média e desvio padrão entre os coeficientes de arrasto médio, C_x , medidos na faixa $1 \times 10^4 < Re < 4 \times 10^4$, apresentados como função da razão de aspecto, L/D .

Tabela 5 - Comparação entre os valores médios da força de arrasto, C_x , para diferentes razões de aspecto, L/D .

Fonte	L/D	$Re \times 10^{-4}$	C_x	Desvio
Presente trabalho	2,00	1,3 – 4,6	1,02	0,01
	1,50	1,1 – 4,1	0,94	0,02
	1,00	1,0 – 3,5	0,94	0,02
	0,75	1,1 – 3,9	0,85	0,03
	0,50	1,2 – 4,2	0,75	0,03
	0,30	1,0 – 4,0	0,74	0,05
	0,20	1,0 – 4,0	0,48	0,12
	0,10	1,0 – 4,2	0,84	0,07
(GONÇALVES et al., 2012a)	0,48	2,0 – 100,0	~0,70	—
(BABAN; SO, 1991a)	1,50	4,6	1,22	—
	1,00	4,6	1,03	—
(SAKAMOTO; OIWAKE, 1984)	3,00	8,5	0,70	—
	2,00	5,6	0,68	—
	1,50	4,2	0,64	—
(IUNGO; PII; BURESTI, 2012)	3,00	5,0 – 11,3	0,81	0,08
(KHALAK; WILLIAMSON, 1996)	>13,00	0,4 – 1,2	~1,00	—

a uma parede nos demais trabalhos da Tabela 5.

Com relação aos resultados obtidos para as menores razões de aspecto ensaiadas, $L/D = 0,20$ e $0,10$, deve-se levar em consideração a faixa de números de Froude envolvida. Note que, de acordo com as faixas apresentadas na Tabela 6, ensaios com $L/D < 0,30$ estão relacionados a $Fr_L > 0,5$. Segundo (CHAPLIN; TEIGEN, 2003), as forças devidas aos efeitos de superfície livre crescem de maneira abrupta justamente a partir de $Fr_L = 0,5$, atingindo valores máximos em $Fr_L = 1,0$. Este fato pode ser a explicação para os coeficientes de arrasto médio obtidos com o cilindro de $L/D = 0,20$, que crescem de $C_x \cong 0,3$ até $C_x \cong 0,6$. Por outro lado, no caso de $L/D = 0,10$, a influência da superfície livre é presente em quase toda a faixa de velocidades, explicando $C_x \cong 0,8$, valor superior aos obtidos para maiores razões de aspecto.

Outro modo de verificar a influência da superfície livre é estimar a elevação da superfície livre à montante do cilindro, ou seja, a altura de água, D_1 , a partir da linha d'água sem ondas. Aproximação para essa elevação, ou *run-up*, pode ser encontrada em (CHAPLIN; TEIGEN, 2003). É importante destacar, no entanto, que se trata de uma aproximação obtida a partir de ensaios de cilindros longos, podendo ser aplicada aos casos de cilindros curtos apenas como uma indicação aproximada da influência das ondas de superfície. Assim sendo, de acordo com a equação 6, a relação entre a altura de água à montante do cilindro e o diâmetro do mesmo é diretamente proporcional à metade do quadrado no número de Froude característico.

$$D_1/D = \frac{Fr_L^2}{2} \quad (6)$$

Por outro lado, uma aproximação da altura da depressão gerada à jusante do cilindro, L_0 , também medida a partir da linha d'água sem ondas, pode ser encontrada em (HAY, 1947) para cilindros com comprimento finito. De acordo com essa aproximação, equação 7, a relação entre a altura da depressão à jusante do cilindro e o diâmetro do mesmo é proporcional a $0,286$ do quadrado no número de Froude característico.

$$L_0/D = 0,286 Fr_L^2 \quad (7)$$

Segundo essas proposições, a Tabela 6 apresenta os valores estimados de elevações ao redor do cilindro fixo para as razões de aspecto ensaiadas. Verificam-se elevações superiores a 15% para os casos de $L/D < 0,50$, confirmando a influência da superfície livre nestes casos.

O caráter aproximado das estimativas fica prejudicado para o caso particular do cilindro com $L/D = 0,10$, onde a estimativa da depressão gerada à jusante do cilindro supera em 152,7% o seu comprimento imerso. Obviamente, esta estimativa não é plausível para esse caso, pois deveria se limitar ao comprimento imerso e se manter constante com o aumento das velocidades de escoamento, conforme demonstrado pelo próprio trabalho de (HAY, 1947).

Tabela 6 - Faixas de número de Froude para as condições ensaiadas com os cilindros fixos.

L/D	Fr_L	D_1/D	D_1/L	L_0/D	L_0/L
2,00	0,07 – 0,23	0,00 – 0,03	0,1% – 1,3%	0,00 – 0,02	0,1% – 0,8%
1,50	0,07 – 0,24	0,00 – 0,03	0,2% – 1,9%	0,00 – 0,02	0,1% – 1,1%
1,00	0,08 – 0,25	0,00 – 0,03	0,3% – 3,1%	0,00 – 0,02	0,2% – 1,8%
0,75	0,10 – 0,32	0,01 – 0,05	0,7% – 6,8%	0,00 – 0,03	0,4% – 3,9%
0,50	0,13 – 0,42	0,01 – 0,09	1,7% – 17,6%	0,00 – 0,05	1,0% – 10,1%
0,30	0,13 – 0,52	0,01 – 0,14	2,8% – 45,1%	0,00 – 0,08	1,6% – 25,8%
0,20	0,17 – 0,64	0,01 – 0,20	7,2% – 102,4%	0,01 – 0,12	4,1% – 58,6%
0,10	0,24 – 0,94	0,03 – 0,44	28,8% – 441,8%	0,02 – 0,25*	16,5% – 252,7%*

Ainda assim, como forma de embasar as conjecturas mais adiante apresentadas, foram feitas fotos da superfície livre junto ao cilindro, respectivamente associadas às condições de escoamento em $Re = 2,3 \times 10^4$ e $Re = 4,3 \times 10^4$. Para cada uma dessas condições, 5 (cinco) cilindros com razões de aspecto diferentes foram ensaiados, conforme Tabela 7. Na condição de $Re = 2,3 \times 10^4$, Figura 42, pouca diferença foi observada à montante, ao contrário da região à jusante do cilindro, onde foram observadas maiores perturbações quanto maior L/D . Por outro lado, na condição de $Re = 4,3 \times 10^4$, Figura 43, verificou-se um maior empilhamento de ondas à montante do cilindro com a diminuição de L/D e, novamente, um aumento da perturbação à jusante com o aumento deste mesmo parâmetro.

Tabela 7 - Características dos ensaios para visualização da superfície livre.

L/D	$Re \times 10^{-4}$	Fr_D	Fr_L
2,00	4,3	0,31	0,22
1,00			0,31
0,50			0,44
0,30			0,57
0,10			0,98
2,00	2,3	0,17	0,12
1,00			0,17
0,50			0,23
0,30			0,30
0,10			0,53

Figura 42 - Fotos da superfície livre em $Re=2,3 \times 10^4$, junto ao cilindro com: (a) $L/D=2,00$, (b) $L/D=1,00$, (c) $L/D=0,50$, (d) $L/D=0,30$, e (e) $L/D=0,10$.

Figura 43 - Fotos da superfície livre em $Re=4,3 \times 10^4$, junto ao cilindro com: (a) $L/D=2,00$, (b) $L/D=1,00$, (c) $L/D=0,50$, (d) $L/D=0,30$, e (e) $L/D=0,10$.

Desta forma, pode-se conjecturar que a região à montante do cilindro é gradualmente afetada com a diminuição da razão de aspecto, e aumento de Fr_L , causando impacto nas forças da direção longitudinal quando esse valor excede $Fr_L = 0,50$. Além disso, com relação ao aumento da perturbação à jusante do cilindro com o aumento da razão de aspecto, este pode ser justificado pela presença de vórtices no plano horizontal, mais pronunciados em maiores razões de aspecto. Portanto, quanto menor a razão de aspecto, maiores são os efeitos tridimensionais devido à extremidade livre do cilindro, diminuindo a vorticidade no plano horizontal. Este comportamento será melhor entendido na próxima seção, quando visualizações dos campos de velocidades forem comparadas e discutidas.

Voltando às comparações entre coeficientes de força, na Figura 44 são apresentados os resultados do arrasto oscilatório C_{x-rms} . Neste caso, nota-se uma maior dispersão dos resultados devido às pequenas magnitudes desta parcela do arrasto total. Para razões de aspecto na faixa $1,00 \leq L/D \leq 2,00$, os valores do coeficiente de arrasto oscilatório parecem constantes, $C_{x-rms} \cong 0,1$, decrescendo sistematicamente para as menores razões de aspecto. Valores médios em torno de $C_{x-rms} \cong 0,1$ e $C_{x-rms} \cong 0,05$ são observados respectivamente para $L/D = 2,00$ e $0,30$. Ver também os resultados médios e de desvio padrão apresentados na Figura 45.

A Figura 46, por sua vez, apresenta os resultados de coeficiente de força de sustentação, C_{y-rms} . Diferentemente dos resultados oscilatórios de arrasto, C_{x-rms} , verifica-se um valor praticamente constante de $C_{y-rms} \cong 0,06$, para uma faixa maior das razões de aspecto, $0,50 \leq L/D \leq 2,00$. Além disso, abaixo de $L/D = 0,50$, verifica-se uma queda dos coeficientes de sustentação para $C_{y-rms} \cong 0,03$, o que mostra que as estruturas tridimensionais devido à extremidade livre começam a prevalecer abaixo desse valor de razão de aspecto.

Figura 44 - Coeficiente de arrasto oscilatório, C_{x-rms} , apresentado como função do número de Reynolds, Re , para cilindros com diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

Figura 45 - Média e desvio padrão entre os coeficientes de arrasto oscilatório, C_{x-rms} , medidos na faixa $1 \times 10^4 < Re < 4 \times 10^4$, apresentados como função da razão de aspecto, L/D .

Figura 46 - Coeficiente de sustentação, C_{y-rms} , apresentado como função do número de Reynolds, Re , para cilindros com diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

Os valores encontrados na literatura para cilindros longos se mostram próximos de $C_{y-rms} \cong 0,05$, como os apresentados em (KHALAK; WILLIAMSON, 1996) para escoamentos em uma faixa de $6 \times 10^3 < Re < 1,3 \times 10^4$. Na Figura 47, observa-se que o desvio padrão entre os coeficientes de sustentação é praticamente constante e igual 0,01.

Para entender melhor o comportamento dos coeficientes de força, foi calculado o espectro de energia, ou *Power Spectrum Density* (PSD), para cada uma das condições de Re . As densidades espectrais foram, então, apresentadas segundo um mapa de cores, dispostas em gráficos como função dos números de Reynolds e das frequências adimensionais, fD/U ; semelhantes à formulação adotada para o número de Strouhal. As Figuras de 48 a 55 apresentam

Figura 47 - Média e desvio padrão entre os coeficientes de sustentação, C_{y-rms} , medidos na faixa $1 \times 10^4 < Re < 4 \times 10^4$, apresentados como função da razão de aspecto, L/D .

os resultados de PSD das forças de arrasto e de sustentação para as diversas razões de aspecto ensaiadas. Segundo essas figuras, os seguintes comentários são tecidos.

Na Figura 48 são apresentados os resultados das densidades espectrais para as forças no cilindro com $L/D = 2,00$. Observa-se no gráfico referente à sustentação, C_y , que existe uma componente espectral com frequência bem definida em $fD/U \cong 0,15$, frequência ligada a uma emissão alternada de vórtices, que caracteriza as forças transversais neste caso, e que não varia muito com relação à faixa de Re ensaiada. A linha cheia no mesmo mapa espectral da sustentação representa o valor médio estimado para St , enquanto as linhas tracejadas correspondem ao desvio padrão deste parâmetro nesta mesma faixa de Re .

No caso das forças de arrasto, verifica-se uma concentração das maiores energias espectrais em uma faixa bem definida e de valores mais baixos de frequências, $fD/U < 0,10$. Ainda com relação às forças longitudinais, nota-se que as frequências com maiores densidades espectrais diminuem com o aumento do número de Reynolds. Nitidamente, frequências dominantes na força longitudinal são bastante distintas daquelas identificadas na força transversal.

Embora mais dispersas, as densidades espectrais de força de sustentação para os cilindros com $0,75 \leq L/D < 1,50$, Figuras de 49 a 51, ainda permitem a identificação de valores característicos para o número de Strouhal, gradativamente menores na medida em que se decresce a razão de aspecto. Além disso, nota-se o surgimento de componentes de baixa frequência, na mesma região das frequências dos respectivos espectros das forças longitudinais. As frequências dominantes nos espectros das forças longitudinais, por sua vez, apresentam comportamento semelhante ao descrito para o cilindro com $L/D = 2,00$.

Para o caso com $L/D = 0,50$, ver Figura 52, as densidades espectrais dominantes em

Figura 48 - PSD dos coeficientes de força apresentados como função de número de Reynolds, Re , para cilindro estacionário com $L/D=2,00$, perfurando a superfície livre: em (a) o arrasto C_x ; em (b) a sustentação C_y .

Figura 49 - PSD dos coeficientes de força apresentados como função de número de Reynolds, Re , para cilindro estacionário com $L/D=1,50$, perfurando a superfície livre: em (a) o arrasto C_x ; em (b) a sustentação C_y .

ambas as direções, longitudinal e transversal, acontecem em regiões semelhantes de frequência. No caso com $L/D = 0,30$, Figura 53, ainda é possível observar densidades espectrais dominantes nas forças transversais, menores que aquelas identificadas nos casos de maiores razões de aspecto. Por último, nos casos com $0,10 \leq L/D \leq 0,20$, Figuras 54 e 55, não é mais possível observar densidades espectrais significativas na direção transversal e sim apenas algumas componentes mais pronunciadas na direção longitudinal.

Como um todo, os resultados mostram que as frequências dominantes na direção longitudinal dependem do número de Reynolds, diminuem com o seu aumento e restringem-se a uma faixa de $fD/U < 0,10$. No entanto, essas frequências não variam com relação à variação da razão de aspecto, o que permite concluir que se devem às estruturas formadas e liberadas a

Figura 50 - PSD dos coeficientes de força apresentados como função de número de Reynolds, Re , para cilindro estacionário com $L/D=1,00$, perfurando a superfície livre: em (a) o arrasto C_x ; em (b) a sustentação C_y .

Figura 51 - PSD dos coeficientes de força apresentados como função de número de Reynolds, Re , para cilindro estacionário com $L/D=0,75$, perfurando a superfície livre: em (a) o arrasto C_x ; em (b) a sustentação C_y .

partir da extremidade livre do cilindro.

No caso do cilindro com $L/D = 2,00$, tem-se a predominância de estruturas de vórtices que parecem caracterizar uma esteira de von Kármán, frequência de Strouhal bem definida no entorno de $St \cong 0,15$, valor similar ao encontrado por (IUNGO; PII; BURESTI, 2012) para um cilindro com $L/D = 3,00$.

Ao se diminuir o valor da razão de aspecto até $L/D = 0,75$, conjectura-se que haja um crescimento da influência das estruturas tridimensionais formadas na extremidade livre, que acabam por contaminar o espectro de energia na direção transversal com as menores frequências encontradas na direção longitudinal. Ocorre nesta faixa de razão de aspecto, portanto, uma diminuição das características da provável esteira de von Kármán com a diminuição de

Figura 52 - PSD dos coeficientes de força apresentados como função de número de Reynolds, Re , para cilindro estacionário com $L/D=0,50$, perfurando a superfície livre: em (a) o arrasto C_x ; em (b) a sustentação C_y .

Figura 53 - PSD dos coeficientes de força apresentados como função de número de Reynolds, Re , para cilindro estacionário com $L/D=0,30$, perfurando a superfície livre: em (a) o arrasto C_x ; em (b) a sustentação C_y .

L/D .

No caso do cilindro com $L/D = 0,50$, não se verificam mais duas frequências na direção transversal. Nota-se, em contrapartida, uma provável predominância das frequências referentes às estruturas de vórtices formadas na extremidade livre, fazendo com que as densidades espectrais em ambas as direções coincidam em termos de frequências dominantes.

A partir de $L/D = 0,20$, forças significativas na direção transversal não são mais identificadas, muito provavelmente porque, nestes valores de razão de aspecto, as estruturas formadas na extremidade livre do cilindro não sejam mais capazes de gerarem forças alternadas de sustentação. Desta forma, a razão de aspecto $L/D = 0,20$ mostra-se como um valor crítico em termos das forças transversais. Mais adiante, este resultado será confirmado com base nos

Figura 54 - PSD dos coeficientes de força apresentados como função de número de Reynolds, Re , para cilindro estacionário com $L/D=0,20$, perfurando a superfície livre: em (a) o arrasto C_x ; em (b) a sustentação C_y .

Figura 55 - PSD dos coeficientes de força apresentados como função de número de Reynolds, Re , para cilindro estacionário com $L/D=0,10$, perfurando a superfície livre: em (a) o arrasto C_x ; em (b) a sustentação C_y .

ensaios dos cilindros livres para oscilar.

Portanto, o comportamento das forças transversais para $L/D \leq 0,50$, ver Figura 46, juntamente com os espectros de potências apresentados nas Figuras de 52 a 55, mostram uma mudança de comportamento que, possivelmente, esteja associada aos efeitos dominantes da extremidade livre.

Na Figura 56 são apresentados os valores de número de Strouhal, St , obtidos a partir da frequência dominante nos espectros de energia da força de sustentação, direção transversal ao escoamento. De acordo com essa figura, é possível verificar um decréscimo sistemático dos valores do número de Strouhal com a diminuição da razão de aspecto, exceto nos casos de $L/D \leq 0,20$, onde este parâmetro não é passível de determinação; ver também os resultados

apresentados de forma comparativa na Figura 57 e na Tabela 8. O decréscimo de St com a diminuição da razão de aspecto também foi observado em trabalhos anteriores, dentre os quais podem ser citados aqueles conduzidos por: (OKAMOTO; YAGITA, 1973), (SAKAMOTO; ARIE, 1983), (FOX; APELT, 1993) e (NORBERG, 1994); todos para cilindros estacionários.

Tabela 8 - Comparação entre os valores médios do número de Strouhal, St , para diferentes razões de aspecto, L/D .

Fonte	L/D	St	Desvio
(KHALAK; WILLIAMSON, 1996)	$>13,00$	$\sim 0,200$	—
(IUNGO; PII; BURESTI, 2012)	3,00	0,151	0,005
	2,00	0,152	0,011
	1,50	0,140	0,035
	1,00	0,119	0,026
Presente trabalho	0,75	0,084	0,026
	0,50	0,050	0,016
	0,30	0,047	0,018
	0,20	—	—
	0,10	—	—

Figura 56 - Números de Strouhal, St , como função do número de Reynolds, Re , para cilindros com diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

Figura 57 - Média e desvio padrão entre os números de Strouhal, St , medidos na faixa $1 \times 10^4 < Re < 4 \times 10^4$, apresentados como função da razão de aspecto, L/D .

Na próxima seção são apresentados resultados obtidos com a técnica de PIV, que buscam corroborar as afirmações com relação aos coeficientes de força até aqui apresentados.

3.2 VISUALIZAÇÕES E MEDIÇÕES DO ESCOAMENTO

De maneira a complementar os resultados avaliados na seção anterior, também foram selecionadas algumas condições de ensaio para visualização e medição do campo de escoamento próximo, utilizando a técnica de PIV. Essas visualizações e medições foram realizadas a partir de duas câmeras com lentes Nikon, modelo AF Nikkor $f/1.4D$ e distância focal de $50mm$. Partículas de poliamida e diâmetro de $11\mu m$ foram empregadas como marcadores do escoamento. Conforme sugestão encontrada em (KORKISCHKO; MENEGHINI, 2011), uma taxa de aquisição de $14,8Hz$ e frequência de emissão do laser conforme a velocidade do escoamento foram adotadas.

Figura 58 - Parâmetros característicos dos ensaios de visualização do escoamento utilizando o sistema de PIV no canal de águas do NDF.

Com relação à disposição do emissor laser, foram realizadas medições dos campos de velocidades em três planos, a saber: um vertical (*plano – xz*), posicionado na linha de centro do cilindro e longitudinal ao escoamento; e outros dois planos horizontais (*plano – xy*), sendo o primeiro posicionado à metade do comprimento imerso, $b/L = 0,50$, e o segundo a um quarto desse mesmo comprimento, $b/L = 0,25$; onde b é a distância entre o plano de medição e a extremidade livre do cilindro. Ver detalhes dos planos de medição na Figura 58.

Ainda com relação ao arranjo para os ensaios, é importante destacar que a posição do emissor laser foi mantida inalterada para todas as razões de aspecto ensaiadas, $L/D = 0,30$; $0,50$; $1,00$ e $2,00$, modificando-se apenas o posicionamento das lentes nas trocas entre os planos de visualização, vertical e horizontal. As razões de aspecto e as posições do plano horizontal, por sua vez, foram modificadas alterando-se apenas o nível, H , de água no canal e a distância, h , da extremidade livre do cilindro ao fundo do mesmo (sempre superior a

dois diâmetros, para evitar efeitos de camada limite). Três velocidades de escoamento foram escolhidas correspondendo a $Re = 1 \times 10^4$, $2,3 \times 10^4$ e $4,3 \times 10^4$, valores dentro da faixa de Re dos ensaios anteriores e, para facilitar comparações mais adiante apresentadas, coincidentes com aqueles valores ensaiados por (PALAU-SALVADOR et al., 2010) para cilindros com $L/D = 2,50$ e $5,00$. As Tabelas 9 e 10 trazem as características dos ensaios realizados para as visualizações respectivamente nos planos horizontais e vertical.

Tabela 9 - Características dos ensaios de PIV para visualização no plano vertical em diferentes condições de L/D e Re .

L/D	U [m/s]	$Re \times 10^{-4}$	Fr_L	H [mm]	h [mm]	β
2,00	0,34	4,3	0,22	473	223	0,09
2,00	0,18	2,3	0,11	473	223	0,09
2,00	0,08	1,0	0,05	473	223	0,09
1,00	0,34	4,3	0,31	473	348	0,05
1,00	0,18	2,3	0,16	473	348	0,05
1,00	0,08	1,0	0,07	473	348	0,05
0,50	0,34	4,3	0,43	473	411	0,02
0,50	0,18	2,3	0,23	473	411	0,02
0,50	0,08	1,0	0,10	473	411	0,02
0,30	0,34	4,3	0,56	473	436	0,01
0,30	0,18	2,3	0,30	473	436	0,01
0,30	0,08	1,0	0,13	473	436	0,01

Como o campo de visualização é limitado, e por tratar-se de um cilindro com grande diâmetro, não foi possível a visualização e medição de campos de escoamento extensos. Deste modo, no caso do cilindro com $L/D = 2,00$, obteve-se a visualização de apenas 10% do comprimento imerso abaixo da extremidade livre do cilindro. Por outro lado, nas demais condições de L/D , uma visualização de no mínimo 70% do comprimento imerso abaixo do cilindro foi possível de ser realizada. No tocante à região monitorada à jusante, para todas as razões de aspecto ensaiadas conseguiu-se um comprimento de investigação da ordem de $1,2D$.

A Figura 59 apresenta no plano vertical os contornos de velocidade média adimensional na direção longitudinal, U_x/U , onde U_x é a velocidade média na direção longitudinal, medida via PIV, e U é a velocidade da correnteza ao longe. Nesta figura, cada linha de gráficos corresponde a uma razão de aspecto (de cima para baixo: $L/D = 0,30$; $0,50$; $1,00$ e $2,00$) e cada coluna de gráficos a um regime distinto de escoamento (da esquerda para a direita:

Tabela 10 - Características dos ensaios de PIV para visualização no plano horizontal em diferentes condições de L/D e Re .

L/D	U [m/s]	$Re \times 10^{-4}$	Fr_L	b/L	H [mm]	h [mm]	β
2,00	0,34	4,3	0,22	0,50	487	237	0,09
2,00	0,18	2,3	0,11	0,50	487	237	0,09
2,00	0,34	4,3	0,22	0,25	548	298	0,08
2,00	0,18	2,3	0,11	0,25	548	298	0,08
1,00	0,34	4,3	0,31	0,50	423	298	0,05
1,00	0,18	2,3	0,16	0,50	423	298	0,05
1,00	0,34	4,3	0,31	0,25	454	329	0,05
1,00	0,18	2,3	0,16	0,25	454	329	0,05
0,50	0,34	4,3	0,43	0,50	390	329	0,03
0,50	0,18	2,3	0,23	0,50	390	329	0,03
0,30	0,34	4,3	0,56	0,50	378	341	0,02
0,30	0,18	2,3	0,30	0,50	378	341	0,02

$Re = 1 \times 10^4$, $2,3 \times 10^4$ e $4,3 \times 10^4$).

Independente do caso ensaiado, verifica-se que o escoamento incidente move-se da extremidade livre em direção à superfície, após ocorrer uma separação junto ao vértice inferior de jusante nas projeções apresentadas. Também à jusante de todos os casos, é observada uma grande região de recirculação no plano vertical longitudinal ao escoamento. Como resultado da modificação de L/D , no entanto, nesta mesma região percebe-se uma variação na posição do ponto de recolamento do fluxo, junto à superfície livre. Importante destacar que o ponto de recolamento mencionado é definido como aquela posição próxima à superfície livre, onde as linhas de corrente passam a ter a mesma direção das linhas de corrente do escoamento ao longe, ou seja, caracterizando o final da região de recirculação à jusante do cilindro.

Assim, a posição do ponto de recolamento distancia-se em relação ao centro do cilindro à jusante. Por exemplo, da posição adimensional $x/D \cong 1,1$ para a posição $x/D \cong 1,8$, quando a razão de aspecto passa de $L/D = 0,30$ para 1,00. Para o caso de $L/D = 2,00$, no entanto, a posição do ponto de recolamento não pôde ser avaliada, pois este se encontra fora do campo de investigação coletado.

Os resultados numéricos para cilindros estacionários com $L/D = 2,50$ e $5,00$, apresentados em (PALAU-SALVADOR et al., 2010), mostram valores da posição de recolamento de $x/D \cong$

Tabela 11 - Posição do ponto de recolamento da recirculação longitudinal no plano vertical central do cilindro.

Fonte	L/D	x/D
(PALAU-SALVADOR et al., 2010)	5,00	3,6
	2,50	3,0
Presente trabalho	2,00	$>1,8$
	1,00	1,8
	0,50	1,2
	0,30	1,1

Tabela 12 - Posição dos núcleos de recirculação longitudinal no plano vertical central do cilindro.

Fonte	L/D	x/D	z/D	z/L
(PALAU-SALVADOR et al., 2010)	5,00	0,9	4,0	0,8
	2,50	0,8	2,0	0,8
Presente trabalho	2,00	0,8 – 0,9	1,6	0,8
	1,00	0,9	0,6 – 0,7	0,6 – 0,7
	0,50	0,8 – 0,9	0,3	0,6
	0,30	0,8	0,2	0,7

3,0 e $x/D \cong 3,6$, o que demonstra a consistência do comportamento observado para os cilindros aqui ensaiados, todos com $L/D \leq 2,00$. Ver comparações na Tabela 11.

Com relação ao núcleo da recirculação, sua posição variou entre $x/D = 0,8 \cong 0,9$ e $|z/L| = 0,6 \cong 0,8$, onde z é a distância vertical a partir da superfície livre. Estes valores também são consistentes com os obtidos em (PALAU-SALVADOR et al., 2010). Ver comparações na Tabela 12.

Nas Figuras 60 e 61 são apresentadas as flutuações adimensionais de velocidade nas direções longitudinal e vertical, respectivamente U'_x/U e U'_z/U .

Essas flutuações foram calculadas como base no valor rms dos registros de velocidade obtidos com o sistema de PIV. Conforme pode-se ver nessas figuras, as maiores flutuações ocorrem particularmente em duas regiões:

- A primeira, na parte inferior do cilindro e próxima à extremidade livre, caracterizando uma região de separação;

- E a segunda, na região descolada à jusante do cilindro e mais próxima à superfície.

Adicionalmente, verifica-se que a intensidade das flutuações altera-se com a variação de L/D , atingindo valores máximos:

- De U'_x/U para a condição de $L/D = 0,30$ e na região de separação próxima à extremidade do cilindro;
- E de U'_z/U para a condição de $L/D = 2,00$ e na região descolada à jusante do cilindro.

O campo de velocidade total adimensional, U_t/U , é calculado conforme a equação 8, a partir dos resultados médios de velocidade U_x e U_z .

$$U_t = \sqrt{U_x^2 + U_z^2} \quad (8)$$

Assim calculadas, as velocidades totais adimensionais da Figura 62 mostram um crescimento dessa grandeza na região localizada abaixo da extremidade livre do cilindro, exatamente onde ocorre a separação da camada cisalhante, com o aumento da razão de aspecto. É possível verificar também que a camada cisalhante sofre influência dos dois lados da aresta da extremidade livre do cilindro, um à montante e outro à jusante, sendo que o primeiro é o responsável pela separação da camada cisalhante. À jusante do cilindro, verificam-se baixas velocidades totais, motivadas pela existência da bolha recirculante já mencionada.

Outra forma interessante de se observar a separação da camada cisalhante é conseguida com o cálculo da vorticidade média adimensional no plano vertical, $\omega_y D/U$, definida segundo a equação 9.

$$\omega_y = \frac{\partial U_z}{\partial x} - \frac{\partial U_x}{\partial z} \quad (9)$$

Desta forma, os campos de vorticidade no plano vertical apresentados na Figura 63 mostram a existência de uma região com altos níveis de vorticidade a partir do vértice à montante da extremidade livre do cilindro, devido à camada cisalhante que se separa nesta região. Verifica-se, ainda, que uma segunda região de vorticidade de menor intensidade é gerada na aresta à jusante na extremidade livre, juntando-se à primeira região e formando uma grande esteira de vorticidades que termina praticamente na superfície livre para todos os casos de $L/D \leq 0,50$. Nestas condições de razão de aspecto, a esteira parece ter um comprimento vertical de $0,5D$ a partir da extremidade livre, resultado que permanece inalterado, mesmo para as condições de $L/D > 0,50$.

No entanto, há que se destacar que, nos casos com $L/D \leq 0,50$, a esteira de vorticidade identificada cessa ao se defrontar com a superfície livre. Assim, acredita-se que este comportamento tridimensional seja o responsável por diminuir a intensidade da esteira de von Kármán

dos vórtices gerados ao longo do comprimento imerso do cilindro, fazendo com que ocorra a diminuição da força de sustentação na direção transversal ao escoamento. Este fato já foi discutido nesta tese, quando da apresentação dos coeficientes de força, e será novamente abordado na apresentação dos resultados de VIV em cilindros curtos livres para oscilar em 2GL, capítulo 4.

A Figura 64 apresenta os contornos de velocidade média adimensional na direção longitudinal U_x/U , obtida a partir das medições no plano horizontal a meio comprimento imerso do cilindro $b/L = 0,5$.

Conforme foi dito, o campo monitorado pelo sistema PIV disponível é limitado e, novamente, apenas uma pequena região de visualização foi obtida. Deste modo, tem-se informação de parte da região de interesse, em torno de $1,7D$ de comprimento na direção transversal, simétrica em relação à linha de centro; bem como uma região de $1,4D$ de comprimento na direção longitudinal do cilindro, começando a partir da posição $x/D \sim 0,4$ à jusante do seu plano central.

