

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE PESQUISAS HIDRÁULICAS

ANÁLISE NUMÉRICA DA VIBRAÇÃO INDUZIDA POR VÓRTICES DE DOIS CILINDROS ALINHADOS COM O ESCOAMENTO

Gabriel Fernando Narváez Campo

Orientador: Profa. Dra. Edith Beatriz Camaño Schettini

Co-Orientador: Prof. Dr. Jorge Hugo Silvestrini

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental da Universidade Federal do Rio Grande do Sul como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental.

Banca Examinadora:

Prof. Dra. Rejane de César Oliveski - PPG - Engenharia Mecânica/UNISINOS

Prof. Dra. Daniela Guzzon Sanagiotto - IPH/UFRGS

Prof. Dr. Luiz Augusto Magalhães Endres - IPH/UFRGS

Setembro, 2015.

Resumo

A interação fluido estrutura faz parte de uma ampla gama de estudos da atualidade. Em função das interações dinâmicas entre fluido e estrutura, baseadas tanto nas propriedades do fluido e do escoamento quanto nas características estruturais do corpo submerso, poderá ocorrer vibração induzida por vórtices (*VIV*) e/ou a vibração induzida pelo escoamento (*FIV*). Neste trabalho a abordagem desse problema é do tipo numérica, mediante o uso do código *Incompact 3d*, acoplado com um modelo dinâmico de oscilador simples. O esquema do *Incompact 3d* permite a solução das equações de Navier-Stokes mediante Simulação Numérica Direta (*DNS*). O caso específico para o qual aplica-se o modelo numérico é o caso de dois cilindros circulares lisos idênticos alinhados com o escoamento. A validação do código é feita para números de Reynolds (*Re*) entre 100 e 300, espaçamento entre centro dos cilindros (*S/D*) entre 1, 5 e 10, 0 e velocidades reduzidas (*U'*) entre 2 e 14. Os cenários simulados são: cilindros de montante e de jusante fixos (*MF – JF*), cilindros de montante e de jusante livres na direção transversal ao escoamento (*ML_y – JL_y*) e cilindros de montante e de jusante livres nas duas direções (*ML_{xy} – JL_{xy}*). Devido à carência de estudos comparativos entres estes três cenários, para números de Reynolds da ordem de 10^2 e espaçamento crítico ($S/D \approx 3,5$, que é função do *Re*), o presente trabalho estuda as estruturas formadas no escoamento, além das vibrações induzidas, a partir de simulações 2D para $Re = 200$ e 300 , $S/D = 3,5$ e $2 < U' < 14$, que corresponde à região onde acontecem os fenômenos tanto de ressonância quanto de *galloping*. Encontra-se que para o cenário *ML_y – JL_y* a máximas oscilações ocorrem para $5 \leq U' \leq 8$ e são maiores para $Re = 300$. Em termos de amplitudes de vibração, os cenários *ML_{xy} – JL_{xy}* tiveram os maiores deslocamentos relativos, em relação aos *ML_y – JL_y*.

Abstract

The fluid-structure interaction makes part of a great number of current studies. As a function of dynamic interactions between fluid and structure, based on fluid and flow properties as on structural characteristics of the submerged body, could occur vortex induced vibration (*VIV*) and/or flow induced vibration (*FIV*). This work has a numerical approach to the problem, using *Incompact3d* code coupled with a simple oscillator dynamic model. The *Incompact3d* numerical scheme allows to solve the Navier-Stokes equations via Direct Numerical Simulation (*DNS*). The coupled numerical code was applied to case of two circular smooth identical cylinders in cross-flow (tandem). The code validation is made for Reynolds numbers between 100 and 300, spacing between center-to-center cylinder (S/D) between 1, 5 and 10, 0 and reduced velocities (U') between 2 and 14. The conditions simulated are: both cylinders fixed ($MF - JF$), both cylinders free in transversal streamwise direction ($ML_y - JL_y$) and both cylinders free to oscillate parallel and transverse to the streamwise direction ($ML_{xy} - JL_{xy}$). Due to the absence of comparative studies between these settings, for Reynolds number $O(10^2)$ and critical spacing ($S/D \approx 3, 5$, which is a function of Re), the present work studies the flow structures, moreover induced vibrations, via 2D simulations for $Re = 200$ and $Re = 300$, $S/D = 3, 5$ and $2 < U' < 14$, that correspond to the region where resonance and galloping phenomena take place. It is found for $ML_y - JL_y$ escenary that the greatest oscillations occur for $5 \leq U' \leq 8$ and they are greater than the correspond to $Re = 300$. All the $ML_{xy} - JL_{xy}$ settings have greater oscillations than the $ML_y - JL_y$ settings.

Dedico mi trabajo y todos mis logros a Dios quien dentro de su infinita sabiduria me guió y me dió fuerzas para continuar. A mis padres que con su amor me transmitieron seguridad y compañía incondicional.

Agradecimentos

Agradeço ao grupo de pesquisa do Núcleo de Transição e Turbulência pelas discussões científicas e pela sua amizade. À professora Beatriz, que com paciência acrescentou meu entendimento da mecânica dos fluidos e orientou a minha pesquisa com alta qualidade humana e acadêmica. Ao professor Jorge, que com suas considerações ajudou na melhora da qualidade do meu trabalho. Ao professor Leandro Conceição Pinto, que com ânimo me forneceu os códigos computacionais resultado das suas pesquisas, e cujo trabalho foi o ponto de partida da minha pesquisa e a minha primeira escola no fenômeno de Vibração Induzida por Vórtices. A Leonardo Romeiro Monteiro pelas boas sugestões para melhora do meu trabalho. Agradeço ao CNPq, à CAPES e ao IPH pelo fornecimento dos recursos financeiros, materiais e humanos que permitiram o desenvolvimento e a conclusão da minha pesquisa. À minha namorada Helena, que com grande amor, carinho e paciência me motivou em todo momento. À minha família: meu primo Fernando, que promoveu a minha decisão de continuar os meus estudos e pela sua grande amizade; ao meu irmão Pablo, cujo acompanhamento e sucesso têm sido um importante impulso na minha vida acadêmica. A todos os meus grandes amigos de Porto Alegre.

Sumário

Lista de Figuras	vii
Lista de Tabelas	xiii
Lista de Símbolos	xv
1 Introdução	1
1.1 Relevância	1
1.2 Objetivos	3
1.3 Estrutura do Trabalho	3
2 Revisão Bibliográfica	5
2.1 Escoamento ao redor de um cilindro fixo	5
2.1.1 Formação da esteira de Von Kármán	5
2.1.2 Regimes de desprendimento de vórtices	8
2.2 Vibração Induzida por Vórtices (<i>VIV</i>) e Vibração Induzida pelo Escoamento (<i>FIV</i>)	14
2.2.1 Cilindro com um grau de liberdade	15
2.2.2 Adimensionalização segundo parâmetros do escoamento	21
2.2.3 Cilindro com dois graus de liberdade	21
2.3 Escoamento ao redor de dois cilindros fixos	26
2.3.1 Arranjo de cilindros fixos em <i>tandem</i>	30
2.4 Arranjo de cilindros móveis em <i>Tandem</i>	39
2.4.1 Sistema conjunto com 1 grau de liberdade ($ML_y - JF$ e $MF - JL_y$)	43
2.4.2 Sistema conjunto com 2 ou mais graus de liberdade ($ML_y - JL_y$ e $ML_{xy} - JL_{xy}$)	50
2.5 Modelagem do <i>VIV</i>	55
2.5.1 Modelagem analítica	55
2.5.2 Modelagem numérica	55
3 Metodologia Numérica	57
3.1 Modelo Hidrodinâmico	57
3.1.1 Equações Hidrodinâmicas	57

3.1.2	Condições iniciais e de contorno	58
3.1.3	Discretização espacial do termo convectivo-difusivo	59
3.1.4	Avanço no tempo	60
3.1.5	Divergência do campo de velocidades e solução da equação de Poisson	61
3.1.6	Discretização espacial do campo de pressões para obter $\nabla\Pi^{k+1}$ e correção do campo de velocidades \vec{u}^{k+1}	66
3.1.7	Cálculo das forças hidrodinâmicas	67
3.2	Modelo dinâmico com dois graus de liberdade	69
3.2.1	Solução numérica do modelo dinâmico com dois graus de liberdade	70
4	Verificação, validação e resultados	72
4.1	Cilindros fixos	73
4.1.1	Escoamento com $Re = 100$	74
4.1.2	Escoamento com $Re = 185$	77
4.1.3	Escoamento com $Re = 200$	79
4.1.4	Escoamento com $Re = 300$	83
4.1.5	Análise comparativa e conclusões parciais	85
4.2	Cilindros submetidos a <i>VIV</i>	87
4.2.1	Escoamento com $Re = 200$	87
4.2.2	Escoamento com $Re = 300$	104
4.2.3	Análise comparativa e conclusões parciais	112
5	Conclusões e recomendações	116
5.1	Conclusões	116
5.2	Recomendações	119
	Referências Bibliográficas	122

Lista de Figuras

1.1	Desenhos de turbilhões, feitos por Leonardo da Vinci (Lugt, 1983[61]).	2
1.2	Algumas aplicações de cilindros em <i>tandem</i>	2
2.1	Características da camada limite em um cilindro: (a) localização da separação da camada limite, (b) perfis de velocidades típicos em várias posições da camada limite e (c) distribuições superficiais de pressão para escoamento invíscido e para o escoamento em camada limite. (Munson, 1994)[69].	7
2.2	Regimes de escoamento ao redor de um cilindro circular (Adaptador por Ribeiro, 2002[83] do trabalho de Sumer e Fredsøe, 1997[95]).	10
2.3	Parâmetros adimensionais em função do número de Reynolds para um cilindro fixo. <i>a</i>) Número de Strouhal (Blevins, 1990[9]); <i>b</i>) Coeficiente de pressão de base (Williamson, 1996[100]); <i>c</i>) Coeficiente de arrasto médio (Wieselsberger, 1921; adaptada por Pinto, 2012[79] de Roshko, 1961[84]); <i>d</i>) Flutuação do coeficiente de sustentação (Norberg, 2002[73]).	12
2.4	Instabilidades tridimensionais. <i>a</i>) e <i>c</i>) Visualização do escoamento, com tinta, para os modos A e B, respectivamente (Williamson, 1996[100]). <i>b</i>) e <i>d</i>) Isosuperfícies de vorticidade obtidas por simulação numérica direta, para os modos A e B, respectivamente (Ribeiro, 2002[83]).	13
2.5	Espectro de velocidades da esteira de vórtices, para uma razão de aspecto $L/D = 200$ (Williamson, 1996[100]).	13
2.6	Resultados de Khalak e Williamson (1999)[48] (para valores de $m^* \zeta = 0,014 - 0,019$, e m^* de 2,4 (●), 10,3 (○) e 20,6 (■)) superpostos no mapa de modos de desprendimento de vórtices em cilindros com movimento forçado de Williamson e Roshko (1988)[102]. (a) Variação de A_{max}^* em função da velocidade normalizada U^* . (b) Variação de A_{max}^* em função da velocidade reduzida U'	18
2.7	Variação da amplitude transversal de oscilação normalizada (A_y/D) em função do número de Reynolds (Re). Blevins e Coughran (2009)[11].	19

2.8	Variação da amplitude normalizada (A_y/D) em função da velocidade reduzida (U'). (a) Assi et al. (2006)[5]: (■), $m^* = 0,96$, $m^*\zeta \approx 0,008$; (●) $m^* = 0,90$, $m^*\zeta \approx 0,010$; Brankovic (2004)[16], apud Assi et al. (2006)[5]: (Δ), $m^* = 0,82$, $m^*\zeta \approx 0,0001$. (b) Assi et al. (2006)[5]: (■), $m^* \approx 2$, $m^*\zeta \approx 0,013$; Khalak e Williamson (1999)[48], apud Assi et al. (2006)[5]: (Δ) $m^* \approx 2$, $m^*\zeta \approx 0,014$; Hover e Triantafyllou (2001)[38], apud Assi et al. (2006)[5]: (○), $m^* \approx 3$. (c) Assi et al. (2006)[5]: (■), $m^* \approx 8$, $m^*\zeta = 0,016$; Khalak e Williamson (1999)[48], apud Assi et al. (2006)[5]: (Δ) $m^* \approx 10$, $m^*\zeta \approx 0,017$; Fujarra (2002)[31], apud Assi et al. (2006)[5]: (○), $m^* \approx 10$, $m^*\zeta \approx 0,03$	20
2.9	Variação de amplitude de oscilação normalizada na direção transversal ao escoamento (A_y/D) em função de f/f_n	22
2.10	Ramo super-superior, associado ao modo de desprendimento de vórtices "2T" descoberto no trabalho de Jauvtis e Williamson (2004)[44]. (a) Variação de amplitude de oscilação normalizada (A_y/D) e da relação de frequências (f_y/f_n) na direção transversal ao escoamento em função da velocidade normalizada U^* . (b) Formação do modo de desprendimento de vórtices "2T".	23
2.11	(a) Variação das amplitudes normalizadas em função do ($U^* f U^*$) $St = f_s/f$ para razão de massa (m^*) igual a 2,6. (b) Curvas no espaço tridimensional que mostram a variação conjunta de A_y^* (no plano horizontal) e A_x^* (no eixo vertical) em função da nova razão de frequências f_s/f (Jauvtis e Williamson (2004)[44]).	24
2.12	Amplitude de oscilação máxima para cilindros com um ($1dof$) e dois ($2dof$) graus de liberdade em função do parâmetro massa amortecimento $m^*\zeta$ do trabalho de Stappenbelt e Lalić (2008)[93].	25
2.13	Variação das amplitudes de vibração normalizadas nas duas direções ortogonais em função da velocidade normalizada U^* , e trajetória do cilindro em cada intervalo de U^* , para $\zeta = 0,02$ e $m/\rho D^2$ (Blevins e Coughram (2009)[11])	26
2.14	Regimes de interferência do escoamento para cilindros paralelos, perpendiculares e oblíquos ao escoamento. (a) comportamento como um único corpo; (b) <i>Reattachment</i> alternado; (c) <i>Reattachment</i> quase-permanente; (d) Desprendimento intermitente; (e) Salto descontínuo entre os regimes (d) e (f). (f) Esteira de vórtices binários. (Zdravkovich, 1987[107])	27
2.15	Dois cilindros de igual diâmetro submetidos ao escoamento. (a) arranjo em "Tandem" (T); (b) arranjo em "Side – by – side" (SS); (c) arranjo "Staggered" (S). Sumner (2010)[96]	28
2.16	Regiões de interferência em relação à posição relativa do cilindro de justante com respeito à esteira do cilindro de montante, para cilindros de igual diâmetro. Zdravkovich (1987)[107]	29
2.17	Classificação, segundo Igarashi (1981)[41], dos padrões de escoamento em trono de dois cilindros circulares em função do espaçamento normalizado (S/D) e do Re . Ljungkrona et al. (1991)[59]	31

- 2.18 Visualização do escoamento em torno de dois cilindros fixos em *tandem*, para diferentes valores de S/D e Re . A figura foi obtida de Ljungkrona *et al.* (1991)[59]. *Extended – body regime*: (a) $S/D=1,25$, $Re = 1 \times 10^4$; (b) $S/D =1,25$, $Re= 1,2 \times 10^4$. *Reattachment regime*: (c) $S/D=2$, $Re =1 \times 10^4$, (d) $S/D=2$, $Re= 1,2 \times 10^4$; (e) $S/D = 4$, $Re=1 \times 10^4$. *Co – shedding regime*: (f) $S/D= 4$, $Re= 1,2 \times 10^4$ 34
- 2.19 Mapa de padrão do escoamento em torno de dois cilindros circulares, fixos e alinhados. O mapa foi feito mediante as simulações numéricas por Carmo *et al.*(2010a)[20]. 36
- 2.20 Flutuação dos coeficientes de força em um arranjo de cilindros fixos em *Tandem* em função da abertura entre os cilindros (G/D). (a) Flutuação temporal do coeficiente de sustentação; (b) Flutuação temporal do coeficiente de arrasto. Figura obtida de Alam *et al.*(2003)[2]. 38
- 2.21 Variação de St (a partir da frequência de despreendimento de vórtices atrás do cilindro de jusante) em função do Re e S/D . \bullet , $S/D=1$ (Xu e Zhou, 2004[103]); $+$, $S/D= 1,3$ (Xu e Zhou, 2004[103]); linha sólida em (a), $S/D= 1,03$ (Igarashi, 1981[41]); ∇ , $S/D=2$ (Xu e Zhou, 2004[103]); \circ em (b), $S/D= 2,5$ (Xu e Zhou, 2004[103]); \square , $S/D=3$ (Xu e Zhou, 2004[103]); linha sólida em (b), $S/D=3,09$ (Igarashi, 1981[41]); linha pontilhada em (b), $S/D=2,5$ (Igarashi, 1981[41]); linha pontilhada desigual em (b), $S/D= 2,06$ (Igarashi, 1981[41]); \triangle , $S/D =3,5$ (Xu and Zhou, 2004[103]); \ominus , $S/D =4$; \blacktriangledown , $S/D =4,5$ (Xu e Zhou, 2004[103]); \boxtimes , $S/D=5$ (Xu e Zhou, 2004[103]); \otimes , $S/D=6$ (Xu e Zhou, 2004[103]); \boxplus , $S/D=7$ (Xu e Zhou, 2004[103]); \blacktriangle , $S/D=8$ (Xu e Zhou, 2004[103]); \times , $S/D =10$ (Xu e Zhou, 2004[103]); \blacksquare , $S/D= 15$ (Xu e Zhou, 2004[103]); linha sólida em (d), cilindro isolado (Norberg, 1994[72]); \circ em (d), cilindro isolado (Xu e Zhou, 2004[103]); linhas verticais em (b) e (c) mostra a existência de dois picos no mesmo numero de Reynolds. 39
- 2.22 Variação da amplitude normalizada em função da velocidade reduzida e da posição relativa entre cilindros. Caso $ML_y - JF$. Figura obtida de Bokaian e Geoola (1984a)[12]. 44
- 2.23 Variação da amplitude normalizada em função da velocidade reduzida e da posição relativa entre cilindros. Caso $MF - JL_y$. Figura obtida de Bokaian e Geoola (1984b)[13]. 45
- 2.24 Variação de A_y/D e f/f_n em função de U' e da posição relativa entre cilindros em *tandem* (Caso $MF - JL_y$). (a): Casos associados ao fenômeno de ressonância; (b): casos associados a ressonância e/ou *galloping*. \circ , $S/D = 1,09$; \bullet , $S/D = 1,5$; \triangle , $S/D = 2,0$; \blacktriangle , $S/D = 2,5$; ∇ , $S/D = 3,0$. $m^* = 8,42$ e $\zeta = 0,0129$. Figura obtida de Bokaian e Geoola (1984b)[13]. 46
- 2.25 Variação de A_y/D em função de Re , para $U' \rightarrow \infty$ e $S/D = 4$. Caso $MF - JL_y$. Figura obtida de Carmo *et al.* (2011b)[18]. 47

2.26	Variação de $y_{max} = A_y$ e de C_{Lmax} de montante, em função do S/D . Caso $ML_y - JF$ e intensidade da turbulência de 6, 5%. ●, $Re = 5900$; ○, $Re = 2600$. Figura obtida de Bokaian e Geoola (1984a[12]).	49
2.27	Variação de $y_{max} = A_y$ e de C_{Lmax} de montante, em função do S/D . Caso $MF - JL_y$ e intensidade da turbulência de 6, 5%. ●, $Re = 5900$; ▲, $Re = 2600$. Figura obtida de Bokaian e Geoola (1984b[13]).	50
2.28	Variação de A_y/D em função do S/D . Caso $ML_y - JL_y$. Figura obtida de Lin <i>et al.</i> (2013)[58].	51
2.29	Parâmetros adimensionais de dois cilindros em <i>VIV</i> , para diferentes velocidades reduzidas ($Re = 200$, $m^* = 2$, $\zeta = 0$, $S/D = 1,5$). (a) $C_{Xr.m.s.}$: r.m.s. do coeficiente de sustentação; (c) f/f_n : Razão de frequências; (d) φ : ângulo de fase entre o coeficiente de sustentação e as oscilações dos cilindros. Linha contínua: Caso $ML_y - JL_y$; linha pontilhada: Caso $ML_{xy} - JL_{xy}$; marcadores hachurados: cilindro a montante; marcadores vazios: cilindro a jusante. Figura obtida de Borazjani e Sotiropoulos (2009)[15].	53
3.1	Condições de contorno no domínio de cálculo. Onde u e v são as componentes do vetor velocidade \vec{u} em x e em y , respectivamente.	59
3.2	Campo de velocidade alvo (componente em x do vetor velocidade) dentro do cilindro, como parte do método de fronteiras imersas. Este é um instante de tempo antes da formação de vórtices.	62
3.3	Campo instantâneo de magnitude do vetor velocidade para dois cilindros em <i>VIV</i> . A linha pontilhada representa a posição de equilíbrio do sistema. Simulação 2D para cilindros com dois graus de liberdade cada um.	62
3.4	Pontos da malha onde são calculados os valores da pressão (○) e velocidade (●). Figura modificada de Laizet e Lamballais 2009[53].	66
3.5	Volume de controle para o cálculo das forças hidrodinâmicas sob um dos cilindros em <i>VIV</i> . A imagem de fundo corresponde a um campo instantâneo da magnitude do vetor velocidade.	68
3.6	Esquema de sistema dinâmico com dois graus de liberdade nas direções x e y	69
4.1	Variação do $\langle C_D \rangle$, em função do S/D ($Re = 100$): (a) cilindro de montante, (b) cilindro de jusante. C_{Lrms} , em função do S/D : (c) cilindro de montante; (d) cilindro de jusante. ● Presente trabalho, ○ Sharman et al. 2005[88], × Mussa et al. 2009[70], △ Mizushima et al. 2005[66].	75
4.2	Número de Strouhal (St) em função do S/D , para $Re = 100$	76
4.3	Campo de instantâneos de ω_z para $Re = 100$. (a) Cilindro isolado. Cilindros alinhados, com S/D de: (b) 2, 0, (c) 3, 0, (d) 3, 5, (e) 4, 0, (f) 5, 0, (g) 6, 0 e (h) 7, 0.	77

4.4	Variação de $\langle C_D \rangle$ e C_{Lrms} em função de S/D , para $Re = 185$. (a) $\langle C_D \rangle$; (b) C_{Lrms} . ●, cilindro de montante; ○, cilindro de jusante; - - -, valor do coeficiente obtido por Pinto 2012[79] para um cilindro isolado.	79
4.5	Variação do St em função de S/D , para $Re = 185$. (●) simulado no presente trabalho, (- - -) obtido por Pinto (2012)[79] para cilindro isolado.	79
4.6	$\langle C_D \rangle$ em função de S/D ($Re = 200$): (a) cilindro de montante, (b) cilindro de jusante. C_{Lrms} em função de S/D ($Re = 200$): (c) cilindro de montante; (d) cilindro de jusante. ● Presente trabalho, ○ Borazjani e Sotiropoulos 2009[15], △ Meneghini et al. 2001[64], × Slaouti e Stansby 1992[91]. Coeficientes de força para um cilindro isolado: - - - Song e Song 2003[92], — Sheard et al. 2005[89], . . . Meneghini e Bearman 1995 [63].	81
4.7	Número de Strouhal (St) em função de S/D , para $Re = 200$	81
4.8	Campo instantâneo de ω_z , para $Re = 200$. (a) Cilindro isolado. Cilindros alinhados, com S/D igual a: (b) 2,0, (c) 3,0, (d) 3,5, (e) 4,0, (f) 5,0, (g) 6,0 e (h) 7,0.	82
4.9	$\langle C_D \rangle$ e C_{Lrms} em função do S/D , para $Re = 300$. (a) $\langle C_D \rangle$; (b) C_{Lrms} . ○ ● representa o cilindro de montante, o ○ representa o de jusante e o - - -, o valor do coeficiente obtido por Pinto (2012)[79] para um cilindro isolado, mediante simulações 3D.	84
4.10	Número de Strouhal (St) em função de S/D , para $Re = 300$	85
4.11	Campo instantâneo de ω_z para $Re = 300$. Cilindros alinhados com S/D de: (a) 2,5, (b) 3,0.	85
4.12	Máximo deslocamento transversal $(y/D)_{max}$ em função da velocidade reduzida (U'), para $Re = 200$, $S/D = 1, 5$, $m^* = 4$ e $\zeta = 0$. Cilindro isolado: (▲) Presente trabalho, (△) Borazjani e Sotiropoulos 2009[15]; cilindro de montante: (●) Presente trabalho, (○) Borazjani e Sotiropoulos 2009[15]; cilindro de jusante: (■) Presente trabalho, (□) Borazjani e Sotiropoulos 2009[15].	91
4.13	Variação temporal do deslocamento transversal (y/D) para caso $ML_y - JL_y$ com $Re = 200$, $S/D = 3, 5$, $m^* = 1$, $\zeta = 0, 007$ e diferentes valores de U' . (a) $U' = 3$; (b) $U' = 4$; (c) $U' = 5$; (d) $U' = 6$; (e) $U' = 7$; (f) $U' = 8$; (g) $U' = 10$; (h) $U' = 14$	93
4.14	Variação do deslocamento transversal (y/D) em função do C_{Lrms} , para caso $ML_y - JL_y$ com $Re = 200$, $S/D = 3, 5$, $m^* = 1$, $\zeta = 0, 007$ e diferentes valores de U' . A linha preta corresponde ao cilindro de montante e a linha cinza ao cilindro de jusante. (a) $U' = 3$; (b) $U' = 4$; (c) $U' = 5$; (d) $U' = 6$; (e) $U' = 7$; (f) $U' = 8$; (g) $U' = 10$; (h) $U' = 14$	95
4.15	Vibração induzida pelo escoamento de dois cilindros alinhados ($ML_y - JL_y, Re = 200$, $S/D = 3, 5$, $m^* = 1$, $\zeta = 0, 007$). (a) A_y : amplitude do deslocamento transversal; (b) f/f_n : relação entre frequência de oscilação livre e frequência de oscilação natural; (c) St : número de Strouhal da esteira.	97

4.16 Vibração induzida pelo escoamento de dois cilindros alinhados ($ML_y - JL_y$, $Re = 200, S/D = 3, 5, m^* = 1, \zeta = 0, 007$). (a) $\langle C_D \rangle$; (b) C_{Lrms} 98

4.17 Campos instantâneos de pressão (acima à esquerda) e vorticidade (acima à direita) para diferentes posições relativas entre dois cilindros alinhados e submetidos a *VIV* ($ML_y - JL_y$, $Re = 200, S/D = 3, 5, m^* = 1, \zeta = 0, 007$ e $U' = 4$). 99

4.18 Trajetórias e amplitudes de oscilação dos deslocamentos ($ML_{xy} - JL_{xy}$ com $Re = 200, S/D = 3, 5, m^* = 1, \zeta = 0, 007$) para diferentes valores de U' . (a) Amplitude de oscilação transversal; (b) amplitude de oscilação longitudinal. 101

4.19 Espaçamentos relativos extremos para diferentes velocidades reduzidas. (a) Máxima separação vertical $(\delta y/D)_{max}$; (b) máxima $(\delta x/D)_{max}$ e mínima $(\delta x/D)_{min}$ separação horizontal. $ML_{xy} - JL_{xy}$ com $Re = 200, S/D = 3, 5, m^* = 1, \zeta = 0, 007$. 102

4.20 Vibração induzida pelo escoamento de dois cilindros alinhados ($ML_{xy} - JL_{xy}$, $Re = 200, S/D = 3, 5, m^* = 1, \zeta = 0, 007$). (a) $\langle C_D \rangle$; (b) f/f_n ; (c); (d) St 104

4.21 Variação temporal do deslocamento transversal y/D , para diferentes valores de U' . (a) $U' = 3$; (b) $U' = 4$; (c) $U' = 8$; (d) $U' = 14$. Caso $ML_y - JL_y$ com $Re = 300, S/D = 3, 5, m^* = 1$ e $\zeta = 0, 007$ 105

4.22 Relação do deslocamento transversal (y/D) e o CL ($ML_y - JL_y$ com $Re = 300, S/D = 3, 5, m^* = 1, \zeta = 0, 007$) para diferentes valores de U' . A linha preta corresponde ao cilindro de montante e a linha cinza ao cilindro de jusante. (a) $U' = 3$; (b) $U' = 4$; (c) $U' = 8$; (d) $U' = 14$ 106

4.23 Vibração induzida pelo escoamento de dois cilindros alinhados ($ML_y - JL_y$, $Re = 300, S/D = 3, 5, m^* = 1, \zeta = 0, 007$). (a) A_y ; (b) f/f_n ; (c) St 108

4.24 Vibração induzida pelo escoamento de dois cilindros alinhados ($ML_y - JL_y$, $Re = 300, S/D = 3, 5, m^* = 1, \zeta = 0, 007$). (a) $\langle C_D \rangle$; (b) C_{Lrms} 109

4.25 Amplitudes de oscilação e espaçamentos relativos entre cilindro ($ML_{xy} - JL_{xy}$ com $Re = 300, S/D = 3, 5, m^* = 1, \zeta = 0, 007$) para diferentes valores de U' . (a) Amplitude de oscilação transversal; (b) amplitude de oscilação longitudinal; (c) máximo espaçamento relativo transversal $(\delta y/D)_{max}$; (b) máximo $(\delta x/D)_{max}$ e mínimo $(\delta x/D)_{min}$ espaçamento relativo longitudinal. 110

4.26 Campo de vorticidade no instante em que o espaçamento relativo em x é próximo de zero ($U' = 10$). $ML_{xy} - JL_{xy}$ com $Re = 300, S/D = 3, 5, m^* = 1, \zeta = 0, 007$ 110

4.27 Vibração induzida pelo escoamento de dois cilindros alinhados ($ML_{xy} - JL_{xy}$, $Re = 300, S/D = 3, 5, m^* = 1, \zeta = 0, 007$). (a) $\langle C_D \rangle$; (b) f/f_n ; (c) C_{Lrms} ; (d) St . 111

Lista de Tabelas

2.1	Resultados de amplitudes normalizadas máximas segundo pesquisas experimentais e numéricas. Tabela adaptada do trabalho de Khalak e Williamson (1999)[48].	19
2.2	Características de algumas pesquisas experimentais de cilindros circulares fixos em arranjo alinhado (<i>Tandem</i>). CTA = anemometria de temperatura constante; FV = visualização do escoamento; LIF = fluorescência induzida por laser; PIV = velocimetria por imagem de partícula. Sumner (2010)[96].	32
2.3	Pesquisas numéricas de cilindros circulares em <i>Tandem</i> . Os subíndices 1 e 2 fazem referência ao cilindro de montante e jusante, respectivamente. Se o coeficiente não tem esses subíndices, então, a medição foi de ambos os cilindros.	33
2.4	Pesquisas experimentais de cilindros circulares em <i>tandem</i> . Os subíndices 1 e 2: montante e jusante, respectivamente. ϕ : ângulo de fase entre dois parâmetros com variação temporal. Coeficiente sem subíndices: medição feita para ambos os cilindros.	41
2.5	Pesquisas numéricas de cilindros circulares em <i>tandem</i> . Os subíndices 1 e 2 fazem referência ao cilindro de montante e jusante, respectivamente. ϕ faz referência ao ângulo de fase entre dois parâmetros com variação temporal. Se o coeficiente não tem esses subíndices, então, a medição foi de ambos os cilindros.	42
2.6	Relação de interferência entre dois cilindros adjacentes, em função da velocidade reduzida e da sua posição relativa ao escoamento (Zdravkovich, 1984[105]).	54
3.1	Esquemas numéricos usados na solução da primeira derivada. N é o numero de nós na direção x (n_x), y (n_y) ou z (n_z). Pinto (2012)[79].	59
3.2	Esquemas numéricos usados na solução da derivada segunda. Dependendo da direção de calculo, N vai ser o numero de nós na direção x (n_x), y (n_y) ou z (n_z). Obtida de Pinto (2012)[79].	60
4.1	Parâmetros das simulações para dois cilindros fixos.	73
4.2	$\langle C_D \rangle$, C_{Lrms} e St para $185 \leq Re \leq 200$ segundo resultados da literatura.	78
4.3	Parâmetros estruturais e do escoamento adotados nas simulações de cilindros em <i>VIV</i>	89

4.4	Parâmetros da discretização espaço-temporal adotados nas simulações de cilindros em <i>VIV</i>	89
-----	--	----

Lista de Símbolos

A^*	Amplitude adimensional para oscilação livre	[-]
A_M^*	Amplitude modificada	[-]
A_x	Amplitude de deslocamento em x	[-]
A_y	Amplitude de deslocamento em y	[-]
A_{y1}	Amplitude de deslocamento, do primeiro cilindro, em y	[-]
A_{y2}	Amplitude de deslocamento, do segundo cilindro, em y	[-]
B/D	Razão de bloqueio	[-]
c	Coefficiente de amortecimento	$[Nm^{-1}s]$
c^*	Coefficiente de amortecimento adimensional	[-]
c_A	Coefficiente de massa adicional	[-]
C_D	Coefficiente de arrasto	[-]
$\langle C_D \rangle$	Coefficiente de arrasto médio	[-]
C_L	Coefficiente de sustentação	[-]
$\langle C_L \rangle$	Coefficiente de sustentação médio	[-]
$C_{L_{rms}}$	Raiz média quadrática do coeficiente de sustentação	[-]
C_{pb}	Coefficiente de pressão de base	[-]
c_x	Coefficiente de amortecimento em x	$[Nm^{-1}s]$
c_y	Coefficiente de amortecimento em y	$[Nm^{-1}s]$
c_x^*	Coefficiente de amortecimento adimensional em x	[-]
c_y^*	Coefficiente de amortecimento em adimensional y	[-]
D	Diâmetro do cilindro	[m]
Δt	Passo de tempo	[-]
Δx	Discretização espacial na direção x	[-]
Δy	Discretização espacial na direção y	[-]
δ	Espessura da camada limite	[m]
$\delta x/D$	Espaçamento relativo entre os cilindros na direção x	[-]
$\delta y/D$	Espaçamento relativo entre os cilindros na direção y	[-]
f	Frequência de oscilação do cilindro	$[s^{-1}]$
f^*	Razão de frequências	[-]
\vec{f}	Campo de forças externas	[-]
F_D	Componente de arrasto da força sobre o cilindro	[N]
F_L	Componente de sustentação da força sobre o cilindro	[N]
f_n	Frequência natural do sistema	$[s^{-1}]$
f_o	Frequência de movimento forçado	$[s^{-1}]$
f_s	Frequência de desprendimento de vórtices	$[s^{-1}]$
gdl	Graus de liberdade	[-]
k	Rigidez do sistema	$[Nm^{-1}]$

l	Altura imersa do cilindro	[m]
L	Escala integral de comprimento	[m]
L_x	Dimensão horizontal do domínio de cálculo	[-]
L_y	Dimensão vertical do domínio de cálculo	[-]
m	Massa total do sistema	[Kg]
m^*	Razão de massa	[-]
m^{**}	Razão de massa (Adimensionalização de Shields)	[-]
m_a	Massa adicional	[Kg]
m_d	Massa de fluido deslocada pelo corpo	[Kg]
n_x	Número de pontos da malha na direção x	[-]
n_y	Número de pontos da malha na direção y	[-]
n_z	Número de pontos da malha na direção z	[-]
\vec{r}_c^k	Vetor posição do cilindro no nível de tempo k	[-]
R_i	Coefficiente da posição do esquema de Runge-Kutta, no sub passo i	[-]
Re	Número de Reynolds baseado no diâmetro do cilindro	[-]
S/D	Espaçamento entre centros dos cilindros	[-]
$(S/D)_c$	Espaçamento crítico entre centros dos cilindros	[-]
S_i	Coefficiente da velocidade do esquema de Runge-Kutta, no sub passo i	[-]
S_G	Parâmetro de Skop-Griffin	[-]
St	Número de Strouhal	[-]
t^*	Tempo	[-]
U_o	Escala de velocidade (velocidade do escoamento de aproximação)	[ms^{-1}]
\vec{u}	Campo vetorial de velocidade	[-]
\vec{u}_o	Campo vetorial de velocidade alvo	[-]
U'	Velocidade normalizada por f_n (velocidade reduzida nominal)	[-]
U''	Velocidade normalizada por f (velocidade reduzida verdadeira)	[-]
\vec{u}_{cil_i}	Vetor velocidade local do cilindro i	[-]
U_{conv}	Velocidade de convecção	[-]
\vec{w}	Campo de vorticidade	[-]
x	Deslocamento longitudinal do cilindro	[m]
\dot{x}	Velocidade transversal do cilindro	[ms^{-1}]
\ddot{x}	Aceleração transversal do cilindro	[ms^{-2}]
x^*	Deslocamento transversal adimensional do cilindro	[-]
\dot{x}^*	Velocidade transversal adimensional do cilindro	[-]
\ddot{x}^*	Aceleração transversal adimensional do cilindro	[-]
x_c	Coordenada horizontal inicial do centro do cilindro	[-]
y	Deslocamento transversal do cilindro	[m]
\dot{y}	Velocidade transversal do cilindro	[ms^{-1}]
\ddot{y}	Aceleração transversal do cilindro	[ms^{-2}]
y^*	Deslocamento transversal adimensional do cilindro	[-]
\dot{y}^*	Velocidade transversal adimensional do cilindro	[-]
\ddot{y}^*	Aceleração transversal adimensional do cilindro	[-]
y_c	Coordenada vertical inicial do centro do cilindro	[-]
y^+/δ	Distância adimensional à parede	[-]

α	Razão de massa amortecimento	[-]
θ	Ângulo medido a partir do ponto de estagnação do cilindro	[\checkmark]
ν	Viscosidade cinemática	[$m^2 s^{-1}$]
p	Campo de pressões	[Pa]
P_b	Pressão média de base	[Pa]
Π	Campo de pressões adimensional	[-]
ζ	Razão de amortecimento crítico	[-]
ρ	Massa específica do fluido	[Kgm^{-3}]
ρ_b	Massa específica do cilindro	[Kgm^{-3}]
ϕ	Angulo de fase	[rad]
ω_z	Vetor vorticidade na direção z	[rad]

Abreviações

<i>DNS</i>	Direct Numerical Simulation (Simulação numérica direta)
<i>FIV</i>	Flow-Induced Vibration (Vibração induzida pelo escoamento)
<i>NETT</i>	Núcleo de Estudos em Transição e Turbulência
<i>VIV</i>	Vortex-Induced Vibration (Vibração induzida por desprendimento de vórtices)
<i>WIV</i>	Wake-Induced Vibration (Vibração induzida pela esteira)

Capítulo 1

Introdução

1.1 Relevância

A fascinação pelos fluidos escoando em torno de corpos submersos já tem evidência desde a antiga Grécia; os gregos descreveram a geração de sons causados pela vibração de cordas tensionadas expostas ao ar em movimento (*Aeolian Tones*). Em 1878, Strouhal descobriu que a frequência deste sons, gerados por um cabo no vento, era proporcional à velocidade do vento dividida pela espessura do cabo, Blevins (1990)[9].

De acordo com Lugt (1983)[61], na Roma antiga Seneca escreveu sobre o papel que têm as obstruções, que seriam corpos submersos, sobre a geração de vórtices ou redemoinhos como às vezes são citados. Há desenhos, do período renascentista, de escoamentos em canais sem e com obstáculos como corpos submersos. Leonardo da Vinci tinha fascínio pelas estruturas formadas no escoamento causadas por fronteiras sólidas ou obstáculos imersos no escoamento (Figura 1.1).

Na prática da engenharia e no conhecimento em geral, o escoamento ao redor de corpos submersos tem uma ampla área de aplicabilidade que tem sido foco de estudo nas pesquisas atuais. Algumas das aplicações na engenharia se encontram em estruturas e objetos submetidos à ação do vento (edifícios e torres de alta razão de aspecto, linhas de transmissão de energia elétrica, aeronaves, veículos, cabos de ancoragem de pontes estaiadas, *pipe racks*), das correntes marítimas e fluviais (embarcações, pilares de pontes, cabos de ancoragem, plataformas de captação de petróleo, *risers*). A Figura 1.2 mostra um trecho da Ponte Anita Garibaldi em La-

guna - Santa Catarina e um exemplo de linhas de transmissão de energia elétrica. As colunas da Ponte estão submetidas à ação de um escoamento bifásico (água-ar); os cabos das linhas de transmissão estão submetidos à ação do vento. Nos anteriores cenários, as colunas e os cabos, eventualmente, podem estar dispostas em *tandem* (dependendo da direção do escoamento).

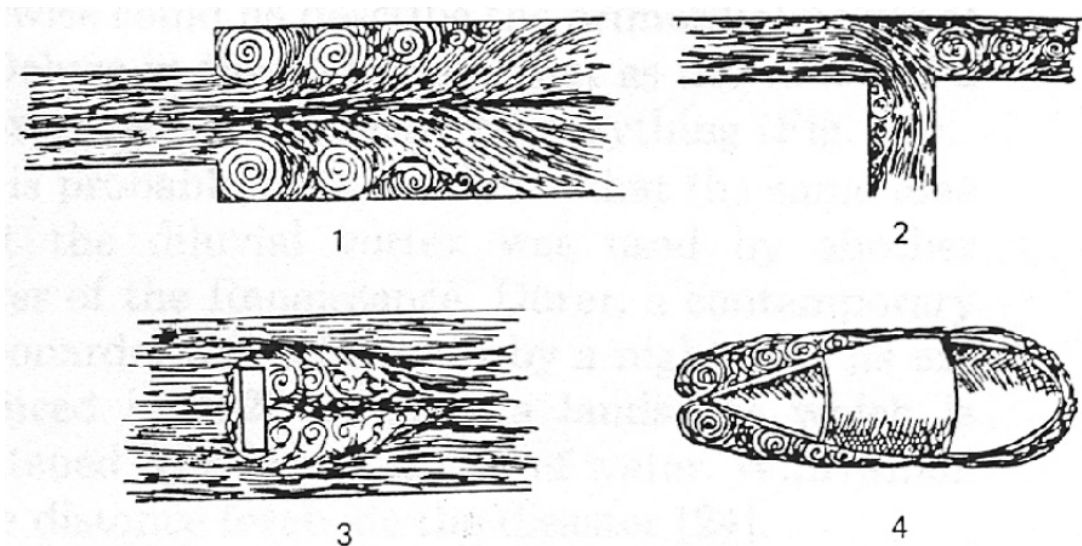


Figura 1.1: Desenhos de turbilhões, feitos por Leonardo da Vinci (Lugt, 1983[61]).



Colunas de ponte submetidas à interação fluido-estrutura (Ponte Anita Garibaldi, Laguna - Santa Catarina)



Cabos de linhas de transmissão (Companhia Estadual de Energia Elétrica, 2014[26])

Figura 1.2: Algumas aplicações de cilindros em *tandem*.

Segundo Zdravkovich (2003)[110], o caso especial de um arranjo de dois cilindros, que é o objeto de estudo do presente trabalho, tem uma ampla aplicabilidade em diversas áreas da engenharia, como na engenharia hidronáutica (periscópio e as suas guias), na engenharia aeronáutica (suporte de asas biplano) e na engenharia espacial (propulsores gêmeos de foguetes), além das mencionadas nos parágrafos anteriores.

1.2 Objetivos

O objetivo geral desta pesquisa é analisar numericamente o comportamento bidimensional das estruturas formadas em um fluido escoando em torno de dois cilindros (de igual diâmetro) com dois graus de liberdade cada um e, inicialmente, alinhados com o escoamento principal (*tandem*). O objetivo geral compreende, também, o estudo do fenômeno de Vibração Induzida por Vórtices (*VIV, Vortex Induced Vibration*) e Vibração Induzida pelo Escoamento (*FIV, Flow-Induced Vibration*) no arranjo em *tandem*.

