Tatiana Ueno

Supressão passiva de vibrações induzidas pela emissão de vórtices utilizando absorvedores não lineares de vibração: uma abordagem via modelos fenomenológicos

Tatiana Ueno

Supressão passiva de vibrações induzidas pela emissão de vórtices utilizando absorvedores não lineares de vibração: uma abordagem via modelos fenomenológicos

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

| - | _ | | | | | - 1 | | 1 | | |
|---|---|-----|---|---|---|-----|-----|----|----|----|
| | 1 | + 1 | 1 | n | 1 | - 1 | | er | ١, | 1 |
| | a | L. | a | | а | ٠, | . , | CI | ı١ | ., |

| Supressão passiva de vibrações induzidas pela emissão de |
|--|
| vórtices utilizando absorvedores não lineares de vibração: |
| uma abordagem via modelos fenomenológicos |

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

Área de concentração: Engenharia de estruturas

Orientador: Prof. Dr. Guilherme Rosa Franzini

São Paulo 2019 Autorizo a reprodução e divulgação total ou parcial deste trabalho, por qualquer meio convencional ou eletrônico, para fins de estudo e pesquisa, desde que citada a fonte.

| | Este exemplar foi revisado e corrigido em relação à versão original, sob responsabilidade única do autor e com a anuência de seu orientador. |
|---|--|
| | São Paulo, de de |
| | Assinatura do autor: |
| | Assinatura do orientador: |
| ı | |

Catalogação-na-publicação

Ueno, Tatiana

Supressão passiva de vibrações induzidas pela emissão de vórtices utilizando absorvedores não lineares de vibração: uma abordagem via modelos fenomenológicos / T. Ueno -- versão corr. -- São Paulo, 2019.

132 p.

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

1.Vibrações induzidas pela emissão de vórtices.
2.Supressão passiva.
3.Absorvedores não lineares de vibração.
4.Modelos fenomenológicos.
I.Universidade de São Paulo.
Escola Politécnica.
Departamento de Engenharia de Estruturas e Geotécnica II.t.

Agradecimentos

Aos meus pais, Júlio e Sônia, e ao meu irmão Victor que, diante de todas as dificuldades que enfrentamos, nunca mediram esforços para me apoiar em todas as minhas decisões.

Ao Daniel Sasaki pelo carinho e por estar ao meu lado nos momentos mais difíceis e nos mais felizes também.

A Deus por sempre me abençoar e estar presente em minha vida, fazendo com que eu nunca perca a fé.

Ao orientador Guilherme Rosa Franzini pela confiança em meu trabalho, pela amizade, por me incentivar e contribuir na minha formação como pesquisadora.

Aos professores, colegas e funcionários do Laboratório de Mecânica *Offshore* pela convivência e oportunidade de trabalhar juntos durante esses dois anos.

À Universidade de São Paulo e à Universidade Estadual de Maringá que contribuíram sobremaneira à minha formação como engenheira civil.

Agradeço também à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) pelo suporte financeiro da minha bolsa de mestrado (processo 2017/06016-7) e à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES).

Resumo

UENO, T. Supressão passiva de vibrações induzidas pela emissão de vórtices utilizando absorvedores não lineares de vibração: uma abordagem via modelos fenomenológicos. 2019. Dissertação (Mestrado) - Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2019.

As vibrações induzidas pela emissão de vórtices (VIV) representam um problema de interação fluido-estrutura presente em diversas áreas da engenharia. Em particular, na engenharia oceânica, esse fenômeno é um tópico importante na análise de risers. Diante do seu impacto na vida útil das estruturas por questões de fadiga estrutural, a supressão desse fenômeno ressonante tem demandado diversos esforços de pesquisa. Uma maneira de reduzir as oscilações estruturais causadas pelo VIV é através do supressor passivo denominado absorvedor não linear de vibração (NVA). Esta pesquisa visa investigar numericamente a eficácia de uma classe de NVA na mitigação do VIV em cilindros rígidos montados em apoios elásticos com um e dois graus de liberdade. A força hidrodinâmica é considerada por meio de modelos fenomenológicos. As equações de movimento desenvolvidas são numericamente integradas com o intuito de analisar a influência dos parâmetros de massa, raio e amortecimento do supressor na resposta do cilindro. As curvas de amplitude de resposta como funções da velocidade reduzida representam a principal contribuição deste trabalho. De forma complementar, o comportamento do sistema ao longo da faixa de velocidades reduzidas característica do lock-in é explorado por meio das séries temporais do cilindro e do NVA. Para quantificar a eficiência do NVA, um critério de supressão baseado na amplitude de oscilação do cilindro é avaliado em função da velocidade reduzida e na forma de mapas de cores definidos em um espaço de parâmetros de controle para velocidades reduzidas específicas. Com base no estudo paramétrico feito, é possível verificar que o parâmetro de massa do NVA é o mais influente na supressão do VIV. Em geral, a supressão é maior no sistema em que o cilindro oscila apenas na direção transversal ao escoamento. Na condição em que o cilindro oscila nas duas direções do plano horizontal, constata-se que o NVA rotativo pode levar a uma amplificação da oscilação na direção do escoamento.

Palavras-chave: Vibrações induzidas pela emissão de vórtices. Supressão passiva. Absorvedores não lineares de vibração. Modelos fenomenológicos.

Abstract

UENO, T. Numerical investigations on passive supression of vortex-induced vibrations using non-linear vibration absorber: a wake-oscillator approach. 2019. Dissertation (Master of Sciences) - Escola Politécnica, University of São Paulo, São Paulo, 2019.

Vortex-induced vibrations (VIV) represent a fluid-structure interaction problem commonly found in several engineering areas. In the offshore engineering scenario, VIV plays an important role in risers dynamics. The suppression of this resonant phenomenon has required several efforts due to its impact on the reduction of the lifespan due to structural fatigue. Among other suppression solutions, it can be highlighted the use of non-linear vibration absorbers (NVAs). This research aims at numerically investigating the effectiveness of a particular class of NVAs as a passive suppressor of rigid cylinders mounted on elastic supports with one or two degrees of freedom subjected to VIV. The wake dynamics is studied through phenomenological models. The equations of motion are obtained and numerically integrated focusing on the identification of the influence of the NVA parameters on the response of the cylinder. Oscillation amplitude curves as functions of the reduced velocity are the main contribution of this work. Complementarily, response time series allow discussing the dynamics of the coupled system throughout the lock-in range of reduced velocities. In order to quantify the efficiency of the NVA, a suppression criterion based on the oscillation amplitude of the cylinder is evaluated as a function of reduced velocities and in the form of color maps defined in a space of control parameters for specific reduced speeds. The parametric study herein described shows that the mass of the suppressor has more influence on the VIV suppression than the other parameters for both 1-dof VIV (only cross-wise oscillations are allowed) and 2-dof VIV (concomitant in-line and cross-wise oscillations). In general, the suppression has proved to be greater in the 1-dof VIV condition. In 2-dof VIV, the rotative NVA may cause amplification of the in-line response.

Keywords: Vortex-induced vibrations. Passive suppression. Non-linear vibration absorber. Wake-oscillators.

Lista de ilustrações

| Figura 1 – | Modelo bidimensional de formação e desprendimento de vortices | 24 |
|--------------|---|----------|
| Figura 2 – | Representação do regime da esteira vorticosa em função do número de | |
| | Reynolds | 25 |
| Figura 3 - | Curva do número de Strouhal em função do número de Reynolds | 27 |
| Figura 4 - | Variação dos coeficientes de sustentação e de arrasto com o número de | |
| | Reynolds. $\overline{C_D}$ simboliza o coeficiente de arrasto médio. \hat{C}_D e \hat{C}_L repre- | |
| | sentam as parcelas oscilatórias dos coeficientes de arrasto e sustentação, | |
| | respectivamente. Os subíndices f e p representam termos devido ao | |
| | arrasto de fricção e de pressão, na devida ordem | 28 |
| Figura 5 $-$ | Estudo do fenômeno de VIV em cilindros rígidos. Representações es- | |
| | quemáticas | 29 |
| Figura 6 – | Curvas de amplitude e frequência para $m^* = 2,4$. As variáveis $A_{y,max}$, | |
| | U^* e f^* da figura correspondem às variáveis \hat{A}_{max}, V_R e \hat{f} do texto | 32 |
| Figura 7 – | Extensão do regime de sincronização em função da massa reduzida m^* . | |
| | As variáveis U^* e C_A da figura correspondem às variáveis V_R e C_a do | |
| | texto, respectivamente | 33 |
| Figura 8 – | Representação esquemática dos padrões de emissão 2S, 2P e P+S. | |
| | | 34 |
| Figura 9 – | Curvas de amplitudes de resposta. Os círculos representam $m^* = 1,19$ | |
| | e os triângulos, $m^* = 8,63$. As variáveis A^* , U^* , f^* e S da figura | |
| | correspondem às variáveis \hat{A}, V_R, \hat{f} e St do texto, respectivamente | 34 |
| Figura 10 – | Diagrama de amplitude de resposta para baixo $m^*\zeta$ que relacionada os | |
| | ramos de respostas, padrões de emissão e saltos nos ângulos de fase. As | |
| | variáveis A^* , U^* e f_N da figura correspondem às variáveis \hat{A} , V_R e f_y | 0.5 |
| D: 11 | do texto | 35 |
| _ | Padrões de emissão de vórtices 2S, 2P, 2T e 2C | 35 |
| Figura 12 – | Curvas de amplitude e frequência para $m^* = 2,6$. As variáveis A_Y^* , A_X^* , | |
| | U^* e f_Y^* da figura correspondem às variáveis \hat{A}_y , \hat{A}_x , V_R e \hat{f} do texto, | 20 |
| E: 19 | respectivamente | 36 |
| rigura 13 – | Figura de Lissajous $x(t) \times y(t)$ obtida para $m^* = 2.6$, $V_R = 6.4$ e $Re = 7800$ | 20 |
| Figure 14 | | 38 40 |
| _ | Solução da equação de van der Pol homogênea | 40 |
| r igura 10 - | Esquema para dedução de C_{VY} . O deslocamento do cilindro é adotado para baixo | 41 |
| Figure 16 | Esquema para dedução de C_{VX} . O deslocamento do cilindro é adotado | 41 |
| rigura 10 - | | 16 |
| | para baixo | 40 |

| Figura 17 $-$ | Representações das duas classes de NVA: translativo e rotativo. As | |
|---------------|---|----|
| | variáveis \hat{M}_{cyl} , \hat{K}_{cyl} , \hat{M}_{nes} , \hat{K}_{nes} , \hat{C}_{nes} e r_0 da figura correspondem às | |
| | variáveis M, k_y, m_N, k_N, c_N e r do texto | 49 |
| Figura 18 – | Resultados do cilindro e da esteira de vórtices obtidos no Mecanismo I de | |
| | supressão do NVA translativo considerando $\frac{m_N}{M-m_N}=0.11, \frac{D^4k_N}{U_\infty^2(M-m_N)}=$ | |
| | $0.0283, e \frac{Dc_N}{U_{\infty}(M-m_N)} = 1.59. \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots$ | 51 |
| Figura 19 – | Resultados do cilindro e da esteira de vórtices obtidos no Mecanismo | |
| | II de supressão do NVA translativo considerando $\frac{m_N}{M-m_N} = 0,066,$ | |
| | $\frac{D^4 k_N}{U_\infty^2 (M - m_N)} = 0.0217 \text{ e } \frac{Dc_N}{U_\infty (M - m_N)} = 0.704$ | 51 |
| Figura 20 – | Amplitude de oscilação do cilindro durante o <i>lock-in</i> , considerando os | |
| | sistemas: —, sem supressor; $\times \times$, com NVA; $\bullet \bullet$ com TMD | 52 |
| Figura 21 – | Respostas do cilindro e do NVA translativo, considerando $m_N=0.03M,$ | |
| | $k_N = 0.8k_y \text{ e } c_N = 0.7c_y.$ | 53 |
| Figura 22 – | Curvas da amplitude de oscilação do cilindro em relação ao seu diâ- | |
| | metro $(\eta_{1max} = \frac{y_1}{D})$ como função da velocidade do escoamento para | |
| | diferentes valores do parâmetro de massa do NVA translativo ($\beta = \frac{m_N}{M}$) | |
| | e considerando $k_N=0.7k_yD^2$ e $c_N=0.7c_y$ | 53 |
| Figura 23 – | Curvas da amplitude de oscilação do cilindro em função da veloci- | |
| | dade reduzida para diferentes valores do parâmetro de massa do NVA | |
| | translativo ($\beta = \frac{m_N}{M}$) e considerando $k_N = 0.8k_yD^2$ e $c_N = 0.8c_y$ - | |
| | VIV-1GL | 54 |
| Figura 24 – | Resultados referentes à condição VIV-2GL utilizando técnicas de DFC. | |
| | As variáveis β e γ correspondem aos parâmetros de massa e rigidez do | |
| | NVA, respectivamente | 55 |
| Figura 25 – | Respostas que caracterizam o Mecanismo I de supressão | 57 |
| Figura 26 – | Respostas que caracterizam o Mecanismo II de supressão | 57 |
| Figura 27 – | Respostas que caracterizam o Mecanismo III de supressão | 58 |
| Figura 28 – | Alongamento da esteira de vórtices provocado pelo NVA rotativo durante | |
| | os ciclos de decaimento lento do cilindro | 59 |
| Figura 29 – | Respostas do sistema com NVA para duas configurações de parâmetros. | |
| | A variável U da figura corresponde à variável U_{∞} do texto | 60 |
| Figura 30 – | Representações esquemáticas dos modelos estudados. A aceleração gra- | |
| | vitacional é ortogonal ao plano | 62 |
| Figura 31 – | Velocidade vetorial da massa concentrada do NVA | 63 |
| Figura 32 – | Comparação dos modelos fenomenológicos com os resultados experi- | |
| | mentais para os casos VIV-1GL e VIV-2GL | 72 |

| Figura 33 – | Curvas de respostas da amplitude característica do cilindro - Grupo 1. | |
|-------------|---|----|
| | Valores dos parâmetros: $\hat{m} = 0.05$ ("Sim-0"); $\hat{m} = 0.03$ ("G1-Sim1"); | |
| | $\hat{m} = 0.07$ ("G1-Sim2"); $\hat{m} = 0.10$ ("G1-Sim3"); $\hat{m} = 0.12$ ("G1-Sim4"); | |
| | $\hat{m} = 0.15 \text{ ("G1-Sim5")}; \hat{r} = 0.50; \zeta_{\theta} = 0.10$ | 73 |
| Figura 34 – | Caso "G1-Sim1" ($\hat{m}=0.03,\hat{r}=0.50,\zeta_{\theta}=0.10$) - VIV-1GL. $V_R=4.2.$ | 75 |
| Figura 35 – | Caso "G1-Sim2" ($\hat{m}=0.07,\hat{r}=0.50,\zeta_{\theta}=0.10$) - VIV-1GL. $V_R=4.2.$ | 75 |
| Figura 36 – | Caso "G1-Sim1" ($\hat{m}=0.03,\hat{r}=0.50,\zeta_{\theta}=0.10$) - VIV-2GL. $V_R=4.2$. | 75 |
| Figura 37 – | Caso "G1-Sim4" ($\hat{m}=0.12,\hat{r}=0.50,\zeta_{\theta}=0.10$) - VIV-1GL. $V_R=5.5.$ | 76 |
| Figura 38 – | Caso "G1-Sim3" ($\hat{m}=0.10,\hat{r}=0.50,\zeta_{\theta}=0.10$) - VIV-1GL. $V_R=9.2$. | 78 |
| Figura 39 – | Caso "G1-Sim5" ($\hat{m}=0.15,\hat{r}=0.50,\zeta_{\theta}=0.10$) - VIV-1GL. $V_R=6.4.$ | 79 |
| Figura 40 – | Caso "G1-Sim4" ($\hat{m}=0.12,\hat{r}=0.50,\zeta_{\theta}=0.10$) - VIV-2GL. $V_R=5.5.$ | 79 |
| Figura 41 – | Caso "G1-Sim5" ($\hat{m}=0.15,\hat{r}=0.50,\zeta_{\theta}=0.10$) - VIV-2GL. $V_R=11.8.$ | 80 |
| Figura 42 – | Ciclos repetitivos de oscilações do cilindro e mudança no sentido de | |
| | rotação do NVA para VIV-1GL. As colunas da figura referem-se aos | |
| | casos "G1-Sim3" ($\hat{m} = 0.10$, $\hat{r} = 0.50$, $\zeta_{\theta} = 0.10$), "G1-Sim4" ($\hat{m} = 0.12$, | |
| | $\hat{r} = 0.50, \zeta_{\theta} = 0.10$) e "G1-Sim5" ($\hat{m} = 0.15, \hat{r} = 0.50, \zeta_{\theta} = 0.10$), | |
| | respectivamente | 81 |
| Figura 43 – | Ciclos repetitivos de oscilações do cilindro e mudança no sentido de | |
| | rotação do NVA para VIV-2GL. As colunas da figura referem-se aos casos | |
| | "G1-Sim4" ($\hat{m}=0.12,\hat{r}=0.50,\zeta_{\theta}=0.10$) e "G1-Sim5" ($\hat{m}=0.15,$ | |
| | $\hat{r} = 0.50, \zeta_{\theta} = 0.10$), respectivamente | 83 |
| Figura 44 – | Caso "Sim-0" ($\hat{m}=0.05,\hat{r}=0.50,\zeta_{\theta}=0.10$) - VIV-1GL. $V_{R}=14.0$ | 84 |
| Figura 45 – | Caso "Sim-0" ($\hat{m}=0.05,\hat{r}=0.50,\zeta_{\theta}=0.10$) - VIV-2GL. $V_{R}=14.0$ | 84 |
| Figura 46 – | Curvas de respostas da amplitude característica do cilindro - Grupo | |
| | 2. Valores dos parâmetros: $\hat{r} = 0.50$ ("Sim-0"); $\hat{r} = 0.40$ ("G2-Sim1"); | |
| | $\hat{r} = 0.30$ ("G2-Sim2"); $\hat{r} = 0.20$ ("G2-Sim3"); $\hat{r} = 0.10$ ("G2-Sim4"); | |
| | $\hat{m} = 0.05; \ \zeta_{\theta} = 0.10. \ \dots $ | 85 |
| Figura 47 – | Caso "G2-Sim4" ($\hat{m}=0.05,\hat{r}=0.10,\zeta_{\theta}=0.10$) - VIV-1GL. $V_R=5.5$. | 86 |
| Figura 48 – | Caso "G2-Sim4" ($\hat{m}=0.05,\hat{r}=0.10,\zeta_{\theta}=0.10$) - VIV-2GL. $V_R=6.5$. | 87 |
| Figura 49 – | Caso "G2-Sim1" ($\hat{m}=0.05,\hat{r}=0.40,\zeta_{\theta}=0.10$) - VIV-1GL. $V_R=10.2.$ | 88 |
| Figura 50 – | Caso "G2-Sim1" ($\hat{m}=0.05,\hat{r}=0.40,\zeta_{\theta}=0.10$) - VIV-2GL. $V_R=13.5.$ | 89 |
| Figura 51 – | Caso "G2-Sim3" ($\hat{m}=0.05,\hat{r}=0.20,\zeta_{\theta}=0.10$) - VIV-1GL. $V_R=14.0$ | 89 |
| Figura 52 – | Caso "G2-Sim3" ($\hat{m}=0.05,\hat{r}=0.20,\zeta_{\theta}=0.10$) - VIV-2GL. $V_R=14.0$ | 90 |
| Figura 53 – | Caso "G2-Sim4" ($\hat{m}=0.05,\hat{r}=0.10,\zeta_{\theta}=0.10$) - VIV-1GL. $V_R=14.0$ | 90 |
| Figura 54 – | Caso "G2-Sim4" ($\hat{m}=0.05,\hat{r}=0.10,\zeta_{\theta}=0.10$) - VIV-2GL. $V_R=14.0$ | 90 |
| Figura 55 – | Curvas de respostas da amplitude característica do cilindro - Grupo 3. | |
| | Valores dos parâmetros: $\zeta_{\theta} = 0.10$ ("Sim-0"); $\zeta_{\theta} = 0.20$ ("G3-Sim1"); | |
| | $\zeta_{\theta} = 0.15$ ("G3-Sim2"); $\zeta_{\theta} = 0.08$ ("G3-Sim3"); $\zeta_{\theta} = 0.05$ ("G3-Sim4"); | |
| | $\zeta_{\theta} = 0.01 \text{ ("G3-Sim5")}; \hat{m} = 0.05; \hat{r} = 0.50$ | 91 |

| Figura 56 – | - Caso "G3-Sim4" ($\hat{m} = 0.05$, $\hat{r} = 0.50$, $\zeta_{\theta} = 0.05$) - VIV-1GL. $V_R = 10.1$. | 93 |
|-------------|--|-----|
| Figura 57 – | Caso "G3-Sim3" ($\hat{m}=0.05,\hat{r}=0.50,\zeta_{\theta}=0.08$) - VIV-2GL. $V_R=13.3.$ | 93 |
| Figura 58 – | Ciclos repetitivos de oscilações do cilindro e mudança no sentido de | |
| | rotação do NVA. As colunas da figura referem-se aos casos G3-Sim1 | |
| | $(\hat{m} = 0.05, \hat{r} = 0.50, \zeta_{\theta} = 0.20)$ e G3-Sim2 $(\hat{m} = 0.05, \hat{r} = 0.50,$ | |
| | $\zeta_{\theta} = 0.15$), respectivamente, para VIV-1GL | 94 |
| Figura 59 – | Caso "G3-Sim1" ($\hat{m}=0.05,\hat{r}=0.50,\zeta_{\theta}=0.20$) - VIV-2GL. $V_R=13.3$ | 95 |
| Figura 60 – | Curvas $\hat{S}(V_R)$ - VIV-1GL | 97 |
| Figura 61 – | Curvas $\hat{S}(V_R)$ na direção transversal de oscilação - VIV-2GL | 98 |
| Figura 62 – | Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=6,4,~\zeta_{\theta}=0,05$ e condição VIV-1GL | 100 |
| Figura 63 – | Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=6,4,~\zeta_{\theta}=0,05$ e condição VIV-2GL | 101 |
| Figura 64 – | Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=6,4,~\zeta_{\theta}=0,10$ e condição VIV-1GL | 102 |
| Figura 65 – | Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=6,4,~\zeta_{\theta}=0,10$ e condição VIV-2GL | 104 |
| Figura 66 – | Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=6,4,~\zeta_{\theta}=0,20$ e condição VIV-1GL | 105 |
| Figura 67 – | Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=6,4,~\zeta_{\theta}=0,20$ e condição VIV-2GL | 106 |
| Figura 68 – | Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=7.9,~\zeta_{\theta}=0.05$ e condição VIV-1GL | 108 |
| Figura 69 – | Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=7.9,~\zeta_{\theta}=0.05$ e condição VIV-2GL | 109 |
| Figura 70 – | Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=7.9,~\zeta_{\theta}=0.10$ e condição VIV-1GL | 110 |
| Figura 71 – | Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=7.9,~\zeta_{\theta}=0.10$ e condição VIV-2GL | 111 |
| Figura 72 – | Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=7.9,~\zeta_{\theta}=0.20$ e condição VIV-1GL | 112 |
| Figura 73 – | Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=7.9,~\zeta_{\theta}=0.20$ e condição VIV-2GL | 114 |
| Figura 74 – | Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=9.2,~\zeta_{\theta}=0.05$ e condição VIV-1GL | 115 |
| Figura 75 – | Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=9.2,~\zeta_{\theta}=0.05$ e condição VIV-2GL | 116 |
| Figura 76 – | Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=9,2,~\zeta_{\theta}=0,10$ e condição VIV-1GL | 118 |
| Figura 77 – | Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=9,2,~\zeta_{\theta}=0,10$ e condição VIV-2GL | 119 |
| Figura 78 – | Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=9,2,~\zeta_{\theta}=0,20$ e condição VIV-1GL | 120 |
| Figura 79 – | Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=9,2,~\zeta_{\theta}=0,20$ e condição VIV-2GL | 122 |
| | | |

Lista de tabelas

| Tabela 1 – | Parâmetros propostos por Khalak e Williamson (1999). A notação está | |
|-------------|---|----|
| | adaptada à nomenclatura seguida na formulação a ser desenvolvida | |
| | nesta pesquisa | 31 |
| Tabela 2 – | Valores dos parâmetros do modelo de Facchinetti, de Langre e Biolley | |
| | (2004) | 43 |
| Tabela 3 – | Valores dos parâmetros do modelo de Ogink e Metrikine | 44 |
| Tabela 4 – | Valores dos parâmetros do modelo de Franzini e Bunzel (2018) | 48 |
| Tabela 5 – | Parâmetros do cilindro | 69 |
| Tabela 6 – | Grupos de simulação. | 69 |
| Tabela 7 – | Valores de \hat{m} e \hat{r} dos pontos cujas séries temporais do cilindro e do | |
| | NVA são apresentadas nos mapas $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$ | 70 |
| Tabela 8 – | Intervalos de velocidades reduzidas em que ocorre a ressonância $1:1:1$ | |
| | - "Sim-0" e Grupo 1 | 77 |
| Tabela 9 – | Intervalos de velocidades reduzidas em que ocorre a ressonância $1:1:1$ | |
| | - "Sim-0" e Grupo 2 | 87 |
| Tabela 10 – | Intervalos de velocidades reduzidas em que ocorre a ressonância $1:1:1$ | |
| | - Grupo 3 | 92 |
| Tabela 11 – | Valores numéricos de $\max\{\hat{S}\}$ e a V_R correspondente - VIV-1GL | 96 |
| Tabela 12 – | Valores numéricos de $\max\{\hat{S}\}$ na direção transversal de oscilação e a | |
| | V_R correspondente - VIV-2GL | 98 |
| Tabela 13 – | Valores máximos de \hat{S} e parâmetros de controle (\hat{m}, \hat{r}) correspondentes. 1 | 23 |

Lista de abreviaturas e siglas

CAPES Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior

DFC Dinâmica de Fluidos Computacional

EPUSP Escola Politécnica da Universidade de São Paulo

FAPESP Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo

LMO Laboratório de Mecânica Offshore

NES Non-linear energy sink

NVA Non-linear vibration absorber

SIM Slow invariant manifold

SMR Strongly Modulated Response

TET Targeted Energy Transfer

TLP Tension-Leg Plataform

VIV Vibrações induzidas pela emissão de vórtices

WIV Wake-induced vibration

Lista de símbolos

| ϵ_x | Coeficiente de calibração do oscilador de van der Pol na direção longitudinal |
|---|--|
| ϵ_y | Coeficiente de calibração do oscilador de van der Pol na direção transversal |
| $\zeta_{	heta}$ | Taxa de amortecimento do NVA rotativo |
| ζ_x | Taxa de amortecimento estrutural na direção do escoamento |
| ζ_y | Taxa de amortecimento estrutural na direção transversal ao escoamento |
| θ | Deslocamento angular do NVA |
| ν | Viscosidade cinemática do fluido |
| ρ | Densidade do fluido |
| au | Tempo adimensional |
| ϕ_y | Ângulo de fase entre a força de sustentação e o deslocamento transversal do cilindro |
| | |
| ϕ_{VORTEX} | Ângulo de fase da força relacionada à emissão de vórtices |
| ϕ_{VORTEX} ω_r | Ângulo de fase da força relacionada à emissão de vórtices Velocidade angular característica do NVA rotativo |
| | |
| ω_r | Velocidade angular característica do NVA rotativo |
| ω_r ω_s | Velocidade angular característica do NVA rotativo Frequência angular de emissão de vórtices |
| ω_r ω_s ω_x | Velocidade angular característica do NVA rotativo Frequência angular de emissão de vórtices Frequência natural angular da estrutura na direção do escoamento Frequência natural angular da estrutura na direção transversal ao esco- |
| ω_r ω_s ω_x ω_y | Velocidade angular característica do NVA rotativo Frequência angular de emissão de vórtices Frequência natural angular da estrutura na direção do escoamento Frequência natural angular da estrutura na direção transversal ao escoamento |
| ω_r ω_s ω_x ω_y | Velocidade angular característica do NVA rotativo Frequência angular de emissão de vórtices Frequência natural angular da estrutura na direção do escoamento Frequência natural angular da estrutura na direção transversal ao escoamento Frequência natural do NVA Frequência natural NVA normalizada pela frequência natural angular |

| \hat{A} | Amplitude de resposta, normalizada pelo diâmetro do cilindro |
|-----------------------|--|
| $\hat{A}_{y,NVA}$ | Amplitude característica de oscilação do cilindro com NVA na direção transversal ao escoamento |
| $\hat{A}_{y,VIVPuro}$ | Amplitude característica de oscilação do cilindro sem NVA na direção transversal ao escoamento |
| \hat{A}_x | Amplitude de resposta característica de oscilação do cilindro na direção do escoamento |
| \hat{A}_y | Amplitude de resposta característica de oscilação do cilindro na direção transversal ao escoamento |
| C_a | Coeficiente de massa adicional potencial |
| Ca_y | Coeficiente de massa adicional efetiva |
| C_D | Coeficiente de arrasto |
| C_L | Coeficiente de sustentação |
| $\overline{C_D^0}$ | Coeficiente de arrasto médio obtido para cilindro fixo |
| C_D^0 | Coeficiente de arrasto obtido para cilindro fixo |
| C_L^0 | Coeficiente de sustentação obtido para cilindro fixo |
| C_{VX} | Coeficiente da força hidrodinâmica longitudinal e decorrente da emissão de vórtices |
| C_{VY} | Coeficiente da força hidrodinâmica transversal e decorrente da emissão de vórtices |
| c_N | Constante de amortecimento do NVA translativo |
| c_x | Constante de amortecimento estrutural na direção longitudinal ao escoamento |
| c_y | Constante de amortecimento estrutural na direção transversal ao escoamento |
| $c_{	heta}$ | Constante de amortecimento do NVA rotativo |
| D | Diâmetro do cilindro |
| F_D | Força de arrasto |
| | |

 F_L

Força de sustentação

| $\hat{F_L}$ | Amplitude da força de sustentação |
|---|---|
| F_V | Carregamento hidrodinâmico total devido à emissão de vórtices |
| F_{VX} | Componente horizontal do carregamento hidrodinâmico devido à emissão de vórtices |
| F_{VY} | Componente vertical do carregamento hidrodinâmico devido à emissão de vórtices |
| F_X | Projeção do carregamento hidrodinâmico total na direção do escoamento |
| F_Y | Projeção do carregamento hidrodinâmico total na direção ortogonal ao escoamento |
| f | Termo de acoplamento do modelo fenomenológico de Facchinetti, de Langre e Biolley (2004) |
| f^* | Relação entre as frequências de referência do cilindro nas direções longitudinal e transversal, respectivamente |
| \hat{f} | Frequência dominante de oscilação, normalizada pela frequência natural da estrutura |
| | |
| \hat{f}_{LOWER} | Frequência adimensional do ramo de resposta lower branch |
| \hat{f}_{LOWER} f_{osc} | Frequência adimensional do ramo de resposta lower branch Frequência de oscilação |
| | |
| f_{osc} | Frequência de oscilação |
| f_{osc} f_s | Frequência de oscilação Frequência de emissão de vórtices |
| f_{osc} f_s f_y | Frequência de oscilação Frequência de emissão de vórtices Frequência natural da estrutura |
| f_{osc} f_s f_y $f_{y,v\'acuo}$ | Frequência de oscilação Frequência de emissão de vórtices Frequência natural da estrutura Frequência natural da estrutura, obtida no vácuo |
| f_{osc} f_s f_y $f_{y,vcuo}$ k_N | Frequência de oscilação Frequência de emissão de vórtices Frequência natural da estrutura Frequência natural da estrutura, obtida no vácuo Rigidez do NVA translativo |
| f_{osc} f_s f_y $f_{y,v\'acuo}$ k_N | Frequência de oscilação Frequência de emissão de vórtices Frequência natural da estrutura Frequência natural da estrutura, obtida no vácuo Rigidez do NVA translativo Rigidez da estrutura na direção longitudinal ao escoamento incidente |
| f_{osc} f_s f_y $f_{y,v\'{a}cuo}$ k_N k_x | Frequência de oscilação Frequência de emissão de vórtices Frequência natural da estrutura Frequência natural da estrutura, obtida no vácuo Rigidez do NVA translativo Rigidez da estrutura na direção longitudinal ao escoamento incidente Rigidez da estrutura na direção transversal ao escoamento incidente |
| f_{osc} f_s f_y $f_{y,v\'acuo}$ k_N k_x k_y | Frequência de oscilação Frequência de emissão de vórtices Frequência natural da estrutura Frequência natural da estrutura, obtida no vácuo Rigidez do NVA translativo Rigidez da estrutura na direção longitudinal ao escoamento incidente Rigidez da estrutura na direção transversal ao escoamento incidente Rigidez do NVA rotativo |
| f_{osc} f_s f_y $f_{y,v\'acuo}$ k_N k_x k_y $k_	heta$ | Frequência de oscilação Frequência de emissão de vórtices Frequência natural da estrutura Frequência natural da estrutura, obtida no vácuo Rigidez do NVA translativo Rigidez da estrutura na direção longitudinal ao escoamento incidente Rigidez da estrutura na direção transversal ao escoamento incidente Rigidez do NVA rotativo Comprimento imerso do cilindro |

| m_d | Massa de fluido deslocada pela presença do cilindro |
|--------------|--|
| m^* | Parâmetro de massa reduzida, considerado como a relação entre a massa estrutural oscilante e a massa de fluido deslocada pelo corpo |
| m_{crit}^* | Parâmetro de massa reduzida crítico |
| m_d | Massa de fluido deslocada pela presença do cilindro |
| m_N | Massa do supressor |
| N | Força generalizada não conservativa |
| P_D | Potência instantânea dissipada pelo NVA |
| P_{fl} | Potência instantânea fornecida pelo fluido ao cilindro |
| p_{fl} | Potência instantânea adimensional fornecida pelo fluido ao cilindro |
| p_D | Potência instantânea adimensional dissipada pelo NVA |
| Q | Coordenada generalizada |
| q_x | Variável fictícia relacionada ao coeficiente de arrasto da esteira de vórtices no modelo fenomenológico |
| q_y | Variável fictícia relacionada ao coeficiente de sustentação da esteira de vórtices no modelo fenomenológico |
| \hat{q}_x | Amplitude do ciclo-limite da Equação de van der Pol homogênea na direção do escoamento |
| \hat{q}_y | Amplitude do ciclo-limite da Equação de van der Pol homogênea na direção ortogonal ao escoamento |
| Re | Número de Reynolds |
| r | Raio do NVA rotativo |
| \hat{r} | Raio do NVA rotativo normalizado pelo diâmetro do cilindro |
| \hat{S} | Critério de supressão que considera a amplitude característica de oscilação transversal do cilindro, nos casos com e sem NVA, em cada velocidade reduzida do intervalo |
| S_G | Parâmetro de Skop-Griffin |
| ~ | |

St

Número de Strouhal

T Energia cinética

t Tempo dimensional

U Velocidade do fluido, relativa ao cilindro

 U_{∞} Velocidade do escoamento incidente

 $\overrightarrow{v_N}$ Vetor velocidade da massa que define o NVA rotativo

V Energia potencial

 V_R Velocidade reduzida

 W^{nc} Trabalho das forças não conservativas

X Deslocamento longitudinal do cilindro

Y Deslocamento transversal do cilindro

x Deslocamento longitudinal do cilindro normalizado pelo seu diâmetro

y Deslocamento transversal do cilindro normalizado pelo seu diâmetro

z Variável fictícia do modelo fenomenológico de Iwan e Blevins (1974)

Sumário

| 1 | OBJETIVOS, GANHOS ESPERADOS E ORGANIZAÇÃO DO TEXTO | | | |
|-------|---|-----------|--|--|
| 2 | INTRODUÇÃO | 21 | | |
| 3 | REVISÃO BIBLIOGRÁFICA | 23 | | |
| 3.1 | Escoamento ao redor de um cilindro fixo | 23 | | |
| 3.1.1 | Influência do número de Reynolds na esteira vorticosa | 24 | | |
| 3.1.2 | Número de Strouhal e coeficientes da força hidrodinâmica | | | |
| 3.2 | O fenômeno de VIV em cilindros rígidos montados em base elástica | 29 | | |
| 3.2.1 | O problema VIV-1GL | 30 | | |
| 3.2.2 | O problema VIV-2GL | 36 | | |
| 3.3 | Modelos fenomenológicos | 38 | | |
| 3.3.1 | Modelo fenomenológico de Facchinetti, de Langre e Biolley (2004) | 39 | | |
| 3.3.2 | Modelo fenomenológico de Ogink e Metrikine (2010) | 43 | | |
| 3.3.3 | Modelo fenomenológico de Franzini e Bunzel (2018) | 45 | | |
| 3.4 | Supressão passiva por meio de absorvedores não lineares de vibração | 48 | | |
| 3.4.1 | Supressão do fenômeno de VIV utilizando NVA translativo | 50 | | |
| 3.4.2 | Supressão do fenômeno de VIV utilizando NVA rotativo | 55 | | |
| 3.5 | Identificação das lacunas de conhecimento na literatura | 61 | | |
| 4 | MODELAGEM MATEMÁTICA E METODOLOGIA DE ANÁLISE | | | |
| | DO PROBLEMA DE SUPRESSÃO PASSIVA | 62 | | |
| 4.1 | Modelo matemático para a supressão passiva do problema VIV-1GL | 63 | | |
| 4.2 | Modelo matemático para a supressão passiva do problema VIV-2GL | 65 | | |
| 4.3 | Metodologia de análise | 67 | | |
| 5 | RESULTADOS E DISCUSSÕES | 71 | | |
| 5.1 | Simulação numérica da condição "VIV Puro" | 71 | | |
| 5.2 | Influência do parâmetro de massa do supressor | 73 | | |
| 5.3 | Influência do parâmetro de raio do supressor | 85 | | |
| 5.4 | Influência do parâmetro de amortecimento do supressor | 91 | | |
| 5.5 | Critério de supressão \hat{S} | 96 | | |
| 6 | CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS DE TRABALHOS FUTUROS . | 124 | | |
| | REFERÊNCIAS | 128 | | |

1 Objetivos, ganhos esperados e organização do texto

A presente dissertação de mestrado tem como objetivo o estudo numérico do problema de supressão passiva de vibrações induzidas pela emissão de vórtices (VIV) em cilindros rígidos montados em apoio elástico livres para oscilar na direção transversal à correnteza incidente ou com liberdade de oscilação nas duas direções do plano horizontal. O supressor passivo considerado é um absorvedor não linear de vibração (NVA¹) do tipo rotativo. Os esforços hidrodinâmicos decorrentes da interação fluido-estrutura são determinados por meio de modelos fenomenológicos.

Inicialmente, as equações que descrevem a dinâmica do sistema hidroelástico são obtidas. Em seguida, são construídos os simuladores numéricos em ambiente MATLAB® que realizam a integração numérica das equações de movimento e fazem o pós-processamento dos resultados, incluindo análises espectrais e cálculos das estatísticas da resposta. Os resultados obtidos para a amplitude de oscilação do cilindro são organizados em gráficos em função da velocidade reduzida e agrupados segundo os três parâmetros do NVA aqui investigados, a saber sua massa, raio e amortecimento. Aspectos qualitativos do sistema são explorados por meio das séries temporais de deslocamento do cilindro e do supressor. Além disso, busca-se avaliar quantitativamente a influência de cada um desses parâmetros do NVA por meio de um critério de supressão.

Os ganhos esperados a partir deste estudo são as verificações dos efeitos dos parâmetros que caracterizam o supressor na resposta do cilindro ao VIV para toda a faixa de velocidades reduzidas característica do *lock-in*. Esse tipo de análise segundo diversos valores de velocidade reduzida em conjunto com a abordagem fenomenológica empregada na determinação do carregamento hidrodinâmico confere ineditismo a esta pesquisa, principalmente no cenário do VIV com dois graus de liberdade, conforme poderá ser verificado no desfecho do Capítulo 3.