Segundo esses resultados (de cima para baixo: $L/D = 0,30$; $0,50$; $1,00$ e $2,00$; da esquerda para a direita: $Re = 2,3 \times 10^4$ e $4,3 \times 10^4$), as linhas de corrente apresentam a figura típica do escoamento ao redor de cilindros circulares, caracterizada pela ocorrência de separação e formação de bolhas recirculantes em cada lado do plano central de simetria. Esta característica não é encontrada para o caso de menor razão de aspecto, $L/D = 0,30$, provavelmente, por conta dos efeitos tridimensionais verificados na visualização do respectivo plano vertical.

Adicionalmente, a posição $b/L = 0,5$ do plano horizontal de visualização para $L/D = 0,30$, é muito próxima àquela central do núcleo de recirculação longitudinal, $z/D \cong -0,6$, o que deve causar a diminuição da dimensão das bolhas recirculantes no plano horizontal.

Figura 59 - Resultados do campo de velocidade média adimensional na direção longitudinal ao escoamento, U_x/U , no plano vertical central do cilindro, e respectivas linhas de corrente. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D = 0,30; 0,50; 1,00$ e $2,00$. Da esquerda para a direita ocorre o aumento do número de Reynolds, $Re = 1,0 \times 10^4, 2,3 \times 10^4$ e $4,3 \times 10^4$.

Figura 60 - Resultados do campo de flutuação de velocidade adimensional na direção longitudinal ao escoamento, U'_x/U , no plano vertical central do cilindro. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D = 0,30; 0,50; 1,00$ e $2,00$. Da esquerda para a direita ocorre o aumento do número de Reynolds, $Re = 1,0 \times 10^4, 2,3 \times 10^4$ e $4,3 \times 10^4$.

Figura 61 - Resultados do campo de flutuação de velocidade adimensional na direção vertical ao escoamento, U'_z/U , no plano vertical central do cilindro. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D = 0,30; 0,50; 1,00$ e $2,00$. Da esquerda para a direita ocorre o aumento do número de Reynolds, $Re = 1,0 \times 10^4, 2,3 \times 10^4$ e $4,3 \times 10^4$.

Figura 62 - Resultados do campo de velocidade total adimensional, U_t/U , no plano vertical central do cilindro. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D = 0, 30; 0, 50; 1, 00$ e $2, 00$. Da esquerda para a direita ocorre o aumento do número de Reynolds, $Re = 1, 0 \times 10^4, 2, 3 \times 10^4$ e $4, 3 \times 10^4$.

Figura 63 - Resultados do campo de vorticidade adimensional, $\omega_y D/U$, no plano vertical central do cilindro. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D = 0, 30; 0, 50; 1, 00$ e $2, 00$. Da esquerda para a direita ocorre o aumento do número de Reynolds, $Re = 1, 0 \times 10^4, 2, 3 \times 10^4$ e $4, 3 \times 10^4$.

Figura 64 - Resultados do campo de velocidade média adimensional na direção longitudinal ao escoamento, U_x/U , no plano horizontal paralelo à superfície livre, na metade do comprimento imerso do cilindro, $b/L=0,50$, e respectivas linhas de corrente. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D= 0,30; 0,50; 1,00$ e $2,00$. Da esquerda para a direita ocorre o aumento do número de Reynolds, $Re=2,3 \times 10^4$ e $4,3 \times 10^4$.

Por sua vez, a Figura 65 apresenta os contornos de velocidade média adimensional na direção longitudinal, U_x/U , para os cilindros de $L/D = 1,00$ e $L/D = 2,00$, comparando as medições feitas no plano horizontal a um quarto e à metade do comprimento imerso do cilindro, respectivamente $b/L = 0,25$ e $b/L = 0,50$.

Importante salientar que a posição do plano horizontal em $b/L = 0,25$ corresponde a $z/L = -0,75$, muito próxima à posição $z/L \cong -0,80$ dos núcleos de recirculação longitudinal para estes casos. Nesta região, os efeitos da extremidade livre perturbam a recirculação no plano horizontal e fazem com que a mesma diminua. Isto, mais uma vez, reforça a justificativa para o surgimento de bolhas de recirculação apenas no plano horizontal acima de $b/L = 0,50$, onde os efeitos da extremidade livre são menores. O mesmo efeito também é descrito em (PALAU-SALVADOR et al., 2010) para o cilindro estacionário com $L/D = 2,50$.

Complementando as afirmações aqui tecidas, em (PALAU-SALVADOR et al., 2010), para o cilindro com $L/D = 5,00$ é possível verificar as bolhas recirculantes no plano horizontal em $b/L = 0,20$, porém com menor intensidade que em $b/L = 0,40$, em uma mostra clara da relevância dos efeitos tridimensionais devido à extremidade livre para os casos de $L/D < 2,50$.

Figura 65 - Resultados do campo de velocidade média adimensional na direção longitudinal ao escoamento, U_x/U , e respectivas linhas de corrente para condição de $Re=4,3 \times 10^4$. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D = 1,00$ e $2,00$. Visualização do escoamento no plano horizontal, paralelo à superfície livre a um quarto do comprimento imerso do cilindro $b/L=0,25$ (à esquerda) e à metade $b/L=0,50$ (à direita).

Voltando à Figura 64, é possível verificar que a posição das bolhas recirculantes altera-se com a variação da razão de aspecto. Exceto para $L/D = 0,30$, quando não é possível verificar as bolhas, a posição longitudinal dos núcleos recirculantes tendem a se afastar do centro do cilindro, ou seja, a se posicionarem mais à jusante na medida em que se aumenta a razão de aspecto. Já com relação à posição transversal, a distância entre os núcleos tende a diminuir, diminuindo a distância dos mesmo ao plano central de simetria. Mais uma vez, os resultados aqui apresentados são consistentes com aqueles encontrados em (PALAU-SALVADOR et al., 2010) para cilindros ligeiramente mais longos. Comparação entre as posições dos núcleos recirculantes no plano horizontal são apresentados na Tabela 13.

Tabela 13 - Posição dos núcleos de recirculação (ou bolhas recirculantes) no plano horizontal a meio comprimento imerso do cilindro.

Fonte	L/D	x/D	y/D
(PALAU-SALVADOR et al., 2010)	5,00	—	0,30 – 0,35
	2,50	0,5 – 0,6	0,35 – 0,40
Presente trabalho	2,00	0,7 – 0,8	0,35
	1,00	1,2 – 1,3	0,40
	0,50	1,4	0,50 – 0,60
	0,30	1,6	—

As Figuras 66 e 67 apresentam os campos de flutuação de velocidade adimensional para medições no plano horizontal a meio comprimento imerso do cilindro $b/L = 0,50$, respectivamente nas direções longitudinal, U'_x/U , e transversal, U'_y/U . A partir do ponto de separação na parede do cilindro, uma camada cisalhante se desenvolve contornando a bolha recirculante, como pode ser visto na Figura 66, fruto do cisalhamento e turbulência gerados nessa região. A intensidade destas flutuações é maior e mais distante do cilindro, quanto maior é a razão de aspecto. Este fato também é discutido em (PALAU-SALVADOR et al., 2010) para $L/D = 2,50$, onde a máxima flutuação na direção longitudinal acontece em $x/D \cong 2$; posição próxima àquela aqui obtida para $L/D = 2,00$.

Apresentadas na Figura 67, as flutuações máximas transversais ocorrem na linha de centro a partir da posição em que as flutuações longitudinais apresentam seus máximos. Conforme discutido em (PALAU-SALVADOR et al., 2010), estas flutuações estão associadas à esteira turbulenta formada à jusante do cilindro e nos contornos das bolhas recirculantes formadas pelas camadas cisalhantes. Quando a esteira turbulenta cessa, nas proximidades da extremidade livre, as flutuações transversais são menores, principalmente para menores valores de L/D .

Figura 66 - Resultados do campo de flutuação de velocidade adimensional na direção longitudinal ao escoamento, U'_x/U , no plano horizontal paralelo à superfície livre, na metade do comprimento imerso do cilindro $b/L=0,50$, e respectivas linhas de corrente. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D=0,30; 0,50; 1,00$ e $2,00$. Da esquerda para a direita ocorre o aumento do número de Reynolds, $Re=2,3 \times 10^4$ e $4,3 \times 10^4$.

Figura 67 - Resultados do campo de flutuação de velocidade adimensional na direção transversal ao escoamento U'_y/U , no plano horizontal paralelo à superfície livre, na metade do comprimento imerso do cilindro $b/L=0,50$, e respectivas linhas de corrente. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D=0,30; 0,50; 1,00$ e $2,00$. Da esquerda para a direita ocorre o aumento do número de Reynolds, $Re=2,3 \times 10^4$ e $4,3 \times 10^4$.

Como discutido anteriormente, a bolha recirculante no plano horizontal é menor e mais distorcida quanto mais próxima da extremidade do cilindro, motivo pelo qual, as flutuações nesta região são mais baixas e a camada cisalhante menor; ver Figura 68, onde se comparam as medições de U'_x/U feitas no plano horizontal a um quarto do comprimento imerso do cilindro com aquela à metade, para os cilindros de $L/D = 1,00$ e $L/D = 2,00$. Ainda de acordo com a Figura 68, é possível notar que os valores máximos de U'_x/U ocorrem mais próximos do cilindro, na medida em que os efeitos da extremidade livre crescem.

Figura 68 - Resultados do campo de flutuação de velocidade adimensional na direção longitudinal ao escoamento, U'_x/U , para condição de $Re = 4,3 \times 10^4$. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D = 1,00$ e $2,00$. Visualização do escoamento no plano horizontal, paralelo à superfície livre a um quarto do comprimento imerso do cilindro $b/L = 0,25$ (à esquerda) e à metade $b/L = 0,50$ (à direita).

Esses apontamentos sobre os efeitos de extremidade podem ser confirmados observando sistematicamente os resultados da Figura 67, ao se variar a razão de aspecto do cilindro. Além disso, também explicam as menores flutuações na direção transversal para visualização no plano mais próximo a extremidade livre, conforme Figura 69, onde se varia b/L para os mesmos casos de $L/D = 1,00$ e $2,00$.

Um fato que explicaria as altas intensidades de flutuação transversal na linha de centro para um cilindro com $L/D = 2,00$ seria a emissão alternada de vórtices que cruzam essa linha. No entanto, para nenhuma das condições de $L/D < 2,00$ foi verificada essa alta intensidade na

linha de centro, o que caracteriza a não existência de vórtices alternados do tipo von Kármán no plano horizontal medido.

Figura 69 - Resultados do campo de flutuação de velocidade adimensional na direção transversal ao escoamento, U_y'/U , para condição de $Re = 4,3 \times 10^4$. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D = 1,00$ e $2,00$. Visualização do escoamento no plano horizontal, paralelo à superfície livre a um quarto do comprimento imerso do cilindro $b/L = 0,25$ (à esquerda) e à metade $b/L = 0,50$ (à direita).

Os resultados de velocidade média total adimensional U_t/U para visualização do campo no plano horizontal a $b/L = 0,50$, apresentados na Figura 70, ressaltam a região das bolhas de recirculação, onde as velocidades médias são menores. Novamente, é possível confirmar que o tamanho da região aumenta com o aumento da razão de aspecto.

Os resultados de vorticidade média adimensional no plano horizontal, $\omega_z D/U$, são apresentados na Figura 72, para plano horizontal $b/L = 0,50$. Estes resultados são similares aos de geração e desprendimento de vórtices ao redor de cilindros circulares longos, onde vorticidades de intensidades opostas são observadas em posições simétricas em relação ao plano que passa pelo centro do cilindro. Neste caso, as maiores intensidades estão localizadas próximas à parede do cilindro e próximas ao ponto de separação da camada cisalhante.

Em conformidade com os resultados anteriores, a intensidade da vorticidade decresce com a diminuição da razão de aspecto, devido ao aumento dos efeitos da extremidade livre. Estes apontamentos podem justificar a diminuição da força de sustentação.

Figura 70 - Resultados do campo de velocidade total adimensional, U_t/U , no plano horizontal paralelo à superfície livre, na metade do comprimento imerso do cilindro $b/L=0,50$. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D=0,30, 0,50, 1,00$ e $2,00$. Da esquerda para a direita ocorre o aumento do número de Reynolds, $Re=2,3 \times 10^4$ e $4,3 \times 10^4$.

Figura 71 - Resultados do campo de velocidade total adimensional, U_t/U , para condição de $Re = 4,3 \times 10^4$. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D = 1,00$ e $2,00$. Visualização do escoamento no plano horizontal, paralelo à superfície livre a um quarto do comprimento imerso do cilindro $b/L = 0,25$ (à esquerda) e à metade $b/L = 0,50$ (à direita).

Figura 72 - Resultados do campo de vorticidade adimensional, $\omega_z D/U$, no plano horizontal paralelo à superfície livre, na metade do comprimento imerso do cilindro $b/L=0,50$, e respectivas linhas de corrente. De cima para baixo ocorre o aumento da razão de aspecto, $L/D=0,30; 0,50; 1,00$ e $2,00$. Da esquerda para a direita ocorre o aumento do número de Reynolds, $Re=2,3 \times 10^4$ e $4,3 \times 10^4$.

Os mesmos efeitos observados na Figura 70 podem ser confirmados na Figura 71, que apresenta U_t/U para os planos horizontais em $b/L = 0,25$ e $b/L = 0,50$ e para as duas maiores condições de L/D . Também nestes resultados é possível notar as menores regiões de recirculação no plano $b/L = 0,25$, ou seja, nas proximidades da extremidade livre do cilindro.

Portanto, o presente capítulo encerra-se destacando que o escoamento próximo aos cilindros estacionários com $L/D \leq 0,50$ é substancialmente diferente, parecendo apresentar efeitos atribuídos às estruturas de vórtices existentes junto à extremidade livre.

Nos experimentos aqui apresentados infelizmente não foi possível a monitoração do campo de velocidades em um plano vertical à jusante do cilindro, *plano* – xz . No entanto, resultados sobre algumas características dessas estruturas de vórtices partindo da extremidade livre podem ser encontrados, por exemplo, em (PATTENDEN; TURNOCK; ZHANG, 2005), para um cilindro com $L/D = 1,00$, (SUMNER; HESELTINE; DANSEREAU, 2004) e (ADARAMOLA et al., 2006), para cilindros com $3 \leq L/D \leq 9$. De fato, modelos ilustrativos do comportamento fluido próximo aos cilindros curtos e estacionários foram originalmente propostos em (KAWAMURA et al., 1984), ainda que sem uma perfeita distinção entre *trailing* e *tip* vórtices, descritos da seguinte forma.

De acordo com as investigações realizadas naqueles trabalhos, sabe-se que a partir da extremidade livre do cilindro são formados dois pares de vórtices em contra-rotação. Um desses pares é formado nas arestas laterais da extremidade livre, sendo denominados como *trailing* vórtices; o outro par, também simétrico em relação ao plano central, é formado na superfície plana da extremidade livre e recebem o nome de *tip* vórtices. Uma investigação a respeito dessas estruturas também vem sendo realizada pelo mesmo grupo a que pertence o autor dessa tese, parcialmente encontrada em (ROSETTI et al., 2013), segundo a qual, simulações em CFD também revelam essas estruturas para cilindro com $L/D = 2,00$ e seriam a justificativa para as observações globais descritas no presente capítulo a partir de medições de forças e frequências.

Outro modelo interessante de escoamento ao redor de cilindros com baixa razão de aspecto e que parece similar aos resultados apresentados neste capítulo é o proposto por (LEE, 1997), rever detalhes na Figura 24 da revisão bibliográfica. Segundo este modelo, cilindros com razão de aspecto abaixo de um valor crítico não exibem a formação de uma esteira de von Kármán, e sim exibem a formação de vórtices do tipo arco no plano horizontal, ou *arch type-vortex*, os quais se caracterizam pela simetria e não alternância. Além disso, juntamente com os vórtices liberados a partir da extremidade livre do cilindro (com vorticidade principal no plano vertical, *plano* – xz), tubos de vórtices adjacentes à região da bolha recirculante também são formados e emitidos. Características de um modelo semelhante foram observadas nas visualizações de PIV desta tese, principalmente para os casos de cilindro estacionário com

$L/D < 2,00$, levando a crer que este venha a ser um modelo bastante plausível para explicar a origem das forças oscilatórias nos cilindros com tão baixa razão de aspecto. Ainda de acordo com (LEE, 1997), uma coexistência dos efeitos tridimensionais de ponta e da esteira de von Kármán são encontrados nos cilindros com $L/D \geq 2,00$, o que é bastante alinhado com o modelo original proposto por (KAWAMURA et al., 1984).

Assim sendo, relacionando informações auferidas e colhidas da literatura, pode-se conjecturar de maneira mais concreta que exista uma região à jusante dos cilindros com baixa razão de aspecto, onde bolhas de recirculação são envolvidas por uma combinação de estruturas de vórtices que partem da extremidade livre. A caracterização para cilindros com $L/D < 2,00$, desperta analogia com o escoamento ao redor de corpos semiesféricos, descritos, por exemplo, em (TANIGUCHI et al., 1982), (SAVORY E. & TOY, 1986), e (TAMAI; ASAEDA; TANAKA, 1987). Segundo esses trabalhos, ver Figura 73, o escoamento ao redor de corpos semiesféricos estacionários revela que os vórtices responsáveis pelas forças transversais agindo no corpo são estruturas com vorticidade nos planos verticais (*plano* – xz e *plano* – yz), ao contrário daquela responsável pela força de sustentação medida em cilindros longos, predominantemente no plano horizontal (*plano* – xy), e atribuídas às flutuações promovidas pela esteira de von Kármán no campo de pressões. Portanto, é possível que esta forma peculiar de emissão seja uma das razões pelas quais os cilindros livres com baixa razão de aspecto estudados nos próximos capítulos exibam um comportamento ressonante de VIV mesmo na ausência de uma esteira de von Kármán pronunciada.

Figura 73 - Distribuição de vorticidades associada ao escoamento ao redor de um corpo semiesférico, $Re \approx 1,6 \times 10^3$. [Fonte: (SAVORY E. & TOY, 1986)].

Interessante também, é fazer uma analogia dos resultados de escoamento ao redor de cilindros estacionários, $L/D \leq 0,50$, com os resultados ao redor de corpos semiesféricos apoiados, a exemplo daqueles encontrados em (TAMAI; ASAEDA; TANAKA, 1987). Segundo esse trabalho, um modelo de escoamento ao redor de estruturas semiesféricas apoiadas e em

$Re > 2 \times 10^3$ é proposto conforme Figura 74, construída com base em visualizações e medições do campo de velocidades. Nota-se que ao redor da semiesfera apoiada são formados tubos de vórtices do tipo arco que se acumulam e são emitidos de forma alternada, causando flutuações periódicas das forças na direção transversal. Além disso, os resultados de número de Strouhal, St , obtidos nas mesmas investigações, mostram que ocorre uma diminuição da frequência de emissão dos tubos de vórtices com o aumento de Re , devido ao crescente número de tubos de vórtices que se acumulam antes da emissão. Este comportamento é análogo ao modelo proposto por (LEE, 1997) para cilindros com baixa razão de aspecto, portanto também contribuem para justificar o comportamento de VIV em cilindros muito curtos sem a presença da formação de uma esteira de von Kármán.

Figura 74 - Ilustração da estrutura de tubos de vórtices associada ao escoamento ao redor de um corpo semiesférico, $Re > 2 \times 10^3$. [Fonte: (TAMAI; ASAEDA; TANAKA, 1987)].

Conforme visto, os experimentos com cilindros estacionários de baixa razão de aspecto desta tese, complementam os resultados encontrados na literatura, pois compreendem uma faixa de razão de aspecto até então pouco estudada, $0,10 \leq L/D \leq 2,00$. Acredita-se que os resultados aqui apresentados darão suporte ao melhor entendimento do comportamento ressonante evidenciado nos próximos capítulos, quando os cilindros estiverem livres para oscilar em 2GL, ou elasticamente suportados em flutuação na superfície livre, portanto, com 6GL. Além da razão de aspecto, os próximos experimentos também incorporarão a variação da razão de massa, $1,00 \leq m^* \leq 4,36$, parâmetro importante para o comportamento dinâmico dos cilindros livres.

4 ENSAIOS DE CILINDRO COM BAIXA RAZÃO DE ASPECTO E 2GL

Os ensaios fundamentais apresentados na sequência desta tese tiveram como objetivo fechar as lacunas sobre a fenomenologia do VIV em cilindros curtos. De acordo com a literatura aberta, ensaios de cilindros com baixa razão de aspecto e liberdade para oscilar nas direções longitudinal e transversal ao escoamento foram pouco estudados; exceção feita ao trabalho publicado por (SOMEYA et al., 2010), porém para uma faixa pequena de velocidades reduzidas, $V_r < 4$, que não corresponde a faixa na qual encontram-se os maiores movimentos na direção transversal.

Desta forma, os ensaios inéditos que dão continuidade à composição desta tese foram conduzidos segundo dois grandes conjuntos de investigação. O primeiro conjunto, apresentado neste capítulo 4, foi concebido e conduzido com o objetivo de investigar o VIV em cilindros com baixa razão de aspecto com 2GL, ao mesmo tempo em que serviram para estudar a influência da razão de massa sobre os comportamentos dinâmicos deste fenômeno. Por sua vez, o segundo conjunto, que é foco do capítulo seguinte, teve como objetivo investigar o comportamento do VIV em cilindros flutuantes, portanto caracterizados por uma razão de massa unitária; caso semelhante ao VIM de plataformas do tipo *spar* e monocoluna.

Os ensaios discutidos no presente capítulo também foram realizados no canal de água circulante do NDF. Desta vez, no entanto, a fixação do cilindro foi feita a partir de uma barra longa de aço, com $L_b = 2100mm$ de comprimento e engastada no teto do laboratório, ver detalhes das dimensões na Figura 75. O cilindro circular com diâmetro $125mm$ foi fixado à extremidade livre dessa barra, permitindo movimentos no plano horizontal, direções longitudinal e transversal ao escoamento, respectivamente reconhecidas como as direções x e y . Importante destacar que o cilindro foi posicionado a uma distância $h = 470mm$ em relação ao fundo do canal e que a restauração no plano de movimentos foi determinada pelo comprimento da barra em balanço, sendo, desta forma, igual nas duas direções consideradas. Ensaios de decaimento em ar foram realizados para o conjunto barra e cilindro, permitindo obter o valor do amortecimento estrutural, da ordem de $\zeta_s = 0,1\%$.

Para melhor compreensão do fenômeno de VIV em cilindros curtos e 2GL, 7 (sete) razões de aspecto foram estudadas: $L/D = 0,30; 0,40; 0,50; 0,75; 1,00; 1,50$ e $2,00$. Importante destacar que esta faixa de razões de aspecto corresponde àquela encontrada em sistemas flutuantes oceânicos. Para a modificação de L/D nos ensaios, foi alterada apenas a condição do nível de água do canal, portanto, mantendo-se a posição original do cilindro em relação ao canal. Ver mais detalhes dimensionais na Tabela 14. Interessante destacar que o coeficiente de bloqueio, β , é inferior a 10% em todos os casos ensaiados.

Conforme descrito, também foram feitas variações da razão de massa, segundo 3 (três)

Figura 75 - Descrição do aparato experimental utilizado para os ensaios com 2GL no canal de água circulante do NDF.

Tabela 14 - Características dos ensaios de cilindro com 2GL e diferentes condições de L/D .

L/D	H [mm]	h [mm]	β
2,00	720	470	0,06
1,50	658	470	0,05
1,00	595	470	0,04
0,75	564	470	0,03
0,50	533	470	0,02
0,40	520	470	0,02
0,30	508	470	0,01

valores específicos: $m^* = 1,00$, $2,62$ e $4,36$. Como bons ensaios de VIV para cilindros longos são encontrados na literatura para $m^* = 2,62$ e $4,36$, estes foram valores adotados com vistas às comparações seguintes aos ensaios. O valor de $m^* = 1,00$, por sua vez, foi adotado para as comparações com os resultados de cilindros flutuantes do próximo capítulo. Salienta-se, por completude de informação, que as condições de m^* foram alteradas mudando-se a quantidade

de massa no interior do cilindro.

Nestas condições, a cada combinação de L/D e m^* correspondeu um valor de frequência natural em águas paradas, o mesmo para as direções longitudinal e transversal, $f_{0x} \cong f_{0y} = f_0$, bem como um valor de amortecimento em águas paradas, ζ_w .

Para cada condição de ensaio foram ensaiadas no mínimo quarenta velocidades reduzidas. Essas velocidades foram escolhidas de maneira a compreender a faixa de $3 < V_r < 12$, correspondentes à faixa de número de Reynolds $6 \times 10^3 < Re < 7 \times 10^4$ e de número de Froude $0,04 < Fr_D < 0,49$, sendo que este último número adimensional foi calculado com base no diâmetro do cilindro, ou seja, Fr_D . Como proposto por (HAY, 1947), e depois discutido em (CHAPLIN; TEIGEN, 2003), para cilindros finitos, a melhor maneira de definir o número de Froude é feita com relação ao comprimento da parte submersa L . Desta forma, a Tabela 15 também apresenta os respectivos adimensionais Fr_L , compreendidos na faixa $0,03 < Fr_L < 0,90$.

Tabela 15 - Parâmetros dos ensaios do cilindro livre para oscilar com 2DOF, montado em barra flexível em balanço.

m^*	L/D	γ	$Re \times 10^{-4}$	ζ_w	$f_0 [Hz]$	Fr_D	Fr_L
4,36	2,00	1,003	1,36 – 5,00	2,28%	0,30	0,10 – 0,36	0,07 – 0,26
	1,50	1,004	1,15 – 5,35	2,70%	0,31	0,08 – 0,39	0,07 – 0,32
	1,00	1,007	1,71 – 5,58	3,62%	0,34	0,12 – 0,40	0,12 – 0,40
	0,75	1,009	1,04 – 5,69	3,77%	0,36	0,08 – 0,41	0,09 – 0,47
	0,50	1,013	0,87 – 6,15	4,09%	0,40	0,06 – 0,44	0,09 – 0,63
	0,40	1,016	1,71 – 6,48	4,38%	0,44	0,12 – 0,47	0,20 – 0,74
	0,30	1,021	1,76 – 6,79	4,46%	0,48	0,13 – 0,49	0,23 – 0,90
2,62	2,00	1,005	1,36 – 4,93	2,73%	0,27	0,10 – 0,36	0,07 – 0,25
	1,00	1,007	1,20 – 5,58	4,00%	0,32	0,09 – 0,40	0,09 – 0,40
	0,75	1,010	1,01 – 5,71	4,85%	0,35	0,07 – 0,41	0,08 – 0,48
	0,50	1,013	1,69 – 5,94	5,11%	0,41	0,12 – 0,43	0,17 – 0,61
1,00	2,00	1,009	0,66 – 2,78	3,98%	0,16	0,05 – 0,20	0,03 – 0,14
	1,50	1,012	0,60 – 3,94	4,86%	0,21	0,04 – 0,28	0,04 – 0,23

Da mesma maneira que nos ensaios do capítulo 3, a duração de cada ensaio foi de 180s com taxa de aquisição de dados de 100Hz. Assim sendo, no mínimo 30 ciclos de oscilação para cada condição de ensaio foram garantidos segundo um regime isento de flutuação da velocidade do escoamento incidente.

Os deslocamentos de interesse foram medidos na extremidade livre do cilindro e escritos de forma adimensional utilizando o diâmetro do mesmo e o fator de forma modal, γ . Esse fator modal é importante para se permitir uma comparação direta entre experimentos de VIV realizados em diferentes aparatos, conforme discussão encontrada, por exemplo, em (BLEVINS, 2001). Para um cilindro representado como massa concentrada suportado na extremidade de uma barra flexível em balanço que oscila em seu primeiro modo natural, o valor do fator de forma é muito próximo de $\gamma \cong 1$. Este valor foi adotado na adimensionalização de todos os resultados deste capítulo, para a comparação direta com os resultados de cilindros rígidos montados em apoio elástico, para os quais $\gamma = 1$.

Em termos de análise, os valores de amplitudes de movimentos foram obtidos a partir da *Hilbert Huang Transform* (HHT), técnica e análise que prescinde do caráter estacionário do comportamento e é indicada para sinais bastante modulados em amplitude e/ou frequência, cuja descrição mais completa é encontrada em (HUANG et al., 1998), posteriormente aplicada de maneira original aos problemas de VIV por (PESCE; FUJARRA; KUBOTA, 2006), seguida de aplicações semelhantes encontradas em (SILVEIRA et al., 2007), (FRANZINI et al., 2008, 2011) e (GONÇALVES et al., 2012, 2012b). Em linhas gerais, a técnica de HHT consiste na obtenção das amplitudes e frequências de movimento instantâneas. Deste modo, o valor característico de amplitude é obtido como a média das 10% maiores amplitudes de movimento, conforme proposto por (GONÇALVES et al., 2012). A frequência característica de movimento, por sua vez, também está relacionada às 10% maiores amplitudes. Segundo este tipo de análise mais moderna, verifica-se que a vantagem advém do maior número de amostras para o cálculo estatístico, diminuindo as incertezas decorrentes do tamanho da população estudada, quando comparada com aquelas conseguidas com a análise de Fourier usual.

Nos ensaios deste capítulo não foram feitas medições do campo de velocidades. Portanto, as frequências de liberação de vórtices mais adiante apresentadas não foram medidas diretamente. Os valores de número de Strouhal foram inferidos com base na inclinação das curvas da razão entre a frequência do movimento transversal e a frequência natural em águas paradas, f_y/f_0 , como função da velocidade reduzida, V_r , tomadas fora da região de sincronização e assumindo-se, por hipótese, que a frequência de liberação de vórtices seja a mesma do movimento transversal, ou seja, $f_s \cong f_y$.

As forças hidrodinâmicas totais agindo em cada direção foram inferidas conforme proposição encontrada em (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004), aqui transcritas segundo as equações 10 e 11.

$$m_s \ddot{x} + c \dot{x} + k_x x = F_{Hx} \quad (10)$$

$$m_s \ddot{y} + c \dot{y} + k_y y = F_{Hy} \quad (11)$$

Nestas equações, c é o amortecimento estrutural do sistema, assim como F_{Hx} e F_{Hy} dizem respeito as forças hidrodinâmicas totais nas direções longitudinal e transversal. Conforme descrito, o amortecimento estrutural para os testes foi muito baixo, portanto, tendo sua contribuição desprezada nas análises.

De maneira análoga àquela apresentada no capítulo 3, o coeficiente de arrasto médio, C_x , foi obtido segundo a equação 5; já a parcela oscilatória do arrasto, C_{x-rms} , foi escrita com base no valor rms da série temporal da força hidrodinâmica total na direção longitudinal, $F_{Hx}(t)$. Da mesma forma, o coeficiente de sustentação, C_{y-rms} , foi escrito com base no valor rms da série temporal da força hidrodinâmica total na direção transversal, $F_{Hy}(t)$.