Para alcançar este objetivo geral deve-se atingir os seguintes objetivos específicos:

- Avaliar se o código numérico *Incompact3d* representa satisfatoriamente o escoamento em torno de dois cilindros fixos e móveis.
- Comparar os padrões de formação, desprendimento e evolução das estruturas do escoamento e a distribuição temporal das forças sobre os cilindros, para arranjos alinhados de cilindros móveis e fixos, por meio de simulações bidimensionais.
- Comparar as respostas do cilindro de montante com as de um cilindro isolado, com a finalidade de estabelecer a influência do número de Reynolds e da separação entre os cilindros em *tandem*.
- Avaliar a influência que tem o grau de liberdade longitudinal ao escoamento, em termos de amplitudes de vibração, coeficientes de força e número de Strouhal da esteira de vórtices.

1.3 Estrutura do Trabalho

Este trabalho está dividido em cinco capítulos, sendo que o presente capítulo corresponde à introdução, cujo propósito é mostrar a relevância, os objetivos e a estrutura do trabalho.

No segundo capítulo apresenta-se uma revisão bibliográfica associada aos estudos que envolvem escoamento em torno de um cilindro fixo e em vibração induzida por vórtices. Após, estende-se a revisão bibliográfica a estudos relacionados com escoamento em torno de dois cilindros em *tandem*, fixos, com um grau de liberdade e com dois graus de liberdade. A parte

final do segundo capítulo apresenta as metodologias numéricas e analíticas utilizadas para a modelagem da vibração induzida por vórtices.

O terceiro capítulo apresenta o equacionamento e a metodologia numérica do código hidrodinâmico *Incompact3d*, com a reformulação da equação de Poisson proposta para solucionar o campo de pressão do escoamento em torno de um ou mais cilindros móveis e/ou fixos. Descreve-se, ainda, a metodologia de cálculo das forças hidrodinâmicas e a estratégia numérica adotada para a solução da equação dinâmica de oscilador simples com dois graus de liberdade.

No capítulo quatro são apresentados a verificação, validação e os resultados do código para cilindros fixos e móveis. Para o caso de cilindros fixos, é apresentada uma análise comparativa em relação a um cilindro isolado, destacando-se a análise das discontinuidades nos coeficientes de força e no número de Strouhal associados a espaçamentos críticos entre centros de cilindros. Para o espaçamento crítico foram analisadas as vibrações e a modificação do campo de escoamento no cenário de dois cilindros com um e dois graus de liberdade. O capítulo apresenta uma análise comparativa e conclusões parciais.

A síntese dos resultados, conclusões e recomendações para trabalhos futuros são apresentadas no quinto e último capítulo.

Capítulo 2

Revisão Bibliográfica

2.1 escoamento ao redor de um cilindro fixo

2.1.1 Formação da esteira de Von Kármán

No caso de escoamento ao redor de um cilindro, fala-se de escoamento externo em torno de um corpo submerso. Neste sentido, no presente trabalho o cilindro é considerado como um corpo rombudo. Segundo Meneghini (2002)[62]:

"Um corpo rombudo é definido como sendo aquele que, no caso de ser imerso em uma corrente de fluido, gera separação do escoamento e esta ocorre em uma porção considerável de sua superfície. A ocorrência de separação em um corpo com seção transversal bidimensional faz com que haja a formação de duas camadas cisalhantes livres na região imediatamente posterior ao corpo. Estas duas camadas possuem vorticidade de sinal oposto e elas constituem um sistema instável quando pequenas perturbações estão presentes e certas condições são satisfeitas. A interação destas duas camadas cisalhantes de fluido é não-linear e representa razão principal de formação e desprendimento de vórtices atrás do corpo"(Meneghini, 2002[62]).

Quando as instabilidades em torno de um corpo rombudo já foram desenvolvidas, o campo de velocidades tem uma variação em magnitude, sentido e direção no espaço e no tempo. Relacionando a média temporal da velocidade em cada um dos pontos do campo ($|\bar{u}|$) com a velocidade de aproximação ou de base (U_0), pode-se fazer uma divisão do campo em quatro regiões,

como é proposto por Zdravkovich (1997)[109]: uma estreita região de estagnação na frente do cilindro ($|\bar{u}| < U_0$), uma região de escoamento acelerado nos lados do cilindro ($|\bar{u}| > U_0$), duas camadas limite próximas às paredes do arco frontal do cilindro e uma outra região a justante do cilindro na qual $|\bar{u}|$ é menor que U_0 , região onde ocorre a formação e o desprendimento de vórtices, formando a chamada esteira de Von Kármán.

"A geometria do obstáculo está diretamente relacionada às dimensões da esteira formada, aos ângulos da linha de corrente separando-se da parede do corpo e à frequência de desprendimento de vórtices"(Pinto, 2012[79]). Segundo Zdravkovich (1997)[109], em corpos rombudos que possuem geometrias com arestas afiadas, a separação do escoamento ocorre nas próprias arestas. Porém, quando estas arestas são arredondadas, o ponto de separação pode-se deslocar e ajustar em resposta à estrutura do escoamento na região de separação.

Conforme destaca Dean (1961)[94], em escoamentos tridimensionais a separação da camada limite pode acontecer sem necessidade de ter um fluxo reverso (i.e. inversão do perfil de velocidades na região mais próxima da parede sólida) e uma redução da tensão de cisalhamento até zero na parede do corpo, enquanto, na abordagem bidimensional a separação normalmente acontece no ponto onde ocorrem estes dois processos. Assim, a descrição do processo de separação do escoamento desde uma abordagem bidimensional pode servir como um instrutivo para entender o que acontece na camada limite durante dito processo, mas não se pode estender ou transferir para o caso de separação da camada limite em escoamentos tridimensionais.

Logo, o primeiro processo que acontece antes do desprendimento de vórtices é a separação do escoamento. Em escoamentos invíscidos ao redor de cilindros, que podem ser modelados como escoamentos potenciais, não pode ocorrer separação do escoamento, além de que o arrasto sobre o obstáculo ser nulo. Para este tipo de escoamento, a velocidade é nula nos pontos de estagnação A e F da Figura 2.1a e alcançam seu máximo valor no ponto C; como não existem perdas por atrito viscoso, ocorre um gradiente de pressão favorável desde A até C e um gradiente de pressão adverso de C até F (a magnitude da pressão em A e em F seria a mesma, vide Figura 2.1c)

Em contraste, para escoamentos de fluidos com viscosidade não nula, as perdas de energia cinética e quantidade de movimento por atrito viscoso na camada limite ao longo da parede do

cilindro são consideráveis e, em conjunto com o gradiente de pressão adverso, geram um ponto de inflexão ou de mudança de concavidade no perfil de velocidades, que se pode identificar no perfil C de velocidade na Figura 2.1b, até o ponto no qual o perfil de velocidade é perpendicular à parede sólida do corpo, ou seja, que a tensão de cisalhamento é nula (perfil D da Figura 2.1b). A partir deste ponto, onde a energia cinética não consegue vencer o gradiente de pressão adverso, onde acontece a separação da camada limite, e portanto recirculação do escoamento.

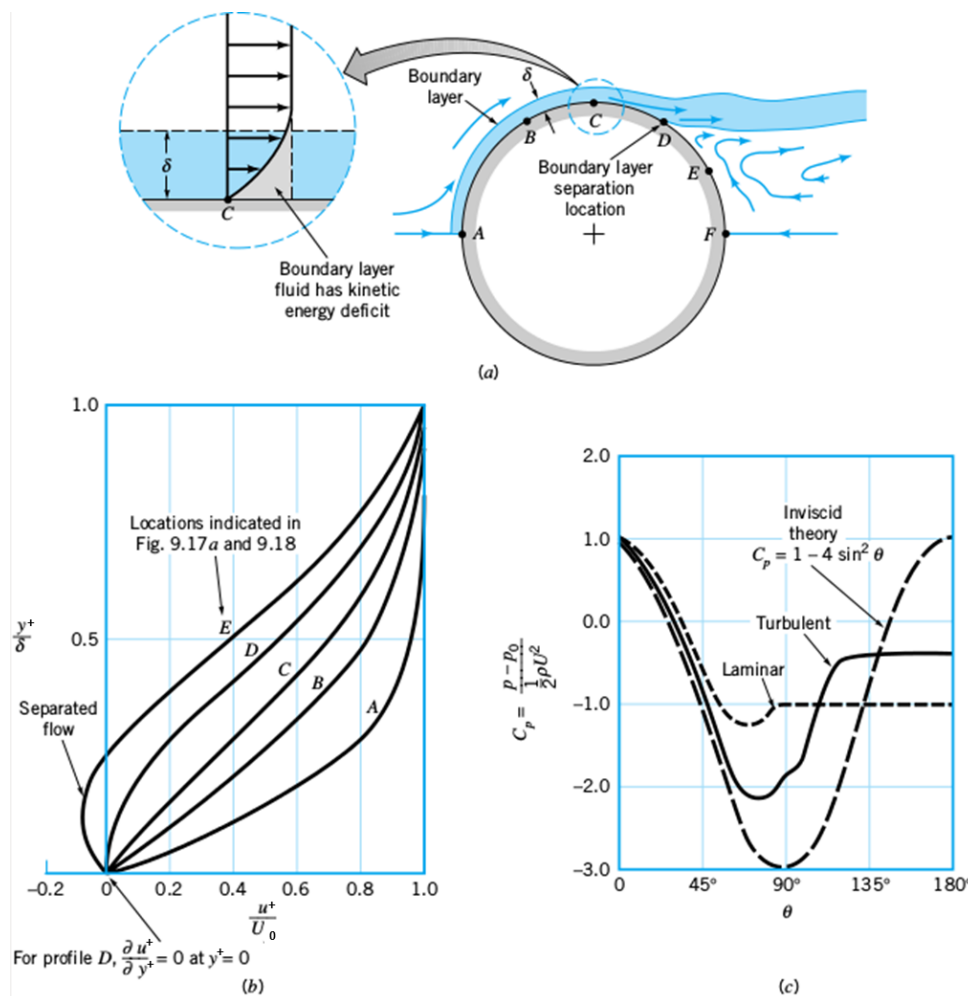


Figura 2.1: Características da camada limite em um cilindro: (a) localização da separação da camada limite, (b) perfis de velocidades típicos em várias posições da camada limite e (c) distribuições superficiais de pressão para escoamento invíscido e para o escoamento em camada limite. (Munson, 1994)[69].

A separação da camada limite dá lugar à formação das camadas cisalhantes livres, mas não necessariamente à formação de vórtices. Instabilidades nas camadas cisalhantes livres, associadas principalmente à relação entre forças de inércia e viscosas no escoamento, são as que realmente dão lugar à formação e desprendimento de vórtices.

2.1.2 Regimes de desprendimento de vórtices

Na ausência de perturbações (turbulência livre no escoamento de aproximação, rugosidade da superfície do cilindro, bloqueio, condições de extremidade do cilindro, razão de aspecto e até amplitude e frequência de oscilações livres e/ou forçadas transversais e paralelas ao escoamento principal), ou parâmetros que influenciam, o parâmetro que governa os regimes de desprendimento de vórtices é o número de Reynolds, que representa o quociente entre forças de inércia e viscosas, e pode ser expresso por:

$$Re = \frac{U_0 D}{\nu}, \quad (2.1)$$

onde U_0 e D são, respectivamente, a velocidade e o comprimento característicos, que neste caso é o diâmetro do cilindro, e ν é o coeficiente de viscosidade cinemático do fluido.

À medida que a magnitude de um parâmetro que influencia aumenta até um ponto crítico, pode-se tornar um parâmetro governante. Um exemplo disto pode-se apresentar em canais com paredes muito próximas, nos quais número de Reynolds baseado no diâmetro do cilindros perde influência e a razão bloqueio adquire importância, até se converter em um parâmetro governante.

Em termos de transição tanto da esteira de vórtices quanto da camada limite e das camadas cisalhantes de laminares a turbulentas, vários autores definem intervalos do número de Reynolds, como parâmetro governante, para os quais acontecem estes processos e as implicações associadas. Estes resultados experimentais variam de um autor a outro pela diferença na magnitude das perturbações, de uma pesquisa a outra. A Figura 2.2, mostra os intervalos de cada um dos regimes.

Alguns parâmetros adimensionais que se tornam função do número de Reynolds são:

- O número de Strouhal, que relaciona a frequência de desprendimento de vórtices (f_s) com características do escoamento, podendo ser expresso como:

$$St = \frac{f_s D}{U_0}, \quad (2.2)$$

- o coeficiente de pressão de base (C_{pb}), que, segundo Roshko (1961)[84], é obtido mediante o valor médio da pressão na superfície do cilindro (P_b) compreendida entre um ângulo de 20 a 30 graus medidos para ambos os lados do eixo axial mais recuado,

$$C_{pb} = \frac{P_b}{\frac{1}{2}\rho U_0^2}, \quad (2.3)$$

- o coeficiente de arrasto médio (C_D), que relaciona a força que o fluido faz sobre o corpo submerso na direção paralela ao escoamento (F_D) com parâmetros do fluido e do cilindro,

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho U_0^2 DL}, \quad (2.4)$$

onde ρ é a massa específica do fluido e L o comprimento longitudinal do cilindro.

- O coeficiente de sustentação (C_L), que relaciona a força que o fluido faz sobre o corpo submerso na direção perpendicular ao escoamento (F_L) com parâmetros do fluido e do cilindro,

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho U_0^2 DL}. \quad (2.5)$$

A Figura 2.2 apresenta uma descrição dos regimes de escoamento em torno de um cilindro circular fixo. No regime (a) ainda não acontece a separação das camadas limites e o escoamento pode ser modelado como escoamento potencial. No regime (b) ocorre a separação das camadas limite e, com isto, dois vórtices simétricos contra-rotativos que aumentam seu comprimento a medida que aumenta o número de Reynolds. Blevins (1990)[9], Sumer e Fredsøe (1997)[95] sugerem um limite superior de 40 para este regime, mas segundo Williamson (1996)[100], a instabilidade da esteira começa próximo do número de Reynolds 49. A partir deste valor, o ponto de confluência destes dois vórtices simétricos a justante, que é onde ocorre o gradiente de pressão adverso máximo (Zdravkovich, 1997[109]), torna-se instável e ocorre uma oscilação sinusoidal que aumenta a sua amplitude com o aumento do número de Reynolds, até que nos picos da oscilação a inércia do escoamento externo gera a formação de pequenos turbilhões que





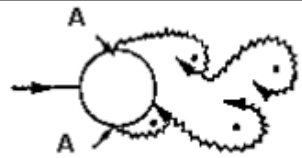
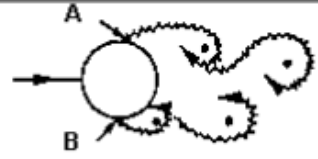
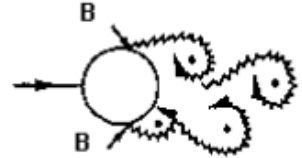


a) 	Sem separação	$Re < 5$
b) 	Formação de um par fixo de vórtices simétricos	$5 < Re < 40$
c) 	Esteira de vórtices laminar	$40 < Re < 200$
d) 	Transição à turbulência na esteira	$200 < Re < 300$
e) 	Esteira completamente turbulenta A: Separação laminar da camada limite	$300 < Re < 3 \times 10^5$ Subcrítico
f) 	A: Separação laminar da camada limite B: Separação turbulenta da camada limite; mas camada limite laminar	$3 \times 10^5 < Re < 3,5 \times 10^5$ Crítico
g) 	B: Separação turbulenta da camada limite; a camada limite é parcialmente laminar e parcialmente turbulenta	$3,5 \times 10^5 < Re < 1,5 \times 10^6$ Supercrítico
h) 	C: Camada limite completamente turbulenta em um lado	$1,5 \times 10^6 < Re < 4 \times 10^6$ Alta transição
i) 	C: Camada limite completamente turbulenta em ambos os lados	$4 \times 10^6 < Re$ Transcrito

Figura 2.2: Regimes de escoamento ao redor de um cilindro circular (Adaptador por Ribeiro, 2002[83] do trabalho de Sumer e Fredsøe, 1997[95]).

se desenvolvem até formar uma esteira laminar. Para um número de Reynolds de aproximadamente 200 até 300, a esteira de vórtices tem uma transição, e começa a formação estruturas tridimensionais na esteira, chamadas também de vórtices longitudinais, que podem ser identificados em duas descontinuidades no número de Strouhal, de tipo histeréticas (Williamson, 1996[100]), e em dois pontos singulares no coeficiente de pressão de base (Figuras 2.3a e 2.3b, respectivamente).

A primeira das descontinuidades e singularidades no número de Strouhal e no coeficiente de pressão de base está associada ao surgimento de uma instabilidade que dá lugar ao modo A de desprendimento de vórtices, que acontece para valores do número de Reynolds ao redor de 180 e 195; Segundo Williamson (1996)[100], o que ocasiona este modo são as deformações locais dos vórtices transversais desprendidos, originando pares de vórtices longitudinais. As Figuras 2.4a e 2.4b mostram a visualização experimental e simulação por DNS do modo A, respectivamente.

Dependendo das condições de extremidades do experimento o seguinte modo de desprendimento de vórtices, chamado de modo B, dá origem às duas descontinuidades e singularidades no número de Strouhal e no coeficiente de pressão de base. Este modo ocorre para valores do número de Reynolds entre 230 e 250. De acordo com Williamson (1996)[100], na transição do modo A para o B há uma transferência de energia, identificada pelas altas flutuações de baixa frequência da velocidade da esteira. A Figura 2.5 mostra os espectros de velocidades na esteira de vórtices e as Figuras 2.4c e 2.4d a visualização experimental e por DNS do modo B, respectivamente.

A faixa de números de Reynolds entre 3×10^2 e 3×10^5 (regime *e* da Figura 2.2) é chamada de regime subcrítico, pois, é o regime anterior ao ponto crítico no qual começa a transição da camada limite à turbulência próximo da separação. Aqui a esteira passa a ser completamente turbulenta, além de acontecer a transição e posterior turbulência das camadas cisalhantes livres.

No regime (f) (Figura 2.2) se tem uma separação com turbulência na camada limite, o que gera uma queda no coeficiente de pressão de base, no coeficiente de arrasto médio e nas flutuações do coeficiente de sustentação, como mostram as Figuras 2.3b, 2.3c e 2.3d, respectivamente.

Entre os regimes (f) e (g) apresentados na Figura 2.2, Bearman (1969)[7] encontrou que

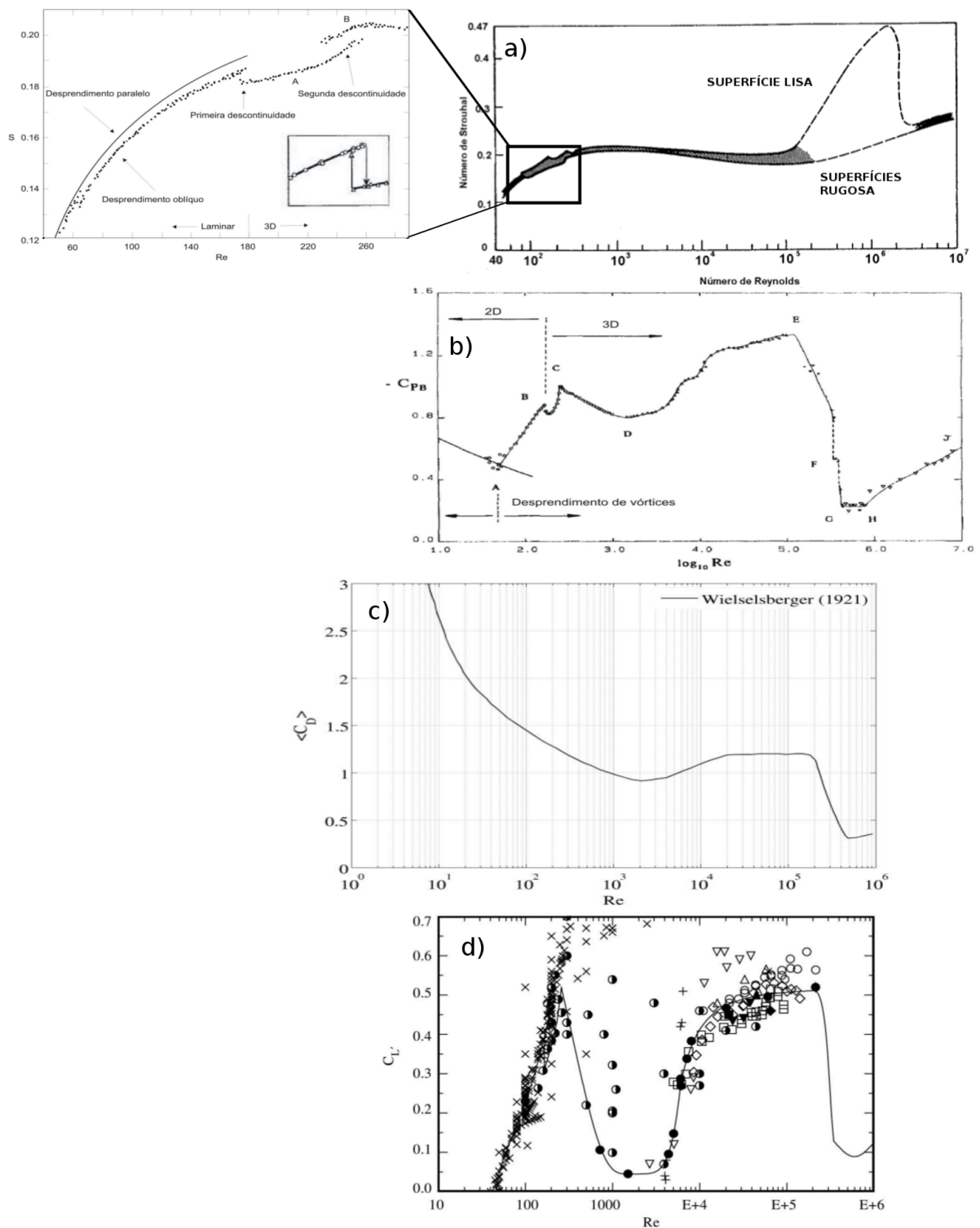


Figura 2.3: Parâmetros adimensionais em função do número de Reynolds para um cilindro fixo. *a*) Número de Strouhal (Blevins, 1990[9]); *b*) Coeficiente de pressão de base (Williamson, 1996[100]); *c*) Coeficiente de arrasto médio (Wieselsberger, 1921; adaptada por Pinto, 2012[79] de Roshko, 1961[84]); *d*) Flutuação do coeficiente de sustentação (Norberg, 2002[73]).

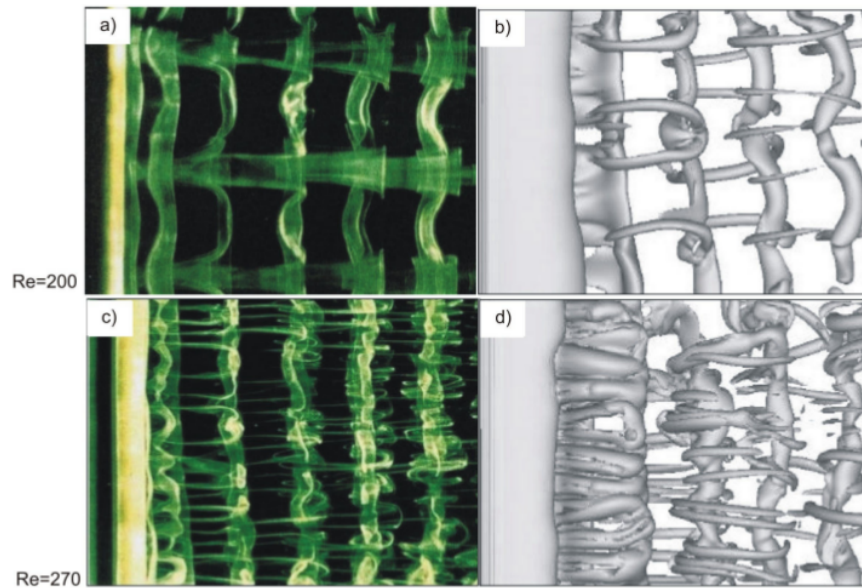


Figura 2.4: Instabilidades tridimensionais. a) e c) Visualização do escoamento, com tinta, para os modos A e B, respectivamente (Williamson, 1996[100]). b) e d) Isosuperfícies de vorticidade obtidas por simulação numérica direta, para os modos A e B, respectivamente (Ribeiro, 2002[83]).

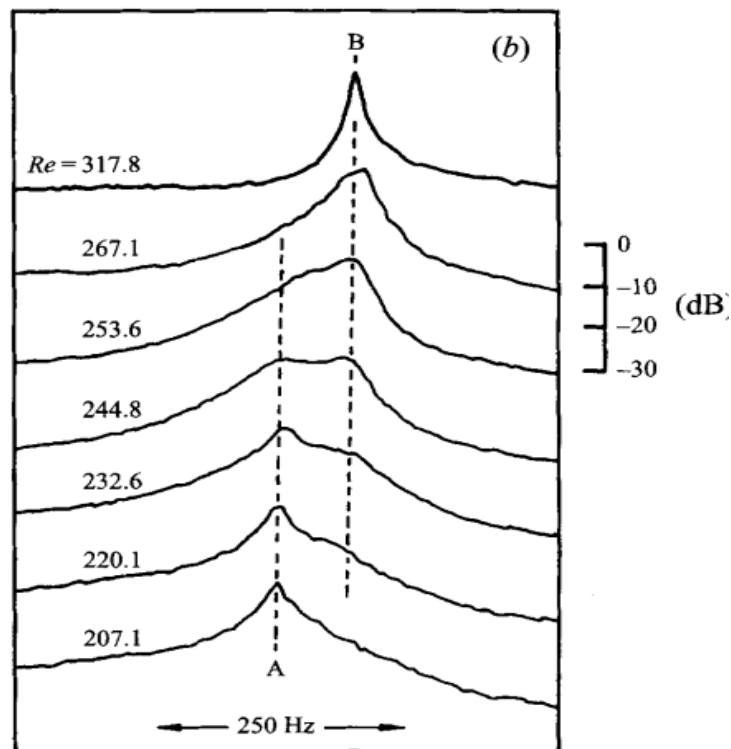


Figura 2.5: Espectro de velocidades da esteira de vórtices, para uma razão de aspecto $L/D = 200$ (Williamson, 1996[100]).

2.2. Vibração Induzida por Vórtices (VIV) e Vibração Induzida pelo Escoamento (FIV)14

para cilindros lisos e escoamento de aproximação com turbulência desprezível, há outros dois sub-regimes, no primeiro se forma uma bolha assimétrica na parede do cilindro e no outro duas bolhas simétricas, ambas resultado da separação da camada limite e posterior re-adesão da camada cisalhante à parede (*reattachment*). Estes complexos processos fazem com que ocorra um aumento da frequência de desprendimento de vórtices (Figura 2.3a) e uma queda descontínua no coeficiente de arrasto, que se pode eliminar aumentando a rugosidade da parede do cilindro e/ou a turbulência do escoamento a montante.

No regime (g) a camada limite passa a ter uma parte laminar e outra completamente turbulenta em um lado do cilindro. Enquanto que no regime (i) ambos os lados possuem camadas limite completamente turbulentas. No regime transcrito no qual tanto a esteira quanto as camadas cisalhantes livre e limite desenvolveram completamente a turbulência, espera-se que os parâmetros como o Strouhal ou o coeficiente de arrasto permaneçam constantes, mas a diminuição da massa específica, em fluidos compressíveis como o ar, ou a cavitação, em fluidos como a água, passam a ser parâmetros governantes que podem mudar a dependência dos parâmetros.

2.2 Vibração Induzida por Vórtices (VIV) e Vibração Induzida pelo Escoamento (FIV)

Na interação fluido estrutura se apresentam forças com componentes tanto normais quanto tangenciais à superfície sólida. Estas forças estão associadas às tensões de cisalhamento exercidas pelo fluido viscoso e ao gradiente de pressões resultante do movimento do fluido. Quando ocorre separação do escoamento, em casos de estruturas total ou parcialmente submersas, é provável a formação e desprendimento de vórtices, o que causa uma esteira de vórtices atrás do corpo rombudo chamada de esteira de Von Kármán.

É possível integrar as tensões normais e tangenciais sobre a superfície sólida do cilindro, para cada instante de tempo, e obter uma variação temporal dos coeficientes de sustentação e arrasto. Em casos nos quais a estrutura tem um ou mais graus de liberdade, esta variação temporal das forças de sustentação e arrasto induz movimentos vibratórios, gerando interferência da estrutura com os padrões normais (normais em referência aos padrões da esteira atrás de um cilindro fixo)

2.2. Vibração Induzida por Vórtices (VIV) e Vibração Induzida pelo Escoamento (FIV) 15

da esteira de vórtices. Portanto, para o caso em que se possa considerar que a estrutura é rígida e fixa, o padrão de desprendimento de vórtices pode ser totalmente diferente ao caso no qual a estrutura tem algum grau de liberdade.

Um corpo submerso pode estar sujeito ao fenômeno de Vibração Induzida por Vórtices (VIV) quando as condições criadas pela esteira desprendida por ele, causa o seu movimento vibratório, mas também pode estar sujeito a Vibração Induzida pelo Escoamento (ou FIV pelas siglas em inglês) quando for gerada uma perturbação do escoamento a montante e a sua interação com o corpo causa em parte a vibração do corpo. Portanto, um corpo submerso pode estar em movimento vibratório devido ao fenômeno de VIV e/ou de FIV. Um caso especial de FIV, no qual a perturbação no escoamento de aproximação é uma esteira desprendida por um corpo rombudo a montante, é chamada Vibração Induzida pela Esteira (ou WIV pelas siglas em inglês) e será o cenário ao que o cilindro de jusante, de um arranjo de cilindros em *tandem*, está sujeito.

2.2.1 Cilindro com um grau de liberdade

Williamson e Govardhan (2004)[101] fizeram uma revisão do fenômeno de VIV para um cilindro montado elasticamente e com capacidade de se mover transversalmente à direção do escoamento. A equação dinâmica que descreve matematicamente o movimento vibratório de um sistema oscilatório pode ser escrita como:

$$m\ddot{y} + c\dot{y} + ky = F_L, \quad (2.6)$$

onde m é a massa total do sistema, c o coeficiente de amortecimento, k uma constante de rigidez do sistema, F_L é a força de sustentação, na direção transversal ao escoamento, e y , \dot{y} e \ddot{y} representam a posição, a velocidade e a aceleração transversal do cilindro, respectivamente.

A fim de generalizar a equação dinâmica (Equação 2.6), e relacioná-la com alguns outros parâmetros físicos do sistema e do fluido, no trabalho de Khalak e Williamson (1999)[48] são apresentaram o seguintes parâmetros adimensionais:

- A razão de massa (m^*), que é o quociente entre a massa do cilindro e a massa do fluido

2.2. Vibração Induzida por Vórtices (VIV) e Vibração Induzida pelo Escoamento (FIV)16

deslocado, e pode ser expressa como,

$$m^* = \frac{4m}{\pi D^2 L \rho}. \quad (2.7)$$

- A amplitude normalizada (A^*), que é a razão da amplitude de oscilação do cilindro (A) com o seu diâmetro,

$$A^* = \frac{A}{D}. \quad (2.8)$$

- A razão de amortecimento (ζ),

$$\zeta = \frac{c}{2\sqrt{k(m+m_a)}}, \quad (2.9)$$

onde m_a é a massa de fluido que é acelerada devido à oscilação do cilindro. Este parâmetro pode ser calculado multiplicando o coeficiente de massa adicional (C_A) com a massa de fluido deslocada pelo cilindro (m_d).

- Velocidade reduzida nominal (U'), baseada na frequência natural de oscilação do sistema na água (f_n),

$$U' = \frac{U_o}{f_n D}. \quad (2.10)$$

- A razão de frequências (f^*), que é o quociente entre a frequência de oscilação real do sistema (f) e a frequência natural de oscilação do cilindro,

$$f^* = \frac{f}{f_n}. \quad (2.11)$$

Substituindo os parâmetros adimensionais anteriores na Equação 2.6, obtém-se a seguinte equação adimensional:

$$(m^* + C_A)(\ddot{y}/f_n + 4\pi\zeta\dot{y} + 4\pi^2 y) = (2/\pi)U'^2 C_L, \quad (2.12)$$

2.2. Vibração Induzida por Vórtices (VIV) e Vibração Induzida pelo Escoamento (FIV) 17

onde o C_L é o coeficiente de sustentação que pode ser expresso pela Equação 2.5.

No trabalho experimental de Khalak e Williamson (1999)[48], feito em água, foram obtidas relações entre alguns dos parâmetros adimensionais da Equação 2.12 para valores da razão de massa entre 2,4 e 20,6; e parâmetros de massa amortecimento ($m^* \zeta$) entre 0,013 e 0,019.

Segundo Khalak e Williamson (1999)[48], para número de Reynolds (Re) da ordem de 10^2 , nos quais a esteira ainda é laminar, o Re é um parâmetro que determina a existência de dois ou três ramos. Por outro lado, para $Re = 3500 - 10000$, Govardhan e Williamson (1999)[33] mostraram que a presença ou não do ramo superior depende principalmente do parâmetro massa amortecimento ($m^* \zeta$).

Os resultados de Khalak e Williamson (1999)[48] foram superpostos no mapa de desprendimento de vórtices para cilindros em movimento forçado feito por Williamson e Roshko (1988)[102], como mostra a Figura 2.6. As abscissas da Figura 2.6a foram divididas pela razão de frequências e se obteve a Figura 2.6b, na qual, as curvas para diferentes razões de massa colapsam em uma única curva. A divisão de velocidade reduzida nominal pela razão de frequências é equivalente a um parâmetro adimensional denominado, por Hover *et al* (1998)[37] e Moe e Wu (1990)[67], como velocidade reduzida "verdadeira" (U''), que pode ser expressa como:

$$U'' = \frac{U_o}{fD}. \quad (2.13)$$

Uma das limitações que se tem no uso da velocidade reduzida "verdadeira" é que a frequência de oscilação do cilindro f , não é conhecida *a priori*, e portanto não tem como ser definida como parâmetro imposto para a simulação. Neste sentido, no presente trabalho, por facilidade, vai-se referir à velocidade reduzida nominal U' simplesmente como velocidade reduzida.

Da Figura 2.6 podem-se identificar três ramos, para o experimento realizado por Khalak e Williamson (1999)[48], enquanto que os resultados de Feng (1968)[30] identificam dois ramos.

Blevins e Coughran (2009)[11] fizeram um estudo experimental para diferentes coeficientes estruturais do cilindro e valores do número de Reynolds. Mantendo constantes os parâmetros de razão de massa e de amortecimento, a curva de resposta, em termos da amplitude de oscilação, apresenta pico maiores à medida que o número de Reynolds aumenta (Figura 2.7).

Assi et al. (2006)[5] fizeram experimentos com um cilindro rígido elasticamente montado

2.2. Vibração Induzida por Vórtices (VIV) e Vibração Induzida pelo Escoamento (FIV) 18

com possibilidade de se movimentar na direção transversal ao escoamento, para $m^* = 0,96 - 8,06$ e razão de massa amortecimento $m^*\zeta = 0,008 - 0,016$. A Figura 2.8 mostra a variação de A^* em função da velocidade reduzida U' , para os diferentes valores de razão de massa do trabalho de Assi et al. (2006)[5], Brankovic (2004)[16], Hover e Triantafyllou (2001)[38] e Fujarra (2002)[31]. Os resultados em geral mostram que o pico máximo do ramo superior tem valores maiores para m^* menores, enquanto a amplitude da região de sincronização é inversamente proporcional à razão de massa.

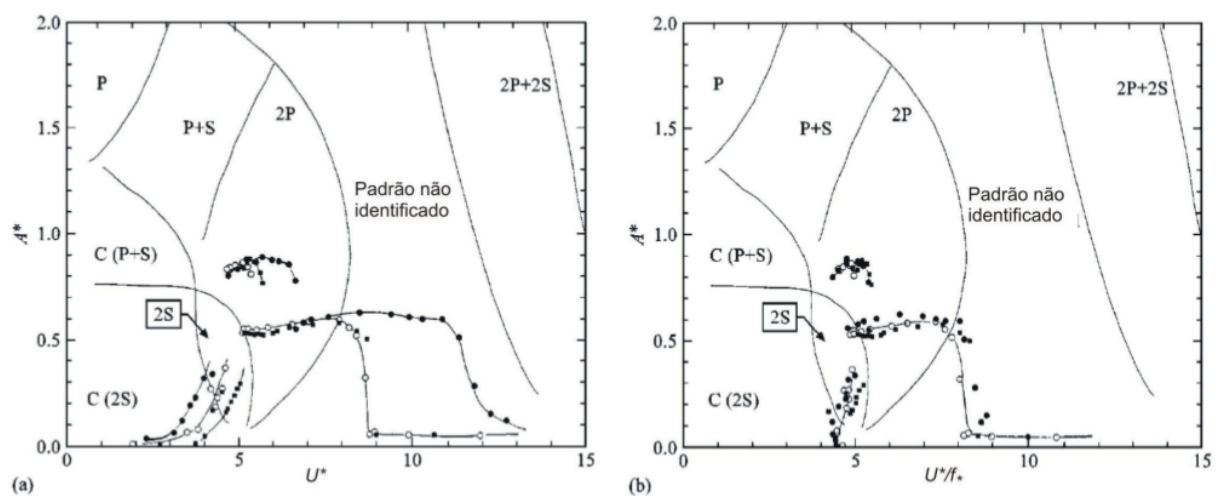


Figura 2.6: Resultados de Khalak e Williamson (1999)[48] (para valores de $m^*\zeta = 0,014 - 0,019$, e m^* de 2,4 (●), 10,3 (○) e 20,6 (■)) superpostos no mapa de modos de desprendimento de vórtices em cilindros com movimento forçado de Williamson e Roshko (1988)[102]. (a) Variação de A_{max}^* em função da velocidade normalizada U^* . (b) Variação de A_{max}^* em função da velocidade reduzida U' .

A Tabela 2.1 mostra os resultados de amplitude de oscilação máxima na direção transversal ao escoamento, normalizada com o diâmetro, para diferentes intervalos e segundo diferentes pesquisadores. Nesta tabela, é possível observar que os números de Reynolds em estudos numéricos são menores do que os números de Reynolds estudados com abordagem experimental. Esta limitação está associada ao tempo de processamento que aumenta conforme a discretização espacial e temporal é mais detalhada. Sendo que para Re altos, a malha tem que ser cada vez mais detalhada.

2.2. Vibração Induzida por Vórtices (VIV) e Vibração Induzida pelo Escoamento (FIV)19

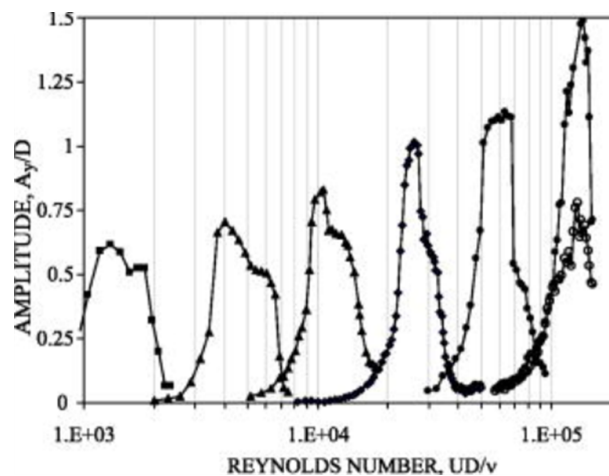


Figura 2.7: Variação da amplitude transversal de oscilação normalizada (A_y/D) em função do número de Reynolds (Re). Blevins e Coughran (2009)[11].

Tabela 2.1: Resultados de amplitudes normalizadas máximas segundo pesquisas experimentais e numéricas. Tabela adaptada do trabalho de Khalak e Williamson (1999)[48].

Pesquisadores	Ano	Meio	Número de Reynolds	$m^* \zeta$	$(A/D)_{pico}$
<i>Cilindro</i>					
<i>elasticamente montado</i>					
Agrilli et al.	1974	água	2500-7000	0,049	0,54
Dean et al.	1977	água	2800-10200	0,0055	0,94
Moe e Overvik	1982	água	6000-30000	0,013	1,09
Anand e Torum	1985	água	6500-35000	0,0132	1,07
Sarpkaya	1995	água	6000-35000	0,052	0,95
Fujarra et al.	1998	água	14410-50380	0,036	1,01
Gharib et al.	1998	água	11000-40000	0,094	0,84
Vikestad	1998	água	3800	0,04	0,80
Hover et al.	1998	água	11000-40000	0,094	0,84
<i>Simulação</i>					
<i>Numerica Direta (DNS)</i>					
Blackburn e Kaniadakis	1993	código - 2D	200	0,012	0,64
Newman e Kaniadakis	1996	código - 2D	100	0,00	0,65
Shiels et al.	1998	código - 2D	100	0,00	0,59
Fujarra et al.	1998	código - 2D	200	~ 0,015	0,61
Evangelinos e Kaniadakis	1998	código - 3D	1000	0,00	0,74
Pinto	2012	código - 3D	1250	0,0125	0,66
<i>Simulação de</i>					
<i>Grandes Vórtices (LES)</i>					
Saltara et al.	1998	código - 2D	100	~ 0,013	0,67

2.2. Vibração Induzida por Vórtices (VIV) e Vibração Induzida pelo Escoamento (FIV) 20

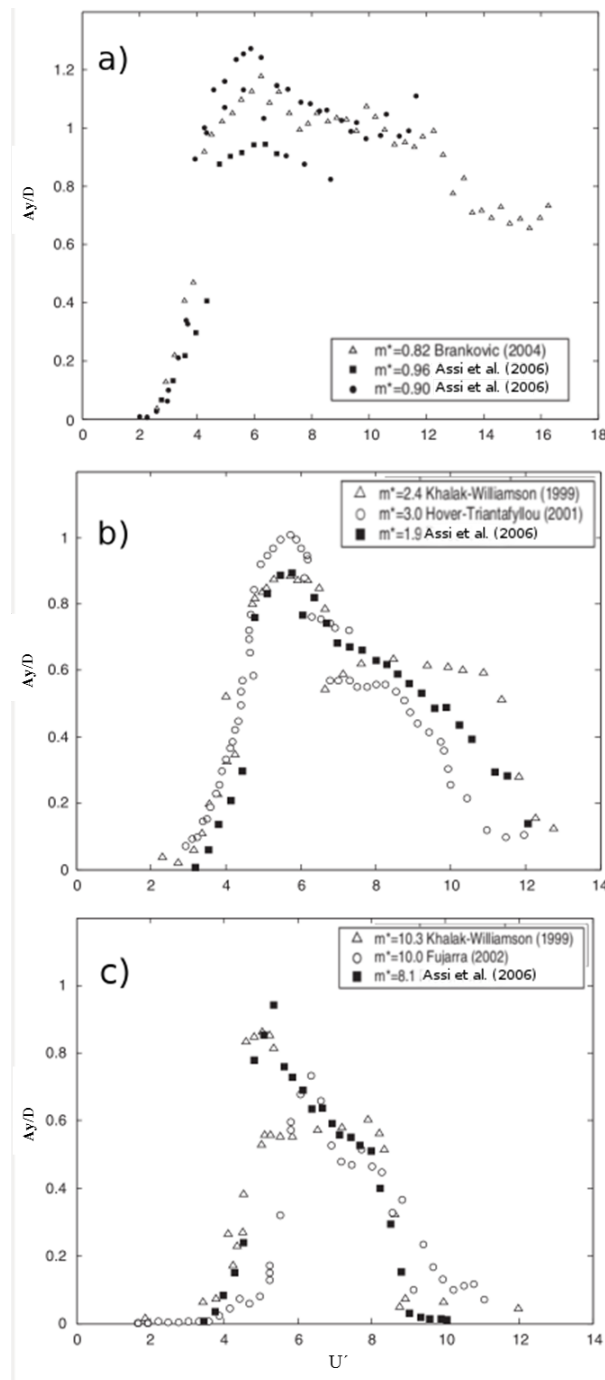


Figura 2.8: Variação da amplitude normalizada (A_y/D) em função da velocidade reduzida (U'). (a) Assi et al. (2006)[5]: (■), $m^* = 0,96$, $m^*\zeta \approx 0,008$; (●) $m^* = 0,90$, $m^*\zeta \approx 0,010$; Brankovic (2004)[16], apud Assi et al. (2006)[5]: (Δ), $m^* = 0,82$, $m^*\zeta \approx 0,0001$. (b) Assi et al. (2006)[5]: (■), $m^* \approx 2$, $m^*\zeta \approx 0,013$; Khalak e Williamson (1999)[48], apud Assi et al. (2006)[5]: (Δ) $m^* \approx 2$, $m^*\zeta \approx 0,014$; Hover e Triantafyllou (2001)[38], apud Assi et al. (2006)[5]: (○), $m^* \approx 3$. (c) Assi et al. (2006)[5]: (■), $m^* \approx 8$, $m^*\zeta = 0,016$; Khalak e Williamson (1999)[48], apud Assi et al. (2006)[5]: (Δ) $m^* \approx 10$, $m^*\zeta \approx 0,017$; Fajarra (2002)[31], apud Assi et al. (2006)[5]: (○), $m^* \approx 10$, $m^*\zeta \approx 0,03$.