A partir do presente Capítulo, o qual apresenta o objetivo, ganhos esperados e organização do texto, a dissertação contém outros cinco Capítulos. O Capítulo 2 contempla uma introdução ao tema, no qual apresentam-se as motivações da pesquisa e a contextualização do assunto no grupo de pesquisas do Laboratório de Mecânica *Offshore* (LMO) da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo (EPUSP).

O Capítulo 3 realiza uma revisão bibliográfica geral sobre escoamento ao redor de um cilindro fixo e também sobre o fenômeno de VIV com um e dois graus de liberdade.

¹ Esta dissertação usa a sigla para a nomenclatura em língua inglesa non-linear vibration absorber.

Esse Capítulo ainda traz alguns aspectos dos principais modelos fenomenológicos que tratam do problema de VIV em cilindros rígidos e montados em apoio elástico com um e dois graus de liberdade. Ao final do Capítulo, é abordado o tema de supressão passiva do VIV, em que se expõe os principais resultados existentes na literatura acerca de supressão passiva do fenômeno por meio de NVAs dos tipos translativo e rotativo. Além disso, são elencadas as lacunas de conhecimento existentes na literatura que estimularam a realização desta pesquisa.

No Capítulo 4 constam os modelos matemáticos desenvolvidos para o problema de supressão passiva, considerando o supressor do tipo NVA rotativo e o deslocamento do cilindro; em um primeiro momento, apenas na direção transversal ao escoamento e, em seguida, nas duas direções do plano (transversal e longitudinal ao escoamento). As equações de movimento são obtidas por meio das Equações de Euler-Lagrange e as forças hidrodinâmicas são calculadas por meio de modelos fenomenológicos. Ao término do Capítulo, as metodologias de simulação e análises são apresentadas acompanhadas dos grupos de simulações, criados visando a análise sistemática do problema, e do critério adotado para quantificação da eficácia do supressor.

O Capítulo 5 expõe os resultados das análises fundamentadas no Capítulo anterior. Finalmente, no Capítulo 6, são expressas as conclusões em relação aos resultados obtidos e sugestões para trabalhos futuros.

2 Introdução

O fenômeno de vibrações induzidas pela emissão de vórtices (VIV) é um problema de interação fluido-estrutura complexo bastante comum em diversas áreas da engenharia. Na engenharia civil, estais de pontes e chaminés podem apresentar esse problema. Na engenharia oceânica, esse fenômeno é muito importante na análise de *risers*.

Em linhas gerais, o VIV é um fenômeno de caráter autoexcitado e autolimitado que ocorre quando a frequência de emissão de vórtices é próxima a uma frequência natural da estrutura cilíndrica. As máximas amplitudes de oscilação decorrentes do VIV são da ordem de um diâmetro e ocorrem em uma faixa de velocidades do escoamento bastante definida. Apesar da limitação da amplitude, o fenômeno gera preocupações devido à fadiga mecânica que pode ocasionar a redução da vida útil da estrutura.

Em virtude de sua complexidade, o VIV é estudado de diversas formas, incluindo técnicas de Dinâmica de Fluidos Computacional (DFC)¹ e experimentos laboratoriais. Além dessas abordagens, existe uma outra forma, baseada em equações não lineares representativas da dinâmica do escoamento. Essas equações não lineares são acopladas a uma equação representativa da estrutura por meio de coeficientes a serem calibrados experimentalmente. A presente pesquisa tem como foco essa última abordagem, também denominada fenomenológica.

Por ser um fenômeno potencialmente danoso a *risers* e a outras estruturas oceânicas por questões relacionadas à fadiga estrutural, diversos esforços têm sido investidos com a intenção de atenuar as oscilações. Soluções variadas foram obtidas frutos desses esforços, em particular os denominados supressores passivos, que são dispositivos acoplados à estrutura principal que visam reduzir as vibrações sem demandar gasto de energia para o seu funcionamento.

Alguns supressores passivos como, por exemplo, os *strakes*, implicam que o dispositivo supressor esteja em contato com o fluido. Existem também supressores internos ao cilindro que modificam o campo de escoamento sem estar em contato direto com o fluido. Este trabalho busca estudar um supressor passivo pertencente a essa última classe e que se baseia no conceito de absorvedor não linear de vibração (*non-linear vibration absorber* - NVA), também denominado na literatura como absorvedor não linear de energia (*non-linear energy sink* - NES). Dentre as diversas configurações de NVA existentes, enquadram-se os tipos translativo e rotativo, sendo o último o foco desta pesquisa. O NVA rotativo é composto de uma massa concentrada, acoplada ao eixo central do cilindro por meio de um amortecedor (via de regra, linear) e de uma haste rígida de massa desprezível

¹ Em inglês, Computational Fluids Dynamics - CFD.

e livre para girar ao redor do eixo.

Os fatos de não precisar fornecer energia ao sistema e do dispositivo não estar em contato direto com o fluido (o que poderia aumentar o coeficiente de arrasto) motivam o estudo do NVA rotativo. Além disso, a inexistência na literatura da modelagem fenomenológica aplicada à supressão passiva de VIV por meio de um NVA rotativo justifica, do ponto de vista científico, o uso desta abordagem. O leitor deve se atentar ao fato de que a abordagem fenomenológica é significativamente mais rápida do que aquela baseada em DFC e pode ser bastante interessante na definição de uma configuração de supressor que possua a máxima capacidade de supressão. Além disso, no cenário científico, esta lacuna de conhecimento confere ineditismo à pesquisa em tela. O leitor interessado em melhores explicações sobre a contextualização da pesquisa junto ao estado-da-arte é convidado à leitura da Seção 3.5. Cumpre ressaltar que os resultados a serem apresentados nesta dissertação complementam o artigo Ueno, Sato e Franzini (2018) publicado no 9th International Symposium on Fluid-Structure Interactions, Flow-Sound Interactions, Flow-Induced Vibration & Noise.

O tema deste trabalho está inserido em uma linha de pesquisa do Laboratório de Mecânica Offshore (LMO) da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo (EPUSP). Essa linha de pesquisa conta com o apoio financeiro da Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP²) na forma de um Auxílio à Pesquisa e investiga a influência que os parâmetros do supressor NVA apresentam na diminuição da amplitude de oscilação em problemas de excitação paramétrica e VIV, que são duas classes de vibrações comuns em risers ou tendões de plataformas do tipo Tension-Leg Plataform (TLP). Uma ramificação desse projeto inclui a supressão passiva do fenômeno de galloping translacional, realizada por outros membros do grupo de pesquisa.

Frente às motivações e o contexto desta pesquisa, o Capítulo seguinte iniciará a revisão bibliográfica que permite fundamentar os principais tópicos abordados neste texto.

² A FAPESP também confere apoio financeiro à realização desta dissertação de mestrado.

3 Revisão Bibliográfica

Este Capítulo está organizado em cinco Seções, abordando os principais assuntos relativos à pesquisa e a consequente identificação de algumas lacunas de conhecimento existentes na literatura que podem ser melhor compreendidas com a presente dissertação. A Seção 3.1 faz uma breve introdução ao problema do escoamento ao redor de um cilindro fixo. Por sua vez, a Seção 3.2 apresenta os principais aspectos do fenômeno de VIV, os parâmetros que o governam e as diferenças relevantes entre o VIV atuando em cilindros rígidos montados em apoios elásticos com um e dois graus de liberdade. Em seguida, na Seção 3.3, são descritos alguns modelos fenomenológicos¹, abordagem aqui adotada para o cálculo das forças hidrodinâmicas. A Seção 3.4 traz uma discussão sobre a supressão passiva associada a dispositivos do tipo NVA, aprofundando-se na supressão do fenômeno de VIV. Tal Seção contempla tanto o supressor do tipo NVA translativo (Subseção 3.4.1) quanto do tipo NVA rotativo (Subseção 3.4.2).

3.1 Escoamento ao redor de um cilindro fixo

Um cilindro fixo imerso em um campo de escoamento é classificado como corpo rombudo devido ao fato de que a separação do escoamento se dá em uma porção significativa de sua superfície. Quando um fluido real (ou seja, um fluido de viscosidade não nula) escoa ao redor de um contorno, é válido o Princípio da Aderência Completa². Tal hipótese possui estreita relação com o conceito de camada limite, fina camada de escoamento próxima da superfície do corpo e dentro da qual os efeitos viscosos são importantes.

À medida que o fluido contorna a superfície do cilindro, sua velocidade aumenta e a pressão diminui. Em decorrência do gradiente adverso de pressão e do próprio atrito decorrente do cisalhamento, as partículas de fluido tendem a ser desaceleradas, até que ocorra uma inversão no sentido da velocidade do fluido próximo ao corpo. Nesse ponto, denominado ponto de separação, a camada limite origina duas camadas cisalhantes livres. Essas camadas apresentam certa tendência de enrolar-se em torno de si mesmas devido ao acúmulo de circulação existente, resultando na emissão de pequenos vórtices. Com o passar do tempo, os fenômenos de instabilidade do escoamento geram estruturas de vórtices cada vez maiores, até que as camadas cisalhantes começam a interagir entre si.

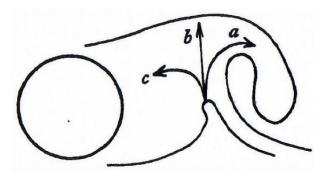
A partir da interação entre as camadas cisalhantes livres, inicia-se o processo de geração e desprendimento alternado de vórtices. Esse mecanismo é explicado por Gerrard

Na literatura, estes modelos também são denominados wake-oscillator models.

No princípio da aderência completa, a velocidade relativa entre o fluido e a superfície do contorno é nula. Isto implica na ausência de escorregamento.

(1966) em seu modelo bidimensional representado na Figura 1.

Figura 1 – Modelo bidimensional de formação e desprendimento de vórtices.



Fonte: Gerrard (1966).

Considera-se que, na Figura 1, as camadas cisalhantes sejam filamentos com vorticidade concentrada. Quando o filamento superior, com tendência de giro no sentido horário, começa se enrolar em torno de si mesmo, o vórtice atrai a camada inferior e de circulação oposta, originando a parcela de fluido "a". Em função dos sentidos opostos, essa parcela diminui a intensidade do vórtice formado. A parcela "b" também é atraída, a ponto de aniquilar o fluxo de vorticidade e causar desprendimento do vórtice da camada superior. A parcela "c" contribui para a formação de um novo vórtice, agora no filamento de baixo. Esse vórtice, à medida que se desenvolve, atrai a camada cisalhante oposta e inicia-se um novo ciclo de formação e desprendimento de vórtices. A esteira proveniente do processo alternado de vórtices em cilindros é conhecida, na literatura, como esteira de von Kármán.

O comportamento da esteira de vórtices e os esforços envolvidos na sua formação são controlados pelo número de Reynolds. Além dessa grandeza, existe uma frequência de emissão de vórtices f_s bem definida e representada pelo número de Strouhal, que caracteriza a instabilidade do escoamento. A seguir, são apresentados os efeitos dessas grandezas e dos coeficientes de força hidrodinâmica na esteira vorticosa.

3.1.1 Influência do número de Reynolds na esteira vorticosa

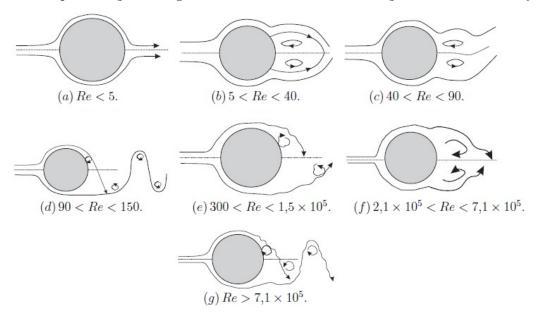
O número de Reynolds é uma grandeza adimensional, definida pela Equação 3.1, que representa a relação entre as forças inerciais e viscosas.

$$Re = \frac{U_{\infty}D}{\nu} \tag{3.1}$$

em que o numerador é composto pela velocidade do escoamento incidente (U_{∞}) e pelo diâmetro do cilindro (D), descrevendo os efeitos das forças inerciais. No denominador, têm-se os efeitos viscosos representados pela viscosidade cinemática do fluido ν .

A Figura 2 mostra o regime da esteira em função do número de Reynolds, considerando um escoamento que incide sobre o cilindro da esquerda para a direita. Descrevendo conforme Franzini (2013) e Blevins (2001), observa-se que no cenário de Re < 5, o escoamento contorna o cilindro e permanece aderido à sua superfície, apresentando dois pontos de estagnação, à montante e à jusante do cilindro. Isso ocorre pelo fato de não existir energia cinética suficiente que consiga vencer a alta viscosidade e fazer as camadas cisalhantes se descolarem da superfície do corpo.

Figura 2 – Representação do regime da esteira vorticosa em função do número de Reynolds.



Fonte: Adaptado de Franzini (2013).

No intervalo 5 < Re < 40, o escoamento se separa e um par simétrico de vórtices é formado. Entretanto, os valores de números de Reynolds nesse intervalo ainda não são o suficiente para desestabilizar a esteira. Após um incremento no número de Reynolds até $40 < Re < 50 \approx 70$, o ponto de separação é deslocado para montante, de modo que as camadas cisalhantes livres passam a tangenciar a superfície do cilindro. Começam a surgir instabilidades, decorrentes de perturbações externas, que fazem o escoamento deixar de ser simétrico para formar uma esteira ondulada com comportamento oscilatório.

A partir de Re = 90, a interação entre as camadas cisalhantes aumenta e iniciase o processo de geração e desprendimento alternado de vórtices. O regime da esteira é denominado laminar e caracteriza-se por um regime bastante regular. Em seguida, conforme aumenta-se o número de Reynolds, ocorre a transição do regime laminar para o regime turbulento da esteira (150 < Re < 300).

Entre $300 < Re < 1.5 \times 10^5$, verifica-se o regime subcrítico, em que o ponto de separação do escoamento localiza-se a aproximadamente 80° em relação ao ponto de estagnação frontal do cilindro. Nesse regime, inicia-se a transição da camada limite laminar

para turbulenta, deslocando o ponto de separação do cilindro mais à jusante e, portanto, estreitando a esteira de vórtices. Essa transição também é caracterizada pela crise do arrasto, ou seja, uma abrupta queda no coeficiente de arrasto.

No regime crítico, compreendido no intervalo $2 \times 10^5 < Re < 7 \times 10^5$, observamse grandes mudanças nas características da esteira e uma certa tendência das camadas cisalhantes se aderirem à superfície do cilindro. Por fim, no regime pós-crítico ($Re > 7 \times 10^5$), há um reestabelecimento da esteira de vórtices que, assim como a camada limite, encontra-se em regime turbulento.

Na literatura, existem diversas classificações da esteira cujos intervalos correspondentes podem apresentar variações entre si. Tais classificações podem ser encontradas em Achenbach e Heinecke (1981), Williamson (1996), Zdravkovich (1997) e Raghavan e Bernitsas (2011).

A partir da breve discussão aqui tecida, pode-se afirmar que a formação de vórtices acontece em uma ampla faixa de número de Reynolds. Outra grandeza importante é o objeto da próxima Subseção, o número de Strouhal.

3.1.2 Número de Strouhal e coeficientes da força hidrodinâmica

Em um escoamento incidente sobre um cilindro, a frequência de emissão de vórtices pode ser representada pelo adimensional número de Strouhal (St), conforme Equação 3.2.

$$St = \frac{f_s D}{U_{\infty}} \tag{3.2}$$

A Figura 3 ilustra a variação do número de Strouhal em função do número de Reynolds. Para números de Reynolds até aproximadamente 40, não existe frequência de emissão de vórtices, visto que não há oscilação da esteira. Após a formação da esteira laminar, o número de Strouhal varia quase linearmente até atingir o valor de 0,20. A partir daí, a variação é muito pequena para uma ampla faixa de número de Reynolds, o que justifica a utilização de $St \approx 0,20$ em muitas análises relacionadas ao VIV.

Além disso, é possível identificar o ponto de transição, em $Re \approx 10^5$, do regime da camada limite de laminar para turbulento. Note que essa transição está relacionada à diminuição da distância entre as camadas cisalhantes e, portanto, a um aumento da frequência de emissão de vórtices.

O vórtice é uma região de baixa pressão comparada à pressão média do escoamento. A emissão cíclica de vórtices gera assimetria nos campos de pressão e de tensão de cisalhamento que, ao ser integrado sobre a superfície de corpo, resulta em uma força que pode ser decomposta em uma parcela de arrasto F_D e outra de sustentação F_L . Essas forças possuem parcelas dependentes do tempo, provenientes da flutuação dos campos

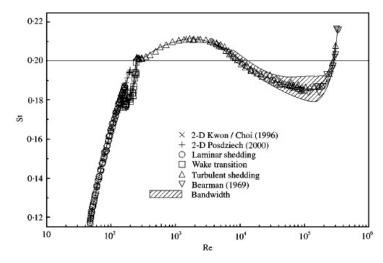


Figura 3 – Curva do número de Strouhal em função do número de Reynolds.

Fonte: Norberg (2001).

de pressão e de cisalhamento. Definem-se os coeficientes de arrasto C_D e de sustentação C_L como sendo normalizações das forças nas direções da correnteza e ortogonal a ela, respectivamente. Os coeficientes de força são definidos da seguinte forma:

$$C_D = \frac{2F_D}{\rho U_\infty^2 DL} \tag{3.3}$$

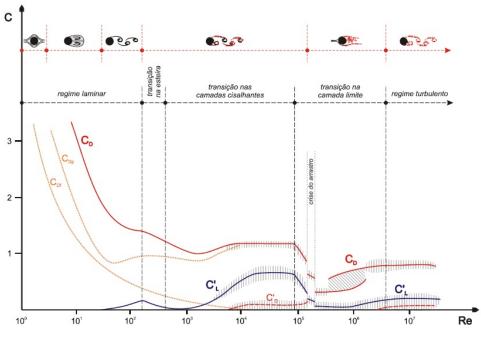
$$C_D = \frac{2F_D}{\rho U_\infty^2 DL}$$

$$C_L = \frac{2F_L}{\rho U_\infty^2 DL}$$
(3.3)

sendo ρ a massa específica do fluido e L o comprimento imerso do cilindro.

A Figura 4 mostra os valores dos coeficientes de arrasto (C_D) e de sustentação (C_L) obtidos no problema do escoamento ao redor de um cilindro fixo associados aos regimes da esteira e da camada limite. Observa-se que no início do regime laminar, as integrais dos campos de pressão e de cisalhamento causam apenas uma resultante na direção de arrasto. O coeficiente de sustentação permanece nulo, pois a esteira ainda é simétrica. À medida que o número de Reynolds aumenta, durante o regime subcrítico ($10^3 < Re < 10^5$), o coeficiente de arrasto médio se estabiliza próximo à unidade e o de sustentação apresenta amplitude de flutuação máxima. Após a transição para o regime turbulento, há uma redução significativa em ambos os coeficientes.

Figura 4 – Variação dos coeficientes de sustentação e de arrasto com o número de Reynolds. $\overline{C_D}$ simboliza o coeficiente de arrasto médio. \hat{C}_D e \hat{C}_L representam as parcelas oscilatórias dos coeficientes de arrasto e sustentação, respectivamente. Os subíndices f e p representam termos devido ao arrasto de fricção e de pressão, na devida ordem.



Fonte: Assi (2009).

De acordo com Assi (2009), durante a emissão alternada de vórtices, a parcela oscilatória da força de arrasto (o leitor aqui é relembrado que a força de arrasto tem uma componente média e outra, oscilatória) e a força de sustentação flutuam conforme a frequência de emissão de vórtices f_s . Como são formados dois vórtices por ciclo, um de cada lado do cilindro, a frequência de oscilação da força de sustentação é f_s , enquanto que a da parcela oscilatória da força de arrasto é $2f_s$.

Apresentados o mecanismo de formação e desprendimento alternado de vórtices e os seus principais parâmetros de influência, considera-se agora que o cilindro submetido a um campo de escoamento real apresente certa elasticidade, como toda estrutura da engenharia. Uma estrutura em apoio elástico sujeita à esteira de vórtices resulta no problema de vibrações induzidas pela emissão de vórtices (VIV). A Seção subsequente trata desse fenômeno considerando as condições nas quais a base elástica que suporta o cilindro possui um ou dois graus de liberdade, elencando os seus principais aspectos.

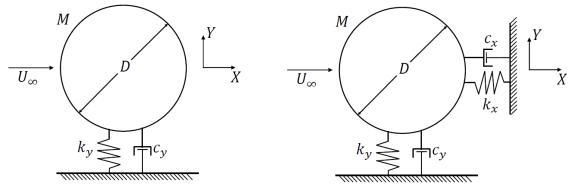
3.2 O fenômeno de VIV em cilindros rígidos montados em base elástica

Segundo o modelo de Gerrard (1966) apresentado na Seção 3.1, a interação entre as camadas cisalhantes livres leva à formação e desprendimento alternado de vórtices, a qual pode ser modelada como uma função harmônica de frequência f_s . No caso do escoamento ao redor de uma estrutura caracterizada por uma frequência natural f_y , a ressonância ocorre quando $f_s \approx f_y$. Essa condição é denominada de lock-in, ou sincronização, e é observada em um intervalo típico de velocidades reduzidas, $3 < V_R = U_\infty/f_y D < 12$.

Do ponto de vista teórico de dinâmica não linear, o VIV consiste em um problema de interação fluido-estrutura fascinante, em que a excitação e a resposta convivem com o aparecimento de oscilações periódicas denominadas ciclo-limite. Com o aumento da amplitude de oscilação, o movimento da estrutura principal promove mudanças significativas no escoamento, alterando, desta forma, a excitação e limitando as oscilações a valores da ordem de um diâmetro estrutural.

O problema mais estudado no contexto do VIV é aquele no qual um cilindro rígido é montado em uma base elástica de rigidez k_y , constante de amortecimento c_y e possui liberdade de oscilação somente na direção transversal à correnteza incidente. Essa condição, representada na Figura 5(a), é comumente denominada de um grau de liberdade e será objeto de estudo da próxima Subseção. Na sequência, a Subseção 3.2.2 abordará a condição com liberdade de oscilação nas duas direções do plano horizontal, denominada dois graus de liberdade (Figura 5(b)). Por questão de nomenclatura, este texto adota VIV-1GL e VIV-2GL para as condições acima mencionadas.

Figura 5 – Estudo do fenômeno de VIV em cilindros rígidos. Representações esquemáticas.



(a) Cilindro rígido montado em apoio elástico com um grau de liberdade (VIV-1GL).

(b) Cilindro rígido montado em apoio elástico com dois graus de liberdade (VIV-2GL).

Fonte: Elaborado pela autora.

Esta pesquisa não visa o aprofundamento em aspectos fundamentais do VIV, e sim sua supressão. Desta forma, as próximas Subseções apresentam alguns aspectos clássicos

e indispensáveis ao entendimento do fenômeno, considerando as condições VIV-1GL e VIV-2GL. O leitor interessado em um aprofundamento no assunto é convidado a consultar os artigos de revisão de Sarpkaya (2004), Williamson e Govardhan (2004, 2008). Por fim, ressalta-se também que esta revisão bibliográfica não contempla aspectos do VIV em cilindros flexíveis. Muito embora essa última configuração seja de interesse científico e tecnológico, a presente dissertação de mestrado tem como foco o problema de cilindros rígidos montados em apoio elástico.

3.2.1 O problema VIV-1GL

A equação de movimento utilizada para representar uma estrutura montada em apoio elástico com liberdade de oscilação na direção transversal ao escoamento e submetida ao VIV (ver Figura 5(a)), é expressa da seguinte forma:

$$M\frac{d^2Y}{dt^2} + c_y\frac{dY}{dt} + k_yY = F_L(t)$$
(3.5)

em que M é a massa total oscilante e $F_L(t)$ é a força de sustentação total, dependente do tempo.

Na condição de sincronização, Khalak e Williamson (1999) assumem que comportamentos harmônicos para a força e para a resposta da estrutura (ver Equações 3.6 e 3.7) são boas representações para o problema.

$$F_L(t) = \hat{F}_L sen(\omega_s t + \phi_y) \tag{3.6}$$

$$Y(t) = \hat{A}_y sen(\omega_s t) \tag{3.7}$$

onde ω_s é a frequência angular de emissão de vórtices ($\omega_s = 2\pi f_s$) e ϕ_y é o ângulo de fase entre a força de sustentação e o deslocamento transversal do cilindro.

A partir dessas equações e dos parâmetros apresentados na Tabela 1, chega-se nas expressões adimensionais da amplitude de resposta e da frequência apresentadas nas Equações 3.8 e 3.9.

$$\hat{A} = \frac{1}{4\pi^3} \frac{C_L sen\phi_y}{(m^* + C_a)\zeta_y} \left(\frac{V_R}{\hat{f}}\right)^2 \hat{f}$$
(3.8)

$$\hat{f} = \sqrt{\frac{m^* + C_a}{m^* + Ca_y}} \tag{3.9}$$

O termo C_a é o coeficiente de massa adicional potencial para o qual, no caso de cilindros circulares imersos em um fluido de domínio infinito, assume-se valor unitário. Ca_y é o coeficiente de massa adicional efetiva e pode ser interpretado como a parcela da

força hidrodinâmica na direção transversal à correnteza incidente e que está em fase com a aceleração do cilindro $(C_L cos \phi_y)$ na direção em questão. Sua expressão, segundo Khalak e Williamson (1999), é da seguinte forma:

$$Ca_y = \frac{1}{2\pi^3} \frac{C_L \cos\phi_y}{\hat{A}} \left(\frac{V_R}{\hat{f}}\right)^2 \tag{3.10}$$

Tabela 1 – Parâmetros propostos por Khalak e Williamson (1999). A notação está adaptada à nomenclatura seguida na formulação a ser desenvolvida nesta pesquisa.

| Grandeza | Símbolo | Expressão |
|------------------------------|------------|-----------------------------------|
| Amplitude adimensional | \hat{A} | $\frac{\hat{A}_y}{D}$ |
| Coeficiente de amortecimento | ζ_y | $\frac{c_y}{2\sqrt{k_y(M+m_a)}}$ |
| Coeficiente de arrasto | C_D | $\frac{2F_D}{\rho U_\infty^2 DL}$ |
| Coeficiente de sustentação | C_L | $\frac{2F_L}{\rho U_\infty^2 DL}$ |
| Frequência natural angular | ω_y | $2\pi f_y$ |
| Frequência adimensional | \hat{f} | $rac{f_{osc}}{f_y}$ |
| Número de Reynolds | Re | $\frac{U_{\infty}D}{\nu}$ |
| Parâmetro de massa reduzida | m^* | $\frac{4M}{\rho\pi D^2 L}$ |
| Velocidade reduzida | V_R | $\frac{U_{\infty}}{f_y D}$ |

Fonte: Adaptado de Franzini (2013).

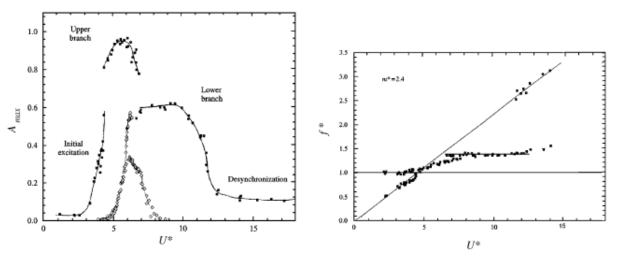
Uma forma efetiva de apresentação dos resultados de análises do VIV costuma ser por meio de curvas de amplitude e frequência adimensionais em função da velocidade reduzida. Nessas análises, os parâmetros de massa reduzida m^* ou de massa-amortecimento $m^*\zeta_y$ desempenham um importante papel na definição de ramos de respostas característicos na curva de amplitude. Feng (1968), em seu experimento em túnel de vento, especifica dois ramos na curva em questão. No trabalho de Khalak e Williamson (1999), ao investigarem o efeito da diminuição do parâmetro $m^*\zeta_y$ na amplitude de resposta, um terceiro ramo de resposta é descoberto.

Na curva de amplitude de resposta do cenário desta pesquisa, o qual consiste em baixos valores da relação $m^*\zeta_y$, são observados três ramos distintos, conforme a Figura

Estudos conduzidos em túnel de vento apresentam valores de m^* significativamente mais elevados do que aqueles conduzidos em água por conta da diferença de cerca de três ordens de grandeza nos valores das massas específicas dos fluidos.

6 exibe. O primeiro ramo, denominado initial branch, é o ramo inicial caracterizado por baixas amplitudes e abrange o intervalo de velocidades reduzidas $3 < V_R < 4$. O segundo, upper branch, contempla o trecho de resposta descoberto para baixos valores de m^* e compreende o intervalo $4 < V_R < 7$, no qual ocorre um salto na amplitude e na frequência de oscilação por conta da sincronização. Em $7 < V_R < 11$, no lower branch, a amplitude é praticamente constante. Em seu término, há a dessincronização da frequência de emissão de vórtices com a frequência natural da estrutura e, portanto, a queda da amplitude de oscilação. No gráfico de amplitude de oscilação apresentado na Figura 6, é possível notar a diferença de resultados entre um sistema com m^* elevado (símbolos abertos) e outro, com m^* pequeno (símbolos fechados).

Figura 6 – Curvas de amplitude e frequência para $m^*=2,4$. As variáveis $A_{y,max},\,U^*$ e f^* da figura correspondem às variáveis $\hat{A}_{max},\,V_R$ e \hat{f} do texto.



Fonte: Williamson e Govardhan (2008).

Outros detalhes interessantes acerca da curva de amplitude da Figura 6 são as duas transições entre os ramos, nas quais se observam saltos na amplitude de resposta. De acordo com análises descritas em Khalak e Williamson (1999) e Govardhan e Williamson (2000), as duas mudanças possuem causas distintas relacionadas à força de sustentação. A primeira transição, initial branch \rightarrow upper branch, acontece devido ao salto no ângulo de fase ϕ_{VORTEX} da força relacionada apenas à dinâmica de vórtices e está associada à passagem da frequência de oscilação pela frequência natural em água parada (f_y) . Já a segunda, upper brach \rightarrow lower branch, é consequência de um salto no ângulo de fase total ϕ_y , ou seja, referente à força total de sustentação que engloba a dinâmica de vórtices e a parcela potencial da massa adicional. Nessa transição, a frequência de oscilação atinge a frequência natural no vácuo $(f_{y,vácuo})$.

Na literatura, diversos estudos investigam os efeitos do parâmetro m^* no fenômeno de VIV. Govardhan e Williamson (2000), com base em uma série de dados experimentais, constatam que em casos de valores altos do parâmetro de massa reduzida, $m^* = O(100)$, a

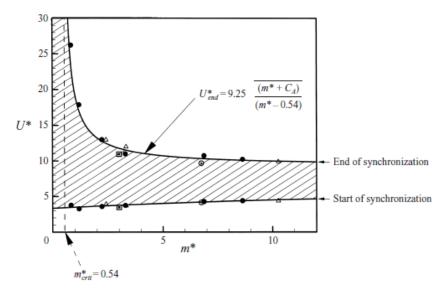
frequência de vibração para a sincronização permanece próxima da frequência natural da estrutura $(\hat{f} \approx 1)$. Porém, quando $m^* = O(1)$, o valor da frequência adimensional é maior que a unidade, aumentando cada vez mais à medida que m^* diminui. O caso apresentado anteriormente, na Figura 6, exibe $\hat{f} \approx 1,4$ para $m^* = 2,4$.

Ao notar que a amplitude e a frequência são praticamente constantes no lower branch, Govardhan e Williamson (2000) deduziram uma relação \hat{f}_{LOWER} para a frequência adimensional nesse ramo de resposta em questão, em função do parâmetro m^* , nos casos em que $m^*\zeta_y < 0.05$.

$$\hat{f}_{LOWER} = \sqrt{\frac{m^* + 1}{m^* - 0.54}} \tag{3.11}$$

A Equação 3.11 fornece um valor crítico de massa reduzida $m_{crit}^*=0.54$, abaixo do qual, para $0 < m^* < 0.54$, a frequência \hat{f} cresce consideravelmente. Além disso, à medida que m^* diminui, a velocidade reduzida em que o lower branch se inicia aumenta, conforme a relação linear determinada experimentalmente $\left(\frac{V_R}{\hat{f}}\right)_{início} = 5.75$. Portanto, à medida que m^* tende ao m_{crit}^* , o regime de sincronização se estende infinitamente. De modo análogo, Govardhan e Williamson (2000) definem, para $m^* > m_{crit}^*$, uma relação linear para a velocidade reduzida no final do regime de lock-in de como $\left(\frac{V_R}{\hat{f}}\right)_{final} = 9.25$. Essa análise é ilustrada pela Figura 7, em que a região hachurada indica a extensão do regime de sincronização.

Figura 7 – Extensão do regime de sincronização em função da massa reduzida m^* . As variáveis U^* e C_A da figura correspondem às variáveis V_R e C_a do texto, respectivamente.

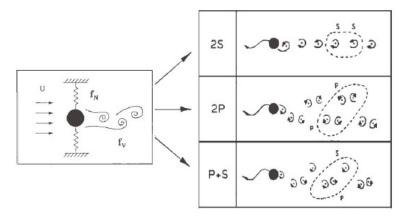


Fonte: Govardhan e Williamson (2000).

Outros aspectos comumente estudados do VIV são os padrões de emissão de vórtices. Durante o regime de *lock-in* do VIV, conforme a nomenclatura de Williamson e Roshko

(1988), são identificadas combinações de dois padrões básicos na esteira de vórtices: um par de vórtices simples por ciclo (2S) e dois pares de vórtices por ciclo (2P). A Figura 8 exibe uma representação dos padrões de emissão em questão.

Figura 8 – Representação esquemática dos padrões de emissão 2S, 2P e P+S. Resultados obtidos para cilindros em oscilação prescrita.

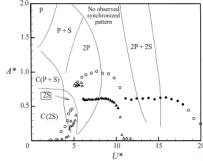


Fonte: Williamson e Govardhan (2004).

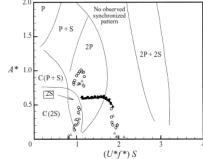
Existem várias pesquisas experimentais e numéricas que estudam uma correlação entre o padrão de emissão de vórtices e o ramo de amplitude de resposta. No *initial branch*, a esteira de vórtices desenvolve o modo 2S. O *lower branch* está relacionado ao padrão 2P. O ramo *upper branch* também compreende o modo 2P, sendo o segundo vórtice de cada par mais fraco.

A Figura 9(a) mostra a amplitude de resposta associada aos padrões de emissão e o efeito consequente do aumento do parâmetro m^* . Ao propor uma curva de amplitude em função da velocidade reduzida normalizada $(V_R/\hat{f})St$, como mostra a Figura 9(b), Govardhan e Williamson (2000) observam uma boa aderência entre os resultados dos dois parâmetros de massa reduzida com os padrões de emissão de vórtices.

Figura 9 – Curvas de amplitudes de resposta. Os círculos representam $m^* = 1{,}19$ e os triângulos, $m^* = 8{,}63$. As variáveis A^* , U^* , f^* e S da figura correspondem às variáveis \hat{A} , V_R , \hat{f} e St do texto, respectivamente.



(a) Curva de amplitude de resposta em função velocidade reduzida.

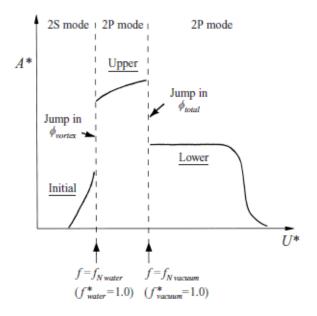


(b) Curva de amplitude de resposta em função velocidade reduzida normalizada.

Fonte: Govardhan e Williamson (2000).

Outra análise importante é a relação entre os saltos nos ângulos de fase ϕ_{VORTEX} e ϕ_y citados anteriormente e a mudança no padrão de emissão. Conforme Govardhan e Williamson (2000), o salto de ϕ_{VORTEX} tem relação com a mudança de padrão $2S \to 2P$. Enquanto, na segunda transição, como ocorre o salto de ϕ_y , o padrão de emissão não se altera. Essas transições são esquematizadas na Figura 10.

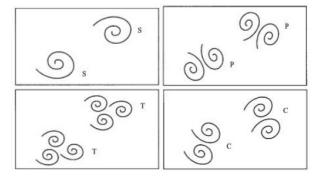
Figura 10 – Diagrama de amplitude de resposta para baixo $m^*\zeta$ que relacionada os ramos de respostas, padrões de emissão e saltos nos ângulos de fase. As variáveis A^* , U^* e f_N da figura correspondem às variáveis \hat{A} , V_R e f_y do texto.



Fonte: Govardhan e Williamson (2000).

Os padrões citados até o momento referem-se ao problema de VIV em cilindros rígidos montados em apoio elástico de um grau de liberdade. Existem outros dois padrões denominados 2T e 2C que surgem quando se trata de VIV com dois graus de liberdade e cilindros articulados, respectivamente. O padrão 2T consiste na emissão de dois trios de vórtices a cada ciclo e será abordado na Subseção seguinte. O padrão 2C difere-se do 2P no sentido de formação dos vórtices. Uma ilustração dos padrões 2S, 2P, 2T e 2C é feita na Figura 11.

Figura 11 – Padrões de emissão de vórtices 2S, 2P, 2T e 2C.



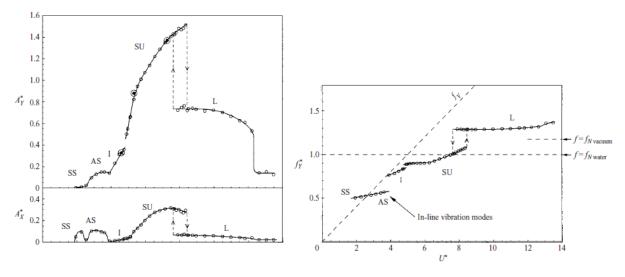
Fonte: Jauvtis e Williamson (2004).

3.2.2 O problema VIV-2GL

Esta Subseção discute a condição VIV-2GL, trazendo as principais mudanças na resposta da estrutura na direção transversal devido à presença de oscilações na direção do escoamento. O estudo de Jauvtis e Williamson (2004) revela que a liberdade de oscilação longitudinal afeta consideravelmente a interação fluido-estrutura em sistemas cujo parâmetro de massa reduzida é $m^* < 6$. Caso contrário, quando $m^* \geq 6$, a resposta da estrutura é semelhante àquela apresentada com um grau de liberdade, com os mesmos ramos de respostas, picos de amplitude e padrões de emissão de vórtices.

A primeira modificação observada na condição VIV-2GL está relacionada à curva de amplitude de resposta na direção transversal à correnteza. A Figura 12 ilustra as curvas de amplitude de oscilação nas duas direções do plano horizontal, transversal e longitudinal, juntamente com a curva de frequência dominante de oscilação na direção transversal, ambas como função da velocidade reduzida. O notável aumento na amplitude característica de oscilação na direção transversal atinge o valor máximo de $\hat{A}_y \approx 1,5D$ e produz um novo ramo de resposta denominado super-upper branch. Outro aspecto que pode ser pontuado é que o ramo lower branch permanece com a amplitude aproximadamente constante, conforme já apresentado na Subseção 3.2.1.

Figura 12 – Curvas de amplitude e frequência para $m^* = 2,6$. As variáveis A_Y^* , A_X^* , U^* e f_Y^* da figura correspondem às variáveis \hat{A}_y , \hat{A}_x , V_R e \hat{f} do texto, respectivamente.



Fonte: Jauvtis e Williamson (2004).

Na direção longitudinal, a Figura 12 aponta que a amplitude característica alcança o valor máximo de $\hat{A}_x \approx 0,3$. É importante ressaltar que existem vibrações longitudinais em velocidades reduzidas cujos valores correspondem à metade da velocidade reduzida na qual ocorre o pico de amplitude transversal. Isso acontece pois, segundo observações experimentais, a parcela oscilatória da força de arrasto pulsa com o dobro da frequência de emissão de vórtices. Além disso, Jauvtis e Williamson (2004) constatam a existência de

dois padrões de emissão de vórtices, simétrico e assimétrico, indicados na Figura 12 como "SS" e "AS", respectivamente.