O coeficiente de massa adicional também foi inferido a partir das forças hidrodinâmicas totais. Assim, considerando que a componente da força hidrodinâmica total em fase com a aceleração tenha relação com a componente de inércia adicional na direção considerada, é possível escrever o coeficiente de massa adicional como função da frequência característica do movimento conforme proposto em (FUJARRA; PESCE, 2002), ver equação 12 para a direção transversal, onde o operador $\mathcal{R}\{\}$ diz respeito à parte real do número complexo obtido com a análise de Fourier $\mathcal{F}\{\}$. Conforme apresentado em (VIKESTAD; VANDIVER J. K., 2000), resultados semelhantes para o coeficiente de massa adicional também podem ser obtidos com base em análises no domínio do tempo, desde que os sinais de força apresentem um comportamento predominantemente harmônico simples.

$$m_{ay}^*(f_y) = \frac{-\mathcal{R}\left\{\frac{\mathcal{F}[F_{Hy}]}{\mathcal{F}[\ddot{y}]}\right\}}{m_d}, \quad (12)$$

Portanto, como consequência do método de análise adotado, destaca-se a obtenção dos seguintes resultados experimentais: amplitudes características nas direções transversal e longitudinal, $A_y/(\gamma D)$ e $A_x/(\gamma D)$; razão entre frequência característica na direção transversal e frequência natural em águas paradas, f_y/f_0 ; razão entre frequências características nas direções longitudinal e transversal, f_x/f_y ; coeficientes de sustentação e arrasto, C_{y-rms} , C_x e C_{x-rms} ; e coeficientes de massa adicional nas direções longitudinal e transversal, m_{ay}^* e m_{ax}^* . Todos esses resultados são apresentados como função da velocidade reduzida, $V_r = U/f_0 D$. Trajetórias dos movimentos no plano horizontal também são construídas e dão suporte às discussões decorrentes.

4.1 RESULTADOS PARA VARIAÇÃO DE RAZÃO DE ASPECTO

Os resultados de amplitude adimensional de deslocamento nas direções transversal e longitudinal são apresentados, respectivamente, nas Figuras 76 e 77, considerando casos com $m^* = 4,36$ e $L/D = 0,30; 0,40; 0,50; 0,75; 1,00; 1,50$ e $2,00$. Os resultados de coeficiente de sustentação, C_{y-rms} , para os mesmos casos são apresentados na Figura 78 e as respectivas razões entre frequências f_y/f_0 e f_x/f_y nas Figuras 79 e 80.

De acordo com as Figuras 76 e 77, de uma maneira geral, as amplitudes adimensionais decrescem com a diminuição da razão de aspecto em ambas as direções de deslocamento. Conforme visto no capítulo 3, é possível que este comportamento esteja associado aos efeitos da extremidade livre, visto que os casos com menores comprimentos imersos são mais suscetíveis aos vórtices que partem desta região e, portanto, menores são as forças de sustentação nestes casos.

De fato, os coeficiente de sustentação apresentados na Figura 78, confirmam o decréscimo de C_{y-rms} com a diminuição da razão de aspecto.

Figura 76 - Amplitude adimensional de deslocamento transversal, $A_y / (\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^* = 4,36$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

Figura 77 - Amplitude adimensional de deslocamento longitudinal, $A_x / (\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^* = 4, 36$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

Figura 78 - Coeficiente de sustentação, C_{y-rms} , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^* = 4, 36$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

Uma característica marcante na curva de amplitudes adimensionais na direção transversal, Figura 76, é a ausência do chamado *lower branch*, ramo de resposta onde se processa a perda abrupta de sincronização entre a frequência de emissão de vórtices e a frequência de oscilação do cilindro no plano horizontal; rever Figura 12 do capítulo 2. No caso dos cilindros com baixa razão de aspecto aqui ensaiados, o aumento das amplitudes começa a ser significativo em $V_r \cong 4$, sem uma clara indicação de decréscimo para velocidades reduzidas até $V_r \cong 10$. Explicações sobre a ausência da queda de amplitudes e comparações com ensaios de cilindros longos serão abordados no capítulo 5 desta tese.

Para os ensaios com $L/D \leq 0,50$ os valores de número de Froude associados às maiores velocidades reduzidas são elevados, $Fr_L > 0,50$, rever Tabela 15. Nestes casos, os efeitos de geração de ondas na superfície livre devem ser considerados de maneira concomitante aos efeitos da extremidade livre, aumentando ainda mais o comportamento tridimensional da esteira. Infelizmente, esses efeitos não são isolados facilmente, sendo simultaneamente responsáveis pelos menores valores de amplitudes adimensionais transversais. Para melhor entender esta influência, sugere-se observar ensaios análogos realizados para cilindros com altas e baixas razões de aspecto, apresentados, por exemplo, em (HAY, 1947) ou (CHAPLIN; TEIGEN, 2003). Estes artigos relatam o crescimento da força de resistência devido à superfície livre para $Fr_L > 0,50$, com valores máximos em $Fr_L \cong 1,00$. No entanto, como nos ensaios aqui realizados as condições com $L/D > 0,50$ estão associadas a valores máximos de $Fr_L = 0,46$, acredita-se que, nestes casos, os efeitos da superfície livre tenham pouco impacto nos resultados de amplitude de deslocamento obtidos.

Utilizando as respectivas faixas de Fr_L em cada ensaio e as equações 6 e 7 do capítulo 3, foram calculados os valores máximos da elevação à montante e a depressão à jusante do cilindro, todos eles apresentados como função do comprimento imerso do cilindro, L . De acordo com a Tabela 16, verifica-se que esses valores são superiores a 15% do comprimento imerso para os maiores valores de V_r em todos os casos com $L/D \leq 0,50$, confirmando que uma grande mudança ocorre na superfície livre, a qual influencia o escoamento à jusante do cilindro, tanto quanto os efeitos da extremidade livre. Portanto, conclui-se que o decréscimo de amplitude com a diminuição da razão de aspecto tem origem no efeito combinado do aumento das tridimensionalidades geradas pela extremidade do cilindro e pela modificação da superfície livre. Este efeito combinado é mais pronunciado quanto menor a razão de aspecto.

Com relação às amplitudes adimensionais de deslocamento na direção longitudinal, Figura 77, os resultados mostram a existência de um máximo local em $V_r \cong 3$, seguido de um mínimo local em $V_r \cong 5$ e um posterior crescimento das amplitudes para velocidades reduzidas maiores, comportamento semelhante ao das amplitudes adimensionais transversais. Conforme descrito em (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004), os picos de amplitude em $2 < V_r < 4$ estão

Tabela 16 - Parâmetros da influência da superfície livre nas condições ensaiadas de cilindros com 2GL.

m^*	L/D	Fr_L	D_1/D	D_1/L	L_0/D	L_0/L
4,36	2,00	0,07 – 0,26	0,03	2%	0,02	1%
	1,50	0,07 – 0,32	0,05	3%	0,03	2%
	1,00	0,12 – 0,40	0,08	8%	0,05	5%
	0,75	0,09 – 0,47	0,11	15%	0,06	9%
	0,50	0,09 – 0,63	0,20	39%	0,11	23%
	0,40	0,20 – 0,74	0,27	68%	0,16	39%
	0,30	0,23 – 0,90	0,40	134%	0,23	76%
2,62	2,00	0,07 – 0,25	0,03	2%	0,02	1%
	1,00	0,09 – 0,40	0,08	8%	0,05	5%
	0,75	0,08 – 0,48	0,11	15%	0,06	9%
	0,50	0,17 – 0,61	0,18	37%	0,11	21%
1,00	2,00	0,03 – 0,14	0,01	1%	0,01	0%
	1,50	0,04 – 0,23	0,03	2%	0,02	1%

relacionados aos dois padrões de emissão de vórtices, simétrico e assimétrico, que acontecem nesta região de ressonância longitudinal.

As razões entre frequências apresentadas nas Figuras 79 e 80 corroboram a existência da ressonância do movimento na direção longitudinal em $2 < V_r < 4$, visto que $f_y \cong 0,5f_0$ e $f_x \cong f_0 \implies f_x/f_y \cong 2,0$, como pode ser visto para as condições com $L/D \geq 1,00$. Para as razões de aspecto menores, as forças na direção longitudinal não devem ser suficientes para promover movimento e, portanto, caracterizar um quadro ressonante típico.

Os resultados de razão entre frequências f_y/f_0 da Figura 79 mostram uma concentração em torno do valor unitário para quase toda faixa de V_r , exceção feita aos casos em que ocorre acoplamento com o movimento longitudinal, $f_x/f_y = 2,0$. Nos casos com $L/D \geq 1,00$, verifica-se um suave crescimento de f_y/f_0 com a velocidade reduzida a partir de $V_r \cong 7$. Observando estes resultados em conjunto com as respectivas curvas de f_x/f_y , Figura 80, nota-se que este comportamento acontece exatamente quando há o acoplamento entre movimentos transversais e longitudinais, caracterizados por $f_x/f_y = 2,0$. Neste mesmo ponto, $V_r \cong 7$, o coeficiente de sustentação apresenta o seu valor máximo, ver Figura 78, decrescendo a partir da velocidade reduzida em que $f_x/f_y = 2,0$.

Figura 79 - Razão entre frequência característica do movimento transversal e frequência natural em águas paradas, f_y/f_0 , apresentada como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=4, 36$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

Figura 80 - Razão entre frequências características dos movimentos nas direções longitudinal e transversal, f_x/f_y , apresentada como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=4, 36$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

Os resultados que mais chamam atenção são os de amplitudes adimensional para $L/D = 1,50$ e $2,00$, que apresentam respectivamente: $A_y/(\gamma D) \cong 1,7$ e $1,9$ na direção transversal; assim como, $A_x/(\gamma D) \cong 0,25$ e $0,35$ na direção longitudinal. Tais amplitudes são consideradas elevadas para cilindros de baixa razão de aspecto, $L/D \leq 2$. Grandes amplitudes, porém um pouco inferiores, foram obtidas por (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004) e (STAPPENBELT; LALJI, 2008), em ensaios com cilindros longos. Nestes trabalhos os autores relatam que amplitudes adimensionais transversais da ordem de $1,5D$ estão associadas a um padrão de liberação de vórtices denominado “2T”, caracterizado por uma trinca de vórtices formada a cada meio período de oscilação em cilindros com $2GL$ e $m^* < 6$. Naquela região observaram um forte acoplamento entre os movimentos nas direções longitudinal e transversal. Importante destacar, no entanto, que não se acredita em um padrão “2T” como justificativa para as grandes amplitudes nos cilindros com baixa razão de aspecto, já que nestes a influência dos efeitos da extremidade livre é acentuada, alterando significativamente o escoamento ao redor do cilindro.

Analogamente, as Figuras de 81 a 89 dizem respeito aos ensaios com cilindros de $m^*=2,62$; razão de massa escolhida para comparação com as investigações encontradas em (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004). Para esta razão de massa, no entanto, apenas os cilindros com $L/D = 0,50$; $0,75$; $1,00$ e $2,00$ puderam ser ensaiados. Os parágrafos a seguir discutem estas figuras.

Figura 81 - Amplitude adimensional transversal, $A_y/(\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=2,62$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

Figura 82 - Amplitude adimensional longitudinal, $A_x / (\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=2,62$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

Figura 83 - Razão entre frequência característica do movimento transversal e frequência natural em águas paradas, f_y / f_0 , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=2,62$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

Figura 84 - Razão entre frequências características dos movimentos nas direções longitudinal e transversal, f_x/f_y , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=2,62$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

Os resultados de amplitude adimensional transversal na Figura 81 são similares aos resultados apresentados para os cilindros com $m^*=4,36$ da Figura 76, ou seja, exibindo o mesmo decréscimo na medida em que a razão de aspecto é diminuída.

Entretanto, as amplitudes adimensionais longitudinais apresentadas na Figura 82 mostram-se maiores que aquelas obtidas para $m^*=4,36$, Figura 77. Comparando-se de maneira particular os casos com $L/D = 2,00$, é possível notar que o valor máximo da amplitude longitudinal para $m^*=4,36$, $A_x/(\gamma D) \cong 0,35$, é consideravelmente menor que $A_x/(\gamma D) \cong 0,45$ para $m^*=2,62$. Este resultado concorda com conclusão encontrada em (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004) para um cilindro com $L/D = 8$, segundo a qual, amplitudes na direção longitudinal são maiores quanto menores forem os valores da razão de massa. Em linhas gerais, as razões entre frequências para cilindros com $m^*=2,62$, Figuras 83 e 84, apresentam comportamentos similares àqueles descritos para os ensaios com $m^*=4,36$. No entanto, os resultados da razão de frequência transversal, f_y/f_0 , mostram uma tendência mais acentuada de crescimento para $V_r > 7$. Fazendo-se a hipótese de que a frequência de emissão de vórtices é aproximadamente igual à frequência do movimento na direção transversal, $f_s \cong f_y$, assim infere-se o número de Strouhal pela inclinação da reta nas condições assim definidas. Então, ainda de acordo com a Figura 83, observa-se que o número de Strouhal nos ensaios aqui discutidos é próximo de $St = 0,10$, valor menor que aquele de referência para cilindros longos, $St \cong 0,19$. Estes valores menores são consistentes com as descrições encontradas na literatura, segundo as

quais o número de Strouhal decresce com a diminuição da razão de aspecto. Mais adiante, outros detalhes sobre este comportamento serão apresentados. Similar ao que foi observado para $m^*=4,36$, os resultados de razão entre frequências para cilindros com $L/D > 0,50$, Figura 84, também mostram evidências da região de ressonância do movimento longitudinal em $2 < V_r < 4$. Para estes mesmos casos, observa-se o acoplamento entre os movimentos transversal e longitudinal, caracterizado por $f_x/f_y \cong 2$. Para o caso com $L/D = 0,50$, é interessante observar que os valores de f_x/f_y acompanham o comportamento dos cilindros com maiores razões de aspecto na região de $V_r < 6$, decrescendo abruptamente para $f_x/f_y \cong 1$ após esta região, sem que ocorra evidência de ressonância longitudinal. Provavelmente, esta também seja outra consequência dos efeitos tridimensionais nesta razão de aspecto.

De maneira geral, os coeficientes de força C_{y-rms} , C_x e C_{x-rms} mostram um decréscimo com a diminuição da razão de aspecto, respectivamente identificados nas Figuras 85, 86 e 87.

Para uma mesma razão de aspecto, Figura 85, os resultados de C_{y-rms} mostram um crescimento até $V_r \sim 8$ e posterior diminuição; exceto no caso do cilindro com $L/D = 0,50$, onde $C_{y-rms} \cong 0,2$ para toda a faixa de V_r .

Figura 85 - Coeficiente de sustentação, C_{y-rms} , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=2,62$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

Além disso, para todos os cilindros com $L/D \geq 0,75$, o pico de C_{y-rms} coincide com o início do acoplamento entre frequências nas direções longitudinal e transversal, $f_x/f_y \cong 2$. Valores máximos de $C_{y-rms} \cong 1,7$ para $L/D = 2,00$ e de $C_{y-rms} \cong 0,6$ para $L/D = 1,00$ são identificados, a partir dos quais C_{y-rms} decresce e a razão f_x/f_y tem um crescimento linear com o aumento de V_r .

Figura 86 - Coeficiente de arrasto médio, C_x , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=2,62$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

Figura 87 - Coeficiente de arrasto oscilatório, C_{x-rms} , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=2,62$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

Como síntese destas observações, analisando os resultados de amplitude nas Figuras 81 e 82 em conjunto com os de razões entre frequências das Figuras 83 e 84, pode-se definir 3 regiões características de comportamento para $L/D > 0,50$, quais sejam:

- A primeira, na região de $2 < V_r < 4$, caracterizada pela presença de deslocamentos somente na direção longitudinal, com $f_y/f_0 \cong 0,5$ e $f_x/f_y \cong 2$;
- A segunda, em $4 < V_r < 6 - 7$, caracterizada pelo decréscimo das amplitudes na direção longitudinal e início dos deslocamentos na direção transversal, com $f_y/f_0 \cong 1$ e acréscimo de f_x/f_y com o aumento de V_r ;
- E a terceira, em $V_r > 6 - 7$, caracterizada pelo crescimento contínuo das amplitudes, tanto transversal, quanto longitudinal com o aumento de V_r . Nesta região, $f_s \cong f_y$ implica em um valor crescente de f_y/f_0 e o acoplamento dos movimentos transversais e longitudinais com $f_x/f_y \cong 2$.

Os coeficientes de massa adicional nas direções longitudinal e transversal são apresentados nas Figuras 88 e 89. Nota-se que, com o aumento da velocidade reduzida, o coeficiente de massa adicional na direção longitudinal, Figura 88, decresce assintoticamente para um valor de $m_{ax}^* = -m^*$ em todos os casos com $L/D \geq 0,75$; comportamento semelhante ao reportado previamente em (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004) e (CUNHA et al., 2006). Adicionalmente, a intersecção das curvas com o eixo horizontal de ordenada nula em $V_r \sim 4$ confirma a ressonância do movimento na direção longitudinal, como discutido em (CUNHA, 2005).

No caso do coeficiente de massa adicional transversal, Figura 89, percebe-se o decréscimo apenas quando $f_x/f_y \cong 2$. Não ocorre a intersecção das curvas com o eixo horizontal de ordenada nula, o que aponta para a manutenção do quadro ressonante, sem a presença de *lower branch*, mesmo em grandes velocidades reduzidas.

Os últimos resultados apresentados nesta seção referem-se aos cilindros com $m^* = 1,00$. Devido às limitações do aparato experimental, apenas duas razões de aspecto, $L/D = 1,50$ e $2,00$, puderam ser ensaiadas. Ainda assim, estes poucos resultados são de extrema importância para a compreensão do fenômeno de VIV em cilindros curtos, pois permitem observações úteis à investigação do VIM em sistemas oceânicos flutuantes.

De acordo com a Figura 90, para um mesmo valor de razão de aspecto, as amplitudes adimensionais transversais nos cilindros com $m^* = 1,00$ são menores que as correspondentes nos casos com $m^*=2,62$ e $m^*=4,36$; resultado este nada intuitivo, uma vez que seriam esperadas maiores amplitudes de movimentos quanto menor fosse a razão de massa. Porém, comportamento semelhante também foi reportado em (BLEVINS; COUGHRAN, 2009) para um cilindro com $L/D = 17,8$, $m^* = 1,00$ e livre para oscilar com 2GL. Contribuição original para a compreensão deste comportamento é apresentada na seção final deste capítulo.

Figura 88 - Coeficiente de massa adicional na direção longitudinal em relação a massa deslocada, m_{ax}/m_d , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=2,62$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

Figura 89 - Coeficiente de massa adicional na direção transversal em relação a massa deslocada, m_{ay}/m_d , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=2,62$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

Figura 90 - Amplitude adimensional transversal, $A_y / (\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=1,00$, e diferentes razões de aspecto, $L/D=1,50$ e $2,00$.

Figura 91 - Amplitude adimensional longitudinal, $A_x / (\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=1,00$, e diferentes razões de aspecto, $L/D=1,50$ e $2,00$.

Por outro lado, ao contrário do que acontece com as amplitudes transversais, os deslocamentos na direção longitudinal apresentam amplitudes maiores quando comparados com os casos de mesma razão de aspecto e maiores valores de razão de massa.

Os resultados de razão entre frequência característica transversal, Figura 92, mostram a ausência de resultados nos quais $f_y/f_0 \cong 1$. Observa-se, no entanto, a existência de uma região de ressonância dos movimentos na direção longitudinal, caracterizada por $f_y/f_0 \cong 0,5$, e de uma grande faixa com $f_s \cong f_y$ a partir de $V_r > 5$, implicando em um valor crescente de f_y/f_0 . Se estes resultados forem analisados em conjunto com aqueles de razão entre frequências da Figura 93, observa-se que ocorre o acoplamento entre os movimentos longitudinais e transversais para $V_r > 5$, novamente caracterizado pela relação dupla entre as respectivas frequências, $f_x/f_y \cong 2$.

Também a partir da Figura 92, é possível inferir que o número de Strouhal decresce com a diminuição da razão de aspecto; resultado semelhante ao obtido com base nos ensaios com cilindros estacionários. Mais uma vez, isto é verificado observando-se que a inclinação da reta no caso com $L/D = 2,00$ é maior do que aquela para o caso com $L/D = 1,50$.

Figura 92 - Razão entre frequência característica do movimento transversal e frequência natural em águas paradas, f_y/f_0 , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=1,00$, e diferentes razões de aspecto, $L/D=1,50$ e $2,00$.

Figura 93 - Razão entre frequências características dos movimentos nas direções longitudinal e transversal, f_x/f_y , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=1,00$, e diferentes razões de aspecto, $L/D=1,50$ e $2,00$.

Figura 94 - Coeficiente de sustentação, C_{y-rms} , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=1,00$, e diferentes razões de aspecto, $L/D=1,50$ e $2,00$.

Figura 95 - Coeficiente de massa adicional na direção longitudinal em relação a massa deslocada, m_{ax}/m_d , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=1,00$, e diferentes razões de aspecto, $L/D=1,50$ e $2,00$.

Figura 96 - Coeficiente de massa adicional na direção transversal em relação a massa deslocada, m_{ay}/m_d , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa, $m^*=1,00$, e diferentes razões de aspecto, $L/D=1,50$ e $2,00$.

A Figura 94 confirma o decréscimo do coeficiente de sustentação com a diminuição da razão de aspecto. Observa-se, no entanto, que nos casos com $m^*=1,00$ o pico de amplitude ocorre em valores menores de velocidade reduzida, coincidindo com a antecipação do acoplamento $f_x/f_y \cong 2$, Figura 93. Além disso, é possível verificar um segundo máximo local em torno de $V_r \cong 3$, o que caracteriza a região de ressonância do movimento longitudinal.

Novamente, Figura 95, os coeficientes de massa adicional na direção longitudinal, apresentados como função da velocidade reduzida, mostram um comportamento decrescente e assintótico a $m_{ax}^* = -m^*$, com valor nulo em $V_r \sim 5$.

Com relação aos coeficientes de massa adicional na direção transversal, Figura 96, também se observa um comportamento decrescente, porém sem a presença de um valor nulo, o que tipicamente reflete-se na ausência de *lower branch*. Importante destacar que, embora a menor razão de massa implique em maior influência das alterações da massa adicional na dinâmica do sistema, em linhas gerais os coeficientes de massa adicional para os casos com $m^* = 1,00$ são muito semelhantes aos anteriormente obtidos a partir de razões de massa maiores.

4.2 RESULTADOS PARA VARIAÇÃO DE RAZÃO DE MASSA

Buscando melhor compreender a influência da razão de massa no comportamento de cilindros com 2GL e baixa razão de aspecto, alguns dos resultados apresentados anteriormente foram agrupados e reanalisados, particularmente aqueles referentes a $L/D = 2,00$.

Desta forma, os resultados de amplitude adimensional transversal são apresentados na Figura 97 como função da velocidade reduzida e parametrizados na razão de massa, $m^* = 1,00$; 2,62 e 4,36.

Figura 97 - Amplitude adimensional transversal, $A_y / (\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com $L/D=2,00$ e diferentes razões de massa, $m^* \leq 4,36$.

Como destacado anteriormente, observa-se que nos casos com $m^* = 2,62$ e $4,36$, as amplitudes na direção transversal são muito parecidas entre si, porém, bastante diferentes daquelas para o cilindro com $m^* = 1,00$ que são cerca de 25% menores quando $V_r > 7$. Lembrar que resultados semelhantes são encontrados em (BLEVINS; COUGHRAN, 2009), embora nenhuma explicação seja dada para este comportamento distinto e contra-intuitivo.

Por outro lado, os resultados de amplitude adimensional longitudinal mostram valores maiores para $m^* = 1,00$ em praticamente toda a faixa de velocidade reduzida, $V_r > 4$; ver Figura 98. Além disso, verifica-se que, quanto menor a razão de massa, maiores são as amplitudes longitudinais, comportamento anteriormente descrito por (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004) para cilindros longos com baixos valores de razão de massa e amortecimento, admitidos livres para oscilar com 2GL.

Figura 98 - Amplitude adimensional longitudinal, $A_x / (\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com $L/D=2,00$ e diferentes razões de massa, $m^* \leq 4,36$.

Figura 99 - Razão entre frequência característica do movimento transversal e frequência natural em águas paradas, f_y / f_0 , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de aspecto, $L/D=2,00$, e diferentes razões de massa, $m^* \leq 4,36$.

Figura 100 - Razão entre frequências características dos movimentos nas direções longitudinal e transversal, f_x/f_y , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de aspecto, $L/D=2,00$, e diferentes razões de massa, $m^* \leq 4,36$.

Considerando as razões entre frequências, Figuras 99 e 100, um comportamento distinto para o cilindro com $L/D = 2,00$ e $m^* = 1,00$ é observado. De acordo com a Figura 99, verifica-se que os resultados de $f_y/f_0 \cong 1$ só aparecem para os dois valores maiores de razão de massa, $m^* = 2,62$ e $4,36$. Adicionalmente, f_y/f_0 cresce linearmente como função da velocidade reduzida para $V_r \geq 7$; comportamento semelhante ao verificado por (DAHL; HOVER; TRIANTAFYLLOU, 2010) para sistemas nos quais as frequências naturais nas direções longitudinal e transversal são muito próximas, ou seja, a mesma condição dos ensaios aqui discutidos, $f_{0x} \cong f_{0y} = f_0$. De acordo com aquele trabalho, as oscilações transversais são regulares e muito próximas da frequência de emissão de vórtices, $f_y \cong f_s$, ou seja, a razão f_y/f_0 cresce linearmente com o aumento da velocidade reduzida.

Os resultados da Figura 100, por sua vez, corroboram essa influência da razão de massa, evidenciando o acoplamento entre os movimentos longitudinais e transversais, com $f_x/f_y = 2$, que para o caso do cilindro com $m^* = 1,00$ inicia-se em valores menores de velocidade reduzida. Esta distinção entre comportamentos aponta uma das grandes diferenças presente na interação fluido-estrutura de sistemas com valor unitário de razão massa, muito provavelmente, associada à importância relativa que as mudanças na massa adicional podem causar na dinâmica do sistema, conforme originalmente discutido em (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004) e também verificado nos resultados apresentados nas Figuras 101 e 102.

Figura 101 - Coeficiente de massa adicional na direção longitudinal em relação a massa deslocada, m_{ax}/m_d , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de aspecto, $L/D=2,00$, e diferentes razões de massa, $m^* \leq 4,36$.

Figura 102 - Coeficiente de massa adicional na direção transversal em relação a massa deslocada, m_{ay}/m_d , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de aspecto, $L/D=2,00$, e diferentes razões de massa, $m^* \leq 4,36$.

Na Figura 101 observa-se claramente a tendência do coeficiente de massa adicional longitudinal decrescer assintoticamente para um valor igual à razão de massa, ou seja, $m_{ax}^* = -m^*$. Além disso, nitidamente a ressonância na direção longitudinal ocorre por volta de $V_r = 4$ para todas as razões de massa, confirmada pelo valor nulo do coeficiente de massa adicional em torno desta velocidade reduzida.

Em se tratando do coeficiente de massa adicional na direção transversal, Figura 102, mais uma vez é comprovada a diferença de comportamento do cilindro com $m^* = 1,00$ em relação às demais razões de massa, confirmando a tese de que, quanto menor a razão de massa, mais importantes são as mudanças da massa adicional. No caso com razão de massa unitária, a razão entre as frequências nas direções longitudinal e transversal é praticamente constante, $f_x/f_y \cong 2,0$, justificando o comportamento decrescente do coeficiente de massa adicional em quase toda a faixa de velocidades reduzidas ensaiadas. Por outro lado, nos cilindros com $m^* > 1,00$ e até a velocidade reduzida em que se iniciam as razões de $f_x/f_y \cong 2$, verifica-se um crescimento do coeficiente de massa adicional na direção transversal, ponto a partir do qual, m_{ay}^* decresce continuamente. Interessante notar que, independente da razão de massa, as curvas de m_{ay}^* não interceptam o eixo das abscissas, o que justifica a inexistência do *lower branch* para esses casos; ao menos para a faixa de velocidades reduzidas ensaiadas, $V_r < 12$. No entanto, destaca-se que os coeficientes de massa adicional transversal são muito próximos de zero para as velocidades reduzidas mais altas, o que pode indicar uma possível interrupção da faixa de ressonância.

Ainda com relação às massas adicionais, em (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004) é proposta uma formulação para relacionar os valores nas duas direções, obtida com base nas forças hidrodinâmicas totais, apresentadas segundo as equações (10) e (11). De acordo com a proposição feita, supondo-se que $f_x/f_y = 2$ e fase relativa nula, chega-se à equação 13, que relaciona diretamente as massas adicionais nas direções longitudinal e transversal e a razão de massa do cilindro.

$$m_{ax}^* = \frac{1}{4}m_{ay}^* - \frac{3}{4}m^* \quad (13)$$

Aplicando-se a equação (13) aos resultados das Figuras 101 e 102, verifica-se sua validade também para os cilindros curtos, além de comprovar que a metodologia aqui adotada para a estimativa das forças hidrodinâmicas totais, e portanto das massa adicionais, é consistente.

Em se tratando de uma análise relativa entre massa adicional longitudinal e massa do cilindro, Figura 103, verifica-se uma tendência assintótica dessa relação para o valor $m_{ax}/m_s \cong -1$; resultado clássico no estudo de VIV, conforme pode ser visto em (VIKESTAD; VANDIVER J. K., 2000), (FUJARRA; PESCE, 2002), (CUNHA et al., 2006) e (FRANZINI, 2012). Na direção transversal, Figura 104, os resultados mostram maiores valores de m_{ay}/m_s quanto

menor a razão de massa, principalmente para $V_r > 7$, velocidade acima da qual $f_x/f_y \cong 2$ e o comportamento é assintoticamente decrescente para $m_{ay}/m_s \cong -1$.

Os coeficientes de força para os cilindros com $L/D = 2,00$ nas três razões de massa são apresentados nas Figuras de 105 a 107.

De acordo com a Figura 105, verifica-se que o comportamento do coeficiente de arrasto médio, C_x , é diferente somente para $m^* = 1,00$, no qual se percebe uma amplificação do arrasto com valores máximos de $C_x \cong 3,5$. De acordo com a literatura, sabe-se que esta amplificação é motivada pelo acoplamento entre os movimentos longitudinal e transversal, profundamente discutida em (SARPKAYA, 1995) a partir de ensaios de cilindros longos com 2GL. Segundo Sarpkaya esse acoplamento revela importância não só para o aumento das amplitudes transversais, como também para o arrasto médio, mostrando-se importantíssimo para a consideração do VIV em *risers*.

Com relação ao comportamento do coeficiente de arrasto oscilatório, Figura 106, observa-se uma semelhança para $V_r < 7$, independente da razão de massa considerada. Acima desta região, no entanto, quanto maior a razão de massa, maiores são os valores de C_{x-rms} observados, destacando-se um valor máximo de $C_{x-rms} \cong 1,4$ para $m^* = 4,36$.

Figura 103 - Coeficiente de massa adicional na direção longitudinal em relação a massa estrutural, m_{ax}/m_s , em função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de aspecto, $L/D=2,00$, e diferentes razões de massa, $m^* \leq 4,36$.

Figura 104 - Coeficiente de massa adicional na direção transversal em relação a massa estrutural, m_{ay}/m_s , em função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de aspecto, $L/D=2,00$, e diferentes razões de massa, $m^* \leq 4,36$.

Figura 105 - Coeficiente de arrasto médio, C_x , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de aspecto, $L/D=2,00$, e diferentes razões de massa, $m^* \leq 4,36$.

Figura 106 - Coeficiente de arrasto oscilatório, C_{x-rms} , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de aspecto, $L/D=2,00$, e diferentes razões de massa, $m^* \leq 4,36$.

Figura 107 - Coeficiente de sustentação, C_{y-rms} , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de aspecto, $L/D=2,00$, e diferentes razões de massa, $m^* \leq 4,36$.

Para os coeficientes de sustentação, Figura 107, observa-se que os valores máximos deste parâmetro acontecem no ponto a partir do qual $f_x/f_y \cong 2$. Conforme discutido anteriormente, para o cilindro com $m^* = 1,00$ esse acoplamento acontece em valores menores de velocidade reduzida; rever a Figura 100.

Os resultados até aqui apresentados revelam a importância da compreensão do comportamento distinto apresentado pelo cilindro com $m^* = 1,00$, particularmente porque se trata da razão de massa característica das plataformas sujeitas ao fenômeno de VIM. Com base nesta constatação, a próxima seção dedica-se à explicação para o comportamento distinto observado.