2.2.2 Adimensionalização segundo parâmetros do escoamento

Shiels *et al.* (2001)[90] fizeram uma adimensionalização em termos dos parâmetros físicos do escoamento e obtiveram,

$$m^{**}\ddot{y}^* + c^*\dot{y}^* + k^*y^* = C_L(t^*), \quad (2.14)$$

sendo:

$$y^* = \frac{y}{D}, \quad \dot{y}^* = \frac{\dot{y}}{U_o}, \quad \ddot{y}^* = \ddot{y} \frac{D}{U_o^2}, \quad t^* = t \frac{U_o}{D}, \quad m^{**} = \frac{m}{\frac{1}{2}\rho D^2 l} = \frac{\pi \rho b}{2 \rho}, \quad (2.15)$$

$$c^* = \frac{c}{\frac{1}{2}\rho U_o D l}, \quad k^* = \frac{k}{\frac{1}{2}\rho U_o^2 l}.$$

Esta adimensionalização evita a definição do parâmetro de massa adicional associado à massa de fluido acelerado pela vibração do cilindro. Em contraste com a adimensionalização feita por Khalak e Williamson (1996)[47], a adimensionalização baseada em parâmetros do escoamento, não tem em conta a decomposição da força de sustentação nas suas componentes viscosas e não viscosas (Pinto, 2012[79]).

Vandiver (2012)[97] propõe uma adimensionalização da equação dinâmica em termos dos parâmetros do escoamento, mas, contrario à adimensionalização de Shiels *et al.* (2001)[90], exige a definição do coeficiente de massa adicional (C_A).

2.2.3 Cilindro com dois graus de liberdade

Analogamente a como foi feita a adimensionalização da equação do sistema oscilatório com um grau de liberdade na direção transversal ao escoamento, pode-se chegar à seguinte expressão, na direção do escoamento: skins/ufrgs/watermark.html

$$(m^* + C_A)(\ddot{x}/f_n + 4\pi\zeta\dot{x} + 4\pi^2 x) = (2/\pi)U_o'^2 C_D, \quad (2.16)$$

onde C_D é o coeficiente de arrasto (Equação 2.4).

Visto que a amplitude da vibração normalizada na direção transversal ao escoamento de aproximação (A_y^*) tem magnitudes muito maiores que a amplitude de vibração na direção paralela ao escoamento (A_x^*), a maioria dos trabalhos feitos no área de VIV só levam em conta um grau de liberdade na direção transversal ao escoamento, assumindo pouca dependência do

2.2. Vibração Induzida por Vórtices (VIV) e Vibração Induzida pelo Escoamento (FIV) 22

deslocamento em uma direção com relação à outra. Sarpkaya (1995)[87], a partir de um arranjo experimental que permitiu variar a rigidez nas direções ortogonais, obteve a variação de A_y/D em função de $U' St = f_o/f_n$, para diferentes razões de frequência natural (f_{nx}/f_{ny}). A Figura 2.9 mostra esta dependência, na qual se observa que para diferentes razões de frequência se tem diferentes valores do pico da amplitude. Além disso, Sarpkaya (1995)[87] identificou que para $f_{nx}/f_{ny} = 1$ a trajetória do cilindro tem forma de arco, enquanto, que para $f_{nx}/f_{ny} = 2$ a trajetória é em forma de oito.

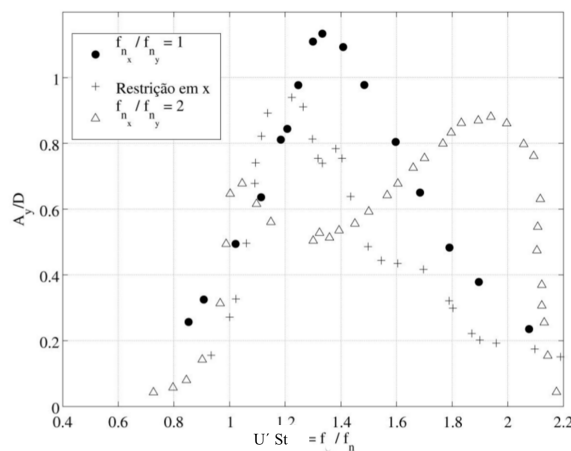


Figura 2.9: Variação de amplitude de oscilação normalizada na direção transversal ao escoamento (A_y/D) em função de f/f_n .

No trabalho de Jauvtis e Williamson (2004)[44] foram feitos experimentos para modelar o fenômeno de VIV de um cilindro com dois graus de liberdade, e iguais frequências naturais de vibração em ambas direções x e y . Nesse trabalho, encontrou-se que para valores de $m^* < 6$, gera-se um novo ramo que os autores chamaram de ramo super-superior (*super – upperbranch* - SU), como amplitudes A_y^* máximas próximas de 1,5 e com um comportamento histerético da transição para o ramo inferior (vide Figura 2.10a). Os autores também descobriram que o surgimento do novo ramo está associado a um novo modo periódico de desprendimento de vórtices que definiram como modo "2T", de acordo com a terminologia de Williamson e Roshko (1988)[102], no qual tem um desprendimento de 3 vórtices por ciclo como mostra a Figura 2.10b. Segundo Jauvtis e Williamson (2004)[44], a grande amplitude de oscilação no ramo super-superior pode ser atribuída às transferência de energia do terceiro vórtice para cada trio de vórtices.

2.2. Vibração Induzida por Vórtices (VIV) e Vibração Induzida pelo Escoamento (FIV) 23

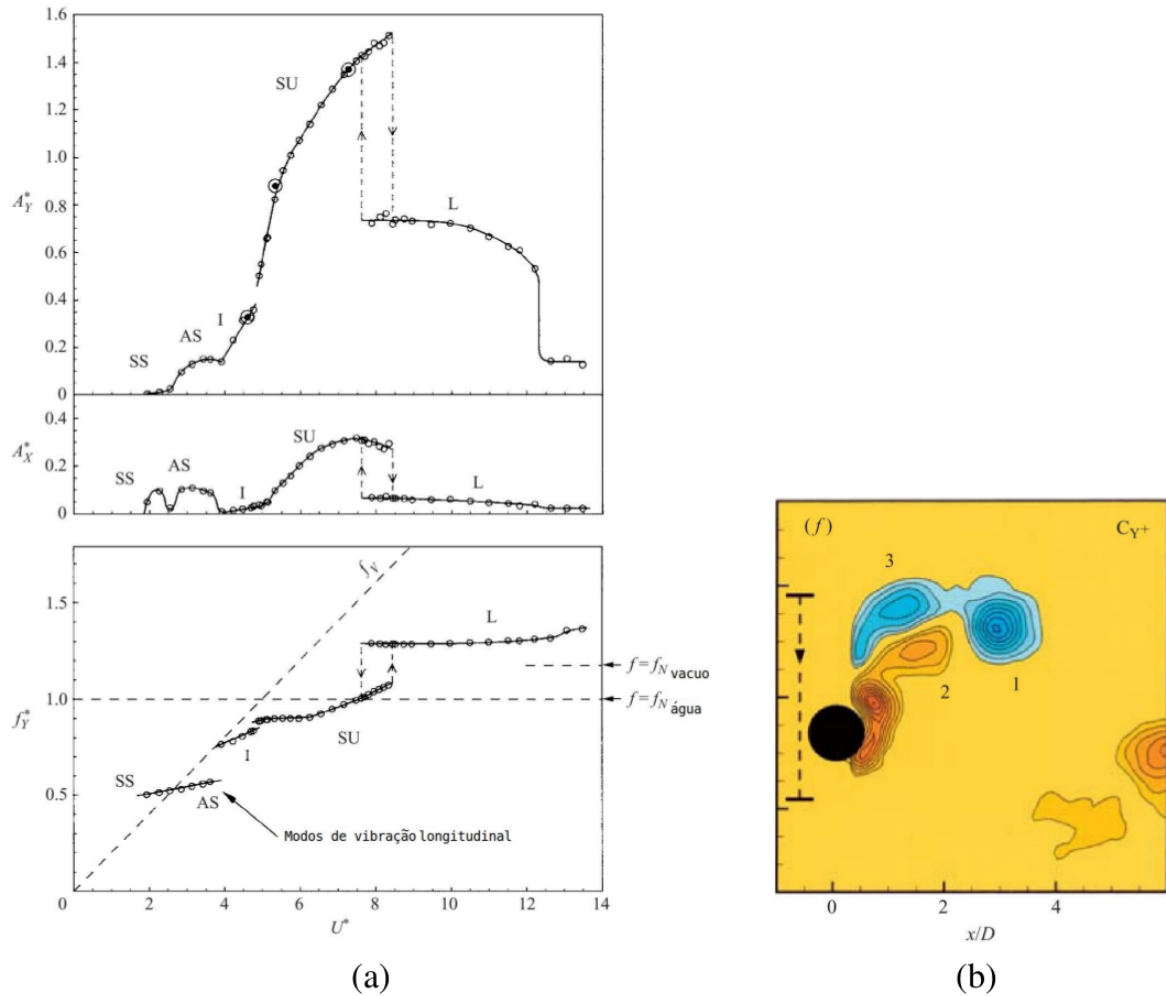


Figura 2.10: Ramo super-superior, associado ao modo de desprendimento de vórtices "2T" descoberto no trabalho de Jauvtis e Williamson (2004)[44]. (a) Variação de amplitude de oscilação normalizada (A_y/D) e da relação de frequências (f_y/f_n) na direção transversal ao escoamento em função da velocidade normalizada U^* . (b) Formação do modo de desprendimento de vórtices "2T".

Na Figura 2.11, que sobrepõe o mapa de desprendimento de vórtices para cilindros em movimento forçado, feito por Williamson e Roshko (1988)[102], tendo como variável independente a velocidade reduzida multiplicada pelo número de Strouhal ($U' St = f_s/f$), observa-se que o valor máximo da amplitude de vibração paralela ao escoamento também está no ramo superior na região de desprendimento "2P" em cilindros forçados. Deve-se notar que "padrão não identificado" significa que não foi observado nenhum padrão que tivesse o mesmo período da oscilação do cilindro.

Os resultados dos experimentos de Jauvtis e Williamson (2004)[44] sugerem que a transição

2.2. Vibração Induzida por Vórtices (VIV) e Vibração Induzida pelo Escoamento (FIV) 24

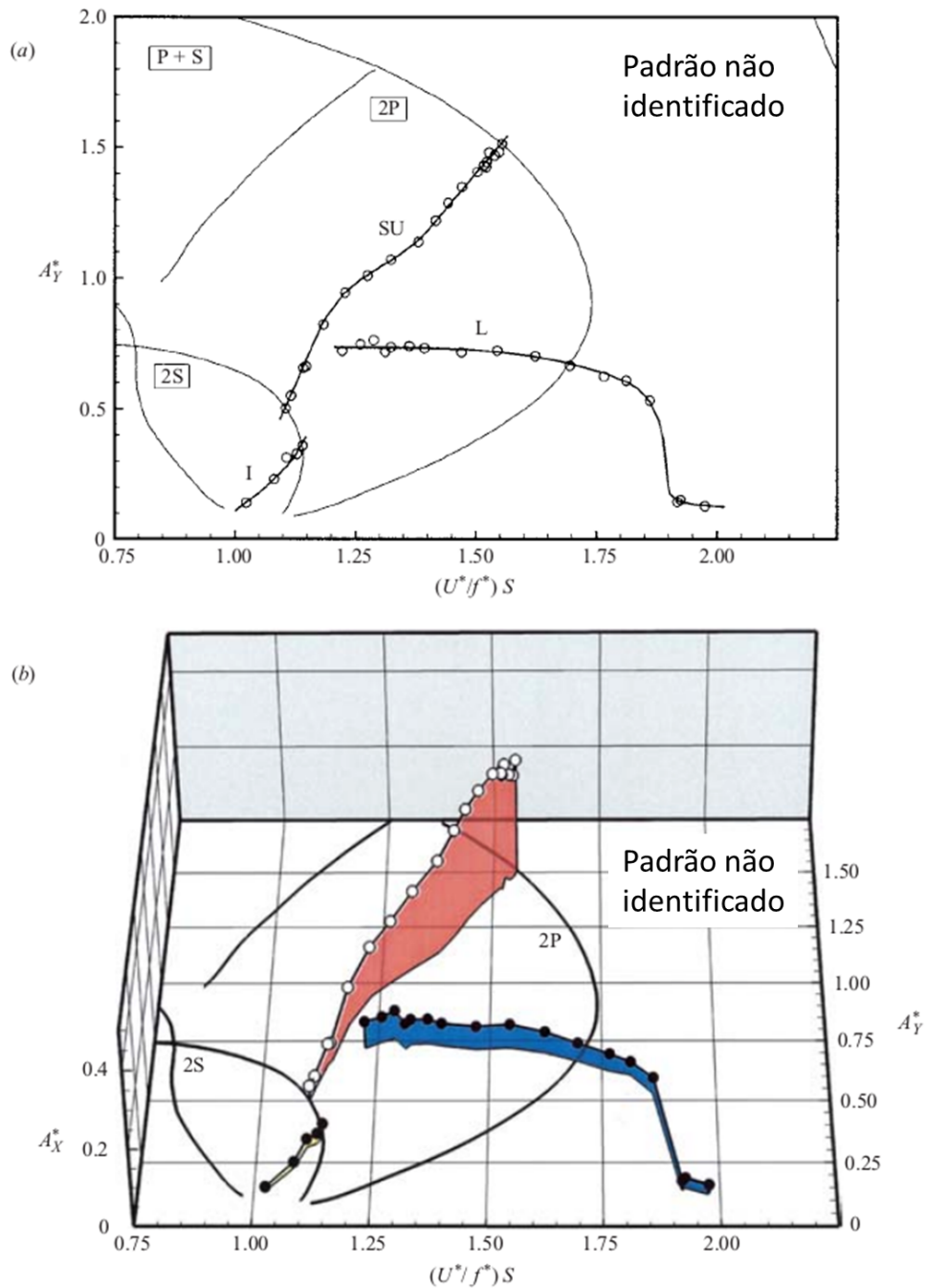


Figura 2.11: (a) Variação das amplitudes normalizadas em função do $(U^* f U^*) St = f_s/f$ para razão de massa (m^*) igual a 2,6. (b) Curvas no espaço tridimensional que mostram a variação conjunta de A_y^* (no plano horizontal) e A_x^* (no eixo vertical) em função da nova razão de frequências f_s/f (Jauvtis e Williamson (2004)[44]).

2.2. Vibração Induzida por Vórtices (VIV) e Vibração Induzida pelo Escoamento (FIV) 25

do ramo super-superior ao ramo superior ocorre para valores de $m^* = 4 - 6$, ou seja, que a partir deste valor o comportamento de um cilindro com dois graus de liberdade será muito próximo ao de um cilindro com um grau de liberdade. Em um trabalho posterior, os experimentos de Stappenbelt e Lalij (2008)[93] feitos para $m^* = 2,36 - 12,96$ e $\zeta = 0,006$, mostraram que a amplitude máxima normalizada para cilindro com um grau de liberdade (1dof) converge em relação a um cilindro de dois graus de liberdade (2dof) para valores de m^* maiores do que 12,96. A Figura 2.12 mostra a amplitude máxima normalizada para cilindros de um e dois graus de liberdade em função da razão de massa amortecimento $m^*\zeta$, relação obtida de Stappenbelt e Lalij (2008)[93]; na mesma figura há uma curva empírica proposta por uma nota técnica de classificações ambientais da organização internacional de serviços de gerenciamento de risco (Det Norske Veritas - DNV). Esta curva empírica é maior superestíma a amplitude de oscilação, do cilindro com dois graus de liberdade, para $m^*\zeta > 0,04$, e subestíma a amplitude para $m^*\zeta \leq 0,03$. Stappenbelt e Lalij (2008)[93] sugerem que é necessária a introdução do parâmetro razão de massa amortecimento para a definição da região de transição entre o ramo super-superior e o inferior, pois, apenas a razão de massa (m^*), não é um parâmetro governante neste processo.

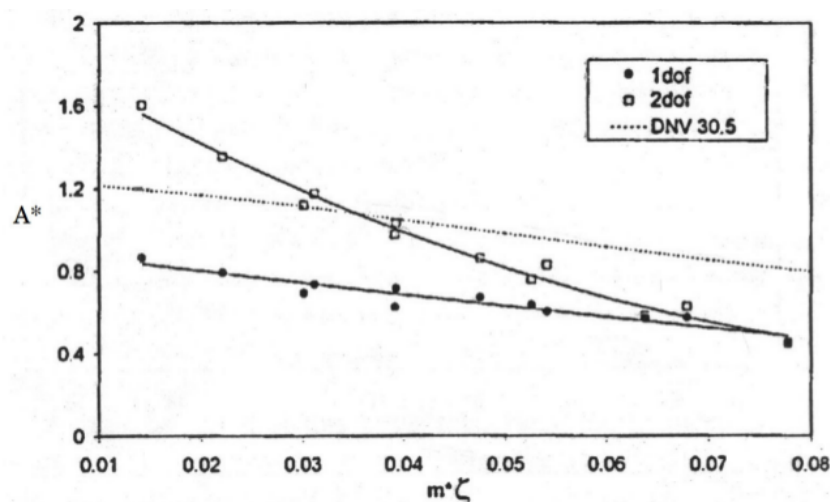


Figura 2.12: Amplitude de oscilação máxima para cilindros com um (1dof) e dois (2dof) graus de liberdade em função do parâmetro massa amortecimento $m^*\zeta$ do trabalho de Stappenbelt e Lalij (2008)[93].

Uma relação entre a velocidade reduzida e a amplitude normalizada, para cilindros com dois graus de liberdade, foi feita a partir de experimentos com um cilindro elasticamente montado

no trabalho de Blevins e Coughram (2009)[11]. Na Figura 2.13 se observa a variação das amplitudes normalizadas em função da velocidade reduzida, e para cada intervalo de velocidade reduzida, a relação entre frequências e as trajetórias da vibração.

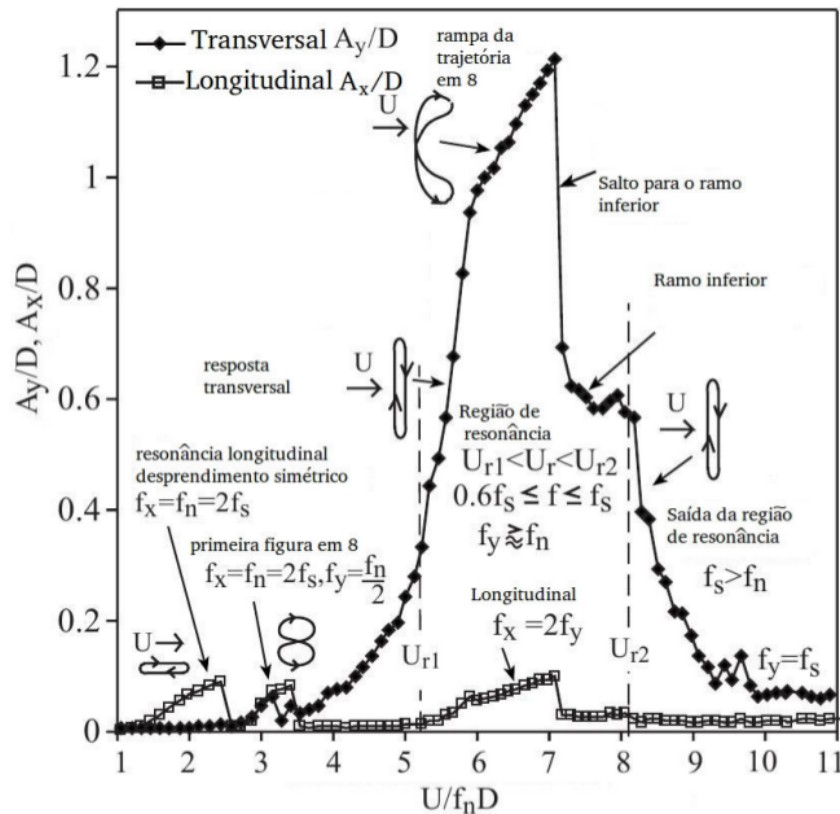


Figura 2.13: Variação das amplitudes de vibração normalizadas nas duas direções ortogonais em função da velocidade normalizada U^* , e trajetória do cilindro em cada intervalo de U^* , para $\zeta = 0.02$ e $m/\rho D^2$ (Blevins e Coughram (2009)[11])

2.3 Escoamento ao redor de dois cilindros fixos

Segundo Zdravkovich (2003)[110], a pesquisa em matéria de escoamento em torno de dois cilindros tem sido pouco intensiva e começou mais tarde que o esperado, em relação à pesquisa que envolve um cilindro. Uma das razões pelas quais aconteceu este significativo retardo na pesquisa foi que, *a priori*, achava-se que o comportamento das forças e da esteira não teria muita variação quando se passa de um a dois cilindros.

As interferências causadas por adicionar mais de um cilindro no escoamento estão estreitamente ligadas com o espaçamento entre os centros dos cilindros e com a orientação da linha que

une os centros dos cilindros com relação ao escoamento, além do número de Reynolds. Para o arranjo de dois cilindros de igual diâmetro, Zdravkovich (1987)[107] fez uma classificação dos regimes de interferência no escoamento em função das distâncias adimensionais entre eixos dos cilindros, na direção paralela ao escoamento (S/D) e na direção perpendicular (T/D); estes parâmetros se tornam governantes junto com o número de Reynolds. A Figura 2.14 mostra mediante um mapa os regimes de desprendimento de vórtices para cilindros alinhados com o escoamento (*tandem*, T), perpendiculares ao escoamento (*Side-by-Side*, SS) e oblíquos à direção do escoamento (*Staggered*, S).

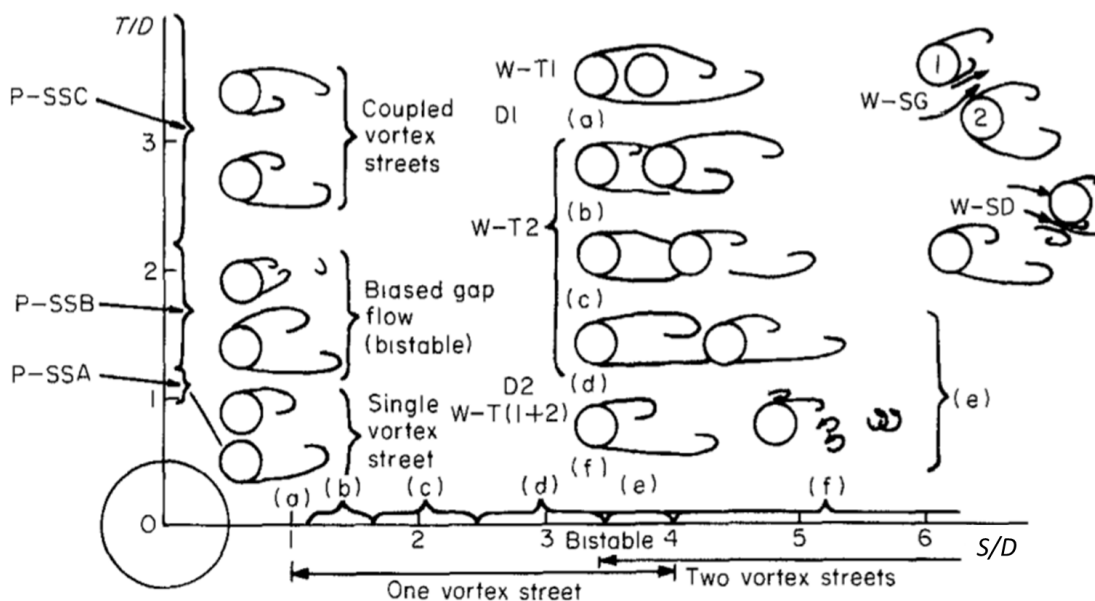


Figura 2.14: Regimes de interferência do escoamento para cilindros paralelos, perpendiculares e oblíquos ao escoamento. (a) comportamento como um único corpo; (b) *Reattachment* alternado; (c) *Reattachment* quase-permanente; (d) Desprendimento intermitente; (e) Salto descontínuo entre os regimes (d) e (f). (f) Esteira de vórtices binários. (Zdravkovich, 1987[107])

Para este último tipo de arranjo, às vezes não se usam as distâncias paralelas e perpendiculares entre eixos dos cilindros, mas sim a distância adimensional entre eixos (P/D) e o ângulo do arranjo com o escoamento. A Figura 2.15 mostra os três arranjos de pares de cilindros.

Na revisão feita por Sumner (2010)[96], destacam-se quatro abordagens que visam o entendimento da dinâmica do escoamento em torno de dois cilindros. Estas abordagens podem ser resumida como:

- A primeira abordagem é fundamentalmente teórica. Desde o ponto de vista desta aborda-

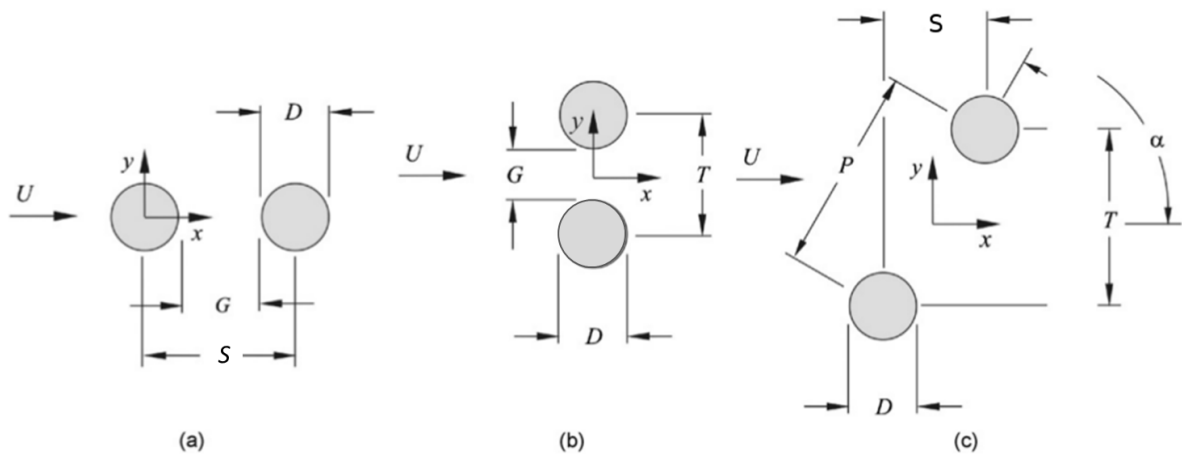


Figura 2.15: Dois cilindros de igual diâmetro submetidos ao escoamento. (a) arranjo em "Tandem" (T); (b) arranjo em "Side – by – side" (SS); (c) arranjo "Staggered" (S). Sumner (2010)[96]

gem, Zdravkovich (1987)[107] delimita regiões, no plano $S/D-T/D$, nas quais o segundo cilindro terá interferência por proximidade com o primeiro cilindro, interferência sobre a esteira desprendida do cilindro de jusante, a combinação destas duas interferências ou a interferência nula. Estas regiões de interferência são mostradas na Figura 2.16. Este esquema de classificação não tem a capacidade de representar toda a complexidade do escoamento nem a grande quantidade de padrões observados.

- Uma segunda abordagem é baseada na medição experimental ou numérica de parâmetros do escoamento como, frequência de desprendimento de vórtices, forças de arrasto e sustentação, pressão na superfície dos cilindros para diferentes combinações de Re , S/D e T/D . O fim é inferir padrões do campo do escoamento a partir de relações dos parâmetros medidos com os impostos. Entre alguns exemplos de trabalhos com esta visão encontram-se Zdravkovich (1977)[104], Kiyama *et al.*(1980)[51], e Eastop e Turner (1982)[27].
- A terceira abordagem tem a visualização do escoamento como principal ferramenta, em conjunto com a medição de algumas variáveis do escoamento. Uma das vantagens desta abordagem são os amplos intervalos de Re , S/D e T/D , para o que podem ser feitos os experimentos, além, da facilidade de observar e identificar padrões no escoamento.
- Recentemente, a modelagem do escoamento mediante simulação numérica surgiu como

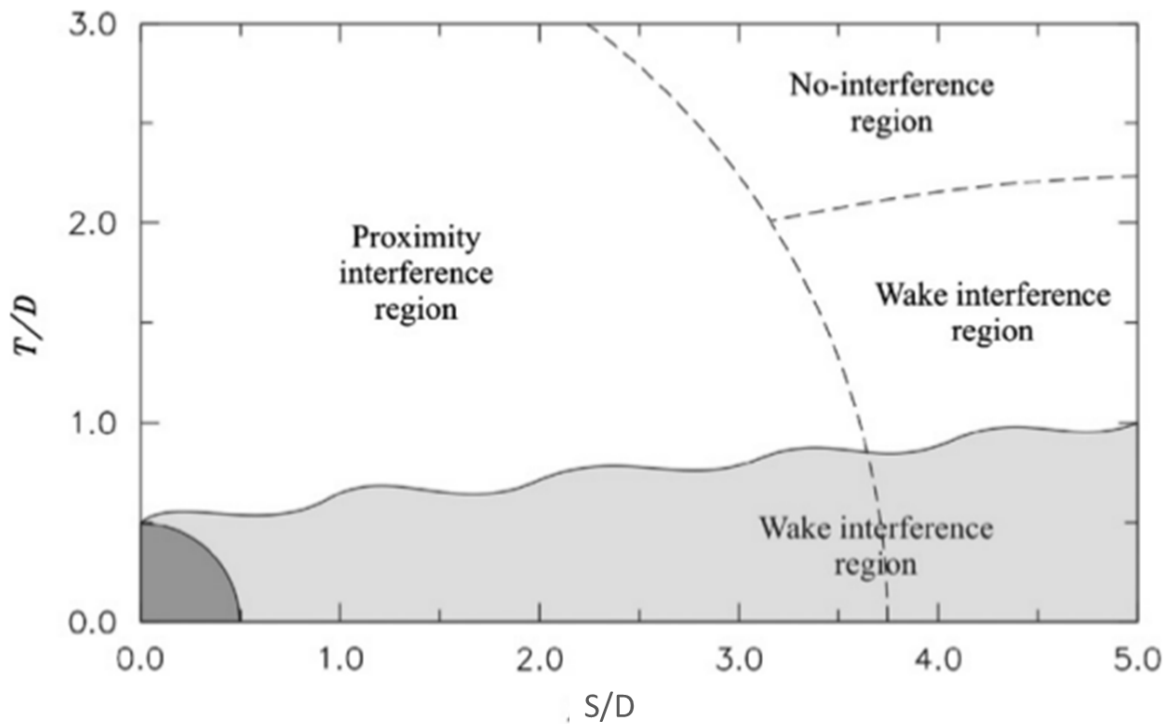


Figura 2.16: Regiões de interferência em relação à posição relativa do cilindro de justante com respeito à esteira do cilindro de montante, para cilindros de igual diâmetro. Zdravkovich (1987)[107]

uma abordagem relativamente nova. O presente trabalho vai focalizar nesta abordagem, na identificação e caracterização de regimes do escoamento em torno de dois cilindros alinhados, com escoamento de aproximação uniforme sem turbulência livre e em regime subsônico. Uma grande quantidade de métodos numéricos têm sido usados, entre eles, o método de passo fracionado (e.g., Meneghini *et al.*, 2001[64]), simulação numérica direta (e.g., Papaioannou *et al.* (2008)[76]), simulação de grandes vórtices (e.g., Chen *et al.* (2003)[25], Palau-Salvador *et al.* (2008)[75], Kitagawa e Ohta (2008)[50]), métodos de vórtices na célula ou *vortex-in-cell* (e.g., Ng e Ko, 1995[71], Akbari e Price, 2005[49]), e de lattice-Boltzman (e.g., Agrawal *et al.*, 2006[1]; Kumar *et al.*, 2011[52]; Lin *et al.*, 2013[58]), e solução das equações de Navier-Stokes com tensões médias de Reynolds mediante esquemas de diferenças finitas, elementos finitos (e.g., Edamoto e Kawahara, 1998[28]) e volumes finitos (e.g., Li *et al.*, 1991[57]).

Muitas das simulações numéricas, resultantes de pesquisas anteriores, são bidimensionais e para números de Reynolds abaixo de 300, que é na região onde começam a se desenvolver

estruturas tridimensionais no escoamento.

2.3.1 Arranjo de cilindros fixos em *tandem*

Este tipo de arranjo é muito sensível ao Re e ao S/D , Sumner (2010)[96]. Já foram desenvolvidas algumas pesquisas experimentais e numéricas para diferentes intervalos de parâmetros governantes e influenciantes. A Tabela 2.2 mostra os intervalos dos parâmetros, o meio, as técnicas e as variáveis medidas em algumas pesquisas experimentais, além das características das pesquisas numéricas envolvendo cilindros circulares alinhados fixos.

Regimes de desprendimento

No trabalho experimental de Igarashi (1981)[41] e (1984)[42], identificaram-se oito regimes ou padrões que são função tanto de Re quanto do S/D . Na Figura 2.17 apresenta-se a classificação destes padrões no plano $Re - S/D$, além, de um esquema da dinâmica do escoamento.

Desde o ponto de vista do trabalho de Zdravkovich (1987)[107], em função da posição relativa de cilindro a justante no mapa de interferência (vide Figura 2.14), o arranjo de cilindro pode se comportar como: (a) um único cilindro com um controle das esteira ou um corpo estendido (este regime se chama de *Extended - body regime*, Xu e Zhou (2004)[103]), (b) como dois cilindros mais uma única esteira, pois, as camadas cisalhantes livre recolam-se novamente à superfície do cilindro à jusante (este regime se chama de *Reattachment regime*, Xu e Zhou (2004)[103]; o termo *Reattachment* será muito usando neste trabalho, pois, faz referência ao processo no qual a camada cisalhante livre do cilindro de montante recola-se à parede do cilindro de jusante para voltar a fazer parte da camada limite), (c) uma esteira de Von Kármán desprendida de cada cilindro (este regime se chama de *Co - shedding regime*, Xu e Zhou (2004)[103]). Na Figura 2.18 se observa a visualização do escoamento para os três regimes mencionados no parágrafo anterior. As fotografias foram obtidas do trabalho de Ljungkrona (1993)[60].

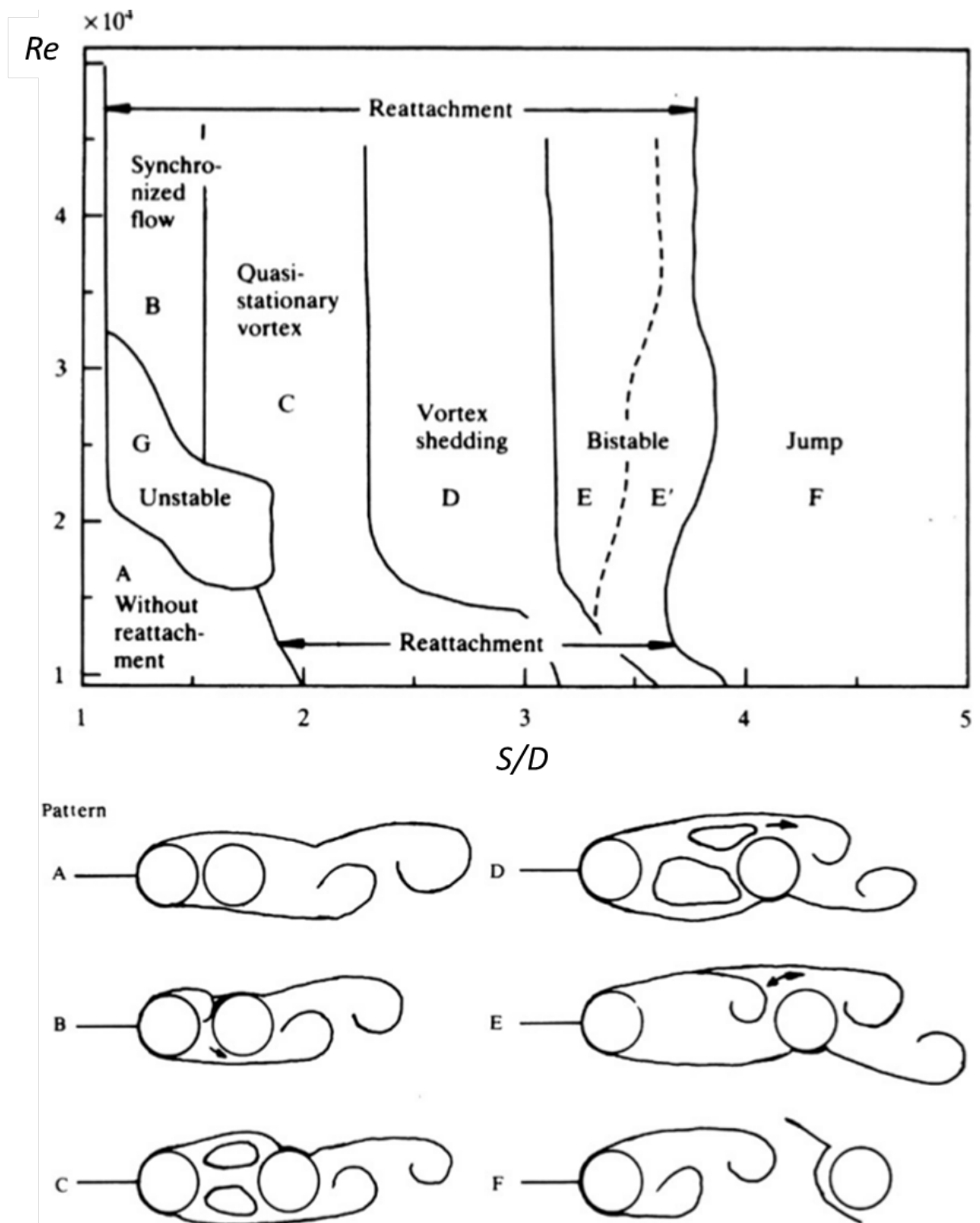


Figura 2.17: Classificação, segundo Igarashi (1981)[41], dos padrões de escoamento em trono de dois cilindros circulares em função do espaçamento normalizado (S/D) e do Re . Ljungkrona *et al.* (1991)[59]

Tabela 2.2: Características de algumas pesquisas experimentais de cilindros circulares fixos em arranjo alinhado (*Tandem*). CTA = anemometria de temperatura constante; FV = visualização do escoamento; LIF = fluorescência induzida por laser; PIV = velocimetria por imagem de partícula. Sumner (2010)[96].

Researchers	Re	s/D	L/D	Blockage ratio (%)	Turbulence intensity (%)	Test facility	Technique	Measurements
Alam et al. (2003b)	6.5×10^4	1.1–9	8	8	0.19	Wind tunnel	FV, pressure, force	St, C_p , C_p' , C_D , C_D' , C_L'
Arie et al. (1983)	1.57×10^5	2–10	11	9	0.3	Wind tunnel	Pressure	St, C_p , C_p' , C_D' , C_L'
Biermann and Herrstein (1934)	6.1×10^4 – 1.5×10^5	1–9	48–120	1.2–3	Not given	Wind tunnel	Force	Interference drag
Hiwada et al. (1982)	1.5×10^4 – 8×10^4	1–6	8, 20	7, 13	0.2	Wind tunnel	FV, CTA, pressure, temperature	St, C_D , C_D' , Sh, Nu
Hori (1959)	200 – 1.2×10^4	1.2–3	120	1	0.03	Wind tunnel	CTA, pressure	St, C_p , C_{PB} , velocity profiles
Huibe-Aode et al. (1985)	100, 300, 1×10^3	1.5–10	30	2	Not given	Towing tank	FV, CTA	St
Igarashi (1981)	8.7×10^2 – 5.2×10^4	1–5	4	6	0.6	Wind tunnel	FV, CTA, pressure	St, C_p , C_p' , C_D
Igarashi (1984)	1.15×10^4 – 1.03×10^5	1–1.5	3	13	0.6	Wind tunnel	FV, CTA, pressure	St, C_p , C_p' , C_D
Ishigai et al. (1972, 1973)	1.5×10^3 – 1.5×10^4	1–5	11	9	Not given	Wind tunnel	FV, CTA, pressure	St, C_p
Jendrzeyk and Chen (1986)	1.5×10^4 – 1.5×10^5	1.4–10	12	9	1–11	Water tunnel	Force	St, C_D' , C_L'
Kiya et al. (1992)	2×10^4 – 3.7×10^4	2.5–4	11	10	0.1–10	Wind tunnel	CTA, pressure	–
Kostic and Oka (1972)	1.3×10^4 – 4×10^4	1.6–9	5	20	2.8	Wind tunnel	Pressure, temperature	C_p , C_D , Nu
Kwon et al. (1996)	1.7×10^4	1–5	11	2	2.5	Water channel	PIV	Velocity field
Lee and Basu (1997)	2.4×10^4 – 5.1×10^4	2, 3.2	20	6.3	0.35	Wind tunnel	FV, CTA, pressure	St, C_p
Lee and Panagakos (1997)	2.4×10^4 – 5.1×10^4	2, 3.2	20	5	0.35	Wind tunnel	FV, CTA, pressure	St, C_p , C_p'
Lin et al. (2002)	1×10^4	1.15–5.1	8.3	10	Not given	Water channel	PIV	Velocity field
Ljungkrona and Sundén (1993)	3.3×10^3 – 4×10^4	1.25–4	16	6	0.1	Wind tunnel	FV, pressure	St, C_p , C_p'
Ljungkrona et al. (1991)	2×10^4	1.25–5	16	6	0.1–3.2	Wind tunnel	FV, pressure	St, C_p , C_p' , C_D
Nishimura et al. (1986)	800 – 1×10^4	1.2–7.2	5	9	0.6	Water tunnel	FV	Sh
Okajima (1979)	4×10^4 – 6.2×10^5	1.1–6.3	7	8	0.1	Wind tunnel	FV	St, C_D
Sun et al. (1992)	3.25×10^5 , 6.5×10^5	2.2–4	15	5	0.12	Wind tunnel	Pressure	C_p , C_p'
Xu and Zhou (2004)	800 – 4.2×10^4	1–15	40, 16	2.5, 6.7	Not given	Wind tunnel, water tunnel	CTA, LIF	St
Wu et al. (1994)	1×10^3 , 1.7×10^4 – 4×10^4	3–7	24, 20	4, 5	0.1, 0.15	Water tunnel, wind tunnel	FV, CTA, pressure	St
Zdravkovich and Pridden (1977)	6×10^4	2.5–7	33	2	0.1	Wind tunnel	CTA, pressure	C_p , C_{PB} , C_D
Zhang and Melbourne (1992)	1.11×10^5	2–10	8	5	0.4–11.5	Wind tunnel	Pressure, force	C_p , C_p' , C_D , C_D' , C_L'
Zhou and Yiu (2006)	7×10^3	1.3–6	40	2.5	0.4	Wind tunnel	CTA	Velocity, temperature

Tabela 2.3: Pesquisas numéricas de cilindros circulares em *Tandem*. Os subíndices 1 e 2 fazem referência ao cilindro de montante e jusante, respectivamente. Se o coeficiente não tem esses subíndices, então, a medição foi de ambos os cilindros.