De modo análogo a Govardhan e Williamson (2000), Jauvtis e Williamson (2004) deduziram a relação da frequência adimensional do ramo lower branch em função do parâmetro m^* para a condição VIV-2GL, visto que o ramo em questão apresenta a amplitude característica de oscilação aproximadamente constante. A Equação 3.12 indica a existência do valor crítico de massa reduzida $m^* = 0,52$, abaixo do qual a frequência \hat{f} cresce consideravelmente.

$$\hat{f}_{LOWER} = \sqrt{\frac{m^* + 1}{m^* - 0.52}} \tag{3.12}$$

O surgimento do ramo de resposta super-upper branch está associado ao padrão de emissão de vórtices 2T, ilustrado anteriormente na Figura 11. Esse novo padrão consiste na emissão de um trio de vórtices a cada meio ciclo e é similar ao padrão 2P, com a diferença do terceiro vórtice. De acordo com Jauvtis e Williamson (2004), o aumento significativo da amplitude de oscilação transversal é devido à transferência de energia do terceiro vórtice à estrutura.

A investigação experimental de Stappenbelt e Lalji (2008) ressalta a influência dos parâmetros de massa reduzida (m^*) e amortecimento (ζ_y) na existência do ramo super-upper branch na condição VIV-2GL por meio das curvas de amplitude característica de oscilação. Além do aumento significativo da amplitude durante o lock-in em sistemas com baixo valor do parâmetro m^* , Stappenbelt e Lalji (2008) constatam um estreitamento da curva de resposta e redução do seu valor máximo na direção transversal, à medida que o parâmetro de massa reduzida aumenta.

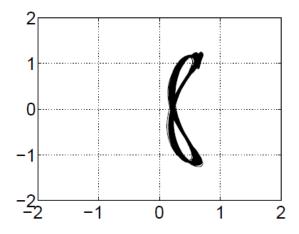
Comparado com Jauvtis e Williamson (2004), há uma discrepância no valor limite de m^* a partir do qual as respostas tornam-se semelhantes àquelas obtidas nos estudos em que o cilindro é restrito a oscilar na direção transversal à correnteza incidente (VIV-1GL), ainda que Stappenbelt e Lalji (2008) não abordem a análise dos padrões de emissão de vórtices. Stappenbelt e Lalji (2008) definem tal limite como $m^* = 8,76$ e justifica a diferença de valores devido à presença de parâmetros além de m^* que controlam a manifestação do ramo super-upper branch, como por exemplo o parâmetro de amortecimento ζ_y .

Vale também mencionar os experimentos apresentados em Blevins e Coughran (2009) que avaliam, além dos parâmetros de massa reduzida e amortecimento, a influência do número de Reynolds na curva de resposta de um cilindro sujeito à condição VIV-2GL. Além disso, Blevins e Coughran (2009) introduzem um estudo relacionado com a supressão do VIV utilizando *strakes* helicoidais.

Em Franzini et al. (2012), são comparados resultados experimentais de cilindros rígidos sujeitos ao VIV com um e dois graus de liberdade, considerando dois valores do

parâmetro m^* , um baixo $(m^* = 2.6)$ e outro elevado $(m^* = 8.1)$. Essa análise contempla não só a amplitude característica de oscilação e a frequência dominante, mas também os coeficientes do carregamento hidrodinâmico. Por meio de figuras de Lissajous, Franzini et al. (2012) apresentam a amplitude transversal de oscilação (y(t)) em função da amplitude longitudinal de oscilação (x(t)), como mostra a Figura 13.

Figura 13 – Figura de Lissajous $x(t) \times y(t)$ obtida para $m^* = 2.6, V_R = 6.4$ e Re = 7800.



Fonte: Franzini et al. (2012).

No caso caracterizado por baixo valor de m^* e no ramo de resposta super-upper branch, a trajetória ilustrada na Figura 13 assemelha-se ao formato do número oito, o que está de acordo com o estudo de Jauvtis e Williamson (2004). Isso ocorre devido à frequência de oscilação da parcela oscilatória da força de arrasto ser o dobro da frequência de emissão de vórtices e o ângulo de fase ser diferente de 270°. Outro resultado interessante de Franzini et al. (2012) é o aumento considerável dos coeficientes de arrasto e sustentação durante o intervalo de lock-in.

3.3 Modelos fenomenológicos

Esta Seção visa apresentar a abordagem utilizada na presente pesquisa para modelar a dinâmica do fluido no problema de supressão passiva do VIV. Os modelos fenomenológicos consistem em equações de osciladores não lineares (por exemplo, de Rayleigh ou de van der Pol) acoplados ao oscilador elástico representativo da estrutura por meio de coeficientes que devem ser calibrados experimentalmente. Além da calibração, um outro aspecto discutido na literatura versa sobre o acoplamento entre os osciladores.

Um dos primeiros trabalhos no tema é o de Iwan e Blevins (1974), no qual o sistema não linear de equações que descreve a resposta de um cilindro rígido com um grau de liberdade (y(t)) é escrito como função de uma variável fictícia z e de diversos parâmetros a serem experimentalmente calibrados. Nesse modelo, o acoplamento é feito na velocidade e aceleração do cilindro, conforme indicam as Equações 3.13 e 3.14.

$$\ddot{y} + 2\zeta_T \omega_n \dot{y} + \omega_n^2 y = a_3'' \ddot{z} + a_4'' \dot{z} \frac{U}{D}$$
 (3.13)

$$\ddot{z} + K' \frac{u_t}{D} \omega_s z = (a_1' - a_4') \frac{U}{D} \dot{z} - a_2' \frac{\dot{z}^3}{UD} + a_3' \ddot{y} + a_4' \frac{U}{D} \dot{y}$$
(3.14)

Posteriormente, surgiram outros modelos com o intuito de recuperar cada vez mais os aspectos do fenômeno de VIV. Em problemas envolvendo cilindros rígidos montados em base elástica com um grau de liberdade, este texto destaca os modelos de Facchinetti, de Langre e Biolley (2004) e de Ogink e Metrikine (2010), focos das Subseções 3.3.1 e 3.3.2. Em relação à condição VIV-2GL, a Seção 3.3.3 descreve o modelo de Franzini e Bunzel (2018), o qual é empregado na metodologia desta pesquisa. Para facilitar o entendimento e a comparação entre as formulações desses modelos, elas serão apresentadas seguindo os mesmos parâmetros adimensionais⁴.

3.3.1 Modelo fenomenológico de Facchinetti, de Langre e Biolley (2004)

O modelo fenomenológico proposto por Facchinetti, de Langre e Biolley (2004) baseia-se em um oscilador não linear que satisfaz a equação de van der Pol para modelar a natureza flutuante da esteira de vórtices. A formulação é dada, na forma dimensional, pelas Equações 3.15 e 3.16.

$$M\frac{d^2Y}{dt^2} + c_y\frac{dY}{dt} + k_yY = F_Y \tag{3.15}$$

$$\frac{d^2q_y}{dt^2} + \varepsilon_y \omega_s (q_y^2 - 1) \frac{dq_y}{dt} + \omega_s^2 q_y = f(Y, \dot{Y}, \ddot{Y})$$
(3.16)

em que F_Y é a força hidrodinâmica na direção do movimento, correspondente à força de sustentação total da Equação 3.5. A variável q_y é uma variável que descreve a interação fluido-estrutura e será discutida na sequência, ε_y é um coeficiente de calibração e $f(Y, \dot{Y}, \ddot{Y})$ representa o acoplamento entre as dinâmicas do cilindro e do fluido, que por sua vez, pode ser feito por meio do deslocamento, velocidade e/ou aceleração do cilindro.

Conforme já mencionado, a Equação 3.16 refere-se a um oscilador não linear de van der Pol. Ele costuma ser utilizado para representar a dinâmica da esteira de vórtices pelo fato de possuir um caráter autolimitado em regime permanente. Na análise de uma equação de van der Pol homogênea (Equação 3.17), é nítida a existência de tal caráter.

$$\frac{d^2q_y}{dt^2} + \varepsilon_y \omega_s (q_y^2 - 1) \frac{dq_y}{dt} + \omega_s^2 q_y = 0$$
(3.17)

⁴ Em suas versões originais, os modelos de Facchinetti, de Langre e Biolley (2004) e Ogink e Metrikine (2010) são apresentados por conjuntos de grandezas adimensionais distintas daqueles empregados nesta dissertação.

A solução numérica da Equação 3.17 adimensionalizada é apresentada na Figura 14 e permite identificar o comportamento oscilatório da variável q_y de -2 a 2 em regime permanente. Dessa forma, ela pode ser usada para descrever o coeficiente de sustentação no problema do escoamento ao redor de um cilindro fixo.

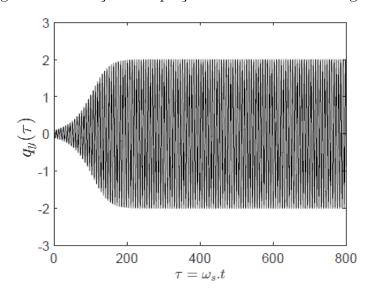


Figura 14 – Solução da equação de van der Pol homogênea.

Fonte: Elaborado pela autora.

A variável da esteira q_y pode ser interpretada como uma relação linear do coeficiente de sustentação C_L observado no problema do escoamento ao redor de um cilindro fixo se a seguinte relação for válida:

$$q_y = \frac{C_L}{C_L^0} \hat{q}_y \tag{3.18}$$

sendo C_L^0 e \hat{q}_y as amplitudes da força de sustentação observados no problema de um cilindro fixo e do ciclo-limite da Equação 3.17, respectivamente. Com base na Figura 14, é possível verificar que $\hat{q}_y = 2$. É importante notar que a característica autolimitada do oscilador de van der Pol existe em função do termo de amortecimento não linear. Para pequenos valores de q_y , o termo $\varepsilon_y \omega_s(q_y^2 - 1)$ é negativo e, portanto, o sistema recebe energia do meio. À medida que o deslocamento aumenta e torna-se suficientemente grande, o amortecimento passa a ser positivo e, então, a dissipar energia.

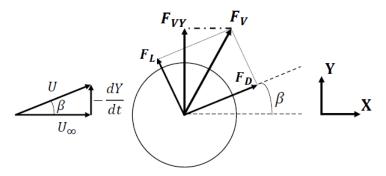
O carregamento F_Y consiste da soma de uma força devido ao escoamento vorticoso com outra, que representa a parcela potencial da ação do fluido sobre a estrutura, como mostra a Equação 3.19.

$$F_Y = \frac{1}{2}\rho DLU_{\infty}^2 C_{VY} - m_a \frac{d^2Y}{dt^2}$$
 (3.19)

em que o termo m_a é denominado massa adicional potencial do fluido.

O coeficiente da força transversal C_{VY} é composto por uma parcela de sustentação (C_L) referente à esteira de vórtices e outra, relacionada ao coeficiente de arrasto da estrutura (C_D) , que por sua vez, é interpretado pelos autores como um amortecimento hidrodinâmico. A determinação de C_{VY} é esquematizada na Figura 15 e provém da componente vertical da força decorrente da emissão de vórtices F_{VY} , considerando a velocidade total relativa ao movimento do cilindro (U) e um ângulo de ataque β .

Figura 15 – Esquema para dedução de C_{VY} . O deslocamento do cilindro é adotado para baixo.



Fonte: Elaborado pela autora.

Baseado nas relações trigonométricas e na Figura 15, são feitas as seguintes deduções:

$$sen\beta = -\frac{1}{U}\frac{dY}{dt} \tag{3.20}$$

$$\cos\beta = \frac{U_{\infty}}{U} \tag{3.21}$$

$$\beta = -\arctan\left(\frac{dY/dt}{U_{\infty}}\right)$$

$$U = \sqrt{U_{\infty}^2 + \left(\frac{dY}{dt}\right)^2}$$
(3.22)

$$U = \sqrt{U_{\infty}^2 + \left(\frac{dY}{dt}\right)^2} \tag{3.23}$$

$$F_{VY} = F_L \cos \beta + F_D sen\beta \tag{3.24}$$

No trabalho de Facchinetti, de Langre e Biolley (2004), o principal estudo está relacionado com o termo de acoplamento $f(Y, \dot{Y}, \ddot{Y})$. Por esse motivo, os autores assumem que a velocidade do cilindro é consideravelmente inferior à velocidade do fluido e, portanto, $\beta \ll 1$. A substituição de tais hipóteses nas Equações 3.20 e 3.21 implica em $sen\beta \approx$ $\beta \approx -\frac{1}{U_{\infty}} \frac{dY}{dt}$ e $\cos \beta \approx 1$, que por sua vez, resulta na linearização do termo C_{VY} . Assim, o coeficiente C_{VY} utilizado por Facchinetti, de Langre e Biolley (2004) é aquele apresentado na Equação 3.25.

$$C_{VY} \approx \left(C_L - \frac{1}{U_\infty} \frac{dY}{dt} C_D\right)$$
 (3.25)

Substituindo as Equações 3.19 e 3.25 na Equação 3.15, tem-se:

$$(M + m_a)\frac{d^2Y}{dt^2} + c_y\frac{dY}{dt} + k_yY = \frac{1}{2}\rho DLU_{\infty}^2 \left(C_L - \frac{1}{U_{\infty}}\frac{dY}{dt}C_D\right)$$
(3.26)

Em relação ao termo de acoplamento $f(Y, \dot{Y}, \ddot{Y})$, após estudos sistemáticos, Facchinetti, de Langre e Biolley (2004) concluem que o acoplamento em aceleração ($f = A_y \frac{d^2Y}{dt^2}$) é o que melhor recupera os aspectos do fenômeno de VIV em comparação aos acoplamentos em deslocamento e velocidade. Cumpre relembrar o leitor que A_y e ε_y são coeficientes calibrados experimentalmente.

Aqui, é importante ressaltar um aspecto de modelagem. Como visto, a Equação 3.25 pode ser utilizada para modelar a força de sustentação observada no problema do escoamento ao redor de um cilindro fixo. A inclusão de um termo dependente da resposta do cilindro (no caso em estudo, na aceleração) é uma forma de considerar a modificação da esteira (e, portanto, da força de sustentação) decorrente da oscilação da estrutura.

Conforme já mencionado anteriormente, no presente texto adotam-se adimensionais diferentes daqueles apresentados em Facchinetti, de Langre e Biolley (2004). Nesta pesquisa, são definidas as quantidades listadas abaixo, sendo que alguns já constam na Tabela 1:

$$y = \frac{Y}{D}; \quad m^* = \frac{4M}{\rho \pi D^2 L}; \quad \omega_y = \sqrt{\frac{k_y}{(M + m_a)}}; \quad \zeta_y = \frac{c_y}{2(M + m_a)\omega_y}; \quad \tau = \omega_y t;$$
$$St = \frac{\omega_s D}{2\pi U_\infty}; \quad V_R = \frac{U_\infty 2\pi}{\omega_y D}; \quad C_a = \frac{4m_a}{\rho \pi D^2 L}$$
(3.27)

Substituindo as relações acima nas Equações 3.26 e 3.16 e definindo ($\dot{}$) como a derivada com relação ao tempo adimensional τ , obtêm-se as equações adimensionais:

$$\ddot{y} + 2\zeta_y \dot{y} + y = \frac{V_R^2}{2\pi^3 (C_a + m^*)} \left(\frac{C_L^0}{\hat{q}_y} q_y - \frac{2\pi}{V_R} C_D \dot{y} \right)$$
(3.28)

$$\ddot{q}_y + \varepsilon_y StV_R(q_y^2 - 1)\dot{q}_y + St^2 V_R^2 q_y = A_y \ddot{y}$$
 (3.29)

De acordo com Facchinetti, de Langre e Biolley (2004), os valores de alguns parâmetros do modelo (St, C_L^0 e C_D) são definidos a partir de dados experimentais já existentes. O número de Strouhal adotado é correspondente ao regime subcrítico, $300 < Re < 1.5 \times 10^5$. A Tabela 2 exibe os valores dos parâmetros do modelo.

A partir dessa formulação reapresentada, constata-se que um oscilador de van der Pol acoplado à estrutura principal por meio de sua aceleração do cilindro é capaz de modelar as características do fenômeno de VIV do ponto de vista qualitativo e, em alguns aspectos, quantitativos. É importante notar que o equacionamento contém um único termo não linear, o qual é justamente o que está associado ao amortecimento da equação da

Tabela 2 – Valores dos parâmetros do modelo de Facchinetti, de Langre e Biolley (2004).

| Parâmetro | Valor |
|--------------------------|-------|
| St | 0,2 |
| C_L^0 | 0,3 |
| C_D | 2,0 |
| A_y | 12 |
| $\overline{arepsilon_y}$ | 0,3 |

Fonte: Elaborado pela autora.

esteira. Com a proposta de manter a não linearidade desprezada por Facchinetti, de Langre e Biolley (2004) e melhorar a calibração apresentada, surge o modelo de Ogink e Metrikine (2010), objeto da próxima Subseção.

Antes do término desta Subseção, cumpre ressaltar que, até este ponto, não é mostrada a comparação entre a previsão da amplitude de resposta por meio do modelo fenomenológico de Facchinetti, de Langre e Biolley (2004) com dados experimentais. Por questão de organização da dissertação, tal comparação será feita na Subseção 5.1. No entanto, é conhecido que esse modelo apresenta amplitudes de oscilação menores do que aquelas experimentalmente observadas.

3.3.2 Modelo fenomenológico de Ogink e Metrikine (2010)

A presente Subseção contempla o segundo modelo fenomenológico para o problema de VIV com um grau de liberdade destacado nesta pesquisa. Partindo da formulação apresentada em Facchinetti, de Langre e Biolley (2004), Ogink e Metrikine (2010) buscam melhorar a aderência da curva de resposta da amplitude de oscilação com os resultados experimentais, atentando-se em descrever corretamente tanto o intervalo de velocidade reduzida na região de *lock-in* quanto a amplitude de resposta do cilindro.

A formulação inicia-se com as mesmas equações do modelo anterior (Equações 3.15 e 3.16), inclusive com o acoplamento em aceleração. Uma diferença entre os modelos reside no termo C_{VY} do carregamento ao qual a estrutura está submetida. Ogink e Metrikine (2010) propõem manter o coeficiente de arrasto dependente da velocidade transversal do cilindro e o ângulo de ataque (β) sem qualquer aproximação como, por exemplo, aquela feita em Facchinetti, de Langre e Biolley (2004). Dessa forma, o valor de C_{VY} é dado pela Equação 3.30.

$$C_{VY} = \left(\frac{U}{U_{\infty}}C_L - \frac{U}{U_{\infty}^2}\frac{dY}{dt}C_D\right) \tag{3.30}$$

Substituindo a Equação 3.30 na Equação 3.15, obtém-se a equação da estrutura

principal, na forma dimensional:

$$(M + m_a)\frac{d^2Y}{dt^2} + c_y\frac{dY}{dt} + k_yY = \frac{1}{2}\rho DLU_{\infty}\sqrt{U_{\infty}^2 + \left(\frac{dY}{dt}\right)^2} \left(C_L - \frac{1}{U_{\infty}}\frac{dY}{dt}C_D\right)$$
(3.31)

As Equações 3.32 e 3.33 representam o modelo fenomenológico de Ogink e Metrikine (2010) escritos considerando os quantitativos aqui propostos⁵, expressos na Equação 3.27.

$$\ddot{y} + 2\zeta_y \dot{y} + y = \frac{V_R^2}{2\pi^3 (C_a + m^*)} \sqrt{1 + \left(\frac{2\pi}{V_R} \dot{y}\right)^2} \left(\frac{C_L^0}{\hat{q}_y} q_y - \frac{2\pi}{V_R} C_D \dot{y}\right)$$
(3.32)

$$\ddot{q}_y + \varepsilon_y StV_R(q_y^2 - 1)\dot{q}_y + St^2 V_R^2 q_y = A_y \ddot{y}$$
 (3.33)

Ao analisar o modelo original de Facchinetti, de Langre e Biolley (2004), Ogink e Metrikine (2010) observam que quando o mesmo é calibrado para representar a amplitude característica do ramo lower branch corretamente, o comprimento do intervalo da região de lock-in é subestimado. Em contrapartida, se esse último é modelado corretamente, a amplitude característica do ramo lower branch é superestimada. Para sanar tal inconsistência, são sugeridas calibrações diferentes de ε_y e A_y para os ramos upper branch e lower branch. Para o restante dos coeficientes, assumem-se os valores medidos no experimento de vibração forçada de Gopalkrishnan (1992). A Tabela 3 indica os valores dos parâmetros admitidos nos dois ramos de resposta, sendo $V_R = 6,5$ o valor definido na presente pesquisa como a transição do upper branch para o lower branch.

Tabela 3 – Valores dos parâmetros do modelo de Ogink e Metrikine.

| | Upper branch | Lower branch |
|-----------------|--------------|--------------|
| St | 0,1932 | 0,1932 |
| C_L^0 | 0,3842 | 0,3842 |
| C_D | 1,1856 | 1,1856 |
| A_y | 4 | 12 |
| ε_y | 0,05 | 0,7 |

Fonte: Elaborado pela autora.

Assim como é feito para o modelo fenomenológico de Facchinetti, de Langre e Biolley (2004), não é apresentada a previsão da amplitude de resposta do modelo de Ogink e Metrikine (2010) nesta Subseção. A comparação entre as curvas de resposta desses dois modelos fenomenológicos será exibida na Seção 5.1 junto com os dados experimentais de Franzini et al. (2012), o que permitirá justificar o emprego do modelo fenomenológico

No texto original, Ogink e Metrikine (2010) adotam outros parâmetros adimensionais. Em particular, o tempo é adimensionalizado com base na velocidade do escoamento incidente e no diâmetro do cilindro.

de Ogink e Metrikine (2010) na formulação desenvolvida nesta pesquisa considerando a condição VIV-1GL.

Já no tocante à condição VIV-2GL, a próxima Subseção apresenta o modelo fenomenológico de Franzini e Bunzel (2018) em que se modela a resposta de uma estrutura submetida ao fenômeno VIV com liberdade para oscilar nas direções transversal e longitudinal ao escoamento.

3.3.3 Modelo fenomenológico de Franzini e Bunzel (2018)

No contexto de modelagem fenomenológica da condição VIV-2GL, o acréscimo do grau de liberdade X(t) correspondente ao deslocamento do cilindro na direção longitudinal necessita a inclusão de um oscilador elástico que descreve esse movimento. Além disso, é necessária a consideração de um segundo oscilador não linear para representar a parcela oscilatória do coeficiente de arrasto. Na literatura, pode-se destacar os modelos de Srinil e Zanganeh (2012), Dhanwani, Sarkar e Patnaik (2013) e Franzini e Bunzel (2018), sendo o último, objeto desta Subseção.

Assim como os modelos descritos nas Subseções 3.3.1 e 3.3.2, Franzini e Bunzel (2018) também utilizam a equação de van der Pol para representar o coeficiente de sustentação e a parcela oscilatória do coeficiente de arrasto da esteira de vórtices. Sua formulação dimensional é expressa pelas Equações 3.34 a 3.37.

$$M\frac{d^2Y}{dt^2} + c_y\frac{dY}{dt} + k_yY = F_Y \tag{3.34}$$

$$M\frac{d^2X}{dt^2} + c_x\frac{dX}{dt} + k_xX = F_X \tag{3.35}$$

$$\frac{d^2q_y}{dt^2} + \varepsilon_y \omega_s (q_y^2 - 1) \frac{dq_y}{dt} + \omega_s^2 q_y = \frac{A_y}{D} \frac{d^2Y}{dt^2}$$
(3.36)

$$\frac{d^2q_x}{dt^2} + \varepsilon_x \omega_s (q_x^2 - 1) \frac{dq_x}{dt} + (2\omega_s)^2 q_x = \frac{A_x}{D} \frac{d^2X}{dt^2}$$
(3.37)

Conforme a Equação 3.37, a parcela oscilatória da força de arrasto é representada pela variável q_x , na forma:

$$q_x = \frac{C_D}{C_D^0} \hat{q}_x - \frac{\overline{C_D^0}}{C_D^0} \hat{q}_x \longleftrightarrow C_D = \overline{C_D^0} + \frac{q_x}{\hat{q}_x} C_D^0$$
(3.38)

sendo C_D^0 e $\overline{C_D^0}$, respectivamente, a amplitude de oscilação do coeficiente de arrasto e o valor médio do coeficiente de arrasto, ambos tomados para um cilindro estacionário. Além disso, é importante observar que a frequência da força de sustentação é a mesma daquela de emissão de vórtices (ω_s) e metade daquela que caracteriza a parcela oscilatória da força de arrasto.

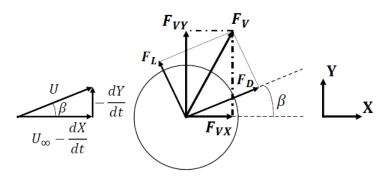
O carregamento hidrodinâmico total ao qual a estrutura está submetida apresenta, além da componente transversal F_Y já definida na Subseção 3.3.1, a componente na direção do escoamento (F_X) , expressa pela Equação 3.39.

$$F_X = \frac{1}{2}\rho D L U_{\infty}^2 C_{VX} - m_a \frac{d^2 X}{dt^2}$$
 (3.39)

O coeficiente da força longitudinal C_{VX} é constituído de uma parcela de arrasto da estrutura (C_D) e outra, de sustentação (C_L) decorrente da esteira de vórtices. A Figura 16 esquematiza o carregamento hidrodinâmico que age no cilindro.

Analogamente à dedução feita na Subseção 3.3.1, o coeficiente C_{VX} é determinado a partir da componente horizontal da força de vórtices F_{VX} . Considerando o deslocamento do cilindro na direção do escoamento, as relações trigonométricas do ângulo de ataque β são redefinidas nas Equações 3.40 a 3.43.

Figura 16 – Esquema para dedução de C_{VX} . O deslocamento do cilindro é adotado para baixo.



Fonte: Elaborado pela autora.

$$\cos\beta = \frac{1}{U} \left(U_{\infty} - \frac{dX}{dt} \right) \tag{3.40}$$

$$\beta = -\arctan\left(\frac{dY/dt}{U_{\infty} - \frac{dX}{dt}}\right) \tag{3.41}$$

$$U = \sqrt{\left(U_{\infty} - \frac{dX}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dY}{dt}\right)^2} \tag{3.42}$$

$$F_{VX} = F_D \cos \beta - F_L sen\beta \tag{3.43}$$

Assim como Ogink e Metrikine (2010) propõem no modelo fenomenológico descritivo do problema VIV-1GL, Franzini e Bunzel (2018) mantêm as não linearidades em seu modelo e, portanto, desconsidera a aproximação de que o ângulo de ataque β seja suficientemente pequeno ($sen\beta \approx \beta$). É válido mencionar que tal linearização é adotada nas formulações de Srinil e Zanganeh (2012) e Dhanwani, Sarkar e Patnaik (2013). A partir das Equações

3.20 e 3.40 a 3.43, os coeficientes das forças transversal e longitudinal são dados pelas Equações 3.44 e 3.45, respectivamente.

$$C_{VY} = \frac{U}{U_{\infty}^2} \left[\left(U_{\infty} - \frac{dX}{dt} \right) C_L - \frac{dY}{dt} C_D \right]$$
 (3.44)

$$C_{VX} = \frac{U}{U_{\infty}^2} \left[\left(U_{\infty} - \frac{dX}{dt} \right) C_D + \frac{dY}{dt} C_L \right]$$
 (3.45)

Substituindo as Equações 3.19 e 3.39, com as expressões de seus respectivos coeficientes (Equações 3.44 e 3.45), nas Equações 3.34 e 3.35, resultam as equações da estrutura principal, na forma dimensional:

$$(M+m_a)\frac{d^2Y}{dt^2} + c_y\frac{dY}{dt} + k_yY$$

$$= \frac{1}{2}\rho DL\sqrt{\left(U_\infty - \frac{dX}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dY}{dt}\right)^2} \left[\left(U_\infty - \frac{dX}{dt}\right)C_L - \frac{dY}{dt}C_D\right]$$

$$(M+m_a)\frac{d^2X}{dt^2} + c_x\frac{dX}{dt} + k_xX$$

$$(3.46)$$

$$= \frac{1}{2}\rho DL \sqrt{\left(U_{\infty} - \frac{dX}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dY}{dt}\right)^2} \left[\left(U_{\infty} - \frac{dX}{dt}\right) C_D + \frac{dY}{dt} C_L \right]$$
(3.47)

A adimensionalização do modelo fenomenológico de Franzini e Bunzel (2018) é feita com base nas relações apresentadas na Equação 3.27, incluindo as definidas a seguir:

$$x = \frac{X}{D}; \quad \zeta_x = \frac{c_x}{2(M + m_N + m_a)\omega_x}; \quad f^* = \frac{\omega_x}{\omega_y}$$
 (3.48)

em que $\omega_x = \sqrt{\frac{k_x}{(M+m_a)}}$ é a frequência natural do cilindro na direção longitudinal.

Substituindo as Equações 3.27 e 4.22 nas Equações 3.34 a 3.37, obtêm-se as equações adimensionais:

$$\ddot{y} + 2\zeta_{y}\dot{y} + y = \frac{V_{R}}{2\pi^{3}(C_{a} + m^{*})}\sqrt{1 - \frac{4\pi}{V_{R}}\dot{x} + \left(\frac{2\pi}{V_{R}}\right)^{2}(\dot{x}^{2} + \dot{y}^{2})} \\
\left[(V_{R} - 2\pi\dot{x})\frac{C_{L}^{0}}{\hat{q}_{y}}q_{y} - 2\pi\dot{y}\left(\overline{C_{D}^{0}} + \frac{C_{D}^{0}}{\hat{q}_{x}}q_{x}\right) \right] \\
\ddot{x} + 2\zeta_{x}\dot{x} + x = \frac{V_{R}}{2\pi^{3}(C_{a} + m^{*})}\sqrt{1 - \frac{4\pi}{V_{R}}\dot{x} + \left(\frac{2\pi}{V_{R}}\right)^{2}(\dot{x}^{2} + \dot{y}^{2})} \\
\left[(V_{R} - 2\pi\dot{x})\left(\overline{C_{D}^{0}} + \frac{C_{D}^{0}}{\hat{q}_{x}}q_{x}\right) + 2\pi\dot{y}\left(\frac{C_{L}^{0}}{\hat{q}_{y}}q_{y}\right) \right] \tag{3.50}$$

$$\ddot{q}_y + \varepsilon_y \omega_s (q_y^2 - 1)\dot{q}_y + (StV_R)^2 q_y = A_y \ddot{y}$$
(3.51)

$$\ddot{q_x} + \varepsilon_x \omega_s (q_x^2 - 1)\dot{q_x} + (2StV_R)^2 q_x = A_x \ddot{x}$$
(3.52)

Os valores dos parâmetros experimentalmente calibrados utilizados por Franzini e Bunzel (2018) são exibidos na Tabela 4. Na calibração, os autores adotam a transição dos ramos super-upper para o lower branch em $V_R = 8, 0$.

Tabela 4 – Valores dos parâmetros do modelo de Franzini e Bunzel (2018).

| | Super-upper branch | Lower branch |
|----------------------------|--------------------------|--------------|
| \overline{St} | 0,17 | 0,17 |
| C_L^0 | 0,3842 | 0,3842 |
| $\overline{C_D^0}$ | 1,1856 | 1,1856 |
| \hat{C}_D^0 | 0,20 | 0,20 |
| $\overline{A_y}$ | 2 | 12 |
| $\overline{\varepsilon_y}$ | $0,0045 \exp^{0,228m^*}$ | 0,7 |
| A_x | 12 | 12 |
| ε_x | 0,6 | 0,7 |

Fonte: Elaborado pela autora.

Tal como é feito para os modelos fenomenológicos apresentados nas Seções 3.3.1 e 3.3.2, a amplitude de resposta do modelo de Franzini e Bunzel (2018) para VIV com dois graus de liberdade será exibida na Subseção 5.1 juntamente com os dados experimentais de Franzini et al. (2012).

Para completar os assuntos principais da revisão bibliográfica, a Seção seguinte tratará sobre a supressão passiva via absorvedores não lineares de vibração e a sua aplicação na mitigação do VIV. Além disso, serão apresentados alguns estudos e resultados existentes na literatura acerca da supressão do VIV promovida por dois tipos de NVA, translativo e rotativo. O foco é dado ao último tipo de NVA e que consiste o objeto de estudo desta dissertação.

3.4 Supressão passiva por meio de absorvedores não lineares de vibração

Por ser um fenômeno potencialmente danoso a risers e outras estruturas oceânicas devido a questões relacionadas à fadiga estrutural, diversos esforços têm sido investidos com vistas à atenuação das oscilações provocadas pelo VIV. Os métodos de controle do escoamento que buscam reduzir as amplitudes das forças oscilantes e os deslocamentos das estruturas podem ser classificados como ativos ou passivos. A principal diferença entre eles é a inclusão de energia no sistema exigida pelo controle ativo. Este texto trata do controle passivo do fenômeno de VIV, o qual, de acordo com Korkischko e Meneghini (2010)⁶, é

É importante salientar que Korkischko e Meneghini (2010) focam em um tipo de supressor passivo distinto daquele que é foco da presente pesquisa.

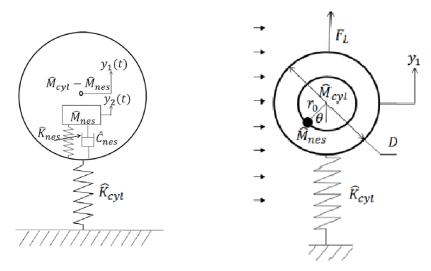
mais fácil de implementar experimentalmente, porém requer um estudo paramétrico inicial para um resultado bem-sucedido.

Uma forma bastante comum de atenuação passiva é o uso de *strakes*, elementos helicoidais posicionados na superfície do cilindro. Embora sejam eficientes na redução da amplitude de oscilação, os *strakes* podem promover o aumento do coeficiente de arrasto médio do cilindro. Maiores detalhes sobre o uso de *strakes* podem ser encontrados em Korkischko e Meneghini (2010, 2011).

O supressor acima mencionado tem seu mecanismo de atuação baseado na modificação direta do escoamento ao redor do cilindro. Por modificação direta, deve-se entender que o supressor está em contato com o fluido. Caso esse tipo de interferência direta não seja desejado, uma alternativa é o absorvedor não linear de vibração (NVA), também conhecido como absorvedor não linear de energia (non-linear energy sink - NES).

No cenário de supressão passiva de vibrações do fenômeno de VIV, duas classes de NVA costumam ser empregadas: translativo e rotativo. Em linhas gerais, o NVA translativo consiste de uma massa acoplada ao cilindro principal por meio de uma mola não linear e um amortecedor linear, conforme esquematizado na Figura 17(a). Já o NVA rotativo (Figura 17(b)), objeto de estudo desta pesquisa, constitui-se de uma massa concentrada acoplada ao eixo central do cilindro por meio de uma haste rígida e de um amortecedor rotacional que a permitem girar ao redor do eixo. O leitor notará, na legenda da Figura 17, a correspondência entre as variáveis adotadas nesta referência e aquelas definidas na presente dissertação.

Figura 17 – Representações das duas classes de NVA: translativo e rotativo. As variáveis \hat{M}_{cyl} , \hat{K}_{cyl} , \hat{M}_{nes} , \hat{K}_{nes} , \hat{C}_{nes} e r_0 da figura correspondem às variáveis M, k_y , m_N , k_N , c_N e r do texto.



(a) Cilindro rígido, montado em base elástica e com um supressor do tipo NVA translativo.

(b) Cilindro rígido, montado em base elástica e com um supressor do tipo NVA rotativo.

Fonte: Revannasiddaiah (2013).

Lee et al. (2008) consideram, de maneira geral, a necessidade de dois elementos para um dispositivo ser considerado um NVA: um elemento essencialmente não linear (uma rigidez ou elemento inercial), o qual permite a ressonância com qualquer dos modos lineares da estrutura primária; e um amortecimento linear viscoso para dissipar a energia. Note que o caráter essencialmente não linear do NVA está associado à ausência de sua frequência natural linearizada.

A supressão não linear apresentada pelo NVA é caracterizada pelo mecanismo de transferência de energia conhecido como *Targeted Energy Transfer* (TET). Lee et al. (2008) definem a TET como transferência de energia, de modo irreversível e localizada, da estrutura principal para o dispositivo NVA, onde ela é dissipada em seu amortecedor (usualmente linear). Em seu trabalho, Lee et al. (2008) discutem aspectos teóricos do TET, apresentando resultados experimentais que validam tal mecanismo e algumas aplicações na engenharia.

Duas considerações importantes a respeito do mecanismo TET são feitas em Pennisi (2016): a existência de uma quantidade de energia crítica no sistema, a partir do qual o NVA é ativado e a capacidade do supressor de dissipar energia do sistema primário sobre uma ampla faixa de frequências devido ao seu caráter essencialmente não linear. A ausência de um termo linear de rigidez na equação do supressor faz com que ele não tenha uma frequência ressonante preferencial sendo, por isso, capaz de interagir com o sistema principal em uma ampla faixa de frequência. Note que supressores lineares do tipo *Tuned Mass Dampers* (TMDs) são efetivos apenas para carregamentos de banda estreita.

Os NVAs têm sido utilizados em estudos que visam à mitigação de vibrações decorrentes de diversas excitações como, por exemplo, excitação sísmica (Nucera et al. (2008, 2010), instabilidade aeroelástica (Luongo e Zulli (2014) e Teixeira, Franzini e Gosselin (2018)) e instabilidade paramétrica (Franzini, Sato e Campedelli (2017), Franzini, Campedelli e Mazzilli (2018)). Tendo em vista o foco desta dissertação, as duas próximas Subseções trazem estudos prévios que abordam a supressão passiva do VIV por meio dos NVAs translativo e rotativo.

3.4.1 Supressão do fenômeno de VIV utilizando NVA translativo

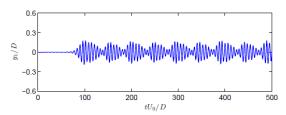
A investigação do uso de um NVA translativo na supressão do fenômeno de VIV é iniciada em Revannasiddaiah $(2013)^7$, que estuda o efeito da não linearidade presente no NVA translativo por meio de uma mola de rigidez quadrática no deslocamento. Revannasiddaiah (2013) investiga a eficácia de um NVA translativo na supressão do problema VIV-1GL empregando técnicas de DFC para calcular o carregamento hidrodinâmico. Com o intuito de investigar a supressão passiva do NVA, o autor simula uma série de configurações do supressor, considerando três parâmetros: de massa $(\frac{m_N}{M-m_N})$, rigidez $(\frac{D^4k_N}{U_\infty^2(M-m_N)})$ e

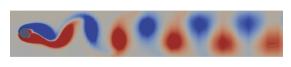
⁷ Os sobrenomes Revannasiddaiah e Tumkur referem-se a um mesmo autor.

amortecimento $(\frac{Dc_N}{U_{\infty}(M-m_N)})$. São identificados dois mecanismos de supressão (Mecanismos I e II) em que, de acordo com Revannasiddaiah (2013), a amplitude de oscilação do cilindro é significativamente reduzida.

No Mecanismo I de supressão, a amplitude máxima de oscilação do cilindro é diminuída de 0,49D para 0,18D e sua série temporal de deslocamento apresenta um caráter modulado como mostra a Figura 18(a). Outro aspecto estudado por Revannasiddaiah (2013) é a estrutura da esteira de vórtices, ilustrada na Figura 18(b).

Figura 18 – Resultados do cilindro e da esteira de vórtices obtidos no Mecanismo I de supressão do NVA translativo considerando $\frac{m_N}{M-m_N}=0,11,\; \frac{D^4k_N}{U_\infty^2(M-m_N)}=0,0283,\; e\; \frac{Dc_N}{U_\infty(M-m_N)}=1,59.$



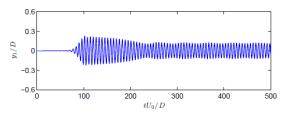


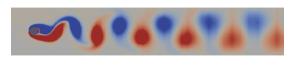
- (a) Série temporal de deslocamento do cilindro com NVA translativo.
- (b) Estrutura da esteira de vórtices.