4.3 MOVIMENTOS NO PLANO-XY

Análise baseada nas séries temporais de deslocamentos nas direções longitudinal e transversal para os três valores de razão de massa e mesmo $L/D = 2,00$, Figuras 108, 109 e 110, podem contribuir para a compreensão das diferenças discutidas nas seções anteriores.

De uma maneira geral, as séries temporais de deslocamento na direção longitudinal para $m^* = 1,00$, Figura 108 à esquerda, mostram uma maior regularidade das oscilações em comparação com os casos de maiores razões de massa, Figuras 109 para $m^* = 2,62$ e Figura 110 para $m^* = 4,36$. Observação semelhante é feita a partir das séries temporais dos deslocamentos transversais, segundo as quais, quanto menor a razão de massa, maior a regularidade das oscilações observadas; comparar gráficos à direita nas mesmas figuras.

Também conhecidas como figuras de *Lissajous*, as trajetórias no *plano-xy* são apresentadas na Figura 111 como função da velocidade reduzida, lado a lado para cada uma das três razões de massa ensaiadas. De acordo com estas figuras, claramente se pode observar a ressonância longitudinal para $V_r \cong 3$. Além disso, o acoplamento em menores velocidades reduzidas dos movimentos transversais e longitudinais para o caso com menor razão de massa também é perceptível em termos das trajetórias. Outra característica distinta são as figuras em “formato de 8” para o cilindro com $m^*=1,00$, comportamento também identificado em cilindros longos com baixos valores de razão de massa e amortecimento, conforme descrito em (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004), (DAHL; HOVER; TRIANTAFYLLOU, 2006; DAHL et al., 2007; DAHL; HOVER; TRIANTAFYLLOU, 2010) e (BLEVINS; COUGHRAN, 2009), entre outros.

Quando ocorre o acoplamento, outro efeito importante é a clara diminuição das amplitudes na direção transversal e um aumento das amplitudes na direção longitudinal no caso do cilindro com $m^* = 1,00$.

Com base nesta observação, pode-se conjecturar que em uma mesma velocidade reduzida a energia mecânica total do sistema hidroelástico (cilindro elasticamente suportado em escoamento fluido) seja aproximadamente invariante com respeito à razão de massa, desde que esta apresente valores pequenos, $m^* < 6$. Buscando comprovar esta hipótese, considera-se a energia cinética instantânea do sistema hidro-elástico, T , escrita segundo a equação 14 como função da definição usual das massas adicionais nas duas direções pertinentes.

$$T = \frac{1}{2} (m_s + m_{ax}) U_x^2 + \frac{1}{2} (m_s + m_{ay}) U_y^2, \quad (14)$$

Note que na equação 14, além das massas adicionais m_{ax} e m_{ay} , a energia cinética também é função das respectivas componentes de velocidade em cada uma das direções, neste caso, U_x e U_y .

Figura 108 - Séries temporais de deslocamento adimensional longitudinal (à esquerda) e transversal (à direita), medidos para seis diferentes valores de velocidade reduzida no intervalo $3 \leq V_r \leq 10$, nos cilindros com razão de massa $m^*=1,00$ e razão de aspecto $L/D=2,00$.

Figura 109 - Séries temporais de deslocamento adimensional longitudinal (à esquerda) e transversal (à direita), medidos para seis diferentes valores de velocidade reduzida no intervalo $3 \leq V_r \leq 10$, nos cilindros com razão de massa $m^*=2,62$ e razão de aspecto $L/D=2,00$.

Figura 110 - Séries temporais de deslocamento adimensional longitudinal (à esquerda) e transversal (à direita), medidos para seis diferentes valores de velocidade reduzida no intervalo $3 \leq V_r \leq 10$, nos cilindros com razão de massa $m^*=4,36$ e razão de aspecto $L/D=2,00$.

Figura 111 - Trajetórias no plano – XY , ou figuras de Lissajous, para diferentes valores de velocidade reduzida, V_r , medidas para cilindros com razão de aspecto, $L/D=2,00$, e diferentes razões de massa, $m^* \leq 4,36$.

Por sua vez, a amplitude da velocidade transversal pode ser aproximadamente escrita a partir dos resultados de deslocamento, particularmente como função da amplitude A_y e da frequência f_y , ou seja:

$$U_y = \frac{A_y}{\gamma} (2\pi f_y) \quad (15)$$

Alternativamente, esta mesma velocidade transversal também pode ser escrita em uma forma adimensional semelhante àquela adotada para a velocidade reduzida, ou seja:

$$V_y = \frac{U_y}{f_0 D} = 2\pi \frac{A_y}{\gamma D} \frac{f_y}{f_0} \quad (16)$$

Deste modo, uma forma adimensional para a energia cinética máxima do sistema oscilante emerge da substituição da velocidade adimensional transversal e da velocidade analogamente obtida para a direção longitudinal na equação (14):

$$\frac{T}{m_s(f_0 D)^2} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{m_{ax}}{m_s} \right) V_x^2 + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{m_{ay}}{m_s} \right) V_y^2 \quad (17)$$

Importante destacar que a energia cinética máxima da equação (17) é uma boa aproximação para a energia mecânica do sistema se as máximas velocidades ocorrerem na posição da mínima energia potencial elástica.

Isto posto, pode-se realizar uma última análise tendo como ponto de partida a construção das curvas de energia cinética para os cilindros com $L/D = 2,00$.

Segundo esta análise, os resultados apresentados na Figura 112 permitem concluir que a energia cinética máxima mostra-se pouco sensível ao parâmetro de razão de massa, o que dá suporte a hipótese da invariância da energia total para uma mesma velocidade reduzida. Explica-se, portanto, porque os casos com maiores razões de massa apresentam maiores amplitudes que o caso com $m^* = 1,00$. Neste último caso, acredita-se que a energia total do sistema hidroelástico esteja sendo compartilhada entre as duas direções de movimento, resultando em deslocamentos de menor amplitude na direção transversal em decorrência de deslocamentos de maior amplitude na direção longitudinal.

Este resultado põe fim às análises de cilindros curtos com 2GL. Conforme mencionado, fica reservado para o próximo capítulo investigação semelhante para os cilindros com baixa razão de aspecto e flutuantes, $m^* = 1,00$; condição fenomenologicamente mais próxima daquela exibida pelas plataformas oceânicas.

Figura 112 - Energia cinética adimensional, apresentada como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de aspecto $L/D=2,00$ e diferentes razões de massa, $m^* \leq 4,36$.

5 ENSAIOS DE CILINDRO COM BAIXA RAZÃO DE ASPECTO E FLUTUANTE

Os ensaios fundamentais com cilindros livres para oscilar em 2GL mostraram a importância de se compreender melhor o que acontece na condição de razão de massa unitária, $m^* = 1$. Assim, o presente capítulo tem como objetivo complementar aqueles estudos, através de sua extensão para o caso dos cilindros flutuantes e, portanto, uma conexão mais estreita com a fenomenologia do VIM agindo em plataformas do tipo *spar* e monocoluna; estratégia que, imagina-se, possa contribuir para fechar algumas lacunas no entendimento deste problema.

Figura 113 - Descrição do aparato experimental utilizado para os ensaios com os cilindros flutuantes no canal de água circulante do NDF.

Mais uma vez, os ensaios deste capítulo foram realizados no canal de água circulante do NDF. Desta vez, porém, os cilindros flutuantes foram elasticamente suportados na posição média do canal por intermédio de quatro molas de mesma rigidez $k = 0,73 N/m$, mantidas por quadro com comprimento $L_q = 1090 mm$ e largura $W_q = 610 mm$, este fixado à parte

superior do canal. Para maiores detalhes deste arranjo, ver Figura 113 e Tabela 17.

Segundo este arranjo, os cilindros de diâmetro 125mm foram deixados livres para oscilar em 6GL, visto tratarem-se de corpos flutuantes elasticamente suportados por molas. Desta forma, nenhum grau de liberdade dos cilindros foi restringido. Buscando interferir minimamente no comportamento dinâmico monitorado, apenas medições de deslocamento foram realizadas utilizando-se um sistema ótico de captura e processamento de imagens, sistema Qualisys. Ver fotos na Figura 114, que destacam os alvos monitorados solidários a um dos cilindros ensaiados e a disposição das duas câmeras utilizadas para a monitoração.

Tabela 17 - Características dos ensaios com os cilindros flutuantes e diferentes condições de L/D .

L/D	H [mm]	h [mm]	β
2,00	536	286	0,08
1,50	536	349	0,06
1,00	536	411	0,04
0,75	536	442	0,03
0,50	536	474	0,02
0,40	536	486	0,02
0,30	536	499	0,01
0,20	536	511	0,01

Figura 114 - À esquerda, foto de um dos cilindros flutuantes mantido no centro do canal por 4 molas iguais. À direita, aparato experimental de monitoração ótica dos movimentos.

Para as investigações mais adiante descritas, 8 (oito) cilindros de mesmo diâmetro, 125mm , mas diferentes comprimentos imersos foram confeccionados, cada qual correspondente a uma

das seguintes razões de aspecto: $L/D = 0,20; 0,30; 0,40; 0,50; 0,75; 1,00; 1,50$ e $2,00$. Em termos construtivos, as condições de imersão foram garantidas utilizando-se uma mistura de areia e cola no interior de cada modelo, ver Figura 115. Além disso, é importante destacar que o nível de água do canal foi mantido constante durante todos esses ensaios, $H = 536mm$.

Figura 115 - Modelos em PVC para os ensaios de cilindros de baixa razão de aspecto e flutuantes.

As frequências naturais medidas na ausência de escoamento incidente foram praticamente as mesmas nas direções longitudinal e transversal, $f_{0x}/f_{0y} \cong 0,97$, independente da razão de aspecto considerada, L/D , permitindo a consideração de igualdade aproximada entre as mesmas, $f_{0x} \cong f_{0y} = f_0$. O valor do coeficiente de amortecimento também na ausência de escoamento incidente foi praticamente constante para todas as razões de aspecto, igual a aproximadamente quatro por cento do valor crítico, $\zeta_w \cong 4\%$. Importante destacar que os ensaios de decaimento em ar para a determinação do amortecimento estrutural são inviáveis para este tipo de arranjo. No entanto, ensaios realizados com cada mola individualmente mostram que valor do amortecimento estrutural é da ordem de $\zeta_s = 0,1\%$.

Com relação às condições de escoamento, para cada cilindro foram ensaiadas no mínimo 40 (quarenta) velocidades, $0,02 < U < 0,45m/s$, lembrando-se que as mesmas foram sempre selecionadas de maneira a compreender a faixa $2 < V_r < 14$, correspondentes à faixa de números de Reynolds $2 \times 10^3 < Re < 6 \times 10^4$. Detalhes dos parâmetros nas condições ensaiadas são apresentados na Tabela 18.

Seguindo precedente já adotado nos ensaios anteriores, a duração de cada ensaio foi de $300s$, sendo que os 120 primeiros segundos foram sempre descartados e apenas os 180s seguintes utilizados para as análises. Assim sendo, no mínimo 20 ciclos de oscilação para cada condição de ensaio foram garantidos segundo um regime isento de variação na velocidade de escoamento incidente.

Por se tratarem de cilindros rígidos elasticamente suportados, o fator modal $\gamma = 1$ foi

Tabela 18 - Parâmetros dos ensaios com os cilindros flutuantes, elasticamente suportados ao centro do canal de água circulante.

m^*	L/D	$Re \times 10^{-4}$	ζ_w	f_0 [Hz]	Fr_D	Fr_L
1,00	2,00	0,28 – 1,57	4,64%	0,10	0,02 – 0,11	0,01 – 0,08
	1,50	0,41 – 1,75	3,97%	0,12	0,03 – 0,13	0,02 – 0,10
	1,00	0,55 – 2,70	3,31%	0,15	0,04 – 0,20	0,04 – 0,20
	0,75	0,30 – 3,72	3,74%	0,17	0,02 – 0,27	0,03 – 0,31
	0,50	0,71 – 4,83	4,23%	0,23	0,05 – 0,35	0,07 – 0,49
	0,40	0,72 – 5,02	3,97%	0,25	0,05 – 0,36	0,08 – 0,57
	0,30	0,91 – 5,35	4,22%	0,28	0,07 – 0,39	0,12 – 0,71
	0,20	1,10 – 5,54	4,39%	0,35	0,08 – 0,40	0,18 – 0,89

utilizado nos cálculos das amplitudes adimensionais no plano horizontal. Para a determinação das amplitudes e frequências de movimento foi utilizando o mesmo procedimento dos ensaios com os cilindros de 2GL, ou seja, aplicando-se a técnica da HHT, conforme proposto em (GONÇALVES et al., 2012).

Assim como no capítulo 4, novamente foram feitas apenas medições indiretas das forças, portanto, aplicando-se o mesmo procedimento e formulações apresentadas nos ensaios dos cilindros dotados de apenas 2GL.

Ao final da campanha de ensaios descrita na Tabela 18, foi realizada uma campanha extra de ensaios dos cilindros de $L/D = 0,50$ e $L/D = 0,40$; dessa vez, dotados de *end-plates* nas respectivas extremidades inferiores. O objetivo desses ensaios foi observar os efeitos das estruturas formadas ao redor da extremidade livre do cilindro, afetadas pela presença das *end-plates*.

Portanto, as duas seções que compõem este capítulo dizem respeito a cada uma dessas campanhas. Trazem resultados e discussões baseadas: nos comportamentos das amplitudes adimensionais nas direções transversal e longitudinal, $A_y/(\gamma D)$ e $A_x/(\gamma D)$; nas razões entre frequências de oscilação na direção transversal e frequência natural em águas paradas, f_y/f_0 ; nas razões entre frequências de oscilação nas direções longitudinal e transversal, f_x/f_y ; nos coeficientes de força longitudinal e transversal, C_{y-rms} , C_x e C_{x-rms} ; e nos coeficientes de massa adicional transversal e longitudinal, m_{ay}^* e m_{ax}^* . Além disso, buscando um melhor entendimento dos efeitos devido à extremidade livre e suporte às discussões decorrentes, espectros de energia dos movimentos também são apresentados para cada condição de L/D . Todos esses parâmetros são apresentados como função da velocidade reduzida $V_r = U/f_0 D$.

5.1 RESULTADOS PARA CILINDRO FLUTUANTE SEM END-PLATE

Amplitudes adimensionais transversais e longitudinais são apresentadas, respectivamente, nas Figuras 116 e 117, ambas para os casos dos cilindros com $m^* = 1$ e $L/D = 0,20; 0,30; 0,40; 0,50; 0,75; 1,00; 1,50$ e $2,00$. Em termos gerais, para uma mesma velocidade reduzida, essas amplitudes decrescem com a diminuição da razão de aspecto. Além disso, considerando-se um mesmo valor de amplitude para cada condição, percebe-se que as curvas também se deslocam para valores mais altos de velocidade reduzida na medida em que a razão de aspecto decresce. De acordo com as investigações apresentadas nos capítulos anteriores, estes efeitos da razão de aspecto certamente estão associados à influência das emissões de vórtices que partem da extremidade inferior dos cilindros.

Especificamente com relação às amplitudes adimensionais transversais, $A_y/(\gamma D)$, Figura 116, cilindros com $L/D > 0,50$ exibem um comportamento distinto dos demais. Para as maiores razões de aspecto, iniciada a região de sincronização do VIV, observa-se um crescimento de amplitudes com aumento da velocidade reduzida, sem a presença da subsequente queda característica do *lower branch*, conforme descrição apresentada no capítulo de revisão desta tese. Por outro lado, nos cilindros com razão de aspecto na faixa $0,30 \leq L/D \leq 0,50$ observa-se um decréscimo das amplitude a partir de velocidades reduzidas superiores a $V_r = 8$, seguida de queda acentuada para $V_r > 10$, comportamento característico do final da sincronização do VIV.

Particularmente no cilindro com $L/D = 0,20$, as amplitudes adimensionais transversais não ultrapassam $A_y/(\gamma D) = 0,2$, parecendo indicar que este valor de razão de aspecto seja o limiar para a identificação de um quadro ressonante característico da ação do VIV.

Em se tratando de amplitudes máximas nos casos onde o quadro ressonante de VIV é claro, verifica-se que os cilindros com razões de aspecto na faixa $1,00 \leq L/D \leq 2,00$ apresentam valores similares, da ordem de $A_y/(\gamma D) = 1,4$. O cilindro com $L/D = 0,75$, por sua vez, apresenta amplitude transversal máxima de $A_y/(\gamma D) \cong 1,1$ e os demais, $0,30 \leq L/D \leq 0,50$, apresentam valores máximos que variam de $0,6 < A_y/(\gamma D) < 0,8$, a depender da própria razão de aspecto.

Com relação às amplitudes adimensionais longitudinais, $A_x/(\gamma D)$, Figura 117, também se observa um comportamento distinto para os cilindros com $L/D > 0,50$. Nestes casos, um primeiro máximo local acontece para velocidades reduzidas no entorno de $V_r = 2,5$, região característica da ressonância de VIV longitudinal, seguida de um crescimento acentuado a partir de $V_r = 5$, certamente como consequência do acoplamento entre os movimentos longitudinal e transversal. Por outro lado, para os cilindros com razões de aspecto na faixa $0,20 \leq L/D \leq 0,50$, observa-se um crescimento das amplitudes de forma praticamente linear

Figura 116 - Amplitude adimensional transversal, $A_y / (\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros flutuantes com razão de massa $m^* = 1,00$ e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

com a velocidade reduzida até $V_r = 6$, valor a partir do qual, passam a exibir alguma distinção com relação à forma de crescimento.

No tocante às amplitudes máximas longitudinais, observam-se valores de $A_x / (\gamma D) > 0,35$ em $V_r \cong 8$ para os casos de $L/D > 0,50$, enquanto as menores razões de aspecto exibem valores máximos de $A_x / (\gamma D) \cong 0,25$ em velocidades reduzidas bem maiores, $V_r \cong 12$.

Os resultados de razão entre frequência na direção transversal e frequência natural em águas paradas, f_y/f_0 , Figura 118, confirmam a existência da ressonância do movimento na direção longitudinal em $2 < V_r < 4$ para $L/D \geq 1$, esta caracterizada por $f_y \cong 0,5f_0$ e $f_x \cong f_0$, conseqüentemente, com $f_x/f_y \cong 2,0$. Ainda para os cilindros com $L/D \geq 1$, observa-se também um crescimento linear de f_y/f_0 com o aumento da velocidade reduzida a partir de $V_r = 4$. Nesta região de crescimento linear é possível admitir que a frequência de emissão de vórtices seja aproximadamente igual à frequência do movimento transversal, sendo possível a inferência do número de Strouhal, conforme discussão já apresentada no capítulo 4.

Para os cilindros flutuantes com $L/D \leq 0,75$, observa-se um valor praticamente constante da razão entre frequências até $V_r \cong 7$, $f_y/f_0 \cong 0,9$, quando então essa razão passa a crescer linearmente com o aumento da velocidade reduzida.

Figura 117 - Amplitude adimensional longitudinal, $A_x / (\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros flutuantes com razão de massa $m^* = 1,00$ e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

Figura 118 - Razão entre frequência característica do movimento transversal e frequência natural em águas paradas, f_y / f_0 , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros flutuantes com razão de massa $m^* = 1,00$ e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

Analisado os últimos resultados em conjunto com os resultados de razão entre frequências nas direções longitudinal e transversal, f_x/f_y , Figura 119, observa-se que a velocidade reduzida em que se inicia o crescimento linear da razão f_y/f_0 é a mesma em que ocorre o acoplamento entre os movimentos longitudinal e transversal, regime caracterizado por $f_x/f_y \cong 2$. Note que esse acoplamento ocorre em menores V_r quanto maior a razão de aspecto do cilindro.

Para os cilindros com $L/D \leq 0,50$ e condições de velocidade reduzida mais elevadas, observam-se valores de $f_x/f_y \leq 0,5$, que coincidem com as velocidades em que ocorre a queda abrupta de amplitudes na direção transversal, confirmando a existência do *lower branch*, com a perda gradativa da sincronização entre a frequência de emissão de vórtices e a frequência do movimento do cilindro.

Conforme discutido, o caso de menor razão de aspecto distingue-se dos demais por não apresentar em momento algum o acoplamento $f_x/f_y \cong 2$. Este resultado analisado em conjunto aos resultados de amplitude adimensional longitudinal, Figura 116, revela a inexistência do comportamento típico de VIV, ou seja, a inexistência de emissões coordenadas com periodicidade capaz de promover a ressonância. Interessante relembrar que a razão de aspecto $L/D = 0,20$ havia sido apontada como limitante para a identificação de emissões coordenadas já nos ensaios dos cilindros estacionários, Figura 54 do capítulo 3.

Figura 119 - Razão entre frequências características dos movimentos nas direções longitudinal e transversal, f_x/f_y , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros flutuantes com razão de massa $m^*=1,00$ e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

Figura 120 - Densidades espectrais de movimento longitudinal como função da velocidade reduzida, V_r , e dos adimensionais de frequência, f_x/f_0 e $f_x D/U$. Resultados para cilindros flutuantes com $1,00 \leq L/D \leq 2,00$.

Figura 121 - Densidades espectrais de movimento longitudinal como função da velocidade reduzida, V_r , e dos adimensionais de frequência, f_x/f_0 e $f_x D/U$. Resultados para cilindros flutuantes com $0,40 \leq L/D \leq 0,75$.

Figura 122 - Densidades espectrais de movimento longitudinal como função da velocidade reduzida, V_r , e dos adimensionais de frequência, f_x/f_0 e $f_x D/U$. Resultados para cilindros flutuantes com $0,20 \leq L/D \leq 0,30$.

Buscando corroborar essas assertivas, os movimentos longitudinal e transversal do cilindro foram analisados através de espectros de energia, resultados apresentados nas Figuras de 120 a 125. Densidades espectrais de energia são apresentadas como função da velocidade reduzida e de dois adimensionais diferentes de frequência: f_x/f_0 e $f_x D/U$ para a direção longitudinal, ou f_y/f_0 e $f_y D/U$ para a direção transversal de movimento. Note que o segundo adimensional utilizado, $f_x D/U$ ou $f_y D/U$, tem associação direta com o número de Strouhal.

Assim construídos, os resultados de densidade espectral para os movimentos na direção longitudinal, Figuras de 120 a 122, mostram claramente a região em que os movimentos nessa direção apresentam frequências características bem definidas, iguais ao dobro da frequência característica do movimento transversal. Nos gráficos da densidade espectral como função de f_x/f_0 e V_r , estas regiões são caracterizadas pelas densidades espectrais mais altas distribuídas no entorno de retas inclinadas. Já para os gráficos da densidade espectral como função de $f_x D/U$ e V_r , as mesmas regiões são identificadas pelas densidades espectrais mais altas distribuídas no entorno de retas aproximadamente horizontais.

Independente do adimensional de frequência utilizado, observa-se que a faixa de intervalos de velocidade reduzida para as retas descritas decresce com a diminuição da razão de aspecto, deixando de existir para o caso $L/D = 0,20$. Além disso, observa-se uma segunda região com maiores densidades espectrais a partir de $V_r = 7$ e frequências mais baixas, $f_x/f_0 \cong 0,4$, para os cilindros com razões de aspecto na faixa $0,20 < L/D \leq 0,50$.

Figura 123 - Densidades espectrais de movimento transversal como função da velocidade reduzida, V_r , e dos adimensionais de frequência, f_y/f_0 e $f_y D/U$. Resultados para cilindros flutuantes com $1,00 \leq L/D \leq 2,00$.

Figura 124 - Densidades espectrais de movimento transversal como função da velocidade reduzida, V_r , e dos adimensionais de frequência, f_y/f_0 e $f_y D/U$. Resultados para cilindros flutuantes com $0,40 \leq L/D \leq 0,75$.

Figura 125 - Densidades espectrais de movimento transversal como função da velocidade reduzida, V_r , e dos adimensionais de frequência, f_y/f_0 e $f_y D/U$. Resultados para cilindros flutuantes com $0,20 \leq L/D \leq 0,30$.

Por outro lado, os resultados de densidade espectral de movimento transversal, Figuras de 123 a 125, mostram a região em que os movimentos dessa direção apresentam frequência característica bem definida.

Nos gráficos da densidade espectral como função de f_y/f_0 e V_r esta região é caracterizada por uma reta com metade da inclinação da reta apresentada para os movimentos longitudinais. Analogamente, retas com valores aproximadamente constantes e iguais à metade dos valores para os movimentos longitudinais são observadas nos gráficos da densidade espectral como função de $f_y D/U$ e V_r .

Notar também que a faixa de intervalos de velocidade reduzida para as retas inclinadas nos gráficos da densidade espectral como função de f_y/f_0 e V_r diminuem com a diminuição da razão de aspecto. Para o cilindro com $L/D = 0,20$, a inclinação positiva da reta é muito pequena, modificando-se para um valor quase constante de $f_y/f_0 \cong 1$. A partir de $L/D = 0,5$, observa-se uma região anterior a de inclinação positiva da reta, em que este valor torna-se constante, $f_y/f_0 \cong 1$, novamente um comportamento distinto em relação às demais razões de aspecto.

Lembrar que, assumindo-se $f_s \cong f_y$, os valores praticamente constantes de $f_y D/U$ podem ser utilizados para caracterizar o número de Strouhal em cada condição de razão de aspecto.

Neste ponto é interessante fazer-se um paralelo entre os resultados espectrais dos cilindros flutuantes livres para oscilar e os resultados espectrais dos cilindros estacionários, Figuras de

51 a 55 no capítulo 3.

Com base nos ensaios com cilindros estacionários verificou-se a mudança de comportamento a partir de $L/D \leq 0,5$. Naqueles casos, os efeitos tridimensionais devido à extremidade livre do cilindro prevaleceram e a frequência de emissão de vórtices foi inferior àquela medida para os cilindros com maiores razões de aspecto. Além disso, não foi possível observar densidades espectrais de energia em frequências características para o cilindro com $L/D \leq 0,20$. Estes aspectos fenomenológicos são absolutamente consistentes com as observações feitas a partir dos ensaios de cilindros flutuantes.

De maneira a completar os estudos fundamentais do VIV em cilindros curtos flutuantes, análises com relação às forças envolvidas também foram realizadas.

Segundo a Figura 126, os coeficientes de massa adicional na direção longitudinal mostram um comportamento exponencial decrescente, com assíntota em $m_{ax}^* = m_{ax}/m_d \cong -m^* = -1,00$. Verifica-se também que a ressonância, caracterizada pelo valor nulo de m_{ax}^* , ocorre em velocidades reduzidas diferentes para os casos ensaiados. Para os cilindros com razão de aspecto na faixa $1,00 \leq L/D \leq 2,00$, $m_{ax}^* = 0$ acontece em $V_r \cong 5$. Por outro lado, o mesmo valor nulo de coeficiente só ocorre em $V_r \cong 7$ para os cilindros com $0,75 \leq L/D \leq 0,30$. Isto confirma que, a partir de $L/D \leq 0,50$, as estruturas vorticais emitidas na extremidade livre são dominantes e possuem frequência característica menor que a tipicamente encontrada na esteira de von Kármán. Para o caso particular do cilindro com $L/D = 0,20$, o valor de $m_{ax}^* \cong 0,50$ é praticamente constante para todas as velocidades reduzidas, valor este similar ao do coeficiente de massa adicional medido em águas paradas.

Os coeficientes de massa adicional na direção transversal, $m_{ay}^* = m_{ay}/m_d$, Figura 127, são interessantes para a confirmação da existência do *lower branch* nos comportamentos dinâmicos dos cilindros com razão de aspecto na faixa $0,30 \leq L/D \leq 0,50$. Nestes casos, as curvas de m_{ay}^* cruzam o eixo das abscissas no mesmo valor de velocidade reduzida em que ocorre a queda brusca das amplitudes na direção transversal e em que, portanto, ocorre a perda de sincronização entre a frequência de emissão de vórtices e a frequência do movimento do cilindro.

A Figura 127, no entanto, não confirma a existência do *lower branch* para as maiores razões de aspecto $L/D > 0,50$, mas permite depreender que para as velocidades reduzidas ensaiadas nestas razões de aspecto ele ainda não foi atingido.

Em termos de valores máximos do coeficiente de massa adicional acima de $V_r = 4$, os cilindros com $L/D > 0,50$ mostram valores mais altos, $m_{ay}^* \cong 3$, enquanto os cilindros menores apresentam coeficientes máximos sempre inferiores a $m_{ay}^* \cong 1,5$.

Figura 126 - Coeficiente de massa adicional longitudinal, m_{ax}/m_d , como função da velocidade reduzida, V_r , obtido para cilindros flutuantes com razão de massa $m^*=1,00$ e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

Figura 127 - Coeficiente de massa adicional transversal, m_{ay}/m_d , como função da velocidade reduzida, V_r , obtido para cilindros flutuantes com razão de massa $m^*=1,00$ e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

Os coeficientes de força longitudinal, C_x e C_{x-rms} , são respectivamente apresentados nas Figuras 128 e 129. Assim como observado nos ensaios com cilindros em 2GL, os coeficientes de arrasto médio nos cilindros flutuantes, C_x , também são maiores quanto maior a razão de aspecto, ocorrendo amplificação dinâmica quando há o acoplamento entre movimentos nas direções longitudinal e transversal, $f_x/f_y \cong 2$.

Para o cilindro com $L/D = 0,20$, no entanto, o comportamento de C_x é distinto, com valores superiores aos de maiores razões de aspecto. Isto também já havia sido verificado nos ensaios com cilindro estacionário; o que confirma a grande influência dos efeitos combinados da extremidade livre e da superfície livre. Lembrar que a geração de ondas de superfície à montante do cilindro aumenta as forças de arrasto para esta razão de aspecto. Valores máximos de $C_x \cong 4$ e $C_x \cong 1,5$ são respectivamente obtidos para cilindros com $L/D = 2,00$ e $L/D = 0,50$.

Quanto à parcela oscilatória do arrasto, C_{x-rms} , verifica-se o mesmo comportamento que o arrasto médio com relação à variação da razão de aspecto, Figura 129.

Figura 128 - Coeficiente de arrasto médio, C_x , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros flutuantes com razão de massa, $m^*=1,00$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

Resultados do coeficiente de sustentação, C_{y-rms} , são apresentados na Figura 130. Assim como para os coeficientes de arrasto médio, valores decrescem com a diminuição da razão de aspecto. Cilindros com $L/D \geq 1,00$ apresentam dois máximos locais, um referente à ressonância do movimento na direção longitudinal, em $V_r \cong 3$, e outro na velocidade reduzida em que ocorre o início do acoplamento entre os movimentos longitudinal e transversal.

Figura 129 - Coeficiente de arrasto oscilatório, C_{x-rms} , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros flutuantes com razão de massa, $m^*=1,00$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

Ainda de acordo com a Figura 130, note também que o valor máximo de C_{y-rms} acontece para menores valores de V_r na medida em que a razão de aspecto cresce. Valores máximos de $C_{y-rms} \cong 1,4$ e $C_{y-rms} \cong 0,4$ foram respectivamente obtidos para os cilindros com $L/D = 2,00$ e $L/D = 0,50$.

Dada a característica flutuante dos cilindros ensaiados, questionamento quanto à influência do ângulo de inclinação médio (ou *pitch*) poderia ser levantado, principalmente nos casos em que se observa a presença do *lower branch*.