Pesquisador	Re	S/D	L/D	D/B (%)	Código	Variáveis medidas
Borazjani e Sotiropoulos (2009)[15]	200	1,5 e 4,0	Não dado	0,0	2D	C_D, C_L, St
Carmo e Meneghini (2006)[19]	160-320	1,5 - 8,0	Não dado	2,0	2D e 3D	C_D, C_L, St, u e p, w .
Jester e Kallinderis (2003)[45]	80 - 1000	1,9 - 10,0	Não dado	12,5	2D	$C_D, C_L, St, C_{Dinterferência}$.
Kitagawa e Ohta (2008)[50]	$2,2 \times 10^4$	2,0 - 5,0	Não dado	3,3	3D	Vorticidade, C_D, C_L, St, C_p .
Kumar <i>et al.</i> (2011)[52]	100	3,5	Não dado	Não dado	2D	Linhas de corrente.
Meneghini <i>et al.</i> (2001)[64]	100 - 200	1,5 - 4	Não dado	Não dado	2D	Vorticidade, C_D, C_L .
Mussa <i>et al.</i> (2009)[70]	100	2,0 - 10,0	Não dado	20	2D	C_{D1}, C_{L2} , linhas de corrente.

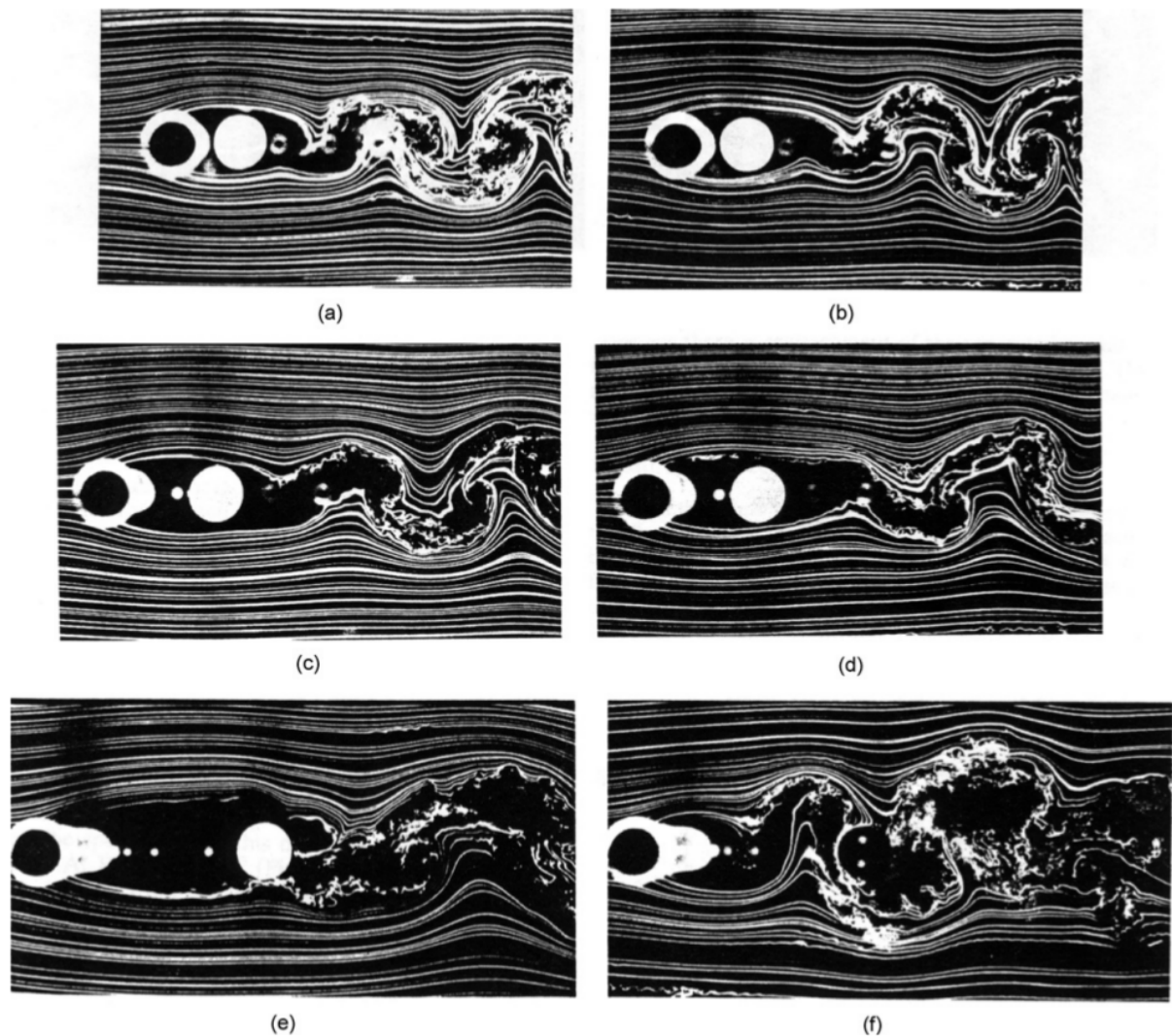


Figura 2.18: Visualização do escoamento em torno de dois cilindros fixos em *tandem*, para diferentes valores de S/D e Re . A figura foi obtida de Ljungkrona *et al.* (1991)[59]. *Extended-body regime*: (a) $S/D=1,25$, $Re = 1 \times 10^4$; (b) $S/D = 1,25$, $Re = 1,2 \times 10^4$. *Reattachment regime*: (c) $S/D=2$, $Re = 1 \times 10^4$, (d) $S/D=2$, $Re = 1,2 \times 10^4$; (e) $S/D = 4$, $Re = 1 \times 10^4$. *Co-shedding regime*: (f) $S/D= 4$, $Re = 1,2 \times 10^4$.

O regime *a*, segundo Zdravkovich (1985)[107], acontece para $1 < S/D < 1,2 - 1,8$, enquanto para Zhou e Yiu (2006)[111], ocorre para $1 < S/D < 2$. O valor de S/D dentro de cada intervalo depende do Re . Neste regime a frequência de desprendimento de vórtices é maior que para o caso do um cilindro, Sumner (2010)[96]. O cilindro de jusante pode ter comportamento similar com uma pequena placa plana com a função de controlar a esteira.

O regime *b*, que conforma os padrões G, B, C, D, E, E' na classificação de Igarashi (1981)[41] (Figura 2.17), acontece para $1,2 - 1,8 < S/D < 3,4 - 3,8$ segundo Zdravkovich (1985)[107],

e para $2 < S/D < 5$ segundo Zhou e Yiu (2006)[111]. Este regime envolve principalmente a dinâmica do processo de readesão das camadas cisalhantes livres do cilindro de montante na parede do cilindro de jusante, na formação e desprendimento de vórtices no espaço entre eixos dos cilindros (Sumner, 2010[96]). Há uma região de transição entre o padrão A e o B (Região instável B). A Figura 2.17 mostra esta região no plano $Re - S/D$, onde o escoamento é instável. Nesta figura pode-se identificar que, para valores de Re próximos de 2×10^4 , é possível passar do padrão A ao C sem necessidade de passar pelo padrão B.

No padrão B ($1,1 < S/D < 1,6$, Igarashi (1981[41])) pode acontecer uma readesão alternada das camadas cisalhantes na face frontal do cilindro de jusante (vide padrão B da Figura 2.17). Alam *et al.* (2003)[2] observaram este padrão para espaçamento $S/D < 2$ e Re de $6,5 \times 10^4$.

No padrão C ($1,6 < S/D < 2,3 - 2,4$, Igarashi, 1981[41]), o fenômeno de *Reattachment* é quase contínuo e ocorre a formação e desenvolvimento de dois vórtices contra rotativos e quase-laminares na região do espaçamento. Por outro lado, Kitagawa e Ohta (2008[50]) mostram mediante simulação numérica, para $S/D = 2$ e $Re = 2,2 \times 10^4$, uma readesão alternada das camadas cisalhantes, padrão semelhante ao B.

O padrão D, segundo Igarashi (1981[41]), ocorre para S/D entre 2,5 e 3,1 ou 3,5. O comportamento das camadas cisalhantes livres é mais instável e os vórtices entre o espaçamento começam a serem desprendidos de maneira intermitente, Zdravkovich (1985)[106] (vide padrão D da Figura 2.17).

Do regime c para o Do regime b e em direção contrária, ocorre uma transição de tipo histerética (Zdravkovich, 1987[107]), marcada pelo padrão biestável E-E'. O espaçamento crítico $((S/D)_c)$, no qual o cilindro de montante começa a gerar a esteira, está entre 3,5 e 5, dependendo do número de Reynolds (Zhou e Yiu, 2006[111]). Para $(S/D) < 6 - 8$ pode acontecer a sincronização da formação de vórtices do cilindro de montante com a esteira do cilindro de jusante, e até pode se formar uma esteira de vórtices binária (Zdravkovich, 1987[107]). Para $(S/D) > 6 - 8$, Ohya *et al.* (1989)[74], sugerem que a formação de vórtices é independente para cada cilindro.

Carmo *et al.* (2010a)[20], mediante simulação numérica, fez uma classificação dos padrões

do escoamento em: vórtices simétricos no espaçamento (*symmetric in the gap, SG*), esteira alternada no espaçamento (*alternating in the gap, AG*), esteira de vórtices completamente desenvolvida no espaçamento (*wake in the gap, WG*). A Figura 2.19 mostra, no plano $Re - S/D$, o mapa da transição do padrão AG para o WG (esta transição é equivalente à transição entre os padrões E e F da classificação de Igarashi (1981)[41]); além de mostrar se a esteira é bidimensional ($2d$) ou tridimensional ($3d$). Nesta figura é possível verificar a sensibilidade à variação do número de Reynolds, principalmente para S/D entre 3,5 e 5.

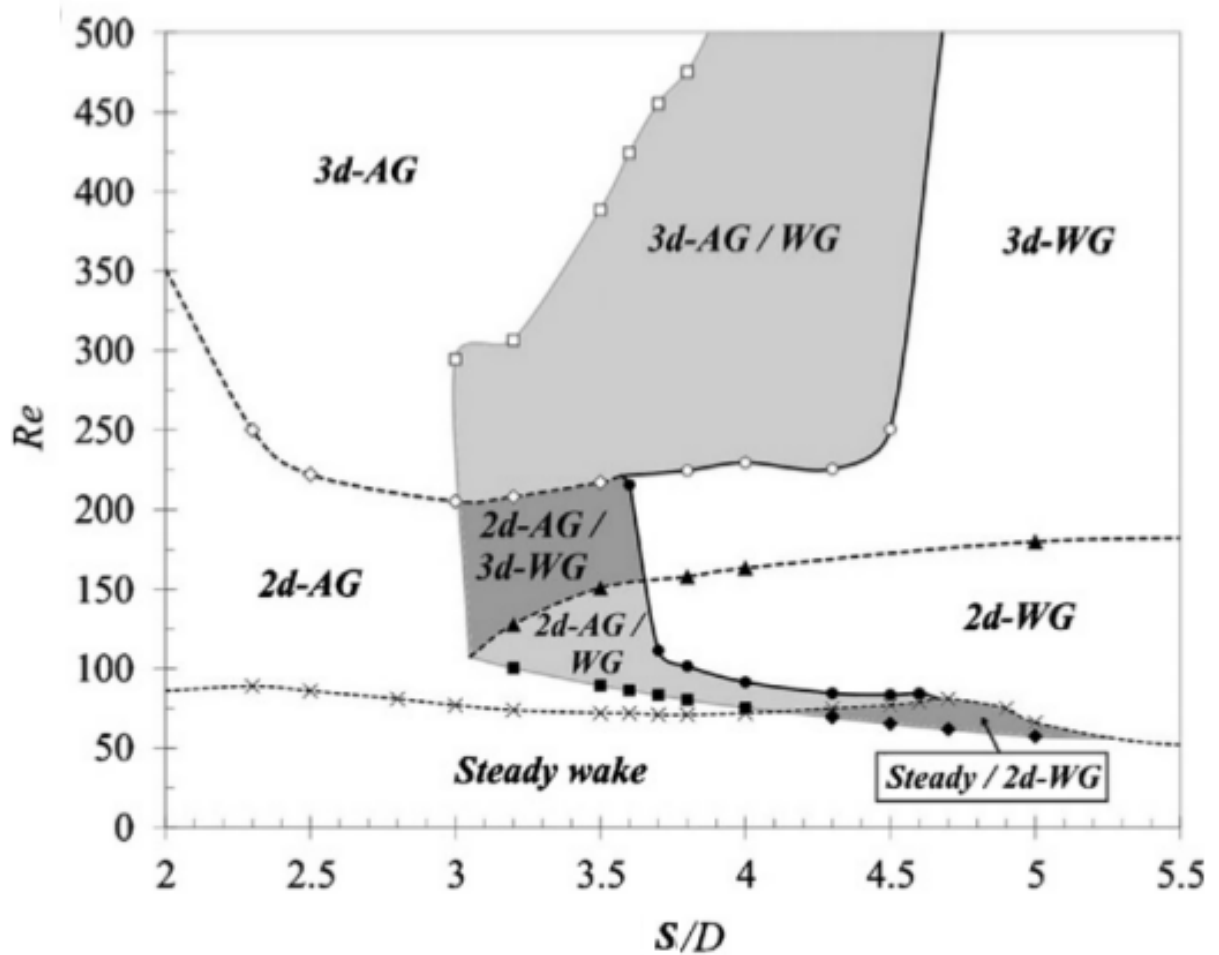


Figura 2.19: Mapa de padrão do escoamento em torno de dois cilindros circulares, fixos e alinhados. O mapa foi feito mediante as simulações numéricas por Carmo *et al.* (2010a)[20].

Coeficientes de força

Biermann e Herrnstein (1934)[8] introduziram a definição de *Interference drag coefficient* (C_{Di}) que é a diferença entre o coeficiente de arrasto de algum dos cilindros em *Tandem* (C_{D1} para o cilindro a montante e C_{D2} para o cilindro a jusante) e o coeficiente de arrasto sobre um único cilindro no escoamento. Na tabela 2.2 se observam as características do experimento de Biermann e Herrnstein (1934)[8].

As flutuações nos coeficientes de arrasto e sustentação são apresentadas na Figura 2.20. Nesta figura se identifica um pico considerável, para S/D em torno de 1,5, que pode estar associado ao processo alternado de *reattachment* das camadas cisalhantes livre do cilindro de montante. Além disso, há uma descontinuidade para S/D em torno de 3, e pode-se associar ao desprendimento de vórtices desde ambos cilindros e a sua interação.

Número de Strouhal

Normalmente, um único valor do número de Strouhal é medido na esteira depois do cilindro de jusante. A relação do número de Strouhal com S/D e Re é bastante complexa, e a Figura 2.21 mostra esta variação. O número de Strouhal para pequenos valores de S/D é maior que para um único cilindro, mas diminui rapidamente (Sumner, 2010[96]). Na transição do regime de corpo estendido ao regime de *reattachment* podem-se identificar duas frequências dominantes (Igarashi, 1981[41] e 1984[42]; Ljungkrona *et al.*, 1991[59]).

No espaçamento crítico S/D_c , St tem um aumento repentino e descontínuo (Sumner, 2010[96]), pois, é neste ponto onde esta o padrão biestável E-E'. Dentro do regime *Co – shedding*, como já existem duas esteiras, mede-se a frequência de desprendimento de vórtices do cilindro de montante e de jusante; neste regime o número de Strouhal se aproxima devagar ao número de Strouhal do cilindro isolado, na medida que S/D aumenta (Sumner, 2010[96]).

A Figura 2.21 apresenta de maneira mais detalhada a complexa variação do número de Strouhal em função de Re e de S/D para os regimes definidos por Zdravkovich (1987[107]).

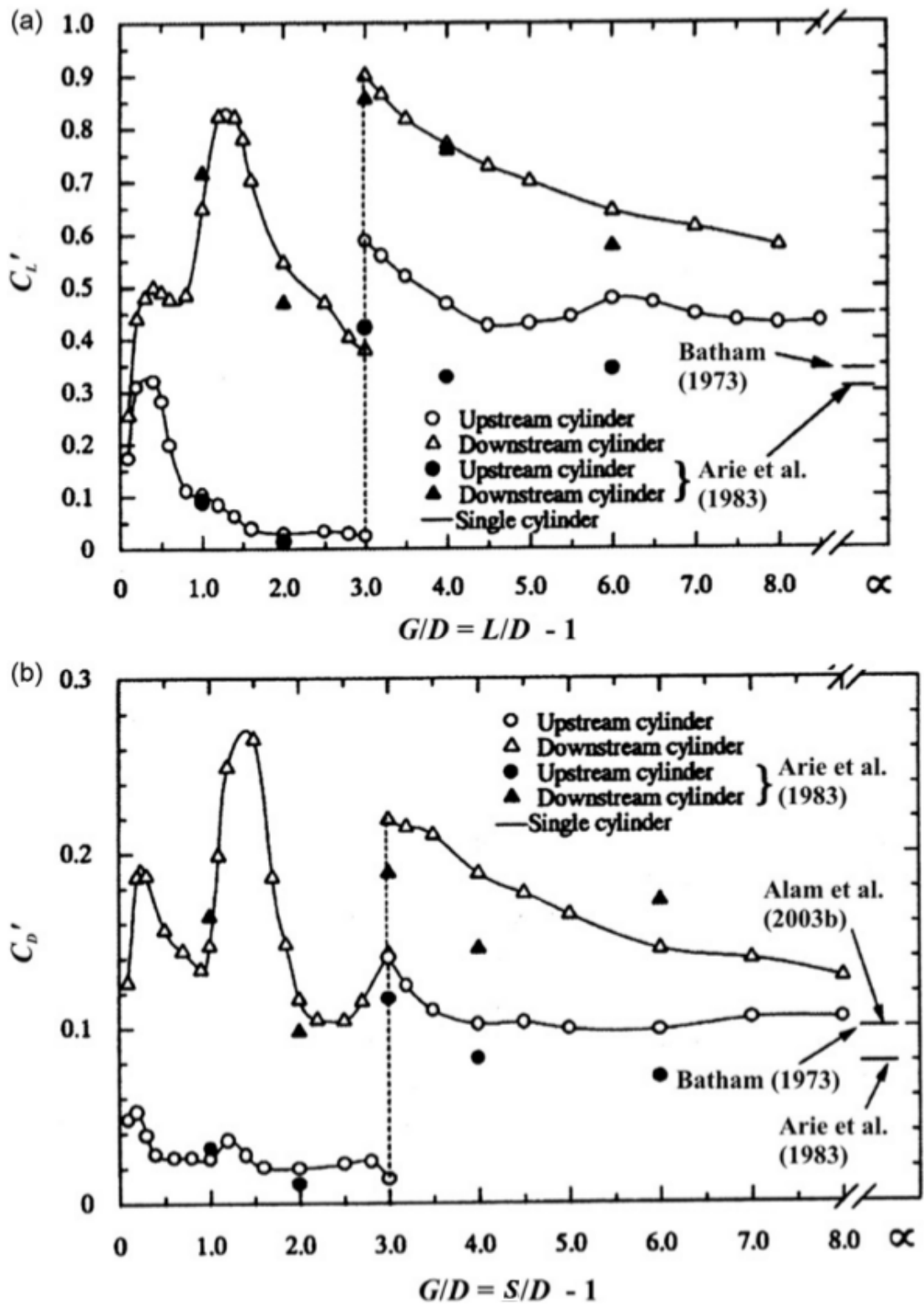


Figura 2.20: Flutuação dos coeficientes de força em um arranjo de cilindros fixos em *Tandem* em função da abertura entre os cilindros (G/D). (a) Flutuação temporal do coeficiente de sustentação; (b) Flutuação temporal do coeficiente de arrasto. Figura obtida de Alam *et al.* (2003)[2].

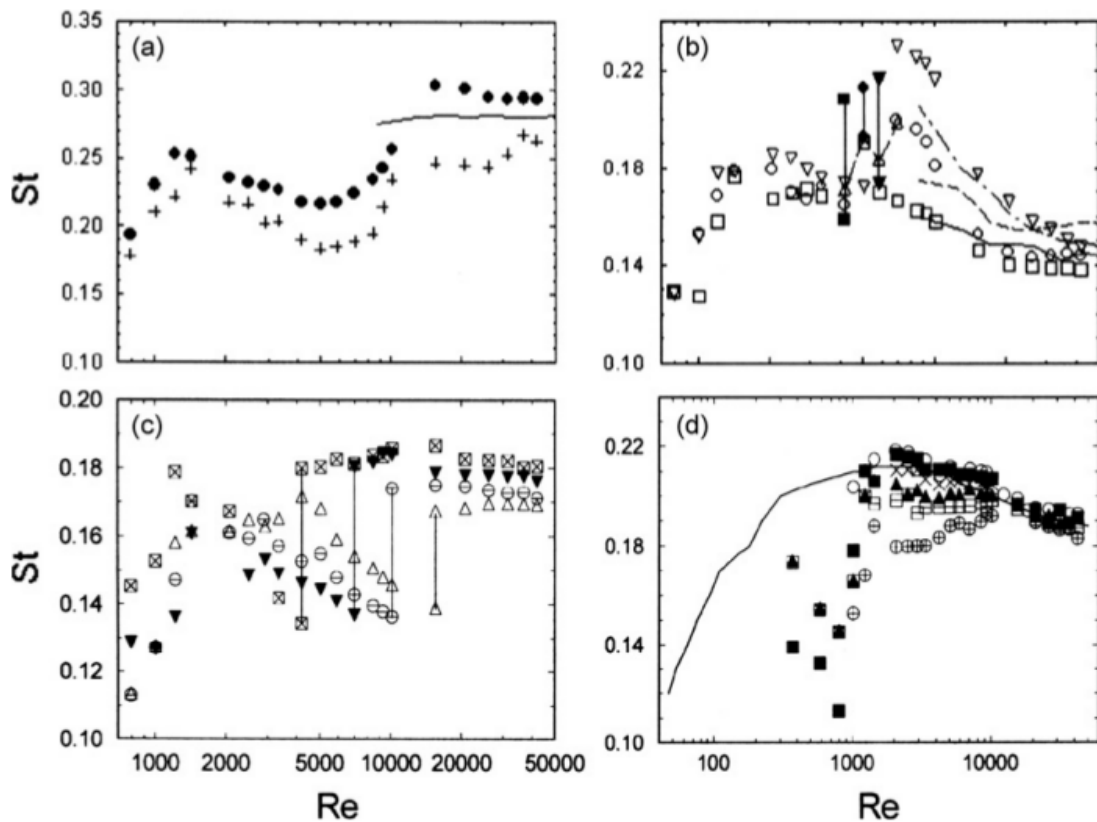


Figura 2.21: Variação de St (a partir da frequência de desprendimento de vórtices atrás do cilindro de jusante) em função do Re e S/D . \bullet , $S/D=1$ (Xu e Zhou, 2004[103]); $+$, $S/D=1,3$ (Xu e Zhou, 2004[103]); linha sólida em (a), $S/D=1,03$ (Igarashi, 1981[41]); ∇ , $S/D=2$ (Xu e Zhou, 2004[103]); \circ em (b), $S/D=2,5$ (Xu e Zhou, 2004[103]); \square , $S/D=3$ (Xu e Zhou, 2004[103]); linha sólida em (b), $S/D=3,09$ (Igarashi, 1981[41]); linha pontilhada em (b), $S/D=2,5$ (Igarashi, 1981[41]); linha pontilhada desigual em (b), $S/D=2,06$ (Igarashi, 1981[41]); \triangle , $S/D=3,5$ (Xu and Zhou, 2004[103]); \ominus , $S/D=4$; \blacktriangledown , $S/D=4,5$ (Xu e Zhou, 2004[103]); \boxtimes , $S/D=5$ (Xu e Zhou, 2004[103]); \otimes , $S/D=6$ (Xu e Zhou, 2004[103]); \boxplus , $S/D=7$ (Xu e Zhou, 2004[103]); \blacktriangle , $S/D=8$ (Xu e Zhou, 2004[103]); \times , $S/D=10$ (Xu e Zhou, 2004[103]); \blacksquare , $S/D=15$ (Xu e Zhou, 2004[103]); linha sólida em (d), cilindro isolado (Norberg, 1994[72]); \circ em (d), cilindro isolado (Xu e Zhou, 2004[103]); linhas verticais em (b) e (c) mostra a existência de dois picos no mesmo numero de Reynolds.

2.4 Arranjo de cilindros móveis em *Tandem*

A vibração induzida pelo desprendimento de vórtices (*VIV*) atrás de um corpo rombudo e a vibração induzida pelo escoamento (*FIV*) têm tido muita atenção pela sua ampla aplicação na engenharia. A maioria das plataformas flutuantes, instaladas no oceano Atlântico brasileiro, estão sobre profundidades de água de até 1000 m; neste sentido, o melhor entendimento da dinâmica dos vórtices e da vibração causada sobre os *risers* tem uma grande importância (Meneghini, 2001[64]).

Algumas das revisões clássicas no assunto de vibração induzida por vórtices são: Sarpkaya (1979)[86] e Bearman (1984)[6]. A *VIV* acontece para corpos rombudos isolados e com escoamento de aproximação livre de turbulência. Às vezes acontece *VIV* e *FIV* quando há uma perturbação a montante do corpo, além de desprendimento de vórtices a jusante. A perturbação a montante pode ter diferentes origens, e portanto, diferentes comportamentos. Quando a perturbação foi gerada por um outro corpo rombudo a montante, normalmente (em função de parâmetros governantes como Re ou S/D) a perturbação é uma esteira de Von Kármán e alguns pesquisadores chamam, ao efeito dinâmico desta perturbação sobre o corpo, de vibração induzida pela esteira (*WIV pelas siglas em inglês*).

A *FIV* está relacionada com o número de Reynolds (Re), a separação entre os eixos dos cilindros (S/D), a razão de massa (m^*), a razão de amortecimento (ζ), o número de graus de liberdade e a velocidade reduzida (U') apresentada na Equação 2.10. Segundo Zdravkovich (1988)[108], a maioria das medidas adotadas para suprimir a *VIV* não são efetivas para o *FIV*.

No caso especial de dois cilindros em *tandem* com um ou mais graus de liberdade, submersos em um escoamento de aproximação livre de turbulência e incompressível, a maioria das pesquisas tem uma abordagem experimental (e.g. Bokaian e Geoola 1984a[12], 1984b[13]; Assi *et al.* 2006[5]) e numérica (e.g. Mittal e Kumar, 2001[65]; Papaioannou, 2008[76]; Carmo *et al.*, 2011a[24] e 2011b[18]; Lin *et al.*, 2013[58]). Os estudos experimentais foram feitos para valores máximos de Re no regime subcrítico da ordem de 10^4 . Em contraste, principalmente por limitações computacionais, a maioria das pesquisas numéricas não superam Re em torno de 200, região na qual a esteira, as camadas cisalhantes livres e as camadas limite ainda estão em regime laminar e o escoamento pode ser representado bidimensionalmente, o que valida o uso de códigos em duas dimensões (2D). Carmo *et al.* (2011b)[18] fez simulações bi e tridimensionais pra Re entre 90 e 645. As Tabelas 2.4 e 2.5 mostram algumas pesquisas experimentais e numéricas para o estudo de caso.

Tabela 2.4: Pesquisas experimentais de cilindros circulares em tandem. Os subíndices 1 e 2: montante e jusante, respectivamente. ϕ : ângulo de fase entre dois parâmetros com variação temporal. Coeficiente sem subíndices: medição feita para ambos os cilindros.

Pesquisador	Caso	$Re(\times 10^3)$ U'	S/D	L/D	D/B (%)	Int. Turb. (%)	Meio	m^* ζ	Variáveis medidas
<i>Cilindro elasticamente montado</i>									
Assi et al. (2006)[5]	$MF - JL_y$	(3 - 13) (0 - 12)	2,0 - 5,6	17,5	5,33	Não dado	Água	$m^* = (0,9 \text{ e } 1,9)$ $\zeta = (0,007 - 0,0109)$	$\frac{A_y}{D}$, Visualização do escoamento com PIV
Bokaian e Geoola (1984a)[12]	$ML_y - JF$	(0,65 - 5,95) (2 - 36)	1,09 - 5,0	(37,25 - 18,63)	2,7 - 5,3	6,5 - 11,9	Água	$m^* = 8,22$	$C_{L1}, \frac{A_y}{D}, f^*$
Bokaian e Geoola (1984b)[13]	$MF - JL_y$	(0,2 - 6,0) (2 - 36)	1,09 - 5,0	(37,25 - 18,63)	2,7 - 5,3	6,5 - 11,9	Água	$m^* = 8,42$	$C_{L1}, \frac{A_y}{D}, f^*$
Brika e Laneville (1999)[17]	$MF - JL_y$	(5,1 - 27,5)	7 - 25	52,7	1,8	Não dado	Ar	$m^* = 1000$ $\zeta = 0,00083$	$\Phi, C_{L1}, \frac{A_y}{D}, f^*$ Visualização do escoamento
Hover e Triantafyllou (2001)[38]	$MF - JL_y$	32 (3 - 15)	4,75	26,3	4,5	Não dado	Água	$m^* = 3,0$ $\zeta = 0,04$	$\Phi, C_L, C_D, \frac{A_y}{D}$
<i>Cilindros flexíveis</i>									
Allen e Henning (2003)[3]	<i>Cilindros flexíveis</i>	(2,5 - 6,5)	3,0 - 12,5	230	1,48	2 - 3	Água	$E = 1,52 \times 10^6 \text{ KN/m}^2$	Acelerações, Perfis de velocidades
Huera-Huarte e Bearman (2011)[39]	<i>Cilindros flexíveis</i>	< 12 < 16	2 - 4	93,75	Não dado	Não dado	Água	$Peso, Vol. = 1,48 \text{ KN/m}^3$ $m_2^* = 1,8 \text{ e } m_1^* = 1,45$ $\zeta_2 = 0,0177 \text{ e } \zeta_1 = 0,0177$	$\frac{A_y}{D}, \frac{A_{xy}}{D}, f_{xy}$

Tabela 2.5: Pesquisas numéricas de cilindros circulares em *tandem*. Os subíndices 1 e 2 fazem referência ao cilindro de montante e jusante, respectivamente. ϕ faz referência ao ângulo de fase entre dois parâmetros com variação temporal. Se o coeficiente não tem esses subíndices, então, a medição foi de ambos os cilindros.

Pesquisador	Caso	Re	s/D	U'	m^*	ζ	Código	Variáveis medidas
Borazjani e Sotiropoulos (2009)[15]	$ML_y - JL_y$ $ML_{xy} - JL_{xy}$	200	1,5 e 4,0	(3 - 14)	2,0	0	2D	Trajectoria, A_y , C_L, f^*
Carmo <i>et al.</i> (2011a)[24]	$MF - JL_y$	150 e 300	(1,5 - 8,0)	(3 - 30)	2,0	0,007	2D e 3D	A_{y2}, C_L, f^*, ϕ , campos de vorticidade
Carmo <i>et al.</i> (2011b)[18]	$ML_y - JL_y$	190 - 645 (2D) 300 - 6400 (3D)	4,0	(∞)	2,0	0	2D - 3D	Trajectoria, A_{y2}, C_{LM}, f^* , f^*
Carmo <i>et al.</i> (2010c)[23]	$MF - JL_y$	150	1,5 - 8,0	(3 - 30)	2,0	0,007	2D	A_{y1}, C_{LM}, f^*, f^*
Lin <i>et al.</i> (2013)[58]	$ML_y - JL_y$	100	1,1 - 10	Não dado	1,0 e 0,1	0	2D	S', A_y, C_L, ϕ
Mittal e Kumar (2001)[65]	$ML_{xy} - JL_{xy}$	100	5,5	3,03 - 6,06	4,7	$3,3 \times 10^{-4}$	2D	$A_{x,y}, C_L, C_D$
Papaioannou <i>et al.</i> (2008)[76]	$ML_{xy} - JL_{xy}$	160	2,5 - 5,0	(3,5 - 10)	10	0,01	2D	$A_{x,y}, C_L, C_D, f^*$, trajetórias,
Prasanth e Mittal (2009)[82]	$ML_{xy} - JL_{xy}$	100	5,5	(2 - 15)	10	0	2D	$A_{x,y}, C_L, S',$ trajetórias,

Embora no presente trabalho se consideram dois cilindros rígidos dispostos em *tandem* com um e dois graus de liberdade, existem pesquisas para cilindros com mais graus de liberdade, como Allen e Henning(2003)[3] ou Huera-Huarte e Bearman (2011)[39], que levaram em consideração a flexibilidade dos cilindros.

Em relação ao número de graus de liberdade de cada um dos cilindros dispostos em "*tandem*", têm sido estudados os casos nos quais o cilindro de montante é fixo (MF) e o cilindro de jusante tem um grau de liberdade transversal ao escoamento (JL_y), o cilindro de montante tem um grau de liberdade transversal ao escoamento (ML_y) e o cilindro de jusante é fixo (JF), os cilindros de montante e de jusante têm um grau de liberdade transversal ao escoamento ($ML_y - JL_y$) e o caso de dois cilindros com dois graus de liberdade ($ML_{xy} - JL_{xy}$). As Tabelas (2.4 e 2.5) mostram quais pesquisas tiveram cada uma das configurações dinâmicas.

2.4.1 Sistema conjunto com 1 grau de liberdade ($ML_y - JF$ e $MF - JL_y$)

Amplitudes máximas normalizadas

Na maioria dos casos as amplitudes de vibração de dois cilindros com dois graus de liberdade são maiores do que as amplitudes de um cilindro isolado com os mesmos graus de liberdade (Lin et al., 2013[58]; Borazjani and Sotiropoulos, 2009[15]; Papaioannou *et al.*, 2008[76]; Prasanth and Mittal, 2009[82]).

Bokaian e Geoola (1984a[12] e 1984b[13]) fizeram experimentos em água dentro da região de sincronização (onde a frequência de desprendimento de vórtices é próxima à frequência natural de vibração do cilindro), para Re no intervalo de transição da esteira e na zona subcrítica; isto para diferentes valores de S/D e T/D . As Figuras 2.22 e 2.23 mostram os esquemas das possíveis instabilidades formadas em função das separações transversais e longitudinais entre os cilindros; as figuras mostram duas instabilidades, na primeira a vibração do cilindro entra em ressonância com o desprendimento de vórtices e na segunda, chamada de *Galloping*, o cilindro de jusante está perto da região de formação dos vórtices. Nestas figuras observa-se que no caso $ML_y - JF$, e em função de S/D , o cilindro de montante somente pode experimentar ressonância (vide Figura 2.22a) ou *Galloping* (vide Figura 2.22b). Porém, no caso $MF - JL_y$, além de acontecer instabilidades isoladas, também pode ocorrer superposição das instabilidades

no plano $U' - A_y^*$ (Figura 2.23c) ou que aconteçam para diferentes intervalos de U' (Figura 2.23d).

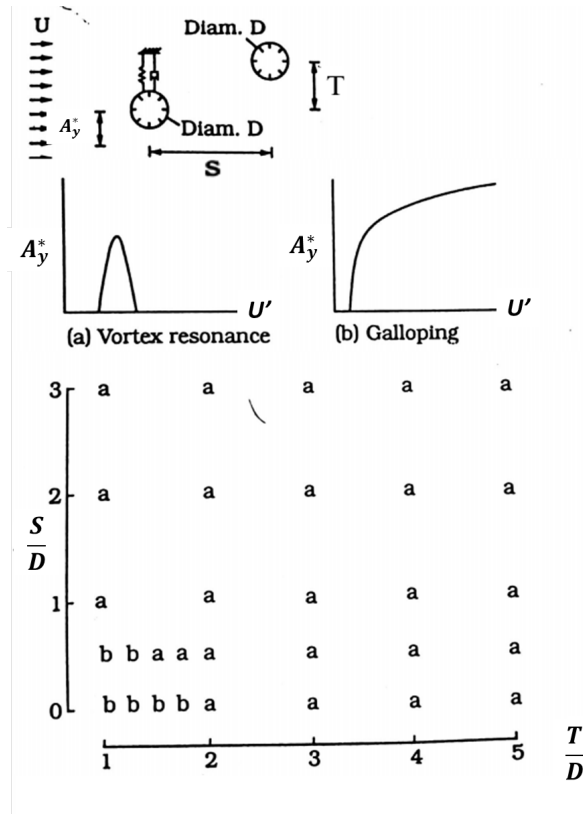


Figura 2.22: Variação da amplitude normalizada em função da velocidade reduzida e da posição relativa entre cilindros. Caso $ML_y - JF$. Figura obtida de Bokaian e Geoola (1984a)[12].

As Figuras 2.24a e 2.24b apresentam a variação de A/D e f/f_n em função da velocidade reduzida, resultado do trabalho de Bokaian e Geoola (1984b[13]), para o caso $MF - JL_y$. A Figura 2.24a sugere que a ressonância está dentro da região de sincronização (ou de "lock-in"), no entanto a instabilidade *galloping* está em uma região na qual f é maior que f_n . O mesmo tipo de figura, para o caso $ML_y - JF$, é apresentada em Bokaian e Geoola (1984a[12]), mas o *galloping* acontece para valores de f^* mais próximos de 1.

Uma relação mais específica dos valores para os quais foram realizados os experimentos apresentam-se na primeira tabela dos trabalhos de Bokaian e Geoola (1984b[12] e 1984a[13]).

Assi *et al.* (2006)[5] fizeram experimentos para menores valores de razão de massa ($0,9 < m^* < 8,1$) e, para o intervalo de velocidades reduzidas testado (vide Tabela 2.4), obtiveram a instabilidade de *galloping*.

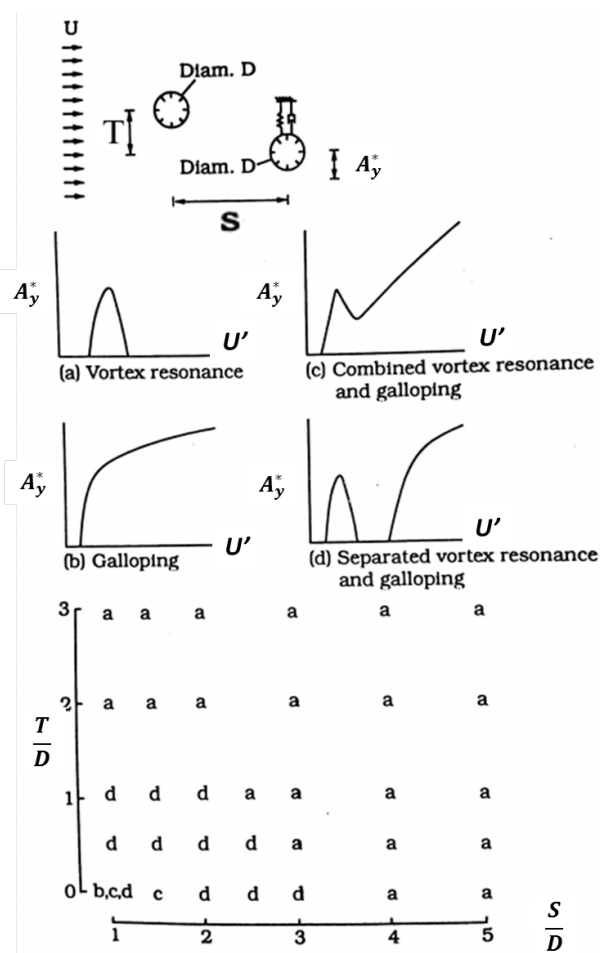


Figura 2.23: Variação da amplitude normalizada em função da velocidade reduzida e da posição relativa entre cilindros. Caso $MF - JL_y$. Figura obtida de Bokaian e Geoola (1984b)[13].

É importante notar que as discontinuidades nas curvas U' vs. A_y^* , associadas principalmente ao ramo superior, desapareceram e com elas o comportamento histerético. Porém, Carmo *et al.* (2011a)[24] reportaram a reaparição do ramo superior para S/D maiores de 5.

Em vista que para cilindros submetidos a WIV , A_y^* continua aumentando à medida que a velocidade reduzida cresce (Bokaian e Geoola, 1984a[12] e 1984b[13]; Brika e Laneville, 1999[17]; Hover e Triantafyllou, 2001[38]; Assi *et al.*, 2006[5]) Carmo *et al.* (2011b)[18] removeram os sistemas de rigidez e amortecimento do cilindro de jusante, no caso $MF - JL_y$, fazendo a velocidade reduzida infinita (pois isto equivale a fazer $f_n = 0$). A Figura 2.25 mostra a variação de A_y^* em função do Reynolds para simulações bi e tridimensionais, resultado do trabalho de Carmo *et al.*(2011b)[18]. Esta figura mostra que para as simulações 2D há uma diminuição inicial de A_y/D , e no intervalo $200 < Re < 400$ têm flutuações de A_y/D (neste

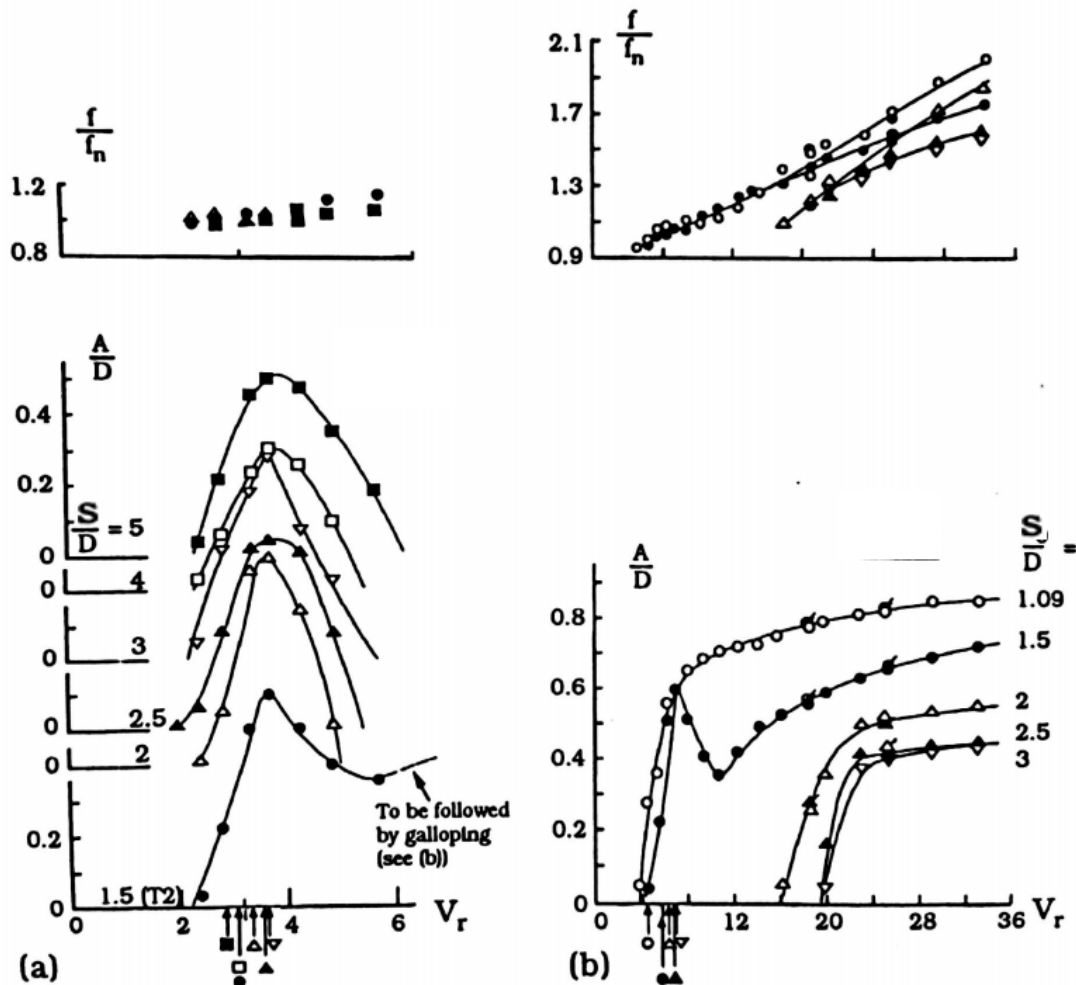


Figura 2.24: Variação de A_y/D e f/f_n em função de U' e da posição relativa entre cilindros em *tandem* (Caso $MF - JL_y$). (a): Casos associados ao fenômeno de ressonância; (b): casos associados a ressonância e/ou *galloping*. \circ , $S/D = 1,09$; \bullet , $S/D = 1,5$; \triangle , $S/D = 2,0$; \blacktriangle , $S/D = 2,5$; ∇ , $S/D = 3,0$. $m^* = 8,42$ e $\zeta = 0,0129$. Figura obtida de Bokaian e Geola (1984b)[13].

intervalo começam a se gerar estruturas tridimensionais no escoamento). Finalmente A_y/D tem um crescimento monótono até para $400 < Re < 645$. Nas simulações 3D a amplitude de vibração permaneceu estável em torno de 0,2, para todos os valores de Re simulados; esta discrepância se deve à formação de estruturas tridimensionais no escoamento que tem uma influência dissipativa que não existe nas simulações 2D.