Fonte: Revannasiddaiah (2013).

No segundo mecanismo de supressão (Mecanismo II), com valores menores dos parâmetros de massa, rigidez e amortecimento, o NVA translativo provoca um decréscimo na amplitude do cilindro de 0.21D para 0.125D. A resposta do cilindro e a estrutura da esteira correspondentes a esse último mecanismo são exibidos na Figura 19.

Figura 19 – Resultados do cilindro e da esteira de vórtices obtidos no Mecanismo II de supressão do NVA translativo considerando $\frac{m_N}{M-m_N}=0,066, \frac{D^4k_N}{U_\infty^2(M-m_N)}=0,0217$ e $\frac{Dc_N}{U_\infty(M-m_N)}=0,704$.





- (a) Série temporal de deslocamento do cilindro com NVA translativo.
- (b) Estrutura da esteira de vórtices.

Fonte: Revannasiddaiah (2013).

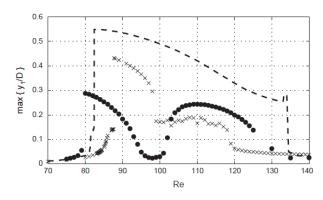
O estudo de Revannasiddaiah (2013) contempla o número de Reynolds igual a 100 e um parâmetro de massa reduzida $m^* = 10$. É válido mencionar que, apesar de ser comum em análises relacionadas ao fenômeno de VIV, não é fornecida a velocidade

reduzida correspondente. A partir do modelo de ordem reduzida desenvolvido em Revannasiddaiah (2013) e seguindo a mesma metodologia de técnicas de DFC para definir o carregamento hidrodinâmico, decorrem os artigos Tumkur et al. (2013b, 2013a). Tumkur et al. (2013b) exploram analiticamente a dinâmica da interação fluido-estrutura presente nos dois mecanismos de supressão (Mecanismos I e II) comentados anteriormente.

Em Tumkur et al. (2013a), demonstra-se a capacidade do NVA translativo na supressão passiva do VIV. Outra discussão interessante feita nesse último artigo versa sobre a comparação entre os supressores não linear NVA e linear TMD. Tumkur et al. (2013a) comparam as performances do NVA translativo na configuração referente ao Mecanismo I (ver Figura 18) e do TMD, o qual é ajustado para operar de forma ótima em Re = 100, durante o regime de lock-in.

A Figura 20 exibe o comparativo das curvas da máxima amplitude de oscilação do cilindro em função do número de Reynolds durante o *lock-in* do VIV, considerando o cilindro sem supressor, com NVA translativo e com TMD. Tumkur et al. (2013a) constata a capacidade do NVA de responder a excitações em uma ampla faixa de frequência e a limitação do TMD de ser efetivo para carregamentos de banda estreita, nas proximidades do número de Reynolds para o qual é projetado.

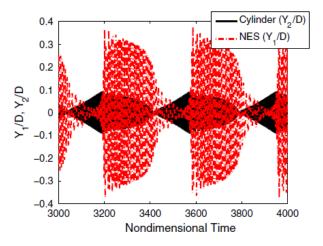
Figura 20 – Amplitude de oscilação do cilindro durante o *lock-in*, considerando os sistemas: −−, sem supressor; ××, com NVA; •• com TMD.



Fonte: Tumkur et al. (2013a).

Na sequência, Mehmood, Nayfeh e Hajj (2014) investigam numericamente a viabilidade do emprego do NVA translativo no controle de VIV de um cilindro oscilando livremente e conduzem seus estudos visando a determinação do efeito do parâmetro de amortecimento do supressor e das condições iniciais nas respostas do sistema principal e do NVA. Em suas análises numéricas, Mehmood, Nayfeh e Hajj (2014) também utilizam técnicas de DFC para determinar o carregamento do fluido e consideram o número de Reynolds igual a 106. Para a configuração em que o amortecimento do NVA corresponde a 70% do amortecimento do cilindro, Mehmood, Nayfeh e Hajj (2014) se deparam com respostas do sistema de caráter modulado, como mostra a Figura 21.

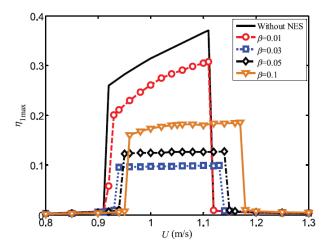
Figura 21 – Respostas do cilindro e do NVA translativo, considerando $m_N=0.03M,$ $k_N=0.8k_y$ e $c_N=0.7c_y.$



Fonte: Mehmood, Nayfeh e Hajj (2014).

Dai, Abdelkefi e Wang (2017) utilizam a abordagem fenomenológica para estudar os efeitos do NVA translativo na dinâmica de um cilindro rígido, montado em apoio elástico de um grau de liberdade e sujeito ao VIV. O carregamento do fluido é modelado por meio de um oscilador de van der Pol, sendo o ar o fluido considerado. Em sua análise paramétrica, Dai, Abdelkefi e Wang (2017) certificam que à medida que o parâmetro de massa do NVA aumenta, a redução da amplitude de oscilação do cilindro é maior e a região de lock-in é deslocada para a direita, como mostra a Figura 22. Apesar de verificar os impactos dos parâmetros de massa, amortecimento e rigidez do supressor na dinâmica do sistema principal, os seus resultados são apresentados na forma dimensional.

Figura 22 – Curvas da amplitude de oscilação do cilindro em relação ao seu diâmetro $(\eta_{1max} = \frac{y_1}{D})$ como função da velocidade do escoamento para diferentes valores do parâmetro de massa do NVA translativo $(\beta = \frac{m_N}{M})$ e considerando $k_N = 0.7k_yD^2$ e $c_N = 0.7c_y$.

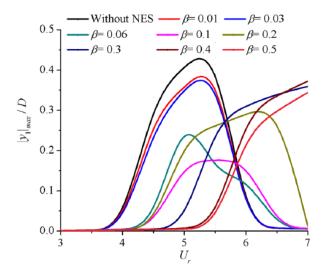


Fonte: Dai, Abdelkefi e Wang (2017).

Recentemente, Dongyang et al. (2018) exploram o efeito dos parâmetros de massa, rigidez não linear e amortecimento do NVA translativo em um cilindro rígido sujeito ao VIV (condições VIV-1GL e VIV-2GL) e ao fenômeno WIV⁸. A análise é feita para o intervalo de velocidades reduzidas $3,0 \le V_R \le 7,0$, com números de Reynolds variando de 2300 a 5600. São desenvolvidos três modelos, o primeiro, estuda o caso o VIV-1GL e é baseado no modelo estudado em Dai, Abdelkefi e Wang (2017), os demais, empregam técnicas de DFC para simular os problemas VIV-2GL e WIV.

Assim como os trabalhos citados anteriormente, a investigação paramétrica de Dongyang et al. (2018) também constata que o parâmetro de massa do NVA é o mais significativo na supressão do VIV-1GL, pois reduz as amplitudes máximas de oscilações e desloca o intervalo de *lock-in* para velocidades reduzidas mais elevadas. Na Figura 23, os autores ilustram a influência do parâmetro de massa do NVA na amplitude de oscilação do cilindro, na condição VIV-1GL.

Figura 23 – Curvas da amplitude de oscilação do cilindro em função da velocidade reduzida para diferentes valores do parâmetro de massa do NVA translativo ($\beta = \frac{m_N}{M}$) e considerando $k_N = 0.8k_yD^2$ e $c_N = 0.8c_y$ - VIV-1GL.



Fonte: Dongyang et al. (2018).

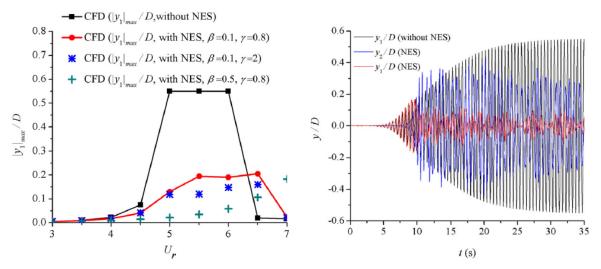
Em relação à condição VIV-2GL, a Figura 24 ilustra as curvas de amplitude do cilindro na direção transversal ao escoamento e as séries temporais de deslocamento do cilindro e do NVA translativo em $V_R = 5.0$, considerando $m_N/M = 0.10$, $k_N D^2/k_y = 0.8$ e $c_N = 0.80c_y$.

Dongyang et al. (2018) verificam que, para um mesmo valor do parâmetro de massa do NVA, a amplitude de oscilação do cilindro na direção transversal ao escoamento diminui com o aumento do parâmetro de rigidez. Isso pode ser certificado nas curvas de amplitudes

Em inglês, wake-induced vibration. O fenômeno WIV ocorre quando dois ou mais cilindros estão próximos uns dos outros de modo que o escoamento de um é perturbado pelo escoamento do outro.

de resposta do cilindro da Figura 24(a). Note que, embora os autores não relatem o valor do parâmetro de massa m^* empregado, o fato de não existir o ramo de resposta super-upper branch nas curvas de amplitude é um indício de que se trata de um estudo em sistema com parâmetro de massa m^* elevado. Outro resultado interessante obtido pelos autores é o decréscimo da amplitude de oscilação transversal da estrutura principal de 0,50D para 0,13D, como mostra a Figura 24(b).

Figura 24 – Resultados referentes à condição VIV-2GL utilizando técnicas de DFC. As variáveis β e γ correspondem aos parâmetros de massa e rigidez do NVA, respectivamente.



- (a) Curvas de resposta do cilindro na direção transversal ao escoamento.
- (b) Séries temporais do cilindro e do supressor em $V_R = 5.0$, considerando $\beta = m_N/M = 0.10$, $\gamma = k_N D^2/k_y = 0.8$ e $c_N = 0.80c_y$.

Fonte: Dongyang et al. (2018).

Finalizada uma breve descrição do estado-da-arte relacionado ao uso de um NVA translativo para a supressão do VIV, a próxima Subseção é dedicada à apresentação dos principais trabalhos que empregam um NVA rotativo como forma de mitigar o VIV.

3.4.2 Supressão do fenômeno de VIV utilizando NVA rotativo

A configuração do NVA rotativo é inicialmente apresentada em Gendelman et al. (2012). Ainda sem considerar qualquer tipo de carregamento, é demonstrado que um simples rotor excêntrico livre com uma massa concentrada, internamente acoplado a um oscilador linear, se comporta como um NVA. Por meio de investigações teóricas e experimentais, os autores relatam a existência do mecanismo TET no acoplamento fortemente inercial entre o dispositivo supressor e a estrutura principal.

Introduzindo o fenômeno de VIV no sistema composto pelo NVA rotativo e pela estrutura principal, Revannasiddaiah (2013) desenvolve estudos sobre a supressão passiva

das oscilações de um cilindro rígido montado em apoio elástico unidirecional e submetido ao VIV-1GL em regime laminar. Ao analisar o NVA rotativo, o autor constata não só a supressão passiva, mas também uma alteração significativa na estrutura da esteira de vórtices. Essa alteração chama a atenção pelo fato de não ter sido encontrada, na literatura, em estudos feitos com NVA translativo.

As equações de movimento que governam o sistema de dois graus de liberdade (deslocamento do cilindro Y e posição angular do supressor θ) do sistema esquematizado na Figura 17(b) são apresentadas nas Equações 3.53 e 3.54.

$$(M+m_N)\frac{d^2Y}{dt^2} + k_yY = m_N r^2 \frac{d}{dt} \left(\frac{d\theta}{dt} sen\theta\right) + F_Y$$
(3.53)

$$m_N r^2 \frac{d^2 \theta}{dt^2} + c_\theta r^2 \frac{d\theta}{dt} = m_N r^2 \frac{d^2 Y}{dt^2} sen\theta$$
 (3.54)

em que a força na direção transversal à correnteza incidente F_Y é calculada por Revannasiddaiah (2013) via uso de DFC e considerando número de Reynolds igual a 100.

Revannasiddaiah (2013) investiga os impactos do NVA rotativo variando os três parâmetros que definem o supressor (a saber, massa, raio e amortecimento). Os resultados são relatados como qualitativamente muito interessantes, visto que o TET resultante no sistema proporciona três mecanismos de supressão distintos, incluindo um alongamento na esteira de vórtices.

O primeiro mecanismo, Mecanismo I, é identificado como resposta fortemente modulada ("Strongly Modulated Response" - SMR). A Figura 25 exibe as séries temporais do deslocamento do cilindro, do ângulo do NVA e dos coeficientes de arrasto e de sustentação obtidas por Revannasiddaiah (2013) para determinada configuração do supressor. A Figura 25(c) indica mudanças de direção da rotação do NVA sem padrão claro enquanto o cilindro apresenta uma resposta modulada em amplitude. Nessas circunstâncias, Revannasiddaiah (2013) também detecta que tanto o cilindro quanto o coeficiente de sustentação apresentam uma frequência dominante próxima da frequência de emissão de vórtices, enquanto o supressor não possui uma velocidade angular característica.

Respostas que indicam oscilação do ciclo-limite suprimidas correspondem ao segundo mecanismo de supressão passiva (Mecanismo II). Uma vez que o cilindro atinge amplitudes suficientemente grandes, o NVA começa a interagir com a estrutura principal e, após uma transição inicial, o sistema se instala em ressonância, de modo que o cilindro, a componente $\cos\theta$ do NVA e o coeficiente de sustentação apresentam uma frequência instantânea dominante de oscilação próxima da frequência de emissão de vórtices. A Figura 26 mostra as respostas que caracterizam a oscilação do ciclo-limite suprimida.

0.6 0.3 -0.3 -0.6200 600 1000 600 800 1000 tU_0/D tU_0/D (a) Deslocamento do cilindro. (b) Coeficiente de arrasto. 100 50 0.5 CE -50 -0.5 -100 L -1₀ 200 400 600 800 1000 200 800 1000 tU_0/D tU_0/D (c) Deslocamento angular do supressor. (d) Coeficiente de sustentação.

Figura 25 – Respostas que caracterizam o Mecanismo I de supressão.

Fonte: Revannasiddaiah (2013).

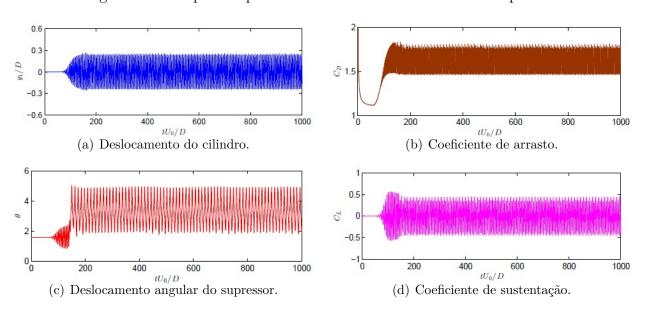


Figura 26 – Respostas que caracterizam o Mecanismo II de supressão.

Fonte: Revannasiddaiah (2013).

O terceiro mecanismo de supressão (Mecanismo III) é caracterizado por Revannasiddaiah (2013) como respostas do cilindro e do coeficiente de sustentação em ciclos de decaimento lento seguidos de um regime caótico ⁹, como ilustrado na Figura 27. Além disso, a Figura 27(c) mostra que durante os decaimentos lentos da amplitude do cilindro, o movimento do NVA exibe velocidade angular aproximadamente constante, mudando

⁹ É importante frisar que o termo caótico utilizado ao longo deste texto é uma denominação feita pelos autores e, portanto, trata-se apenas de afirmações das referências, sem que inspeções mais aprofundadas tenham sido realizadas.

de sentido após a transição caótica. Em relação às frequências instantâneas do sistema, o autor relata que, durante o decaimento lento, os valores das frequências dominantes de oscilação do cilindro e da componente $\cos\theta$ são próximos da frequência de emissão de vórtices, as quais diminuem continuamente até que o regime caótico seja atingido, em que não há nenhuma frequência dominante.

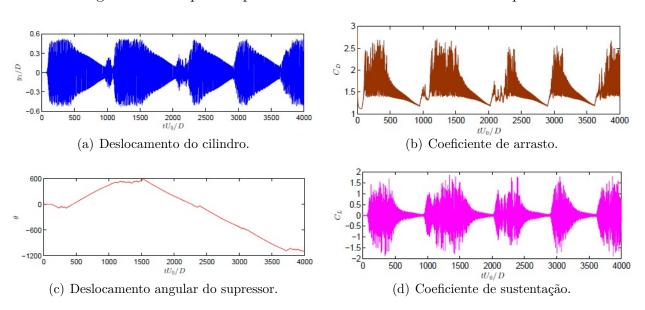


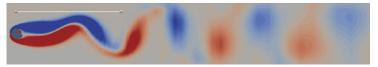
Figura 27 – Respostas que caracterizam o Mecanismo III de supressão.

Fonte: Revannasiddaiah (2013).

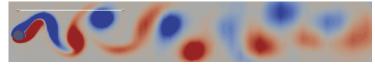
Outro efeito do NVA rotativo destacado é a mudança na estrutura da esteira de vórtices. Essa mudança, embora não intuitiva à primeira vista pelo fato de o supressor não estar em contato com o fluido, tem explicação baseada na física do fenômeno. Como o NVA altera a resposta do cilindro, a interação fluido-estrutura (e, por consequência, a esteira de vórtices), também é modificada. A mudança na estrutura da esteira decorrente do Mecanismo III de supressão consiste no alongamento da esteira, medido em 10D nos estudos de Revannasiddaiah (2013). Na Figura 28, é possível comparar as esteiras de vórtices do sistema correspondente às respostas da Figura 27 nos tempos adimensionais 910,125 e 1181,375 com as esteiras de um cilindro fixo e outro, sujeito ao VIV-1GL sem NVA.

Blanchard et al. (2016) também estudam a supressão passiva por meio de um NVA rotativo empregando técnicas de DFC para o cálculo do carregamento hidrodinâmico, com a consideração do número de Reynolds igual a 100. Por meio dessa metodologia, os autores obtêm os resultados ilustrados na Figura 29 para duas configurações distintas de parâmetros do NVA. Na primeira coluna da Figura 29, as respostas correspondem aos seguintes valores de parâmetros do supressor: $\frac{m_{NVA}}{M+m_{NVA}}=0,05, \frac{r}{D}=0,85$ e $\frac{D}{U_{\infty}}\frac{c_{\theta}}{m_{NVA}}=0,054$. A segunda coluna refere-se aos parâmetros: $\frac{m_{NVA}}{M+m_{NVA}}=0,33, \frac{r}{D}=0,458$ e $\frac{D}{U_{\infty}}\frac{c_{\theta}}{m_{NVA}}=0,002745$. Convém ressaltar que Blanchard et al. (2016) não trazem estudos mostrando a redução das

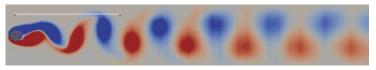
Figura 28 – Alongamento da esteira de vórtices provocado pelo NVA rotativo durante os ciclos de decaimento lento do cilindro.



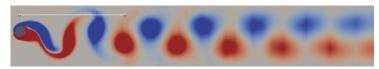
(a) Esteira de vórtices do cilindro com NVA rotativo no tempo adimensional 910,125.



(b) Esteira de vórtices do cilindro com NVA rotativo no tempo adimensional 1181,375.



(c) Esteira de vórtices de um cilindro estacionário.



(d) Esteira de vórtices de um cilindro sujeito ao VIV-1GL sem NVA.

Fonte: Revannasiddaiah (2013).

amplitudes de oscilação como função da velocidade reduzida, como é típico dos trabalhos no tema.

Além da mudança na topologia da esteira de vórtices, Blanchard et al. (2016) observam que, durante os decaimentos lentos de oscilações do cilindro, o NVA sincroniza-se com a estrutura principal. Isso corresponde a uma captura de ressonância 1 : 1, ou seja, a frequência de rotação do supressor se torna aproximadamente igual à frequência de oscilação do cilindro (que, por sua vez, é igual à frequência da força de sustentação). Além disso, ao longo desses decaimentos, a amplitude do coeficiente de sustentação sofre drástica redução e permanece quase constante até o final do ciclo.

Além dos estudos numéricos empregando DFC, Blanchard et al. (2016) também avaliam um modelo de ordem reduzida obtido considerando o carregamento hidrodinâmico como uma função harmônica. A partir de uma análise baseada nos métodos assintóticos de complexificação-média e de múltiplas escalas, Blanchard et al. (2016) identificam que a supressão está associada a uma captura ressonante em uma variedade lentamente invariante (slow invariant manifold - SIM¹⁰) do sistema, que leva à transferência de energia

Conforme discutido, por exemplo, em Gendelman et al. (2012), a SIM representa os pontos de equilíbrio da escala rápida obtida após a aplicação do método das múltiplas escalas.

0.6 0.6 0.3 0.30.0 0.0 -0.3-0.3-0.6-0.61000 1500 2000 2500 3000 500 1000 1500 500 2000 25002000 15001000 1000 500 0 0 -500500 1000 1500 2000 2500 3000 500 1000 1500 2000 2500 3.0 3.0 1.5 1.5 0.0 0.0 -1.5-1.5-3.0-3.01000 1500 2000 2500 3000 2000 2500 500 500 1000 1500 0 0 3.03.0 1.5 1.5 0.0 0.0-1.5-1.5-3.0-3.01000 1500 1000 1500 2000 500 2000 2500 3.0 3.0 2.5 2.5 2.0 2.0 1.5 1.5 1.0 1.0 2000 500 1000 1500 2500 3000 500 1000 2000 1500 2500 3000 tU/DtU/D

Figura 29 – Respostas do sistema com NVA para duas configurações de parâmetros. A variável U da figura corresponde à variável U_{∞} do texto.

Fonte: Blanchard et al. (2016).

do cilindro para o supressor (ou seja, o mecanismo TET). Durante a captura na ressonância, a amplitude do cilindro e, consequentemente, sua energia cinética diminuem continuamente até que o NVA não consegue mais dissipar energia e, então, ocorre o escape da SIM. As respostas caóticas encontradas pelos autores estão associadas ao escape da SIM.

Posteriormente, Tumkur et al. (2017) também exploram a dinâmica da interação fluido-estrutura do cilindro com um NVA rotativo internamente acoplado e submetido ao VIV, seguindo a mesma abordagem de Revannasiddaiah (2013). Tumkur et al. (2017) aprofundam-se na análise da esteira de vórtices encontrada no terceiro mecanismo de supressão em Revannasiddaiah (2013), ilustrada na Figura 28. De acordo com Tumkur et al. (2017), durante os ciclos de decaimento lento do cilindro, constata-se que, além do notável alongamento da esteira de vórtices mostrado na Figura 28(a), a força dos vórtices alternados mais à jusante do cilindro é diminuída e um escoamento simétrico estável é parcialmente estabelecido. À medida que se aproxima do trecho caótico e, consequentemente, ocorre o escape da SIM, tal solução estável é superada (ver Figura 28(b)).

Em vista dos trabalhos recentes aqui citados e que focam no uso de um NVA rotativo para supressão do fenômeno de VIV, observa-se que não foram encontrados estudos sobre a redução da amplitude de oscilação como função da velocidade reduzida e nem análises que utilizam a abordagem fenomenológica. Isso destaca o caráter inovador desta pesquisa e completa os principais assuntos a serem abordados neste texto.

3.5 Identificação das lacunas de conhecimento na literatura

Ao término da revisão bibliográfica, é possível identificar algumas lacunas existentes na literatura considerando o cenário de supressão passiva de VIV por meio de NVAs:

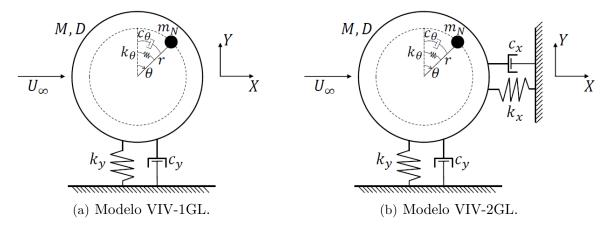
- Estudo da supressão passiva do fenômeno de VIV por meio de um NVA rotativo, em um cilindro rígido montado em base elástica, com liberdade de oscilação na direção transversal ao escoamento, utilizando a abordagem fenomenológica;
- Análise da redução da amplitude de oscilação como funções da velocidade reduzida e dos parâmetros que definem o supressor;
- Estudo da supressão passiva de VIV por meio de um NVA considerando um cilindro rígido montado em base elástica com liberdade de oscilação nas direções transversal e longitudinal ao escoamento incidente;
- Resultados experimentais acerca do fenômeno de VIV em cilindros rígidos montados em apoio elástico e dotados de NVAs.

Esta dissertação busca auxiliar no entendimento das três lacunas inicialmente identificadas por meio de um estudo numérico fundamental, sem ainda considerar uma aplicação tecnológica de engenharia. No próximo Capítulo, serão desenvolvidos dois modelos matemáticos que visam colaborar com o preenchimento da primeira e terceira lacuna identificada, respectivamente. Na sequência, no Capítulo 4, serão explicados a metodologia de análise da influência dos parâmetros do NVA na supressão do VIV e um critério que busca quantificar a eficiência do supressor para diversos valores de velocidade reduzida, o que auxilia no entendimento da segunda lacuna de conhecimento apontada. Os resultados serão apresentados e discutidos no Capítulo 5 enquanto que as conclusões e sugestões de seguimento da pesquisa serão descritas no Capítulo 6.

4 Modelagem matemática e metodologia de análise do problema de supressão passiva

Este Capítulo visa apresentar as formulações analíticas do problema de supressão passiva dos fenômenos VIV-1GL e VIV-2GL, além da metodologia utilizada na análise paramétrica do NVA rotativo em ambas as condições do VIV. A Figura 30 exibe as representações esquemáticas dos problemas aqui investigados. O cilindro rígido de diâmetro D, massa M e comprimento L está imerso em um escoamento uniforme de velocidade U_{∞} . O fluido possui massa específica ρ . O NVA rotativo consiste de uma massa concentrada m_N acoplada ao centro do cilindro por meio de uma haste rígida de massa desprezível e de comprimento r, de uma mola linear de rigidez k_{θ} e de um amortecedor, também linear, de constante c_{θ} . O seu deslocamento angular θ é considerado positivo no sentido horário.

Figura 30 – Representações esquemáticas dos modelos estudados. A aceleração gravitacional é ortogonal ao plano.



Fonte: Elaborado pela autora.

Para a condição VIV-1GL, a Figura 30(a) mostra o cilindro montado em apoio elástico caracterizado por uma rigidez linear k_y e um amortecedor de constante c_y . A coordenada generalizada Y define a posição do cilindro. No problema de supressão da condição VIV-2GL, representada na Figura 30(b), a estrutura se movimenta nas duas direções do plano, sendo X e Y as coordenadas generalizadas associadas ao deslocamento do cilindro. Nessa última condição, o apoio elástico possui, além dos valores de rigidez e amortecimento mencionados para a condição VIV-1GL, uma mola de rigidez k_x e um amortecimento de constante c_x , ambos associados à direção longitudinal.

As equações diferenciais de movimento são deduzidas com base na Equação de

Euler-Lagrange (Equação 4.1).

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{Q}_i} \right) - \frac{\partial T}{\partial Q_j} + \frac{\partial V}{\partial Q_j} = N_j \tag{4.1}$$

em que N_j representa as forças generalizadas não conservativas.

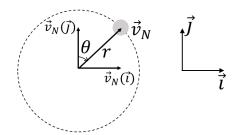
Por uma questão de organização, os equacionamentos dos problemas de supressão das condições VIV-1GL e VIV-2GL serão apresentados nas Seções 4.1 e 4.2, respectivamente.

4.1 Modelo matemático para a supressão passiva do problema VIV-1GL

O problema VIV-1GL possui as coordenadas generalizadas $Q_1 = Y$ (deslocamento transversal do cilindro), $Q_2 = \theta$ (posição angular do NVA) e $Q_3 = q_y$, a variável fictícia relacionada ao coeficiente de sustentação que surge nos modelos fenomenológicos.

A energia cinética do sistema é composta pelas parcelas de energia do cilindro e do NVA. Essa última, por sua vez, apresenta componentes de translação do cilindro na direção transversal ao escoamento e de rotação do supressor. A velocidade do NVA $(\overrightarrow{v_N})$ decomposta nas direções \overrightarrow{i} e \overrightarrow{j} conforme a Figura 31 é expressa na Equação 4.2.

Figura 31 – Velocidade vetorial da massa concentrada do NVA.



Fonte: Elaborado pela autora.

$$\overrightarrow{v_N} = \left(\frac{d\theta}{dt}rcos\theta\right)\overrightarrow{i} + \left(\frac{dY}{dt} - \frac{d\theta}{dt}rsen\theta\right)\overrightarrow{j}$$
(4.2)

 ${\bf A}$ energia cinética e a energia potencial são dadas pelas Equações 4.3 e 4.4, respectivamente.

$$T = \frac{1}{2}M\left(\frac{dY}{dt}\right)^2 + \frac{1}{2}m_N\left[r^2\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dY}{dt}\right)^2 - 2\frac{dY}{dt}\frac{d\theta}{dt}rsen\theta\right]$$
(4.3)

$$V = \frac{1}{2}k_y Y^2 + \frac{1}{2}k_\theta \theta^2 \tag{4.4}$$

A Equação 4.5 define o trabalho virtual das forças não conservativas.

$$\delta W^{nc} = \left(F_Y - c_y \frac{dY}{dt} \right) \delta Y - \left(c_\theta \frac{d\theta}{dt} \right) \delta \theta \tag{4.5}$$

Substituindo as Equações 4.3 e 4.4 na Equação 4.1 e considerando as forças generalizadas não conservativas presentes na Equação 4.5, sendo o carregamento hidrodinâmico F_Y definido pela Equação 3.19, obtêm-se as equações de movimento, na forma dimensional, abaixo:

$$(M + m_N + m_a)\frac{d^2Y}{dt^2} - m_N r sen\theta \frac{d^2\theta}{dt^2} - m_N r cos\theta \left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 + c_y \frac{dY}{dt} + k_y Y$$

$$= \frac{1}{2}\rho U_{\infty}^2 DLC_{VY}$$
(4.6)

$$m_N r^2 \frac{d^2 \theta}{dt^2} - m_N r sen\theta \frac{d^2 Y}{dt^2} + c_\theta \frac{d\theta}{dt} + k_\theta \theta = 0$$
 (4.7)

$$\frac{d^2q_y}{dt^2} + \varepsilon_y \omega_s (q_y^2 - 1) \frac{dq_y}{dt} + \omega_s^2 q_y = \frac{A_y}{D} \frac{d^2Y}{dt^2}$$
(4.8)

em que o coeficiente C_{VY} da força transversal é definido pela Equação 3.30, pois o modelo fenomenológico de um grau de liberdade usado nesta pesquisa é o de Ogink e Metrikine $(2010)^1$ já apresentado na Subseção 3.3.2.

Para facilitar as análises, uma série de adimensionais são definidos na Equação 4.9. Note que alguns desses adimensionais já foram apresentados no Capítulo 3 enquanto outros são redefinidos.

$$y = \frac{Y}{D}; \quad m^* = \frac{(M + m_N)}{m_d}; \quad \tau = \omega_y t; \quad \zeta_y = \frac{c_y}{2(M + m_N + m_a)\omega_y}; \quad \Omega = \frac{\omega_\theta}{\omega_y};$$

$$\hat{m} = \frac{m_N}{M}; \quad \hat{r} = \frac{r}{D}; \quad \zeta_\theta = \frac{c_\theta}{2m_N r^2 \omega_y}; \quad C_a = \frac{m_a}{m_d}; \quad V_R = \frac{U_\infty 2\pi}{\omega_y D}; \quad St = \frac{f_s D}{U_\infty}; \quad (4.9)$$

sendo $\omega_y = \sqrt{\frac{k_y}{(M+m_N+m_a)}}$ e $\omega_\theta = \sqrt{\frac{k_\theta}{m_N r^2}}$ as frequências de referência do cilindro e do NVA, respectivamente. Por sua vez, $m_d = \frac{\rho \pi D^2 L}{4}$ é a massa de fluido deslocada pela presença do cilindro.

Aplicando os adimensionais da Equação 4.9 nas Equações 4.6 a 4.8 e considerando que ($\dot{}$) é derivada em relação ao tempo adimensional $\tau,$ obtêm-se as Equações 4.10 a 4.12.

Ao consultar a seção 5.1, o leitor encontrará a justificativa para a adoção do modelo fenomenológico proposto porOgink e Metrikine (2010).

$$\ddot{y} - \left(\frac{\hat{m}}{1+\hat{m}}\right) \left(\frac{m^*}{C_a + m^*}\right) \hat{r} \left[sen\theta\ddot{\theta} + cos\theta \left(\dot{\theta}\right)^2\right] + 2\zeta_y \dot{y} + y$$

$$= \frac{V_R^2}{2\pi^3 (C_a + m^*)} \sqrt{1 + \left(\frac{2\pi}{V_R} \dot{y}\right)^2} \left(\frac{C_L^0}{\hat{q}_y} q_y - \frac{2\pi}{V_R} C_D \dot{y}\right)$$
(4.10)

$$\ddot{\theta} - \frac{1}{\hat{r}} sen\theta \ddot{y} + 2\zeta_{\theta} \dot{\theta} + \Omega^2 \theta = 0 \tag{4.11}$$

$$\ddot{q}_y + \varepsilon_y StV_R(q_y^2 - 1)\dot{q}_y + (StV_R)^2 q_y = A_y \ddot{y}$$
(4.12)

Na Seção subsequente, será apresentada a formulação matemática do cilindro rígido com NVA rotativo, sujeito ao fenômeno de VIV e montado em apoio elástico com liberdade de oscilação nas duas direções do plano horizontal.

4.2 Modelo matemático para a supressão passiva do problema VIV-2GL

Para a modelagem matemática da condição VIV-2GL, duas coordenadas generalizadas devem ser acrescentadas àquelas apresentadas na Seção 4.1, a saber, o deslocamento do cilindro na direção do escoamento (X) e a variável q_x associada à parcela oscilatória da força de arrasto. Aqui, os esforços hidrodinâmicos são considerados segundo o modelo fenomenológico de Franzini e Bunzel (2018), objeto de apresentação da Subseção 3.3.3 desta dissertação.

Na definição da energia cinética, a velocidade do NVA (Equação 4.13) nas direções horizontal e vertical do plano da Figura 31 constitui-se, além da velocidade de rotação, da velocidade de translação proveniente do movimento do cilindro nas direções transversal e longitudinal ao escoamento.

$$\overrightarrow{v_N} = \left(\frac{dX}{dt} + \frac{d\theta}{dt}rcos\theta\right)\overrightarrow{i} + \left(\frac{dY}{dt} - \frac{d\theta}{dt}rsen\theta\right)\overrightarrow{j}$$
(4.13)

As parcelas de energia cinética, energia potencial e do trabalho virtual das forças não conservativas são reescritas nas Equações 4.14 a 4.16, respectivamente.

$$T = \frac{1}{2}M \left[\left(\frac{dY}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dX}{dt} \right)^2 \right] +$$

$$\frac{1}{2}m_N \left[\left(\frac{dY}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dX}{dt} \right)^2 + \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 r^2 + 2\frac{dX}{dt} \frac{d\theta}{dt} r cos\theta - 2\frac{dY}{dt} \frac{d\theta}{dt} r sen\theta \right]$$

$$V = \frac{1}{2}k_y Y^2 + \frac{1}{2}k_x X^2 + \frac{1}{2}k_\theta \theta^2$$

$$(4.14)$$

$$\delta W^{nc} = \left(F_Y - c_y \frac{dY}{dt}\right) \delta Y + \left(F_X - c_x \frac{dX}{dt}\right) \delta X - \left(c_\theta \frac{d\theta}{dt}\right) \delta \theta \tag{4.16}$$

Considerando os termos F_X e F_Y do carregamento hidrodinâmico definidos nas Equações 3.39 e 3.19, respectivamente, e substituindo as Equações 4.14 e 4.15 na Equação 4.1, a dinâmica do sistema composto do cilindro, NVA e fluido é governada pelas Equações 4.17 a 4.21.

$$(M+m_N+m_a)\frac{d^2Y}{dt^2} - m_N r \left[sen\theta \frac{d^2\theta}{dt^2} + cos\theta \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 \right] + c_y \frac{dY}{dt} + k_y Y$$

$$= \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 DLC_{VY} \qquad (4.17)$$

$$(M+m_N+m_a)\frac{d^2X}{dt^2} + m_N r \left[cos\theta \frac{d^2\theta}{dt^2} - sen\theta \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 \right] + c_x \frac{dX}{dt} + k_x X$$

$$= \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 DLC_{VX} \qquad (4.18)$$

$$m_N r^2 \frac{d^2\theta}{dt^2} + m_N r cos\theta \frac{d^2X}{dt^2} - m_N r sen\theta \frac{d^2Y}{dt^2} + c_{\theta} \frac{d\theta}{dt} + k_{\theta} \theta = 0 \qquad (4.19)$$

$$\frac{d^{2}q_{u}}{dt^{2}} + m_{N}rcos\theta\frac{d}{dt^{2}} - m_{N}rsen\theta\frac{d}{dt^{2}} + c_{\theta}\frac{d}{dt} + k_{\theta}\theta = 0$$

$$\frac{d^{2}q_{u}}{dt^{2}} + \frac{dq_{u}}{dt} + \frac{2}{dq_{u}} + \frac{dq_{u}}{dt} + \frac{2}{dq_{u}} + \frac{dq_{u}}{dt}$$

$$(4.19)$$

$$\frac{d^{2}q_{y}}{dt^{2}} + \varepsilon_{y}\omega_{s}(q_{y}^{2} - 1)\frac{dq_{y}}{dt} + \omega_{s}^{2}q_{y} = \frac{A_{y}}{D}\frac{d^{2}Y}{dt^{2}}$$
(4.20)

$$\frac{d^{2}q_{x}}{dt^{2}} + \varepsilon_{x}\omega_{s}(q_{x}^{2} - 1)\frac{dq_{x}}{dt} + (2\omega_{s})^{2}q_{x} = \frac{A_{x}}{D}\frac{d^{2}X}{dt^{2}}$$
(4.21)

Além dos adimensionais apresentados na Equação 4.9, são admitidas as relações abaixo:

$$x = \frac{X}{D}; \quad \zeta_x = \frac{c_x}{2(M + m_N + m_a)\omega_x}; \quad f^* = \frac{\omega_x}{\omega_y}$$
 (4.22)

em que ω_x é a frequência de referência do cilindro na direção longitudinal, definida como $\omega_x=\sqrt{\frac{k_x}{(M+m_N+m_a)}}$.