Segundo a Figura 131, os resultados de inclinação média mostram que em todos os casos ensaiados os ângulos são similares, crescentes com o aumento da velocidade reduzida e decrescentes na região em que o *lower branch* inicia-se, região na qual a influência dinâmica do arrasto deixa de existir. Com base nestes resultados, chega-se à conclusão que o ângulo de inclinação não é o responsável pela existência do *lower branch*, e que não deve afetar significativamente o fenômeno de VIV nos cilindros curtos. De fato, resultados encontrados em (FRANZINI, 2012) mostram que ângulos de inclinação inferiores a 10 graus não afetam substancialmente as amplitudes de resposta do VIV em cilindros com $L/D = 13$.

Figura 130 - Coeficiente de força de sustentação, C_{y-rms} , em função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros flutuantes (6GL) com razão de massa, $m^*=1,00$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

Figura 131 - Ângulo de inclinação médio (ou pitch) em função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros flutuantes (6GL) com razão de massa, $m^*=1,00$, e diferentes razões de aspecto, $L/D \leq 2,00$.

Como se pode notar, as análises realizadas nesta seção mais uma vez demonstram que a influência das estruturas tridimensionais do escoamento aumenta com a diminuição da razão de aspecto, principalmente para $0,30 \leq L/D \leq 0,50$.

Embora a literatura sobre emissões próximas à extremidade livre de cilindros curtos aponte $L/D_{crit}^{fixo} = 2,00$ como um valor de razão de aspecto crítico abaixo do qual não se observam emissões alternadas de vórtices caracterizadas pela esteira de von Kármán, as análises conduzidas até este ponto fornecem prova cabal de que nos cilindros livres, mesmo abaixo deste valor até o limite de $L/D_{crit}^{livre} = 0,20$, ocorre VIV.

A próxima seção discute um possível mecanismo de emissão que justifique o VIV nos cilindros livres extremamente curtos, $0,20 < L/D \leq 2,00$, já que a estrutura clássica de emissão, a esteira de von Kármán, aparentemente não é a única responsável pelos aspectos fenomenológicos identificados nestes casos.

5.2 RESULTADOS PARA CILINDRO FLUTUANTE COM END-PLATE

Para entender como estruturas com vorticidade nos planos verticais podem ser responsáveis pela geração de forças alternadas, e consequentemente movimentos na direção transversal, sugere-se a observação do fenômeno de VIV em esferas, particularmente encontrados nos trabalhos de: (GOVARDHAN; WILLIAMSON, 1997, 2005), (JAUVTIS; GOVARDHAN; WILLIAMSON, 2001), (SCHOUVEILER; PROVANSAL, 2002), (PROVANSAL et al., 2005), (HOUT; KRAKOVICH; GOTTLIEB, 2010) e (ESHBAL; KRAKOVICH; HOUT, 2012).

De acordo com esses trabalhos, um tubo de vórtices na direção longitudinal é responsável por gerar os movimentos da esfera, segundo um mecanismo distinto daquele promovido pelos usuais vórtices no plano horizontal, ou seja, aquele típico da formação da esteira de von Kármán. O resultado mais interessante, e que pode ser útil ao entendimento daquilo que acontece nos cilindros extremamente curtos, é apresentado em (GOVARDHAN; WILLIAMSON, 2005). Conforme a Figura 132, um par de vórtices contra-rotacionados é liberado em cada lado da esfera, formando tubos de vórtices na direção do escoamento, de acordo com ilustração tridimensional apresentada na Figura 133. Caso se tratasse de uma esfera sem liberdade para oscilar, essa formação de vórtices seria bastante simétrica e o sistema não experimentaria flutuações periódicas no campo de pressões. No entanto, com a possibilidade de movimentar-se, parece acontecer um mecanismo também auto-sustentado de liberação de vórtices longitudinais, ou seja, a quebra coordenada dos tubos de vórtices que se estendem na direção do escoamento, gerando uma força oscilatória na direção transversal ao escoamento.

Desta forma, em presença de qualquer assimetria, um pequeno movimento da esfera promove o início do mecanismo de quebra coordenada dos tubos longitudinais de vórtices que, por sua vez, promovem flutuações periódicas na força de sustentação e, portanto, a vibração transversal da esfera. Este fenômeno fluido-elástico foi originalmente descrito em (NAUDASCHER; ROCKWELL, 1994), sendo denominado como vibração induzida por movimentos, em tradução livre de *movement-induced vibration*, terminologia adotada pelos autores.

Em analogia, pode-se especular que a quebra coordenada dos tubos de vórtices contra-rotacionados que são liberados em cada lado da extremidade inferior dos cilindros flutuantes de baixa razão de aspecto seria responsável pelo mecanismo periódico de flutuação da força de sustentação. Novamente, esta analogia estaria a confirmar o modelo proposto por (LEE, 1997) e que mostrou-se coerente segundo os ensaios com cilindros estacionários apresentados nesta tese.

Na busca por comprovar que as estruturas tridimensionais geradas ao redor da extremidade livre dos cilindros flutuantes com baixa razão de aspecto são realmente as principais responsáveis pela geração dos movimentos, foram realizados ensaios de cilindros dotados de *end-plates*;

estruturas usualmente aplicadas nos ensaios de cilindros de alta razão de aspecto para evitar efeitos pronunciados da emissão de vórtices na extremidade livre. Nos ensaios mais adiante discutidos, a ideia foi diminuir os efeitos das emissões na extremidade livre, verificando as consequências para o fenômeno de VIV conhecidamente existente nesses cilindros.

Figura 132 - Vorticidade no plano vertical, plano – yz , à jusante de uma esfera oscilando devido ao VIV. [Fonte: (GOVARDHAN; WILLIAMSON, 2005)].

Figura 133 - Tubos de vorticidade no plano vertical, plano – yz , à jusante de uma esfera oscilando devido ao VIV. [Fonte: (GOVARDHAN; WILLIAMSON, 2005)].

Figura 134 - Foto do cilindro flutuante com $L/D=0,40$, elasticamente suportado ao centro do canal de água circulante. Configurações dotadas de end-plates de diâmetro D_p , fixadas à extremidade inferior: em (a) $D_p/D=1,2$ e, em (b) $D_p/D=1,4$.

Desta forma, os cilindros flutuantes com $L/D = 0,40$ e $L/D = 0,50$ foram novamente ensaiados, agora com duas geometrias diferentes de *end-plates* afixadas na extremidade livre: a primeira caracterizada por $D_p/D = 1,2$ e a segunda por $D_p/D = 1,4$, onde D_p é o diâmetro externo da *end-plate* circular, ver detalhes dos modelos na Figura 134. A metodologia destes ensaios seguiu os mesmos moldes apresentados anteriormente, inclusive com relação à condição de suporte elástico dos cilindros flutuantes no canal de água circulante.

Os resultados de amplitude adimensional transversal, $A_y/(\gamma D)$, para os cilindros com $L/D = 0,40$ e os dois diâmetros de *end-plate* são apresentados na Figura 135. Para o caso de $D_p/D = 1,2$, verifica-se uma diminuição significativa das amplitudes para $V_r < 8$ e também para $V_r > 10$, evidenciando um estreitamento da faixa de grandes amplitudes dentro da região de sincronização. Efeito semelhante é observado para o cilindro dotado de *end-plate* com $D_p/D = 1,4$, exceto em $V_r \cong 10$, onde a amplitude adimensional transversal se manteve tão grande quanto aquela para o cilindro original. Este fato mostra que realmente a inserção das *end-plates* promove grandes alterações no comportamento, certamente pela alteração dos efeitos das emissões que partem da extremidade livre.

Resultados de densidade espectral para os movimentos longitudinais do cilindro com $L/D = 0,40$ são apresentados na Figura 136. Com a inserção da *end-plate*, esses resultados mostram uma mitigação efetiva dos movimentos na direção longitudinal, principalmente para $D_p/D = 1,4$.

Por sua vez, os resultados de densidade espectral para os movimentos transversais confirmam a redução da faixa de velocidades reduzidas em que ocorrem as maiores amplitudes de resposta, Figura 137. Estes resultados são muito interessantes do ponto de vista tecnológico, visto que uma plataforma monocoluna como a apresentada na motivação desta tese com $D = 100m$, dotada de $L/D = 0,39$ e período transversal típico de aproximadamente 400s, estará

Figura 135 - Amplitude adimensional transversal, $A_y / (\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para o cilindro flutuante com $L/D=0,40$, dotado ou não de end-plate.

em velocidade reduzida de $V_r \cong 8$ quando submetida à uma velocidade de correnteza de $2m/s$. Sob estas circunstâncias, a inclusão de estruturas como as *end-plates* ensaiadas seria de extrema validade para este tipo de plataforma, particularmente porque, na maior parte do tempo, operam em velocidades de correntezas inferiores a $2m/s$.

Os coeficientes de sustentação, C_{y-rms} , e de arrasto médio para o cilindro com $L/D = 0,40$ são respectivamente apresentados nas Figuras 138 e 139. O comportamento de C_{y-rms} é similar ao dos resultados de $A_y / (\gamma D)$. Já os resultados de C_x mostram um pequeno aumento quanto maior o diâmetro da *end-plate*; resultado esperado, uma vez que qualquer ângulo de inclinação é responsável por uma área projetada maior em relação ao escoamento incidente e, portanto, um aumento da força de arrasto.

Interessante observar o que acontece com o ângulo de inclinação, Figura 140. No caso do cilindro com $L/D = 0,40$, verifica-se um aumento significativo do ângulo de inclinação com o aumento do diâmetro da *end-plate*. Mediante esta observação, acredita-se que a largura da projeção da *end-plate* no plano vertical transversal passe a responder pela emissão dos vórtices laterais na extremidade livre (os *trailing* vórtices). Estes vórtices em conjunto com os vórtices que partem do fundo (os *tip* vórtices) compõem os tubos longitudinais contra-rotacionados já mencionados e que, seccionados coordenadamente a partir de alguma perturbação, respondem pela força de sustentação alternada e pelos movimentos do cilindro flutuante. Este fato também justifica as maiores amplitudes, uma vez que o novo diâmetro responsável pela emissão dos vórtices é aquele dado pela projeção da *end-plate* no plano vertical transversal.

Figura 136 - Densidades espectrais de movimento longitudinal como função da velocidade reduzida, V_r , e dos adimensionais de frequência, f_x/f_0 e $f_x D/U$. Resultados para o cilindro flutuante com $L/D=0,40$ e para o mesmo cilindro dotado de dois diâmetros diferentes de end-plate, D_p/D .

Olhando pelo lado tecnológico, as inclinações não representam um grande problema para as plataformas, já que estas sempre apresentam sistema de lastro capaz de compensar eventuais mudanças. Por outro lado, conclui-se que a presença de saias nas monocolunas pode afetar as amplitudes e a sincronização de VIM nas mesmas.

As amplitudes adimensionais transversais para o cilindro com $L/D = 0,50$ e os dois distintos diâmetros de end-plate são apresentadas na Figura 141. Para ambos os casos de D_p/D , verifica-se uma diminuição de amplitudes para $V_r < 8$, em contrapartida ao aumento de aproximadamente 50% nas amplitudes para os maiores valores de velocidade reduzida ensaiados.

Neste caso, têm-se duas possíveis explicações. A primeira explicação é que o ângulo de inclinação seja suficientemente grande a ponto de fazer com que a largura da projeção da end-plate no plano vertical transversal ao escoamento também responda pela emissão dos vórtices laterais (*trailing* vórtices) em $V_r > 8$, ver inclinações na Figura 142. A segunda explicação sugere que a end-plate, para essa condição com $L/D = 0,50$, seja capaz de fazer com que uma esteira de von Kármán volte a existir.

De qualquer forma, independente da origem, é importante salientar que as duas hipóteses também confirmam os efeitos da extremidade livre sobre o VIV do cilindro com $L/D = 0,50$.

Figura 137 - Densidades espectrais de movimento transversal como função da velocidade reduzida, V_r , e dos adimensionais de frequência, f_y/f_0 e $f_y D/U$. Resultados para o cilindro flutuante com $L/D=0,40$ e para o mesmo cilindro dotado de dois diâmetros diferentes de end-plate, D_p/D .

Figura 138 - Coeficiente de sustentação, C_{y-rms} , como função da velocidade reduzida, V_r , para o cilindro flutuante com $L/D=0,40$, dotado ou não de end-plate.

Figura 139 - Coeficiente de arrasto médio, C_x , como função da velocidade reduzida, V_r , para o cilindro flutuante com $L/D=0,40$, dotado ou não de end-plate.

Figura 140 - Ângulo de inclinação médio (ou pitch) como função da velocidade reduzida, V_r , para o cilindro flutuante com $L/D=0,40$, dotado ou não de end-plate.

Figura 141 - Amplitude adimensional transversal, $A_y / (\gamma D)$, com função da velocidade reduzida, V_r , para o cilindro flutuante com $L/D=0,50$, dotado ou não de end-plate.

Figura 142 - Ângulo de inclinação médio (ou pitch) como função da velocidade reduzida, V_r , para o cilindro flutuante com $L/D=0,50$, dotado ou não de end-plate.

Figura 143 - Densidades espectrais de movimento longitudinal como função da velocidade reduzida, V_r , e dos adimensionais de frequência, f_x/f_0 e $f_x D/U$. Resultados para o cilindro flutuante com $L/D=0,50$ e para o mesmo cilindro dotado de dois diâmetros diferentes de end-plate, D_p/D .

Figura 144 - Densidades espectrais de movimento transversal como função da velocidade reduzida, V_r , e dos adimensionais de frequência, f_y/f_0 e $f_y D/U$. Resultados para o cilindro flutuante com $L/D=0,50$ e para o mesmo cilindro dotado de dois diâmetros diferentes de end-plate, D_p/D .

Figura 145 - Coeficiente de arrasto médio, C_x , como função da velocidade reduzida, V_r , para o cilindro flutuante com $L/D=0,50$, dotado ou não de end-plate.

Figura 146 - Coeficiente de sustentação, C_{y-rms} , como função da velocidade reduzida, V_r , para o cilindro flutuante com $L/D=0,50$, dotado ou não de end-plate.

Ainda com relação ao cilindro com $L/D = 0,50$, os resultados de densidade espectral para os movimentos nas direções longitudinal, Figura 143, e transversal, Figura 144, dão maior suporte à primeira hipótese descrita. Isto acontece porque se verifica um decréscimo do número de Strouhal com o aumento do diâmetro da *end-plate*.

Assim, um decréscimo de St poderia estar ligado à diminuição da razão de aspecto, que aconteceria devido ao aumento do diâmetro característico do cilindro, ou seja, devido à nova razão de aspecto L/D_p .

A respeito dos coeficientes de arrasto médio, C_x , Figura 145, pode-se dizer que para o cilindro com $L/D = 0,50$ só ocorre diferença significativa na região de amplificação dinâmica, $V_r > 8$. Com relação aos coeficientes de sustentação, C_{y-rms} , Figura 146, verifica-se uma diminuição até $V_r \cong 8$, seguida de um crescimento significativo após esse valor de velocidade reduzida.

A importância de se entender melhor e de maneira fundamental quais são as estruturas responsáveis pelas forças que fazem com que cilindros com tão baixas razões de aspecto oscilem, permite a proposição de soluções mais eficazes de supressão do VIV, baseadas justamente na alteração dessa estruturas.

No próximo e último capítulo desta tese é realizada uma comparação entre os resultados de VIV agindo em cilindros com alta e baixa razão de aspecto, buscando tornar ainda mais contundentes as assertivas feitas com relação às estruturas responsáveis pelas forças ao redor dos cilindros com baixa razão de aspecto, e responsáveis pelo VIV nos mesmos.

6 COMPARAÇÃO ENTRE RESULTADOS DE VIV EM CILINDROS COM BAIXA E ALTA RAZÃO DE ASPECTO

Este capítulo tem por objetivo rediscutir os resultados desta tese, obtidos a partir de cilindros com baixa razão de aspecto, $L/D \leq 2,00$, comparando-os com aqueles encontrados na literatura aberta sobre VIV em cilindros de média razão de aspecto, $6,00 \leq L/D < 13,00$, ou mesmo em cilindros de alta razão de aspecto, $L/D \geq 13,00$. Todos esses resultados auferidos para condições de pequena razão de massa, $m^* < 6,00$.

Em linhas gerais, as comparações foram divididas em duas partes. Na primeira parte, seção 6.1 deste capítulo, foram comparados os resultados dos ensaios com cilindros dotados de razão de massa unitária, $m^* \cong 1,00$. Já na segunda parte, seção 6.2, foram comparados os resultados dos ensaios com $m^* \cong 2,50$. A maioria das discussões em ambas as seções fez-se através das amplitudes adimensionais, devidamente corrigidas pelo fator de forma modal γ . Deste modo, foi possível comparar diretamente amplitudes de VIV advindas de arranjos experimentais distintos, bem como, comparar os comportamentos das frequências características e de alguns coeficientes de força.

Com relação aos resultados desta tese, foram especificamente selecionados aqueles referentes aos cilindros caracterizados por:

- $m^* = 1,00$, com $L/D = 0,40$ e $2,00$;
- $m^* = 2,62$, com $L/D = 0,50$ e $2,00$.

A comparação entre casos com $L/D = 2,00$ foi motivada pela constatação de que em cilindros fixos este é o valor crítico de razão de aspecto, abaixo do qual não se observa a formação predominante de uma esteira de von Kármán. Por outro lado, os casos de $L/D = 0,40$ e $0,50$ foram selecionados por se tratarem de razões de aspecto mais próximas daquelas encontradas em plataformas monocolunas, com comportamentos dominados pela ação das estruturas de vórtices que partem da extremidade livre.

6.1 ENSAIOS DE CILINDRO COM RAZÃO DE MASSA UNITÁRIA

Conforme mencionado, os ensaios de cilindros com $m^* \cong 1$ são de extrema importância para a indústria oceânica, uma vez que caracterizam as unidades flutuantes de seção transversal cilíndrica circular (plataformas do tipo *spar* e monocoluna).

Para as comparações mais adiante apresentadas foram selecionados dois trabalhos experimentais baseados em modelos reduzidos de plataformas de corpo cilíndrico, quais sejam: (GONÇALVES et al., 2010), focado na investigação do VIV em uma plataforma do tipo monocoluna com $L/D = 0,39$, e (WANG et al., 2009), dedicado à investigação de um cilindro liso flutuante com $L/D = 2,40$, simulando uma plataforma do tipo *spar*.

Além desses, outros resultados utilizados na comparação foram aqueles publicados em (GONÇALVES et al., 2012b), referentes a um cilindro com $m^* = 1,00$ e $L/D = 2,00$, elasticamente suportado por um aparato pendular.

Ensaio de VIV em cilindros com alta razão de aspecto e 2GL são encontrados em grande quantidade na literatura recente, exceção feita aos casos onde o cilindro apresenta razão de massa unitária. Com relação a essa última característica, resultados de apenas dois trabalhos puderam ser utilizados para comparação: o primeiro, (SANCHIS; SæLEVIK; GRUE, 2008), que realizou ensaios de um cilindro flutuante com $L/D = 6,00$ e 6GL, porém em uma faixa muito pequena de velocidades reduzidas $5 < V_r < 7$; e o segundo, (BLEVINS; COUGHRAN, 2009), no qual foram feitos ensaios de um cilindro com $L/D = 17,80$ e 2GL. Importante destacar que nestes dois trabalhos os autores conduziram seus ensaios com cilindros montados em base elástica.

Na Figura 147 é apresentada a comparação dos resultados de amplitude adimensional transversal para os trabalhos que consideram o VIV em cilindros com razão de massa unitária; ver também a Tabela 18 que contém informações adicionais de cada campanha experimental. De acordo com essa figura, as maiores amplitudes transversais são verificadas para os cilindros com maiores razões de aspecto, onde possivelmente acontece uma maior correlação dos vórtices formados e liberados ao longo do cilindro, o que implica em maiores forças de sustentação e, conseqüentemente, maiores amplitudes de movimento transversal. Exceção é notada nos casos de cilindros com $L/D = 2,00$ que apresentam maiores valores máximos de amplitude adimensional transversal.

Efetuada-se uma comparação entre os resultados obtidos para os cilindros com $L/D = 2,00$ e os demais casos, fica claro que o comportamento da amplitude adimensional transversal para $L/D = 2,00$ é afetado pela emissão de vórtices que partem da extremidade livre, fazendo com que deslocamentos de grandes magnitudes perdurem por mais tempo e que não haja o decréscimo característico do *lower branch*, ao menos para as velocidades reduzidas ensaiadas.

Tabela 19 - Características dos trabalhos encontrados na literatura, selecionados para comparações com os ensaios de cilindros com $m^ \cong 1$ desta tese.*

Fonte	m^*	L/D	$Re \times 10^{-4}$	γ	Aparato Experimental	GL
(GONÇALVES et al., 2010)	1,00	0,39	2,0 – 100	1,000	Plataforma monocoluna flutuante (montado em suporte elástico)	6
Atual	1,00	0,40	0,7 – 5,0	1,000	Cilindro rígido flutuante (montado em suporte elástico)	6
(GONÇALVES et al., 2012b)	1,00	2,00	1,0 – 5,0	1,007	Cilindro rígido (montado em pêndulo pivotante)	2
Atual	1,00	2,00	0,6 – 3,0	1,005	Cilindro rígido (montado em barra em balanço)	2
Atual	1,00	2,00	0,3 – 1,6	1,000	Cilindro rígido flutuante (montado em suporte elástico)	6
(WANG et al., 2009)	1,00	2,40	1,8 – 4,2	1,000	Cilindro rígido flutuante (montado em suporte elástico)	6
(SANCHIS; SæLEVIK; GRUE, 2008)	1,04	6,00	1,3 – 1,9	1,000	Cilindro rígido flutuante (montado em suporte elástico)	6
(BLEVINS; COUGHRAN, 2009)	1,00	17,80	0,2 – 1,1	1,000	Cilindro rígido (montado em suporte elástico)	6

Figura 147 - Comparação entre resultados de amplitude adimensional transversal, $A_y / (\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa aproximadamente unitária, $m^* \cong 1,00$.

Importante destacar que, embora ensaiados em aparatos diferentes, os comportamentos identificados para os cilindros com $L/D = 2,00$ com 2GL e 6GL apresentam grande similaridade entre si, ambos seguindo o mesmo comportamento da curva de amplitudes transversais para o cilindro com alta razão de aspecto investigado por (BLEVINS; COUGHRAN, 2009) até aproximadamente $V_r = 6$, velocidade reduzida a partir da qual o cilindro com alta razão de aspecto apresentou amplitudes transversais menores. Note também que os resultados de (WANG et al., 2009) para cilindro flutuante com $L/D = 2,40$ são muito próximos dos obtidos pelo presente trabalho. Por outro lado, os resultados obtidos por (SANCHIS; SæLEVIK; GRUE, 2008) com cilindros ligeiramente mais longos, $L/D = 6,00$, apontam certa diferença de comportamento, possivelmente associada à condição de grande proximidade entre a extremidade livre do cilindro ensaiado e o fundo do canal de testes. Esta é, portanto, mais um indício de que as alterações nas estruturas que partem da extremidade livre têm um impacto forte no comportamento da amplitude de resposta de VIV nos cilindros com baixa razão de aspecto.

Ainda com relação aos comportamentos comparados na Figura 147, observa-se um deslocamento das curvas de amplitude transversais para a direita quando a razão de aspecto é diminuída para aproximadamente $L/D = 0,40$. Este efeito pode estar relacionado ao fato do número de Strouhal decrescer com a diminuição da razão de aspecto, o que traz como consequência a necessidade de uma velocidade reduzida cada vez maior para obtenção da

frequência de emissão de vórtices que leve à sincronização com a frequência natural do cilindro. Este comportamento também pode ser uma justificativa para o fato das amplitudes transversais para cilindros com $L/D = 2,00$ não evidenciarem decréscimo mesmo em velocidades reduzidas muito altas. De acordo com o que foi discutido à luz dos ensaios de cilindros estacionários com baixa razão de aspecto, capítulo 3, fica evidente que existe uma frequência de liberação de vórtices mais baixa que a frequência tradicional de emissão da esteira de von Kármán e que acarreta um quadro tardio de sincronização com a frequência natural do cilindro, ou seja, em valores maiores de velocidade do escoamento.

Interessante notar que, mesmo muito curtos, os cilindros com $L/D = 0,40$ apresentam amplitudes adimensionais transversais, $A_y/(\gamma D) \cong 1,0$, tão altas quanto aquelas para o caso do cilindro de alta razão de aspecto, $A_y/(\gamma D) \cong 1,3$. Este comportamento será discutido mais adiante, tomando-se como base as respostas de VIV no modelo da plataforma monocoluna, $L/D = 0,39$.

Figura 148 - Comparação entre resultados de amplitude adimensional longitudinal, $A_x/(\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa aproximadamente unitária, $m^* \cong 1,00$.

Antes disso, porém, a comparação entre resultados de amplitude adimensional longitudinal para cilindros com razão de massa unitária também revela pontos importantes, Figura 148. De acordo com esta figura, as diferenças e semelhanças entre comportamentos ditados pela razão de aspecto mantêm-se praticamente as mesmas daquelas evidenciadas para os deslocamentos na direção transversal. Para os casos com menores razões de aspecto, verifica-se um deslocamento da curva de amplitudes para direita e amplitudes máximas da ordem de 50%

menores, quando comparadas com os casos de maiores razões de aspecto, novamente com exceção para os casos de cilindros com $L/D = 2,00$.

Infelizmente, não foram encontrados resultados de amplitude longitudinal de VIV em cilindros com $m^* \cong 1,00$ e alta razão de aspecto em uma faixa ampla de velocidades reduzidas que permitissem discussão mais aprofundada acerca dos comportamentos nesta direção de movimento. Resultados deste tipo não são encontrados nem mesmo no trabalho bastante completo de (BLEVINS; COUGHRAN, 2009), talvez pela grande dificuldade de execução.

Figura 149 - Comparação entre resultados de razão entre frequência característica do movimento transversal e frequência natural em águas paradas, f_y/f_0 , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa aproximadamente unitária, $m^* \cong 1,00$.

Na Figura 149 são comparados os resultados de frequência característica na direção transversal dos ensaios com massa reduzida unitária. À exceção da região em que $V_r < 4$, ou seja, região em que ocorre a ressonância do movimento longitudinal, verifica-se que f_y/f_0 tem comportamento praticamente linear com crescimento de V_r para todas as razões de aspecto $L/D \geq 2,00$. Somente nos casos com $L/D \cong 0,40$ este comportamento difere um pouco, pois o crescimento da curva de f_y/f_0 começa a partir de $V_r \cong 7$, parecendo indicar que para estas razões de aspecto os efeitos devidos à extremidade livre são predominantes.

Os resultados de razão entre frequências características nas direções longitudinal e transversal, Figura 150, confirmam o comportamento verificado na Figura 149.

Conforme mencionado, o caso da monocolumna com $L/D = 0,39$ merece uma discussão especial, uma vez que seus resultados são um pouco diferentes daqueles obtidos para o cilindro flutuante com $L/D = 0,40$.

Figura 150 - Comparação entre resultados de razão entre frequências características dos movimentos nas direções longitudinal e transversal, f_x/f_y , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros com razão de massa aproximadamente unitária, $m^* \cong 1,00$.

Figura 151 - Características dimensionais da plataforma MonoBR (na escala real em metros). [Fonte: (GONÇALVES et al., 2010)].

De acordo com o capítulo 5, verificou-se que os efeitos devido à extremidade livre são predominantes e os vórtices emitidos no fundo e nas laterais da extremidade livre são os maiores responsáveis pelas forças ao redor dos cilindros com $L/D \leq 0,50$; resultados confirmados pelos ensaios com cilindros com baixa razão de aspecto e flutuantes dotados de *end-plate*.

Assim sendo, a geometria da plataforma monocoluna deve ser observada com mais cuidado,

principalmente por conta das variações de diâmetro encontradas ao longo de seu comprimento imerso, ver Figura 151. De acordo com a posição vertical considerada, é possível verificar os seguintes diâmetros característicos:

- $D = 108,6m$ para as duas linhas d'água investigadas ($42m$ e $23m$, respectivamente $L/D = 0,39$ e $L/D = 0,21$); destacando que os resultados adimensionais de amplitude do trabalho (GONÇALVES et al., 2010) foram calculados com base neste diâmetro;
- $D_1 = 118,6m$ para a seção mais próxima ao fundo do casco;
- $D_2 = 138,6m$ referente ao diâmetro da saia da unidade, apêndice responsável por aumentar a massa adicional do movimento de *heave* (translação vertical) .

A partir destas dimensões e argumentação feita no capítulo 5, pode-se utilizar outro diâmetro característico para caracterizar o problema de VIV ao redor da monocoluna, ou seja, corrigir a razão de aspecto, as amplitudes adimensionais e a própria velocidade reduzida com o valor do diâmetro da região mais próxima à extremidade livre da plataforma. Os resultados da correção são apresentados nas Figuras 152 e 153, respectivamente para as amplitudes adimensionais transversais e longitudinais.

Verifica-se que os resultados corrigidos com base no diâmetro $D_2 = 138,6m$, diâmetro mais externo posicionado junto à extremidade livre e que implica em $L/D_2 = 0,30$, são comparáveis com aqueles do cilindro flutuante liso com $L/D = 0,30$. Os resultados são similares até $V_r \cong 9$, velocidade a partir da qual as amplitudes de resposta da monocoluna ao VIV são superiores. A mesma correção foi aplicada ao caso da monocoluna com calado leve, $L/D = 0,21$, e novamente os resultados ficaram mais próximos comparados aos do cilindro com $L/D = 0,2$.

Com relação à diferença entre amplitudes adimensionais transversais para a região de $V_r > 9$, pode-se buscar explicação na diferença entre os números de Reynolds, muito maiores para os ensaios do modelo da monocoluna; ou na correção do ângulo de *pitch* médio para as velocidades mais altas de ensaios com o modelo da MonoBR, procedimento que pode ter alterado a dinâmica da unidade.

A aplicação do procedimento de correção para os resultados de frequências características, Figuras 154 e 155, mostram a similaridade entre os resultados após a aplicação do diâmetro na extremidade livre, D_2 , como parâmetro de adimensionalização dos resultados. Os comportamentos assim obtidos confirmam a hipótese de que os vórtices formados na extremidade livre são os responsáveis pelo VIV em cilindros com baixa razão de aspecto.

Os valores de número de Strouhal podem ser estimados através da curva f_y/f_0 como função de V_r , assumindo-se que a frequência de liberação de vórtices é a mesma do movimento

Figura 152 - Comparação entre resultados de amplitude adimensional transversal, $A_y / (\gamma D)$, com função da velocidade reduzida, V_r . Resultados obtidos a partir de cilindros com razão de massa unitária, $m^* \cong 1,00$ e a partir do modelo da plataforma da MonoBR, plataforma monocoluna ensaiada em escala 1 : 200.

Figura 153 - Comparação entre resultados de amplitude adimensional longitudinal, $A_x / (\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r . Resultados obtidos a partir de cilindros com razão de massa unitária, $m^* \cong 1,00$ e a partir do modelo da plataforma MonoBR, plataforma monocoluna ensaiada em escala 1 : 200.

Figura 154 - Comparação entre resultados de razão entre frequência característica do movimento transversal e frequência natural em águas paradas, f_y/f_0 , como função da velocidade reduzida, V_r . Resultados obtidos a partir de cilindros com razão de massa unitária, $m^* \cong 1,00$ e a partir do modelo da plataforma MonoBR, plataforma monocoluna ensaiada em escala 1 : 200.

transversal, ou seja, $f_s \cong f_y$. Esta é uma boa hipótese para sistemas com pequena razão de massa $m^* < 6$, conforme demonstrado em (LEONG; WEI, 2008). Aplicando-se essa medida indireta para os casos das Figuras 92, 118 e 149, são obtidos os valores de St apresentados na Tabela 20. O valor de R^2 refere-se ao coeficiente de correlação da reta interpolada e a distribuição de pontos experimentais. Verifica-se que este valor é sempre $R^2 > 0,98$, mostrando uma boa aderência e, consequentemente, a pertinência da hipótese assumida. A Figura 156 apresenta os mesmos resultados em forma gráfica, incluindo os resultados dos ensaios de cilindros estacionários.