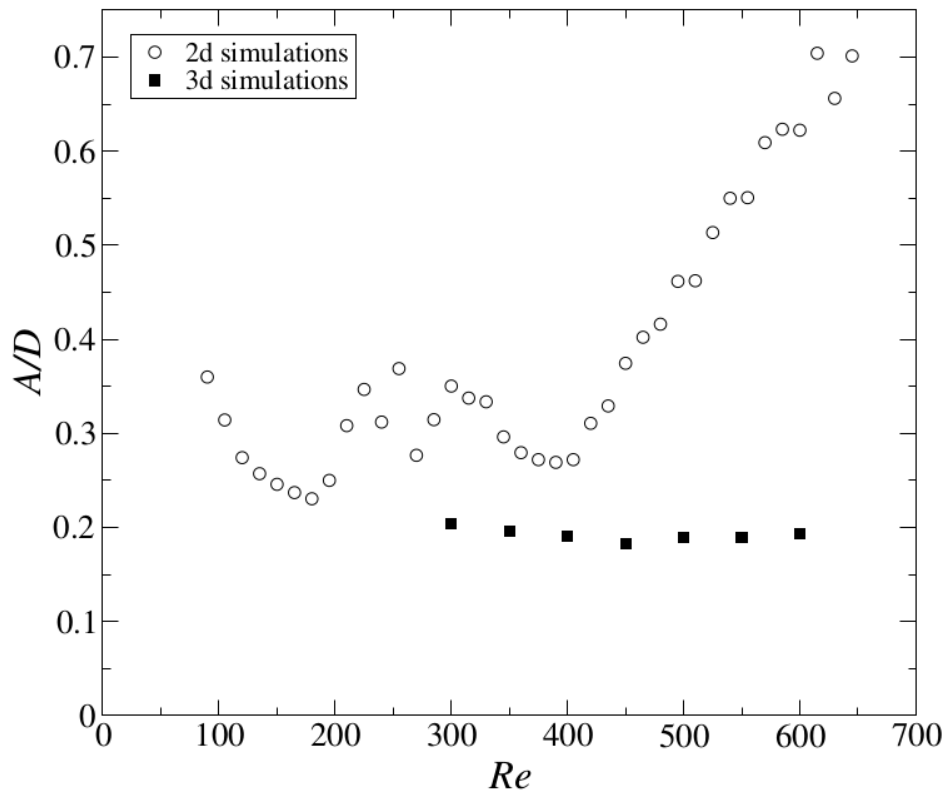


Figura 2.25: Variação de A_y/D em função de Re , para $U' \rightarrow \infty$ e $S/D = 4$. Caso $MF - JL_y$. Figura obtida de Carmo *et al.* (2011b)[18].

Coefficientes de força: C_D e C_L

As pesquisas realizadas até a atualidade mostram que existe correlação entre os coeficientes de força e a separação entre centros dos cilindros e a velocidade reduzida.

Bokaian e Geoola (1984a[12] e 1984b[13]) mediram os coeficiente de arrasto e sustentação nas configurações $ML_y - JF$ e $ML - JF_y$, variando S/D , e identificaram que para o caso $ML_y - JF$ o coeficiente de arrasto do cilindro de montante permanece praticamente constante e muito próximo de um. Eles sugerem que (embora tenham diferenças dos coeficientes de arrasto segundo diferentes pesquisas devidas a erros na medição) o , número de Reynolds, as características no escoamento de aproximação e a razão de aspecto são fatores governantes na variação do coeficiente de arrasto em função do espaçamento. A turbulência diminui o coeficiente de arrasto, mas não tem maior influência no coeficiente de sustentação (Bokaian e Geoola, 1984a[12]).

Bokaian e Geoola (1984a[12]) encontraram, para o intervalo de Re testado, que entre es-

paçamentos de 2 e 2,5 o coeficiente de arrasto tem uma inversão do sinal. Isto quer dizer que em algum valor entre estes pontos a força de arrasto passa de ser nula a tentar unir os cilindros. Carmo *et al.* (2010a[20] e 2010b[21]) chamaram este ponto de inversão do arrasto (ou *drag inversion*).

Tanto as pesquisas numéricas como as experimentais não aprofundaram muito no cálculo ou medição do coeficiente de arrasto para estes casos de sistemas dinâmicos, pois, estes sistemas não têm graus de liberdade na direção da força de arrasto.

Nos experimentos de Hover e Triantafyllou (2001)[38], os autores sugerem que para $MF - JL_y$ o espectro de potência do coeficiente de arrasto no cilindro de jusante tem o maior componente na frequência $f_x = 2f_y$ (para todo intervalo de U' testadas), enquanto, há componentes menos apreciáveis para os harmônicos $f_y, 3f_y, 4f_y$ e a soma $f_s + f_y$. É importante notar que, para um cilindro isolado, a força de arrasto só é significativa na região de sincronização e os pico de oscilação seguem o segundo harmônico ($2f_y$) da frequência de oscilação livre (f_y). Além disso, os autores afirmam que as oscilações das forças de arrasto e sustentação mostram modos simples de VIV, associados aos tipos de esteira 2S e 2P definidos por Williamson e Roshko (1988)[102].

A Figura 2.26 mostra, para $ML_y - JF$, a variação do coeficiente de sustentação máximo (C_{Lmax}) e de $y_{max} = A_y^*$ em função de S/D . Nessa figura se observa que existe um aumento inicial de C_{Lmax} , com o crescimento de S/D , até S/D em torno de 1,25, para depois diminuir e chegar a ser nulo em S/D de aproximadamente 2,1. A partir de $S/D = 1,25$, A_y também tem uma queda de $A_y \approx 0,4$ a $A_y \approx 0,25$, permanecendo quase constante. Em contraste, para $MF - JL_y$ a Figura 2.27, mostra a variação do coeficiente de sustentação máximo (C_{Lmax}) e de $y_{max} = A_y$ em função de S/D . Nessa figura se observa que C_{Lmax} descreve uma curva que decresce monotonamente, enquanto, $y_{max} = A_y$ descreve uma curva que cresce monotonamente.

Para $MF - JL_y$, Carmo *et al.* (2011b)[18] mostraram, para Re de 150 e S/D maiores de 5, que a frequência de flutuação do coeficiente de sustentação do cilindro de montante (C_{L1}) está correlacionada com o deslocamento do cilindro de jusante (y_2), mas como era de se esperar, na região de *lock-in* ($5 \lesssim U' \lesssim 15$) há uma componente de f_y próxima de f_n . Para U' maior que 15 há mais uma componente de f_y , que é a metade da frequência de C_{L1} como é reportado

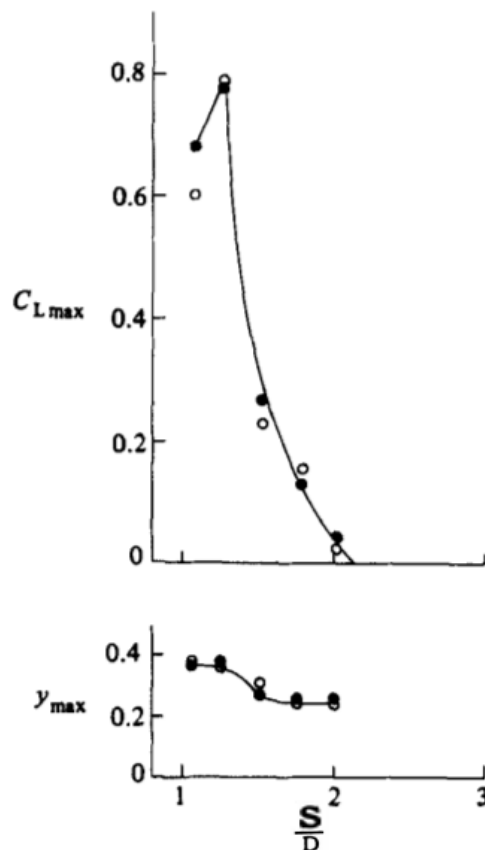


Figura 2.26: Variação de $y_{max} = A_y$ e de C_{Lmax} de montante, em função do S/D . Caso $ML_y - JF$ e intensidade da turbulência de 6,5%. ●, $Re = 5900$; ○, $Re = 2600$. Figura obtida de Bokaian e Geoola (1984a[12]).

em Carmo *et al.*(2008)[22], associada à esteira unificada a jusante do segundo cilindro. Isto quer dizer que o desprendimento de vórtices do cilindro de montante influencia parcialmente a vibração do cilindro de jusante. Nessa mesma pesquisa, mas para $S/D = 3$, teve uma alta correlação entre C_{Lmax1} e A_y , e aconteceu em todo o intervalo de velocidades reduzidas testadas. Isto mostra que o desprendimento de vórtices do cilindro de montante está completamente sincronizado com o do cilindro a jusante.

Por outra parte, Carmo *et al.* (2011a)[24] conferiram que existe relação entre C_{LM} com y_J , para U' infinita e Re entre 90 e 450, além de S/D de 4, pois para Re maiores o cilindro de jusante apresenta oscilações de baixa frequência.

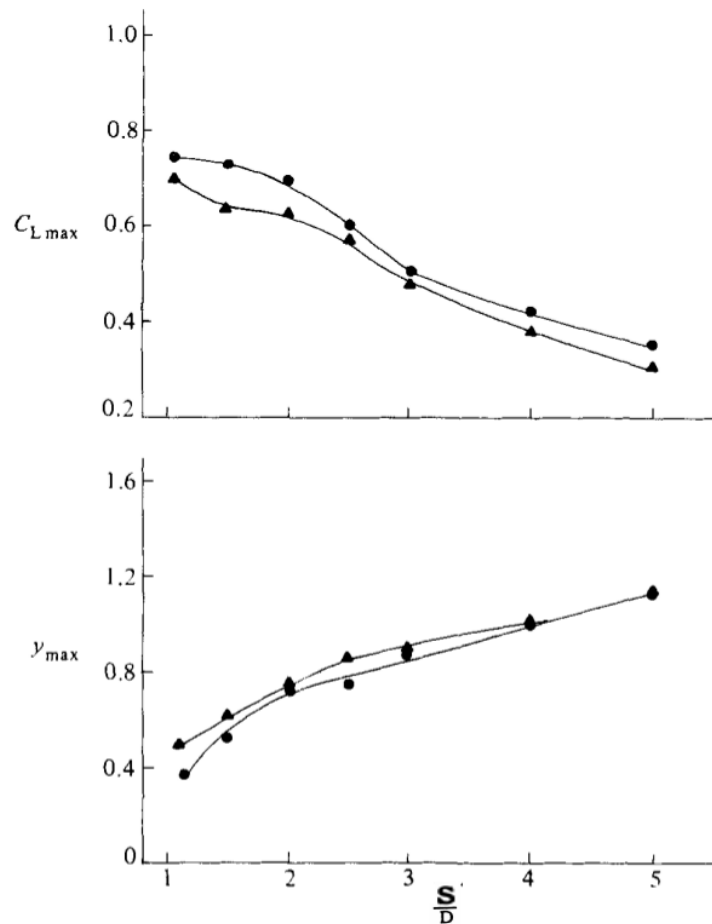


Figura 2.27: Variação de $y_{max} = A_y$ e de C_{Lmax} de montante, em função do S/D . Caso $MF - JL_y$ e intensidade da turbulência de 6, 5%. ●, $Re = 5900$; ▲, $Re = 2600$. Figura obtida de Bokaian e Geoola (1984b[13]).

2.4.2 Sistema conjunto com 2 ou mais graus de liberdade ($ML_y - JL_y$ e

$$ML_{xy} - JL_{xy})$$

Amplitudes máximas normalizadas e trajetórias

Para o caso $ML_y - JL_y$ e no regime laminar da esteira ($Re = 100$), Lin *et al.* (2013)[58] fizeram simulações numéricas usando o método de Lattice-Boltzmann nas condições mostradas na Tabela 2.5. A Figura 2.28 mostra a variação de A_y/D em função de S/D . As vibrações do cilindro de jusante são maiores que as do cilindro de montante e uma razão de massa menor está associada a maiores vibrações. Para $m^* = 1,0$, A_y/D de ambos os cilindros têm um pico em $S/D = 1,5$, que diminui até se comportarem próximo do cilindros isolados, a partir de $S/D > 4$. Em contraste, para $m^* = 0,1$, A_y/D de ambos os cilindros têm um pico em $S/D = 1,75$ e a amplitude

de vibração do cilindro de montante diminui até se comportar próximo a um cilindro isolado a partir de $S/D > 4$, enquanto, o cilindro de jusante segue mantendo amplitudes de oscilação maiores do que as de um cilindro isolado para $4 < S/D < 10$.

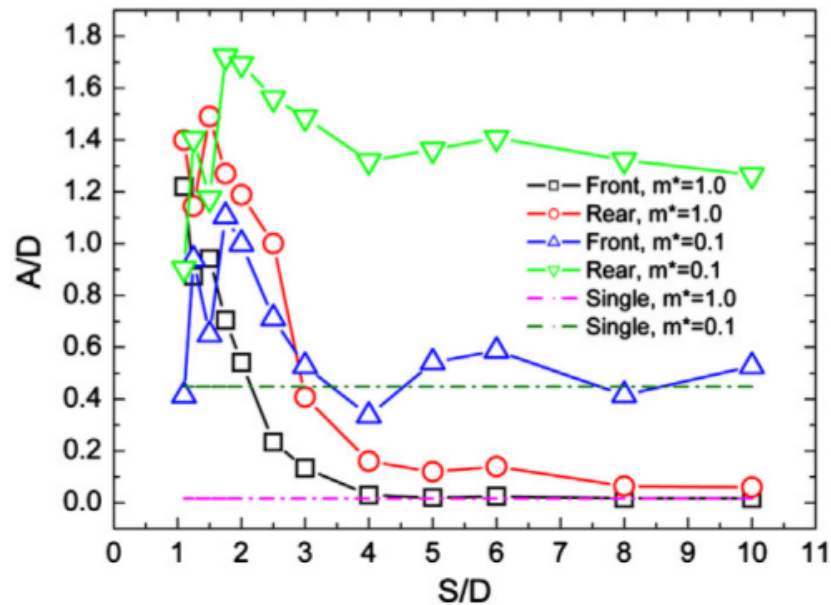


Figura 2.28: Variação de A_y/D em função do S/D . Caso $ML_y - JL_y$. Figura obtida de Lin *et al.* (2013)[58].

Para ambos os casos de 1 e 2 graus de liberdade no regime de transição da esteira ($Re = 200$), Borazjani e Sotiropoulos (2009)[15] fizeram simulações numéricas usando um método de interação fluido-estrutura (Borazjani 2008[14]), ou *FSI* pelas suas siglas em inglês, nas condições mostradas na Tabela 2.5. De acordo com os autores, quando há fluxo no espaçamento entre os cilindros, as amplitudes de vibração, do sistema de 2 graus de liberdade, são maiores do que as do sistema de 1 grau de liberdade ($4 < U' < 5$, para $S/D = 1,5$). No entanto, para velocidades reduzidas entre 5 e 7, o sistema de 2 graus de liberdade tem vibrações menores (de até 50% em relação ao sistema de 1 grau de liberdade). No mesmo trabalho, mediante simulações 3D e 2D, foi mostrado que quando existir fluxo no espaçamento a transição a estruturas tridimensionais é muito fraca para afetar a resposta dinâmica do problema, sendo igual a resposta das simulações 3D às 2D.

Coefficientes de força: (C_D) e (C_L)

Para o caso do cilindro de jusante na região da esteira de vórtices desprendida do cilindro de montante Borazjani e Sotiropoulos (2009)[15] estudaram o r.m.s dos coeficientes de força, a razão de frequências e o ângulo de fase entre C_L e a oscilação dos cilindros (y) em função da velocidade reduzida. A Figura (2.29) mostra que o coeficiente de sustentação sobre os cilindros em *tandem* é maior que para o cilindro isolado com $U' > 3$. Enquanto, em ambas as configurações de graus de liberdade o coeficiente de sustentação foi menor no cilindro de montante para velocidades reduzidas menores que 5 e levemente maior para $U' > 5$. O anterior esteve associado a maiores amplitudes de oscilação. O coeficiente de arrasto sempre é menor no cilindro de justante em relação ao de montante, isto para ambos os casos $ML_y - JL_y$ (ou 1 - *DOF*) e $ML_{xy} - JL_{xy}$ (ou 2 - *DOF* como é chamado pelos autores).

É importante ressaltar que as flutuações das oscilações, para uma velocidade reduzida de 1,5, não tiveram um comportamento estacionário em relação ao desvio padrão.

Na Figura 2.29c observa-se que entre velocidades reduzidas de 4 e 6, ocorre um *lock-in* não muito visível, este fenômeno também foi reportado por Mittal e Kumar (2001)[65]. Depois desse ponto a razão de frequência para um cilindro isolado tem uma taxa de crescimento maior, com o aumento da velocidade reduzida, em relação aos cilindros de jusante. A mudança de fase em $U' = 6$, segundo Borazjani e Sotiropoulos (2009)[15], parece acontecer em parte pela mudança no mecanismo de desprendimento de vórtices.

A Tabela 2.6 mostra os mecanismos de interação de cilindros em função de suas configurações, posição do cilindro de justante em relação à esteira do cilindro de montante, espaçamento e velocidade reduzida.

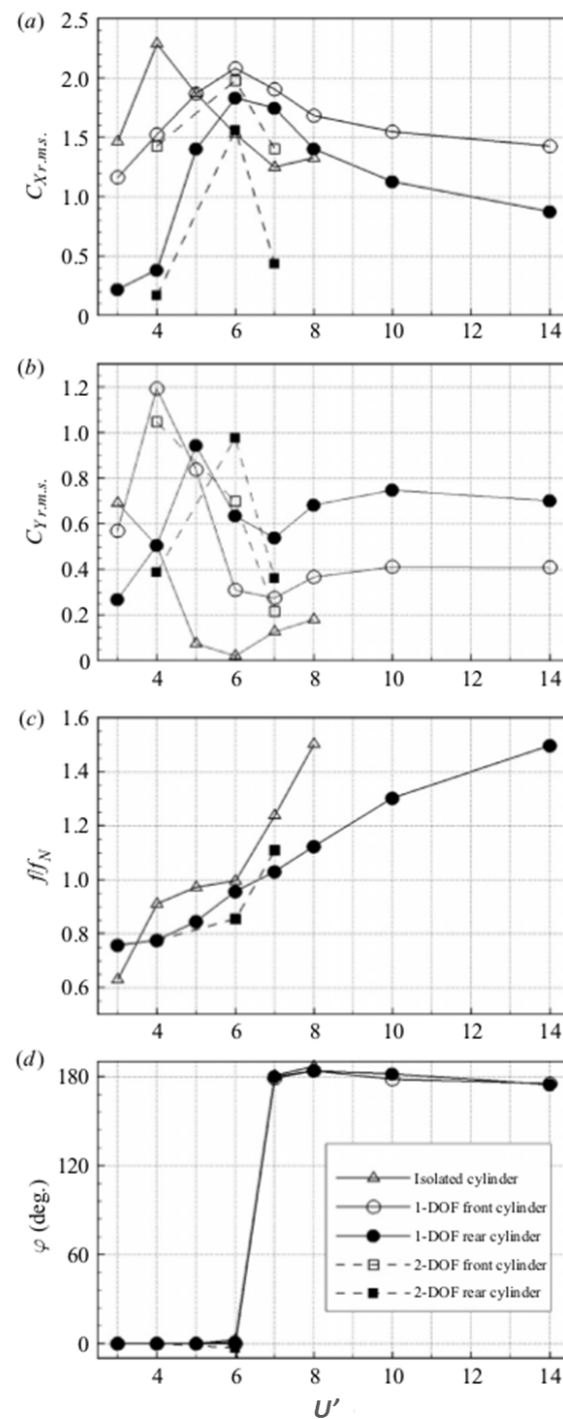


Figura 2.29: Parâmetros adimensionais de dois cilindros em VIV, para diferentes velocidades reduzidas ($Re = 200$, $m^* = 2$, $\zeta = 0$, $S/D = 1,5$). (a) $C_{Xr.m.s.}$: r.m.s. do coeficiente de sustentação; (c) f/f_n : Razão de frequências; (d) φ : ângulo de fase entre o coeficiente de sustentação e as oscilações dos cilindros. Linha contínua: Caso $ML_y - JL_y$; linha pontilhada: Caso $ML_{xy} - JL_{xy}$; marcadores hachurados: cilindro a montante; marcadores vazios: cilindro a jusante. Figura obtida de Borazjani e Sotiropoulos (2009)[15].

Tabela 2.6: Relação de interferência entre dois cilindros adjacentes, em função da velocidade reduzida e da sua posição relativa ao escoamento (Zdravkovich, 1984[105]).

CATEGORY	INITIAL ARRANGEMENT	STREAM WISE P/D	TRANSVERSE T/D	FLOW REGIMES FOR STATIONARY CYLINDERS	TYPE OF EXCITATION		
					LOW U_r	MED. U_r	HIGH U_r
P R O X I M I T Y	SIDE BY SIDE	0	1-0 1-2	SINGLE VORTEX STREET	?	⊙	
		0	1-1 2-2	BIASED JET	⊙	⊙	
	0	2-0 4-0	COUPLED	?	⊙	JET SWITCH	
	STAGGERED	<3-8	<I/B	VORTEX STREETS	?	⊙	
P R O X I M I T Y	TANDEM	1-1 1-5	0	SYNCHRONIZED REATTACHMENT	⊙	⊙	
		1-5 3-8	0	QUASI-STEADY REATTACHMENT	⊙	⊙	
	STAGGERED	1-1 3-2	0-2 0-3	GAP FLOW	?	⊙	GAP FLOW SWITCH
	TANDEM	>3-8	0	COUPLED VORTEX STREETS	?	⊙	NONE
W A K E	STAGGERED	>8	0	DISTURBED VORTEX STREET	⊙	⊙	
		>3-2	> C_{Lmax}	DISPLACED WAKE	⊙	⊙	WAKE DISPLACEMENT
		>8	<I/B	OUTSIDE WAKE BOUNDARY	NO INTERFERENCE		WAKE GALLOPING

I_R — INTERFERENCE BOUNDARY

2.5 Modelagem do *VIV*

Tanto a modelagem numérica quanto a analítica têm grandes limitantes. As limitantes da primeira estão associadas principalmente à capacidade computacional, enquanto a segunda esta associada com a ausência de soluções analíticas das equações diferenciais parciais que descrevem o fenômeno de *VIV* e de *FIV*. Nesta seção apresentam-se pesquisas que envolvem algumas das abordagens do *VIV*.

2.5.1 Modelagem analítica

Para o caso de um cilindro isolado, até $Re = 260$ e para $A_y/D = 0, 4$, Gioria *et al.* (2009)[32] encontraram que mediante análise de estabilidade de *Floquet* o modelo é estável com relação a perturbações infinitesimais no campo tridimensional. Blevins (2009a)[10], propõe três tipos de modelos: (a) Modelo de arrasto oscilatório para cilindro em água calma, (b) Modelo de forçagem do coeficiente de sustentação na frequência f_s , (c) Modelo de auto-excitação por dois parâmetros de força, uma em fase e outro fora de fase em relação a f . Uma explicação mais detalhada do equacionamento destes métodos encontra-se em Blevins (2009a)[10].

Facchinetti *et al.* (2002)[29], fizeram uma adimensionalização simples da equação dinâmica de cada cilindro e a natureza flutuante da esteira de vórtices foi modelada mediante um oscilador não linear que satisfaz a equação de Van der Pol (Van der Pol, 1926)[81], para o caso de um cilindro isolado e dois cilindros em "*tandem*" do tipo $ML_y - JL_y$. O equacionamento e deduções podem-se encontrar em Facchinetti *et al.* (2002)[29]. Segundo Facchinetti *et al.* (2002)[29], este método analítico representa satisfatoriamente, em termos de qualidade e quantidade, o "*lock - in*", os saltos de fase e o comportamento histerético nas fronteiras do "*lock - in*".

2.5.2 Modelagem numérica

O Núcleo de Estudos em Transição e Turbulência - NETT, composto por pesquisadores da Universidade Federal do Rio Grande do Sul e da Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul, trabalha com modelagem numérica de problemas envolvendo escoamentos incompressíveis. O código mais utilizado pelo grupo de pesquisa é o *Incompact3d* que resolve

as equações de Navier-Stokes a partir de esquemas em diferenças finitas de alta ordem.

A abordagem numérica tem tido um amplo uso em sistemas de dois cilindros rígidos em *tandem*, mas muitas das pesquisas nesta área, limitaram-se a simulações bidimensionais e para números de Reynolds da ordem de 10^2 (e.g. Borazjani e Sotiropoulos, 2009)[15]; Carmo *et al.*, 2011a[24]).

Os métodos usados, na mecânica dos fluidos computacional, para discretizar as equações do escoamento, a adimensionalização da equação de vibração, e as hipóteses assumidas são uns dos motivos principais da existência de diversas metodologias numéricas. Um dos trabalhos mais recentes sobre o tema foi feito por Lin *et al.* (2013)[58], que usou o método de Lattice-Boltzman para descrever o escoamento e o esquema de meio-passo *leap-frog* como é chamado (Allen e Tildesley, 1987[4]).

Capítulo 3

Metodologia Numérica

Neste capítulo serão apresentadas as equações utilizadas para descrever o escoamento em torno de um obstáculo submerso. Para as equações diferenciais parciais que modelam estes fenômenos, serão definidas as condições iniciais e de contorno no domínio de cálculo para o caso de estudo. Posteriormente apresentar-se-á a metodologia numérica de solução das equações do escoamento. Isto inclui a discretização espacial e a integração temporal (avanço no tempo), que serão realizadas a partir do uso do método de diferenças finitas. Nas duas seções finais são apresentados o método integral de cálculo das forças sobre o obstáculo e a equação dinâmica de oscilador simples junto com a sua metodologia numérica de solução.

3.1 Modelo Hidrodinâmico

A metodologia adotada para a descrição da interação fluido-estrutura consta de um modelo hidrodinâmico para a solução do escoamento e de um modelo dinâmico para a solução da vibração dos cilindros. Nesta seção considera-se o equacionamento utilizado para solução dos campos de velocidade e pressão no escoamento. Além disso, apresenta-se a metodologia que permitiu aproximar a solução de ditas equações.

3.1.1 Equações Hidrodinâmicas

A dinâmica do escoamento de um fluido newtoniano, incompressível e isotérmico, pode ser representada matematicamente mediante a equação diferencial parcial de conservação de

quantidade de movimento, amplamente conhecida como equação de Navier-Stokes, e a equação de conservação de massa ou de continuidade. Estas equações, em coordenadas cartesianas retangulares, são expressas em forma vetorial adimensional, como:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\vec{\nabla}\Pi - \left(\frac{1}{2}\vec{\nabla}(\vec{u} \cdot \vec{u}) + \vec{\omega} \times \vec{u} \right) + \frac{1}{Re}\vec{\nabla}^2\vec{u} + \vec{f} \quad (3.1)$$

e

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0, \quad (3.2)$$

respectivamente. Sendo \vec{u} o campo de velocidades, $\vec{\omega} = \vec{\nabla} \times \vec{u}$ o campo de vorticidades, Π o campo de pressões (dado por $\Pi = \frac{p}{\rho U_0^2}$, onde p é o campo de pressões dimensional) e \vec{f} o campo de forças externas imposto pelo(s) cilindro(s) através do método de fronteiras imersas, a fim de garantir a condição de não deslizamento na superfície do cilindro.

3.1.2 Condições iniciais e de contorno

Considerou-se como condição inicial a condição de contorno de entrada, ou seja, o campo de velocidades (\vec{u}) no interior da malha foi igual ao perfil da velocidade de aproximação. As pressões (Π^0) foram inicializadas em zero.

Como condição de entrada, ao domínio, foi considerada uma velocidade unitária de referência paralela ao eixo x (Figura 3.1). Nos contornos laterais utilizou-se deslizamento livre e paralelo ao eixo x ($\frac{\partial u}{\partial y} = 0$ e $v = 0$). Na saída do domínio computacional foi usada a condição de Robin, expressa por:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + U_{conv} \frac{\partial \vec{u}}{\partial x} = \vec{0}, \quad (3.3)$$

sendo U_{conv} igual à velocidade média de convecção dos vórtices da esteira de Von Kármán, calculada para cada passo de tempo.

O método adotado para a obtenção das aproximações discretas dos diferenciais presentes nas Equações 3.1, 3.2 e 3.3, foi o de diferenças finitas. Em específico, a seguinte seção mostra detalhadamente o tratamento numérico do termo convectivo-difusivo da equação de Navier-Stokes.

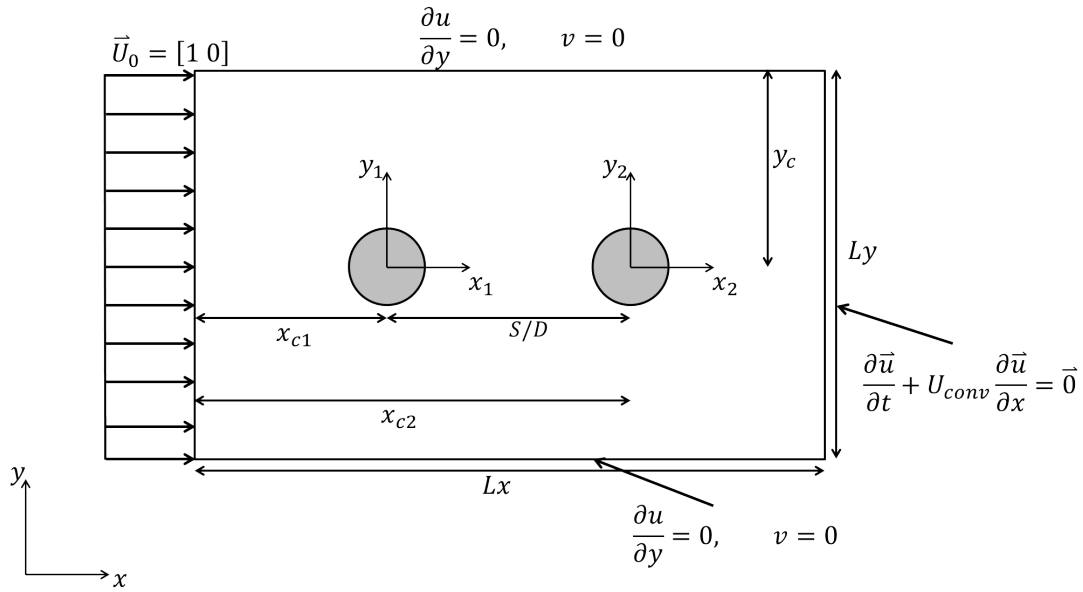


Figura 3.1: Condições de contorno no domínio de cálculo. Onde u e v são as componentes do vetor velocidade \vec{u} em x e em y , respectivamente.

3.1.3 Discretização espacial do termo convectivo-difusivo

Para o tempo atual (t^k), o termo convectivo-difusivo (\vec{F}^k) faz referência ao termo do parêntese do lado direito da Equação 3.1. Este termo foi discretizado no espaço através de um esquema de diferenças finitas compactas descrito em Lele (1992)[56], Moin (2001)[68] e Guerreiro (2000)[34]. Os esquemas usados para o cálculo da primeira e da segunda derivada são apresentados nas Tabelas 3.1 e 3.2.

Tabela 3.1: Esquemas numéricos usados na solução da primeira derivada. N é o numero de nós na direção x (n_x), y (n_y) ou z (n_z). Pinto (2012)[79].

Esquema	Nós: $3 \leq i \leq N-2$	coeficientes
tridiagonal de 6° ordem	$\alpha \xi'_{i-1} + \xi'_i + \alpha \xi'_{i+1} = a \frac{\xi_{i+1} - \xi_{i-1}}{2h} + b \frac{\xi_{i+2} - \xi_{i-2}}{4h}$	$\alpha = 1/3; a = 14/9; b = 1/9; c = \beta = 0$
	Nós: $i=1$ e $i=N$	coeficientes
3° ordem descentrado	$\xi'_1 + \alpha \xi'_2 = \frac{a\xi_1 + b\xi_2 + c\xi_3}{h}$ $\xi'_N + \alpha \xi'_{N-1} = \frac{-a\xi_N - b\xi_{N-1} - c\xi_{N-2}}{h}$	$\alpha = 2; a = -5/2; b = 2; c = 1/2$
	Nós: $i=2$ e $i=N-1$	coeficientes
centrado de 4° ordem	$\alpha \xi'_1 + \xi'_2 + \alpha \xi'_3 = a \frac{\xi_3 - \xi_1}{2h}$ $\alpha \xi'_{N-2} + \xi'_{N-1} + \alpha \xi'_N = a \frac{\xi_N - \xi_{N-2}}{2h}$	$\alpha = 1/4; a = 3/2$

Tabela 3.2: Esquemas numéricos usados na solução da derivada segunda. Dependendo da direção de calculo, N vai ser o numero de nós na direção x (n_x), y (n_y) ou z (n_z). Obtida de Pinto (2012)[79].

Esquema	Nós: $3 \leq i \leq N-2$	coeficientes
tridiagonal de 6° ordem	$\alpha \xi''_{i-1} + \xi''_i + \alpha \xi''_{i+1} = a \frac{\xi_{i+1} - 2\xi_i + \xi_{i-1}}{h^2} + b \frac{\xi_{i+2} - 2\xi_{i+1} + \xi_{i-2}}{4h^2}$	$\alpha = 2/11; a = 12/11; b = 3/11$
	Nós: $i=1$ e $i=N$	coeficientes
3° ordem descentrado	$\xi''_1 + \alpha \xi''_2 = \frac{a\xi_1 + b\xi_2 + c\xi_3 + d\xi_4}{h^2}$ $\xi''_N + \alpha \xi''_{N-1} = \frac{a\xi_N + b\xi_{N-1} + c\xi_{N-2} + d\xi_{N-3}}{h^2}$	$\alpha = 11; a = 13; b = -27; c = 15; d = -1$
	Nós: $i=2$ e $i=N-1$	coeficientes
centrado de 4° ordem	$\alpha \xi''_1 + \xi''_2 + \alpha \xi''_3 = a \frac{\xi_3 - 2\xi_2 + \xi_1}{2h^2}$ $\alpha \xi''_{N-2} + \xi''_{N-1} + \alpha \xi''_N = a \frac{\xi_N - 2\xi_{N-1} + \xi_{N-2}}{2h^2}$	$\alpha = 1/10; a = 6/5$

3.1.4 Avanço no tempo

Para o avanço no tempo, nas equações 3.1 e 3.2, utilizou-se o método do passo fraccionado, especificamente o esquema de segunda ordem de Adams-Bashforth. A natureza do método incorpora a definição de duas velocidades intermediarias (\vec{u}^* e \vec{u}^{**}). Estas velocidade podem ser calculadas mediante as seguintes equações:

$$\frac{\vec{u}^* - \vec{u}^k}{\Delta t} = a\vec{F}^k + b\vec{F}^{k-1} - c\vec{\nabla}\Pi^k + c\vec{f}^{k+1}, \quad (3.4)$$

$$\frac{\vec{u}^{**} - \vec{u}^*}{\Delta t} = c\vec{\nabla}\Pi^k, \quad (3.5)$$

$$\frac{\vec{u}^{k+1} - \vec{u}^{**}}{\Delta t} = -c\vec{\nabla}\Pi^{k+1}, \quad (3.6)$$

onde \vec{f}^{k+1} é aproximado de acordo a seguinte expressão:

$$c\vec{f}^{k+1} \approx c\vec{f}^k = \varepsilon \left(-a\vec{F}^k - b\vec{F}^{k-1} + c\vec{\nabla}\Pi^k + \frac{\vec{u}_0^{k+1} - \vec{u}^k}{\Delta t} \right), \quad (3.7)$$

sendo a , b e c valores dependentes do esquema de discretização temporal escolhido e ε um parâmetro auxiliar para a definição do contorno do cilindro, ele é $\varepsilon = 0$ fora do cilindro e $\varepsilon = 1$ dentro do cilindro. Para o esquema de Adams-Bashforth de segunda ordem $(a, b) = (3/2, -1/2)$ e $c = a + b$.

O campo de velocidade alvo \vec{u}_0^{k+1} é um escoamento artificial dentro do cilindro, introduzido pelo método de fronteiras imersas para dar continuidade à derivada do campo de velocidades perto do contorno. No presente trabalho aproximou-se a velocidade alvo no tempo t^{k+1} a partir da seguinte equação (em coordenadas polares locais com origem no centro do(s) cilindro(s)):

$$\vec{u}_0^{k+1}(r, \theta, z, t) \approx \vec{u}_0^*(r, \theta, z, t) = \vec{u}_c + (\vec{u}_c - \vec{u}^*(D - r, \theta, z, t)) \text{sen} \left(\frac{2\pi r^2}{D^2} \right), \quad (3.8)$$

com $0 \leq r \leq D/2$.

Para o cilindro móvel, o vetor velocidade do cilindro (\vec{u}_c) é calculado a cada passo de tempo, de acordo com a equação dinâmica de vibração do cilindro, enquanto que para cilindro fixo \vec{u}_c é nulo. Como resultado da aproximação feita na Equação 3.8, a forçagem (\vec{f}) está sendo aplicada em \vec{u}_0^* em vez de \vec{u}_0^{k+1} , gerando um erro da ordem de Δt^2 , portanto, preservando a precisão de segunda ordem do passo de tempo completo.

Como \vec{u}_0^{k+1} está definida nos nós da malha cartesiana, $\vec{u}(D - r, \theta, z, t)$ deve ser interpolada espacialmente. Segundo Parnaudeau *et al.* (2008)[78], a condição de não deslizamento na parede do cilindro somente pode ser garantida até uma precisão de segunda ordem, devido à natureza da aproximação do método de fronteiras imersas. Neste sentido, no presente trabalho usou-se uma interpolação bilinear de $\vec{u}^*(D - r, \theta, z, t)$. A Figura 3.2 mostra um campo da velocidade alvo dentro do cilindro e nas vizinhanças. O escoamento dentro do cilindro tem tendência a formar vórtices internos contra-rotativos (Figura 3.3).

Foi escolhido o esquema de Adams-Bashforth de segunda ordem, pois Laizet *et al.* (2010)[54] sugerem que outros esquemas, como o de Runge-Kutta de quarta ordem, podem levar ao deterioramento das condições de não deslizamento.

3.1.5 Divergência do campo de velocidades e solução da equação de Poisson

Aplicando o operador divergência em ambos lados da Equação 3.6, obtém-se a equação de Poisson:

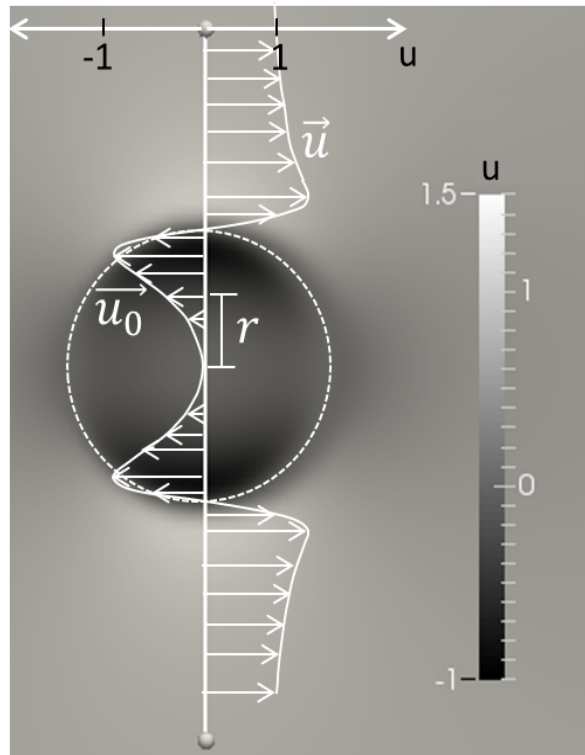


Figura 3.2: Campo de velocidade alvo (componente em x do vetor velocidade) dentro do cilindro, como parte do método de fronteiras imersas. Este é um instante de tempo antes da formação de vórtices.

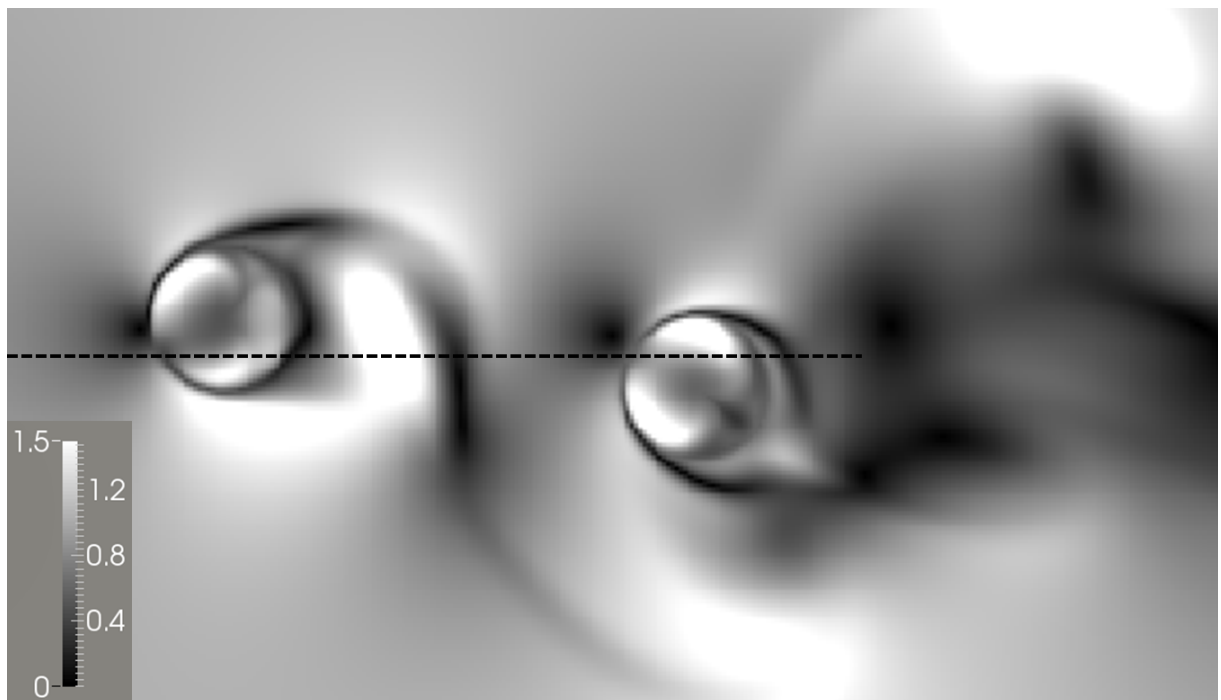


Figura 3.3: Campo instantâneo de magnitude do vetor velocidade para dois cilindros em *VIV*. A linha pontilhada representa a posição de equilíbrio do sistema. Simulação 2D para cilindros com dois graus de liberdade cada um.

$$\nabla^2 \Pi^{k+1} = \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{u}^{**} - \vec{\nabla} \cdot \vec{u}^{k+1}}{c\Delta t}, \quad (3.9)$$

que será usada para aproximar o campo de pressões no tempo t^{k+1} .