Substituindo os adimensionais definidos neste Capítulo (Equações 4.9 e 4.22) nas Equações 4.17 a 4.21 e considerando os coeficientes da força de vórtices C_{VY} e C_{VX} admitidos por Franzini e Bunzel (2018) (Equações 3.44 e 3.45, respectivamente), obtêm-se

as equações de movimento adimensionais (Equações 4.23 a 4.27). O leitor prontamente notará que o parâmetro f^* indica uma relação entre os valores de rigidez nas direções longitudinal e transversal à correnteza incidente pelo fato do parâmetro de massa reduzida m^* considerado ser o mesmo nas duas direções do plano horizontal.

$$\ddot{y} - \left(\frac{\hat{m}}{1+\hat{m}}\right) \left(\frac{m^*}{C_a + m^*}\right) \hat{r} \left[sen\theta\ddot{\theta} + cos\theta \left(\dot{\theta}\right)^2\right] + 2\zeta_y \dot{y} + y$$

$$= \frac{V_R}{2\pi^3 (C_a + m^*)} \sqrt{1 - \frac{4\pi}{V_R} \dot{x} + \left(\frac{2\pi}{V_R}\right)^2 (\dot{x}^2 + \dot{y}^2)}$$

$$\left[(V_R - 2\pi \dot{x}) \frac{C_L^0}{\hat{q}_y} q_y - 2\pi \dot{y} \left(\overline{C_D^0} + \frac{C_D^0}{\hat{q}_x} q_x\right) \right]$$

$$\ddot{x} + \left(\frac{\hat{m}}{1+\hat{m}}\right) \left(\frac{m^*}{C_a + m^*}\right) \hat{r} \left[cos\theta\ddot{\theta} - sen\theta \left(\dot{\theta}\right)^2\right] + 2\zeta_x f^* \dot{x} + (f^*)^2 x$$

$$= \frac{V_R}{2\pi^3 (C_a + m^*)} \sqrt{1 - \frac{4\pi}{V_R} \dot{x} + \left(\frac{2\pi}{V_R}\right)^2 (\dot{x}^2 + \dot{y}^2)}$$

$$\left[(V_R - 2\pi \dot{x}) \left(\overline{C_D^0} + \frac{C_D^0}{\hat{q}_x} q_x\right) + 2\pi \dot{y} \left(\frac{C_L^0}{\hat{q}_y} q_y\right) \right]$$

$$\ddot{\theta} - \frac{1}{\hat{r}} \left(sen\theta\ddot{y} - cos\theta\ddot{x}\right) + 2\zeta_\theta \dot{\theta} + \Omega^2 \theta = 0$$

$$\ddot{q}_y + \varepsilon_y \omega_s (q_y^2 - 1) \dot{q}_y + (StV_R)^2 q_y = A_y \ddot{y}$$

$$\ddot{q}_x + \varepsilon_x \omega_s (q_x^2 - 1) \dot{q}_x + (2StV_R)^2 q_x = A_x \ddot{x}$$

$$(4.27)$$

De posse das equações de movimento adimensionais para ambas as condições de estudo do VIV desta pesquisa, o texto prossegue para a resolução numérica dos modelos matemáticos e análise dos resultados cujas metodologias serão apresentadas na Seção 4.3.

4.3 Metodologia de análise

A presente Seção apresenta a metodologia utilizada para realizar o estudo paramétrico acerca da influência dos parâmetros do NVA rotativo na resposta do sistema hidroelástico. Tendo em vista uma maior objetividade da análise, estudar-se-á apenas os modelos adimensionais nas condições VIV-1GL (Equações 4.10 a 4.12) e VIV-2GL (Equações 4.23 a 4.27). Além disso, é apresentado o critério de supressão \hat{S} , o qual se baseia no deslocamento transversal do cilindro e permite quantificar a influência de cada parâmetro do supressor em seu funcionamento.

A integração numérica no domínio do tempo das equações diferenciais é feita pelo método de Runge-Kutta por meio da função ode45 existente no ambiente MATLAB®. As condições iniciais não nulas adotadas para o problema são: $q_y(0) = 0.1$ e $\theta(0) = \pi/6$ na condição VIV-1GL; e $q_y(0) = 0.01$ e $\theta(0) = \pi/6$ em VIV-2GL. O tempo de simulação

considerado é $\tau_{m\acute{a}x} = 800$ e com passo de tempo $\Delta \tau = 0.01$. É importante mencionar que, apesar da possível importância² no problema estudado, a análise das condições iniciais não está no escopo desta pesquisa.

O efeito do NVA rotativo sobre a resposta do cilindro é estudado para um intervalo de velocidades reduzidas de 2 a 14, empregando uma discretização de 0,1. As amplitudes características de oscilações do cilindro nas direções transversal e longitudinal são determinadas pelas Equações 4.28 e 4.29, respectivamente.

$$\hat{A}_y = \sqrt{2}std(y) \tag{4.28}$$

$$\hat{A}_x = \sqrt{2}std(x) \tag{4.29}$$

com std() indicando o desvio padrão de uma determinada série temporal. Tal metodologia de cálculo das amplitudes características de oscilação admitem que as séries temporais de deslocamento do cilindro são harmônicas e monocromáticas. Cumpre ressaltar que tanto \hat{A}_y quanto \hat{A}_x são calculadas considerando um regime permanente. Neste trabalho, considera-se que o regime permanente é atingido após o intervalo de tempo $\tau > \tau_{m\acute{a}x}/2$, o que pode evitar a consideração de transitórios iniciais.

Como já mencionado anteriormente, os carregamentos hidrodinâmicos são calculados segundo os modelos fenomenológicos apresentados nas Subseções 3.3.2 (VIV-1GL), e 3.3.3 para o caso VIV-2GL. Portanto, os parâmetros utilizados são aqueles que constam nas Tabelas 3 e 4 já apresentadas.

Em relação aos parâmetros da estrutura, adotam-se os valores da Tabela 5, os quais se baseiam na investigação experimental de Franzini et al. (2012), que por sua vez, não considera qualquer efeito de supressão passiva. Apesar dos modelos matemáticos das Seções 4.1 e 4.2 considerarem a presença de uma mola k_{θ} , esta pesquisa investiga o caso em que o NVA é caracterizado por uma dinâmica essencialmente não linear. Consequentemente, assume-se que $k_{\theta} = 0 \leftrightarrow \Omega = 0$ em ambas as condições, VIV-1GL e VIV-2GL.

Tabela 5 – Parâmetros do cilindro.

| Parâmetro | Valor | | |
|---------------------------|---------|---------|--|
| | VIV-1GL | VIV-2GL | |
| $\overline{m^*}$ | 2,6 | 2,6 | |
| ζ_y | 0,0008 | 0,0007 | |
| ζ_x | _ | 0,0007 | |
| $f^* = \omega_x/\omega_y$ | - | 1,0 | |

Fonte: Elaborado pela autora.

O leitor nota que, dado o caráter não linear do problema, existe a possibilidade de sensibilidade da resposta às condições inciais.

Visando estudar a influência que os parâmetros que caracterizam o supressor apresentam na resposta do cilindro, os valores de \hat{m} , \hat{r} e ζ_{θ} são sistematicamente variados. Por motivos de organização, a Tabela 6 mostra três grupos de simulação. Em cada grupo, dois parâmetros são fixos e o terceiro varia com relação a um caso de referência, identificado como "Sim-0". Esse caso de referência é caracterizado por $\hat{m}=0.05$; $\hat{r}=0.5$ e $\zeta_{\theta}=0.10$. Outra condição presente nas curvas de amplitude característica é aquela em que não há o NVA, sendo aqui denominada como "VIV Puro".

| Grupo | 1 | Grupo | 2 | Grupo | 3 |
|---|-------------------------|--------------|-------------------------|----------------|------------------|
| $\hat{r} = 0,$ | 50 | $\hat{m}=0,$ | 05 | $\hat{m} = 0,$ | 05 |
| $\underline{\hspace{1cm}}\zeta_{\theta}=0,$ | $\zeta_{\theta} = 0.10$ | | $\zeta_{\theta} = 0.10$ | | 50 |
| Sim. | \hat{m} | Sim. | \hat{r} | Sim. | ζ_{θ} |
| G1-Sim1 | 0,03 | G2-Sim1 | 0,40 | G3-Sim1 | 0,20 |
| G1-Sim2 | 0,07 | G2-Sim2 | 0,30 | G3-Sim2 | 0,15 |
| G1-Sim3 | 0,10 | G2-Sim3 | 0,20 | G3-Sim3 | 0,08 |
| G1-Sim4 | 0,12 | G2-Sim4 | 0,10 | G3-Sim4 | 0,05 |
| G1-Sim5 | 0,15 | | | G3-Sim5 | 0,01 |

Tabela 6 – Grupos de simulação.

Fonte: Elaborado pela autora.

Além da análise das curvas de amplitude característica de oscilação em função da velocidade reduzida, define-se o critério \hat{S} para quantificar a eficiência da supressão do VIV. Expresso na Equação 4.30, \hat{S} considera a relação entre a amplitude característica de oscilação transversal alcançada pelo cilindro nos casos com NVA $(\hat{A}_{y,NVA}(V_R))$ e sem NVA $(\hat{A}_{y,VIVPuro}(V_R))$ em todo o intervalo³ de velocidades reduzidas simulado, $2,0 < V_R < 14,0$. Nota-se que quanto mais próximo de 1,0 é o valor de \hat{S} , maior é a eficiência do supressor.

$$\hat{S} = 1 - \frac{\hat{A}_{y,NVA}(V_R)}{\hat{A}_{y,VIVPuro}(V_R)}$$
(4.30)

O critério de supressão \hat{S} é exposto em função da velocidade reduzida, abrangendo o intervalo $2,0 < V_R < 14,0$, e na forma de mapas de cores. Para três velocidades reduzidas específicas ($V_R = 6,4$; 7,9 e 9,2) e três valores de taxas de amortecimento $\zeta_\theta = 0,05,\,0,10$ e 0,20; a variação de \hat{S} é ilustrada em função dos parâmetros \hat{m} e \hat{r} . De forma complementar, são apresentadas as séries temporais de deslocamento do cilindro e do NVA de oito pontos selecionados no plano dos parâmetros de controle. Os valores dos parâmetros desses pontos em questão são os mesmos em todos os mapas analisados, tanto para VIV-1GL como para VIV-2GL, e estão identificados na Tabela 7.

Nota-se que o intervalo de velocidades reduzidas mencionado cobre toda a faixa de *lock-in*. Como apontado nas lacunas de conhecimento identificadas na Seção 3.5, existe uma carência por estudos relacionados à supressão passiva de VIV por meio de NVAs em valores típicos de velocidade reduzida que caracterizam o *lock-in*.

Tabela 7 – Valores de \hat{m} e \hat{r} dos pontos cujas séries temporais do cilindro e do NVA são apresentadas nos mapas $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$.

| \hat{r} |
|-----------|
| 0,37 |
| 0,35 |
| 0,10 |
| 0,27 |
| 0,17 |
| 0,42 |
| 0,50 |
| 0,40 |
| |

Fonte: Elaborado pela autora.

Descrita a metodologia de análise, o próximo Capítulo é dedicado à apresentação dos resultados e correspondentes discussões. Tais discussões contemplam não somente as curvas de amplitude característica de oscilação do cilindro como funções da velocidade reduzida para os grupos de simulação descritos na Tabela 6, mas também séries temporais ilustrativas dos comportamentos do cilindro e do NVA. Ao final, aborda-se o critério quantitativo \hat{S} por meio das curvas em função da velocidade reduzida e dos mapas de cores no espaço de parâmetros de controle \hat{m} e \hat{r} .

5 Resultados e discussões

Neste Capítulo de resultados e discussões, primeiramente, é feita a comparação entre as curvas de amplitude característica de oscilação do cilindro obtidas a partir dos modelos fenomenológicos e aquelas oriundas dos dados experimentais de Franzini et al. (2012) para os casos VIV-1GL e VIV-2GL. No primeiro caso, VIV-1GL, são ilustradas a amplitude de resposta dos modelos de Facchinetti, de Langre e Biolley (2004) e Ogink e Metrikine (2010). Para VIV-2GL, são traçadas as curvas de amplitude do modelo fenomenológico de Franzini e Bunzel (2018) nas direções transversal e longitudinal ao escoamento. Essas curvas permitem discutir a representatividade dos modelos fenomenológicos para as condições nas quais o cilindro é sujeito apenas ao carregamento devido ao VIV.

Em sequência, são analisadas as curvas de amplitude característica de oscilação do cilindro dotado de um NVA rotativo como função da velocidade reduzida. Tais curvas são obtidas a partir das simulações numéricas referentes aos grupos de simulação definidos na Tabela 6. Para finalizar o estudo sistemático dos parâmetros NVA, o critério \hat{S} é expresso ao longo do intervalo de velocidade reduzida $2,0 < V_R < 14,0$ e na forma de mapas de cores, em função dos parâmetros (\hat{m}, \hat{r}) , para $\zeta_{\theta} = 0,05$, $\zeta_{\theta} = 0,10$ e $\zeta_{\theta} = 0,20$; e algumas velocidades reduzidas selecionadas.

5.1 Simulação numérica da condição "VIV Puro"

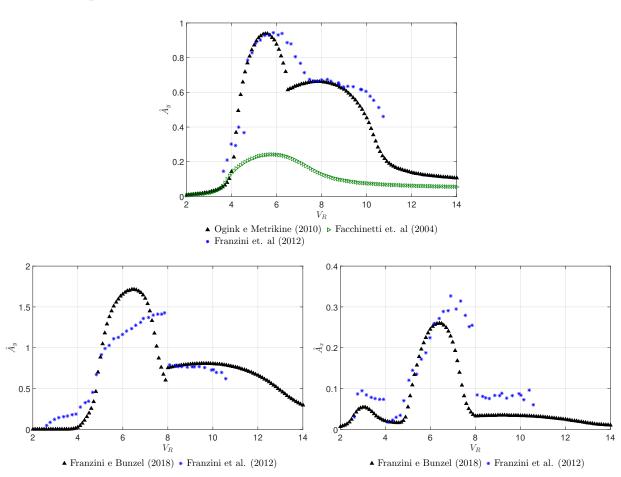
Com o intuito de mostrar a aderência entre os resultados obtidos via simulação dos modelos fenomenológicos e os dados experimentais de Franzini et al. (2012), a Figura 32 ilustra a amplitude de oscilação característica do cilindro em função da velocidade reduzida. Para a condição VIV-1GL, a Figura 32(a) permite comparar as curvas de resposta obtidas por meio dos modelos fenomenológicos apresentados nas Subseções 3.3.1 e 3.3.2 e os resultados da investigação experimental de um grau de liberdade de Franzini et al. (2012). Nota-se uma maior aderência entre o modelo fenomenológico de Ogink e Metrikine (2010) e os dados experimentais de Franzini et al. (2012), uma vez que tanto as amplitudes características de oscilação como o intervalo do *lock-in* são melhores recuperados. Note que o modelo de Facchinetti, de Langre e Biolley (2004) leva¹ a amplitudes de oscilação máximas próximas a 0,30, além de não conseguir capturar o *lower branch*. Por esse motivo, a modelagem matemática desenvolvida na Seção 4.1 considera o carregamento hidrodinâmico conforme o modelo fenomenológico de Ogink e Metrikine (2010).

Em relação à condição VIV-2GL, existe uma boa concordância entre os dados

Ogink e Metrikine (2010) já notaram as baixas amplitudes de oscilação obtidas a partir do modelo apresentado em Facchinetti, de Langre e Biolley (2004).

numéricos e experimentais, como pode ser notado nas Figuras 32(b) e 32(c). Na direção transversal ao escoamento, a Figura 32(b) aponta que a amplitude máxima de oscilação obtida experimentalmente é menor que a resposta proveniente do modelo fenomenológico. Por outro lado, a amplitude máxima de oscilação na direção longitudinal obtida experimentalmente é maior que o resultado numérico, conforme a Figura 32(c).

Figura 32 – Comparação dos modelos fenomenológicos com os resultados experimentais para os casos VIV-1GL e VIV-2GL.



Fonte: Elaborado pela autora.

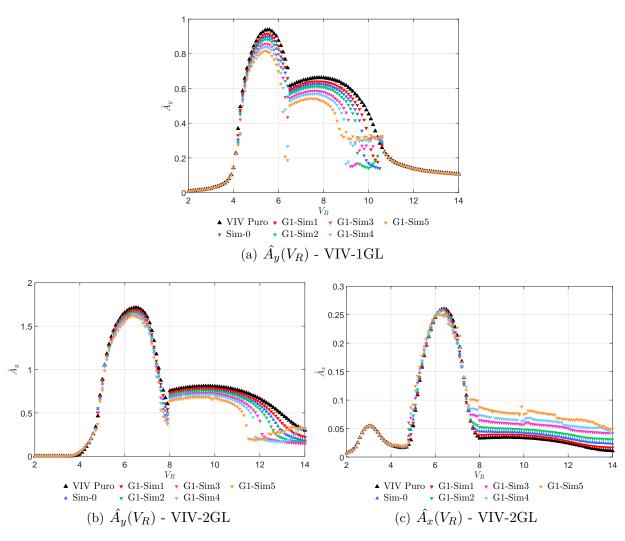
Após verificar a boa aderência entre os resultados experimentais e aqueles oriundos dos modelos fenomenológicos empregados nas formulações analíticas desta pesquisa, iniciam-se os estudos paramétricos do NVA rotativo, os quais permitirão verificar a influência de cada parâmetro do supressor (massa, raio e amortecimento) na resposta do sistema composto pelo cilindro, pelo supressor e pelo fluido. As curvas de amplitude de oscilação característica em função da velocidade reduzida serão exploradas juntamente com as séries temporais das respostas do cilindro e do supressor. Considerando que o intervalo de velocidade reduzida é discretizado em intervalos decimais, para cada simulação definida na Tabela 6, são geradas 121 séries temporais do cilindro e do NVA, o que resulta em 3630 séries temporais para cada condição, VIV-1GL e VIV-2GL. Portanto, serão ilustrados

casos específicos de comportamentos que merecem destaque.

5.2 Influência do parâmetro de massa do supressor

A influência do parâmetro de massa do NVA rotativo (\hat{m}) é avaliada a partir do Grupo 1 de simulações e as correspondentes curvas de amplitude característica de oscilação do cilindro como funções da velocidade reduzida são ilustradas na Figura 33.

Figura 33 – Curvas de respostas da amplitude característica do cilindro - Grupo 1. Valores dos parâmetros: $\hat{m}=0.05$ ("Sim-0"); $\hat{m}=0.03$ ("G1-Sim1"); $\hat{m}=0.07$ ("G1-Sim2"); $\hat{m}=0.10$ ("G1-Sim3"); $\hat{m}=0.12$ ("G1-Sim4"); $\hat{m}=0.15$ ("G1-Sim5"); $\hat{r}=0.50$; $\zeta_{\theta}=0.10$.



Fonte: Elaborado pela autora.

Inicialmente, na condição VIV-1GL, a Figura 33(a) mostra que a supressão passiva de vibração ocorre no intervalo de velocidade reduzida $4.2 < V_R < 10.7$, visto que as curvas de amplitudes do sistema com NVA encontram-se abaixo da curva "VIV Puro". Além disso, constata-se que o aumento no parâmetro \hat{m} causa maior redução na amplitude

característica de oscilação do cilindro e leva ao estreitamento do intervalo de *lock-in*, acompanhado do encurtamento do ramo de resposta *lower branch*.

Em VIV-1GL, tomando como exemplo a simulação que possui o maior valor do parâmetro de massa \hat{m} estudado, "G1-Sim5" ($\hat{m}=0.15$; $\hat{r}=0.50$ e $\zeta_{\theta}=0.10$), a máxima amplitude característica de oscilação no ramo de resposta $upper\ branch$ é reduzida de $\hat{A}_y=0.938$, no caso "VIV Puro", para $\hat{A}_y=0.812$. Além disso, observa-se um encurtamento do ramo de resposta $lower\ branch$, à medida que o parâmetro \hat{m} aumenta. Na curva de "VIV Puro", o ramo em questão é definido entre $6.5 < V_R < 9.0$ com a amplitude característica de oscilação aproximadamente constante em $\hat{A}_y \approx 0.650$. Enquanto que na curva de "G1-Sim5", o término do $lower\ branch$ ocorre em $V_R \approx 8.5$ com $\hat{A}_y \approx 0.550$.

No tocante à condição VIV-2GL e considerando a curva de resposta referente à direção transversal ao escoamento incidente (ver Figura 33(b)), observa-se que a redução da amplitude de oscilação durante o ramo super-upper branch² é consideravelmente inferior àquela apresentada na condição VIV-1GL no intervalo de velocidade reduzida correspondente (4,2 < V_R < 8,0). A partir de V_R = 8,0, a supressão da oscilação transversal do cilindro torna-se mais expressiva, de forma que quanto maior o parâmetro \hat{m} , maior é o decréscimo da amplitude característica do cilindro. Além disso, o estreitamento do intervalo de lock-in e encurtamento do ramo lower branch observados na condição VIV-1GL permanecem em VIV-2GL. Na direção do escoamento, a Figura 33(c) exibe que não há supressão significativa na oscilação longitudinal do cilindro e que, a partir de V_R = 7,5, ocorre amplificação da resposta.

As curvas de resposta da Figura 33(b) apontam que o NVA na configuração da simulação "G1-Sim5" provoca um declínio na máxima amplitude característica de $\hat{A}_y=1{,}714$, correspondente ao caso "VIV Puro", para $\hat{A}_y=1{,}609$. No ramo lower branch, "G1-Sim5" apresenta amplitude de $\hat{A}_y\approx 0{,}65$, valor inferior a $\hat{A}_y\approx 0{,}79$ obtido na simulação "VIV Puro".

A seguir, inicia-se uma breve descrição de alguns comportamentos qualitativamente distintos do sistema e que podem ser relacionados com as curvas de amplitude característica por meio de ilustrações das séries temporais $y(\tau)$ (deslocamento do cilindro) e $\theta(\tau)$ (deslocamento do NVA). Por motivo de comparação, também serão apresentadas as séries temporais do cilindro sem NVA, condição aqui denominada "VIV Puro". Além disso, a amplitude característica do cilindro do caso "VIV Puro" será indicada nas séries temporais $y(\tau)$ obtidas considerando a presença do NVA por uma linha tracejada vermelha.

Nas simulações do Grupo 1 e para a condição VIV-1GL, o início do funcionamento do NVA é reconhecido por dois tipos de comportamento nas séries temporais $\theta(\tau)$. O

Embora este Capítulo denomine o intervalo de velocidade reduzida $4,2 < V_R < 8,0$ como super-upper branch, não é possível afirmar sobre o padrão de emissão de vórtices, visto que o estudo da topologia da esteira não é factível por meio da abordagem fenomenológica.

primeiro deles é um movimento irregular em todo o intervalo de tempo adimensional $0 \le \tau \le 800$ e o segundo, uma oscilação com amplitude constante em regime permanente, ilustrados nas Figuras 34(c) e 35(c), respectivamente.

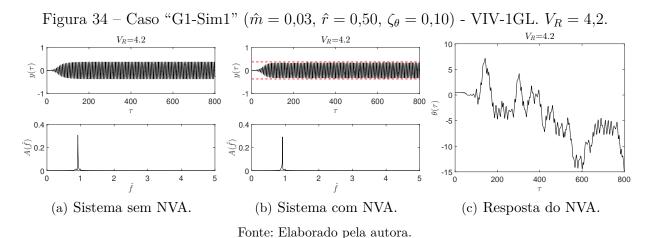
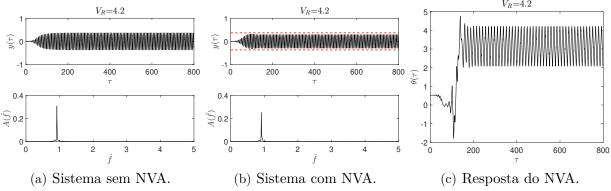
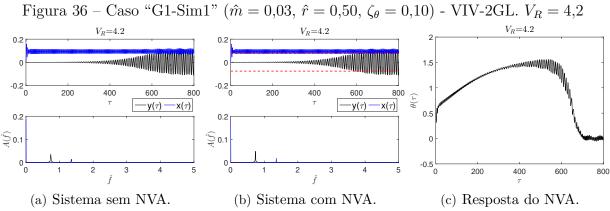


Figura 35 – Caso "G1-Sim2" ($\hat{m} = 0.07$, $\hat{r} = 0.50$, $\zeta_{\theta} = 0.10$) - VIV-1GL. $V_R = 4.2$.



Fonte: Elaborado pela autora.

Já na condição VIV-2GL, ilustrada na Figura 36, durante o ramo de resposta initial branch, a resposta do supressor é caracterizada por uma perturbação seguida de uma oscilação em torno de uma posição θ com a amplitude característica variável. No exemplo da Figura 36(c), em $V_R = 4.2$, o NVA oscila em torno de $\theta \approx 0$ no final do intervalo de tempo adimensional simulado, em $\tau \approx 700$.



Fonte: Elaborado pela autora.

Durante o intervalo de velocidades reduzidas em que a supressão passiva é constatada nas curvas de respostas da condição VIV-1GL (4,2 < V_R < 10,7, ver Figura 33(a)), uma vez que os sistemas compostos pelo cilindro com supressor apresentam amplitudes características de oscilação inferiores às do sistema "VIV Puro", constatam-se comportamentos típicos do cilindro e do NVA conforme ilustrados na Figura 37. O NVA designa um movimento com velocidade angular aproximadamente constante, como exemplifica a Figura 37(d), obtida para a velocidade reduzida $V_R = 5,5$. Tal rotação acontece em um único sentido durante uma mesma simulação ou pode alterar o sentido no decorrer do intervalo de velocidade reduzida.

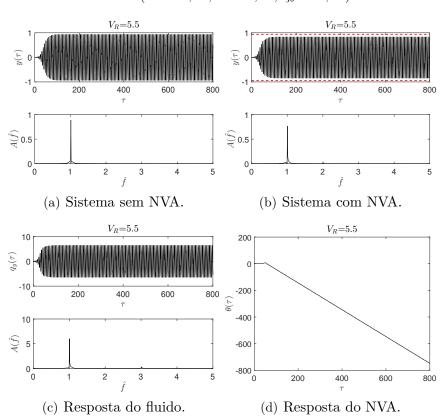


Figura 37 – Caso "G1-Sim4" ($\hat{m} = 0.12$, $\hat{r} = 0.50$, $\zeta_{\theta} = 0.10$) - VIV-1GL. $V_R = 5.5$.

Fonte: Elaborado pela autora.

A Figura 37(b) ilustra que a presença do NVA reduz a resposta da estrutura principal. Analisando os espectros de amplitude calculados a partir de $y(\tau)$ e $q_y(\tau)$ (Figuras 37(b) e 37(c), respectivamente), nota-se que há um único pico em $\hat{f}=1$. Além disso, a velocidade de rotação do NVA é praticamente constante e igual a 1 ($\omega_r \approx 1,0$), indicando que o sistema se encontra em ressonância 1 : 1 : 1 ³. Em Blanchard et al. (2016), os autores revelam que tal captura de ressonância 1 : 1 : 1 é responsável pela maior eficiência na supressão do VIV.

A ressonância 1 : 1 : 1 é estabelecida quando a frequência da esteira é a mesma frequência de oscilação do cilindro, que por sua vez, é igual à velocidade de rotação do NVA. Note, no entanto, que essas frequências não são necessariamente iguais a 1.

A Tabela 8 exibe os intervalos⁴ de velocidades reduzidas nos quais o comportamento de ressonância 1 : 1 : 1 é identificado, contemplando tanto o problema VIV-1GL quanto o VIV-2GL. Na condição VIV-1GL, observa-se que a resposta do NVA caracterizada por rotação com velocidade angular constante e a resposta oscilatória do cilindro, com ambos na mesma frequência que $q_y(\tau)$, permanecem pelo ramo $upper\ branch$ e início do $lower\ branch$ do VIV. Além disso, à medida que o parâmetro \hat{m} aumenta, o intervalo de velocidade reduzida em que o supressor rotaciona com $\omega_r \approx 1$ é menor.

Tabela 8 – Intervalos de velocidades reduzidas em que ocorre a ressonância 1:1:1:1 - "Sim-0" e Grupo 1.

| Sim. | VIV-1GL | VIV-2GL |
|---------|--------------------|--------------------|
| Sim-0 | $4.3 < V_R < 10.5$ | $7.5 < V_R < 14.0$ |
| G1-Sim1 | $4.3 < V_R < 10.4$ | $7.5 < V_R < 14.0$ |
| G1-Sim2 | $4.3 < V_R < 10.3$ | $7.5 < V_R < 14.0$ |
| G1-Sim3 | $4.3 < V_R < 9.5$ | $7.5 < V_R < 14.0$ |
| G1-Sim4 | $4.4 < V_R < 9.1$ | $7.5 < V_R < 13.3$ |
| G1-Sim5 | $4.4 < V_R < 8.6$ | $7.5 < V_R < 12.3$ |

Fonte: Elaborado pela autora.

Nos intervalos expressos na Tabela 8, são encontrados os maiores decréscimos da amplitude característica \hat{A}_y do sistema com NVA em relação ao caso "VIV Puro", em ambas as condições VIV-1GL e VIV-2GL. Em VIV-1GL, a configuração que apresenta a maior redução da amplitude de oscilação do cilindro é "G1-Sim3". Na Figura 33(a), sua curva de resposta mostra que a amplitude de oscilação característica do cilindro diminui de $\hat{A}_y = 0,594$ para $\hat{A}_y = 0,151$, em $V_R = 9,2$.

A Figura 38 expõe as séries temporais $y(\tau)$ e $\theta(\tau)$ da simulação em questão, em que se observa um comportamento interessante. Na Figura 38(c), nota-se que o NVA estabelece movimento com duas velocidades angulares distintas, dependendo do intervalo considerado. No mesmo intervalo em que há uma ligeira mudança na velocidade angular do supressor, o deslocamento do cilindro experimenta uma transição de regimes de resposta, passando de um movimento oscilatório com decaimento lento para uma resposta oscilatória com amplitude constante.

Na análise do espectro de amplitude da Figura 38(b), percebe-se a existência de dois picos de frequência adimensional. É possível deduzir que esses dois picos correspondem às frequências dominantes dos dois tipos de regime de resposta do cilindro e que a mudança de velocidade angular do supressor indica que ele está sincronizado com o cilindro, tanto durante a oscilação com decaimento lento como durante a oscilação com amplitude

Como mencionado, existe um número bastante significativo de séries temporais, de sorte que a exposição de todos os casos aumentaria sobremaneira o texto.

 $V_{R} = 9.2$ $V_{R} = 9.2$ $V_{R} = 9.2$ 1000 800 200 800 400 200 $\theta(\tau)$ 400 © 0.05 200 200 (a) Sistema sem NVA. (b) Sistema com NVA. (c) Resposta do NVA.

Figura 38 – Caso "G1-Sim3" ($\hat{m} = 0.10$, $\hat{r} = 0.50$, $\zeta_{\theta} = 0.10$) - VIV-1GL. $V_R = 9.2$

constante. Entretanto, a Transformada de Fourier (técnica utilizada para o cálculo do espectro de amplitude) não fornece a correspondência entre determinado pico e o tipo de resposta do sistema. Aqui, técnicas de análise de sinais no domínio tempo-frequência, como por exemplo a Transformada de Hilbert-Huang, poderão ser aplicadas em um momento futuro. Maiores detalhes sobre essa técnica podem ser encontrados em Huang et al. (1998) e suas aplicações no contexto de VIV, em uma série de trabalhos do grupo do LMO como, por exemplo, Pesce, Fujarra e Kubota (2006), Franzini et al. (2008, 2011, 2014, 2014) e Gonçalves et al. (2012).

Outra simulação interessante na condição VIV-1GL é "G1-Sim5". A configuração com o maior valor do parâmetro de massa \hat{m} do Grupo 1 de simulações alcança uma supressão significativa em uma velocidade reduzida definida pela transição do ramo upper branch para o lower branch. Na Figura 39, a série temporal do cilindro mostra que a amplitude característica diminui de $\hat{A}_y = 0.719$ para $\hat{A}_y = 0.187$ em $V_R = 6.4$. Nos espectros de amplitude das Figuras 39(b) e 39(c), é importante observar que os picos de amplitude de $y(\tau)$ e $q_y(\tau)$ ocorrem na mesma frequência \hat{f} , que por sua vez, é o mesmo valor da velocidade de rotação do NVA. Portanto, é possível afirmar que o sistema encontra-se em ressonância 1 : 1 : 1.

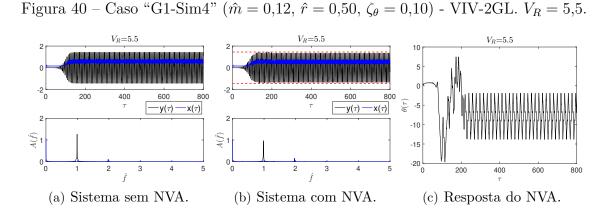
 $V_{R} = 6.4$ $V_R = 6.4$ 600 0 200 400 800 200 400 600 800 0.2 © 0.1 © 0.5 (a) Sistema sem NVA. (b) Sistema com NVA. $V_{R} = 6.4$ $V_{R} = 6.4$ 10 200 $q_y(\tau)$ -200 -10 200 400 600 $\theta(\tau)$ -400 -800

Figura 39 – Caso "G1-Sim5" ($\hat{m} = 0.15$, $\hat{r} = 0.50$, $\zeta_{\theta} = 0.10$) - VIV-1GL. $V_R = 6.4$.

(d) Resposta do NVA.

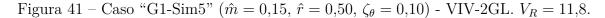
(c) Resposta do fluido.

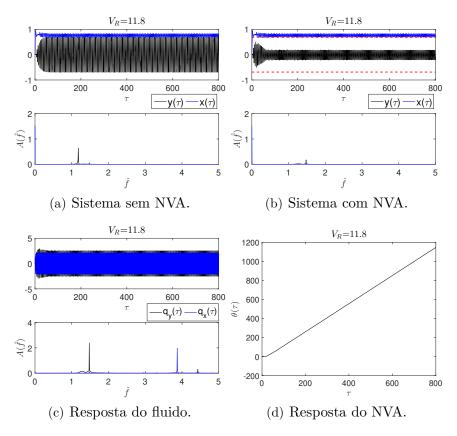
Considerando a condição VIV-2GL, a ressonância 1:1:1 é encontrada somente a partir de $V_R=7.5$, próximo do início do ramo lower branch, e permanece até $V_R=14.0$, em todas as simulações do Grupo 1, incluindo a simulação "Sim-0". Para velocidades reduzidas inferiores a $V_R=7.5$ (ou seja, no initial branch ou no supper branch), a resposta do NVA abrange desde um movimento irregular a um movimento oscilatório com amplitude constante. A Figura 40 exemplifica a resposta oscilatória do NVA obtida para $V_R=5.5$ e considerando a simulação "G1-Sim4".



Fonte: Elaborado pela autora.

Em VIV-2GL, a configuração com o maior valor de \hat{m} ("G1-Sim5") atinge a maior redução da amplitude característica de oscilação do cilindro na direção transversal ao escoamento. A amplitude de resposta do cilindro diminui de $\hat{A}_y = 0,687$, no sistema sem NVA, para $\hat{A}_y = 0,189$, em $V_R = 11,8$. É importante notar que a velocidade reduzida em questão é mais elevada, se comparada com $V_R = 6,4$ da condição VIV-1GL. As respostas do cilindro, do NVA e de $q_y(\tau)$ da simulação "G1-Sim5" em $V_R = 11,8$ podem ser consultadas na Figura 41. Mais uma vez, a ressonância 1 : 1 : 1 é constatada nos espectros de amplitude de $y(\tau)$ e $q_y(\tau)$ (Figuras 41(b) e 41(c), respectivamente) e na série temporal $\theta(\tau)$ (Figura 41(d)).





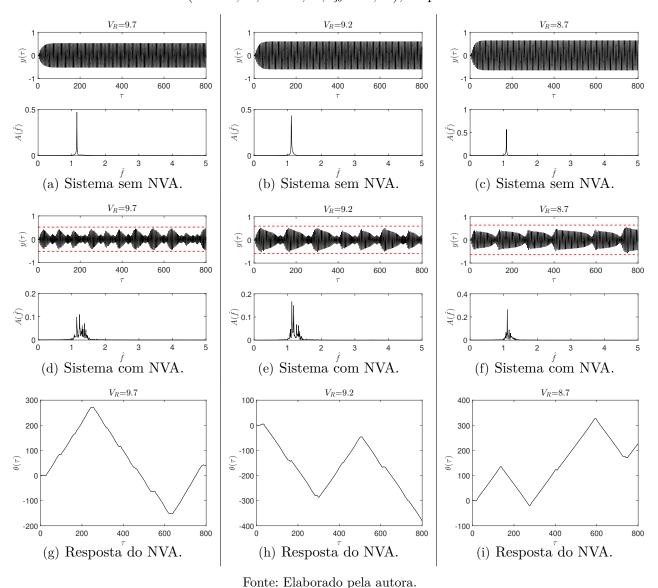
Fonte: Elaborado pela autora.

Com base nas Figuras 33(a) e 33(b) e nos intervalos $8.7 < V_R < 10.6$ para VIV-1GL, e $11.5 < V_R < 14.0$ para VIV-2GL, é possível observar que algumas curvas de respostas não acompanham o padrão de comportamento da curva "VIV Puro". Isso pode ser justificado pelas séries temporais de deslocamento do cilindro e do NVA nessas velocidades reduzidas em questão. No geral, o que ocorre é que o cilindro instaura um tipo de resposta caracterizada por ciclos repetitivos de decréscimos e aumentos de amplitude de oscilação. Nesses ciclos, o NVA passa a modificar o seu sentido de rotação.

Para VIV-1GL, analisando as simulações "G1-Sim3", "G1-Sim4" e "G1-Sim5" exibidas na Figura 42, constata-se o comportamento modulado com decaimento da resposta

do cilindro e rotações com velocidade angular quase constante do NVA. No caso "G1-Sim3", o comportamento é observado em $9.6 < V_R < 10.6$. Para a configuração de "G1-Sim4", esse tipo de resposta é encontrado em $9.2 < V_R < 10.6$. Já em "G1-Sim5", o intervalo é $8.7 < V_R < 10.6$. Nota-se que, à medida que a massa do supressor é aumentada (e, consequentemente, \hat{m} assume valores maiores), o intervalo de velocidades reduzidas em que esse comportamento ocorre é maior e os decaimentos das oscilações do cilindro em cada ciclo tornam-se mais lentos. Observando a respostas do cilindro com supressor e do NVA rotativo, é possível relacionar o movimento do NVA com os ciclos de decréscimos e aumentos da amplitude de oscilação do cilindro.

Figura 42 – Ciclos repetitivos de oscilações do cilindro e mudança no sentido de rotação do NVA para VIV-1GL. As colunas da figura referem-se aos casos "G1-Sim3" ($\hat{m}=0.10,\,\hat{r}=0.50,\,\zeta_{\theta}=0.10$), "G1-Sim4" ($\hat{m}=0.12,\,\hat{r}=0.50,\,\zeta_{\theta}=0.10$) e "G1-Sim5" ($\hat{m}=0.15,\,\hat{r}=0.50,\,\zeta_{\theta}=0.10$), respectivamente.



Nas simulações citadas anteriormente, em que os ciclos de decréscimos e aumentos da amplitude de oscilação do cilindro são encontrados, constata-se que os espectros de amplitude do cilindro com NVA (Figuras 42(d), 42(e) e 42(f)) possuem banda larga de frequência, com dispersão de energia entre $\hat{f}=1,0$ e $\hat{f}=1,5$.

É importante ressaltar que a resposta caracterizada por ciclos repetitivos de decaimentos lentos de oscilação do cilindro relacionada com o movimento com velocidade angular aproximadamente constante do NVA existe na literatura, conforme já abordado na Seção 3.4.2. Nota-se uma grande semelhança qualitativa entre as Figuras 42(f) e 29, apesar dos resultados da presente dissertação não mostrarem o trecho caótico relatado em Revannasiddaiah (2013) e Blanchard et al. (2016). Com base nos estudos desses autores, isso pode indicar possível alteração na estrutura da esteira de vórtices⁵. O leitor deve atentar ainda que os trabalhos pregressos que identificam essa resposta empregam técnicas de DFC, enquanto que a resposta aqui obtida fez uso de um modelo fenomenológico.