Pode-se observar a partir dos resultados da Tabela 20 que o St decresce com a diminuição da razão de aspecto para os cilindros com 2GL e razão de aspecto na faixa $1,50 \leq L/D \leq 2,00$. O mesmo comportamento é observado para os cilindros com 6GL em duas regiões distintas, $1,00 \leq L/D \leq 2,00$ e $0,30 < L/D < 0,50$. Conjectura-se que, respectivamente, a primeira faixa de razões de aspecto na qual os vórtices de von Kármán ainda apresentam alguma influência no comportamento do VIV, e a segunda faixa na qual os vórtices devido à extremidade livre são os responsáveis pelo comportamento ressonante do VIV.

Figura 155 - Comparação entre resultados de razão entre frequências características dos movimentos nas direções longitudinal e transversal, f_x/f_y , como função da velocidade reduzida, V_r . Resultados obtidos a partir de cilindros com razão de massa unitária, $m^* \cong 1,00$ e a partir do modelo da plataforma MonoBR, plataforma monocoluna ensaiada em escala 1 : 200.

Tabela 20 - Número de Strouhal inferidos para ensaios com $m^* \cong 1,00$.

Fonte	L/D	St	R^2
(GONÇALVES et al., 2010)	0,30	0,036	0,983
	0,30	0,073	0,996
	0,40	0,084	0,996
	0,50	0,107	0,994
	0,75	0,087	0,995
	1,00	0,075	0,996
	1,50	0,100	0,996
	2,00	0,099	0,993
Atual (6GL)	1,50	0,082	0,999
	2,00	0,099	0,997
Atual (2GL)	6,00	0,165	0,990

Figura 156 - Comparação entre números de Strouhal como função da razão de aspecto, L/D , para cilindros estacionário (fixo) e livres para oscilar (2GL e 6GL).

Nos trabalhos de (OKAMOTO; YAGITA, 1973), (SAKAMOTO; ARIE, 1983), (FOX; APELT, 1993) e (NORBERG, 1994), afirmação semelhante é feita para o estudo de cilindros estacionários em escoamento uniforme, mostrando que o valor de St decresce com a diminuição da razão de aspecto. Outro fato interessante a ser ressaltado com base na literatura é que o número de Strouhal para cilindros longos, com pequena razão de massa e 2GL, apresenta valor próximo a $St \cong 0,16$, como verificado em (LEONG; WEI, 2008) e (STAPPENBELT; LALJI, 2008); diferindo daquele encontrado para o cilindro fixo, $St \cong 0,20$.

6.2 ENSAIOS DE CILINDRO DE RAZÃO DE MASSA 2,5

Para as comparações entre resultados de VIV em cilindros com $m^* \cong 2,50$ foram selecionados seis trabalhos encontrados na literatura, nos quais consideraram-se razões de aspecto $L/D \geq 8,00$ e 2GL. Os trabalhos de (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004), (STAPPENBELT; LALJI, 2008), (BLEVINS; COUGHRAN, 2009) e (FRANZINI, 2012) foram realizados com cilindros montados em base elástica; já o trabalho de (FREIRE; MENEGHINI, 2010) foi realizado com um cilindro montado em base elástica pendular, mesmo aparato do ensaio do cilindro com $L/D = 2,00$ e 2GL apresentado em (GONÇALVES et al., 2012b). Além desses, ensaios apresentados em (PESCE; FUJARRA, 2000) também foram incorporados à comparação, neste caso, conduzidos a partir de um cilindro flexível vertical montado em balanço. Detalhes acerca das características destes ensaios são apresentados na Tabela 20.

Na Figura 157 é apresentada a comparação dos resultados de amplitude adimensional transversal descritos na Tabela 20. Exceto no comportamento dinâmico identificado neste trabalho, $L/D \leq 2,00$, em todos os outros o comportamento da amplitude adimensional transversal evidencia a existência dos chamados *upper* e *lower branch*. O *upper branch* é caracterizado pelo crescimento das amplitudes transversais e o *lower branch* pela queda abrupta das mesmas como consequência da perda paulatina de sincronização entre a emissão de vórtices e a resposta do sistema, ver detalhes em (JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004).

Excetuando-se este aspecto, os resultados de amplitude para $V_r < 8$ no cilindro com $L/D = 2,00$ são equivalentes aos observados nos cilindros com alta razão de aspecto, que exibem valores máximos de aproximadamente $A_y/(\gamma D) = 1,5$. Comportamento distinto ao que ocorre para o cilindro com $L/D = 0,50$, no qual as amplitudes transversais são bem inferiores, com valor máximo $A_y/(\gamma D) \cong 0,5$; mais uma vez indicando predominância da emissão de vórtices junto à extremidade livre em detrimento da esteira de von Kármán dos cilindros longos.

De fato, o efeito das emissões que partem da extremidade livre sobre a dinâmica de VIV em cilindros com 1GL e $L/D = 8,00$ foi originalmente avaliado em (MORSE; GOVARDHAN; WILLIAMSON, 2008). De acordo com aquele trabalho, verificou-se um deslocamento da curva de amplitudes transversais para velocidades reduzidas mais altas, associado à diminuição do número de Strouhal, ou seja, à diminuição da frequência de emissão de vórtices. Outro fato interessante notado foi a inexistência de uma queda brusca das amplitudes para $V_r > 7$, configurando a transição do *upper* para o *lower branch*. Ao contrário, uma queda suave e sem qualquer descontinuidade foi observada.

Tabela 21 - Características dos trabalhos encontrados na literatura, selecionados para comparações com os ensaios de cilindros com $m^ \cong 2.5$ desta tese.*

Fonte	m^*	L/D	$Re \times 10^{-4}$	γ	Aparato Experimental	GL
Atual	2,62	0,5	1,0 – 5,0	1,019	Cilindro rígido vertical (montado em barra em balanço)	2
Atual	2,62	2,0	1,0 – 5,0	1,005	Cilindro rígido vertical (montado em barra em balanço)	2
(STAPPENBELT; LALJI, 2008)	2,36	8,0	1,3 – 8,4	1,000	Cilindro rígido vertical (montado em suporte elástico)	2
(JAUVTIS; WILLIAMSON, 2004)	2,62	10,0	0,1 – 1,5	1,000	Cilindro rígido vertical (montado em suporte elástico)	2
(FRANZINI, 2012)	2,60	13,0	0,3 – 1,5	1,000	Cilindro rígido vertical (montado em suporte elástico)	2
(BLEVINS; COUGHRAN, 2009)	2,56	17,8	0,2 – 1,1	1,000	Cilindro rígido vertical (montado em suporte elástico)	2
(FREIRE; MENECHINI, 2010)	2,80	21,9	0,1 – 0,7	1,291	Cilindro rígido vertical (montado em pêndulo pivotante)	2
(PESCE; FUJARRA, 2000)	2,36	94,5	0,6 – 4,0	1,305	Cilindro flexível vertical (barra em balanço)	2

Figura 157 - Comparação entre amplitudes adimensionais transversais, $A_y / (\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros oscilando em 2GL com baixa razão de massa, $2,00 \leq m^* \leq 3,00$.

Figura 158 - Comparação entre amplitudes adimensionais longitudinais, $A_x / (\gamma D)$, como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros oscilando em 2GL com baixa razão de massa, $2,00 \leq m^* \leq 3,00$.

A continuidade no aumento das amplitudes transversais na região de $7 < V_r < 12$ para o cilindro com $L/D = 2,00$, mais uma vez pode ser atribuída à sincronização da frequência da emissão de vórtices junto à extremidade livre com a frequência do movimento, uma vez que aquela é menor que a habitualmente encontrada na esteira de von Kármán. Conforme já discutido, este comportamento faz com que o sincronismo prolongue-se para valores mais elevados de velocidade reduzida.

A comparação dos resultados de amplitude adimensional longitudinal para os ensaios realizados com $m^* \cong 2,5$ é apresentada na Figura 158. Em todos os casos, com exceção de $L/D \leq 0,50$, o valor máximo aproximado das amplitudes foi de $A_x/(\gamma D) \cong 0,35$, com uma maior dispersão dos resultados apresentados por (FREIRE; MENECHINI, 2010). Novamente, o caso com $L/D = 0,50$ mostra uma distinção de resultados em relação às outras razões de aspecto, comportamento que de maneira recorrente denota a influência das emissões junto à extremidade livre.

Na Figura 159 são comparados os resultados de frequência característica na direção transversal para os ensaios com $m^* \cong 2,5$. Verifica-se que, para os casos de cilindros com alta razão de aspecto, ocorre a presença do *lower branch*, com $f_y/f_0 \cong 1,2$. Por outro lado, no caso do cilindro com baixa razão de aspecto, $L/D = 2,00$, o comportamento é crescente para a mesma faixa de velocidade reduzida. Este fato confirma que o *lower branch* não ocorre para o caso do cilindro com baixa razão de aspecto até $V_r < 12$. Para $L/D = 0,50$, o resultado de $f_y/f_0 \cong 1$ ocorre para toda a faixa ensaiada de velocidades.

Os resultados de razão entre frequências características nas direções longitudinal e transversal, Figura 160, confirmam o comportamento distinto do cilindro com $L/D = 0,50$. Nesta razão de aspecto não ocorre o acoplamento $f_x/f_y \cong 2$. Para o caso do cilindro com $L/D = 2,00$ este acoplamento ocorre por volta de $V_r \cong 7$ (menores valores de St) e para os cilindros com maiores razões de aspecto em $V_r \cong 5$. Nos casos em que existe o *lower branch*, $L/D = 13,00$ e $L/D = 21,88$, observa-se que $f_x/f_y \neq 2$ nas maiores velocidades reduzidas, mostrando a perda de sincronização.

Outra maneira de confirmar a existência do *lower branch*, é observar o comportamento da massa adicional na direção transversal, Figura 161. O fim da ressonância e início do *lower branch* é caracterizado pela intersecção da curva de massa adicional e o eixo das abscissas, como já discutido anteriormente nesta tese e ressaltado, por exemplo, em (CUNHA, 2005; CUNHA et al., 2006).

Figura 159 - Comparação de resultados de razão entre frequência característica do movimento transversal e frequência natural em águas paradas, f_y/f_0 , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros oscilando em 2GL com baixa razão de massa, $2,00 \leq m^* \leq 3,00$.

Figura 160 - Comparação de resultados de razão entre frequências características dos movimentos nas direções longitudinal e transversal, f_x/f_y , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros oscilando em 2GL com baixa razão de massa, $2,00 \leq m^* \leq 3,00$.

Figura 161 - Comparação de resultados de massa adicional na direção transversal em relação a massa estrutural, m_{ay}/m_s , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros oscilando em 2GL com baixa razão de massa, $2,00 \leq m^* \leq 3,00$.

Figura 162 - Comparação de resultados de coeficiente de arrasto médio, C_x , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros oscilando em 2GL com baixa razão de massa, $2,00 \leq m^* \leq 3,00$.

Figura 163 - Comparação de resultados de coeficiente de arrasto oscilatório, C_{x-rms} , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros oscilando em 2GL com baixa razão de massa, $2,00 \leq m^* \leq 3,00$.

Figura 164 - Comparação de resultados de coeficiente de sustentação, C_{y-rms} , como função da velocidade reduzida, V_r , para cilindros oscilando em 2GL com baixa razão de massa, $2,00 \leq m^* \leq 3,00$.

As comparações entre os coeficientes de força são apresentadas nas Figuras de 162 a 164. Os resultados de C_x , C_{x-rms} e C_{y-rms} mostram valores praticamente constantes como função de V_r para o cilindro com $L/D = 0,50$, e sempre inferiores quando comparados com os casos com maiores razões de aspecto. O caso com $L/D = 2,00$, por sua vez, apresenta valores máximos semelhantes para forças na direção longitudinal, C_x e C_{x-rms} , quando comparados com os resultados para maiores razões de aspecto, porém com máximos em torno de $V_r \cong 10$, contra $V_r \cong 7$ para os cilindros com alta razão de aspecto.

Com relação aos coeficiente de sustentação, C_{y-rms} , Figura 164, os valores para $L/D = 0,50$ são muito inferiores, confirmando as baixas amplitudes de deslocamento nesta direção. Para $L/D = 2,00$, assim como nos resultados com $L/D \geq 10,00$, observam-se dois máximos locais, o primeiro referente à ressonância do movimento na direção longitudinal, e o segundo ocorrendo na velocidade reduzida em que ocorre o acoplamento $f_x/f_y \cong 2$. Os valores máximos para $L/D = 2,00$ são inferiores, mas não se observa a queda brusca do valor desse coeficiente nas maiores velocidades o que caracterizaria o *lower branch*.

Esta última comparação põe fim ao longo trabalho de investigação quanto à origem do fenômeno de VIV em cilindros com baixa razão de aspecto, deixando clara sua relação com as emissões que partem da extremidade livre, que garantem o quadro ressonante semelhante ao identificado em cilindros longos.

O próximo e último capítulo desta tese consolida todas as conclusões auferidas ao longo dos capítulos de 3 a 6, apontando as contribuições originais deste trabalho e destacando os possíveis desdobramentos no sentido de aumentar ainda mais a compreensão do VIM agindo nas plataformas oceânicas.

7 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Por ocasião de seu início, o presente programa de doutorado identificou como “estado da arte” na investigação do VIV pesquisas focadas no entendimento fenomenológico de sua ação em cilindros longos com 2GL. Até então, o caso particular do VIV em cilindros com baixa razão de aspecto havia sido pouquíssimo abordado de forma fundamental, sendo encontrados apenas estudos de cunho tecnológico e, mesmo assim, focados no fenômeno de VIM em plataformas do tipo *spar* e monocoluna. Cumpre mencionar que à mesma época, muito do que o grupo de pesquisa do TPN-EPUSP conhecia sobre o VIM era fundamentado nos ensaios com modelos reduzidos de plataformas monocolunas, unidades flutuantes intensamente estudadas desde 2003.

De acordo com este cenário, as investigações que compõem o cerne desta tese tiveram, portanto, o objetivo principal de entender os fundamentos fluidodinâmicos responsáveis pelo fenômeno de VIV em cilindros de baixa razão de aspecto, $0,10 \leq L/D \leq 2,00$, caracterizados por pequenas razões de massa e, além disso, livres para oscilar em ao menos 1GL.

Buscando atingir este objetivo, um primeiro grupo de ensaios com cilindros estacionários foi realizado no canal de água circulante do NDF-EPUSP, com a meta clara de realizar a medição dos esforços hidrodinâmicos e respectivas visualizações de escoamento, estas últimas a partir da técnica de PIV. Para a evolução nos entendimentos, um primeiro grupo de ensaios de VIV de cilindros com razão de massa variando na faixa $1,00 \leq m^* \leq 4,36$ e dotados de 2GL foi realizado no mesmo canal, tendo como meta a medição de amplitudes e frequências de movimento. Finalmente, um terceiro e último grupo de ensaios também de VIV, agora de cilindros flutuantes, $m^* = 1,00$, e 6GL, foi conduzido tendo como meta a medição de parâmetros da resposta dinâmica, além de investigar a origem das possíveis estruturas responsáveis pelas forças oscilatórias do VIV em razões de aspecto tão baixas. Estes grupos de ensaios e seus resultados foram apresentados e discutidos extensamente em capítulos próprios deste texto, segundo os quais, as principais conclusões obtidas podem ser apresentadas conforme os parágrafos que se seguem.

Com base no capítulo 3, desenvolvido a partir da medição de forças em cilindros estacionários, verificou-se que o coeficiente de arrasto médio decresce com a diminuição da razão de aspecto; mesmo comportamento apresentado pelos coeficientes de arrasto oscilatório e de sustentação, assim como pelo número de Strouhal. Para todos os casos de razão de aspecto, verificou-se a presença de uma força na direção longitudinal com uma frequência adimensional predominante, cujo valor diminui com o aumento do número de Reynolds, $fD/U = 0,1$. A análise conjunta dos espectros de força nas direções transversal e longitudinal revelou que as componentes oscilatórias de menor frequência estão relacionadas à liberação de vórtices

na extremidade livre dos cilindros. Adicionalmente, verificou-se que a componente de força transversal na frequência tipicamente encontrada em cilindros mais longos, $fD/U = 0,2$, é visivelmente afetada por componentes em frequências mais baixas, justamente aquelas advindas das emissões na extremidade livre dos cilindros com $L/D < 2,00$, e semelhantes às frequências das componentes identificadas para as forças na direção longitudinal. No caso particular do cilindro estacionário com $L/D = 0,50$, os espectros de energia mostraram que as frequências características dos movimentos nas duas direções são as mesmas; resultado que confirma a hipótese de que, abaixo desta razão de aspecto, os efeitos da extremidade livre predominam, deixando de existir contribuição de uma esteira de von Kármán bem formada. Associados às visualizações com PIV, estes últimos resultados mostram a pertinência de um modelo semelhante ao proposto por (LEE, 1997) para cilindros bem curtos; modelo caracterizado pela formação simétrica de vórtices do tipo arco, que contornam uma região caracterizada pela presença de bolhas recirculantes. Fazendo a analogia com o modelo proposto por (TAMAI; ASAEDA; TANAKA, 1987) para corpos semiesféricos, pode-se pressupor que as forças transversais oscilatórias nos cilindros com baixa razão de aspecto também tenham origem na liberação alternada de tubos de vórtices do tipo arco. Segundo o modelo de (TAMAI; ASAEDA; TANAKA, 1987), a frequência de emissão dos tubos diminui com o aumento do número de Reynolds, mesmo resultado observado nesta tese. Como conclusão extremamente importante do capítulo 3, pode-se afirmar que nenhuma força oscilatória transversal é observada para cilindros estacionários com $L/D \leq 0,20$.

No capítulo 4, deu-se início aos ensaios de VIV de cilindros dotados de 2GL. Com relação aos efeitos da imersão neste fenômeno, verificou-se que as amplitudes adimensionais de movimento nas direções transversal e longitudinal decrescem com a diminuição da razão de aspecto do cilindro; comportamento também verificado para o número de Strouhal inferido com base na igualdade aproximada entre as frequências de movimento na direção transversal e de emissão de vórtices. No tocante ao efeito da razão de massa, verificou-se que sua diminuição promove um aumento das amplitudes máximas longitudinais nos cilindros de mesma razão de aspecto. Já no caso das amplitudes máximas transversais, verificou-se similaridade entre os comportamentos dos cilindros com maiores razões de massa e uma amplitude máxima transversal menor para o caso do cilindro com razão de massa unitária, e diminuição sucessiva para razões de aspecto ainda menores. Após uma análise adimensional da energia cinética do sistema, identificou-se certa invariância deste parâmetro com relação à razão de massa para uma mesma velocidade reduzida e mesma razão de aspecto. Este resultado permitiu postular que existe uma divisão da energia disponível entre os movimentos nas direções transversal e longitudinal, o que justifica as menores amplitudes de movimento transversal no cilindro com razão de massa unitária visto que, para ele, as amplitudes longitudinais acopladas são maiores, caracterizando trajetórias de

movimento em “formato de 8”, que não acontecem de forma evidente nos demais casos.

No capítulo 5, os ensaios de VIV de cilindros flutuantes mostraram uma divisão clara dos comportamento dinâmicos com relação à variação da razão de aspecto. Para cilindros com $L/D > 0,50$, identificou-se parâmetros típicos da presença de uma esteira de von Kármán associada aos vórtices que partem da extremidade livre. Por outro lado, somente aspectos dos vórtices da extremidade livre foram identificados para os cilindros com $0,20 < L/D \leq 0,50$, mesmo assim, ainda capazes de promover um comportamento ressonante no sistema. Para cilindros com $L/D \leq 0,20$, os efeitos das emissões na extremidade livre também foram predominantes, no entanto, incapazes de promover comportamento dinâmico ressonante. Com base neste último resultado, pode-se dizer que $L/D = 0,20$ é a razão de aspecto crítica para a existência de VIV em cilindros. Como outra conclusão importante, o ramo de resposta do tipo *lower branch* foi verificado para os ensaios que conseguiram atingir velocidades reduzidas de aproximadamente 14, resultado identificado pela queda abrupta das amplitudes de movimento e pelo valor nulo da massa adicional transversal na mesma velocidade reduzida. Importante destacar que o capítulo 5 comprovou os principais resultados até então discutidos, particularmente quanto ao decréscimo das amplitudes e do número de Strouhal com a diminuição da razão de aspecto. Mais do que isso, através dos ensaios com cilindros dotados de *end-plates*, também mostrou de maneira contundente que as emissões partindo da extremidade livre do cilindro são realmente as maiores responsáveis pelas forças oscilatórias para os cilindros com $L/D \leq 0,50$.

No capítulo 6, os resultados inéditos obtidos nesta tese para o fenômeno de VIV em cilindros com baixa razão de aspecto foram comparados com os resultados da literatura, inclusive os de cilindros com alta razão de aspecto. Duas comparações principais foram feitas, sendo a primeira, entre cilindros com razão de massa unitária, fazendo contraponto com o VIM de plataformas; e a segunda, entre cilindros com razão de massa $m^* \cong 2,50$, valor próximo aos encontrados nos principais trabalhos da literatura aberta. Estas comparações mostraram que, de fato, o comportamento dinâmico dos cilindros com $L/D = 2,00$ é afetado pelas emissões de vórtices a partir da extremidade livre, fazendo com que deslocamentos de grande magnitude perdurem por mais tempo e que não haja o decréscimo característico do *lower branch*, pelo menos para a faixa de velocidades reduzidas ensaiadas, em uma clara evidência do número de Strouhal mais baixo verificado nos ensaios para esta condição de razão de aspecto. No caso particular de uma plataforma monocoluna, verificou-se que, ao se alterar o diâmetro característico do sistema para o diâmetro da parte mais externa junto à extremidade livre (diâmetro da saia) resultando num novo valor de razão de aspecto, as amplitudes adimensionais de resposta transversal tornaram-se similares àquelas dos ensaios de cilindros com $L/D = 0,30$ e $m^* = 1,00$. Como conclusão da aplicação desta correção, tem-se mais uma prova de que,

realmente, as estruturas liberadas a partir da extremidade livre para cilindros com $L/D \leq 0,50$ são as que predominam no modelo fluido, sendo as responsáveis pela geração das forças transversais alternadas que causam o VIV.

Portanto, como síntese geral desta tese, conclui-se que o fenômeno de VIV ocorre apenas para cilindros com $L/D > 0,20$. Adicionalmente, com relação à fluidodinâmica dos cilindros curtos, três origens são evidenciadas com base nos seus impactos sobre as amplitudes, frequências e coeficientes de força; a saber:

- Para cilindros com $L/D > 2,00$, a esteira de von Kármán é a principal responsável pelas forças alternadas;
- Para cilindros com $0,50 < L/D < 2,00$, a esteira de von Kármán começa a ser afetada pelas estruturas de vórtices que têm origem na extremidade livre do cilindro, principalmente estruturas com vorticidade predominante no plano vertical;
- E para cilindros com $0,20 < L/D \leq 0,50$, as estruturas de vórtices que têm origem na extremidade livre são dominantes e as principais responsáveis pelas forças alternadas.

Importante destacar que estas conclusões têm feito eco nos trabalhos científicos publicados ao longo do programa de doutorado, consequência direta das investigações aqui apresentadas, bem como daquelas que, em paralelo, vêm sendo conduzidas pelo grupo de pesquisa em VIM do TPN-EPUSP. Em números, apenas durante este programa de doutorado, foram 9 trabalhos publicados em periódicos indexados internacionais, sendo 5 deles referentes ao estudo de VIM em plataformas do tipo *spar* e monocoluna; 2 outros referentes ao estudo de VIM em plataformas do tipo semisubmersível e mais 2 sobre o VIV em cilindros com baixa razão de aspecto. Além disso, mais 2 artigos encontram-se em fase de revisão, referentes aos conteúdos dos capítulos 3 e 5 desta tese; sem contar os inúmeros trabalhos apresentados em anais de eventos internacionais e nacionais.

São muitas as perspectivas de trabalhos futuros a partir desta tese. Entre as que destacam-se: estudos fundamentais que possam permitir visualizar os modelos fluidos próximos aos cilindros de baixa razão de aspecto que oscilam devido ao VIV, principalmente porque não são encontrados resultados desta natureza na literatura; os mesmos estudos podem ser feitos no âmbito de simulações em CFD; por último, outra perspectiva, de ordem mais tecnológica, nem por isso menos importante, é aberta com relação ao estudo de supressores de VIM para as plataformas de corpo circular, uma vez que, agora, se tem uma compreensão muito mais clara sobre qual o mecanismo de emissão de vórtices responde pelas forças oscilatórias nestes sistemas.

REFERÊNCIAS

ADARAMOLA, M. S. et al. Turbulent wake of a finite circular cylinder of small aspect ratio. **Journal of Fluids and Structures**, v. 22, p. 919–928, 2006. DOI: 10.1016/j.jfluidstructs.2006.04.007.

ALLEN, D.; HENNING, D. Surface roughness effects on Vortex-Induced vibration of cylindrical structures at critical and supercritical reynolds numbers. **Proceedings of Offshore Technology Conference**. 2001. DOI: 10.4043/13302-MS.

ALLEN, D. W. et al. Spar with improved viv performance. **United States Patent**. 2000.

ASSI, G. R. S.; BEARMAN, P. W.; KITNEY, N. Low drag solutions for suppressing Vortex-Induced vibration of circular cylinders. **Journal of Fluids and Structures**, v. 25, n. 4, p. 666–675, 2009. DOI: 16/j.jfluidstructs.2008.11.002.

ASSI, G. R. S. et al. Experimental investigation of flow-induced vibration interference between two circular cylinders. **Journal of Fluids and Structures**, v. 22, p. 819–827, 2006. DOI: 10.1016/j.jfluidstructs.2006.04.013.

AYOUB, A.; KARAMCHETI, K. An experiment on the flow past a finite circular cylinder at high subcritical and supercritical reynolds numbers. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 118, p. 1–26, 1982. DOI: 10.1017/S0022112082000937.

BABAN, F.; SO, R. M. C. Aspect ratio effect on flow-induced forces on circular cylinders in a cross-flow. **Experiments in Fluids**, v. 10, p. 313–321, 1991. DOI: 10.1007/BF00190247.

BABAN, F.; SO, R. M. C. Recirculating flow behind and unsteady forces on finite-span circular cylinders in a cross-flow. **Journal of Fluids and Structures**, v. 5, p. 185–206, 1991. DOI: 10.1016/0889-9746(91)90466-3.

BAI, Y. et al. Steel catenary riser fatigue due to vortex induced spar motions. **Proceedings of Offshore Technology Conference**. maio 2004. DOI: 10.4043/16629-MS.

BEARMAN, P. W. Vortex shedding from oscillating bluff bodies. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 16, p. 195–222, 1984. DOI: 10.1146/annurev.fl.16.010184.001211.

BLEVINS, R. D. **Flow-Induced Vibration**. 2nd edition. ed. [S.l.]: Krieger Pub Co, 2001.

BLEVINS, R. D.; COUGHRAN, C. S. Experimental investigation of Vortex-Induced vibration in one and two dimensions with variable mass, damping, and reynolds number. **Journal of Fluids Engineering**, v. 131, n. 10, p. 101202–7, 2009. DOI: 10.1115/1.3222904.

CHAPLIN, J. R.; TEIGEN, P. Steady flow past a vertical surface-piercing circular cylinder. **Journal of Fluids and Structures**, v. 18, p. 271–285, 2003. DOI: 10.1016/j.jfluidstructs.2003.07.009.

CHEN, S. S.; JENDRZEJCZYK, J. A. Dynamic response of a circular cylinder subjected to liquid cross flow. **Journal of Pressure Vessel Technology**, v. 101, n. 2, p. 106–112, 1979. DOI: 10.1115/1.3454607.

CUEVA, M. **Estudo de VIM - movimentos induzidos por vórtices em plataformas do tipo monocoluna: abordagem numérico-experimental e impactos no sistema de amarração**. 2011. Dissertação (Dissertação de Mestrado) — Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, SP, Brasil.

CUEVA, M. et al. Vortex-induced motion: model testing of a monocolumn floater. **Proceedings of the 25th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering**. p. 635–642, 2006. DOI: 10.1115/OMAE2006-92167.

CUNHA, L. D. **Vibração induzida por vórtices: Análise crítica de modelos fenomenológicos**. 2005. Dissertação (Dissertação de Mestrado) — Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, SP, Brasil.

CUNHA, L. D. et al. The robustness of the added mass in viv models. **Proceedings of the 25th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering**. 2006.

DAHL, J. M.; HOVER, F. S.; TRIANTAFYLLOU, M. S. Two-Degree-of-Freedom Vortex-Induced vibrations using a force assisted apparatus. **Journal of Fluids and Structures**, v. 22, n. 6-7, p. 807–818, 2006. DOI: 10.1016/j.jfluidstructs.2006.04.019.

DAHL, J. M. et al. Resonant vibrations of bluff bodies cause multivortex shedding and high frequency forces. **Physical Review Letters**, v. 99, n. 14, 2007. DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.144503.

DAHL, J. M.; HOVER, F. S.; TRIANTAFYLLOU, M. S. a. Dual resonance in vortex-induced vibrations at subcritical and supercritical reynolds numbers. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 643, p. 395–424, 2010. DOI: 10.1017/S0022112009992060.

DIJK, R. van et al. Model test experience on vortex induced vibrations of truss spars. **Proceedings of Offshore Technology Conference**. maio 2003. DOI: 10.4043/15242-MS.

ESHBAL, L.; KRAKOVICH, A.; HOUT, R. Time resolved measurements of vortex-induced vibrations of a positively buoyant sphere in uniform water flow. **Journal of Fluids and Structures**, v. 35, p. 185–199, 2012. DOI: 10.1016/j.jfluidstructs.2012.07.003.

FARIVAR, D. Turbulent uniform flow around cylinders of finite length. **AIAA Journal**, v. 19, p. 275–281, mar. 1981.

FINN, L. D.; MAHER, J. V.; GUPTA, H. The cell spar and vortex induced vibrations. **Proceedings of Offshore Technology Conference**. maio 2003.

FINNIGAN, T.; IRANI, M.; DIJK, R. van. Truss spar VIM in waves and currents. **Proceedings of the 24th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering**. p. 475–482, 2005. DOI: 10.1115/OMAE2005-67054.

FINNIGAN, T.; RODDIER, D. Spar VIM model tests at supercritical reynolds numbers. **Proceedings of the 26th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering**. p. 731–740, 2007. DOI: 10.1115/OMAE2007-29160.

FLEMMING, F.; WILLIAMSON, C. H. K. Vortex-Induced vibrations of a pivoted cylinder. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 522, p. 215–252, 2005. DOI: 10.1017/S0022112004001831.

FOX, T. A.; APELT, C. J. Fluid-Induced loading of cantilevered circular cylinders in a Low-Turbulence uniform flow. part 3: fluctuating loads with aspect ratios 4 to 25. **Journal of Fluids and Structures**, v. 7, n. 4, p. 375–386, 1993. DOI: 06/jfls.1993.1022.

FOX, T. A.; WEST, G. S. Fluid-Induced loading of cantilevered circular cylinders in a Low-Turbulence uniform flow. part 2: fluctuationg loads on a cantilever of aspect ratio 30. **Journal of Fluids and Structures**, v. 7, n. 1, p. 15–28, jan. 1993. DOI: 06/jfls.1993.1002.