Cilindros fixos

Dado que o campo de velocidades alvo, que é um escoamento artificial, não cumpre com a condição de divergência nula, a condição de incompressibilidade deve ser alterada dentro do cilindro. Para isto propõe-se substituir a equação da continuidade (Equação 3.2) para um cilindro isolado, por:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u}^{k+1} = \vec{\nabla} \cdot (\varepsilon \vec{u}_0^{k+1}). \quad (3.10)$$

Em virtude que \vec{u}^{**} é conhecida, considera-se que $\varepsilon \vec{u}_0^{k+1} \approx \varepsilon \vec{u}_0^{**}$. Logo, a Equação 3.9 se transforma em uma equação de Poisson, para resolver o campo de pressões, do tipo

$$\nabla^2 \Pi^{k+1} = \frac{\vec{\nabla} \cdot [(1 - \varepsilon) \vec{u}^{**}]}{c\Delta t}. \quad (3.11)$$

No caso de interesse, com dois cilindros no escoamento, propõe-se a utilização de dois parâmetros auxiliares (ε) para a definição do contorno sólido de cada cilindro. Assim, $\varepsilon_1 = 1$ dentro do primeiro cilindro e zero em qualquer outro lugar, enquanto $\varepsilon_2 = 1$ unicamente dentro do segundo cilindro e nulo em qualquer outra região do domínio. Logo, pode-se aproximar a condição de incompressibilidade para dois cilindros fixos, a partir da seguinte expressão:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u}^{k+1} = \vec{\nabla} \cdot (\varepsilon_1 \vec{u}_0^{k+1} + \varepsilon_2 \vec{u}_0^{k+1}) \approx \vec{\nabla} \cdot (\varepsilon_1 \vec{u}_0^{**} + \varepsilon_2 \vec{u}_0^{**}). \quad (3.12)$$

Substituindo esta aproximação na Equação 3.9, obtém-se:

$$\nabla^2 \Pi^{k+1} = \frac{\vec{\nabla} \cdot [(1 - \varepsilon_1 - \varepsilon_2) \vec{u}^{**}]}{c\Delta t}. \quad (3.13)$$

Analogamente, para o caso de n cilindros no escoamento, a equação de Poisson seria

$$\nabla^2 \Pi^{k+1} = \frac{\vec{\nabla} \cdot \left[\left(1 - \sum_{i=1}^{n_{cil}} \varepsilon_i \right) \vec{u}^{**} \right]}{c \Delta t}, \quad (3.14)$$

onde $\varepsilon_i = 1$ dentro do cilindro i e $\varepsilon_i = 0$ fora; n_{cil} é o numero total de cilindros. Deve-se notar que os conjuntos dos ε_i são mutuamente excludentes, logo, a subtração entre parenteses (Equação 3.14) só pode ter valor de um (fora dos cilindros) ou 0 (dentro de um dos cilindro).

Cilindros móveis

Visando considerar o deslocamento do cilindro, no cálculo da condição de incompressibilidade, se propõe substituir a Equação 3.10, para um cilindro isolado, pela expressão:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u}^{k+1} = \vec{\nabla} \cdot \varepsilon \left(\vec{u}_0^{k+1} - \vec{u}_c^{k+1} \right). \quad (3.15)$$

Substituindo a Equação 3.15 (e considerando $\varepsilon \vec{u}_0^{k+1} \approx \varepsilon \vec{u}_0^{**}$ e $\vec{u}_c^{k+1} \approx \vec{u}_c^k$) na Equação 3.9, obtém-se a seguinte equação de Poisson

$$\nabla^2 \Pi^{k+1} = \frac{\vec{\nabla} \cdot \left[(1 - \varepsilon) \vec{u}^{**} + \varepsilon \vec{u}_c^k \right]}{c \Delta t}. \quad (3.16)$$

Seguindo a mesma lógica, para dois cilindros móveis ter-se-ia:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u}^{k+1} = \vec{\nabla} \cdot \left[\varepsilon_1 \left(\vec{u}_{0_1}^{k+1} - \vec{u}_{c_1}^{k+1} \right) + \varepsilon_2 \left(\vec{u}_{0_2}^{k+1} - \vec{u}_{c_2}^{k+1} \right) \right], \quad (3.17)$$

onde $\vec{u}_{c_1}^{k+1} \approx \vec{u}_{c_1}^k$ e $\vec{u}_{c_2}^{k+1} \approx \vec{u}_{c_2}^k$ são as velocidades do cilindro 1 e do cilindro 2 no instante de tempo t^{k+1} , respectivamente, aproximadas com as velocidades dos cilindros no instante de tempo t^k .

Portanto, a equação 3.16 fica:

$$\nabla^2 \Pi^{k+1} = \frac{\vec{\nabla} \cdot \left[(1 - \varepsilon_1 - \varepsilon_2) \vec{u}^{**} + \varepsilon_1 \vec{u}_{c_1}^k + \varepsilon_2 \vec{u}_{c_2}^k \right]}{c \Delta t}. \quad (3.18)$$

Analogamente, pode-se mostrar que para o caso generalizado de n cilindros móveis, a equação de Poisson ficaria:

$$\nabla^2 \Pi^{k+1} = \frac{\vec{\nabla} \cdot \left[\left(1 - \sum_{i=1}^{n_{cil}} \varepsilon_i \right) \vec{u}^{**} + \sum_{i=1}^{n_{cil}} (\varepsilon_i \vec{u}_{c_i}^k) \right]}{c \Delta t}, \quad (3.19)$$

onde $\vec{u}_{c_i}^k$ é a velocidade do cilindro i no instante de tempo t^k . A Equação 3.19 pode ser considerada como a mais generalizada das equações de Poisson, pois, para o caso de cilindros fixos, o segundo termo do numerador se anula, fornecendo como resultado a equação para n cilindros fixos (Equação 3.14). Portanto, desenvolvimentos posteriores serão referidos à Equação 3.19.

No campo físico, a solução da Equação 3.19 tem elevado custo computacional, por isso, Laizet *et al.* (2009)[53] propõem solucionar esta equação no campo espectral (espaço de Fourier) objetivando reduzir o custo computacional. Isto será feito com ajuda de ferramentas como a transformada rápida de Fourier (*FFT pela sigla em inglês*). Aplicando a *FFT* a ambos lados da Equação 3.19 e a través do desenvolvimento matemático apresentado no trabalho de Laizet *et al.* (2009)[53], chega-se à seguinte solução para o campo espectral de pressões ($\hat{\Pi}_{lmn}^{k+1}$) no tempo posterior (t^{k+1}),

$$\hat{\Pi}_{lmn}^{k+1} = \frac{\hat{D}_{lmn}}{F_{lmn}}, \quad (3.20)$$

onde,

$$\hat{D}_{lmn} = FFT \left\{ \nabla \cdot \left[\left(1 - \sum_{i=1}^{n_{cil}} \varepsilon_i \right) \vec{u}^{**} + \sum_{i=1}^{n_{cil}} (\varepsilon_i \vec{u}_{c_i}^k) \right] \right\}. \quad (3.21)$$

Os números de onda modificados (k'_j) na direção j , associados com o número de onda $k_j = 2\pi l/L_j$ (para $0 \leq l \leq N_j - 1$ com $j = x, y, z$), podem ser calculados como

$$k'_j \Delta j = \frac{2a \operatorname{sen}(k_j \Delta j / 2) + (2b/3) \operatorname{sin}(3k_j \Delta j / 2)}{1 + 2\alpha \operatorname{cos}(k_j \Delta j)}, \quad (3.22)$$

onde Δj é a discretização espacial na direção do eixo j .

O fator espectral (F_{lmn}) pode ser expresso como

$$F_{lmn} = -[(k'_x T_y T_z)^2 + (k'_y T_x T_z)^2 + (k'_z T_x T_y)^2] c \Delta t, \quad (3.23)$$

onde as funções de transferência (T_j), na direção (j), são expressas como

$$T_j(k_j\Delta j) = \frac{2a \cos(k_j\Delta j/2) + (2b/3) \cos(3k_j\Delta j/2)}{1 + 2\alpha \cos(k_j\Delta j)}. \quad (3.24)$$

A metodologia numérica para a solução da *FFT* da Equação 3.20 é apresentada em Laizet *et al.* (2011)[55].

3.1.6 Discretização espacial do campo de pressões para obter $\nabla\Pi^{k+1}$ e correção do campo de velocidades \vec{u}^{k+1}

Uma vez resolvido o campo de pressões no espaço espectral, o campo de pressões no espaço físico, no tempo $k+1$ (Π^{k+1}), pode ser obtido aplicando *FFT* inversa sob a Equação 3.20. Neste trabalho usa-se uma malha parcialmente deslocada (*Staggered mesh* em língua inglesa) para a definição espacial dos valores da pressão, assim, estes valores são calculados nos centros da malha, como apresentado na Figura 3.4.

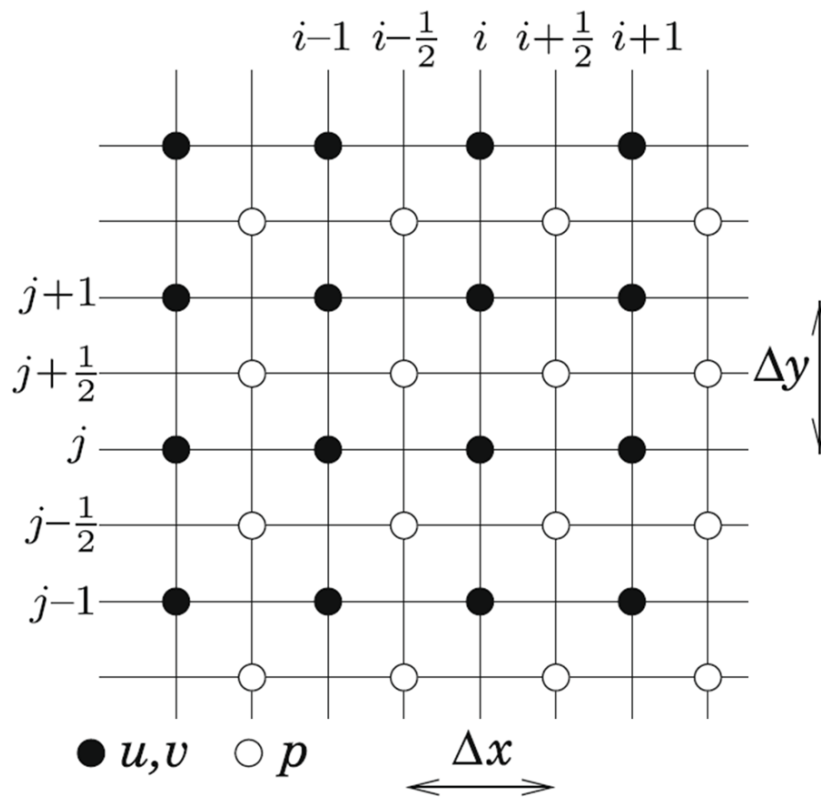


Figura 3.4: Pontos da malha onde são calculados os valores da pressão (○) e velocidade (●). Figura modificada de Laizet e Lamballais 2009[53].

O valor da primeira derivada no centro da malha ($\xi_{i+1/2}^I$) pode ser calculado pela seguinte expressão:

$$\alpha \xi_{i-1/2}^I + \xi_{i+1/2}^I + \alpha \xi_{i+3/2}^I = a \frac{\xi_{i+1} - \xi_i}{2} + b \frac{\xi_{i+2} - \xi_{i-1}}{2}. \quad (3.25)$$

A partir da discretização do campo de pressões no tempo $k + 1$, e calculando as derivadas como na Equação 3.25, é possível aproximar o gradiente de pressões ($\vec{\nabla} \Pi^{k+1}$) e substituí-lo na Equação 3.6 para obter o campo de velocidades corrigido (\vec{u}^{k+1}).

3.1.7 Cálculo das forças hidrodinâmicas

Devido à interação fluido-estrutura, o cilindro experimenta uma distribuição de tensões normais à superfície, causadas pelo campo de pressões do escoamento. Além disso, ocorre uma distribuição de tensões paralelas à superfície sólida, associadas ao atrito viscoso entre o fluido e o cilindro, chamadas tensões de cisalhamento.

O cálculo das forças sobre o cilindro foi feito aplicando a equação de transporte de Reynolds à quantidade de movimento linear sobre um volume de controle contendo o cilindro (Figura 3.5). Esta equação, para um fluido com massa específica constante, pode ser expressa na forma adimensional, como

$$\sum \vec{F}_{ext} = \frac{\vec{f}_1}{\rho U_0^2 DL} + \frac{\vec{f}_2}{\rho U_0^2 DL} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 = \frac{\partial}{\partial t} \int_{VC} \vec{u} dV + \int_{SC} \vec{u} (\vec{u} \cdot \vec{n}) dA, \quad (3.26)$$

onde \vec{F}_1 e \vec{F}_2 são as forças adimensionais sobre as superfícies S_1 e S_2 , respectivamente. Lembra-se que U_0 foi definida como a velocidade do escoamento livre, ou seja, a velocidade sem perturbações induzidas pelo cilindro em uma outra condição de contorno. É importante notar que o volume de controle, que define a região de integração do segundo termo do lado direito da Equação 3.26, não inclui o interior do cilindro.

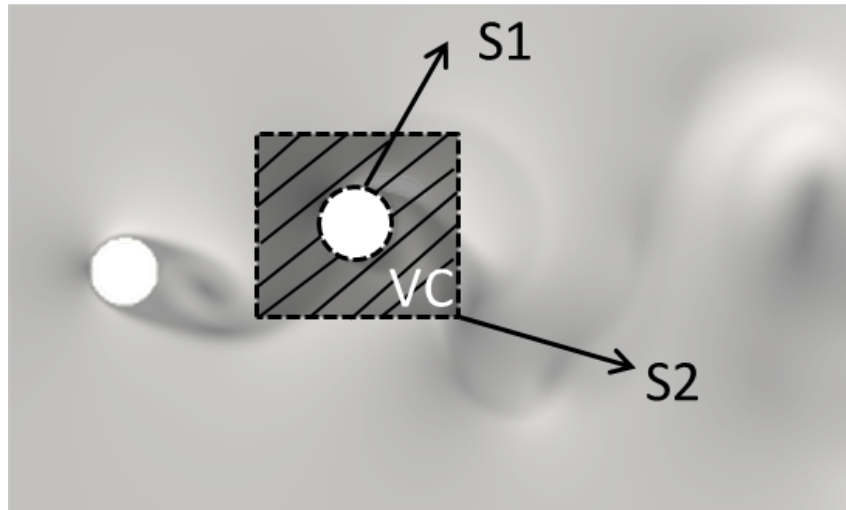


Figura 3.5: Volume de controle para o cálculo das forças hidrodinâmicas sob um dos cilindros em VIV. A imagem de fundo corresponde a um campo instantâneo da magnitude do vetor velocidade.

Rearranjando a Equação 3.26 e levando em consideração que só há fluxo através da superfície S_2 , ter-se-ia:

$$\vec{F}_1 = \frac{\partial}{\partial t} \int_{VC} \vec{u} dV + \int_{S_2} \vec{u}(\vec{u} \cdot \vec{n}) dA - \vec{F}_2, \quad (3.27)$$

sendo que a força \vec{F}_2 pode ser expressa em notação tensorial, como a integral das forças devidas à pressão e ao atrito viscoso sobre S_2 , como segue:

$$\vec{F}_2 = \int_{S_2} \left[-\Pi \delta_{ij} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] dA, \quad (3.28)$$

onde δ_{ij} é o delta de Kronecker (equivalente à matriz identidade).

Deste modo, a força \vec{F}_1 pode ser calculada substituindo a Equação 3.28 na 3.27. Esta força pode ser decomposta em uma componente paralela ao escoamento principal (F_D) e em uma perpendicular a este (F_L), que serão usadas na definição dos coeficientes de arrasto (C_D) e de sustentação (C_L), expressos como:

$$C_D = 2F_D, \quad (3.29)$$

$$C_L = 2F_L. \quad (3.30)$$

Para os casos de dois cilindros com dois graus de liberdade, nos quais a ordem da magnitude das vibrações não é conhecida *a priori*, o volume de controle foi considerado móvel e acompanhando o deslocamento do cilindro (isto baseado nos deslocamentos em cada passo de tempo serem consideravelmente menores à discretização espacial). Este procedimento de aproximação foi reduzido ao máximo, pois poderia causar flutuações numéricas não associadas a fenômenos físicos. Nos casos onde foi aplicado este procedimento, uma análise pós-processamento dos sinais, que inclui filtragem de baixas frequências, foi realizada quando foi necessária.

3.2 Modelo dinâmico com dois graus de liberdade

Na modelagem de dois cilindros em *tandem* foi assumido que ambos os cilindros são estrutural e geometricamente idênticos. A Figura 3.6 mostra um esquema do sistema dinâmico para um cilindro, com coeficientes de amortecimento (c_x , c_y) e coeficientes de rigidez (k_x , k_y) nas direções x e y .

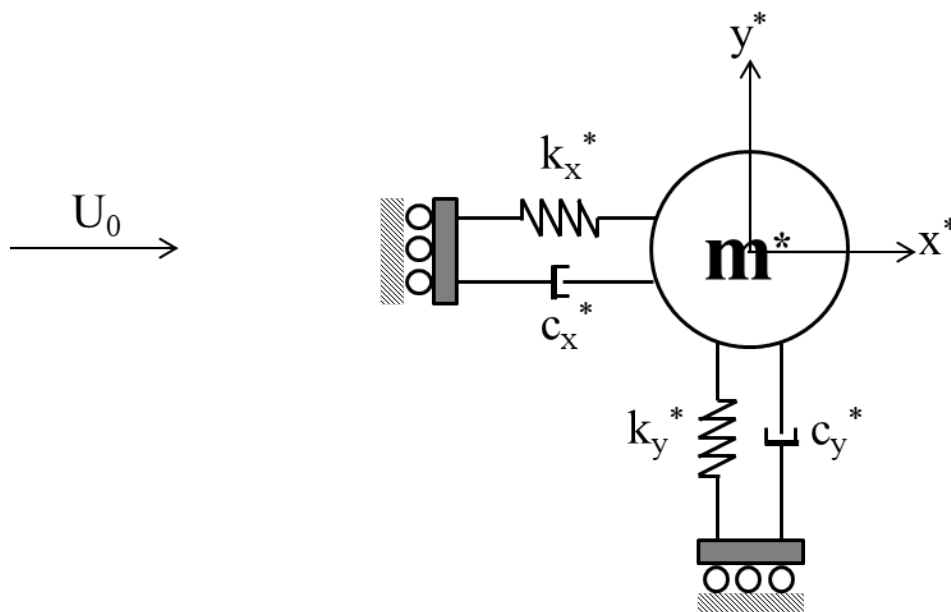


Figura 3.6: Esquema de sistema dinâmico com dois graus de liberdade nas direções x e y .

Adotou-se a equação dinâmica adimensionalizada por Shiels (2001)[90] para evitar a aparição do coeficiente de massa adicional. Assim, as equações diferenciais adimensionais que modelam a vibração do cilindro são:

$$m_x^* \ddot{x}^* + c_x^* \dot{x}^* + k_x^* x^* = C_D(t^*), \quad (3.31)$$

$$m_y^* \ddot{y}^* + c_y^* \dot{y}^* + k_y^* y^* = C_L(t^*), \quad (3.32)$$

sendo:

$$t^* = t \frac{U_o}{D}, \quad m^* = \frac{m}{\frac{1}{2}\rho D^2 l} = \frac{\pi \rho_b}{2 \rho}, \quad c^* = \frac{c}{\frac{1}{2}\rho U_o D l}, \quad k^* = \frac{k}{\frac{1}{2}\rho U_o^2 l}, \quad (3.33)$$

e

$$y^* = \frac{y}{D}, \quad \dot{y}^* = \frac{\dot{y}}{U_o}, \quad \ddot{y}^* = \ddot{y} \frac{D}{U_o^2}, \quad (3.34)$$

o deslocamento, a velocidade e a aceleração do cilindro na direção y , respectivamente. Analogamente, podem ser definidas as variáveis na direção x (x^* , \dot{x}^* e \ddot{x}^*).

3.2.1 Solução numérica do modelo dinâmico com dois graus de liberdade

Será detalhado o procedimento de solução da equação dinâmica na direção y (Equação 3.32), que, analogamente, pode ser estendido para a solução na direção x (Equação 3.31). Em vista que \ddot{y}^* pode ser explicitada da Equação 3.32, como:

$$\ddot{y}^*(t^*) = f[t^*, y^*(t^*), \dot{y}^*(t^*)] = \frac{C_L(t^*) - c_y^* \dot{y}^*(t^*) - k_y^* y^*(t^*)}{m_y^*}, \quad (3.35)$$

e adotando a notação $\dot{y}^*(t^*) = z^*(t^*)$ e $\ddot{y}^*(t^*) = \dot{z}^*(t^*)$, o problema com condições iniciais ou problema de Cauchy converte-se em:

$$\begin{aligned} \dot{y}^*(t^*) &= z^*(t^*), \\ \dot{z}^*(t^*) &= f[t^*, y^*(t^*), z^*(t^*)], \\ y^*(t_0^*) &= y_0^*, \quad z^*(t_0^*) = z_0^*. \end{aligned} \quad (3.36)$$

Para um passo de tempo Δt , o sistema de equações diferenciais de primeira ordem (Equação

3.36) pode ser aproximado no nível de tempo $k + 1$ (partindo das condições iniciais e dando passo progressivos) através do seguinte cálculo acoplado de coeficientes:

$$\begin{aligned}
 R_1 &= \Delta t (z_k), & S_1 &= \Delta t f \left[t_k^*, y_k^*, z_k^* \right], \\
 R_2 &= \Delta t \left(z_k + \frac{S_1}{2} \right), & S_2 &= \Delta t f \left[t_k^* + \frac{\Delta t}{2}, y_k^* + \frac{R_1}{2}, z_k^* + \frac{S_1}{2} \right], \\
 R_3 &= \Delta t \left(z_k + \frac{S_2}{2} \right), & S_3 &= \Delta t f \left[t_k^* + \frac{\Delta t}{2}, y_k^* + \frac{R_2}{2}, z_k^* + \frac{S_2}{2} \right], \\
 R_4 &= \Delta t \left(z_k + \frac{S_2}{2} \right), & S_4 &= \Delta t f \left[t_k^* + \frac{\Delta t}{2}, y_k^* + R_3, z_k^* + S_3 \right], \\
 y_{k+1}^* &= y_k + \frac{R_1 + 2(R_2 + R_3) + R_4}{6}, & \dot{y}_{k+1}^* &= \dot{y}_{k+1}^* = z_k^* + \frac{S_1 + 2(S_2 + S_3) + S_4}{6}.
 \end{aligned} \tag{3.37}$$

Deve-se notar que para aplicação do procedimento apresentado na Equação 3.37, é necessário calcular $C_L(t_k^* + \Delta t/2)$, o qual foi aproximado a partir de um esquema de Euler explícito. Assim, a aceleração no tempo $k + 1$ (\ddot{y}_{k+1}^*) pode ser calculada substituindo os resultados da Equação 3.37 na Equação 3.35.

Desta forma, através dos valores assumidos dos parâmetros estruturais adimensionais (m^* , c^* , k^*) e com os coeficientes de força calculados a partir da solução do modelo hidrodinâmico, é factível obter a solução numérica das Equações 3.31 e 3.32. Portanto, os vetores posição e velocidade do cilindro no tempo $k + 1$ ficam definidos como: $\vec{r}_c^{k+1} = (x_{k+1}^*, y_{k+1}^*)$ e $\vec{u}_c^{k+1} = (\dot{x}_{k+1}^*, \dot{y}_{k+1}^*)$, respectivamente. Obtendo estes vetores para cada cilindro a Equação de Poisson para n cilindros moveis (Equação 3.19) pode ser definido para o próximo nível de tempo.

Capítulo 4

Verificação, validação e resultados

No Núcleo de Estudos em Transição e Turbulência - NETT têm sido realizados vários trabalhos envolvendo escoamento ao redor de obstáculos estáticos (e.g. Ribeiro, 2002b[83]; Vitola, 2006[98]), com movimento forçado (e.g. Pinto 2008[80]) e com movimento induzido pelo escoamento (Pinto 2012[79]). O presente trabalho visa estudar a interação dinâmica entre dois cilindros alinhados com o escoamento e submetidos a *VIV*, por meio de simulações numéricas bidimensionais. Embora trabalhos anteriores tenham validado o código para um cilindro fixo isolado (e.g. Parnaudeau et al. 2003[77]; Pinto 2012[79]) e um cilindro móvel isolado (e.g. Pinto 2008[80]; Pinto 2012[79]), a modificação dos regimes do escoamento ao se adicionar mais um cilindro, deve ser validada não só em função do número de Reynolds, mas também em função do espaçamento entre os dois cilindros. Portanto, neste capítulo, o código foi verificado e validado para o caso de dois cilindros fixos e com um grau de liberdade transversal ao escoamento, baseando-se em outros trabalhos numéricos e experimentais. Uma vez feita a verificação e validação, foi possível estudar o fenômeno de *VIV* de dois cilindros com mais de um grau de liberdade. Os cenários para os quais foram feitas as simulações são:

- (a) ambos os cilindros fixos ($MF - JF$),
- (b) os dois cilindros livres para vibrar na direção transversal ao escoamento ($ML_y - JL_y$)
- (c) e os dois cilindros livres nas duas direções ortogonais ($ML_{xy} - JL_{xy}$),

onde o prefixo M se refere ao cilindro de montante, o J ao cilindro de jusante, e os sufixos F e L fazem referência a se o cilindro é fixo ou livre. Caso o cilindro seja livre, os subíndices x e y representam a direção do grau de liberdade permitido.

Os sinais dos coeficientes de arrasto e sustentação, de deslocamentos dos cilindros e de velocidades do escoamento foram submetidos à análise espectral, utilizando o método modificado do periodograma de *Welch*, disponível no *Toolbox* de análise de sinais do MATLAB. A partir deste procedimento, foram identificadas as frequências dominantes, de flutuação temporal de cada parâmetro, e os seus harmônicos. Para o cálculo do número de Strouhal se utilizou o sinal da componente da velocidade na direção y , a uma distância de $5D$ do centro do cilindro de jusante, e medida sobre a reta que une os centros dos cilindros alinhados. Isto visando comparar os resultados com o trabalho experimental de Huhe et al. (1985)[40].

4.1 Cilindros fixos

O número de Reynolds (Re) e o espaçamento entre centros dos cilindros (S/D), em função do discutido na seção de revisão bibliográfica, foram considerados como os parâmetros adimensionais de maior influência. Em virtude da natureza bidimensional das simulações, a razão de aspecto (L/D) foi desconsiderada. A intensidade de turbulência do escoamento de entrada foi adotada como zero.

Foram feitas simulações para $Re = 100, 185, 200$ e 300 , e espaçamentos entre centros de cilindros no intervalo $2, 0 \leq S/D \leq 10, 0$. A Tabela 4.1 mostra os parâmetros numéricos das simulações, referentes ao tamanho do domínio (L_x e L_y), ao refinamento da malha (L_x/n_x e L_y/n_y), à posição dos cilindros dentro do domínio (x_c e y_c) e ao passo de tempo (Δt).

Tabela 4.1: Parâmetros das simulações para dois cilindros fixos.

	Re	n_x	n_y	L_x	L_y	x_c	y_c	Δt
I	100	751	541	25	18	$8D$	$9D$	5×10^{-4}
II	185	751	541	25	18	$8D$	$9D$	5×10^{-4}
III	200	901	649	25	18	$8D$	$9D$	1×10^{-3}
IV	300	901	649	25	18	$8D$	$9D$	1×10^{-3}

Nesta seção serão apresentados o $\langle C_D \rangle$, o C_{Lrms} , o St e os campos de vorticidade na direção

axial do cilindro (ω_z), variando em função do S/D para cada valor de Re testado. Na subseção final, de cilindros fixos, serão juntados todos resultados deste estudo obtidos para diferentes Re . Por convenção, neste trabalho, os parâmetros associados ao cilindro de montante, ou primeiro cilindro (como também será chamado), terão o subíndice 1, enquanto os parâmetros associados ao cilindro de jusante, ou segundo cilindro, terão um subíndice de 2.

Em função da pouca disponibilidade de resultados para a verificação e validação, o $C_{D_{rms}}$ não foi apresentado. Além disso, o $\langle C_L \rangle$ não foi considerado devido a que teve valores nulos ou muito próximos de zero.

4.1.1 Escoamento com $Re = 100$

Para um cilindro fixo isolado, um escoamento com $Re = 100$ gera uma esteira de Von Kármán com comportamento principalmente bidimensional. A adição do cilindro de jusante causa modificações nos campos de velocidade e de pressão a jusante do primeiro cilindro. Essas modificações são refletidas nos coeficientes de arrasto (C_D), de sustentação (C_L) e na frequência dominante de desprendimento de vórtices (f_s) e nos seus harmônicos.

O $\langle C_{D1} \rangle$ (Figura 4.1a), para separações maiores do que a crítica ($S/D > (S/D)_c \approx 3,5$), teve uma diferença máxima de cerca de 4% em relação aos estudos numéricos usados na comparação. Na Figura 4.1b, observa-se uma representação adequada da inversão do $\langle C_{D2} \rangle$, passando de negativo a positivo em $S/D = (S/D)_c$. Neste estudo, identificou-se um ramo superior nos coeficientes de força do cilindro de jusante (Figuras 4.1b, e 4.1d), para S/D imediatamente superior ao valor crítico, este ramo, como será apresentado depois, também pôde ser identificado para valores de Re de 185 e 200. É sabido que a inversão do sinal do $\langle C_{D2} \rangle$ está associada a instabilidades dos vórtices contra-rotativos, à formação e ao início de desprendimento de vórtices no espaçamento. Logo, a aparição do ramo superior pode estar associada à proximidade dos cilindros, pois a energia da esteira não é suficientemente dissipada pelas tensões viscosas. Portanto, uma quantidade de movimento relativamente alta é transmitida ao cilindro de jusante e se reflete no $\langle C_{D2} \rangle$ e no $C_{L2_{rms}}$. O $C_{L2_{rms}}$ claramente tem uma magnitude maior do que o $C_{L1_{rms}}$, o que pode estar associado à sincronização das esteiras de montante e jusante.

Em todo o intervalo de S/D testado, o comportamento de St (Figura 4.2) esteve dentro da

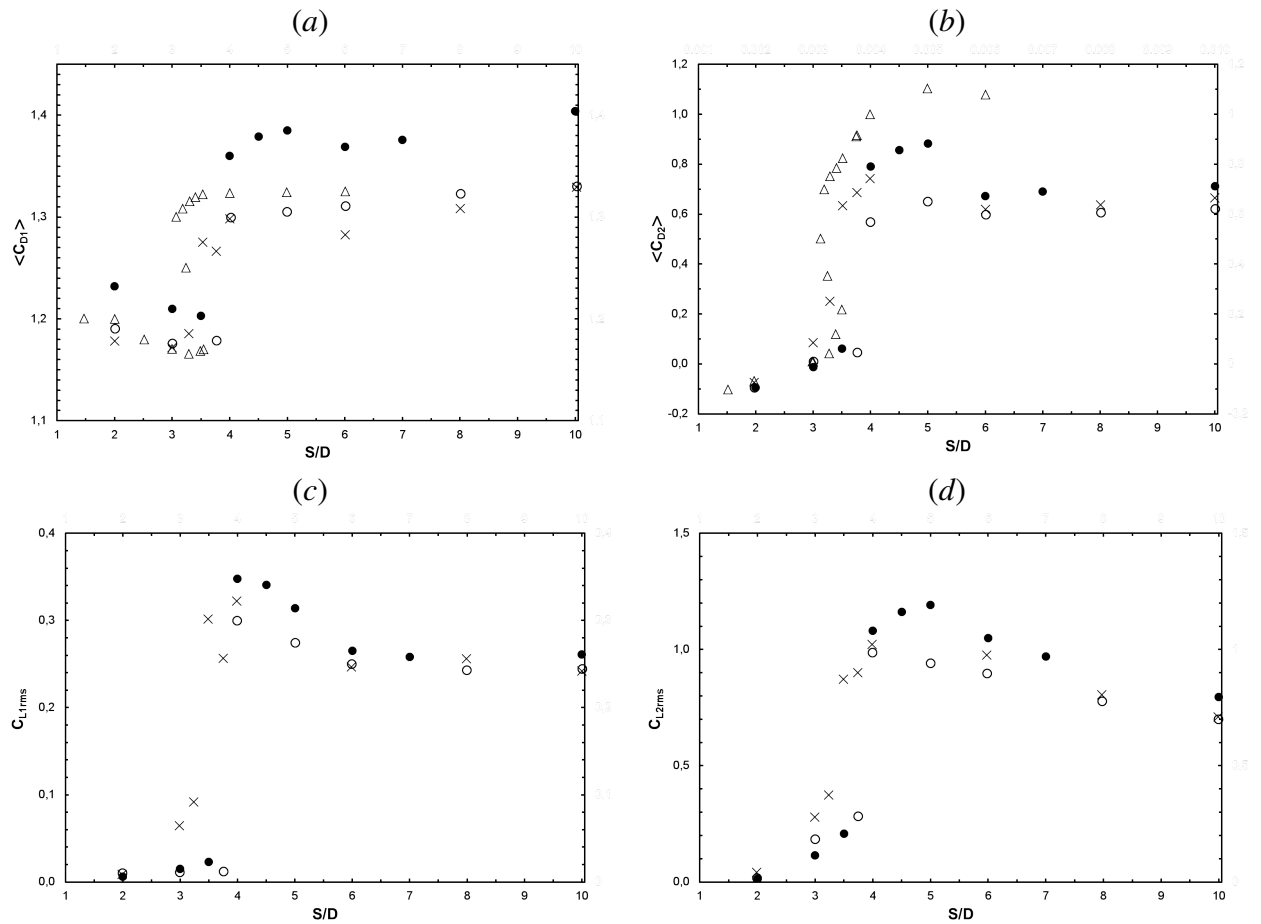


Figura 4.1: Variação do $\langle C_D \rangle$, em função do S/D ($Re = 100$): (a) cilindro de montante, (b) cilindro de jusante. C_{Lrms} , em função do S/D : (c) cilindro de montante; (d) cilindro de jusante. ● Presente trabalho, ○ Sharman et al. 2005[88], × Mussa et al. 2009[70], △ Mizushima et al. 2005[66].

faixa de variação delimitada por outros trabalhos numéricos, mas para $S/D > 4$, St foi até 14% maior do que os valores obtidos no trabalho experimental de Huhe *et al.* (1985)[40]. O experimento de Huhe *et al.* (1985)[40] foi feito em um canal de água, a velocidade do escoamento de aproximação foi de 1,27 cm/s, para $Re = 100$, e o diâmetro do cilindro foi de 1 cm. Assim que, a diferença encontrada entre os resultados numéricos e o experimental pode estar estreitamente ligada às incertezas e dificuldades de medição de escoamentos com tão baixas velocidades.

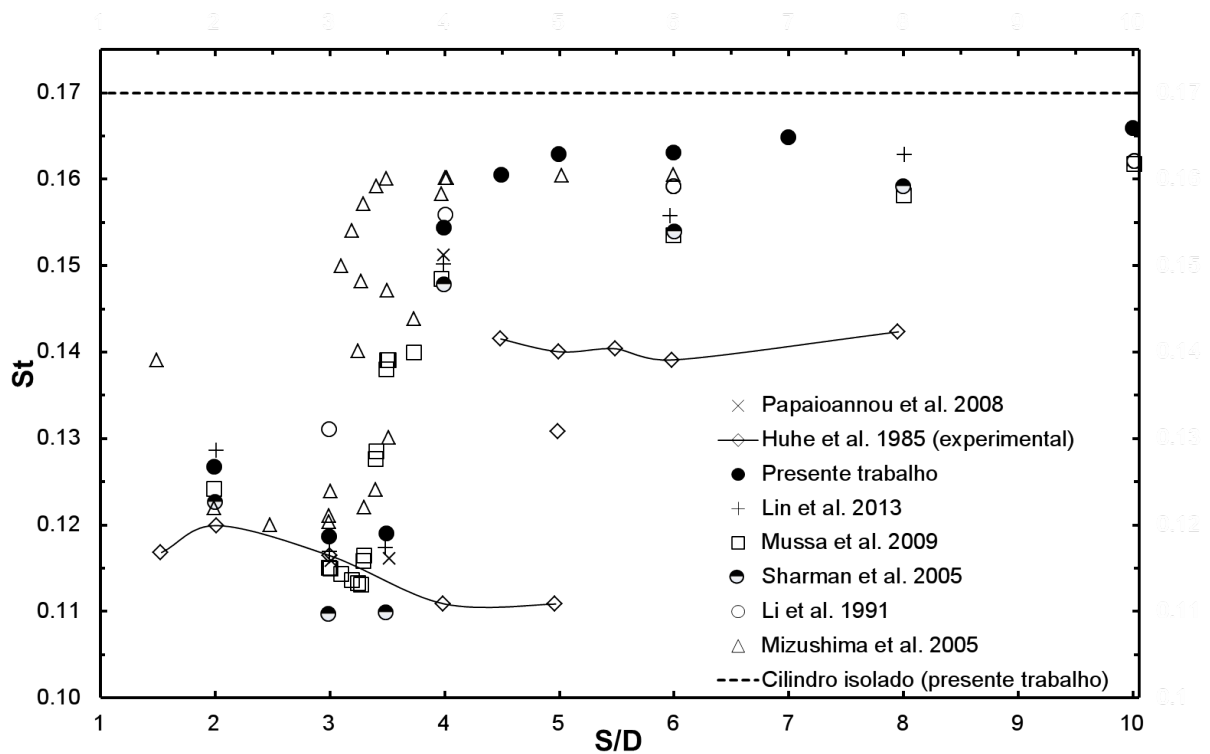


Figura 4.2: Número de Strouhal (St) em função do S/D , para $Re = 100$.

A Figura 4.3 mostra os campos instantâneos de vorticidade (ω_z) para um cilindro isolado e para dois cilindros com S/D entre 2,0 e 10,0. Estes campos de vorticidade foram obtidos para instantes de tempo nos quais os sinais das velocidades e dos coeficientes de força foram estatisticamente estacionários. As discontinuidades nos coeficientes adimensionais (Figuras 4.2 e 4.1) ocorrem para um $S/D \approx 3,5$, que corresponde ao ponto onde o *reattachmet* é instável. Esta instabilidade pode ser identificada, cada vez que o espaçamento aproxima-se do crítico, a simetria dos vórtices contra-rotativos vai diminuindo e flutuando no tempo (as Figuras 4.3c e 4.3d mostram as linhas de corrente e a vorticidade no espaçamento). Para este espaçamento pode-se identificar a intensificação da vorticidade dentro do espaçamento, perto da face anterior do cilindro de jusante (Figura 4.3d). Hori (1959)[36] identificou experimentalmente, para Re baixos, este regime de instabilidade, pois o coeficiente de pressão de base apresenta máximos simétricos na face anterior do cilindro de jusante. Para S/D maiores que 3,5, a esteira de vórtices do cilindro de montante se desenvolve e se desprende completamente (Figuras 4.3e-h).

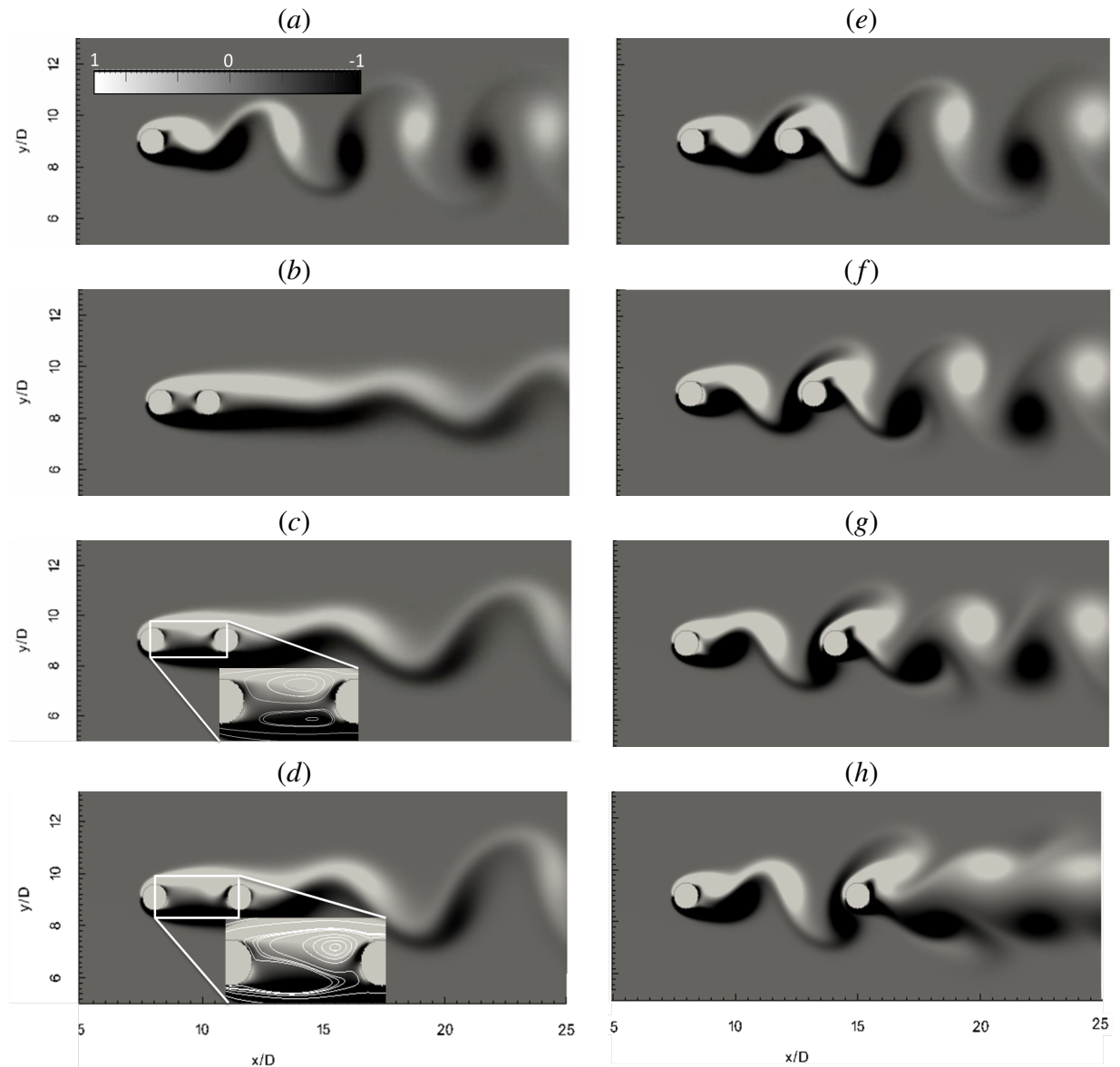


Figura 4.3: Campo de instantâneos de ω_z para $Re = 100$. (a) Cilindro isolado. Cilindros alinhados, com S/D de: (b) 2, 0, (c) 3, 0, (d) 3, 5, (e) 4, 0, (f) 5, 0, (g) 6, 0 e (h) 7, 0.

4.1.2 Escoamento com $Re = 185$

Assumindo um cilindro fixo isolado, na ausência de perturbações (como referidas na seção 2.1.2), o escoamento com $Re = 185$ inicia a transição da esteira de Von Kármán de bidimensional a tridimensional (Karniadakis e Triantafyllou, 1992[46]). Além disso, o número de Strouhal e o coeficiente de pressão de base apresentam descontinuidades associadas à formação de vórtices longitudinais.

O objetivo das simulações para este número de Reynolds é comparar a variação dos coefici-

entes de força, o número de Strouhal e o campo de vorticidades, de dois cilindros alinhados, em relação a um cilindro isolado. A Tabela 4.2 mostra alguns valores de $\langle C_D \rangle$, C_{Lrms} e St , para $185 \leq Re \leq 200$, obtidos da literatura.