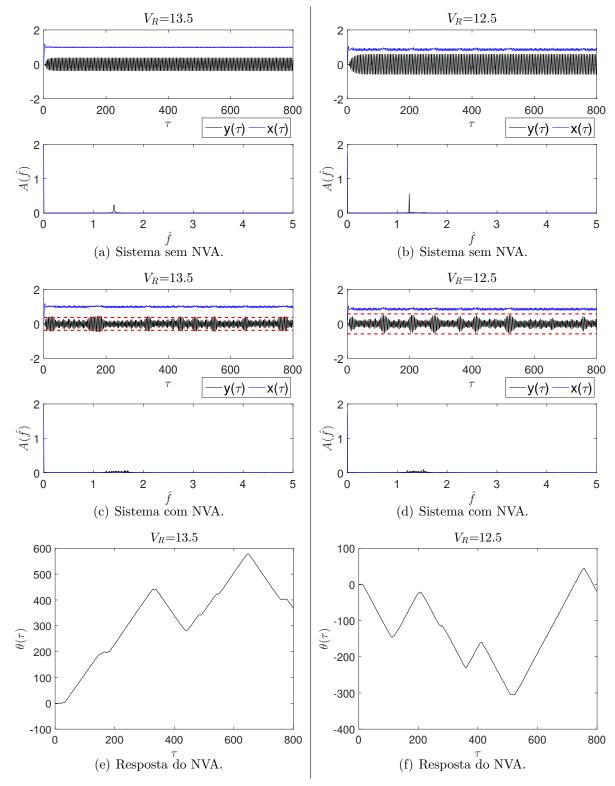
Neste ponto, cabe pontuar um aspecto relacionado às diferentes formas de modelagem do carregamento hidrodinâmico. A semelhança qualitativa dos resultados das Figuras 42(f) e 29 chama a atenção pelo fato de terem sido obtidas a partir de abordagens significativamente distintas, mesmo sabendo que os modelos fenomenológicos foram calibrados a partir da condição "VIV Puro", na qual repostas estacionárias são obtidas. Cumpre ressaltar que o resultado previamente publicado na literatura não indica qual o valor de velocidade reduzida analisado e que o estudo numérico da supressão passiva via NVA rotativo utilizando uma abordagem fenomenológica não é encontrado na literatura e, portanto, constitui uma contribuição inédita desta dissertação.

A Figura 43 mostra as séries temporais do sistema na velocidade reduzida $V_R = 13.5$, considerando a simulação "G1-Sim4"; e em $V_R = 12.5$ para "G1-Sim5", ambas na condição VIV-2GL. Apesar da baixa amplitude característica do cilindro, é possível notar os seus ciclos de decréscimos e aumentos da amplitude de oscilação e relacioná-los com o movimento do NVA rotativo.

Embora seja menos evidente na condição VIV-2GL, o comportamento modulado de ciclos de decréscimos e aumentos da amplitude de oscilação do cilindro é encontrado, em "G1-Sim4", no intervalo $13.4 < V_R < 14.0$; e em "G1-Sim5", no intervalo $12.4 < V_R < 14.0$. Assim como para a condição VIV-1GL, os intervalos em questão são maiores à medida que o parâmetro de massa do NVA aumenta.

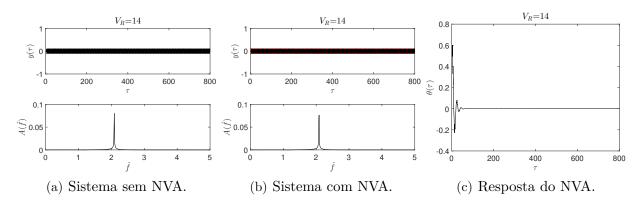
Sugere-se aqui a condução de experimentos para afirmações mais embasadas sobre a topologia da esteira.

Figura 43 – Ciclos repetitivos de oscilações do cilindro e mudança no sentido de rotação do NVA para VIV-2GL. As colunas da figura referem-se aos casos "G1-Sim4" ($\hat{m}=0.12,~\hat{r}=0.50,~\zeta_{\theta}=0.10$) e "G1-Sim5" ($\hat{m}=0.15,~\hat{r}=0.50,~\zeta_{\theta}=0.10$), respectivamente.



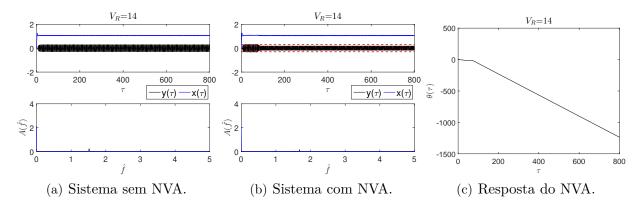
Conforme as curvas de amplitude característica de oscilação apresentadas na Figura 33(a) mostram para o problema VIV-1GL, o NVA cessa o seu funcionamento a partir de $V_R \approx 10.7$. Essa interrupção do funcionamento pode ser notada verificando que as amplitudes características de oscilação do cilindro dotado do supressor coincidem com a curva "VIV Puro". Em contrapartida, para VIV-2GL, é possível observar na Figura 33(b) que algumas simulações apresentam amplitude característica inferior à do caso "VIV Puro" ainda em $V_R = 14.0$. As Figuras 44 e 45 ilustram tal situação, considerando a simulação "Sim-0" e velocidade reduzida $V_R = 14.0$ para VIV-1GL e VIV-2GL, respectivamente. É interessante relacionar a supressão observada na curva de amplitude característica de oscilação referente à condição VIV-2GL com o comportamento do NVA, o qual desenvolve uma rotação com velocidade angular aproximadamente constante.

Figura 44 – Caso "Sim-0" ($\hat{m} = 0.05$, $\hat{r} = 0.50$, $\zeta_{\theta} = 0.10$) - VIV-1GL. $V_R = 14.0$



Fonte: Elaborado pela autora.

Figura 45 – Caso "Sim-0" ($\hat{m} = 0.05$, $\hat{r} = 0.50$, $\zeta_{\theta} = 0.10$) - VIV-2GL. $V_R = 14.0$



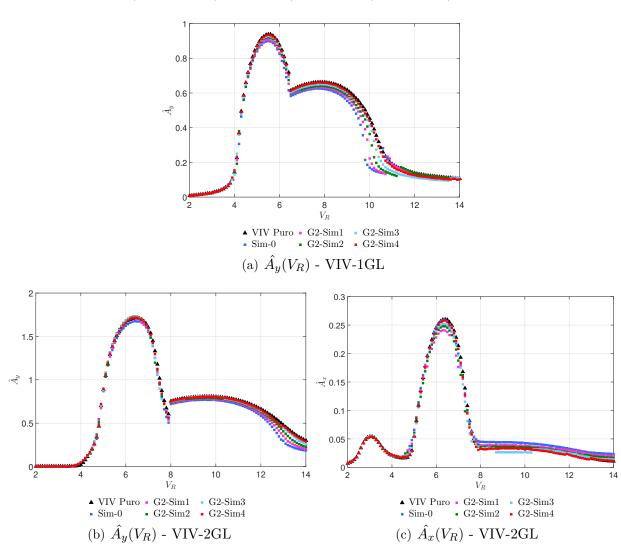
Fonte: Elaborado pela autora.

Verificada a influência do parâmetro de massa do NVA, a Seção 5.3 fará um estudo análogo para o parâmetro de raio do supressor.

5.3 Influência do parâmetro de raio do supressor

Nesta Seção, o foco é analisar as simulações pertencentes ao Grupo 2 para verificar a influência do parâmetro de raio do NVA rotativo (\hat{r}) na supressão passiva do VIV. Como pode ser visto na Figura 46, analisando as curvas de amplitude característica na direção transversal ao escoamento $(\hat{A}_y(V_R))$, a supressão do VIV é menos sensível à variação do parâmetro \hat{r} , se comparada com a alteração do parâmetro \hat{m} . Além disso, a configuração que apresenta maior redução de amplitude de oscilação do cilindro nessa direção em questão, em ambas as condições VIV-1GL e VIV-2GL, é aquela com maior valor de \hat{r} .

Figura 46 – Curvas de respostas da amplitude característica do cilindro - Grupo 2. Valores dos parâmetros: $\hat{r}=0.50$ ("Sim-0"); $\hat{r}=0.40$ ("G2-Sim1"); $\hat{r}=0.30$ ("G2-Sim2"); $\hat{r}=0.20$ ("G2-Sim3"); $\hat{r}=0.10$ ("G2-Sim4"); $\hat{m}=0.05$; $\zeta_{\theta}=0.10$.



Fonte: Elaborado pela autora.

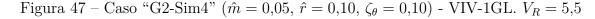
As Figuras 46(a) e 46(b) apontam que o aumento do raio do NVA reduz o comprimento do ramo de resposta lower branch, delimitado no intervalo $6.5 < V_R < 9.0$, para VIV-1GL, e $8.0 < V_R < 12.0$, para VIV-2GL. Em relação à oscilação na direção longitudi-

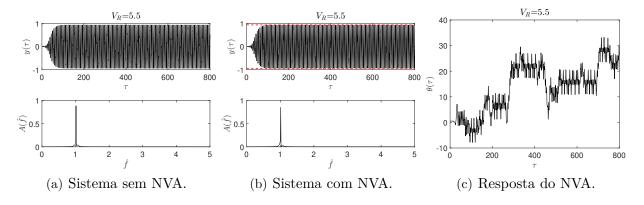
nal, comparando a Figura 46(c) e as curvas do Grupo 1 (Figura 33(c)), a supressão passiva da amplitude de oscilação longitudinal do Grupo 2, ainda que seja pouco significativa, é mais evidente no intervalo $5,7 < V_R < 7,0$. Adicionalmente, a amplificação da oscilação longitudinal do cilindro, a partir de $V_R > 7,5$, é menos expressiva em relação àquela do Grupo 1.

A menor sensibilidade da resposta do cilindro na direção transversal ao escoamento decorrente da mudança no raio do NVA pode ser verificada por meio das séries temporais de deslocamento do cilindro e do supressor. Como a simulação de referência "Sim-0" já está descrita na Seção 5.2, ela é considerada nesta e na próxima Seção, porém a análise do comportamento do sistema se concentrará nas demais simulações de cada grupo.

Durante o intervalo típico de sincronização do VIV, a ressonância 1 : 1 : 1 é raramente encontrada nas simulações do Grupo 2 tanto em VIV-1GL quanto em VIV-2GL. Após o seu acionamento, a resposta do NVA rotativo passa a variar entre um movimento irregular e um movimento oscilatório precedido de um transiente inicial. Para exemplificar, a configuração "G2-Sim4" é ilustrada nas respectivas velocidades reduzidas em que ocorrem o pico de amplitude característica do cilindro na direção transversal à correnteza nas condições VIV-1GL e VIV-2GL.

Para VIV-1GL, a Figura 47 exibe a resposta do cilindro em $V_R = 5.5$ sem praticamente nenhuma supressão e o NVA desempenhando um movimento irregular. Já para a condição VIV-2GL, a Figura 48 mostra que a máxima amplitude do cilindro ocorre em $V_R = 6.5$, velocidade reduzida na qual o supressor apresenta um movimento oscilatório com amplitude característica constante em regime permanente.





Fonte: Elaborado pela autora.

 $V_{R} = 6.5$ $V_{R} = 6.5$ $V_{R} = 6.5$ 0 -5 600 200 400 800 200 600 −y(τ) - -y(τ) <mark>-</mark> $-x(\tau)$ -15 -20 £ (2) £ 2 -25 0 600 800 (a) Sistema sem NVA. (b) Sistema com NVA. (c) Resposta do NVA.

Figura 48 – Caso "G2-Sim4" ($\hat{m}=0.05,\,\hat{r}=0.10,\,\zeta_{\theta}=0.10$) - VIV-2GL. $V_R=6.5$

A Tabela 9 expressa os intervalos de velocidade reduzida em que o supressor apresenta rotação com velocidade angular aproximadamente constante e igual às frequências dominantes de oscilação do cilindro e da esteira, ou seja, quando o sistema encontra-se em ressonância 1 : 1 : 1. Nota-se que, exceto nos casos "Sim-0" e "G2-Sim1" de VIV-1GL, os intervalos em questão abrangem velocidades reduzidas elevadas. Isso está em conformidade com as curvas de amplitude característica (Figuras 46(a) e 46(b)), visto que, na condição VIV-1GL, o desempenho do NVA é satisfatório no final do ramo de resposta *upper branch* e no ramo *lower branch*. Já para a condição VIV-2GL, a supressão é verificada somente no ramo *lower branch*, em que as oscilações do cilindro decorrentes do VIV não são mais tão preocupantes.

Tabela 9 – Intervalos de velocidades reduzidas em que ocorre a ressonância 1:1:1:1 - "Sim-0" e Grupo 2.

| Sim. | VIV-1GL | VIV-2GL |
|---------|---------------------|---------------------|
| Sim-0 | $4.3 < V_R < 10.5$ | $7.5 < V_R < 14.0$ |
| G2-Sim1 | $6.3 < V_R < 10.7$ | $11.8 < V_R < 14.0$ |
| G2-Sim2 | $9.4 < V_R < 11.3$ | $12.8 < V_R < 14.0$ |
| G2-Sim3 | $10.2 < V_R < 13.6$ | $13.7 < V_R < 14.0$ |
| G2-Sim4 | $11.1 < V_R < 14.0$ | - |

Fonte: Elaborado pela autora.

Na Figura 46(a), verifica-se que no trecho próximo de $V_R = 10,0$ há um salto considerável no valor de \hat{A}_y , configurando as maiores reduções de amplitude na condição VIV-1GL. A simulação "G2-Sim1" atinge o maior decréscimo de resposta do cilindro em $V_R = 10,2$, de $\hat{A}_y = 0,391$ ("VIV Puro") para $\hat{A}_y = 0,168$, como a Figura 49 mostra. Além da ressonância 1 : 1 : 1, é possível notar que o espectro de amplitude do cilindro com NVA na Figura 49(b) apresenta banda mais larga do que no caso do cilindro sem supressor (Figura 49(a)).

 $V_R = 10.2$ V_R =10.2 0 200 400 600 800 200 400 600 800 0.4 0.2 € 0.1 (S) 0.2 2 (a) Sistema sem NVA. (b) Sistema com NVA. $V_R = 10.2$ $V_R = 10.2$ 5 1200 $\eta_y(\tau)$ 1000 800 -5 t 200 400 600 600 400 £ 2 0

Figura 49 – Caso "G2-Sim1" ($\hat{m} = 0.05$, $\hat{r} = 0.40$, $\zeta_{\theta} = 0.10$) - VIV-1GL. $V_R = 10.2$.

(c) Resposta do fluido.

-200 L

200

400

(d) Resposta do NVA.

600

800

Em relação à condição VIV-2GL, nas curvas de respostas da oscilação transversal ao escoamento da Figura 46(b), observa-se que a supressão da vibração se destaca no trecho de velocidade reduzida próximo a $V_R=13{,}0$. Em $V_R=13{,}5$, a Figura 50 aponta que a amplitude característica de oscilação do cilindro sem NVA é dada por $\hat{A}_y=0.374,$ enquanto que na simulação "G2-Sim1", $\hat{A}_y = 0.246$. Embora a supressão passiva de vibração seja maior em velocidades reduzidas elevadas, nas quais as respostas do cilindro ao VIV-2GL já são caracterizadas por amplitudes de oscilações transversais baixas (inferiores a 0.5D), é possível constatar a ressonância 1:1:1 na Figura 50.

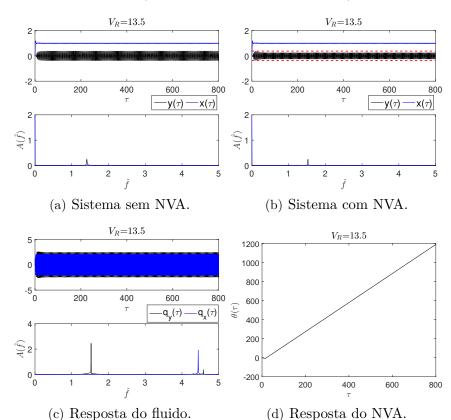


Figura 50 – Caso "G2-Sim1" ($\hat{m}=0.05,\,\hat{r}=0.40,\,\zeta_{\theta}=0.10$) - VIV-2GL. $V_R=13.5.$

Assim como o funcionamento efetivo, o repouso do NVA também se dá em velocidades reduzidas elevadas, podendo até não ser atingida em algumas simulações da condição VIV-1GL (em particular, as simulações "G2-Sim3" e "G2-Sim4") e em todas aquelas pertencentes ao caso VIV-2GL. Como exemplos a serem dados, as respostas do sistema nas configurações de "G2-Sim3" e "G2-Sim4" são ilustradas nas Figuras 51 a 54 para VIV-1GL e VIV-2GL, sempre para o valor de velocidade reduzida $V_R=14$.

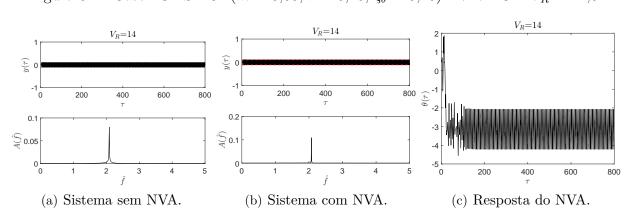
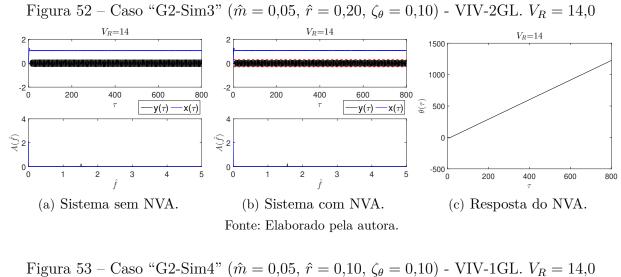
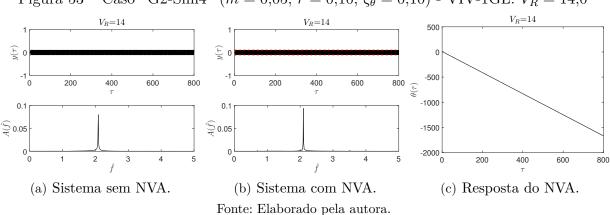
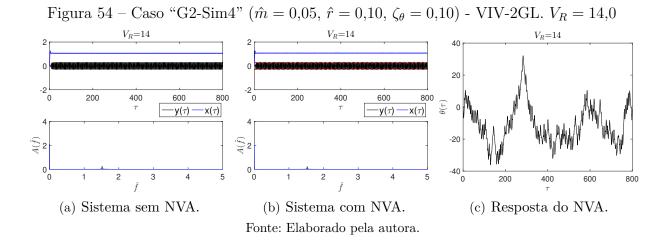


Figura 51 – Caso "G2-Sim3" ($\hat{m}=0{,}05,\,\hat{r}=0{,}20,\,\zeta_{\theta}=0{,}10)$ - VIV-1GL. $V_R=14{,}0$

Fonte: Elaborado pela autora.





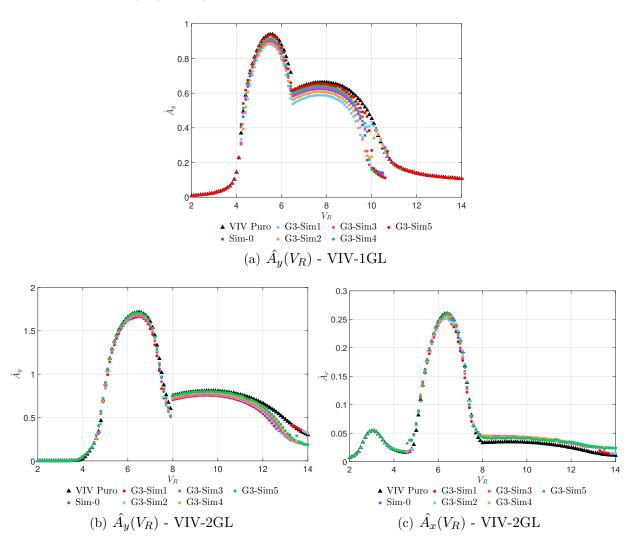


Nesta Seção, verifica-se que a menor sensibilidade da supressão do VIV ao parâmetro de raio do NVA está relacionada ao comportamento do supressor. Muito embora o movimento com velocidade angular constante seja encontrado, ele é verificado para velocidades reduzidas fora do intervalo de *lock-in*. Durante tal intervalo, conforme ilustram as Figuras 47 e 48, o comportamento do supressor ou é irregular ou oscilatório, tanto para VIV-1GL como para VIV-2GL. A seguir, será feita a análise do terceiro parâmetro que caracteriza o supressor, a saber, sua taxa de amortecimento ζ_{θ} .

5.4 Influência do parâmetro de amortecimento do supressor

Esta Seção visa explorar a influência do amortecimento ζ_{θ} do NVA rotativo no problema de supressão do VIV. As curvas de resposta da amplitude característica de oscilação do cilindro referente às simulações do Grupo 3 são apresentadas na Figura 55.

Figura 55 – Curvas de respostas da amplitude característica do cilindro - Grupo 3. Valores dos parâmetros: $\zeta_{\theta} = 0.10$ ("Sim-0"); $\zeta_{\theta} = 0.20$ ("G3-Sim1"); $\zeta_{\theta} = 0.15$ ("G3-Sim2"); $\zeta_{\theta} = 0.08$ ("G3-Sim3"); $\zeta_{\theta} = 0.05$ ("G3-Sim4"); $\zeta_{\theta} = 0.01$ ("G3-Sim5"); $\hat{m} = 0.05$; $\hat{r} = 0.50$.



Fonte: Elaborado pela autora.

As curvas $A_y(V_R)$ ilustradas nas Figuras 55(a) e 55(b), indicam que quanto maior o valor do parâmetro ζ_{θ} , maior é a supressão da resposta do cilindro, para ambas as condições de seu apoio elástico. Além disso, verifica-se que a amplitude característica de oscilação do cilindro na direção transversal é mais sensível à mudança na taxa de amortecimento do NVA na condição VIV-1GL. Considerando a resposta do cilindro na direção do escoamento, a Figura 55(c) mostra que praticamente não ocorre supressão.

Para a condição VIV-1GL e por meio da Figura 55(a), constata-se que a supressão do VIV é mais significativa no ramo de resposta lower branch. Na condição VIV-2GL, por sua vez, a Figura 55(b) mostra que as maiores reduções da amplitude característica do cilindro na direção transversal são alcançadas também no ramo lower branch, a partir de $V_R > 12,0$.

Analogamente às Seções anteriores, é feita uma análise sucinta do comportamento do sistema para verificar a influência do parâmetro de amortecimento do NVA rotativo na supressão do VIV. A Tabela 10 expressa os intervalos de velocidades reduzidas em que o sistema estabelece a ressonância 1:1:1.

Tabela 10 – Intervalos de velocidades reduzidas em que ocorre a ressonância 1:1:1 - Grupo 3.

| Sim. | VIV-1GL | VIV-2GL |
|---------|--------------------------------------|---------------------------------------|
| G3-Sim1 | $4.5 < V_R < 9.6$ | $7.5 < V_R < 13.2$ |
| G3-Sim2 | $4.4 < V_R < 10.0$ | $6.8 < V_R < 13.7$ |
| G3-Sim3 | $4.3 < V_R < 10.5$ | $7.6 < V_R < 14.0$ |
| G3-Sim4 | $4.2 < V_R < 5.0 - 6.0 < V_R < 10.6$ | $7.6 < V_R < 8.3 - 10.2 < V_R < 14.0$ |
| G3-Sim5 | $6.2 < V_R < 6.9 - 7.7 < V_R < 10.5$ | $11.9 < V_R < 14.0$ |

Fonte: Elaborado pela autora.

Com base na Tabela 10, em ambas as condições VIV-1GL e VIV-2GL, à medida que o valor do parâmetro ζ_{θ} diminui, a ressonância 1 : 1 : 1 ocorre em velocidades reduzidas mais elevadas. Além disso, nas simulações com os menores valores ζ_{θ} , "G3-Sim4" e "G3-Sim5", os intervalos são descontínuos, sendo interrompidos ou pelo comportamento irregular ou pela oscilação em regime permanente do NVA. Ao comparar os intervalos de velocidade reduzida de VIV-1GL e VIV-2GL, na Tabela 10, nota-se que as velocidades reduzidas de VIV-2GL são maiores, confirmando o que já é apontado nas curvas de amplitude da Figura 55.

Da mesma forma que as Seções anteriores, são ilustradas as séries temporais $y(\tau)$, $\theta(\tau)$ e $q_y(\tau)$ em que se observa uma redução significativa da amplitude de oscilação transversal do cilindro com NVA em relação ao caso "VIV Puro". Na condição VIV-1GL, a Figura 56 mostra a simulação "G3-Sim4", que reduz a amplitude característica de $\hat{A}_y = 0.424$, do sistema "VIV Puro", para $\hat{A}_y = 0.147$ em $V_R = 10.1$.

Já na condição VIV-2GL, a amplitude característica $\hat{A}_y = 0.414$ da simulação "VIV Puro" é diminuída para 0,236 na simulação "G3-Sim4" em $V_R = 13,3$, como exibe a Figura 57. Novamente, a ressonância 1 : 1 : 1 é constatada nas simulações que apresentam as maiores reduções da amplitude característica de oscilação. Para a condição VIV-1GL, nota-se inclusive certo alargamento na banda de frequência do espectro de amplitude do cilindro dotado de NVA em relação àquele obtido a partir do caso "VIV Puro".

Figura 56 – Caso "G3-Sim4" ($\hat{m}=0.05,\,\hat{r}=0.50,\,\zeta_{\theta}=0.05$) - VIV-1GL. $V_R=10.1.$

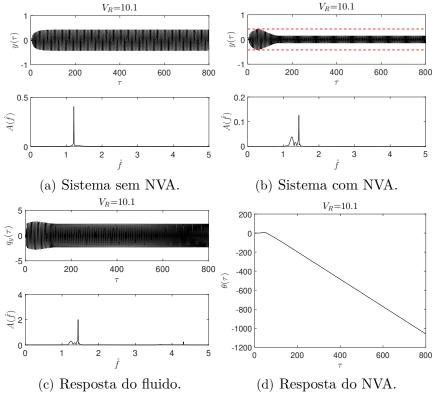
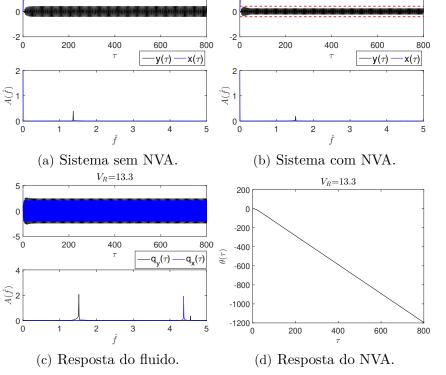


Figura 57 – Caso "G3-Sim3" ($\hat{m} = 0.05$, $\hat{r} = 0.50$, $\zeta_{\theta} = 0.08$) - VIV-2GL. $V_R = 13.3$.

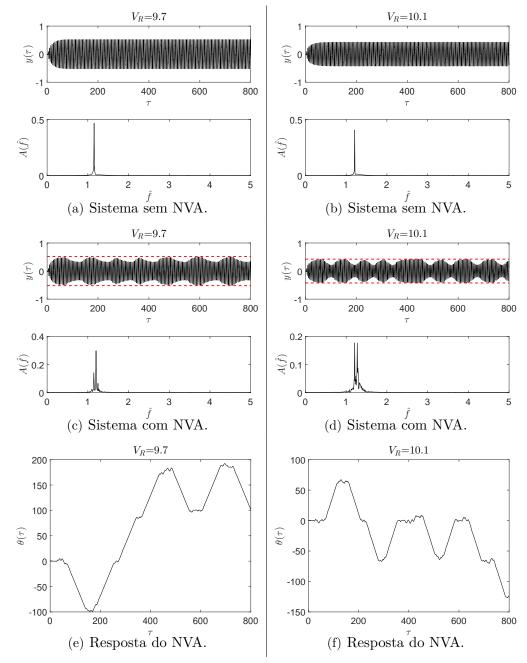
 $V_{R} = 13.3$



Fonte: Elaborado pela autora.

Assim como no Grupo 1, são encontradas respostas moduladas do cilindro nas simulações "G3-Sim1" e "G3-Sim2" na condição VIV-1GL. A Figura 58 exibe exemplos dessa classe de resposta.

Figura 58 – Ciclos repetitivos de oscilações do cilindro e mudança no sentido de rotação do NVA. As colunas da figura referem-se aos casos G3-Sim1 ($\hat{m}=0.05$, $\hat{r}=0.50$, $\zeta_{\theta}=0.20$) e G3-Sim2 ($\hat{m}=0.05$, $\hat{r}=0.50$, $\zeta_{\theta}=0.15$), respectivamente, para VIV-1GL.

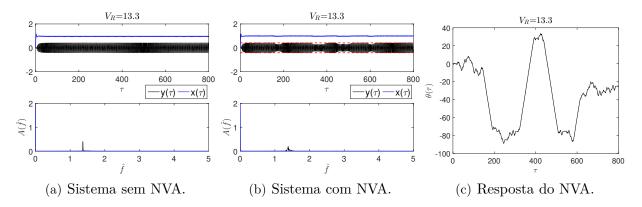


Fonte: Elaborado pela autora.

As séries temporais de deslocamento do cilindro com NVA apresentam o mesmo aspecto qualitativo visto nas Figuras 42 e 43, caracterizado por ciclos repetitivos de aumentos seguidos de decaimentos na amplitude de oscilação. Além disso, durante os

decaimentos, o NVA estabelece um deslocamento angular com velocidade aproximadamente constante, com variações apenas nas transições dos ciclos. Esse tipo de comportamento é consideravelmente menos expressivo, quando comparado com o Grupo 1, sendo identificado, na condição VIV-1GL, no intervalo 9,7 < V_R < 9,9, em "G3-Sim1", e nas velocidades reduzidas V_R = 10,1 e V_R = 10,2, em "G3-Sim2". Em relação à condição VIV-2GL, a resposta modulada do cilindro é identificada apenas na simulação "G3-Sim1", em V_R = 13,3, como ilustra a Figura 59.





Fonte: Elaborado pela autora.

Em VIV-1GL, o repouso do NVA nas simulações do Grupo 3, em geral, acontece como nos demais grupos, com deslocamentos irregulares ou respostas oscilatórias precedidas de uma perturbação inicial até se estabelecer em $\theta=0$. Em VIV-2GL, o supressor não estabelece o repouso em nenhuma das simulações do grupo.

Finalizadas a apresentação e discussão dos resultados obtidos nas simulações numéricas, a próxima Seção tratará dos resultados acerca do critério de quantificação da supressão definido no Capítulo 4.3, seus gráficos em função da velocidade reduzida e os mapas de cores ilustrativos de sua variação no plano de parâmetros de controle (\hat{m}, \hat{r}) .

5.5 Critério de supressão \hat{S}

Esta Seção é dedicada à discussão dos resultados obtidos para o critério de supressão \hat{S} . Esse critério busca quantificar a eficiência das diversas configurações do NVA, agregando conhecimento ao estudo sistemático dos efeitos dos parâmetros que o caracterizam na supressão de VIV-1GL e VIV-2GL.

Em um primeiro momento, o resultado da Equação 4.30 é expresso graficamente em função da velocidade reduzida. Segundo essa equação, valores numéricos próximos a 1 indicam maior capacidade de supressão do NVA. Na sequência, será apresentada a variação do critério \hat{S} em função dos parâmetros \hat{m} e \hat{r} do supressor e para valores específicos de ζ_{θ} e V_R .

A Figura 60 ilustra as curvas $\hat{S}(V_R)$ obtidas a partir dos três grupos de simulação na condição VIV-1GL. De forma complementar, a Tabela 11 expressa os máximos valores de \hat{S} e a velocidade reduzida correspondente em cada simulação. As curvas $\hat{S}(V_R)$ dos Grupos 1, 2 e 3 (Figuras 60(a) a 60(c), respectivamente) revelam um pico na região entre $V_R = 9.0$ e $V_R = 11.0$, sugerindo maior eficiência do NVA na supressão do VIV nesse intervalo de velocidade reduzida, com exceção da simulação "G1-Sim5" que atinge $\max\{\hat{S}\} = 0.741$ em $V_R = 6.4$.

Conforme as análises das curvas de amplitude característica feitas nas Seções anteriores, a Tabela 11 assegura que o parâmetro de massa do NVA é o mais influente na supressão do VIV pelo fato do Grupo 1 apresentar os maiores valores de $\max\{\hat{S}\}$. Outro detalhe interessante que merece ser destacado é que, ao analisar o valor $\max\{\hat{S}\}$ de cada configuração do NVA na Figura 60(b) e as colunas da Tabela 11 correspondentes aos resultados do Grupo 2, nota-se que uma pequena redução no parâmetro \hat{r} diminui consideravelmente a capacidade de supressão do NVA.

Tabela 11 – Valores numéricos de $\max\{\hat{S}\}$ e a V_R correspondente - VIV-1GL.

| Sim | $\max\{\hat{S}\}$ | V_R | Sim | $\max\{\hat{S}\}$ | V_R | Sim | $\max\{\hat{S}\}$ | V_R |
|---------|-------------------|-------|---------|-------------------|-------|---------|-------------------|-------|
| Sim-0 | 0,626 | 10,0 | G2-Sim1 | 0,570 | 10,2 | G3-Sim1 | 0,385 | 9,6 |
| G1-Sim1 | 0,468 | 10,3 | G2-Sim2 | 0,448 | 10,4 | G3-Sim2 | 0,521 | 9,8 |
| G1-Sim2 | 0,700 | 9,8 | G2-Sim3 | 0,278 | 10,4 | G3-Sim3 | 0,646 | 10,1 |
| G1-Sim3 | 0,745 | 9,2 | G2-Sim4 | 0,104 | 10,7 | G3-Sim4 | 0,653 | 10,1 |
| G1-Sim4 | 0,732 | 9,0 | | | | G3-Sim5 | 0,629 | 10,3 |
| G1-Sim5 | 0,741 | 6,4 | | | | | | |

Fonte: Elaborado pela autora.

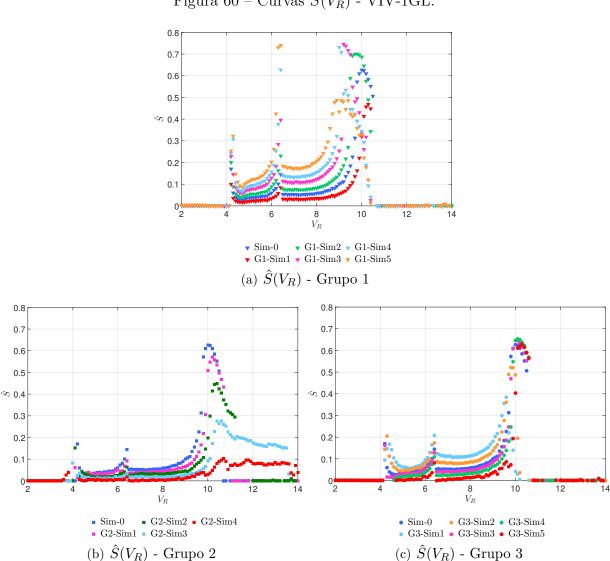


Figura 60 – Curvas $\hat{S}(V_R)$ - VIV-1GL.

No tocante à condição VIV-2GL, a Figura 61 exibe o critério \hat{S} obtido para os três grupos de simulação. Além disso, na Tabela 12, consta os valores de $\max\{\hat{S}\}$ que consideram apenas as amplitudes características de oscilação na direção transversal à correnteza.

A Figura 61 revela uma amplificação da resposta do cilindro na direção transversal ao escoamento no intervalo $2,0 < V_R < 4,0$, visto os valores negativos de \hat{S} . Durante o lock-in, com exceção do Grupo 1, as curvas $\hat{S}(V_R)$ são próximas de $\hat{S}=0$, retratando pouca ou nenhuma supressão. As maiores reduções acontecem fora da região de lock-in, no intervalo $11,8 < V_R < 14,0$, dados os picos nas curvas em questão. Atentando-se aos resultados do Grupo 3, com o auxílio da Tabela 12, é possível deduzir que o parâmetro de amortecimento do NVA apresenta pouca influência na supressão do VIV devido à proximidade dos valores max $\{\hat{S}\}$ para diferentes valores de ζ_{θ} .

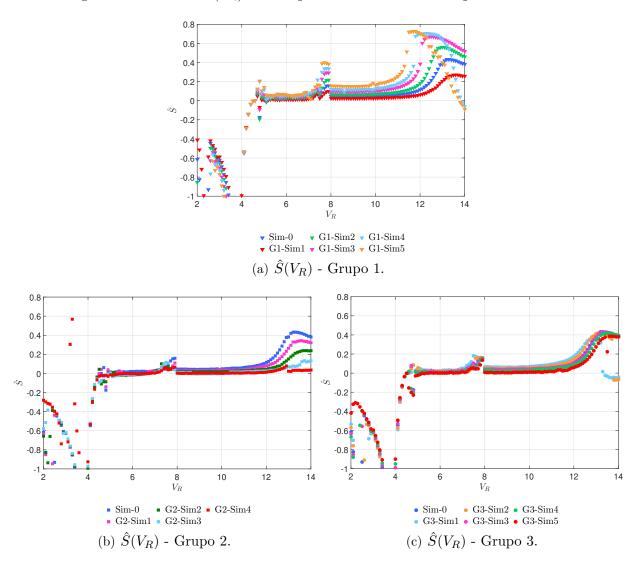


Figura 61 – Curvas $\hat{S}(V_R)$ na direção transversal de oscilação - VIV-2GL.

Tabela 12 – Valores numéricos de max $\{\hat{S}\}$ na direção transversal de oscilação e a V_R correspondente - VIV-2GL.

| Sim | $\max\{\hat{S}\}$ | V_R | Sim | $\max\{\hat{S}\}$ | V_R | Sim | $\max\{\hat{S}\}$ | V_R |
|---------|-------------------|-------|---------|-------------------|-------|---------|-------------------|-------|
| Sim-0 | 0,433 | 13,3 | G2-Sim1 | 0,342 | 13,5 | G3-Sim1 | 0,369 | 12,9 |
| G1-Sim1 | 0,271 | 13,6 | G2-Sim2 | 0,240 | 13,8 | G3-Sim2 | 0,418 | 13,1 |
| G1-Sim2 | 0,560 | 13,0 | G2-Sim3 | 0,134 | 14,0 | G3-Sim3 | 0,430 | 13,3 |
| G1-Sim3 | 0,670 | 12,5 | G2-Sim4 | $0,\!568$ | 3,3 | G3-Sim4 | 0,417 | 13,6 |
| G1-Sim4 | 0,705 | 12,3 | | | | G3-Sim5 | 0,388 | 13,6 |
| G1-Sim5 | 0,725 | 11,8 | | | | | | |

Fonte: Elaborado pela autora.

A comparação da Tabela 11 com a Tabela 12 confirma o fato do NVA ser mais eficiente no sistema VIV-1GL, visto que os valores $\max\{\hat{S}\}$ na Tabela 11 são maiores

do que os resultados da Tabela 12 em todas as simulações, exceção feita ao caso "G2-Sim4". Nessa simulação em questão, o valor máximo do critério \hat{S} na condição VIV-2GL é $\max\{\hat{S}\}=0,568$, significativamente superior a $\max\{\hat{S}\}=0,104$ obtido para a condição VIV-1GL. Entretanto, é importante atentar que a velocidade reduzida em que ocorre a maior supressão na condição VIV-2GL é $V_R=3,3$, localizada antes do intervalo de lock-in e na qual a amplitude de oscilação do cilindro é muito pequena.

A seguir, será ilustrada a variação do critério \hat{S} em função dos parâmetros \hat{m} e \hat{r} na forma de mapas de cores, para ambas as condições VIV-1GL e VIV-2GL. Serão considerados três valores do parâmetro de amortecimento, a saber, $\zeta_{\theta}=0.05$; 0,10 e 0,20 e três velocidades reduzidas específicas: $V_R=6.4$; 7,9 e 9,2. Para cada valor de ζ_{θ} e de V_R , o domínio $(\hat{m},\hat{r})=[0.01,0.15]\times[0.01,0.5]$ é discretizado usando uma malha de dimensão 71×50 . Juntamente com os mapas de cores, serão apresentadas as séries temporais $y(\tau)$ e $\theta(\tau)$ para as combinações (\hat{m},\hat{r}) registradas na Tabela 7. Nas séries temporais de deslocamento do cilindro, a linha tracejada vermelha exprime a amplitude de oscilação característica para o caso "VIV Puro".

Para a condição VIV-1GL, as Figuras 62(a) e 62(b) apresentam a variação do critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$ considerando $\zeta_{\theta}=0.05$ e $V_R=6.4$, o que corresponde ao final do ramo de resposta upper branch. O mapa de cor em questão indica que as melhores configurações do NVA para a supressão do VIV são aquelas localizadas na região vermelha (associada aos maiores valores do parâmetro \hat{S}), equivalente aos maiores valores dos parâmetros \hat{m} e \hat{r} . Analisando as séries temporais $y(\tau)$ na Figura 62(a), nota-se que elas são oscilatórias em regime permanente, não existindo modulação na amplitude.