FRANZINI, G. R. **Investigação experimental do escoamento ao redor de cilindros inclinados, sujeitos a condições de contorno assimétricas nas extremidades**. 2012. Tese (Tese de Doutorado) — Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, SP, Brasil.

FRANZINI, G. R. et al. Experimental investigation of vortex-induced vibration on rigid, smooth and inclined cylinders. **Journal of Fluids and Structures**, v. 25, p. 742–750, 2009. DOI: 10.1016/j.jfluidstructs.2009.01.003.

FRANZINI, G. R. et al. Experiments of VIV on rigid and inclined cylinders mounted on base with two Degrees-of-Freedom. **Proceedings of the IUTAM Symposium on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibrations**. jun. 2010.

FRANZINI, G. R. et al. Experiments of viv under frequency modulation and at constant reynolds number. **Proceeding of the 27th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering**. 2008.

FRANZINI, G. R. et al. Concomitant Vortex-Induced vibration experiments: a cantilevered flexible cylinder and a rigid cylinder mounted on a leaf-spring apparatus. **Proceedings of the XIV International Symposium on Dynamic Problems of Mechanics**, mar. 2011.

FREIRE, C. M.; KORKISCHKO, I.; MENEGHINI, J. R. The effect of the tip vortex on the flow around a circular cylinder. **Proceedings of the 21st International Congress of Mechanical Engineering**, 2011.

FREIRE, C. M.; MENEGHINI, J. R. Experimental investigation of VIV on a circular cylinder mounted on an articulated elastic base with two Degrees-of-Freedom. **Proceedings of the IUTAM Symposium on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibrations**, jun. 2010.

FUJARRA, A. L. C. **O fenômeno de VIM em plataformas oceânicas**, 2013. Tese (Tese de Livre Docência) — Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, SP, Brasil.

FUJARRA, A. L. C.; PESCE, C. P. Added mass of an elastically mounted cylinder in water subjected to vortex-induced vibrations. **Proceedings of the 21st International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering**, 2002.

FUJARRA, A. L. C. et al. Vortex-Induced vibration of a flexible cantilever. **Journal of Fluids and Structures**, v. 15, n. 3-4, p. 651–658, 2001. DOI: 06/jfls.2000.0368.

FUJARRA, A. L. C. et al. Non-stationary VIM of two Mono-Column oil production platforms. **Proceedings of the IUTAM Symposium on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibrations**, dez. 2007.

FUJARRA, A. L. C. et al. State-of-art on vortex-induced motion: a comprehensive survey after more than one decade of experimental investigation. **Proceedings of the 31th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering**, July 2012.

GABBAI, R. D.; BENAROYA, H. An overview of modeling and experiments of Vortex-Induced vibration of circular cylinders. **Journal of Sound and Vibration**, v. 282, n. 3-5, p. 575–616, 2005. DOI: 16/j.jsv.2004.04.017.

GONÇALVES, R. T. et al. Analysis methodology for Vortex-Induced motion (VIM) of a monocolumn platform applying the Hilbert-Huang transform method. **Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering**, v. 134, p. 011103, 2012. DOI: 10.1115/1.4003493.

GONÇALVES, R. T. et al. Mitigation of Vortex-Induced motion (VIM) on a monocolumn platform: forces and movements. **Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering**, v. 132, p. 041102, 2010. DOI: 10.1115/1.4001440.

GONÇALVES, R. T. et al. Evolution of the MPSO (monocolumn production, storage and offloading system). **Marine Systems & Ocean Technology**, v. 5, n. 1, p. 45–53, 2009.

GONÇALVES, R. T. et al. Experimental study on vortex-induced motions of a semi-submersible platform with four square columns, part i: effects of current incidence angle and hull appendages. **Ocean Engineering**, v. 54, p. 150–169, nov. 2012. DOI: 10.1016/j.oceaneng.2012.06.032.

GONÇALVES, R. T. et al. Experimental comparison of two degrees-of-freedom vortex-induced vibration on high and low aspect ratio cylinders with small mass ratio. **Journal of Vibration and Acoustics**, v. 134, p. 061009, 2012. DOI: 10.1115/1.4006755.

GONÇALVES, R. T. et al. Experimental study on vortex-induced motions of a semi-submersible platform with four square columns, part i: effects of current incidence angle and hull appendages. **Ocean Engineering**, v. 54, p. 150–169, 2012. DOI: 10.1016/j.oceaneng.2012.06.032.

GONÇALVES, R. T. et al. An overview of relevant aspects on VIM of spar and monocolumn platforms. **Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering**, v. 134, p. 014501, 2012. DOI: 10.1115/1.4003698.

GONÇALVES, R. T. et al. Experimental study on vortex-induced motions of a semi-submersible platform with four square columns, part ii: effects of surface waves, external damping and draft condition. **Ocean Engineering**, v. 62, p. 10–24, 2013. DOI: 10.1016/j.oceaneng.2013.01.019.

GOVARDHAN, R.; WILLIAMSON, C. H. K. Vortex-induced motions of a tethered sphere. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 69–71, p. 375–385, 1997. DOI: 10.1016/S0167-6105(97)00170-0.

GOVARDHAN, R.; WILLIAMSON, C. H. K. Modes of vortex formation and frequency response of a freely vibrating cylinder. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 420, p. 85–130, 2000. DOI: null.

GOVARDHAN, R.; WILLIAMSON, C. H. K. 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. DOI: <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112002002318>.

GOVARDHAN, R.; WILLIAMSON, C. H. K. Critical mass in vortex-induced vibration of a cylinder. **European Journal of Mechanics B/Fluids**, v. 23, p. 17–27, 2004. DOI: 10.1016/j.euromechflu.2003.04.001.

GOVARDHAN, R.; WILLIAMSON, C. H. K. Vortex-induced vibrations of a sphere. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 531, p. 11–47, 2005. DOI: 10.1017/S0022112005003757.

GOVARDHAN, R.; WILLIAMSON, C. H. K. Defining the in Vortex-Induced vibration: revealing the effect of reynolds number using controlled damping. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 561, p. 147–180, 2006. DOI: 10.1017/S0022112006000310.

HAIN, R.; KÄHLER, C. J.; MICHAELIS, D. Tomographic and time resolved piv measurements on a finite cylinder mounted on a flat plate. **Experiments in Fluids**, v. 45, p. 715–724, 2008. DOI: 10.1007/s00348-008-0553-x.

HALKYARD, J. E. Analysis of vortex-induced motions and drag for moored bluff bodies. **Proceedings of the 23rd Annual Offshore Technology Conference**. 1991.

HAY, A. D. **Flow about semi-submerged cylinders of finite length**. 1947. Dissertação (Report) — Princeton University, Princeton, NJ, USA.

HOUT, R.; KRAKOVICH, A.; GOTTLIEB, O. Time resolved measurements of vortex-induced vibrations of a tethered sphere in uniform flow. **Physics of Fluids**, v. 22, p. 087101, 2010. DOI: 10.1063/1.3466660.

HUANG, K.; CHEN, X.; KWAN, C. The impact of Vortex-Induced motions on mooring system design for spar-based installations. **Proceedings of Offshore Technology Conference**. maio 2003. DOI: 10.4043/15245-MS.

HUANG, N. E. et al. The empirical mode decomposition and the hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis. **Proceedings of the Royal Society of London A**, v. 454, p. 903–995, 1998. DOI: 10.1098/rspa.1998.0193.

IRANI, M.; FINN, L. Model testing for vortex induced motions of spar platforms. **Proceedings of the 23rd International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering**. p. 605–610, 2004. DOI: 10.1115/OMAE2004-51315.

IRANI, M.; FINN, L. Improved strake design for vortex induced motions of spar platforms. **Proceedings of the 24th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. Volume 1: Parts A and B**. p. 767–773, 2005. DOI: 10.1115/OMAE2005-67384.

IRANI, M. et al. Vortex induced motions of the horn mountain truss spar. **Proceedings of the 27th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering**. p. 967–973, 2008. DOI: 10.1115/OMAE2008-57992.

IUNGO, G. V.; PII, L. M.; BURESTI, G. Experimental investigation on the aerodynamic loads and wake flow features of a low aspect-ratio circular cylinder. **Journal of Fluids and Structures**, v. 28, p. 279–291, 2012. DOI: 10.1016/j.jfluidstructs.2011.11.008.

JAUVTIS, N.; GOVARDHAN, R.; WILLIAMSON, C. H. K. Multiple modes of vortex-induced vibration of a sphere. **Journal of Fluids and Structures**, v. 15, p. 555–563, 2001. DOI: 10.1006/jfls.2000.0348.

JAUVTIS, N.; WILLIAMSON, C. H. K. Vortex-Induced vibration of a cylinder with two degrees of freedom. **Journal of Fluids and Structures**, v. 17, n. 7, p. 1035–1042, jun. 2003. DOI: 16/S0889-9746(03)00051-3.

JAUVTIS, N.; WILLIAMSON, C. H. K. The effect of two degrees of freedom on Vortex-Induced vibration at low mass and damping. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 509, p. 23–62, 2004. DOI: 10.1017/S0022112004008778.

KAWAMURA, T. et al. Flow around a finite circular cylinder on a flat plate : cylinder height greater than turbulent boundary layer thickness. **Bulletin of the Japan Society of Mechanical Engineers**, v. 27, n. 232, p. 2142–2151, out. 1984.

KHALAK, A.; WILLIAMSON, C. H. K. Dynamics of a hydroelastic cylinder with very low mass and damping. **Journal of Fluids and Structures**, v. 10, p. 455–472, 1996. DOI: 10.1006/jfls.1996.0031.

KHALAK, A.; WILLIAMSON, C. H. K. Investigation of relative effects of mass and damping in vortex-induced vibration of a circular cylinder. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 69–71, p. 341–350, 1997. DOI: 10.1016/S0167-6105(97)00167-0.

KHALAK, A.; WILLIAMSON, C. H. K. Motions, forces and mode transitions in vortex-induced vibrations at low mass-damping. **Journal of Fluids and Structures**, v. 13, p. 813–851, 1999. DOI: 10.1006/jfls.1999.0236.

KING, R. Vortex excited structural oscillations of a circular cylinder in steady currents. **Proceedings of Offshore Technology Conference**. v. 143-149, 1974. DOI: 10.4043/1948-MS.

KLAMO, J. T.; LEONARD, A.; ROSHKO, A. The effects of damping on the amplitude and frequency response of a freely vibrating cylinder in cross-flow. **Journal of Fluids and Structures**, v. 22, p. 845–856, 2006. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2006.04.009>.

KOKKINIS, T. et al. Development of a stepped line tensioning solution for mitigating VIM effects in loop eddy currents for the genesis spar. **Proceedings of the 23rd International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering**. p. 995–1004, 2004. DOI: 10.1115/OMAE2004-51546.

KORKISCHKO, I.; MENEGHINI, J. R. Volumetric reconstruction of the mean flow around circular cylinders fitted with strakes. **Experiments in Fluids**, v. 51, p. 1109–1122, 2011. DOI: 10.1007/s00348-011-1127-x.

LACERDA, T. A. G. **Análise de movimentos induzidos por vórtices em plataformas flutuantes**. 2007. Dissertação (Dissertação de Mestrado) — Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, RJ, Brasil.

LACERDA, T. A. G. **Estimativa dos movimentos induzidos por vórtices em plataformas flutuantes através de um oscilador do tipo Van der Pol**. 2011. Tese (Tese de Doutorado) — Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, RJ, Brasil.

LEDER, A. 3d-flow structures behind truncated circular cylinders. **Proceedings of the 4th Joint Fluids Engineering Conference**. 2003.

LEE, L. W. Wake structure behind a circular cylinder with free end. **Proceedings of the Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute**. p. 241–251, 1997.

LEONG, C. M.; WEI, T. Two-Degree-of-Freedom Vortex-Induced vibration of a pivoted cylinder below critical mass ratio. **Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Science**, v. 464, n. 2099, p. 2907–2927, nov. 2008. DOI: 10.1098/rspa.2007.0166.

LUO, S.; GAN, T.; CHEW, Y. Uniform flow past one (or two in tandem) finite length circular cylinder(s). **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 59, p. 69–93, 1996. DOI: 10.1016/0167-6105(95)00036-4.

MARTIN, B.; RIJK. Experimental analysis of surface geometry, external damping and waves on semisubmersible vortex induced motions. **Proceedings of the 31st International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering**. 2012. DOI: 10.1115/OMAE2012-83689.

MENEGHINI, J. R. **Tópicos de pesquisa em geração e desprendimento de vórtices**. 2002. Tese (Tese de Livre Docência) — Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, SP, Brasil.

MERCIER, R. S. et al. A hub class spar production platform for the deepwater northern north sea. **Proceedings of the 11st Deep Offshore Technology Conference and Exhibition**. 1999.

MERCIER, R. S.; WARD, E. G. Spar vortex-induced motions. **Proceedings of MMS/OTRC Workshop**. 2003.

MOE, G.; WU, Z. The lift force on a cylinder vibrating in a current. **Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering**, v. 112, n. 4, p. 297–303, 1990.

MORSE, T. L.; GOVARDHAN, R. N.; WILLIAMSON, C. H. K. The effect of end conditions on the Vortex-Induced vibration of cylinders. **Journal of Fluids and Structures**, v. 24, n. 8, p. 1227–1239, nov. 2008. DOI: 10.1016/j.jfluidstructs.2008.06.004.

NAUDASCHER, E.; ROCKWELL, D. **Flow-induced vibrations: An engineering guide**. [S.l.]: Balkema, 1994.

NORBERG, C. An experimental investigation of the flow around a circular cylinder: influence of aspect ratio. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 258, p. 287–316, 1994. DOI: 10.1017/S0022112094003332.

NORBERG, C. Flow around a circular cylinder: aspects of fluctuating lift. **Journal of Fluids and Structures**, v. 15, p. 459–469, 2001. DOI: 10.1006/jfls.2000.0367.

NORBERG, C. Fluctuating lift on a circular cylinder: review and new measurements. **Journal of Fluids and Structures**, v. 17, p. 57–96, 2003. DOI: 10.1016/S0889-9746(02)00099-3.

OKAMOTO, S.; SUNABASHIRI, Y. Vortex shedding from a circular cylinder of finite length placed on a ground plane. **Journal of Fluid Engineering**, v. 114, p. 512–521, 1992. DOI: 10.1115/1.2910062.

OKAMOTO, T.; YAGITA, M. The experimental investigation on the flow past a circular cylinder of finite length placed normal to the plane surface in a uniform stream. **Bulletin of JSME**, v. 16, n. 95, p. 805–814, 1973.

PALAU-SALVADOR, G. et al. Large eddy simulations and experiments of flow around Finite-Height cylinders. **Flow, Turbulence and Combustion**, v. 84, p. 239–275, ago. 2010. DOI: 10.1007/s10494-009-9232-0.

PARK, C. W.; LEE, S. J. Free end effects on the near wake flow structure behind a finite circular cylinder. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 88, n. 2-3, p. 231–246, 2000. DOI: 10.1016/S0167-6105(00)00051-9.

PARK, C. W.; LEE, S. J. Effects of Free-End corner shape on flow structure around a finite cylinder. **Journal of Fluids and Structures**, v. 19, n. 2, p. 141–158, 2004. DOI: 10.1016/j.jfluidstructs.2003.12.001.

PATTENDEN, R. J.; TURNOCK, S. R.; ZHANG, X. Measurements of the flow over a Low-Aspect-Ratio cylinder mounted on a ground plane. **Experiments in Fluids**, v. 39, n. 1, p. 10–21, 2005. DOI: 10.1007/s00348-005-0949-9.

PESCE, C. P.; FUJARRA, A. L. C. Vortex-Induced vibrations and jump phenomenon: experiments with a clamped flexible cylinder in water. **International Journal of Offshore and Polar Engineering**, v. 10, n. 1, p. 26–33, mar. 2000.

PESCE, C. P.; FUJARRA, A. L. C. Vortex induced vibrations experiments with an elastically mounted cylinder in water. **Proceedings of the 12th International Offshore and Polar Engineering Conference**. 2002.

PESCE, C. P.; FUJARRA, A. L. C. The 'Super-Upper branch' VIV response of flexible cylinders. **Proceedings of the IUTAM Symposium on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibrations**. jun. 2005.

PESCE, C. P.; FUJARRA, A. L. C.; KUBOTA, L. K. The hilbert-huang spectral analysis method applied to viv. **Proceedings of the 25th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering**. 2006.

PROVANSAL, M. et al. Oscillations and vortex-induced vibrations of a tethered sphere in a flow. **Journal of Flow Visualization & Image Processin**, v. 12, p. 29–44, 2005. DOI: 10.1615/JFlowVisImageProc.v12.i1.40.

RAGHAVAN, K.; BERNITSAS, M. M. Experimental investigation of reynolds number effect on vortex induced vibration of rigid circular cylinder on elastic supports. **Ocean Engineering**, v. 38, n. 5-6, p. 719–731, abr. 2011. DOI: 10.1016/j.oceaneng.2010.09.003.

RAHMAN, M. A. A.; THIAGARAJAN, K. Vortex-induced vibration of cylindrical structure with different aspect ratio. **Proceedings of the 23rd International Offshore and Polar Engineering**. 2013.

RIJKEN, O.; LEVERETTE, S.; DAVIES, K. Vortex induced motions of semi submersible with four square columns. **Proceedings of the 16th Deep Offshore Technology Conference and Exhibition**. 2004.

RIJKEN, O.; SCHUURMANS, S.; LEVERETTE, S. Experimental investigations into the influences of SCRs and appurtenances on deepdraft semisubmersible vortex induced motion response. **Proceedings of the 30th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering**. 2011.

RODDIER, D.; FINNIGAN, T.; LIAPIS, S. Influence of the reynolds number on spar vortex induced motions (VIM): multiple scale model test comparisons. **Proceedings of the 28th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering**. p. 797–806, 2009. DOI: 10.1115/OMAE2009-79991.

ROH, S. C.; PARK, S. O. Vortical flow over the free end surface of a finite circular cylinder mounted on a flat plate. **Experiments in Fluids**, v. 34, n. 1, p. 63–67, 2003. DOI: 10.1007/s00348-002-0532-6.

ROSETTI, G. F. et al. Parametric analysis of a phenomenological model for vortex-induced motions of monocolumn platforms. **Journal of the Brazilian Society of Mechanics Science & Engineering**, v. 33, p. 139–146, 2011. DOI: 10.1590/S1678-58782011000200004.

ROSETTI, G. F. et al. Cfd calculations for free-surface-piercing low aspect ratio circular cylinder with solution verification and comparison with experiments. **Proceedings of the 32st International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering**. 2013.

ROSTAMY, N. et al. Local flow field of a surface-mounted finite circular cylinder. **Journal of Fluids and Structures**, v. 34, p. 105–122, 2012. DOI: 10.1016/j.jfluidstructs.2012.04.014.

SAGRILO, L. V. S. et al. Vm and wave-frequency fatigue damage analysis for scrs connected to monocolumn platforms. **Proceedings of the 28th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering**. 2009.

SAITO, M. et al. Experimental evaluation of vim on mpso in combined environmental conditions for waves and current. **Proceedings of the 31st International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering**. 2012.

SAKAMOTO, H.; ARIE, M. Vortex shedding from a rectangular prism and a circular cylinder placed vertically in a turbulent boundary layer. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 126, p. 147–165, 1983. DOI: 10.1017/S0022112083000087.

SAKAMOTO, H.; OIWAKE, S. Fluctuating forces on a rectangular prism and a circular cylinder placed vertically in a turbulent boundary layer. **Journal of Fluids**, v. 106, p. 160–166, 1984. DOI: 10.1115/1.3243093.

SANCHIS, A. Two degrees of freedom Vortex-Induced vibrations of a rigid circular cylinder with varying natural frequencies in the. **Proceedings of the 28th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. Volume 5: Polar and Arctic Sciences and Technology; CFD and VIV**. p. 889–894, 2009. DOI: 10.1115/OMAE2009-80252.

SANCHIS, A.; SæLEVIK, G.; GRUE, J. Two-Degree-of-Freedom Vortex-Induced vibrations of a Spring-Mounted rigid cylinder with low mass ratio. **Journal of Fluids and Structures**, v. 24, n. 6, p. 907–919, 2008. DOI: 10.1016/j.jfluidstructs.2007.12.008.

SARODE, R.; GAI, S.; RAMESH, C. Flow around circular and square-section models of finite height in a turbulent shear flow. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 8, p. 223–230, 1981. DOI: 10.1016/0167-6105(81)90022-2.

SARPKAYA, T. Vortex-induced oscillations: a selective review. **Journal of Applied Mechanics**, v. 46, p. 241–258, 1979. DOI: doi:10.1115/1.3424537.

SARPKAYA, T. Hydrodynamic damping, Flow-Induced oscillations, and biharmonic response. **Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering**, v. 117, n. 4, p. 232–238, nov. 1995. DOI: 10.1115/1.2827228.

SARPKAYA, T. A critical review of the intrinsic nature of Vortex-Induced vibrations. **Journal of Fluids and Structures**, v. 19, n. 4, p. 389–447, 2004. DOI: 10.1016/j.jfluidstructs.2004.02.005.

SAVORY E. & TOY, N. Hemisphere and hemisphere-cylinders in turbulent boundary layers. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 23, p. 345–364, 1986. DOI: 10.1016/0167-6105(86)90054-1.

SCHOUVEILER, L.; PROVANSAL, M. Self-sustained oscillation in the wake of a sphere. **Physics of Fluids**, v. 14, p. 3846–3854, 2002. DOI: 10.1063/1.1508770.

SILVEIRA, L. M. Y. et al. An investigation on the effect of tension variation on viv of risers. **Proceedings of the 26th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering**. 2007.

SIN, V. K.; SO, R. M. C. Local force measurements on finite-span cylinders in a cross-flow. **Journal of Fluid Engineering**, v. 109, p. 136–143, 1987. DOI: 10.1115/1.3242633.

SLAOUTI, A.; GERRARD, J. H. An experimental investigation of the end effects on the wake of a circular cylinder towed through water at low reynolds numbers. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 112, p. 297–314, 1981. DOI: 10.1017/S0022112081000414.

SMITH, D. W. et al. Hindcasting VIM-Induced mooring fatigue for the genesis spar. **Proceedings of the 23rd International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering**. p. 1005–1014, 2004. DOI: 10.1115/OMAE2004-51547.

SOMEYA, S. et al. Experimental investigation of a Flow-Induced oscillating cylinder with two Degrees-of-Freedom. **Nuclear Engineering and Design**, v. 240, n. 12, p. 4001–4007, 2010. DOI: 10.1016/j.nucengdes.2010.03.033.

STAPPENBELT, B. Vortex-induced motion of nonlinear compliant low aspect ratio cylindrical systems. **International Journal of Offshore and Polar Engineering**, v. 21, p. 280–286, 2011.

STAPPENBELT, B.; LALJI, F. Vortex-induced vibration Super-Upper response branch boundaries. **International Journal of Offshore and Polar Engineering**, v. 18, n. 2, p. 99–105, jun. 2008.

STAPPENBELT, B.; LALJI, F.; TAN, G. Low mass ratio vortex-induced motion. **Proceedings of the 16th Australasian Fluid Mechanics Conference**. 2007.

STAPPENBELT, B.; O'NEILL, L. Vortex-Induced vibration of cylindrical structures with low mass ratio. **Proceedings of the 17th International Offshore and Polar Engineering Conference**. jul. 2007.

SUMNER, D. Flow above the free end of a surface-mounted finite-height circular cylinder: a review. **Journal of Fluids and Structures**, v. 43, p. 41–63, 2013. DOI: 10.1016/j.jfluidstructs.2013.08.007.

SUMNER, D.; HESELTINE, J. L.; DANSEREAU, O. J. P. Wake structure of a finite circular cylinder of small aspect ratio. **Experiments in Fluids**, v. 37, n. 5, p. 720–730, 2004. DOI: 10.1007/s00348-004-0862-7.

TAMAI, N.; ASAEDA, T.; TANAKA, N. Vortex structures around a hemispheric hump. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 39, p. 301–314, 1987. DOI: 10.1007/BF00116124.

TANIGUCHI, S.; SAKAMOTO, H.; ARIE, M. Flow around a circular cylinder vertically mounted in a turbulent boundary layer. **Bulletin of the Japan Society of Mechanical Engineers**, v. 24, p. 1130–1136, 1981.

TANIGUCHI, S.; SAKAMOTO, H.; ARIE, M. Flow around circular cylinders of finite height placed vertically in turbulent boundary layers. **Bulletin of the Japan Society of Mechanical Engineers**, v. 24, p. 37–44, 1981.

TANIGUCHI, S. et al. Time-averaged aerodynamic forces acting on a hemisphere immersed in a turbulent boundary. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 9, p. 257–273, 1982. DOI: 10.1016/0167-6105(82)90019-8.

UEMATSU, Y.; YAMADA, M.; ISHII, K. Some effects of free-stream turbulence on the flow past a cantilevered circular cylinder. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 33, p. 43–52, 1990. DOI: 10.1016/0167-6105(90)90019-9.

VIKESTAD, K.; VANDIVER J. K., L. C. M. Added mass and oscillation frequency for a circular cylinder subjected to vortex-induced vibrations and external disturbance. **Journal of Fluids and Structures**, v. 14, p. 1071–1088, 2000. DOI: 10.1006/jfls.2000.0308.

WAALS, O. J. P.; PHADKE, A. C.; BULTEMA, S. Flow induced motions on multi column floaters. **Proceedings of the 26th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering**, p. 669–678, 2007. DOI: 10.1115/OMAE2007-29539.

WANG, Y. et al. Model test study on Vortex-Induced motions of a floating cylinder. **Proceedings of the 28th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering**, p. 293–301, 2009. DOI: 10.1115/OMAE2009-79134.

WANG, Y. et al. Strake design and VIM-Suppression study of a Cell-Truss spar. **Proceedings of the 29th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering**, p. 507–513, 2010. DOI: 10.1115/OMAE2010-20225.

WILLIAMSON, C. H. K. Oblique and parallel modes of vortex shedding in the wake of a circular cylinder at low reynolds numbers. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 206, p. 579–627, 1989. DOI: 10.1017/S0022112089002429.

WILLIAMSON, C. H. K. Vortex dynamics in the cylinder wake. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 28, n. 1, p. 477–539, jan. 1996. DOI: 10.1146/annurev.fl.28.010196.002401.

WILLIAMSON, C. H. K.; GOVARDHAN, R. Vortex-Induced vibration. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 36, n. 1, p. 413–455, jan. 2004. DOI: 10.1146/annurev.fluid.36.050802.122128.

WILLIAMSON, C. H. K.; GOVARDHAN, R. A brief review of recent results in vortex-induced vibrations. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 96, p. 713–735, 2008. DOI: 10.1016/j.jweia.2007.06.019.

WILLIAMSON, C. H. K.; JAUVTIS, N. A High-Amplitude 2T mode of Vortex-Induced vibration for a light body in XY motion. **European Journal of Mechanics - B/Fluids**, v. 23, n. 1, p. 107–114, jan. 2004. DOI: 16/j.euromechflu.2003.09.008.

WOOTTON, L. R. et al. **Oscillation of Piles in Marine Structures: a Resume of the Full-Scale Work**. London, UK: Construction Industry Research & Information Association (CIRIA), 1972.

YUNG, T.-W. et al. Advances in prediction of viv on spar hulls. **Proceedings of the 15th Deep Offshore Technology Conference and Exhibition**. 2003.

YUNG, T.-W. et al. Advancement of spar VIV prediction. **Proceedings of Offshore Technology Conference**. maio 2004. DOI: 10.4043/16343-MS.

ZHANG, H. et al. Experimental investigation on vortex-induced motions of truss spars. **Proceedings of the 21st International Offshore and Polar Engineering Conference**. 2011.

APÊNDICE A – ESTUDO EXPERIMENTAL DO VIM EM PLATAFORMAS MONOCOLUNA

Este apêndice apresenta um procedimento experimental geral para realização de ensaios de VIM em modelos reduzidos de plataformas do tipo monocoluna. Sua proposição foi feita com base na unidade Monocoluna para operação na Bacia de Campos (MonoBR), para a qual também são apresentados os principais resultados experimentais obtidos e as respectivas discussões em função da influência promovida pelos aspectos estudados: presença de apêndices hidrodinâmicos – através da variação de aproamentos da unidade; inclusão de amortecimento externo – através de estrutura complementar incorporada ao casco; presença simultânea de ondas e correnteza – através do reboque do modelo em direção às ondas geradas no tanque; inclusão de supressores de movimento – através da incorporação de placas distribuídas ordenadamente na superfície do casco; e, finalmente, variação da razão de aspecto – através da mudança na condição de carregamento .

Maiores detalhes com relação a esse experimento podem ser encontrados em (GONÇALVES et al., 2010).

PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL GERAL PARA REALIZAÇÃO DE ENSAIOS DE VIM

Os itens a seguir têm a intenção de apresentar o procedimento experimental geral utilizado para a realização de ensaios de VIM. Conforme mencionado, trata-se de um desenvolvimento realizado com base nas plataformas monocolunas, mas que também pode ser utilizado como referência nos ensaios de VIM com outros tipos de unidade, por exemplo: plataformas *spar*; semissubmersível e TLP.

Com relação à Escala Reduzida

Na definição da escala reduzida de um experimento de VIM alguns fatores devem ser levados simultaneamente em consideração: as dimensões do tanque; a faixa de magnitude da velocidade da correnteza disponível para os ensaios e o conhecimento prévio das grandezas a serem medidas, natureza e magnitude.

No caso dos ensaios com o modelo da plataforma MonoBR, a definição da escala reduzida foi feita com base na geometria do tanque de provas do IPT, a saber: $4m \times 6,6m \times 280m$ (respectivamente, profundidade x largura x comprimento). Paralelamente, a faixa de operação quanto a velocidade desenvolvida pelo carro de reboque também foi fator determinante para a

definição da escala reduzida do modelo, uma vez que, juntamente com a geometria do tanque, ambas acabam por estabelecer a ordem de grandeza dos períodos típicos de oscilação devido ao VIM e, portanto, determinam a quantidade de ciclos de oscilação registrada durante cada corrida de ensaio.

É importante destacar a recorrente busca por uma escala reduzida que permita o maior número de ciclos completos de oscilação devido ao VIM, como forma de caracterizar suficientemente bem os parâmetros monitorados.

Além desses aspectos, a relação entre o diâmetro do modelo em escala reduzida e a largura do tanque de provas também deve ser avaliada, buscando evitar problemas de bloqueio e, principalmente, proximidade entre o modelo e as paredes laterais do tanque, comportamento que pode distorcer os resultados de interesse.

A escala de 1 : 200 adotada para o caso da plataforma MonoBR também se preocupou com a magnitude das grandezas de interesse, evitando a redução excessiva das dimensões do modelo.

Com relação à Geometria da Plataforma e Simplificações

Com relação à geometria da plataforma, além de suas dimensões principais, é importante que o modelo reduzido reproduza, em escala, os principais apêndices do casco que possam causar efeitos hidrodinâmicos de relevância no fenômeno de VIM. Conforme mostrado mais adiante, elementos como *fairleads* e correntes de amarração são responsáveis pela mudança no ponto de separação do escoamento, com efeitos diretos sobre o fenômeno de VIM, resultado também verificado em ensaios com plataformas do tipo *spar* pode ser visto em (RODDIER; FINNIGAN; LIAPIS, 2009).