Tabela 4.2: $\langle C_D \rangle$, C_{Lrms} e St para $185 \leq Re \leq 200$ segundo resultados da literatura.

Autor	Re	$\langle C_D \rangle$	C_{Lrms}	St
Pinto (2012)[79]	185	1,399	0,478	0,198
Guilmineau e Queutey (2002) [35]	185	1,287	0,443	0,195
Song e Song (2003) [92]	200	1,30	0,50	0,197
Meneghini e Bearman (1995) [63]	200	1,23	0,59	0,196
Sheard et al. (2005) [89]	≈ 190	1,4	-	-
Relação universal ($Re \times St$) Williamson (1988) [99]	185	-	-	0.193

A Figura 4.4 mostra os valores de $\langle C_D \rangle$ e C_{Lrms} , em função de S/D , comparados com o resultado de Pinto (2012)[79], para um cilindro fixo isolado. Nota-se que, para S/D maiores do que a separação crítica, tanto o $\langle C_D \rangle$ quanto o C_{Lrms} do primeiro cilindro se estabilizaram no correspondente valor de cilindro isolado. Isto quer dizer que o segundo cilindro não tem mais influência sobre o primeiro. O $\langle C_{D2} \rangle$ é menor do que o $\langle C_{D1} \rangle$, enquanto o C_{L2rms} é maior do que o C_{L1rms} , para todas as separações. Portanto, para as separações testadas, a esteira do primeiro cilindro tem influência sobre o segundo. Isto abre a pergunta: para que valor de S/D o cilindro de jusante vai se comportar como um cilindro isolado?, ou, o que é equivalente: quando a esteira do cilindro de montante vai se dissipar a ponto de não influenciar significativamente o cilindro a jusante? Na Figura 4.4b, identifica-se a descontinuidade dos coeficientes de força para S/D imediatamente maiores ao valor crítico ($(S/D)_c \approx 3, 5$).

Diferentemente dos coeficientes de força, St tende mais lentamente ao valor de St para um cilindro isolado. Porém, a separação crítica, que marca a descontinuidade em St , foi igual à identificada nos coeficientes de força, o que mostra a estreita ligação entre as mudanças na esteira e sua influência sobre as forças nos cilindros. Isto se refere, mais especificamente, à relação que tem o desenvolvimento de esteira no espaçamento, com as descontinuidades nos coeficientes adimensionais e na inversão de sinal do $\langle C_{D2} \rangle$.

Em vista de que o comportamento da esteira de vórtices foi bastante semelhante ao comportamento para $Re = 200$, os campos de vorticidade não foram apresentados para este valor de número de Reynolds.

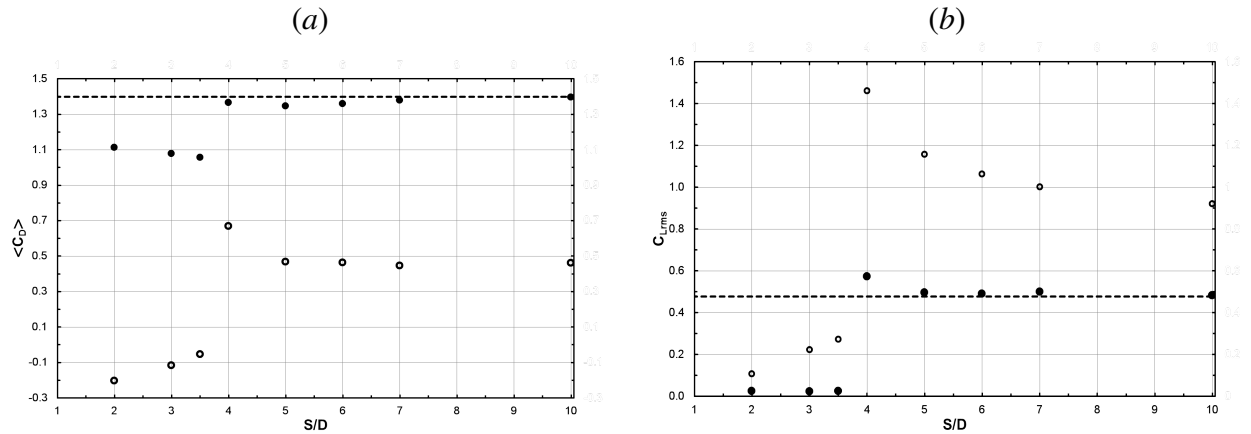


Figura 4.4: Variação de $\langle C_D \rangle$ e C_{Lrms} em função de S/D , para $Re = 185$. (a) $\langle C_D \rangle$; (b) C_{Lrms} . ●, cilindro de montante; ○, cilindro de jusante; - - -, valor do coeficiente obtido por Pinto 2012[79] para um cilindro isolado.

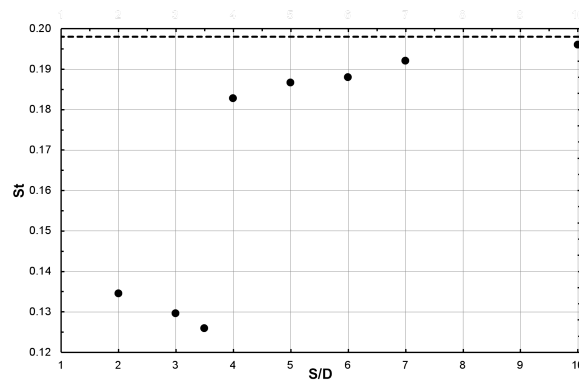


Figura 4.5: Variação do St em função de S/D , para $Re = 185$. (●) simulado no presente trabalho, (- - -) obtido por Pinto (2012)[79] para cilindro isolado.

4.1.3 Escoamento com $Re = 200$

Para um cilindro fixo isolado e $Re = 200$, as formações tridimensionais, na esteira de Von Kármán, são incipientes. Portanto, os vórtices longitudinais têm maior energia do que para Re no intervalo de transição da esteira.

Slaouti e Stansby (1992)[91] acharam valores do $\langle C_{D1} \rangle$ consideravelmente menores do que os valores encontrados no presente estudo e em outros trabalhos numéricos (Figura 4.6a). No trabalho experimental de Imaichi (1973)[43], com $Re = 2, 1 \times 10^4$, também se encontrou valores de $\langle C_{D1} \rangle$ maiores daqueles do trabalho de Slaouti e Stansby (1992)[91].

Nota-se que os resultados de Slaouti e Stansby (1992)[91] (em termos de $\langle C_{D2} \rangle$, C_{L1rms} e

C_{L2rms}) têm uma tendência crescente, para $S/D > 5$. Este crescimento pode ser explicado para $\langle C_{D2} \rangle$, pois a esteira de vórtices do primeiro cilindro começa a se dissipar, deixando de influenciar o segundo cilindro. Assim, o $\langle C_{D2} \rangle$ tende a aumentar, para se comportar semelhante a um cilindro isolado (ainda assim parece que a metodologia numérica é muito difusiva, acelerando o crescimento do $\langle C_{D2} \rangle$). Por outro lado, os valores de C_{Lrms} obtidos por Slaouti e Stansby (1992)[91] (Figuras 4.6c e 4.6d) afastam-se do valor para um cilindro isolado, na medida que S/D aumenta ($S/D > 5$). Isto sugere uma adição externa de energia ao escoamento, o que a princípio não acontece para um escoamento de aproximação constante.

Para $S/D > 4$, o $\langle C_{D1} \rangle$ e o C_{L1rms} estabilizaram-se dentro da faixa descrita por outros autores, para um cilindro isolado (Figuras 4.6a e 4.6c, respectivamente). Por outra parte, o $\langle C_{D2} \rangle$ estabilizou-se rapidamente (Figura 4.6b), em um valor menor do que corresponde a um cilindro isolado, enquanto o C_{L2rms} ainda apresenta uma tendência decrescente até o final do intervalo de S/D testado (Figura 4.6a).

Observa-se que o $\langle C_{D2} \rangle$ é menor do que o $\langle C_{D1} \rangle$, enquanto o C_{L2rms} é maior do que o C_{L1rms} , para todos os S/D testados. Portanto, a princípio, podem ser inferidas maiores oscilações transversais e menores deslocamentos longitudinais, do segundo cilindro em relação ao primeiro, para o caso de cilindros em *VIV*.

Houve um ajuste satisfatório do St , em relação a estudos realizados por outros autores (Figura 4.7). O St estabilizou-se no valor correspondente a um cilindro isolado ($St = 0,20$), para $S/D > 6$.

A Figura 4.8 mostra os campos instantâneos de vorticidade para um cilindro isolado e dois cilindros alinhados com separações (S/D) entre 2,0 e 10,0. Para $Re = 100$, a instabilidade no espaçamento inicia para $S/D = (S/D)_c \approx 3,5$ (Figura 4.3d), mas para $Re = 200$ este fenômeno pode ser observado, no campo de vorticidade ω_z (Figura 4.8d), a partir de $S/D \approx 3,0$. Porém, o espaçamento crítico, para $Re = 200$, também foi identificado em $(S/D)_c = 3,5$.

Para $S/D \leq 3,5$, os vórtices da esteira, desprendida a jusante dos dois cilindros (Figura 4.2b-d), têm um maior espaçamento longitudinal (resultando em baixas frequências), em relação a um cilindro isolado (Figura 4.8a), o que explica os menores valores de St nessa faixa de S/D .

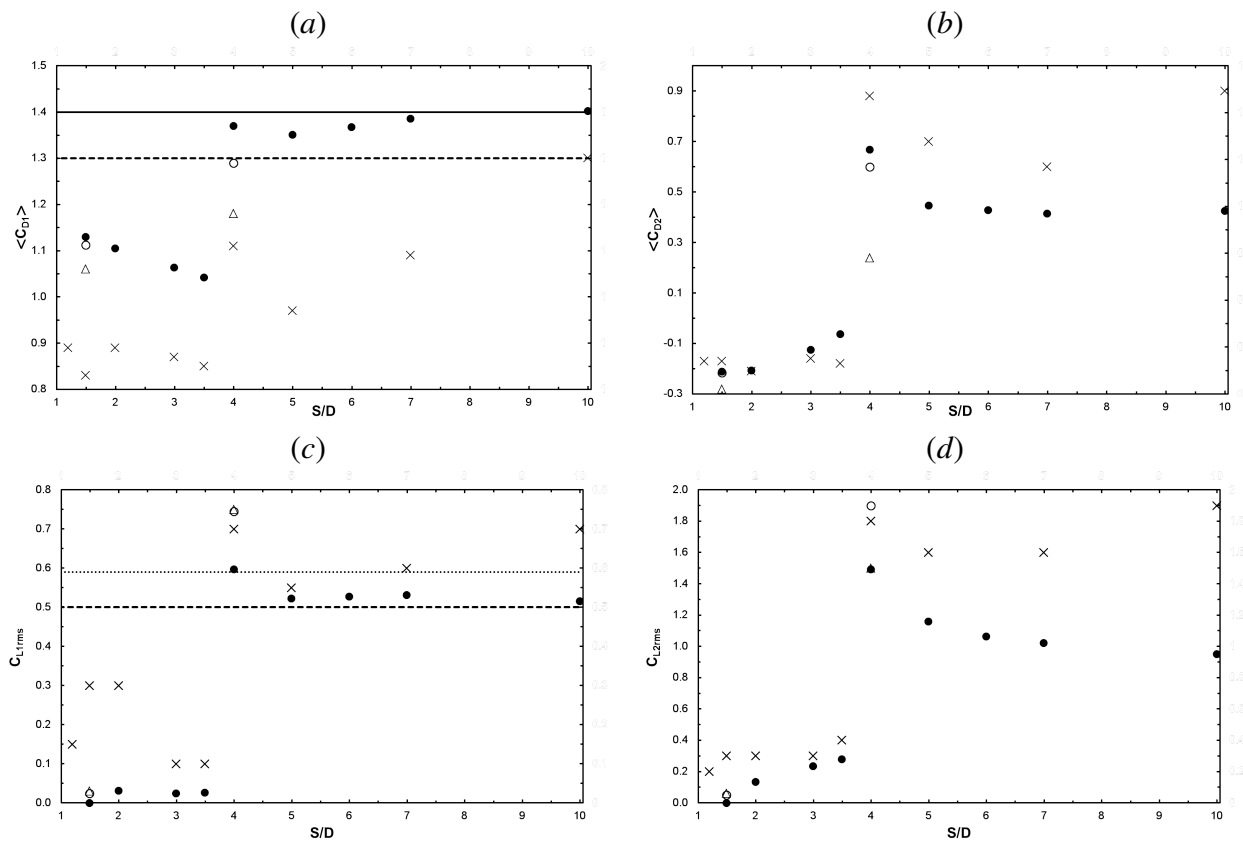


Figura 4.6: $\langle C_D \rangle$ em função de S/D ($Re = 200$): (a) cilindro de montante, (b) cilindro de jusante. C_{Lrms} em função de S/D ($Re = 200$): (c) cilindro de montante; (d) cilindro de jusante. ● Presente trabalho, ○ Borazjani e Sotiropoulos 2009[15], △ Meneghini et al. 2001[64], × Slaouti e Stansby 1992[91]. Coeficientes de força para um cilindro isolado: - - - Song e Song 2003[92], — Sheard et al. 2005[89], ··· Meneghini e Bearman 1995 [63].

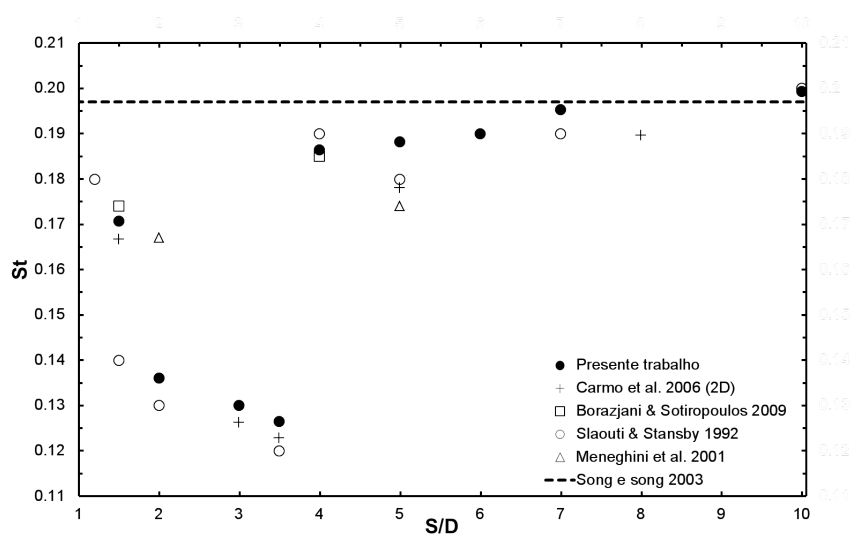


Figura 4.7: Número de Strouhal (St) em função de S/D , para $Re = 200$.

Para $S/D = 4,0$, a esteira de vórtices é regular, em termos de espaçamento longitudinal e transversal, mas para $S/D > 4,0$ (Figuras 4.7f-h) a esteira passa de vórtices com formato circulares a vórtices elípticos, alongados na direção x e com espaçamentos irregulares. O espaçamento entre vórtices é reduzido até o ponto de se juntarem ou parearem, formando vórtices maiores a uma distância aproximadamente de $10D$, medidos a partir do segundo cilindro.

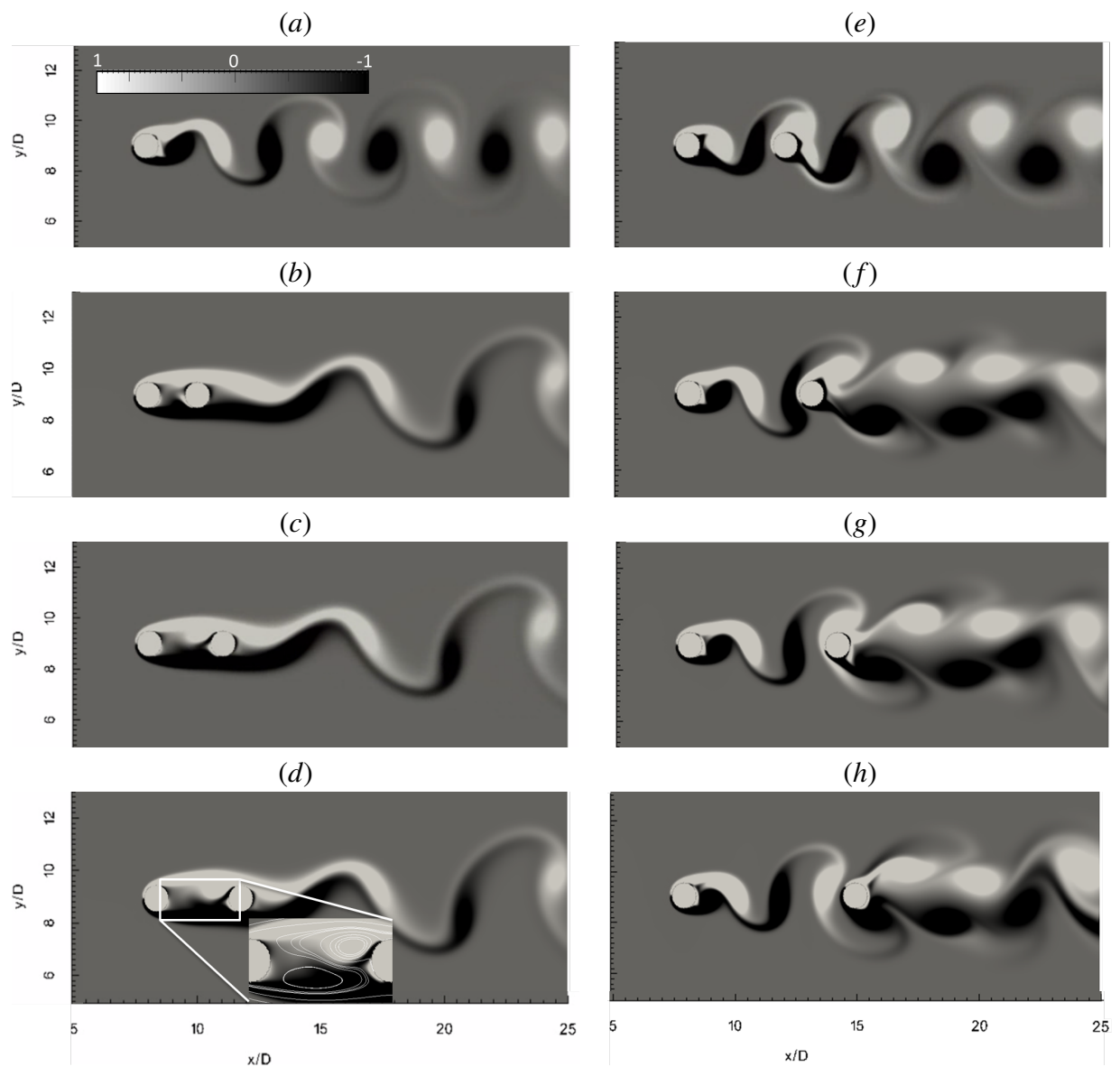


Figura 4.8: Campo instantâneo de ω_z , para $Re = 200$. (a) Cilindro isolado. Cilindros alinhados, com S/D igual a: (b) 2,0, (c) 3,0, (d) 3,5, (e) 4,0, (f) 5,0, (g) 6,0 e (h) 7,0.

4.1.4 Escoamento com $Re = 300$

Para um único cilindro fixo, com $Re = 300$, a esteira de Von Kármán é completamente tridimensional, mas a separação da camada limite ainda é laminar. Logo, simulações bidimensionais começam a superestimar alguns coeficientes, devido, principalmente, à acumulação de energia nos vórtices transversais.

Observa-se que a descontinuidade nos coeficientes de força (Figura 4.9) e no número de Strouhal (Figura 4.10) ocorre para $2,5 < S/D < 3,0$, enquanto que para Re de 100, 185 e 200, o efeito ocorre no intervalo $3,5 < S/D < 4,0$. Dita descontinuidade está diretamente ligada à formação de vórtices no espaçamento, o que indica que maiores relações entre forças de inércia e viscosas (maiores valores de Re) favorecem a formação e desprendimento de vórtices entre o par de cilindros. Isto está associado a que instabilidade do *reattachment* é excitada para cada vez menores espaçamentos, na medida que a energia cinética dos vórtices contra-rotativos no espaçamento aumenta.

No trabalho experimental de Huhe *et al.* (1985)[40], identificou-se que a esteira no espaçamento se forma no intervalo $4,5 < S/D < 5,0$ para $Re = 100$, e $3,5 < S/D < 4,0$ para $Re = 300$, enquanto que, no presente trabalho, identificou-se que a esteira no espaçamento se forma no intervalo $3,5 < S/D < 4,0$ para $Re = 100$, e $2,5 < S/D < 3,0$ para $Re = 300$. Isto indica, para os números de Reynolds testados, que as simulações bidimensionais desenvolvem uma esteira no espaçamento para separações $1D$ menores ao trabalho experimental de referência. O anterior é evidência de que a formação de instabilidades tridimensionais (vórtices longitudinais) facilitam o desenvolvimento de fluxo no espaçamento, associado à instabilidade do recolamento (*reattachment*).

Para $S/D > (S/D)_c$, o C_{L1rms} estabilizou-se em um valor maior ao obtido nas simulações tridimensionais feitas por Pinto (2012)[79]. Este efeito tem a ver com a concentração de energia nos vórtices transversais que deveria ser dissipada pelo vórtices longitudinais. Esta energia é transferida ao cilindro de jusante em forma de quantidade de movimento, portanto, as flutuações do C_{L2} (representadas no C_{L2rms}) tendem a ser amplificadas, para valores de S/D imediatamente maiores do $(S/D)_c$ (Figura 4.9).

Uma forma de caracterizar o desprendimento de vórtices é o número de Strouhal. Neste

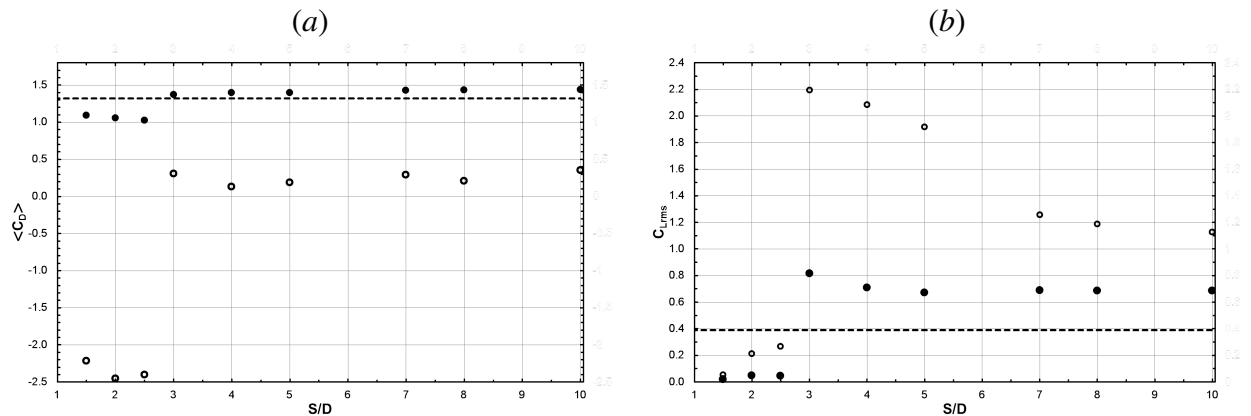


Figura 4.9: $\langle C_D \rangle$ e C_{Lrms} em função do S/D , para $Re = 300$. (a) $\langle C_D \rangle$; (b) C_{Lrms} . O \bullet representa o cilindro de montante, o \circ representa o de jusante e o - - -, o valor do coeficiente obtido por Pinto (2012)[79] para um cilindro isolado, mediante simulações 3D.

sentido, a Figura 4.10 mostra os valores de St em função de S/D , segundo alguns trabalhos numéricos (2D e 3D) e experimentais. A simulação numérica 3D feita por Carmo et al. (2006)[19] em geral apresenta um melhor ajuste com os dados experimentais. É importante notar que, para valores de S/D menores do que o crítico, o comportamento de St , calculado numericamente, é semelhante ao experimental, mas para espaçamentos maiores, ocorre uma super estimativa considerável. Isto sugere que, antes da formação da esteira no espaçamento, o comportamento do escoamento é aproximadamente bidimensional, ou seja, o segundo cilindro exerce um controle da esteira.

A Figura 4.11a mostra o campo de vorticidade instantâneo para $S/D = 2,5$ que corresponde à separação imediatamente antes da formação da esteira no espaçamento. Nessa figura a ativação do escoamento no espaçamento é incipiente e a *reattachment* é instável, o que explica, o pequeno aumento do $\langle C_{D2} \rangle$ para $S/D = 2,5$. Por outro lado, a Figura 4.11b apresenta o campo de vorticidades, para $S/D = 3$, no qual o escoamento no espaçamento já foi completamente ativado, ou seja que, a descontinuidade dos coeficientes de força acabam de ocorrer. Nesta separação claramente a instabilidade do *reattachment* deu lugar ao completo desenvolvimento da esteira do primeiro cilindro.

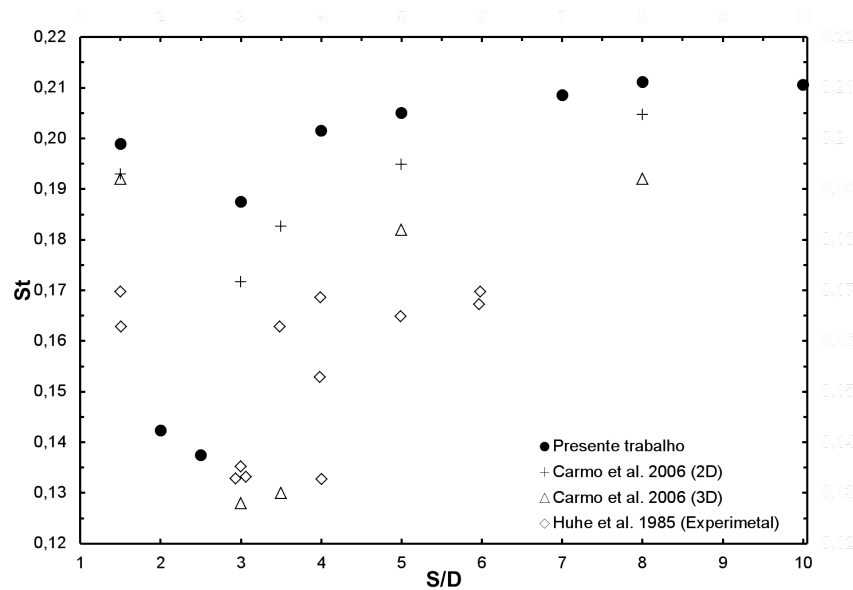


Figura 4.10: Número de Strouhal (St) em função de S/D , para $Re = 300$.

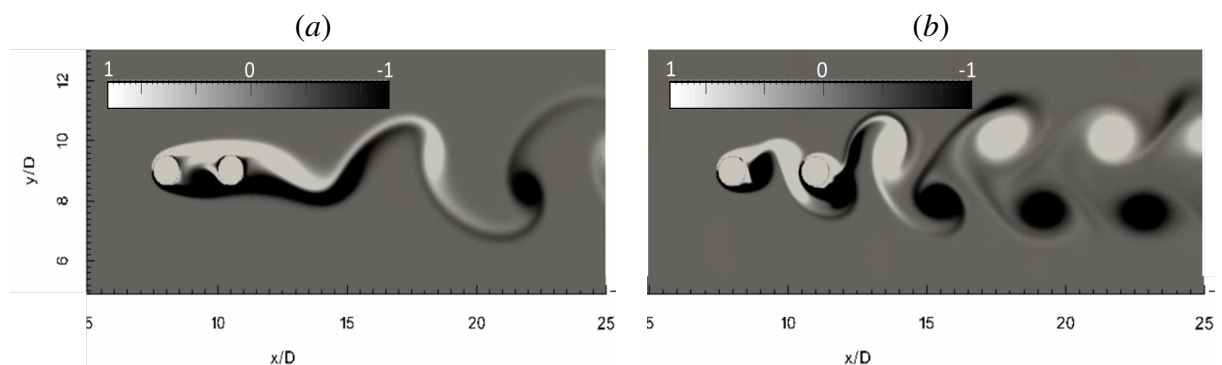


Figura 4.11: Campo instantâneo de ω_z para $Re = 300$. Cilindros alinhados com S/D de: (a) 2,5, (b) 3,0.

4.1.5 Análise comparativa e conclusões parciais

Observa-se que a descontinuidade nos coeficientes de força e no número de Strouhal ocorre no intervalo $2,5 < S/D < 3,0$, para $Re = 300$, enquanto que para Re de 100, 185 e 200, a descontinuidade ocorre no intervalo $3,5 < S/D < 4,0$. Esta descontinuidade está diretamente ligada à formação de vórtices no espaçamento, o que indica que maiores relações entre forças de inércia e viscosas (maiores valores de Re) favorecem a formação e desprendimento de vórtices entre o par de cilindros. Isto está associado a que a instabilidade do *reattachment*, é excitada para cada vez menores espaçamentos, à medida que a energia cinética dos vórtices contra-rotativos

no espaçamento aumenta.

No trabalho experimental de Huhe *et al.*(1985)[40], foi identificado que a esteira no espaçamento se forma no intervalo $4,5 < S/D < 5,0$ para $Re = 100$ e no intervalo $3,5 < S/D < 4,0$ para $Re = 300$, enquanto que, no presente trabalho, identificou-se que este fenômeno ocorre no intervalo $3,5 < S/D < 4,0$ para $Re = 100$ e no intervalo $2,5 < S/D < 3,0$ para $Re = 300$. Portanto, para os números de Reynolds testados, as simulações bidimensionais desenvolvem esteira no espaçamento para separações menores às do trabalho experimental de referência. Isto pode indicar que a formação de estruturas tridimensionais (vórtices longitudinais) facilita o desenvolvimento de fluxo no espaçamento, associado à instabilidade do *reattachment*.

Neste estudo, identificou-se um ramo superior nos coeficientes de força do cilindro de jusante, para S/D imediatamente superior ao valor crítico. É sabido que a descontinuidade nos coeficientes está associada a instabilidades nos vórtices contra-rotativos, à formação e ao início de desprendimento de vórtices no espaçamento. Logo, a aparição do ramo superior pode estar relacionada à proximidade dos cilindros, pois a energia da esteira do primeiro cilindro não é suficientemente dissipada pela viscosidade do fluido.

Nota-se que, para $S/D > (S/D)_c$, tanto o $\langle C_D \rangle$ quanto o $C_{L_{rms}}$ do primeiro cilindro se estabilizaram no correspondente valor de cilindro isolado. Isto quer dizer que o segundo cilindro não tem mais influência sobre o primeiro.

O $\langle C_{D2} \rangle$ foi menor do que o $\langle C_{D1} \rangle$, enquanto o $C_{L_{2rms}}$ foi maior do que o $C_{L_{1rms}}$, para todas as separações. Portanto, para as separações testadas, a esteira do primeiro cilindro tem influência sobre o segundo.

Observa-se que o $\langle C_{D2} \rangle$ é menor do que o $\langle C_{D1} \rangle$, enquanto o $C_{L_{2rms}}$ é maior do que o $C_{L_{1rms}}$, para todos os S/D testados. Portanto, a princípio, podem ser inferidas maiores oscilações transversais e menores deslocamentos longitudinais, do segundo cilindro em relação ao primeiro, para o caso de cilindros em *VIV*.

Para $S/D \leq (S/D)_c$, os vórtices da esteira despreendida, a jusante dos dois cilindros, têm um espaçamento longitudinal consideravelmente maior (resultando em baixas frequências), em relação a um cilindro isolado, o que explica os menores valores de St nessa faixa de S/D .

As simulações com número de Reynolds de 200 e 300, permitiram concluir que, para espa-

çamentos menores do que o crítico, o comportamento da esteira é essencialmente bidimensional.

4.2 Cilindros submetidos a VIV

Nesta seção é mostrada a modificação substancial dos campos de velocidade e de pressão no escoamento, como resultado de se considerar a vibração livre dos cilindros na direção transversal e perpendicular ao escoamento principal (o que equivale a assumir diferente número de graus de liberdade - *gdl*). A verificação do código foi realizada para espaçamento inicial $(S/D)_0 = 1,5$, e os casos de aplicação consideram $(S/D)_0 = 3,5$ (que está dentro do intervalo de espaçamentos críticos $(S/D)_c$, obtidos para cilindros fixos). Visando intensificar as vibrações e por conseguinte os efeitos sob o escoamento, são considerados baixos valores dos parâmetros de amortecimento crítico (ζ) e razão de massa (m^*). As condições analisadas, correspondem a escoamentos com número de Reynolds de 200 e 300.

Deve-se lembrar que a notação utilizada neste trabalho para denominar os casos de cilindros alinhados submetidos a VIV, compõe-se de: um prefixo (*M* se refere ao cilindro de montante e *J* ao de jusante) um sufixo (*F* e *L* para cilindros fixos ou livres, respetivamente) e um subíndice, *x* e/ou *y*, em função da direção do grau de liberdade (*gdl*).

4.2.1 Escoamento com $Re = 200$

Tendo o cilindro de montante fixo e o cilindro de jusante livre transversalmente ao escoamento, com $Re = 200$ e $(S/D)_0 = 1,5$, ocorre superposição dos fenômenos de ressonância e *galloping* (Zdravkovich (1985)[106] chama este fenômeno de *fluid-elastic oscillation*, Brika e Laneville (1999)[17] de *wake galloping* e Ruscheweyh (1983)[85] de *interference galloping*), como mostra a Figura 2.23c. Por outro lado, para o caso em que $S/D = 3,5$, os fenômenos de ressonância e *galloping* ocorrem em diferentes intervalos da velocidade reduzida U' . Neste sentido, no intuito de aprofundar nestes dois fenômenos, esta seção estuda a Vibração Induzida por Vórtices para $Re = 200$, $(S/D)_0 = (1,5 \text{ e } 3,5)$ e velocidade reduzida variando no intervalo no $2 \leq U' \leq 14$.

Para baixas velocidades reduzidas, o que primeiro ocorre é o fenômeno de ressonância. Para U' maior de um certo valor ($U' \geq 4$ para as condições assumidas nesta seção) ativa-se o mecanismo chamado de *Gap Flow Switch* que dá lugar ao *galloping*. O mecanismo de *Gap Flow Switch* faz referência ao fluxo principalmente longitudinal, no espaçamento entre os cilindros.

Pesquisas numéricas têm demonstrado que posicionar um cilindro a jusante modifica o número de Reynolds para o qual aparecem instabilidades tridimensionais. Carmo e Meneghini (2006)[19] mostraram, em termos do número de Strouhal, que em simulações bidimensionais de cilindros alinhados fixos a escala temporal do campo de vorticidade não é afetada para espaçamentos menores do que o crítico e números de Reynolds menores de 190. Isto não afirma a completa ausência de estruturas tridimensionais, mas confirma que ainda não são o suficientemente fortes como para influenciar significativamente nos resultados.

Carmo *et al.* (2001b)[18] reportaram o início da tridimensionalidade, em termos da amplitude de vibração, para Re próximo de 200, $S/D = 4$ e cenário dinâmico $MF - JL_y$. Borazjani e Sotiropoulos (2009)[15] estudaram os cenários $MF - JF$, $ML_y - JL_y$ e $ML_{xy} - JL_{xy}$ para $Re = 200$ e $S/D = 1,5$ e, a partir de comparação entre simulações 2D e 3D, concluíram que a baixa energia com que se tem desenvolvido a tridimensionalidade no escoamento, não afeta a resposta dinâmica do sistema de cilindros. Estas conclusões têm motivado a análise do comportamento do escoamento e a resposta dinâmica, de dois cilindros alinhados, dentro da faixa de início da transição (associada ao espaçamento crítico), a partir de simulação numérica direta bidimensional (objeto de estudo do presente trabalho).

Caso $ML_y - JL_y$ (Verificação)

A fim de verificar o código para o cenário $ML_y - JL_y$, a razão de massa (m^*) e o amortecimento (ζ) foram adotados iguais a 4 e 0 (para a adimensionalização da equação dinâmica apresentada por Shiels *et al.* 2001[90]), respetivamente, assim como definidos no trabalho de Borazjani e Sotiropoulos (2009)[15]. As simulações V e VI (Tabelas 4.3 e 4.4) serão usadas para a verificação do código com *VIV*. Visando reduzir o tempo de simulação, as condições iniciais dos campos de pressão e velocidade foram obtidas das simulações completamente de-

envolvidas com cilindros fixos.

Pinto (2012)[79] fez a validação e verificação do código *Incompact3d* para o caso de um cilindro fixo isolado com dois graus de liberdade, obtendo resultados satisfatórios em relação a outros trabalhos numéricos e teóricos.

Neste trabalho foi feita uma reformulação da equação de Poisson para o cálculo dos campos de pressão, em relação à equação apresentada em Pinto (2012)[79]. Esta reformulação foi mostrada na Seção 3.1.5 do presente trabalho, e aqui será apresentada a sua verificação, para um e dois cilindros em *VIV* (Simulações V e VI da Tabela 4.3, respectivamente).

Tabela 4.3: Parâmetros estruturais e do escoamento adotados nas simulações de cilindros em *VIV*.

	<i>Graus de liberdade</i>	<i>Re</i>	$(S/D)_0$	m^*	ζ	U'
<i>Cenários para verificação</i>						
V	<i>(Isolado)</i> L_y	200	–	4	0	(3 – 9)
VI	$ML_y - JL_y$	200	1,5	4	0	(3 – 14)
<i>Cenários de aplicação</i>						
VII	$ML_y - JL_y$	200	3,5	1	0,007	(2 – 14)
VIII	$ML_{xy} - JL_{xy}$	200	3,5	1	0,007	(2 – 14)
IX	$ML_y - JL_y$	300	3,5	1	0,007	(2 – 14)
X	$ML_{xy} - JL_{xy}$	300	3,5	1	0,007	(2 – 14)

Tabela 4.4: Parâmetros da discretização espaço-temporal adotados nas simulações de cilindros em *VIV*.

	n_x	n_y	L_x	L_y	Δt
<i>Cenários para verificação</i>					
V	721	649	$20D$	$18D$	5×10^{-4}
VI	901	649	$25D$	$18D$	5×10^{-4}
<i>Cenários de aplicação</i>					
VII	901	649	$25D$	$18D$	5×10^{-4}
VIII	901	649	$25D$	$18D$	5×10^{-4}
IX	1001	721	$25D$	$18D$	5×10^{-4}
X	1001	721	$25D$	$18D$	5×10^{-4}

O centro do cilindro de montante foi mantido fixo nas coordenadas $(x_c, y_c) = (8D, 9D)$, enquanto que o de jusante foi deslocado para obter o espaçamento inicial $(S/D)_0$ desejado.

Para um cilindro fixo isolado, o número de Reynolds $Re = 200$ está ligado a uma transição do modo de desenvolvimento de vórtices na esteira. Esta transição está associada à formação

de instabilidades tridimensionais que desenvolvem vórtices longitudinais, tornando ainda mais necessário o estudo nesta faixa de número de Reynolds.

Para o cilindro isolado (Simulação V), adotou-se um comprimento do domínio, na direção x , $5D$ menor do que em qualquer uma das outras simulações (Tabela 4.4), devido a que a esteira se forma e desenvolve em um menor comprimento para um único cilindro do que para dois cilindros (Figuras 4.8a e 4.8b). Logo, o comprimento do domínio nessa direção pode ser reduzido e ainda se obter uma completa representação da esteira. Visando manter o tamanho da malha constante ($\Delta x = \Delta y \approx 0,028$), o número de pontos na direção x , também diminuiu de 901, para dois cilindros, a 721 para um cilindro (Tabela 4.4). Por outro lado, devido a que nos cenários VI e VII ocorre superposição dos fenômenos de *ressonância* e *galloping*, o intervalo de velocidade reduzida (U') testado foi ampliado em relação ao cenário V.

Neste trabalho considera-se que as variáveis de maior interesse a serem analisadas, para os casos de VIV, são o sinal temporal do deslocamento dos cilindros em relação a sua posição de equilíbrio estático (escolhida como posição inicial), os coeficientes de força (C_D e C_L), o número de Strouhal (St) e suas correlações. Na verificação do código com VIV, prestou-se atenção aos sinais temporais dos deslocamentos, em especial, aos deslocamentos transversais máximos (y/D_{max}).

A Figura 4.12 mostra os máximos deslocamentos, transversais ao escoamento, em função de U' , para as simulações V e VI (Tabelas 4.3 e 4.3), comparados com o trabalho numérico de Borazjani e Sotiropoulos (2009)[15].

Em geral, o presente trabalho obteve amplitudes de vibração até 20 % maiores do que as do trabalho de Borazjani e Sotiropoulos (2009)[15], mas a comportamento da curva de deslocamento máximo, em função de U' , é semelhante. Para o cilindro isolado a amplitude do intervalo de ressonância foi maior em uma unidade de U' , em relação a Borazjani e Sotiropoulos 2009[15]. O fenômeno de ressonância se observa dominante para valores de U' entre 4 e 7, e o de *galloping* para valores maiores de 8, o que indica que estes fenômenos estão sendo satisfatoriamente representados.

É interessante notar que em trabalhos experimentais nos quais unicamente o cilindro de montante pode oscilar livremente em y (Bokaian e Geoola 1984a[12]), não se reporta a super-

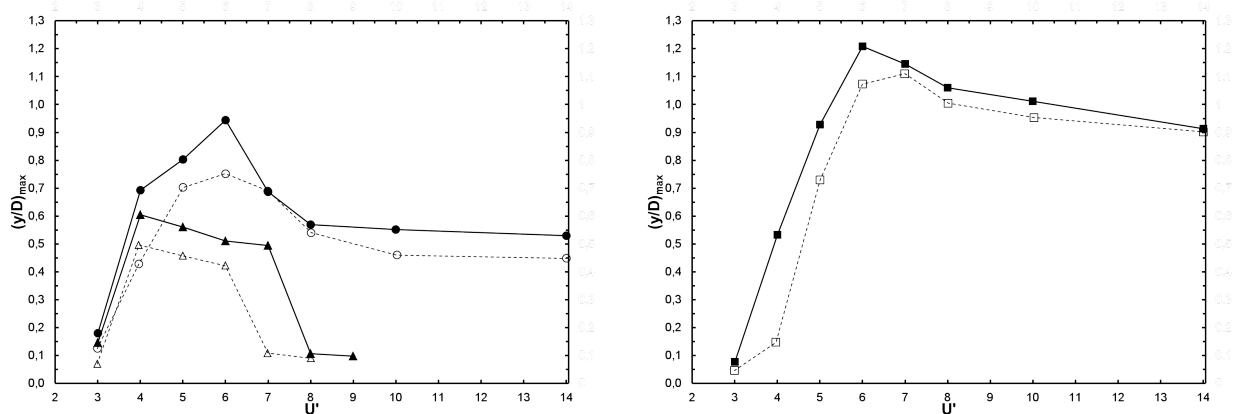


Figura 4.12: Máximo deslocamento transversal $(y/D)_{max}$ em função da velocidade reduzida (U'), para $Re = 200$, $S/D = 1,5$, $m^* = 4$ e $\zeta = 0$. Cilindro isolado: (▲) Presente trabalho, (△) Borazjani e Sotiropoulos 2009[15]; cilindro de montante: (●) Presente trabalho, (○) Borazjani e Sotiropoulos 2009[15]; cilindro de jusante: (■) Presente trabalho, (□) Borazjani e Sotiropoulos 2009[15].

posição de ambos os fenômenos, mas eles ocorrem separadamente em função do espaçamento S/D (Figura 2.22). Porém, observa-se que quando o cilindro de jusante é liberado para vibrar em y , o cilindro de montante também experimenta uma superposição dos fenômenos de ressonância e *galloping* (Figura 4.12). A superposição dos dois fenômenos corresponderia a um sinal de comportamento linear do processo que, em princípio, permitiria avaliar separadamente os efeitos dos fenômenos para depois superpôr as respostas. A linearidade (ou aproximação linear) que permitiria a superposição dos fenômenos deve ser avaliada mais rigorosamente, a fim de ter uma maior base científica nessa afirmação.