De acordo com a Figura 62(b), são obtidos diferentes comportamentos do NVA rotativo: oscilação com amplitude constante em regime permanente, resposta irregular e rotação com velocidade angular constante. Ao correlacionar as Figuras 62(a) e 62(b), nota-se que a maior eficiência na supressão do VIV está associada com as respostas do NVA em que a velocidade angular é constante e com valor característico $\omega_r \approx 1$. É interessante mencionar que tal associação do comportamento do supressor com sua maior eficiência diz respeito à captura de ressonância 1 : 1 : 1 e é constatada no estudo analítico apresentado em Blanchard et al. (2016).

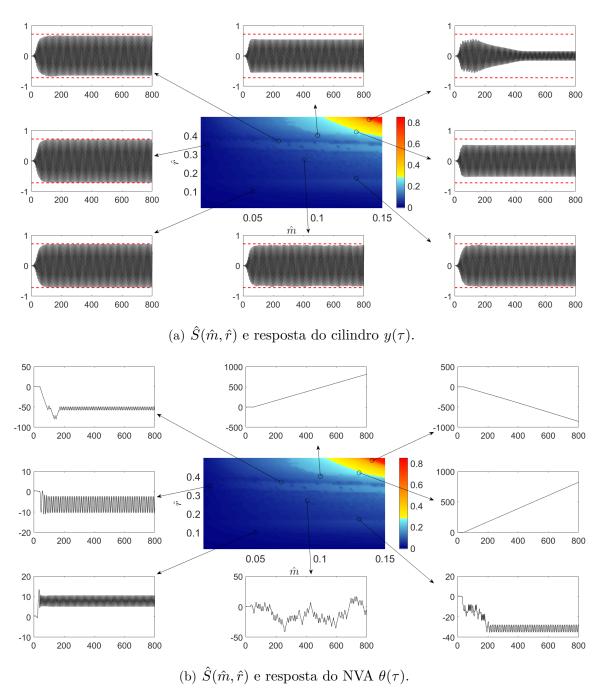


Figura 62 – Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r}).~V_R=6,4,~\zeta_{\theta}=0,05$ e condição VIV-1GL.

Na sequência, discute-se a eficiência do NVA na condição VIV-2GL, ainda considerando $\zeta_{\theta}=0.05$ e $V_R=6.4$. Conforme as curvas de amplitude característica de oscilação já revelaram nas seções anteriores, a supressão do VIV no sistema VIV-2GL é consideravelmente inferior àquela do sistema VIV-1GL. Esse fato pode ser confirmado nas Figuras 63(a) e 63(b), em que o valor máximo do critério \hat{S} é 0.040, significativamente inferior ao correspondente de VIV-1GL (max{ \hat{S} } = 0.830, ver Figura 62). A região azul escuro do mapa, inclusive, revela uma amplificação da resposta do cilindro na direção transversal ao escoamento.

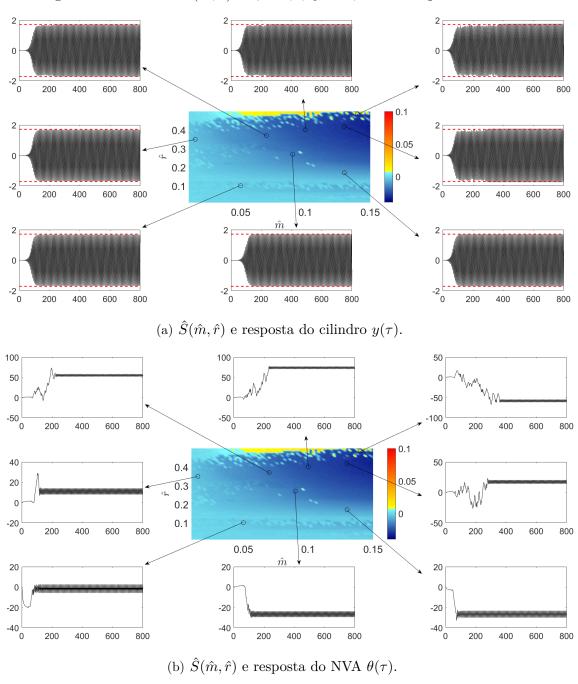


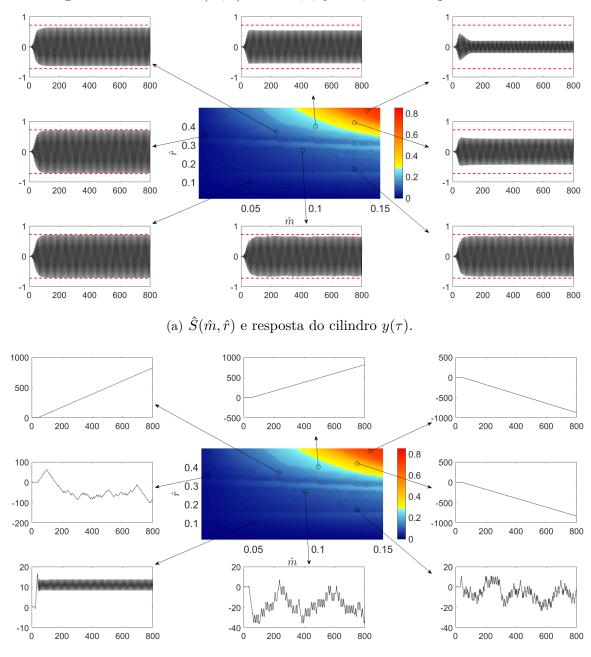
Figura 63 – Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r}).~V_R=6,4,~\zeta_{\theta}=0,05$ e condição VIV-2GL.

Outra característica interessante é a erosão do mapa $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$, ilustrado na Figura 63, no plano de parâmetros de controle \hat{m} e \hat{r} . Na região azul escuro do mapa, notamse pequenas regiões nas cores azul claro e amarelo, sugerindo que dentro do domínio (\hat{m},\hat{r}) caracterizado por quase nenhuma supressão e, até mesmo, amplificação da oscilação transversal do cilindro, em alguns pontos o NVA consegue ser mais eficaz na redução da amplitude do cilindro. Tal aspecto do mapa erodido também é encontrado na literatura em Franzini, Campedelli e Mazzilli (2018), para estudos do NVA na supressão do fenômeno de instabilidade paramétrica e em Franzini (2019), para o problema de galloping.

Examinando a resposta do NVA, na Figura 63(b), a captura de ressonância 1:1:1 não é encontrada, visto que, em regime permanente, o supressor desempenha uma oscilação com amplitude constante em todas as combinações (\hat{m}, \hat{r}) simuladas.

Agora, o parâmetro de amortecimento é aumentado para $\zeta_{\theta} = 0.10$, conservando $V_R = 6.4$. O mapa $\hat{S}(\hat{m}, \hat{r})$ referente à condição VIV-1GL é apresentado na Figura 64. As Figuras 64(a) e 64(b) mostram que, apesar de max $\{\hat{S}\}$ diminuir de 0,830 para 0,741, as regiões mais eficientes na supressão do VIV, áreas alaranjada e avermelhada do mapa, são maiores se comparadas com o resultado obtido considerando $\zeta_{\theta} = 0.05$ (ver Figura 62).

Figura 64 – Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r}).$ $V_R=6,4,$ $\zeta_{\theta}=0,\!10$ e condição VIV-1GL.



(b) $\hat{S}(\hat{m}, \hat{r})$ e resposta do NVA $\theta(\tau)$. Fonte: Elaborado pela autora. Ao confrontar as respostas apresentadas nas Figuras 62 e 64, nota-se que, na configuração $(\hat{m},\hat{r})=(0.07,0.37)$, o NVA deixa de apresentar uma resposta oscilatória e passa a rotacionar com velocidade angular característica $\omega_r\approx 1$ devido ao aumento do parâmetro ζ_θ . Na simulação com $\hat{m}=0.14$, $\hat{r}=0.50$ e $\zeta_\theta=0.10$, além da maior supressão, observa-se que o sistema atinge o regime permanente em um tempo adimensional menor em relação à simulação com $\hat{m}=0.14$, $\hat{r}=0.50$ e $\zeta_\theta=0.05$.

Já para a condição VIV-2GL, as Figuras 65(a) e 65(b) revelam uma certa melhora na eficiência do NVA em relação à Figura 63 obtida para $\zeta_{\theta}=0.05$, pois observa-se um alargamento das regiões amarela e laranja do mapa. Entretanto, é importante pontuar que a supressão do VIV permanece muito inferior àquela observada na condição VIV-1GL e que a ressonância 1 : 1 : 1 ainda não é alcançada.

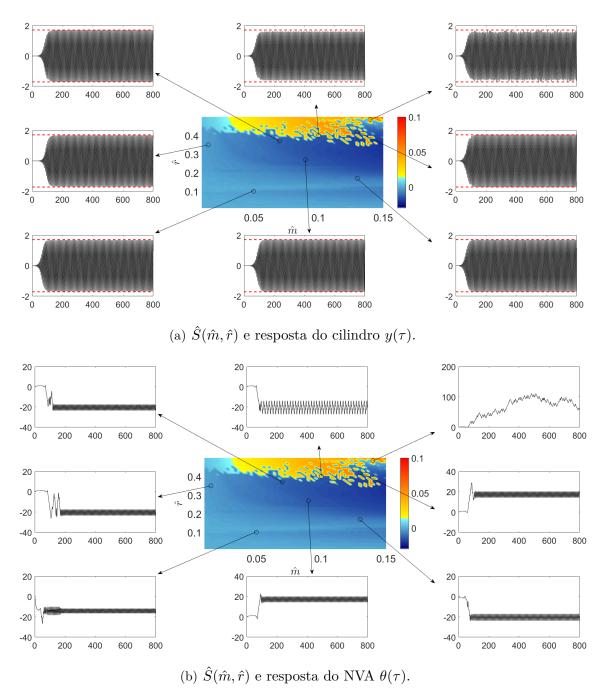


Figura 65 – Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r}).~V_R=6,4,~\zeta_{\theta}=0,\!10$ e condição VIV-2GL.

A Figura 66 traz o mapa $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$, ainda estudando o problema na velocidade reduzida $V_R=6,4$ e na condição VIV-1GL, porém considerando um aumento na taxa de amortecimento do NVA para $\zeta_{\theta}=0,20$. A partir da análise das Figuras 66(a) e 66(b), é possível notar que o aumento no valor de ζ_{θ} amplia ainda mais a área no plano dos parâmetros de controle (\hat{m},\hat{r}) em que a resposta $\theta(\tau)$ é caracterizada por rotações com velocidade angular praticamente constante.

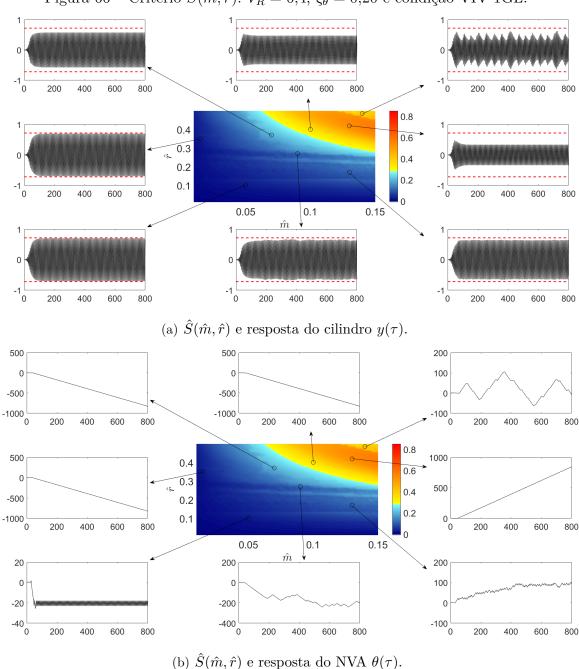


Figura 66 – Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=6,4,~\zeta_{\theta}=0,20$ e condição VIV-1GL.

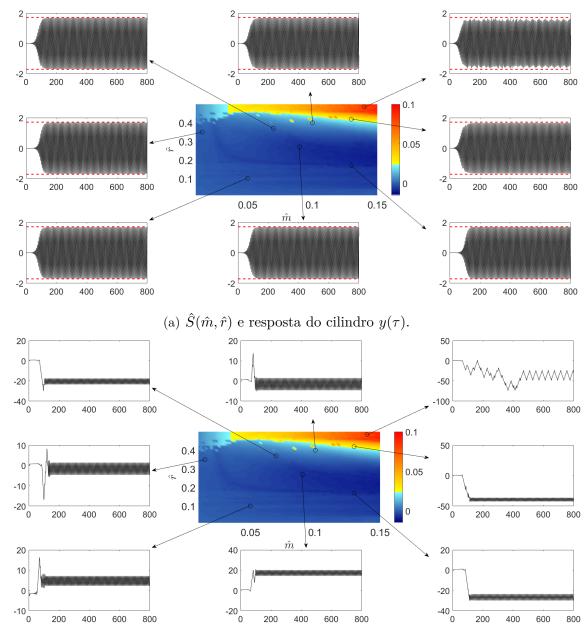
Tal mudança qualitativa é constatada na simulação com $\hat{m}=0.015$, $\hat{r}=0.35$ e $\zeta_{\theta}=0.20$ cuja resposta $\theta(\tau)$ é uma reta inclinada, indicando $\omega_{r}\approx 1$ enquanto que para $\zeta_{\theta}=0.10$ (Figura 64(b)), a série temporal de deslocamento do NVA tem caráter irregular. Assim como no caso de $\zeta_{\theta}=0.10$, a redução de max $\{\hat{S}\}$ devido ao aumento do amortecimento do supressor permanece e atinge o valor de 0,577.

No mapa $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$ obtido com $\zeta_{\theta}=0.20$ (Figura 66), surge um aspecto não monotônico associado a uma região bem definida no plano dos parâmetros \hat{m} e \hat{r} em que a supressão do VIV é maximizada. Além disso, é interessante apontar a simulação com $\hat{m}=0.14,\,\hat{r}=0.50$ e $\zeta_{\theta}=0.20$ cuja resposta do cilindro $y(\tau)$ ganha o caráter modulado

e o NVA gira com velocidade angular quase constante, mudando o sentido, conforme já descrito anteriormente nas Seções 5.2 e 5.4.

O mapa $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$ obtido na condição VIV-2GL e considerando $V_R=6,4$ e $\zeta_{\theta}=0,20$ é mostrado na Figura 67. Em relação aos resultados mostrados na Figura 63 para $\zeta_{\theta}=0,05$ e na Figura 65 para $\zeta_{\theta}=0,10$, o mapa $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$ ilustrado na Figura 67 exibe a região correspondente à amplificação da resposta do cilindro maior, além de max $\{\hat{S}\}=0,091$, valor superior a 0,040 ($\zeta_{\theta}=0,05$) e 0,062 ($\zeta_{\theta}=0,10$). Entretanto, de maneira geral, o NVA rotativo é significativamente mais eficiente na condição VIV-1GL se comparado com a VIV-2GL na velocidade reduzida $V_R=6,4$.

Figura 67 – Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=6,4,~\zeta_{\theta}=0,20$ e condição VIV-2GL.

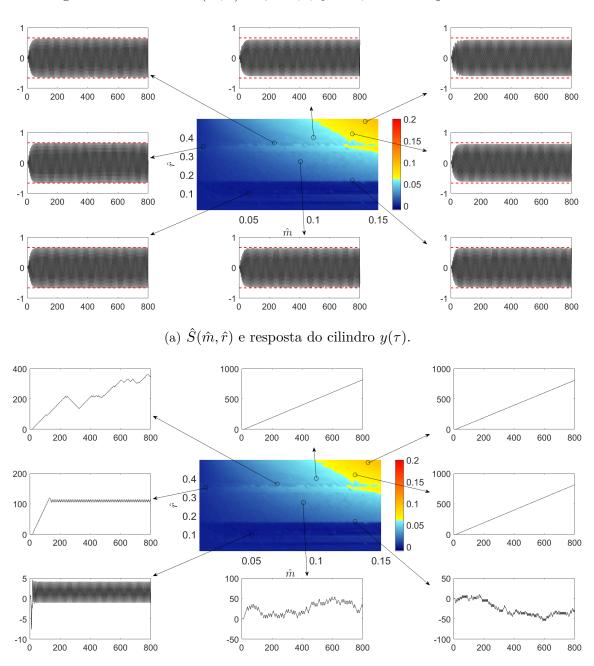


(b) $\hat{S}(\hat{m}, \hat{r})$ e resposta do NVA $\theta(\tau)$. Fonte: Elaborado pela autora. O estudo de sensibilidade segue com as análises dos mapas $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$ para $V_R=7,9$. Primeiramente, na condição VIV-1GL e com $\zeta_{\theta}=0.05$, as Figuras 68(a) e 68(b) indicam que max $\{\hat{S}\}=0.097$. Esse resultado é consideravelmente menor comparado àquele apresentado na velocidade reduzida $V_R=6.4$ e com $\zeta_{\theta}=0.05$ (max $\{\hat{S}\}=0.830$, ver Figura 62). Do ponto de vista qualitativo, o supressor designa rotação com velocidade angular quase constante nas configurações com os maiores valores de \hat{m} e, necessariamente, \hat{r} . Note que na simulação com $\hat{m}=0.13$ e $\hat{r}=0.17$, ou seja, com valor alto do parâmetro de massa e baixo do parâmetro de raio, o supressor apresenta um comportamento irregular e pouca eficiência na supressão do VIV. Já na configuração $(\hat{m},\hat{r})=(0.13,0.42)$, em que o valor de \hat{r} é maior, o NVA desempenha uma rotação com velocidade angular aproximadamente constante e o valor do critério de supressão \hat{S} é maior.

No resultado ilustrado nas Figuras 69(a) e 69(b) e obtido por meio das simulações do caso VIV-2GL com $\zeta_{\theta}=0.05$ e $V_R=7.9$, o valor máximo de \hat{S} é superior ao obtido na condição VIV-1GL (max $\{\hat{S}\}=0.419$), contrariando o que é observado na velocidade reduzida $V_R=6.4$. Ainda sobre os mapas de VIV-2GL, constata-se o surgimento de regiões isoladas, nas cores amarela e laranja, caracterizadas por $\hat{S}>0.20$.

Na condição VIV-2GL, o aumento da eficiência do NVA na supressão do VIV com o avanço de $V_R = 6,4$ para $V_R = 7,9$ é constatado pelo desaparecimento da região de amplificação da amplitude de oscilação no mapa $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$ e se reflete nas séries temporais $y(\tau)$ e $\theta(\tau)$. De acordo com as séries temporais de deslocamento do NVA das Figuras 63(b) e 69(b), nas configurações situadas no domínio dos parâmetros de controle $\hat{m} \geq 0,07$ e $\hat{r} \geq 0,37$, o supressor deixa de oscilar com amplitude constante em regime permanente na velocidade reduzida $V_R = 6,4$ (Figura 63(b)) para rotacionar com velocidade angular aproximadamente constante em $V_R = 7,9$ (Figura 69(b)). Em relação às séries temporais $y(\tau)$, a Figura 69(a) mostra que o cilindro oscila com amplitude característica constante em regime permanente nas simulações em que o NVA não designa um movimento irregular em todo o intervalo de tempo adimensional $0 \leq \tau \leq 800$.

Figura 68 – Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r}).$ $V_R=7.9,$ $\zeta_{\theta}=0.05$ e condição VIV-1GL.



(b) $\hat{S}(\hat{m}, \hat{r})$ e resposta do NVA $\theta(\tau)$.

Fonte: Elaborado pela autora.

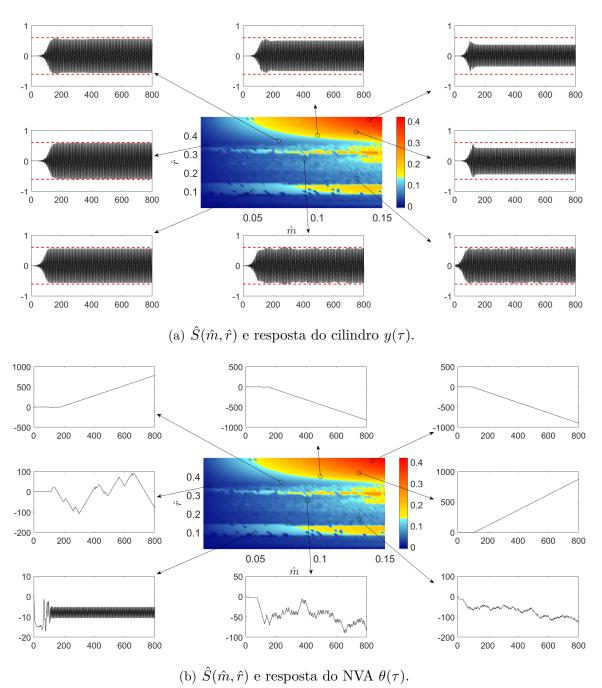
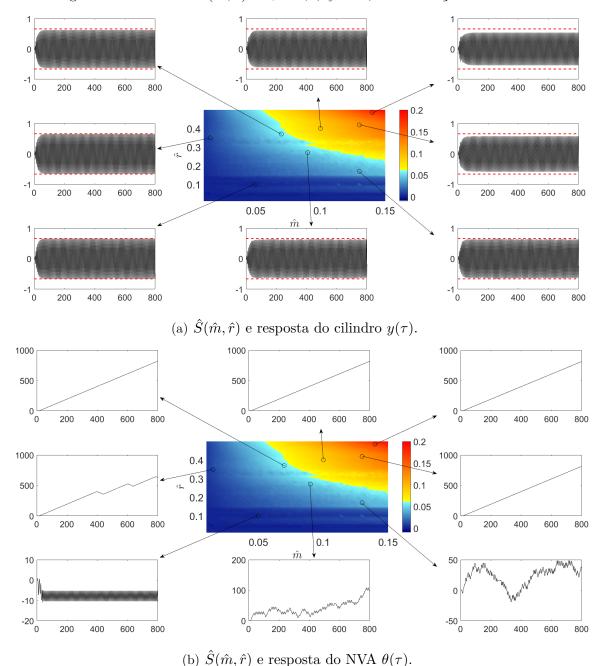


Figura 69 – Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=7.9,~\zeta_\theta=0.05$ e condição VIV-2GL.

Em seguida, o aumento do parâmetro de amortecimento do NVA para $\zeta_{\theta}=0.10$ é avaliado em $V_R=7.9$, nas condições VIV-1GL e VIV-2GL. Para a condição VIV-1GL, as Figuras 70(a) e 70(b) mostram que esse aumento no parâmetro ζ_{θ} melhora o critério \hat{S} , o qual atinge $\max\{\hat{S}\}=0.200$, contrastando com $\max\{\hat{S}\}=0.097$ do caso em que $\zeta_{\theta}=0.05$ (ver Figura 68). Apesar da melhora em questão, a eficiência do NVA na supressão do VIV permanece inferior ao resultado correspondente de $\zeta_{\theta}=0.10$ na velocidade reduzida $V_R=6.4$ de $\max\{\hat{S}\}=0.741$, conforme a Figura 64.

A comparação entre as séries temporais $\theta(\tau)$ da Figura 70(b) e àquelas referentes ao estudo com $\zeta_{\theta}=0.05$ da Figura 68(b), na condição VIV-1GL, reforça a influência do parâmetro de amortecimento ζ_{θ} na supressão do VIV. Nas configurações $(\hat{m},\hat{r})=(0.10,0.40), (\hat{m},\hat{r})=(0.13,0.42)$ e $(\hat{m},\hat{r})=(0.14,0.50)$, as séries temporais de deslocamento do NVA designam rotação com velocidade angular quase constante tanto para $\zeta_{\theta}=0.05$ como para $\zeta_{\theta}=0.10$. Entretanto, a supressão é maior quando $\zeta_{\theta}=0.10$, visto que as áreas do mapa $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$ em que essas três simulações em questão se encontram deixam de ser azul e amarela e passam a assumir as cores amarela e laranja, indicando maiores valores numéricos do critério \hat{S} .

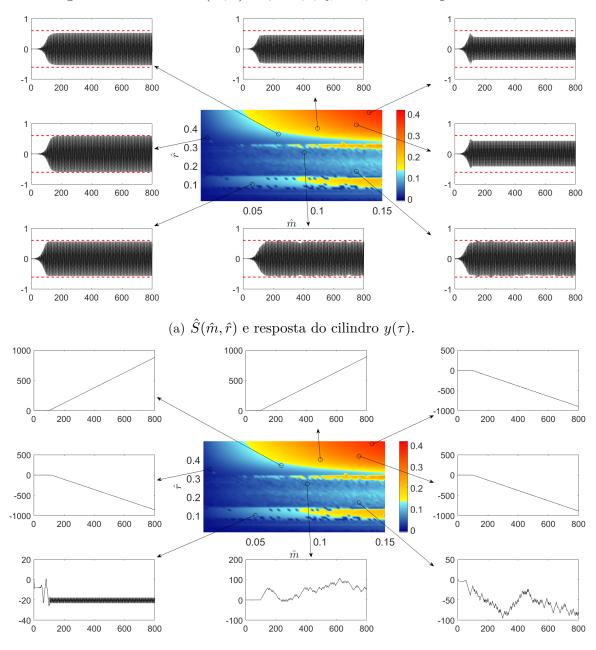
Figura 70 – Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=7.9,\,\zeta_\theta=0.10$ e condição VIV-1GL.



Fonte: Elaborado pela autora.

Ainda na velocidade reduzida $V_R = 7.9$, considerando o problema VIV-2GL e $\zeta_{\theta} = 0.10$, os mapas $\hat{S}(\hat{m}, \hat{r})$ da Figura 71 é qualitativamente semelhante àquele obtido com $\zeta_{\theta} = 0.05$ (Figura 69), apesar de max $\{\hat{S}\}$ reduzir de 0,419 para 0,384. A configuração $(\hat{m}, \hat{r}) = (0.015, 0.35)$ torna-se mais eficaz com o aumento do parâmetro de amortecimento ζ_{θ} , uma vez que a série temporal $\theta(\tau)$ deixa de exprimir movimento irregular com $\zeta_{\theta} = 0.05$ (Figura 69(b)) e passa a apresentar rotação com velocidade angular quase constante para $\zeta_{\theta} = 0.10$, na Figura 71(b). Além disso, assim como no caso com $\zeta_{\theta} = 0.05$, o valor máximo do critério de supressão \hat{S} de 0,384 é superior a max $\{\hat{S}\} = 0.200$, que diz respeito ao caso com $\zeta_{\theta} = 0.10$ na condição VIV-1GL.

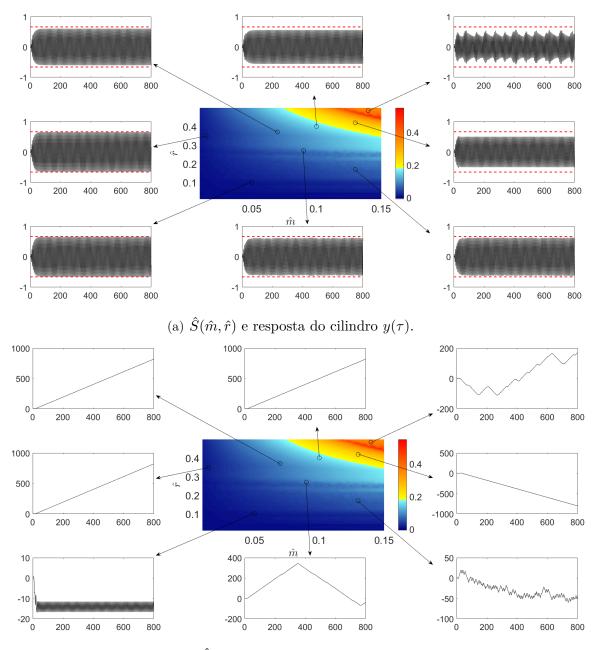
Figura 71 – Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=7.9,\,\zeta_\theta=0.10$ e condição VIV-2GL.



(b) $\hat{S}(\hat{m}, \hat{r})$ e resposta do NVA $\theta(\tau)$. Fonte: Elaborado pela autora.

As Figuras 72(a) e 72(b) ilustram o mapa $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$ para a condição VIV-1GL com $\zeta_{\theta}=0.20$ em $V_R=7.9$. O primeiro aspecto a se apontar é o aumento significativo do critério \hat{S} , visto que max $\{\hat{S}\}$ assume o valor de 0,508, em contraste com max $\{\hat{S}\}=0.097$ quando $\zeta_{\theta}=0.05$ e max $\{\hat{S}\}=0.200$ quando $\zeta_{\theta}=0.10$. Além disso, observa-se algo similar ao resultado referente à $V_R=6.4$ e que diz respeito ao caráter não monotônico do mapa, caracterizado por uma região isolada com máxima supressão seguida de outra, em que o cilindro apresenta comportamento modulado e o NVA, rotação com velocidade angular quase constante, alterando o sentido.

Figura 72 – Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=7.9,\,\zeta_\theta=0.20$ e condição VIV-1GL.



(b) $\hat{S}(\hat{m}, \hat{r})$ e resposta do NVA $\theta(\tau)$. Fonte: Elaborado pela autora.

Na condição VIV-1GL, os desempenhos das configurações $(\hat{m}, \hat{r}) = (0.05, 0.10)$ e $(\hat{m}, \hat{r}) = (0.13, 0.17)$ na velocidade reduzida $V_R = 7.9$ levantam uma questão interessante. Para os três valores do parâmetro de amortecimento ζ_{θ} estudados, as duas configurações em questão apresentam baixa eficiência na supressão do VIV e suas séries temporais $\theta(\tau)$ nas Figuras 68(b), 70(b) e 72(b) denotam oscilação com amplitude constante e movimento irregular, respectivamente. Isso permite aferir que o aumento no parâmetro de amortecimento ζ_{θ} aumenta a eficiência do NVA na supressão do VIV quando o parâmetro \hat{r} assume valores suficientemente altos.

O último mapa $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$ a ser discutido para $V_R=7.9$ é exibido na Figura 73 e refere-se à condição VIV-2GL com $\zeta_{\theta}=0.20$. Os três mapas obtidos para o problema VIV-2GL e $V_R=7.9$ (Figuras 69, 71 e 73) são qualitativamente semelhantes no que diz respeito às regiões isoladas nos mapas $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$, sendo que quanto maior a taxa de amortecimento ζ_{θ} , menor é a erosão do mapa $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$ no plano de parâmetros de controle \hat{m} e \hat{r} .

Na Figura 73, nota-se que a área na qual $\hat{S} < 0.15$ (região azul clara) é menor e a quantidade de respostas $\theta(\tau)$ com $\omega_r \approx 1$ é maior. Outro detalhe importante de se notar é que as áreas desconexas no domínio dos parâmetros de controle $0.05 \leq \hat{m} \leq 0.15$ e $0.25 \leq \hat{r} \leq 0.35$ que surgem nos mapas $\hat{S}(\hat{m}, \hat{r})$ quando $\zeta_{\theta} = 0.05$ e $\zeta_{\theta} = 0.10$ (Figuras 69 e 71, respectivamente), não aparecem no mapa $\hat{S}(\hat{m}, \hat{r})$ quando $\zeta_{\theta} = 0.20$.

Apesar do NVA rotativo apresentar o comportamento característico de maior supressão na maioria das simulações (rotação com velocidade angular quase constante), como mostra a Figura 73(b), o valor máximo do critério de supressão max $\{\hat{S}\}=0,281$ é o menor alcançado na velocidade reduzida $V_R=7,9$ e na condição VIV-2GL, dado os resultados de max $\{\hat{S}\}=0,419$ com $\zeta_{\theta}=0,05$ e de max $\{\hat{S}\}=0,384$ com $\zeta_{\theta}=0,10$.

Tal redução no valor máximo de \hat{S} ocorre pelo fato de que, à medida que o parâmetro de amortecimento ζ_{θ} aumenta, o NVA perde eficiência na supressão do VIV em sistemas com altos valores de \hat{m} e \hat{r} , como por exemplo na configuração $(\hat{m},\hat{r})=(0,14,0,50)$, ainda que as séries temporais θ_{τ} apontam rotação do NVA com velocidade angular quase constante. Em contrapartida, simulações com baixos valores do parâmetro \hat{m} , que se encontram no domínio $\hat{m}<0,1$ e $\hat{r}\geq0,27$, tornam-se mais eficazes na supressão do VIV com o aumento de ζ_{θ} . Um exemplo é a configuração $(\hat{m},\hat{r})=(0,09,0,27)$ cujas séries temporais de deslocamento do supressor exibem movimento irregular do NVA nos casos com $\zeta_{\theta}=0,05$ e $\zeta_{\theta}=0,10$ (Figuras 69(b) e 71(b), respectivamente) e rotação com velocidade angular quase constante no caso com $\zeta_{\theta}=0,20$ (Figura 73(b)).

Diferentemente do que se observa nos estudos anteriores com $\zeta_{\theta} = 0.05$ e $\zeta_{\theta} = 0.10$, na velocidade reduzida $V_R = 7.9$ e na condição VIV-2GL, quando o parâmetro de amortecimento ζ_{θ} assume o valor de 0.20, o resultado max $\{\hat{S}\} = 0.281$ é inferior ao valor 0.508 correspondente da condição VIV-1GL, ilustrado na Figura 72.

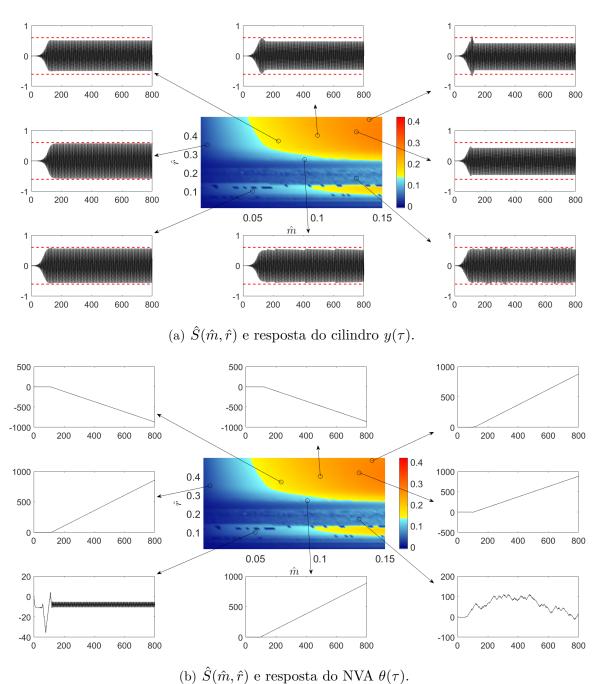


Figura 73 – Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=7.9,\ \zeta_\theta=0.20$ e condição VIV-2GL.

Por fim, a última velocidade reduzida estudada é a $V_R = 9,2$. A Figura 74 traz o mapa $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$ obtido para a condição VIV-1GL e considerando a taxa de amortecimento $\zeta_{\theta} = 0,05$. Apesar de max $\{\hat{S}\} = 0,779$, verifica-se que as maiores supressões são obtidas por um domínio (\hat{m},\hat{r}) muito restrito $(0,12 < \hat{m} < 0,15 \times 0,45 < \hat{r} < 0,50)$, correspondente aos maiores valores de massa e raio do NVA.

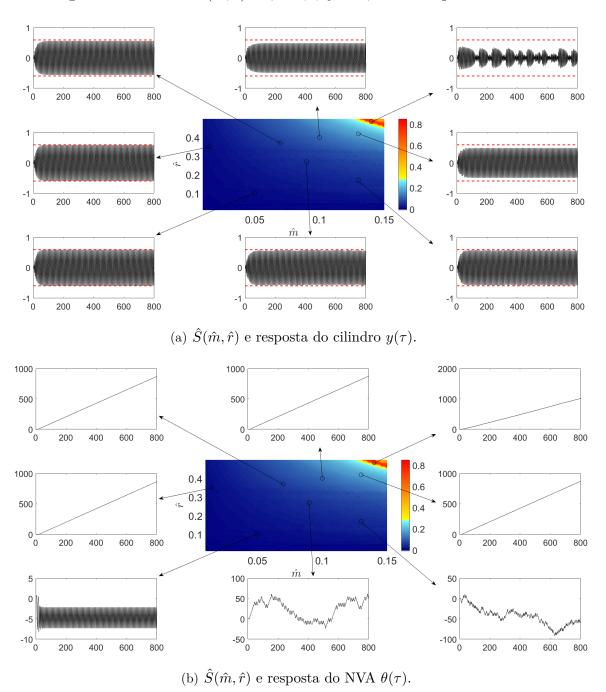


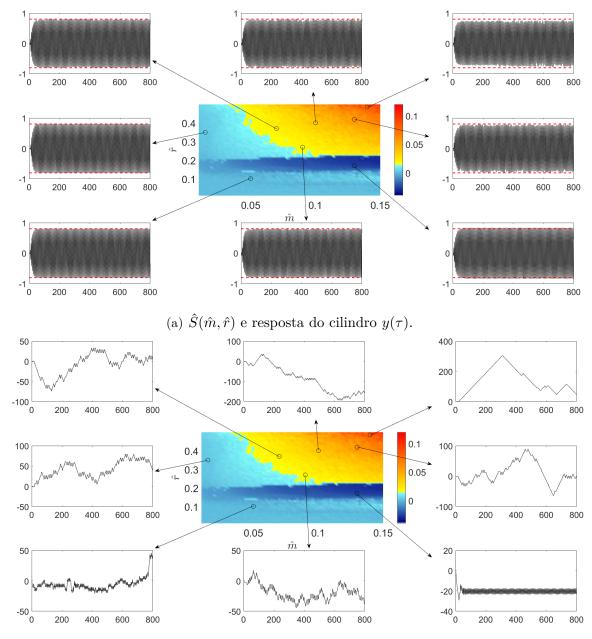
Figura 74 – Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r}).$ $V_R=9,2,$ $\zeta_{\theta}=0,05$ e condição VIV-1GL.

Na simulação com $\hat{m}=0.14$, $\hat{r}=0.50$ e $\zeta_{\theta}=0.05$, a eficiência do NVA na supressão do VIV é significativa, uma vez que o ponto está localizado na região alaranjada do mapa $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. Na Figura 74(a), embora a série temporal $y(\tau)$ da configuração em questão apresente um comportamento modulado, observa-se que a resposta do NVA não acompanha os ciclos de oscilações do cilindro como é observado em casos anteriores descritos na Seção 5.2. Outro aspecto que chama atenção é a baixa eficácia do NVA nas configurações localizadas nas regiões azul escuro e azul claro do mapa $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$ que estão no plano de

parâmetros de controle (\hat{m}, \hat{r}) em que $\hat{r} \geq 0.35$, ainda que o supressor apresente rotação com velocidade angular quase constante, conforme as séries temporais $\theta(\tau)$ ilustradas na Figura 74(b).

Por sua vez, na condição VIV-2GL e ainda mantendo $\zeta_{\theta}=0.05$, a Figura 75 revela que, assim como o caso da velocidade reduzida $V_R=6.4$, o NVA é pouco eficiente na supressão do VIV. O leitor pode verificar, nas Figuras 75(a) e 75(b), até uma região de amplificação da resposta do cilindro colorida em azul escuro. O critério de supressão \hat{S} alcança o seu valor máximo de 0,114, consideravelmente inferior àquele correspondente na condição VIV-1GL de max $\{\hat{S}\}=0.779$, relatado anteriormente na Figura 74.

Figura 75 – Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=9,2,\,\zeta_\theta=0,05$ e condição VIV-2GL.



(b) $\hat{S}(\hat{m}, \hat{r})$ e resposta do NVA $\theta(\tau)$. Fonte: Elaborado pela autora.