Ânodos de sacrifício e escadas também são relevantes em ensaios com fatores de escala $\lambda < 50$, já que nestas condições os apêndices de menor proporção começam a perder influência fluidodinâmica. Naturalmente, simplificações na geometria podem ser feitas face à dificuldade de se manter a semelhança exata entre os elementos reais e aqueles em escala reduzida. Assim, é comum a aplicação de elementos cilíndricos equivalentes, por exemplo em lugar das amarras, como forma de representá-las fluidodinamicamente, mas sem a necessidade de detalhamento de seus elos. A ideia, nestes casos, é emular apenas os elementos capazes de modificar expressivamente o escoamento ao redor da plataforma ensaiada.

No caso do modelo reduzido da plataforma MonoBR, confeccionado em PVC, Figura 165, as principais características geométricas foram preservadas em escala reduzida, particularmente sua praia, saia e *moonpool*. Tais elementos têm como função principal a melhoraria do comportamento deste tipo de unidade em ondas, mas podem suscitar alguma modificação na

resposta do VIM. Mais detalhes sobre os elementos otimizadores do comportamento das monocolunas podem ser encontrados em (GONÇALVES et al., 2009). Também foram modelados os apêndices hidrodinâmicos do tipo *fairlead* e a porção das linhas de *riser* e amarração junto ao casco, pois estes podem alterar de forma significativa o escoamento ao redor do mesmo.

Figura 165 - Foto do modelo da plataforma MonoBR em escala 1 : 200, confeccionado em PVC para ensaios de VIM no tanque de reboque do IPT.

Com relação à Rugosidade Superficial e respectivas Faixas de Números de Froude e Reynolds

Como discutido anteriormente, o modelo em escala deve ser capaz de representar com a máxima fidelidade o fenômeno a ser estudado. No caso do VIM, isto significa manter semelhança no que concerne aos números de Froude e Reynolds, ou seja, para que efeitos gravitacionais, inerciais e viscosos sejam emulados à semelhança da condição em escala real. No entanto, devido às diferenças de escala e limitações dos tanques e laboratórios existentes, sabe-se que o número de Froude é, em geral, escolhido para fundamentar a similaridade. Desta forma, a relação entre os números de Reynolds do modelo, Re_M , e real (protótipo), Re_R , é definida como $Re_M/Re_R = \lambda^{-3/2}$, onde $\lambda = L_R/L_M$ é o fator de escala, visto que L_R é o comprimento real e L_M é o comprimento no modelo.

Um artifício utilizado para emular as características do escoamento na faixa de número de Reynolds do experimento, sem que este esteja em efetiva similaridade de número de Reynolds, é perturbar o escoamento na camada limite do modelo em escala reduzida, de maneira a produzir um regime turbulento semelhante ao identificado em escala real. Isto é feito introduzindo-se rugosidade superficial ao sistema.

Na escala real da plataforma MonoBR, sabe-se que o número de Reynolds situa-se acima

de 5×10^6 . Por outro lado, nos modelos em escala reduzida, estes valores encontram-se na faixa de $3 \times 10^4 < Re < 5 \times 10^5$, onde há uma forte variação no coeficiente de arrasto (forças viscosas), região também conhecida como crise do arrasto (*drag crises*). Portanto, nestas condições os ensaios em escala reduzida são realizados em regimes de escoamento próximos ao valor crítico de número de Reynolds, ou seja, diferente do caso real, que é caracterizado pelo regime de escoamento turbulento. A adição de rugosidade ao casco tem como objetivo modificar o escoamento, tornando-o turbulento em número de Reynolds mais baixos e, assim, conferir maior semelhança de comportamento associado às forças viscosas.

Isto posto, a inclusão de rugosidade é um fator importante a ser levado em consideração nos ensaios em escala reduzida. Ainda com relação ao modelo da plataforma MonoBR, este artifício foi utilizado aplicando-se rugosidade superficial média de $k/D = 4 \times 10^{-3}$, onde k é a dimensão média das imperfeições superficiais do modelo de plataforma. Ver detalhe na foto da Figura 166.

Figura 166 - Detalhes da rugosidade superficial incorporada ao casco do modelo da plataforma MonoBR.

Naturalmente, os números de Reynolds efetivamente praticados nos experimentos em escala reduzida encontram-se na faixa de $5 \times 10^4 < Re < 2 \times 10^5$, e não representam a condição de escoamento em escala real. De fato, tal compatibilidade seria impossível nas condições do tanque de provas (suas dimensões) e do carro dinamométrico (faixa de velocidades possíveis), sem que houvesse a inclusão de rugosidade superficial de maneira a simular um regime de escoamento pós-crítico.

Para o melhor entendimento das faixas de números de Reynolds e efeitos da inclusão de rugosidade superficial em cilindros, o trabalho de (ALLEN; HENNING, 2001) pode ser consultado. Já os trabalhos de (DIJK et al., 2003) e (CUEVA et al., 2006) também mostram o uso da rugosidade superficial em ensaios de VIM em plataformas do tipo *spar* e monocoluna,

respectivamente.

Com relação à Amarração Equivalente

O sistema de amarração é responsável pela restauração no plano que define as frequências naturais de movimento importantes para o VIM, particularmente as direções longitudinal e transversal à correnteza.

Os sistemas de amarração reais são tipicamente não lineares. Essa característica gera uma grande dificuldade na representação dos sistemas em escala reduzida. Modelos completos carecem de tanques com grande profundidade para a representação correta da geometria, o que torna praticamente inviável a modelagem fidedigna deste formato.

Sob estes aspectos, os três tipos mais comuns de sistemas de amarração equivalente são:

1. Sistema horizontal composto por um conjunto de 2 (dois) a 4 (quatro) associações de cabos e molas, com o objetivo de emular de forma linear as restaurações nas duas direções de interesse, longitudinal e transversal;
2. Sistema dado pelo truncamento dos comprimentos da ancoragem, em catenária ou *taut-leg*, buscando representar o sistema real completo e suas não linearidades. Este tipo de amarração, no entanto, é bastante custoso e apresenta uma grande quantidade de incertezas inerentes à modelagem;
3. Sistema horizontal formado por cabos e contrapesos com o objetivo de representar as não linearidades da amarração. Maiores detalhes com relação a esses tipos de amarração podem ser encontrados em (FUJARRA et al., 2012).

Figura 167 - Descrição da configuração do sistema equivalente de molas para os ensaios com o modelo da plataforma MonoBR.

Ainda de acordo com (FUJARRA et al., 2012), sistemas horizontais de amarração equivalente são os mais utilizados, já que simplificam a montagem do ensaio e diminuem o número de amarras, mantendo a similaridade em escala do modelo dos valores de restauração no plano próximos aos do caso em escala real, particularmente na região próxima às condições de “passeio” a que a plataforma estará sujeita devido ao fenômeno de VIM. Estes sistemas são compostos por um conjunto de 3 (três) ou 4 (quatro) amarras, dispostas radialmente à plataforma, e posicionadas praticamente paralelas ao plano de linha d’água.

Um sistema equivalente de quatro molas horizontais foi adotado no caso da plataforma MonoBR, conforme ilustrado na Figura 167. A partir deste arranjo de amarração, as frequências naturais foram ajustadas para garantir a similaridade, em escala, com aquelas identificadas em escala real. Este procedimento já havia sido utilizado por (CUEVA et al., 2006), também para ensaios de VIM em plataformas monocolumnas.

Com relação à Instrumentação e respectivas Grandezas Medidas

As principais grandezas a serem monitoradas nos ensaios de VIM são os deslocamentos no plano horizontal, direções longitudinal e transversal ao escoamento incidente. Entretanto, de acordo com a literatura, para garantir a completude da informação quanto aos movimentos do modelo em estudo, é desejável que se monitore os seis graus de liberdade do mesmo.

Por exemplo, movimentos de *yaw* (rotação no plano da superfície livre) mostraram-se de grande importância no estudo de VIM em plataformas semissubmersível e TLP, apresentando um regime de sincronização em velocidades reduzidas diferentes daquelas identificadas para a ressonância na direção transversal. Resultados a esse respeito podem ser encontrados em (WAALS; PHADKE; BULTEMA, 2007), (GONÇALVES et al., 2012a) e (MARTIN; RIJK, 2012). Já no caso das plataformas circulares, este efeito é reduzido, e nenhum trabalho da literatura relatou-o como relevante.

Por outro lado, efeitos da presença simultânea de ondas e correnteza mostram-se extremamente importantes, como será discutido mais adiante. Nestas condições, também é importante a monitoração dos movimentos do modelo fora do plano horizontal (translação em *heave* e rotações em *roll* e *pitch*), com o objetivo de identificar como estes movimentos podem influenciar o VIM.

Outras grandezas de interesse são as forças de restauração, ou seja, as forças em cada amarra do sistema equivalente (cabo/mola). Com base nestas forças é possível obter analiticamente de maneira indireta (via equações de movimentos), a força hidrodinâmica total atuante no sistema. Essas forças podem ser utilizadas na aplicação das normas para dimensionamento de sistema de amarração propostas pelas sociedades classificadoras, por exemplo a

American Petroleum Institute (API) e a *Det Norske Veritas* (DNV). Uma comparação entre as metodologias propostas por essas duas classificadoras no dimensionamento da amarração de uma monocolumna submetida ao VIM pode ser encontrada em (CUEVA, 2011).

Particularmente nos ensaios da plataforma MonoBR foram monitoradas as seguintes grandezas: movimentos nos 6GL, via sistema ótico de rastreamento de alvos solidários ao modelo; forças nas quatro amarras, via células de carga do tipo anel e velocidade da correnteza, via transdutor solidário ao carro de reboque.

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Sem qualquer prejuízo aos objetivos traçados para o presente texto, esta seção apresenta apenas os principais resultados experimentais obtidos a partir dos ensaios com o modelo reduzido da plataforma MonoBR. Para tanto, discussões aprofundadas e pertinentes foram agrupadas de acordo com os aspectos mais importantes capazes de modificar o VIM. Os resultados completos do estudo experimental do fenômeno de VIM na plataforma MonoBR podem ser encontrados em (GONÇALVES et al., 2010).

Como metodologia experimental geral destaca-se que, em cada condição de ensaio, o modelo foi submetido a no mínimo 20 velocidades de reboque. As respectivas velocidades reduzidas de cada ensaio foram escolhidas de maneira a varrer a faixa de $3 < V_r < 15$, referentes a números de Reynolds na faixa de $3 \times 10^4 < Re < 2 \times 10^5$, o que correspondeu a velocidades de reboque, ou correnteza incidentes no intervalo $0,05m/s < U < 0,3m/s$.

Importante destacar também que os ensaios compreenderam uma faixa de número de Froude baseado no diâmetro característico da plataforma MonoBR na linha d'água referente a condição de carregamento ensaiada, variando na faixa de $0,02 < Fr_D < 0,13$. Conforme proposto em (HAY, 1947) e posteriormente discutido em (CHAPLIN; TEIGEN, 2003), para cilindros considerados finitos, a melhor maneira de se definir o número de Froude é aquela baseada no comprimento da parte submersa, L . Assim sendo, os ensaios com a MonoBR foram realizados na faixa de $0,04 < Fr_L < 0,20$. Nota-se, portanto, que os efeitos da superfície livre podem ser considerados desprezíveis, mesmo para um corpo com baixa razão de aspecto baixa, $L/D = 0,39$.

É importante ressaltar que, por se tratar de um corpo flutuante, a razão de massa é $m^* = 1$. Este valor é de extrema relevância na comparação com o VIV de cilindros circulares, pois sistemas considerados de pequena razão de massa $m^* < 6$ apresentam comportamento distinto. No corpo do texto, este aspecto é discutido à luz de comparações entre os ensaios fundamentais de cilindros com baixa razão de aspecto e os conduzidos com o modelo da plataforma MonoBR.

Como praxe, salienta-se que os resultados experimentais mais adiante discutidos são apresentados como função da velocidade reduzida $V_r = U/f_0 D$, quais sejam: amplitudes adimensionais nas direções transversal e longitudinal, respectivamente, A_y/D e A_x/D ; razão entre frequência de oscilação na direção transversal e frequência natural em águas paradas, f_y/f_0 ; razão entre frequência de oscilação nas direções longitudinal e transversal, f_x/f_y , e trajetórias dos movimentos no plano da superfície livre.

Os valores de amplitude adimensional de movimento foram definidos como base na média entre os 20% maiores picos do registro. Já a frequência de movimento foi definida como sendo aquela referente à componente de maior energia no espectro de potência do mesmo registro.

Efeitos do Aproamento e Apêndices Solidários às Obras Vivas

Por se tratar de casco cilíndrico com pequena razão de aspecto é de se esperar que as monocolumnas apresentem padrões de emissão fortemente tridimensionais e, portanto, grande suscetibilidade aos efeitos provocados pela presença dos apêndices ao casco. Este primeiro conjunto de ensaios buscou verificar a influência dos apêndices solidários às obras vivas do casco na resposta de VIM da plataforma MonoBR, em particular os *fairleads*.

Figura 168 - À esquerda, amplitudes adimensionais do modelo da plataforma MonoBR, $L/D=0,39$, nas direções transversal, A_y/D , e longitudinal A_x/D , como função da velocidade reduzida, V_r , e na condição de incidência 0° . À direita, as respectivas variações das relações entre frequências f_y/f_0 e f_x/f_y .

A Figura 168 (à esquerda) apresenta os resultados de A_y/D e A_x/D para a condição de incidência da correnteza a 0° . Para melhor entendimento da condição de aproamento, ver Figura 170 que apresenta as trajetórias no plano horizontal e respectivos ângulos de incidência das correntezas. De acordo com os resultados de amplitude adimensional de resposta, verificam-

se movimentos pronunciados da plataforma a partir de $V_r = 5$, alcançando $A_y/D \cong 1$ e $A_x/D \cong 0,15$ em aproximadamente $V_r = 14$. Importante destacar que as grandes amplitudes na direção transversal advêm da coexistência de oscilação nas direções longitudinal e transversal, o que ressalta a importância de se considerar os dois graus de liberdade nos ensaios de VIM. Interessante notar também que, à medida que as oscilações longitudinais ganham em magnitude, ou seja, a partir de $V_r = 11$, a resposta na direção transversal ao escoamento parece exibir um ramo distinto, associado à coexistência dos movimentos nos 2GL. A Figura 168 (à direita) apresenta as respectivas relações entre frequências, destacando-se a condição de sincronização no gráfico de f_y/f_0 e a condição clássica de duplicidade na relação de f_x/f_y .

Dando continuidade às discussões, a Figura 169 (à esquerda) apresenta a comparação entre resultados associados à incidência de 0° e demais aproamentos ensaiados: 45° , 135° e 180° . De uma maneira geral, percebe-se que a mudança no aproamento, portanto na posição relativa entre os apêndices e a direção da correnteza incidente, promove alteração significativa nas amplitudes de resposta na direção transversal para velocidades reduzidas mais altas, $V_r > 10$. Associado a isso, os aproamentos de 45° , 135° e 180° exibem um decréscimo nítido das amplitudes de oscilação nesta direção; fato possivelmente associado à diminuição da correlação das emissões ou associado a um menor acoplamento entre os movimentos nas duas direções.

Figura 169 - À esquerda, amplitudes adimensionais de resposta do modelo da plataforma MonoBR, $L/D=0,39$, nas direções transversal, A_y/D , e longitudinal, A_x/D , como função da velocidade reduzida, V_r , e nas condições de incidência de 0° , 45° , 135° e 180° . À direita, as respectivas variações das relações entre frequências f_y/f_0 e f_x/f_y .

Uma forma interessante de se analisar a característica do movimento exibido pela plataforma é feita a partir das trajetórias no plano horizontal (*plano - xy*) para as diversas incidências testadas, apresentadas na Figura 170, também conhecidas como figuras de *Lissajous*. Este gráfico mostra a relação entre as trajetórias típicas de movimento e a velocidade de correnteza

incidente.

Assim, com o aumento progressivo da velocidade, nota-se um aumento das oscilações transversais. Para a condição de incidência de 0° , verifica-se o surgimento de oscilações longitudinais mais pronunciadas a partir de $V_r = 10$, dando origem a trajetórias em “formato de 8”. Nos gráficos da Figura 170, o círculo preto (ou centro) ilustra a plataforma na posição de equilíbrio, sem correnteza, e as marcações em vermelho representam as posições dos *fairleads* com relação à correnteza incidente representada pela seta também em vermelho. Para as trajetórias referentes aos outros casos de aproamento, 45° , 135° e 180° , resultados análogos são verificados. Notar que, em concordância com os gráficos da Figura 169, os demais aproamentos exibem amplitudes máximas inferiores; em alguns casos sem a presença pronunciada de trajetórias em “formato de 8” e, eventualmente, com alguma assimetria, por exemplo em 135° , resultado que certamente deve estar associado ao posicionamento dos *fairleads* em relação à correnteza incidente.

Com base nestes resultados, pode-se concluir que os apêndices solidários às obras vivas do casco afetam o escoamento incidente, principalmente, modificando a posição dos pontos de separação. Como exemplo, o caso de 0° apresenta os *fairleads* posicionados após o ponto de separação típico de um cilindro, em torno de 80° . Isto faz com que os *fairleads* de jusante não tenham efeito substancial sobre o fenômeno de VIM, mostrando-se semelhante ao caso de um cilindro liso sem apêndices. Por outro lado, na incidência de 180° , os *fairleads* estão posicionados à montante do ponto de separação típico e acabam por perturbar o escoamento, fixando separação em um novo ponto. Por este motivo, neste último caso, acredita-se que as amplitudes transversais acabem por decrescer para as maiores velocidades reduzidas. Nas demais condições de aproamento, os *fairleads* também fixam os pontos de separação e acabam por causar uma perda de sincronismo entre os vórtices formados de um lado e do outro do modelo, o que novamente faz com que as amplitudes decresçam para as maiores velocidades reduzidas. Ao final deste conjunto de ensaios, o caso de incidência a 0° foi considerado como a referência para as comparações seguintes, visto ter sido o aproamento sujeito aos menores efeitos dos apêndices.

Efeitos de Amortecimento Externo

A presença dos *risers* partindo da plataforma seguramente é mais um aspecto que deve ter efeito sobre a resposta do VIM. Deste modo, este aspecto merece investigação sob dois pontos de vista:

- O primeiro relacionado à alteração do padrão de emissão próximo à plataforma e, portanto, à influência direta sobre as forças hidrodinâmicas envolvidas;

Obviamente, distorções de escala para os *risers* e técnicas de similaridade apenas com relação aos aspectos fluido-estruturais são comuns ao problema de análise do comportamento em ondas e podem ser adaptadas ao estudo do fenômeno de VIM. No entanto, ainda assim reservariam questionamentos adicionais quanto à semelhança das forças viscosas envolvidas, além de dificuldades enormes quanto à viabilidade construtiva em tanques geralmente com pequena profundidade.

Como alternativa de análise nos ensaios de VIM da plataforma MonoBR, optou-se por uma estratégia focada mais no efeito qualitativo do amortecimento externo, em detrimento da similaridade com a escala real. Desta forma, um arranjo estrutural de *risers* foi construído, geometricamente semelhante ao conjunto instalado na plataforma MonoBR (em diâmetro e disposição dos mesmos), porém com comprimentos apenas suficiente para garantir um acréscimo de amortecimento no sistema em estudo, contudo, sem o compromisso com a reprodução do valor real advindo da redução de escala. Detalhes deste aparato experimental podem ser vistos na Figura 171, referente aos trabalhos descritos em (GONÇALVES et al., 2010).

Figura 171 - Arranjo de risers incorporado ao modelo da plataforma MonoBR com o objetivo de emular um efeito de amortecimento externo. Em (a) apenas o conjunto de estruturas promotoras do amortecimento adicional e em (b) o conjunto ensaiado.

A Figura 172 apresenta os resultados da comparação entre o casos sem e com a inserção de amortecimento externo no modelo da plataforma MonoBR, ambos considerados no aproamento de 0° . De acordo com esta figura, percebe-se que a consideração da estrutura complementar, equivalente ao aumento da força de amortecimento, promove uma diminuição considerável dos movimentos nas duas direções de interesse, longitudinal e transversal ao escoamento incidente.

Acredita-se, no entanto, que este acréscimo da dissipação não seja o único aspecto responsável pelo comportamento distinto. Imagina-se que parte do efeito esteja relacionada à mudança do escoamento próximo à plataforma, ou seja, a alteração da condição de tridimensionalidade

próxima ao fundo da unidade. Lembrar que a razão de aspecto da MonoBR é muito pequena $L/D = 0,39$, portanto uma condição extremamente suscetível a efeitos tridimensionais da emissão de vórtices.

Em se tratando das relações entre frequências, notou-se que os reflexos do amortecimento externo também se fizeram presentes através da perda da relação usual de duplicidade entre as frequências longitudinais e transversais de oscilação, $f_x/f_y = 2$.

Figura 172 - À esquerda, amplitudes adimensionais de resposta do modelo da plataforma MonoBR, $L/D=0,39$, nas direções transversal, A_y/D , e longitudinal, A_x/D , como função da velocidade reduzida, V_r , e nas condições de incidência de 0° para as duas situações: com e sem amortecimento externo. À direita, as respectivas variações das relações entre frequências f_y/f_0 e f_x/f_y .

Importante ressaltar que a ausência da duplicidade entre frequências tem um claro efeito sobre os movimentos no plano horizontal, neste caso, sem a presença das trajetórias em “formato de 8”. A Figura 173 ilustra este fato e, além disso, permite que se verifique a presença de maiores derivas no caso do modelo com amortecimento externo, comportamento absolutamente consistente com o aumento das forças de arrasto devido a inserção de uma área adicional exposta ao efeito do escoamento incidente.

Efeitos de Supressores de Movimento

Por ocasião dos ensaios do modelo reduzido de outra unidade monocoluna em 2005, a Monocoluna para operação no Golfo do México (MonoGoM), uma geometria de supressores foi testada com o objetivo de atenuar os efeitos do fenômeno de VIM (tecnologia inovadora em se tratando de unidades flutuantes). Naquela oportunidade, placas fixadas no costado da plataforma e dispostas em triplo helicóide ao longo da profundidade (os *spoiler plates*),

Figura 173 - Trajetórias no plano – xy da plataforma MonoBR, $L/D=0,39$, como função da velocidade reduzida, V_r : à esquerda, sem o amortecimento externo e, à direita, com o amortecimento externo. Todas as trajetórias consideradas para uma incidência de 0° .

mostraram-se muito eficientes no processo de mitigação dos movimentos das grandes amplitudes de resposta do VIM. Maiores detalhes quanto aos resultados e à geometria desses supressores podem ser encontrados em (CUEVA et al., 2006) e (GONÇALVES et al., 2012a).

Figura 174 - Arranjo esquemático dos spoiler plates (elementos em azul) dispostos em triplo helicóide ao longo da profundidade da plataforma MonoBR.

Seguindo esta mesma linha de ação investigativa, uma geometria parecida foi concebida e testada para o caso da plataforma MonoBR, ver Figura 174. Embora parecida, a nova geometria necessitou certas adaptações, face às formas diferentes da plataforma MonoBR em relação à plataforma MonoGoM.

De uma maneira geral, a Figura 175 permitiu a observação de dois aspectos principais quanto à presença dos *spoiler plates*. Em primeiro lugar, foi possível perceber que a presença destes elementos promoveu uma redução do fenômeno de VIM, principalmente em grandes velocidades reduzidas, $V_r > 10$. No entanto, observou-se também que na região de $5 < V_r < 10$ os movimentos na direção longitudinal exibiram pequeno acréscimo em amplitude, o que apontou a necessidade de estudos mais aprofundados quanto aos efeitos desses supressores, buscando sua maior eficiência em toda a faixa de velocidades reduzidas.

Adicionalmente, percebe-se que as razões entre frequência de oscilação nas direções transversal e longitudinal, f_x/f_y , passaram a exibir um valor unitário, bastante distinto da relação de duplicidade usual.

Figura 175 - À esquerda, amplitudes adimensionais de resposta do modelo da plataforma MonoBR, $L/D=0,39$, nas direções transversal, A_y/D , e longitudinal, A_x/D , como função da velocidade reduzida, V_r , e nas condições de incidência de 0° para as duas situações: com e sem a presença dos spoiler plates. À direita, as respectivas variações das relações entre frequências f_y/f_0 e f_x/f_y .

Uma diferença importante identificada na comparação entre os comportamentos do modelo da plataforma MonoBR com e sem os *spoiler plates* diz respeito às trajetórias dos movimentos no plano xy . De acordo com a Figura 176, verificou-se que a presença dos elementos supressores dispostos em duplo helicóide ao longo da profundidade foi responsável por um comportamento bastante assimétrico das trajetórias. Além disso, percebeu-se também que, na presença dos elementos supressores, o modelo passou a exibir trajetórias qualitativamente menos coordenadas, em uma clara correspondência ao efeito imposto à esteira de vórtices formada à jusante do mesmo.

Figura 176 - Trajetórias no plano – xy da plataforma MonoBR, $L/D=0,39$, como função da velocidade reduzida, V_r : à esquerda, sem os spoiler plates e, à direita, com a presença dos mesmos. Todas as trajetórias consideradas para uma incidência de 0° .

Efeitos da Presença Concomitante de Ondas e Correnteza

Como continuidade ao processo de investigação experimental dos principais aspectos que tenham efeito mitigador sobre o fenômeno de VIM na plataforma MonoBR, também foram realizados ensaios levando-se em consideração a incidência simultânea de ondas e correnteza.

Buscando uma compreensão preliminar do mecanismo de interação (e eventual mitigação do VIM), optou-se por trabalhar com ondas regulares. Desta forma, foram selecionadas 3 (três) ondas regulares para serem ensaiadas simultaneamente com o escoamento incidente.

A seleção dessas ondas foi feita de acordo com a escala real e a capacidade de geração instalada no tanque de provas, bem como com o caráter linear das ondas geradas (declividades máximas de 4%). A Tabela 22 apresenta os períodos e alturas das ondas regulares assim selecionadas. Obviamente, os períodos apresentados são corrigidos para o valor de encontro, visto haver uma velocidade de avanço do modelo em relação às frentes de onda geradas.

A Figura 177 apresenta as amplitudes e frequências adimensionais destes ensaios. Em linhas gerais, de acordo com os gráficos de amplitude, nota-se que à medida que o período de onda aproxima-se do período natural de *heave* da plataforma, da ordem de $22s$, inicia-se a ressonância neste grau de liberdade, o que acaba por contribuir para a mitigação do fenômeno de VIM. Para uma melhor compreensão ver o *Response Amplitude Operator* (RAO) da plataforma MonoBR, Figura 178.

Assim, a onda com $T_{rw} = 18s$ (valor cerca de 20 vezes menor que o período ressoante

Tabela 22 - Características das ondas regulares ensaiadas simultaneamente com a presença do escoamento incidente na plataforma MonoBR (valores na escala real).

Onda regular	$T_{rw}[s]$	$H_{rw}[m]$
1	14	4,00
2	16	5,22
3	18	6,68

Figura 177 - À esquerda, amplitudes adimensionais de resposta do modelo da plataforma MonoBR, $L/D=0,39$, nas direções transversal, A_y/D , e longitudinal, A_x/D , como função da velocidade reduzida, V_r , e nas condições de incidência de 0° . O caso base (sem ondas) é comparado com os casos em presença de ondas regulares diferentes. À direita, as respectivas variações das relações entre frequências f_y/f_0 e f_x/f_y .

Figura 178 - Comparação entre o RAO numérico de heave, com os valores experimentais medidos em ensaios com o modelo da plataforma MonoBR.

de *sway*) acaba por induzir movimentos verticais no modelo da plataforma MonoBR, que por sua vez podem ser os responsáveis por mitigar o VIM. Importante comentar que, se por um lado, este mecanismo de coexistência de ondas parece indicar uma contribuição benéfica no sentido de atenuar o fenômeno de VIM, de outro, mostra que apenas nesta situação indesejável e severa de ressonância em *heave* a ação simultânea das ondas é suficiente para mitigá-lo. Portanto, este é mais um resultado que merece investigação adicional, principalmente com relação a um espectro maior de ondas, inclusive irregulares.

Em termos de frequências adimensionais de oscilação transversal, nota-se que, mesmo na presença de ondas, foi possível a identificação de valores proporcionais ao período natural de oscilação transversal em águas calmas. Ressalva é feita às oscilações longitudinais para $V_r < 10$, onde a presença de ondas promoveu valores de frequência de oscilação de VIM variando na faixa $1 < f_x/f_y < 2$.

Figura 179 - Trajetórias no plano – xy da plataforma MonoBR, $L/D=0,39$, como função da velocidade reduzida, V_r , e em diferentes condições de incidência simultânea de ondas regulares. Todas as trajetórias consideradas para uma incidência de 0° .

Mais um aspecto interessante vem da comparação dos movimentos no plano – xy . Comparando os resultados da Figura 170, sem a incidência de ondas, com aqueles da Figura 179, onde há a incidência de escoamento e ondas regulares, mais uma vez é possível identificar o efeito mitigador das mesmas. Verifica-se que, embora mitigador em termos de amplitudes de oscilação no plano, a coexistência de escoamento e ondas com períodos menores, $T_{rw} = 14s$ e $T_{rw} = 16s$, não são capazes de destruir os movimentos em “formato de 8”, característi-

cos do VIM em grandes velocidades reduzidas. Por outro lado, na presença de ondas com $T_{rw} = 18s$, o fenômeno de VIM perde completamente esta característica, mostrando trajetórias com amplitudes consideravelmente menores e muito menos organizadas em termos de um padrão definido de movimento no plano.

Embora esses resultados demonstrem a importância da consideração da coexistência de ondas durante o fenômeno de VIM, é imprescindível sedimentar a ideia de que novos experimentos devem ser conduzidos para que detalhes dessa interação façam-se presentes e, desta forma, permitam a construção de um conhecimento bem fundamentado acerca dos efeitos.

Efeitos das Condições de Carregamento

Dentre todos os aspectos investigados experimentalmente com o modelo da plataforma MonoBR, aquele que apresentou um efeito contundente na atenuação do fenômeno de VIM foi a variação da condição de carregamento, que representa uma mudança na razão de aspecto do sistema, já que o calado da unidade é sensivelmente alterado.

Figura 180 - À esquerda, amplitudes adimensionais de resposta do modelo da plataforma MonoBR nas direções transversal, A_y/D , e longitudinal, A_x/D , como função da velocidade reduzida, V_r , e nas condições de incidência de 0° . O caso base, ou calado cheio, $L/D=0,39$, é comparado com o caso leve, ou calado vazio, $L/D=0,21$. À direita, as respectivas variações das relações entre frequências f_y/f_0 e f_x/f_y .

Desta forma, o modelo da plataforma MonoBR também foi ensaiado segundo uma condição de calado leve, $L/D = 0,21$, de tal forma que os resultados assim obtidos pudessem ser diretamente comparadas com o comportamento exibido na condição de calado de projeto, $L/D = 0,39$. A Figura 180 compara os comportamentos das amplitudes e frequências adimensionais na condição de calado de projeto (ou calado cheio) e calado leve (ou calado vazio),

ambos para o aproamento de 0° . Em ambas as direções, longitudinal e transversal, verificou-se a completa e efetiva atenuação do fenômeno de VIM.

Figura 181 - Trajetórias no plano – xy da plataforma MonoBR, como função da velocidade reduzida, V_r , e nas duas condições diferentes de calado. Todas as trajetórias consideradas para uma incidência de 0° .

A Figura 181 consolida estes resultados da influência efetiva da diminuição do calado sobre a resposta do fenômeno de VIM, visto que nas trajetórias no plano horizontal referente ao calado leve não foram percebidas quaisquer oscilações de amplitude comparável àquelas na situação de calado cheio. Nota-se, apenas, a reprodução consistente da deriva média advinda da ação do escoamento incidente sobre a unidade.