Atentando-se às séries temporais $y(\tau)$ e $\theta(\tau)$, na Figura 75(a), as respostas do cilindro revelam uma oscilação com pequenas variações na amplitude característica ao longo do regime permanente. Em relação ao comportamento do NVA, na Figura 75(b), às séries temporais $\theta(\tau)$ exprimem um movimento irregular do supressor, com exceção das configurações $(\hat{m}, \hat{r}) = (0.13, 0.17)$ e $(\hat{m}, \hat{r}) = (0.14, 0.50)$. Na última configuração em questão, é possível perceber que o NVA consegue instaurar a rotação com $\omega_r \approx 1$ em alguns trechos do intervalo de tempo adimensional simulado.

Agora, a taxa de amortecimento do NVA é aumentada para $\zeta_{\theta} = 0,10$, mantendo a velocidade reduzida em $V_R = 9,2$. Considerando a condição VIV-1GL, a Figura 76 aponta um ligeiro aumento no valor máximo de \hat{S} em relação ao caso com $\zeta_{\theta} = 0,05$, de max $\{\hat{S}\} = 0,779$ para max $\{\hat{S}\} = 0,813$. Ao comparar o mapa $S(\hat{m},\hat{r})$ com aquele de $\zeta_{\theta} = 0,05$ (Figura 74), é notável o aumento do domínio com a maior eficiência do NVA, além de uma região colorida em vermelho e que claramente revela a maximização da eficiência do supressor.

Em particular, é interessante destacar as séries temporais associadas ao ponto $(\hat{m}, \hat{r}) = (0,13,0,37)$, localizado na região de máxima eficácia do NVA. Para esse ponto no plano de parâmetros de controle, na Figura 76(a), a série temporal de deslocamento do cilindro possui amplitude característica constante significativamente inferior àquela obtida para o caso do cilindro sem o NVA. Associada a essa resposta, a série temporal $\theta(\tau)$ é caracterizada por uma velocidade angular praticamente constante $(\omega_r \approx 1)$, como mostra a Figura 76(b).

Outra configuração a se notar é $(\hat{m}, \hat{r}) = (0.14, 0.50)$. Em suas séries temporais $y(\tau)$ e $\theta(\tau)$, a resposta do cilindro apresenta ciclos de acréscimos e decréscimos da oscilação e está relacionada com o movimento do NVA, de forma que o supressor rotaciona com velocidade angular quase constante, mudando o sentido de rotação à medida que os ciclos de oscilação do cilindro acontecem. É importante se atentar ao fato de que esse tipo de comportamento do sistema também está presente nos mapas das velocidades reduzidas anteriormente estudadas, $V_R = 6.4$ (Figura 66) e $V_R = 7.9$ (Figura 72), e que, inclusive, possuem o caráter não monotônico. Entretanto, é curioso que, na velocidade reduzida $V_R = 9.2$, o aspecto não monotônico do mapa acompanhado da resposta do cilindro com caráter modulado se manifesta quando $\zeta_{\theta} = 0.10$, enquanto que nos casos de $V_R = 6.4$ e 7.9, é observado somente com o maior valor do parâmetro de amortecimento estudado $(\zeta_{\theta} = 0.20)$.

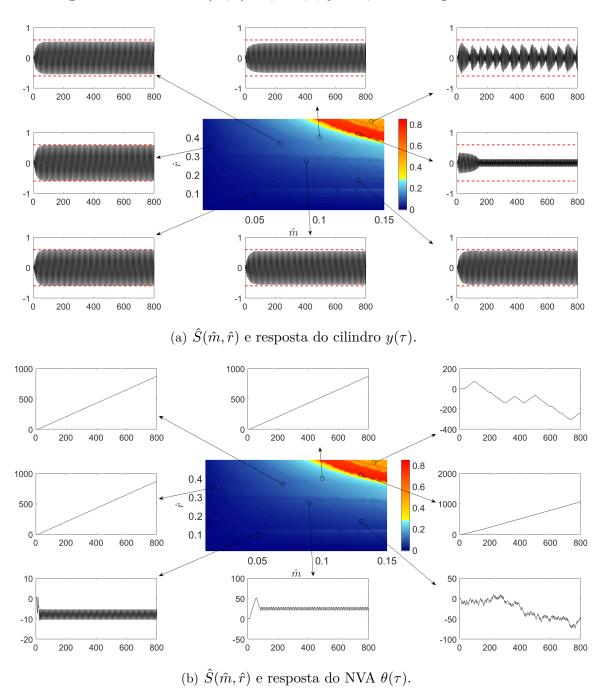
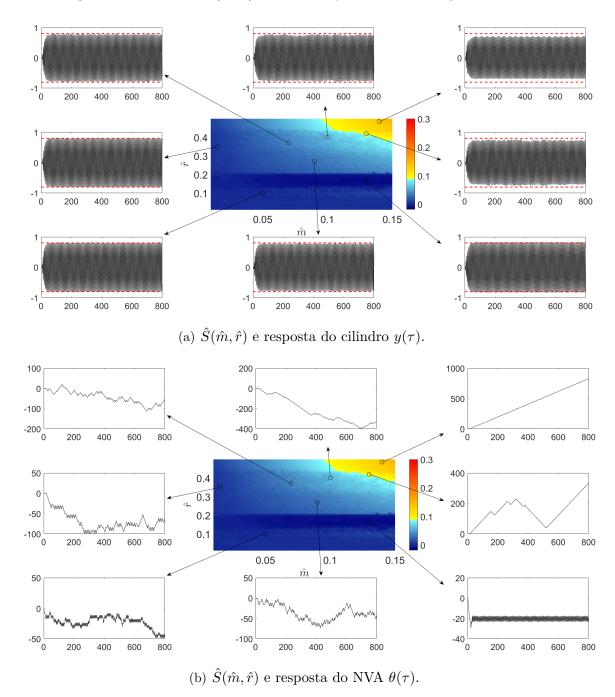


Figura 76 – Critério $\hat{S}(\hat{m}, \hat{r})$. $V_R = 9.2$, $\zeta_{\theta} = 0.10$ e condição VIV-1GL.

Em relação à condição VIV-2GL, o aumento do parâmetro ζ_{θ} para 0,10 em $V_R=9,2$ não provoca melhorias significativas. De acordo com as Figuras 77(a) e 77(b), o valor de max $\{\hat{S}\}$ é aumentado de 0,114 (ver Figura 75) para 0,150. Esse valor, por sua vez, permanece inferior ao correspondente na condição VIV-1GL, max $\{\hat{S}\}=0,813$, ilustrado na Figura 76. A análise das séries temporais de deslocamento do NVA apresentadas na Figura 77(b) mostra o reduzido número de situações em que o supressor tem velocidade angular constante. Não por acaso, quando esse último comportamento é assumido, o critério \hat{S}

assume os maiores valores.

Figura 77 – Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r}).$ $V_R=9,2,$ $\zeta_{\theta}=0,10$ e condição VIV-2GL.



Fonte: Elaborado pela autora.

Os últimos mapas $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$ aqui discutidos referem-se às simulações conduzidas mantendo $V_R=9,2$, mas adotando $\zeta_\theta=0,20$. As Figuras 78(a) e 78(b) referem-se à condição VIV-1GL. Ao contrário do resultado obtido com o aumento de $\zeta_\theta=0,05$ para $\zeta_\theta=0,10$, o aumento de $\zeta_\theta=0,10$ para 0,20 promove uma redução no valor máximo de \hat{S} . Em contrapartida, esse último aumento na taxa de amortecimento do NVA amplia a área do plano de parâmetros de controle (\hat{m},\hat{r}) em que $\hat{S}>0,40$.

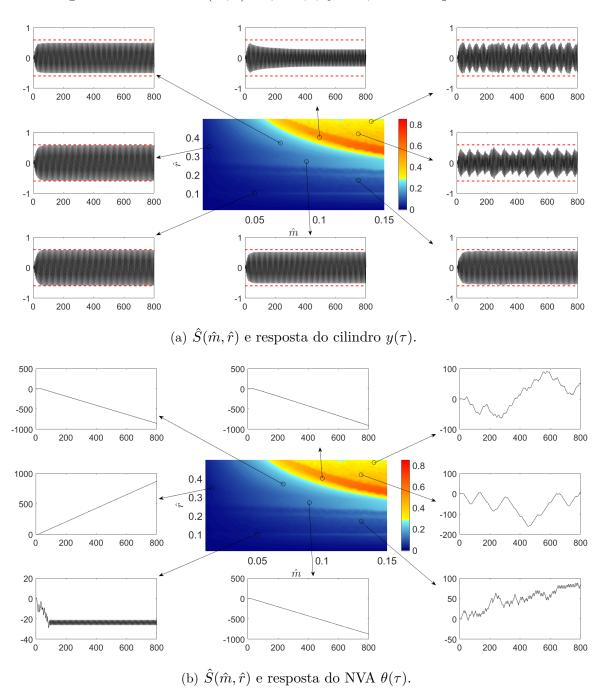


Figura 78 – Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=9,2,~\zeta_\theta=0,20$ e condição VIV-1GL.

Adicionalmente, é possível notar uma região colorida em laranja escuro, na qual o critério \hat{S} é maximizado. Mais uma vez, constata-se que respostas do NVA caracterizadas por $\omega_r \approx 1$ constituem um cenário bastante favorável à supressão passiva de vibrações. Na área do mapa $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$ colorida em amarelo cujos valores dos parâmetros de controle (\hat{m},\hat{r}) são maiores do que aqueles correspondentes à região alaranjada de máxima supressão, observa-se que o aspecto modulado do cilindro acompanhado das mudanças de sentido de rotação do NVA permanecem, como nos mapas anteriormente discutidos que também

possuem o caráter não monotônico (ver Figuras 66, 72 e 76). É válido se atentar que a quantidade de simulações com esse tipo de resposta é maior na velocidade reduzida $V_R = 9.2$ e com $\zeta_\theta = 0.20$ devido à ampliação da região do mapa em que $\hat{S} > 0.40$.

Outro aspecto relevante presente no mapa $\hat{S}(\hat{m}, \hat{r})$ da Figura 78 é a sutil erosão do mapa no plano de parâmetros de controle \hat{m} e \hat{r} , no domínio em que o parâmetro de raio do NVA se aproxima de 0,50. É possível perceber pequenas regiões coloridas em azul claro, que corresponde a uma baixa eficiência do NVA, dentro da área amarela.

Por fim, o último mapa analisado remete à condição VIV-2GL com taxa de amortecimento do NVA $\zeta_{\theta}=0,20$ e velocidade reduzida $V_R=9,2$. As Figuras 79(a) e 79(b) indicam uma ligeira melhoria na supressão do VIV, dado o aumento de max $\{\hat{S}\}$ de 0,150, no caso $\zeta_{\theta}=0,10$, para 0,262. É importante mencionar que acompanhado a esse progresso, nota-se um maior número de ocorrências de respostas do NVA com rotações descritas por $\omega_r\approx 1$.

Confrontando os mapas apresentados nas Figuras 78 e 79, reafirma-se que a supressão passiva na condição VIV-1GL é significativamente superior àquela experimentada quando o cilindro possui liberdade de oscilação nas duas direções do plano horizontal. Como comparação, a Figura 78 é caracterizada por $\max\{\hat{S}\}\approx 0.659$, enquanto que o mapa apresentado na Figura 79 tem $\max\{\hat{S}\}=0.262$.

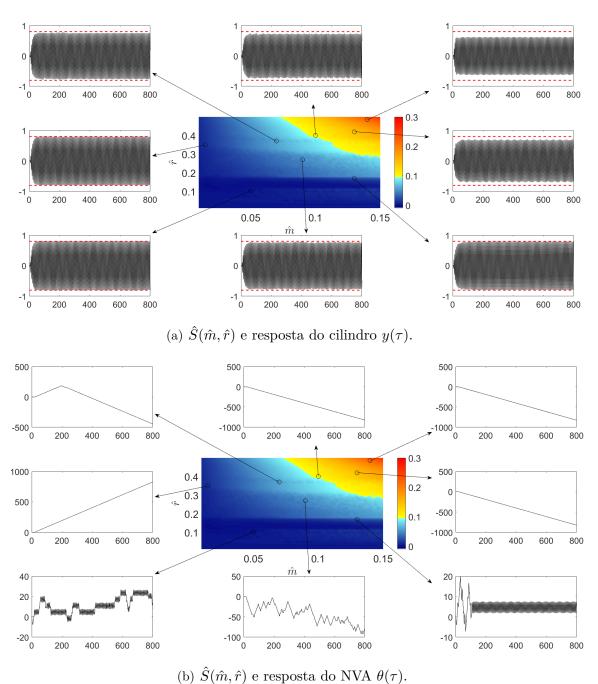


Figura 79 – Critério $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$. $V_R=9,2,\ \zeta_\theta=0,20$ e condição VIV-2GL.

A fim de resumir os resultados obtidos nos mapas $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$, a Tabela 13 informa os valores $\max\{\hat{S}\}$ e os pontos no plano de parâmetros de controle (\hat{m},\hat{r}) correspondentes. Essa tabela permite uma comparação direta dos resultados obtidos para ambas as condições, VIV-1Gl e VIV-2GL, e da influência dos parâmetros de massa, raio e amortecimento do NVA $(\hat{m},\hat{r}$ e $\zeta_{\theta})$ nas velocidades reduzidas estudadas.

Note que, em VIV-1GL, as curvas de amplitude de resposta apresentadas nas Seções 5.2 a 5.4 indicam que as configurações mais eficientes do NVA relacionam-se com

| | | VIV-1GL | | VIV-2GL | |
|------------------|------------------|-------------------|---------------------|-------------------|---------------------|
| $\overline{V_R}$ | ζ_{θ} | $\max\{\hat{S}\}$ | (\hat{m},\hat{r}) | $\max\{\hat{S}\}$ | (\hat{m},\hat{r}) |
| 6,4 | 0,05 | 0,830 | (0,150;0,50) | 0,040 | (0,144;0,46) |
| | 0,10 | 0,741 | (0,150;0,50) | 0,062 | (0,142;0,39) |
| | 0,20 | 0,577 | (0,150;0,41) | 0,091 | (0,150;0,47) |
| 7,9 | 0,05 | 0,097 | (0,150;0,50) | 0,419 | (0,150;0,50) |
| | 0,10 | 0,200 | (0,150;0,50) | 0,384 | (0,150;0,50) |
| | 0,20 | 0,508 | (0,146;0,45) | 0,281 | (0,150;0,43) |
| 9,2 | 0,05 | 0,779 | (0,140;0,48) | 0,114 | (0,148;0,50) |
| | 0,10 | 0,813 | (0,150;0,38) | 0,150 | (0,150;0,50) |
| | 0,20 | 0,659 | (0,150;0,32) | 0,262 | (0,150;0,50) |

Tabela 13 – Valores máximos de \hat{S} e parâmetros de controle (\hat{m}, \hat{r}) correspondentes.

os maiores valores de massa e raio do supressor. Entretanto, a Tabela 13 revela que o aumento no amortecimento do supressor permite reduzir o seu parâmetro de raio \hat{r} para alcançar os maiores valores do critério \hat{S} .

Ao analisar a coluna da Tabela 13 referente à condição VIV-1GL, constata-se que as maiores reduções da amplitude de oscilação são obtidas nas velocidades reduzidas $V_R = 6,4$ e $V_R = 9,2$. Tal resultado está de acordo com o comportamento expresso pelas curvas $\hat{S}(V_R)$ na Figura 60, dado que há um salto nas curvas próximo de $V_R = 6,4$ e, após a transição do ramo de resposta *upper brach* para o ramo *lower brach*, \hat{S} assume valores baixos e cresce continuamente até atingir o intervalo de maior eficiência do NVA em $9,0 \le V_R \le 11,0$.

Na condição VIV-2GL, as simulações com os maiores valores de max $\{\hat{S}\}$ correspondem às configurações com os maiores valores dos parâmetros de massa (\hat{m}) e raio (\hat{r}) do NVA. A maior eficiência do NVA na supressão de vibrações é obtida na velocidade reduzida $V_R = 7.9$ e pode também ser identificada nas curvas $\hat{S}(V_R)$ da Figura 61. Essas curvas apresentam duas regiões em que a redução da amplitude de oscilação transversal se destaca, próximo à transição do ramo super-upper branch para o lower branch em $V_R = 7.9$ e no intervalo de maior eficiência do NVA, $11.8 < V_R < 14.0$, como já comentado no início desta Seção.

6 Conclusões e perspectivas de trabalhos futuros

O objetivo desta pesquisa foi o estudo numérico do problema de supressão passiva do fenômeno de vibrações induzidas pela emissão de vórtices (VIV) em cilindros rígidos montados em base elástica. A supressão passiva foi conseguida utilizando o dispositivo NVA rotativo, enquanto que os esforços hidrodinâmicos foram calculados por meio de uma abordagem fenomenológica.

As equações de movimento foram desenvolvidas para um sistema composto de um cilindro rígido dotado de um NVA rotativo internamente acoplado ao seu centro e submetido ao VIV. Foram estudados os casos em que o cilindro possui liberdade de deslocamento tanto na direção transversal ao escoamento incidente somente como nas duas direções do plano horizontal (condições aqui denominadas VIV-1GL e VIV-2GL, respectivamente). Os esforços hidrodinâmicos foram estabelecidos com base nos modelos fenomenológicos de Ogink e Metrikine (2010) (VIV-1GL) e Franzini e Bunzel (2018) (VIV-2GL).

A pesquisa aqui descrita visou auxiliar no entendimento de algumas lacunas de conhecimento apontadas ao término da revisão bibliográfica. Uma dessas lacunas diz respeito aos efeitos que os parâmetros que caracterizam o NVA apresentam na sua capacidade de supressão ao longo do intervalo de velocidades reduzidas característico do lock-in. Outra lacuna versa sobre a supressão passiva da condição VIV-2GL e que, a menos do conhecimento da autora, não é abordada na literatura e confere caráter de ineditismo a esta dissertação. Também inédito é o uso da abordagem fenomenológica como metodologia para cálculo do carregamento hidrodinâmico em problemas de supressão passiva como aqueles aqui estudado, uma vez que a literatura tem dado atenção a abordagens envolvendo técnicas de DFC para o problema. Ressalta-se que o uso de modelos de ordem reduzida como aqueles aqui empregados possibilita um número muito maior de simulações, sendo útil para estudos de sensibilidade.

As curvas de amplitude característica de oscilação do cilindro como funções da velocidade reduzida para diversas configurações do supressor e para as condições VIV-1GL e VIV-2GL representam os principais resultados desta pesquisa. Esses gráficos, em conjunto com as séries temporais de deslocamentos da estrutura principal (cilindro) e do supressor, permitiram estudar a influência dos parâmetros do NVA na supressão passiva do VIV. No geral, as curvas de amplitude de resposta do cilindro revelaram maior mitigação do VIV na condição VIV-1GL do que para o caso VIV-2GL, sendo o parâmetro de massa do NVA (representado pelo adimensional \hat{m}) o mais importante em termos de supressão em ambas

as condições, VIV-1GL e VIV-2GL.

Em VIV-1GL, a redução da amplitude de oscilação do cilindro foi constatada em praticamente todo o intervalo de velocidade reduzida característico do lock-in VIV. A configuração correspondente à simulação "G1-Sim5" ($\hat{m}=0,5,~\hat{r}=0,50~{\rm e}~\zeta_{\theta}=0,10$) apresentou uma redução significativa da amplitude característica de oscilação do cilindro de $\hat{A}_y=0,719~{\rm para}~\hat{A}_y=0,187,$ na velocidade reduzida $V_R=6,4.$ Além disso, as simulações numéricas mostraram que grandes diminuições nos parâmetros de raio e de amortecimento do NVA geram respostas $\theta(\tau)$ com movimentos irregulares ou oscilações pouco efetivas, resultando em uma redução insignificante na oscilação do cilindro.

Para o problema VIV-2GL e considerando as oscilações na direção transversal à correnteza, a supressão foi atingida em velocidades reduzidas elevadas, nas quais as amplitudes de oscilação são de menor valor. A maior redução da amplitude característica da oscilação transversal do cilindro foi encontrada na simulação "G1-Sim5" em $V_R=11.8$, em que \hat{A}_y diminui de 0,687 para 0,189. Em relação às respostas na direção longitudinal à correnteza, os gráficos $\hat{A}_x(V_R)$ mostraram, em alguns casos, amplificação da amplitude de oscilação do cilindro.

As séries temporais de deslocamento do cilindro e do NVA proporcionaram diversos comportamentos qualitativamente interessantes e que possuem íntima relação com a eficácia do supressor na mitigação do VIV. Nas duas condições estudadas, VIV-1GL e VIV-2GL, o comportamento do NVA descrito por uma rotação com velocidade angular aproximadamente constante ($\omega_r \approx 1$), acompanhado da ressonância 1 : 1 : 1, foi associado à maior eficiência do NVA em reduzir a amplitude de oscilação da estrutura principal. É importante mencionar que essa correlação da captura de ressonância 1 : 1 : 1 e uma maior mitigação do VIV também é abordada analiticamente na literatura, como em Blanchard et al. (2016). Também é importante pontuar que respostas do NVA caracterizadas por $\omega_r \approx 1$ podem ocorrer ao longo de uma simulação inteira ou em alguns trechos, sendo que no último caso, a resposta do cilindro é caracterizada por trechos de supressão seguidos por outros, nos quais observa-se uma retomada da amplitude de oscilação da estrutura principal.

O critério de supressão \hat{S} em função de todo o intervalo de velocidades reduzidas $(2,0 < V_R < 14,0)$ e sua variação relacionada com os parâmetros do NVA representa outra contribuição desse trabalho. A análise quantitativa mostrou-se ser tão importante quanto a análise qualitativa para estudos de otimização de parâmetros do dispositivo. O estudo na forma de mapas de cores, ainda que considerando velocidades reduzidas e valores de parâmetro de amortecimento do NVA (ζ_{θ}) específicos, revelou uma relação entre os parâmetros do NVA que as curvas de amplitude de resposta não conseguiram capturar.

Os mapas $\hat{S}(\hat{m}, \hat{r})$ referentes à condição VIV-1GL mostraram que, em $V_R = 6.4$, o maior valor do critério de supressão (max $\{\hat{S}\} = 0.830$) é atingido em uma configuração

com os maiores parâmetros de massa \hat{m} e raio \hat{r} e $\zeta_{\theta}=0.05$. O aumento na taxa de amortecimento do NVA ζ_{θ} , embora tenha diminuído o valor de max $\{\hat{S}\}$, aumentou a área do plano de parâmetros de controle na qual a supressão do VIV é significativa. Na velocidade reduzida $V_R=7.9$, o NVA mostrou-se mais eficaz na configuração com a maior taxa de amortecimento estudada ($\zeta_{\theta}=0.20$) e com parâmetros de massa \hat{m} e raio \hat{r} ligeiramente inferiores aos seus valores máximos, sendo eles $(\hat{m},\hat{r})=(0.146,0.45)$. Em $V_R=9.2$, a configuração com o valor intermediário da taxa de amortecimento ζ_{θ} de 0.10, $\hat{m}=0.150$ e $\hat{r}=0.38$ atingiu o valor max $\{\hat{S}\}=0.813$. Nas três velocidades reduzidas da condição VIV-1GL, quando o parâmetro de amortecimento ζ_{θ} atingiu valores suficientemente grandes, os mapas $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$ apresentaram um caráter não monotônico com uma região bem definida em que a supressão é maximizada. Além disso, no domínio dos planos de parâmetros de controle \hat{m} e \hat{r} à direita dessa região em questão, o cilindro exibiu modulação em sua amplitude de resposta.

Em relação aos mapas $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$ referentes à condição VIV-2GL, destacaram-se aqueles da velocidade reduzida 7,9. Nas velocidades reduzidas $V_R=6,4$ e $V_R=9,2$, a supressão do VIV foi consideravelmente inferior àquela apresentada na condição VIV-1GL e, inclusive, observaram-se regiões nos mapas que indicaram aumento da amplitude de oscilação do cilindro com a presença do NVA. Em $V_R=7,9$, o NVA revelou-se mais eficaz no sistema VIV-2GL em relação ao VIV-1GL, quando $\zeta_{\theta}=0,05$ e $\zeta_{\theta}=0,10$. Para a menor taxa de amortecimento do NVA citada ($\zeta_{\theta}=0,05$) e parâmetros $\hat{m}=0,15$ e $\hat{r}=0,50$, foi obtida max $\{\hat{S}\}=0,419$, que condiz com o maior valor do critério \hat{S} dos mapas correspondentes à condição VIV-2GL. Um aspecto interessante observado nos três mapas $\hat{S}(\hat{m},\hat{r})$ da velocidade reduzida $V_R=7,9$, na condição VIV-2GL, é a erosão no plano de parâmetros de controle \hat{m} e \hat{r} , de modo que foram encontradas regiões isoladas em que a supressão do VIV é significativa.

Diante dos resultados obtidos, identificam-se temas propiciados pelo cenário de supressão passiva de VIV com NVA rotativo para dar sequência a esta pesquisa. Um tema, identificado como uma lacuna de conhecimento, é a condução de experimentos com cilindros rígidos e dotados de NVA rotativo sujeitos aos fenômenos VIV-1GL e VIV-2GL. Conforme a Seção 3.4, na literatura existem estudos experimentais de supressão passiva utilizando apenas o NVA translativo. Atrelado aos experimentos, estudos com o intuito da aplicação tecnológica do NVA juntamente com a otimização de seus parâmetros podem ser sugeridos.

Uma segunda oportunidade de pesquisa é aquela na qual estudam-se os efeitos das condições iniciais na resposta do sistema hidroelástico. Esse estudo é de interesse, uma vez que o caráter não linear do modelo matemático pode levar o sistema a apresentar sensibilidade com relação às condições iniciais. Também é importante mencionar que estudos analíticos com base em métodos de perturbação podem ser importantes no sentido

de prover o melhor entendimento da resposta do sistema hidroelástico.

No âmbito da análise da eficiência do NVA na supressão do VIV, é factível a consideração de novos critérios para quantificar a supressão, baseados tanto em energia quanto na amplitude de oscilação incluindo o efeito da oscilação na direção longitudinal à correnteza incidente.

Embora seja entendido que o NVA é um dispositivo caracterizado por uma dinâmica essencialmente não linear, é viável uma investigação do efeito que a presença da rigidez de torção no NVA (ou seja, $k_{\theta} \neq 0$) gera no comportamento do sistema composto pelo cilindro e supressor ao fenômeno de VIV. Nesse último caso, estudos numéricos que visam o efeito da rigidez à torção podem ser conduzidos, em particular buscando sintonizar esse movimento com a frequência de emissão de vórtices.

Esta dissertação é encerrada enfatizando que a pesquisa aqui descrita faz parte de uma linha de pesquisa mais ampla sendo conduzida junto ao LMO e com foco na supressão passiva de vibrações por meio de dispositivos do tipo NVA. Além de futuros trabalhos nesse tema mais abrangente, o grupo de pesquisa tem buscado inserir esforços nos assuntos aqui indicados como propostas de continuidade da pesquisa.

- ACHENBACH, E.; HEINECKE, E. On vortex shedding from smooth and rough cylinders in the range of reynolds numbers 610 3 to 510 6. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press (CUP), v. 109, n. -1, p. 239, aug 1981.
- ASSI, G. R. S. Mechanisms for flow-induced vibration of interfering bluff bodies. Tese (Doutorado) Imperial College London, 2009.
- BLANCHARD, A. B.; GENDELMAN, O. V.; BERGMAN, L. A.; VAKAKIS, A. F. Capture into slow-invariant-manifold in the fluid–structure dynamics of a sprung cylinder with a nonlinear rotator. *Journal of Fluids and Structures*, Elsevier BV, v. 63, p. 155–173, may 2016.
- BLEVINS, R. Flow-Induced Vibration. [S.l.]: Krieger, 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, 2009.
- DAI, H.; ABDELKEFI, A.; WANG, L. Vortex-induced vibrations mitigation through a nonlinear energy sink. *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation*, Elsevier BV, v. 42, p. 22–36, jan 2017.
- DHANWANI, M. A.; SARKAR, A.; PATNAIK, B. Lumped parameter models of vortex induced vibration with application to the design of aquatic energy harvester. *Journal of Fluids and Structures*, Elsevier BV, v. 43, p. 302–324, nov 2013.
- DONGYANG, C.; ABBAS, L. K.; GUOPING, W.; XIAOTING, R.; MARZOCCA, P. Numerical study of flow-induced vibrations of cylinders under the action of nonlinear energy sinks (NESs). *Nonlinear Dynamics*, Springer Nature America, Inc, v. 94, n. 2, p. 925–957, jun 2018.
- FACCHINETTI, M. L.; de LANGRE, E.; BIOLLEY, F. Coupling of structure and wake oscillators in vortex-induced vibrations. *Journal of Fluids and Structures*, Elsevier BV, v. 19, n. 2, p. 123–140, feb 2004.
- FENG, C. The measurement of vortex induced effects in flow past stationary and oscillating circular and d-section cylinders. University of British Columbia, p. –, 1968.
- FRANZINI, G. R. Investigação experimental do escoamento ao redor de cilindros inclinados, sujeitos a condições de contorno assimétricas nas extremidades. Tese (Doutorado) Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, 2013.
- FRANZINI, G. R. Tópicos de pesquisa em problemas de excitação paramétrica e de vibrações induzidas pelo escoamento. 2019. Tese de Livre Docência apresentada à Escola Politécnica de Universidade de São Paulo.
- FRANZINI, G. R.; BUNZEL, L. O. A numerical investigation on piezoelectric energy harvesting from vortex-induced vibrations with one and two degrees of freedom. *Journal of Fluids and Structures*, v. 77, p. 196–212, 2018.

FRANZINI, G. R.; CAMPEDELLI, G. R.; MAZZILLI, C. E. N. A numerical investigation on passive suppression of the parametric instability phenomenon using a rotative non-linear vibration absorber. *International Journal of Non-Linear Mechanics*, Elsevier BV, v. 105, p. 249–260, oct 2018.

- FRANZINI, G. R.; GONÇALVES, R. T.; MENEGHINI, J. R.; FUJARRA, A. L. C. Comparison between force measurements of one and two degrees-of-freedom viv on cylinder with small and large mass ratio. In: *Proceedings of the 10th FIV 2012 International Conference on Flow-Induced Vibrations Conference (& Flow-Induced Noise)*. [S.l.: s.n.], 2012.
- FRANZINI, G. R.; GONÇALVES, R. T.; PESCE, C. P.; FUJARRA, A. L. C.; MAZZILLI, C. E. N.; MENEGHINI, J. R.; MENDES, P. Vortex-Induced Vibration experiments with a long semi-immersed flexible cylinder under tension modulation: Fourier transform and Hilbert-Huang spectral analyses. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, v. 37, n. 2, p. 589–599, 2014.
- FRANZINI, G. R.; PEREIRA, A. A. P.; FUJARRA, A. L. C.; PESCE, C. P. Experiments on VIV under frequency modulation and at constant Reynolds number. In: *Proceedings of OMAE 08*, 27th Int. Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. [S.l.: s.n.], 2008.
- FRANZINI, G. R.; PESCE, C. P.; GONÇALVES, R. T.; FUJARRA, A. L. C.; PEREIRA, A. P. P. Analysis of multimodal vortex-induced vibrations using the hilbert-huang spectral analysis. In: *Proceeding of the third Internation Conference on Hilbert-Huang Transform: Theory and Applications.* [S.l.: s.n.], 2011.
- FRANZINI, G. R.; PESCE, C. P.; GONÇALVES, R. T.; FUJARRA, A. L. C.; PEREIRA, A. A. P. Concomitant Vortex-Induced Vibration experiments: a cantilevered flexible cylinder and a rigid cylinder mounted on a leaf-spring apparatus. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, v. 36, p. 547–558, 2014.
- FRANZINI, G. R.; SATO, B. S.; CAMPEDELLI, G. R. Numerical analysis of a non-linear energy sink (NES) for the parametric excitation of a submerged cylinder. In: *Proceedings of the 9th European Nonlinear Dynamics Conference ENOC2017.* [S.l.: s.n.], 2017.
- GENDELMAN, O. V.; SIGALOV, G.; MANEVITCH, L. I.; MANE, M.; VAKAKIS, A. F.; BERGMAN, L. A. Dynamics of an eccentric rotational nonlinear energy sink. *Journal of Applied Mechanics*, ASME International, v. 79, n. 1, p. 011012, 2012.
- GERRARD, J. H. The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press (CUP), v. 25, n. 02, p. 401–413, jun 1966.
- GONÇALVES, R. T.; FRANZINI, G. R.; ROSETTI, G. F.; FUJARRA, A. L. C.; NISHIMOTO, K. Analysis methodology for vortex-induced motions (VIM) of a monocolumn platform applying the Hilbert-Huang transform method. *Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, v. 113, p. 011103–1 011103–7, 2012.
- GOPALKRISHNAN, R. Vortex-induced Forces on Oscillating Bluff Cylinders. Tese (Doutorado), 1992.

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.

- HUANG, N. E.; SHEN, Z.; LONG, S. R.; WU, M. C.; SHIH, H. H.; ZHENG, Q.; YEN, N.; TUNG, C. C.; LIU, H. H. The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis. *Royal Society London*, v. 454, p. 903–955, 1998.
- IWAN, W. D.; BLEVINS, R. D. A model for vortex-induced oscillation of structures. *Journal of Applied Mechanics*, v. 41, p. 581–586, 1974.
- 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*, Cambridge University Press (CUP), v. 509, p. 23–62, jun 2004.
- KHALAK, A.; WILLIAMSON, C. H. K. Motions, forces and modes transitions in Vortex-Induced Vibration at low Reynolds number. *Journal of Fluids and Structures*, v. 13, p. 813–851, 1999.
- KORKISCHKO, I.; MENEGHINI, J. R. Experimental investigation of flow-induced vibration on isolated and tandem circular cylinders fitted with strakes. *Journal of Fluids and Structures*, v. 26, p. 611–625, 2010.
- KORKISCHKO, I.; MENEGHINI, J. R. Volumetric reconstruction of the mean flow around circular cylinders fitted with strakes. *Experiments in fluids*, v. 51, p. 1109–1121, 2011.
- LEE, Y. S.; VAKAKIS, A. F.; BERGMAN, L. A.; MCFARLAND, D. M.; KERSCHEN, G.; NUCERA, F.; TSAKIRTZIS, S.; PANAGOPOULOS, P. N. Passive non-linear targeted energy transfer and its applications to vibration absorption: a review. *Journal of Multi-body Dynamics*, v. 222, n. 77-134, 2008.
- LUONGO, A.; ZULLI, D. Aeroelastic instability analysis of NES-controlled systems via a mixed multiple scale/harmonic balance method. *Journal of Vibration and Control*, v. 20(13), p. 1985–1998, 2014.
- MEHMOOD, A.; NAYFEH, A. H.; HAJJ, M. R. Effects of a non-linear energy sink (NES) on vortex-induced vibrations of a circular cylinder. *Nonlinear Dynamics*, Springer Nature, v. 77, n. 3, p. 667–680, mar 2014.
- NORBERG, C. FLOW AROUND a CIRCULAR CYLINDER: ASPECTS OF FLUCTUATING LIFT. *Journal of Fluids and Structures*, Elsevier BV, v. 15, n. 3-4, p. 459–469, apr 2001.
- NUCERA, F.; IACONO, F. L.; MCFARLAND, D. M.; BERGMAN, L. A.; VAKAKIS, A. F. Application of broadband nonlinear targeted energy transfers for seismic mitigation of a shear frame: Experimental results. *Journal of Sound and Vibration*, v. 313, p. 57–76, 2008.
- NUCERA, F.; MCFARLAND, D. M.; BERGMAN, L. A.; VAKAKIS, A. F. Application of broad band nonlinear targeted energy transfers for seismic mitigation of a shear frame:computational results. *Journal of Sound and Vibration*, v. 329, p. 2973–2994, 2010.

OGINK, R.; METRIKINE, A. A wake oscillator with frequency dependent coupling for the modeling of vortex-induced vibration. *Journal of Sound and Vibration*, Elsevier BV, v. 329, n. 26, p. 5452–5473, dec 2010.

- PENNISI, G. Passive vibration control by using Nonlinear Energy Sink absorbers. Theoretical study and experimental investigations. Tese (Doutorado), 2016.
- PESCE, C.; FUJARRA, A.; KUBOTA, L. The Hilbert-Huang spectral analysis method applied to VIV. In: *Proceedings of the 25th International Conference on Offshore Mechanics and Artic Engineering OMAE2006, Hamburg, Germany.* [S.l.: s.n.], 2006.
- RAGHAVAN, K.; BERNITSAS, M. Experimental investigation of reynolds number effect on vortex induced vibration of rigid circular cylinder on elastic supports. *Ocean Engineering*, Elsevier BV, v. 38, n. 5-6, p. 719–731, apr 2011.
- REVANNASIDDAIAH, R. K. T. Modal Interactions and Targeted Energy Transfers in Laminar Vortex-Induced Vibrations of a Rigid Cylinder with Strongly Nonlinear Internal Attachments. Tese (phdthesis), 2013.
- SARPKAYA, T. A critical review of the intrinsic nature of vortex-induced vibrations. Journal of Fluids and Structures, v. 19, p. 389–447, 2004.
- SRINIL, N.; ZANGANEH, H. Modelling of coupled cross-flow/in-line vortex-induced vibrations using double duffing and van der pol oscillators. *Ocean Engineering*, Elsevier BV, v. 53, p. 83–97, oct 2012.
- STAPPENBELT, B.; LALJI, F. Vortex-induced vibration super-upper branch boundaries. *International Journal of Offshore and Polar Engineering*, v. 18, p. 99–105, 2008.
- TEIXEIRA, B.; FRANZINI, G. R.; GOSSELIN, F. P. Passive suppression of transverse galloping using a non-linear energy sink. In: *Proceedings of the 9th International Symposium on Fluid-Structure Interactions, Flow-Sound Interactions, Flow-Induced Vibration & Noise.* [S.l.: s.n.], 2018.
- TUMKUR, R. K. R.; CALDERER, R.; MASUD, A.; PEARLSTEIN, A. J.; BERGMAN, L. A.; VAKAKIS, A. F. Computational study of vortex-induced vibration of a sprung rigid circular cylinder with a strongly nonlinear internal attachment. *Journal of Fluids and Structures*, Elsevier BV, v. 40, p. 214–232, jul 2013.
- TUMKUR, R. K. R.; DOMANY, E.; GENDELMAN, O. V.; MASUD, A.; BERGMAN, L. A.; VAKAKIS, A. F. Reduced-order model for laminar vortex-induced vibration of a rigid circular cylinder with an internal nonlinear absorber. *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation*, Elsevier BV, v. 18, n. 7, p. 1916–1930, jul 2013.
- TUMKUR, R. K. R.; PEARLSTEIN, A. J.; MASUD, A.; GENDELMAN, O. V.; BLANCHARD, A. B.; BERGMAN, L. A.; VAKAKIS, A. F. Effect of an internal nonlinear rotational dissipative element on vortex shedding and vortex-induced vibration of a sprung circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 828, p. 196–235, 2017.
- UENO, T.; SATO, B. S.; FRANZINI, G. R. A numerical study of viv suppression using a rotative non-linear vibration absorber (NVA) and a wake-oscillator model. In: Proceedings of the 9th FIV2018 International Symposium on Fluid-Structure Interactions, Flow-Sound Interactions, Flow-Induced Vibration & Noise. [S.l.: s.n.], 2018.

WILLIAMSON, C.; GOVARDHAN, R. A brief review of recent results in vortex-induced vibrations. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Elsevier BV, v. 96, n. 6-7, p. 713–735, jun 2008.

WILLIAMSON, C.; ROSHKO, A. Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder. *Journal of Fluids and Structures*, Elsevier BV, v. 2, n. 4, p. 355–381, jul 1988.

WILLIAMSON, C. H. K. Vortex dynamics in the cylinder wake. *Annual Review of Fluid Mechanics*, Annual Reviews, v. 28, n. 1, p. 477–539, jan 1996.

WILLIAMSON, C. H. K.; GOVARDHAN, R. N. Vortex-induced vibrations. *Annual Review of Fluids Mechanics*, v. 36, p. 413–455, 2004.

ZDRAVKOVICH, M. M. Flow around circular cylinders volume 1: fundamentals. Oxford University Press, Oxford, v. 19, 1997.