A partir dos resultados anteriores, considera-se que o código, com a reformulação da equação de Poisson, fornece valores satisfatórios de deslocamento, em função da velocidade reduzida, para números de Reynolds associados a escoamentos bidimensionais. Neste sentido, e baseado nos resultados de cilindros fixos em *tandem*, considera-se que o código pode ser utilizado para investigar a resposta dinâmica para outras faixas dos parâmetros de maior influência como U' , S/D , m^* e ζ .

Para cilindros fixos mostrou-se que existe um espaçamento crítico a partir do qual a camada cisalhante livre, desprendida do primeiro cilindro, passa de um *reattachment* instável, sobre a face frontal do segundo cilindro, ao completo desenvolvimento da esteira no espaçamento.

Neste espaçamento crítico (próximo de $3,5D$), o número de Strouhal (Figuras 4.2, 4.5, 4.7 e 4.10) e parâmetros estatísticos dos sinais dos coeficientes de força (Figura 4.1, 4.4, 4.6 e 4.9) experimentam uma descontinuidade.

O caso para o qual o primeiro cilindro está fixo e o segundo tem um grau de liberdade ($MF - JL_y$), já foi estudado antes (Carmo et al. 2011a[24] e 2011b[18]). Por este motivo, o objetivo desta seção (Seção 4.2.1), além de verificar o código com VIV, é comparar os casos $ML_y - JL_y$ e $ML_{xy} - JL_{xy}$, para $S/D = 3,5$ e $Re = 200$.

Foram definidos baixos valores de razão de massa e coeficiente de amortecimento (Simulações VII e VIII da Tabela 4.3). Isto devido a que pesquisas experimentais (e.g. Assi *et al.* (2006)[5]) têm mostrado que a amplitude do intervalo de velocidade reduzida, onde ocorre ressonância, aumenta com a diminuição da razão de massa, além de que as amplitudes de vibração aumentam com a diminuição do amortecimento.

Caso $ML_y - JL_y$ (Resultados)

A partir de agora, a discussão vai estar focada nas condições e parâmetros referentes à Simulação VII (Tabelas 4.3 e 4.4). A Figura 4.13 mostra os deslocamentos y/D em função do tempo, para os valores de velocidades reduzidas testados ($3 \leq U' \leq 14$). A partir dessa figura, pode-se identificar que, para $U' = 4$, a amplitude do deslocamento do segundo cilindro é menor do que a do primeiro ($A_{y2} < A_{y1}$). Para $S/D = 1,5$, foi mostrado neste trabalho (simulação VI) e no trabalho de Borazjani e Sotiropoulos (2009)[15] que este efeito ($A_{y2} < A_{y1}$) ocorre para todos os valores de $U' < 5$ e não unicamente para $U' = 4$. Para $U' \leq 4$, os deslocamentos dos cilindros estão ligeiramente desfasados (ângulo de fase $\varphi \approx \pi/4$), enquanto que dentro da região de *lock-in* (definida no intervalo $5 \leq U' \leq 8$ da Figura 4.15b), φ aumenta até os deslocamentos ficarem em antifase ($\varphi \approx \pi$), como mostram as Figuras 4.14e-f. Finalmente, fora do *lock-in* ($U' > 8$), o ângulo de fase diminui novamente e se estabiliza em $\varphi \approx \pi/4$.

Deve-se notar que o deslocamento relativo (máxima diferença entre deslocamentos), entre os cilindros, é máximo para U' de 7 e 8 (Figuras 4.13e-f), que corresponde ao maior ângulo de fase ($\varphi \approx \pi$). Isto mostra que o mecanismo de *Gap-Flow-Switch* (escoamento entre espaçamento) foi completamente ativado.

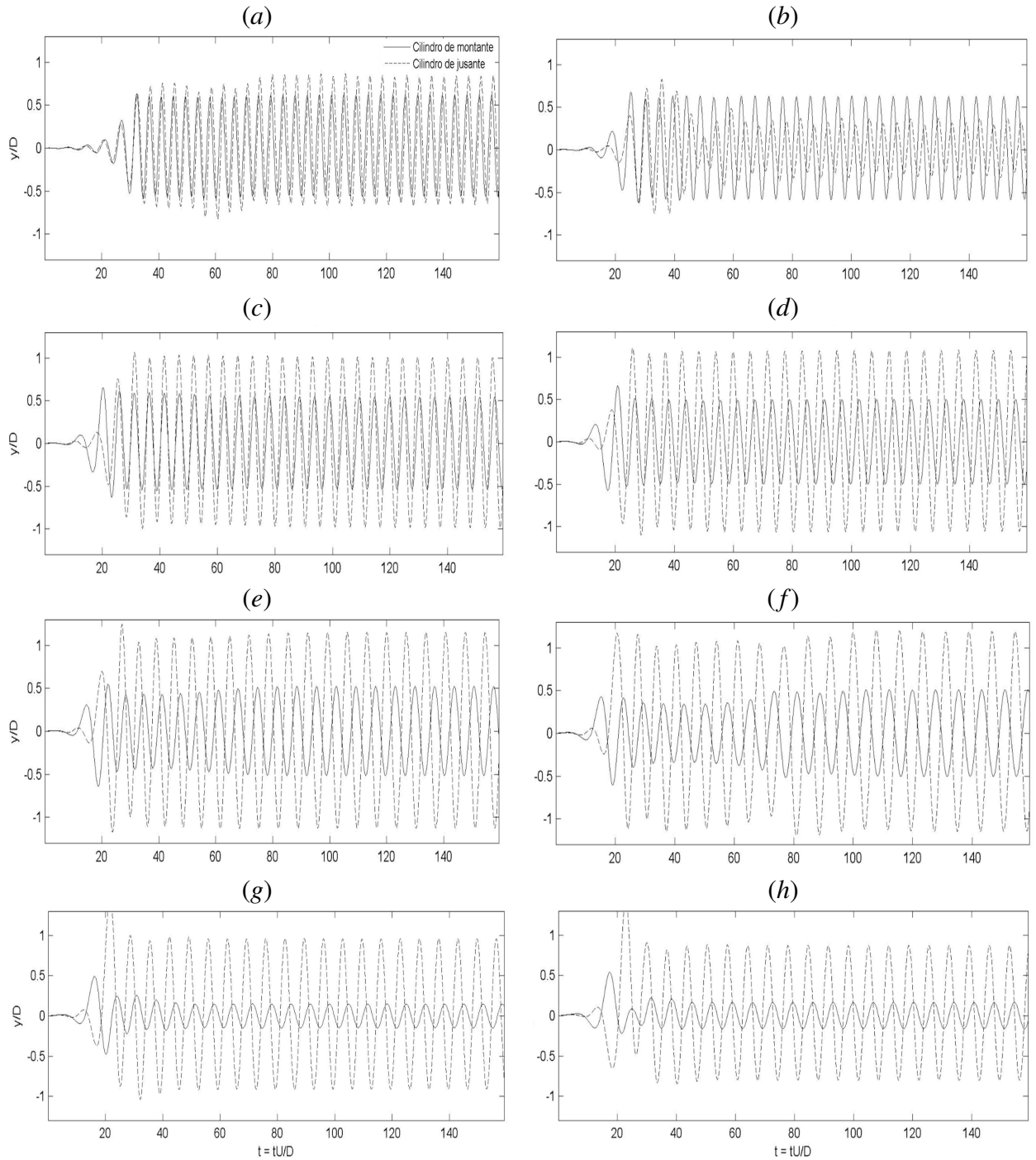


Figura 4.13: Variação temporal do deslocamento transversal (y/D) para caso $ML_y - JL_y$ com $Re = 200$, $S/D = 3, 5$, $m^* = 1$, $\zeta = 0,007$ e diferentes valores de U' . (a) $U' = 3$; (b) $U' = 4$; (c) $U' = 5$; (d) $U' = 6$; (e) $U' = 7$; (f) $U' = 8$; (g) $U' = 10$; (h) $U' = 14$.

Usando como ferramenta uma função de admitância mecânica, uma excitação (como um coeficiente de força) pode ser transformada na resposta do sistema. Isto é completamente válido quando a resposta não modifica a excitação, mas na interação fluido-estrutura, a resposta e a excitação têm uma relação não linear, sendo que modificações em uma alteram simultaneamente a outra. Uma maneira de representar esta complexa interação, entre excitação e resposta, é fazer um gráfico de C_L em função de y/D , como apresentado na Figura 4.14. Nos pontos onde a derivada da curva fechada é infinita, o C_L tem um valor extremo, enquanto que nos pontos com derivada zero, a série dos deslocamentos tem um extremo. Dependendo se o ponto de declividade infinita estiver na região esquerda ou direita da curva, haverá um mínimo ou um máximo no coeficiente de sustentação, respectivamente. Analogamente, caso o ponto de declividade zero estiver na parte inferior ou superior, ter-se-á um máximo ou um mínimo no deslocamento transversal, respectivamente. Assim, para $U' \leq 4,0$ (Figuras 4.14a e 4.14b), C_L e y/D estão aproximadamente em fase e as frequências são as mesmas (isto devido a que as curvas têm um único laço fechado).

À medida que a velocidade reduzida aumenta ($5 \leq U' \leq 8$, nas Figuras 4.13c-f), o ângulo de fase é cada vez menor, C_L mostra uma menor amplitude e frequência de oscilação maior do que a frequência de y/D (devido a que a figura mostra três laços, por cada período de y/D há três períodos de C_L). Isto é mais evidente para o cilindro de jusante, pois as magnitudes de oscilação tanto de C_L quanto de y/D são muito maiores em relação às do cilindro de montante.

Para $U' \geq 10$, C_L está em anti-fase com y/D , ou seja que a força é oposta ao movimento, tendendo a restaurar o sistema ao equilíbrio.

Para $U' \geq 4$, as curvas (Figuras 4.14c-h) têm uma simetria em relação à origem (como foi mostrado por Borazjani e Sotiropoulos [15] para $Re = 200$ e $S/D = 1,5$), logo, a descrição adequada do fenômeno pode ser feita a partir de um único ciclo ou período completo.

A curva de amplitude (também chamada de curva de resposta) e de relação entre frequência de oscilação livre e de oscilação natural f/f_n (Figuras 4.15a e 4.15b, respectivamente) têm uma importante aplicação prática no projeto de estruturas que irão interagir com outras estruturas vizinhas. As figuras mostram que as amplitudes de oscilação do segundo cilindro são maiores que as do primeiro para todas as velocidades reduzidas, exceto para $U' = 4$. Além disso, as

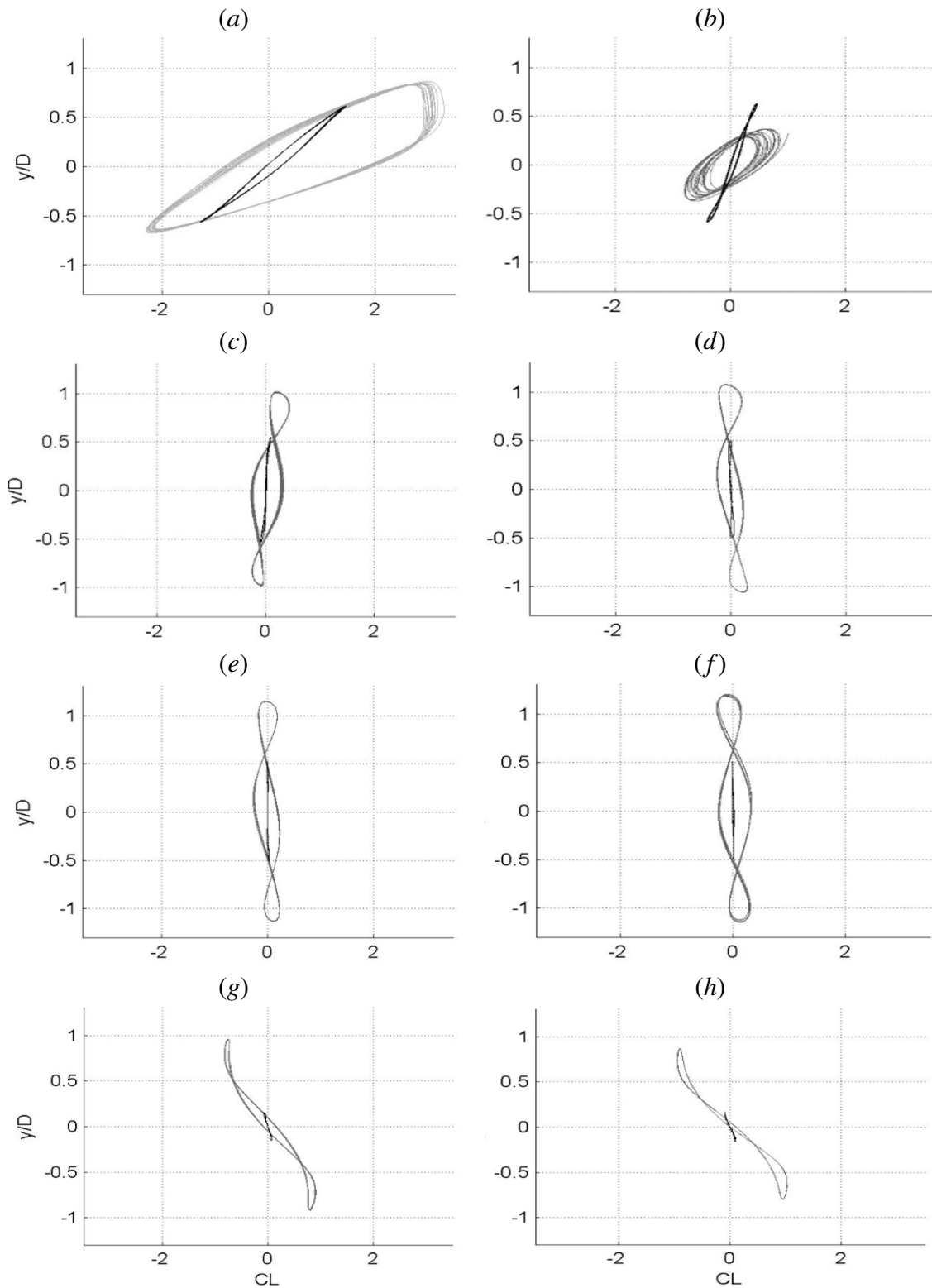


Figura 4.14: Variação do deslocamento transversal (y/D) em função do C_{Lrms} , para caso $ML_y - JL_y$ com $Re = 200$, $S/D = 3,5$, $m^* = 1$, $\zeta = 0,007$ e diferentes valores de U' . A linha preta corresponde ao cilindro de montante e a linha cinza ao cilindro de jusante. (a) $U' = 3$; (b) $U' = 4$; (c) $U' = 5$; (d) $U' = 6$; (e) $U' = 7$; (f) $U' = 8$; (g) $U' = 10$; (h) $U' = 14$.

máximas amplitudes do segundo cilindro ocorrem na região de *lock-in* ($5 \leq U' \leq 8$), enquanto que as máximas amplitudes do primeiro cilindro acontecem fora do *lock-in* ($3 \leq U' \leq 4$). Para $U' \geq 8$, o St tende a se estabilizar em um valor em torno de 0,15 (Figura 4.15c), que é um valor menor do que o St de um cilindro fixo. Logo, o grau de liberdade transversal controla a frequência de desprendimento de vórtices para altos valores de velocidades reduzidas.

O coeficiente de arrasto médio do primeiro cilindro é monotonamente decrescente para $U' \geq 3$ (Figura 4.16a), mas parece se estabilizar em $\langle C_{D1} \rangle \approx 1,3$ para $U' \geq 8$. O C_{L1rms} também tem um comportamento decrescente até o ponto de ser quase nulo para $U' = 14$ (Figura 4.16b).

O coeficiente de arrasto médio do segundo cilindro é menor do que o $\langle C_D \rangle$ do primeiro cilindro, para $U' < 5$. É particularmente interessante a queda que apresenta a amplitude de vibração (Figura 4.15a) e o coeficiente de arrasto do segundo cilindro (Figura 4.16a) para $U' = 4,0$. No intuito de explicar a queda nas variáveis, foi elaborada a Figura 4.17 que apresenta campos de pressão e vorticidade para diferentes instantes de tempo, dentro de um período de oscilação do coeficiente de sustentação, a velocidade e o deslocamento do cilindro. Claramente, o primeiro cilindro tem uma pressão positiva (associada ao ponto de estagnação) cuja posição varia da face superior-frontal nos instantes A e B, à face inferior-frontal nos instantes C e D. O segundo cilindro só apresenta uma região de estagnação do escoamento, nos instantes A e C (com pressões menores que as do primeiro cilindro), os quais são instantes intermediários entre as máximas oscilações. As baixas sobrepressões sobre a superfície do segundo cilindro, junto com as baixas velocidades, deixam que a força *restitutiva* exercida pela mola seja o maior termo na equação dinâmica. Desta forma as oscilações do segundo cilindro resultam ser próximas da posição inicial.

Nos instantes de oscilações extremas B e D, o primeiro cilindro possui sobrepressões significativas em toda sua superfície, causando maiores oscilações, em relação ao segundo cilindro. O primeiro cilindro controla o desprendimento e desenvolvimento da esteira de vórtices do segundo cilindro.

As flutuações dos coeficientes de sustentação são menores para a região de *lock-in* ($4 \leq U' \leq 8$ da Figura 4.16b), pois os cilindros não precisam de excitações muito grandes, já

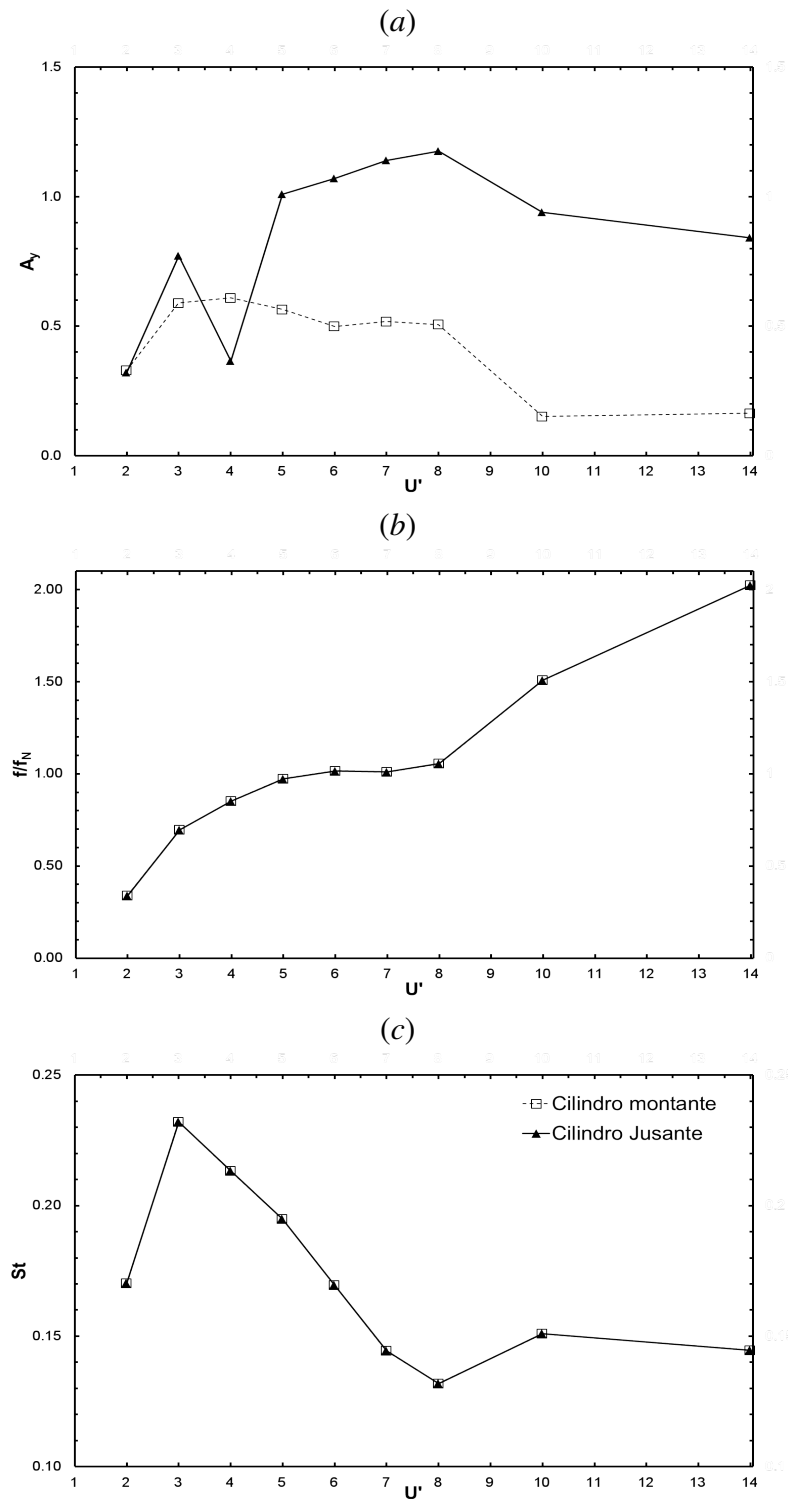


Figura 4.15: Vibração induzida pelo escoamento de dois cilindros alinhados ($ML_y - JL_y, Re = 200, S/D = 3, 5, m^* = 1, \zeta = 0,007$). (a) A_y : amplitude do deslocamento transversal; (b) f/f_n : relação entre frequência de oscilação livre e frequência de oscilação natural; (c) St : número de Strouhal da esteira.

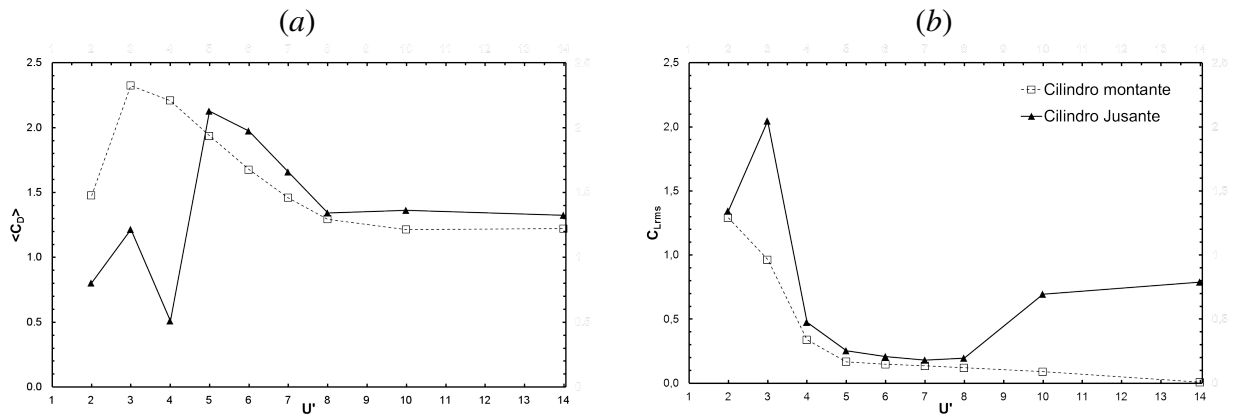


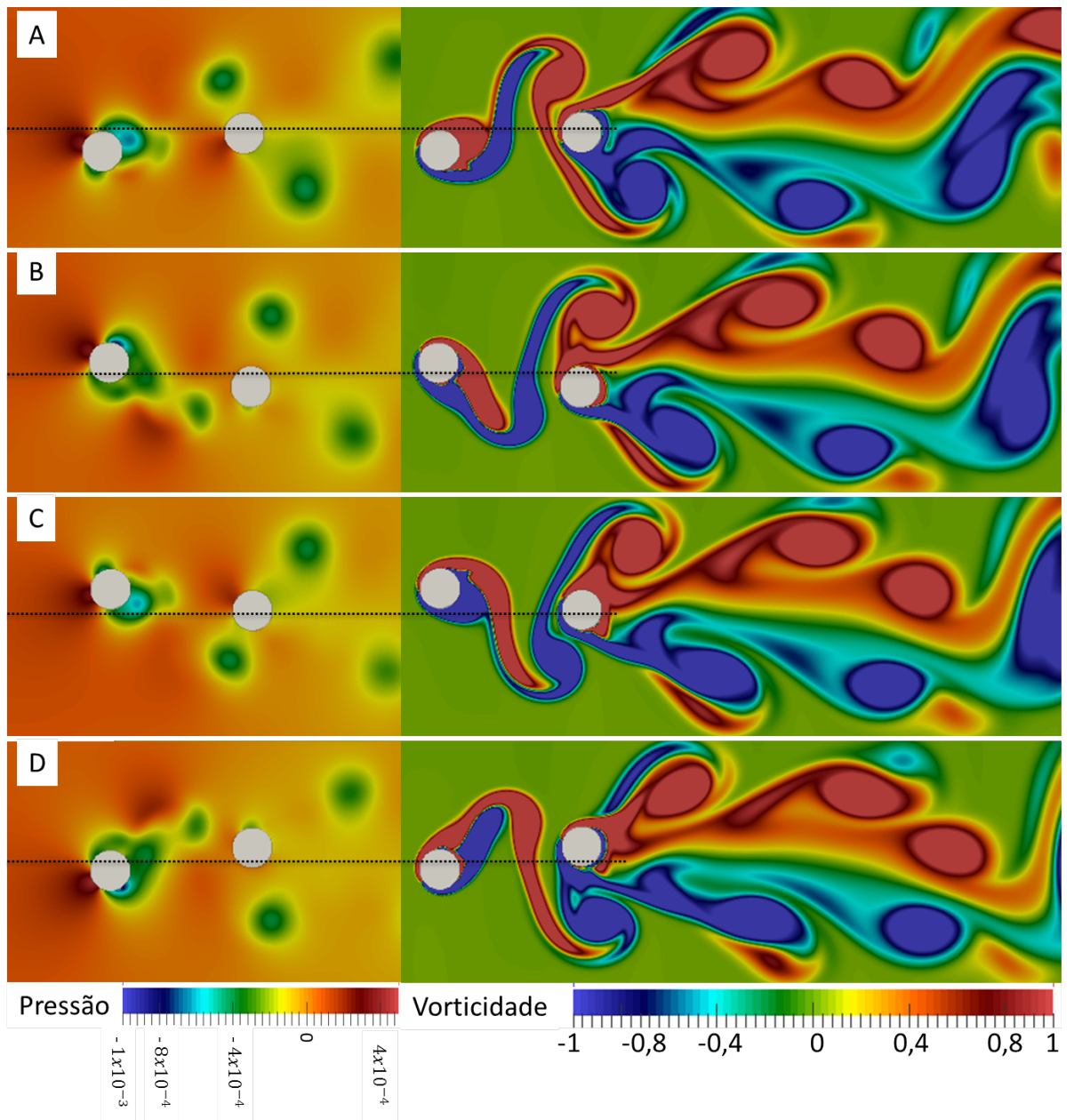
Figura 4.16: Vibração induzida pelo escoamento de dois cilindros alinhados ($ML_y - JL_y$, $Re = 200, S/D = 3, 5, m^* = 1, \zeta = 0,007$). (a) $\langle C_D \rangle$; (b) C_{Lrms} .

que para pequenas magnitudes de coeficientes de sustentação o sistema responde em forma de ressonância. Por outro lado, fora da região de *lock-in*, o C_{Lrms} aumenta devido a duas condições diferentes. Se a razão de frequências for menor do que a unidade, o coeficiente de sustentação está em fase com o deslocamento, ou seja que quando o sistema estrutural tende a voltar à sua posição de equilíbrio o coeficiente de sustentação forçá-lo a continuar em movimento, resultando em maiores magnitudes do C_{Lrms} . Caso a razão de frequências for maior do que unidade, os deslocamentos estão em anti-fase com o coeficiente de sustentação; portanto a mola do sistema exerce força para continuar a oscilação, enquanto o coeficiente de sustentação vai contra o seu movimento, o que finalmente se traduz em maiores magnitudes de C_{Lrms} . Em outras palavras, estruturas mais rígidas ($f/f_n < 1$) respondem mais rapidamente à excitação do que estruturas mais flexíveis ($f/f_n > 1$).

Caso $ML_{xy} - JL_{xy}$

Nesta seção continua-se referindo a um número de Reynolds igual a 200, mas liberando mais um grau de liberdade na direção do escoamento (Simulação VII das Tabelas 4.3 e 4.4).

A Figura 4.18a mostra que a trajetória do primeiro cilindro tem forma de oito para $U' \leq 6$. Isto mostra que os deslocamentos em y têm oscilações de menores frequências do que os deslocamentos no eixo x . O tamanho de um dos laços da trajetória diminui à medida que U' aumenta, mas na região de *lock-in* a forma da trajetória deixa de ter um padrão completamente



Cilindro de montante

Cilindro de Jusante

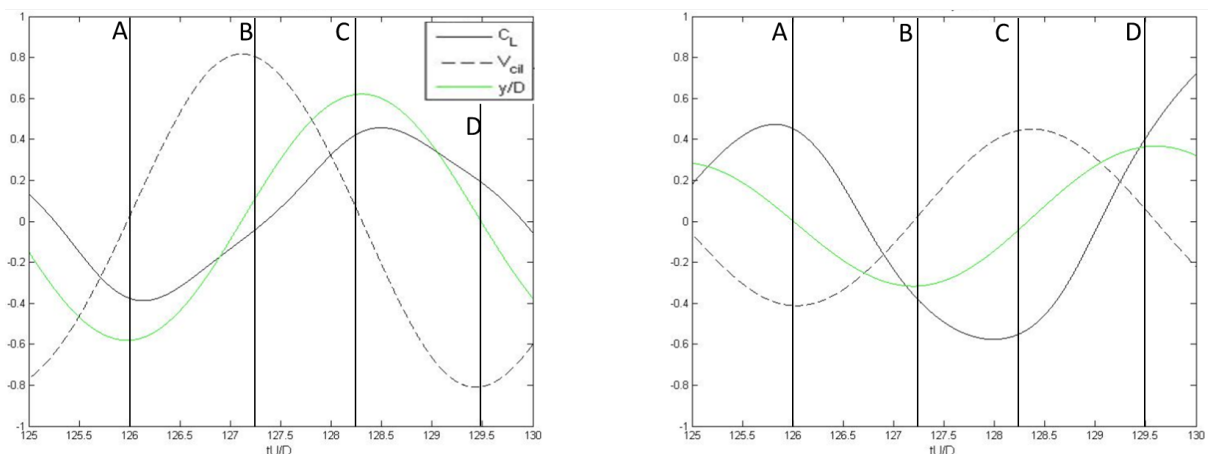


Figura 4.17: Campos instantâneos de pressão (acima à esquerda) e vorticidade (acima à direita) para diferentes posições relativas entre dois cilindros alinhados e submetidos a VIV ($ML_y - JL_y$, $Re = 200$, $S/D = 3,5$, $m^* = 1$, $\zeta = 0,007$ e $U' = 4$).

definido ($6 \leq U' \leq 8$ da Figura 4.18a). Para $U' \geq 10$ a forma da trajetória fica novamente bem definida com um único laço. Isto indica que na região de *lock-in* existe uma transição: passa-se de um modo de vibração no qual a frequência de vibração em x é maior do que a frequência de vibração em y (três ou quatro derivadas infinitas, associadas a extremos locais em x), para outro modo no qual as duas frequências são iguais (duas derivadas infinitas na curva de trajetória). Portanto, a transição realmente ocorre no modo de vibração na direção do eixo x ou longitudinal. Porém, para $U' = 4$ há quatro pontos com derivadas iguais a zero e quatro com derivadas infinitas, indicando um modo de vibração que não acontece para nenhum outro valor de velocidade reduzida.

A forma da trajetória do segundo cilindro é ainda mais irregular e mantém um padrão complexo dificilmente identificável na região de *lock-in* (Figura 4.18a). Este padrões complexos na região de *lock-in* estão relacionadas com a sensibilidade da estrutura a pequenas excitações, quando estiver em ressonância.

As amplitudes transversal (A_y) e longitudinal (A_x) de vibração do segundo cilindro, são menores do que a do primeiro, para $U' = 4$ e $U' = 3$, respectivamente (Figura 4.18). Destaca-se que, para o segundo cilindro, as amplitudes dos deslocamentos em y e dos deslocamentos em x (Figuras 4.18a e 4.18b, respectivamente) são da mesma ordem na região de *lock-in* ($4 \leq U' \leq 8$), mas os deslocamentos transversais são muito mais importantes para $4 > U' > 8$. Para o primeiro cilindro os deslocamentos em y são da ordem do dobro dos deslocamentos em x na região de *lock-in* ($4 \leq U' \leq 8$), e são praticamente nulos para $4 > U' > 8$. É importante notar que todas as trajetórias estão concentradas no segundo e quarto quadrante do plano xy , o que significa que os deslocamentos transversais estão em anti-fase com os deslocamentos longitudinais (ângulo de fase φ igual a π).

Para a posterior discussão e interpretação física dos resultados, é importante lembrar que a velocidade reduzida é inversamente proporcional à frequência natural de vibração da estrutura ($U' \propto 1/f_n$). Esta última é diretamente proporcional à raiz quadrada do coeficiente de rigidez da mola ($f_n \propto \sqrt{k}$). Logo, U' é inversamente proporcional à raiz quadrada de k ($U' \propto 1/\sqrt{k}$). Portanto, valores altos de velocidade reduzida estão associados à baixa rigidez da estrutura e, equivalentemente, baixos valores de velocidade reduzida estão associados à alta rigidez da

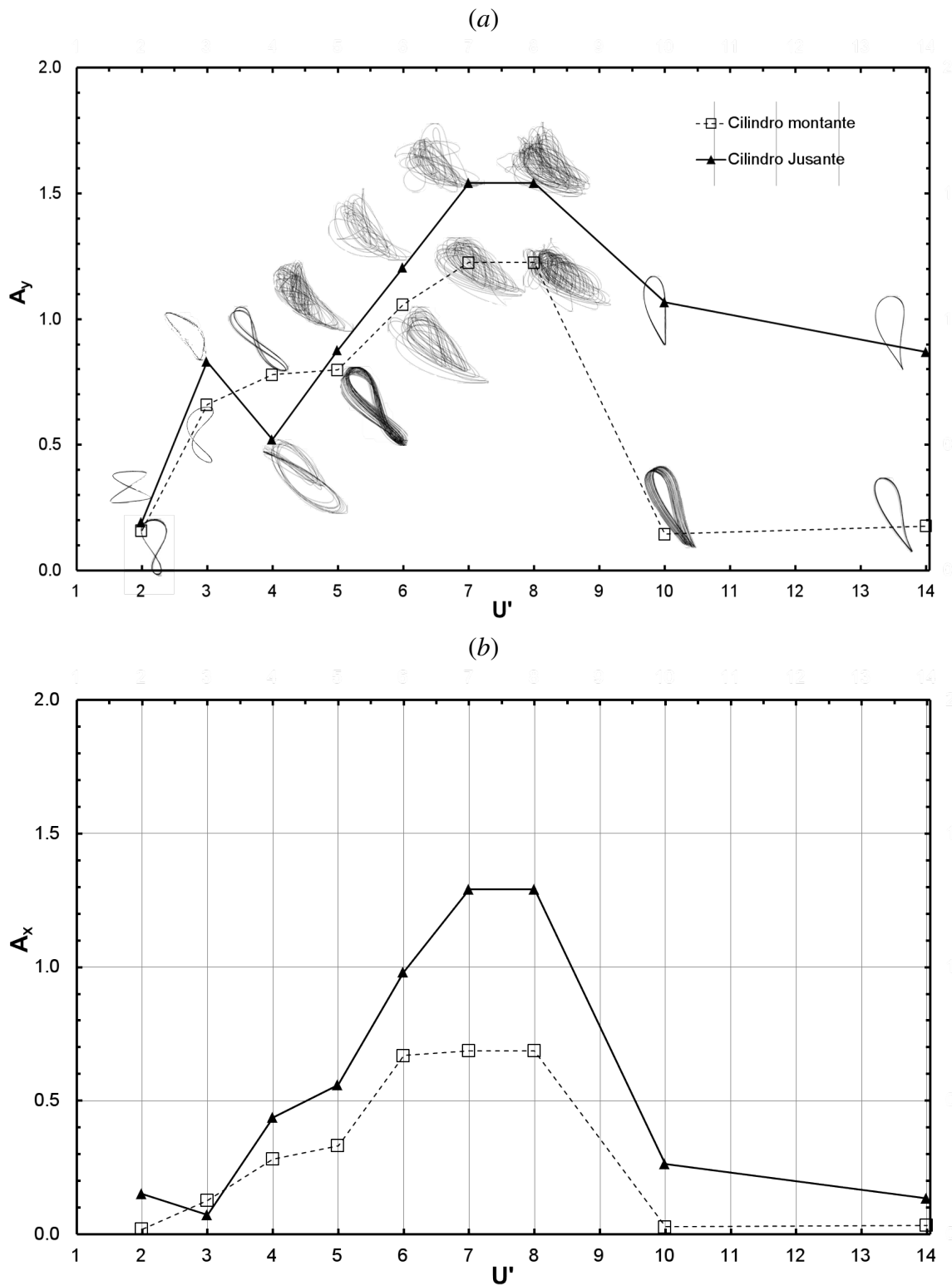


Figura 4.18: Trajetórias e amplitudes de oscilação dos deslocamentos ($ML_{xy} - JL_{xy}$ com $Re = 200$, $S/D = 3, 5$, $m^* = 1$, $\zeta = 0,007$) para diferentes valores de U' . (a) Amplitude de oscilação transversal; (b) amplitude de oscilação longitudinal.

estrutura.

Para $U' > 4$, a amplitude A_y do segundo cilindro é maior do que a do primeiro devido à ativação do fluxo no espaçamento. Isto acontece quando o espaçamento transversal máximo é $(\delta y/D)_{max} > 1,0$ (Figura 4.19a), pois os vórtices, decorrentes da esteira do cilindro de montante, podem passar pelo espaçamento forçando o cilindro de jusante a se manter fora da sua posição de equilíbrio. Assim, a Figura 4.19a reforça a hipótese de ativação do fluxo no espaçamento (*Gap Flow Switch*) para $U' \geq 5$, favorecendo o desenvolvimento de *galloping*. Além disso, pode-se observar que $(\delta y/D)_{max}$ tende a um para $U' \geq 10$ (ou seja, para estruturas com baixa frequência natural de vibração ou, equivalentemente, mais flexíveis), o que está relacionado com o amortecimento do *galloping*.

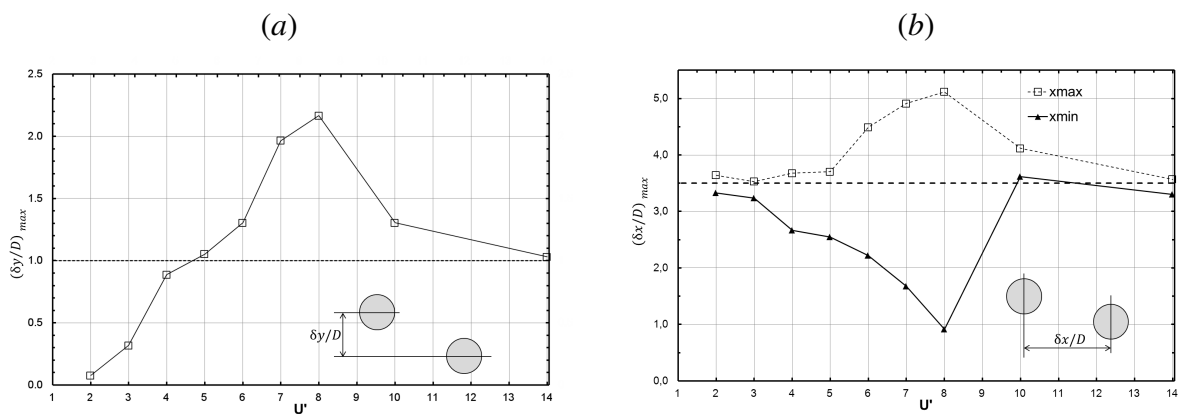


Figura 4.19: Espaçamentos relativos extremos para diferentes velocidades reduzidas. (a) Máxima separação vertical $(\delta y/D)_{max}$; (b) máxima $(\delta x/D)_{max}$ e mínima $(\delta x/D)_{min}$ separação horizontal. $ML_{xy} - JL_{xy}$ com $Re = 200$, $S/D = 3, 5$, $m^* = 1$, $\zeta = 0,007$.

O quociente entre a frequência de vibração e a frequência natural da estrutura (f/f_n) mostra que o cilindro de montante tem uma clara região de *lock-in* para $4 < U' < 8$, no entanto o cilindro de jusante só apresenta *lock-in* evidente para $U' = 6$ (Figura 4.20b). Isto está relacionado ao início do *galloping* devido à ativação do fluxo longitudinal no espaçamento (Figura 4.19a). Neste sentido, e se baseando em que as vibrações do primeiro cilindro só são significativas no intervalo $4 < U' < 8$, pode-se afirmar que o primeiro cilindro está submetido unicamente ao fenômeno de ressonância, enquanto que o segundo cilindro apresenta simultaneidade dos fenômenos de ressonância e *galloping*.

Na região onde ambos os fenômenos (ressonância e *galloping*) acontecem, o St do segundo

cilindro varia em torno de 0,13, sendo menor do que o St do primeiro cilindro, para $4 \leq U' \leq 8$ com exceção de $U' = 6$ (Figura 4.20d). Estes resultados sugerem que o fenômeno de *galloping* está associado a menores frequências de oscilação do que o fenômeno de ressonância.

Para $U' \geq 10$, o St de ambos os cilindros se estabilizou em aproximadamente 0,13 (Figura 4.20d). Este valor é próximo ao obtido para dois cilindros fixos com o mesmo espaçamento ($St \approx 0,125$ como mostra a Figura 4.7). Assim sendo, para altas velocidades reduzidas (ou seja, estruturas muito flexíveis e com baixa frequência natural) a frequência de despreendimento de vórtices é próxima do sistema com cilindros fixos.

Para $U' < 10$, $\langle C_{D2} \rangle$ é menor do que $\langle C_{D1} \rangle$, mas ambos se estabilizaram em um valor de 1,2 (Figura 4.20a). Evidentemente os espaçamentos relativos horizontais mínimos $(\delta x/D)_{min}$, na região de *lock-in* ($4 \leq U' \leq 8$), tem maior magnitude do que os máximos (Figura 4.19b), em relação à posição inicial ($\delta x/D = 3,5$). Portanto, os cilindros permanecem mais tempo com separações menores do que a separação inicial (adotada como a posição de equilíbrio estático do sistema), o que indica que a região de baixa pressão na face posterior do primeiro cilindro, se aproxima da face anterior do segundo cilindro. Isto causa um efeito de sucção, que se reflete em um aumento da força de arrasto sob o primeiro cilindro e uma diminuição na força de arrasto sob o segundo cilindro na referida região de *lock-in* (Figura 4.20a).

O C_{Lrms2} tem uma queda abrupta no intervalo $2 < U' < 3$, mas para $U' \geq 3$ permanece aproximadamente constante (Figura 4.20b). Isto mostra que o C_{Lrms2} não tem uma dependência importante da velocidade reduzida nesse intervalo. C_{Lrms1} é menor do que C_{Lrms2} para todas as velocidades reduzidas testadas, com exceção de $U' = 3$; além disso, os valores do C_{Lrms1} são próximos de zero para $U' \geq 10$. Isto é consistente com as baixas amplitudes de oscilação transversal do primeiro cilindro nesse intervalo (Figura 4.18a).

A rápida mudança do C_{Lrms} , no intervalo $2 < U' < 3$, pode estar associada a uma transição de modo de vibração (esta mudança pode ser observada nas trajetórias da Figura 4.18a). A trajetória do segundo cilindro passa de ter dois laços a ter um único laço, enquanto a trajetória do primeiro permanece com formato de oito.

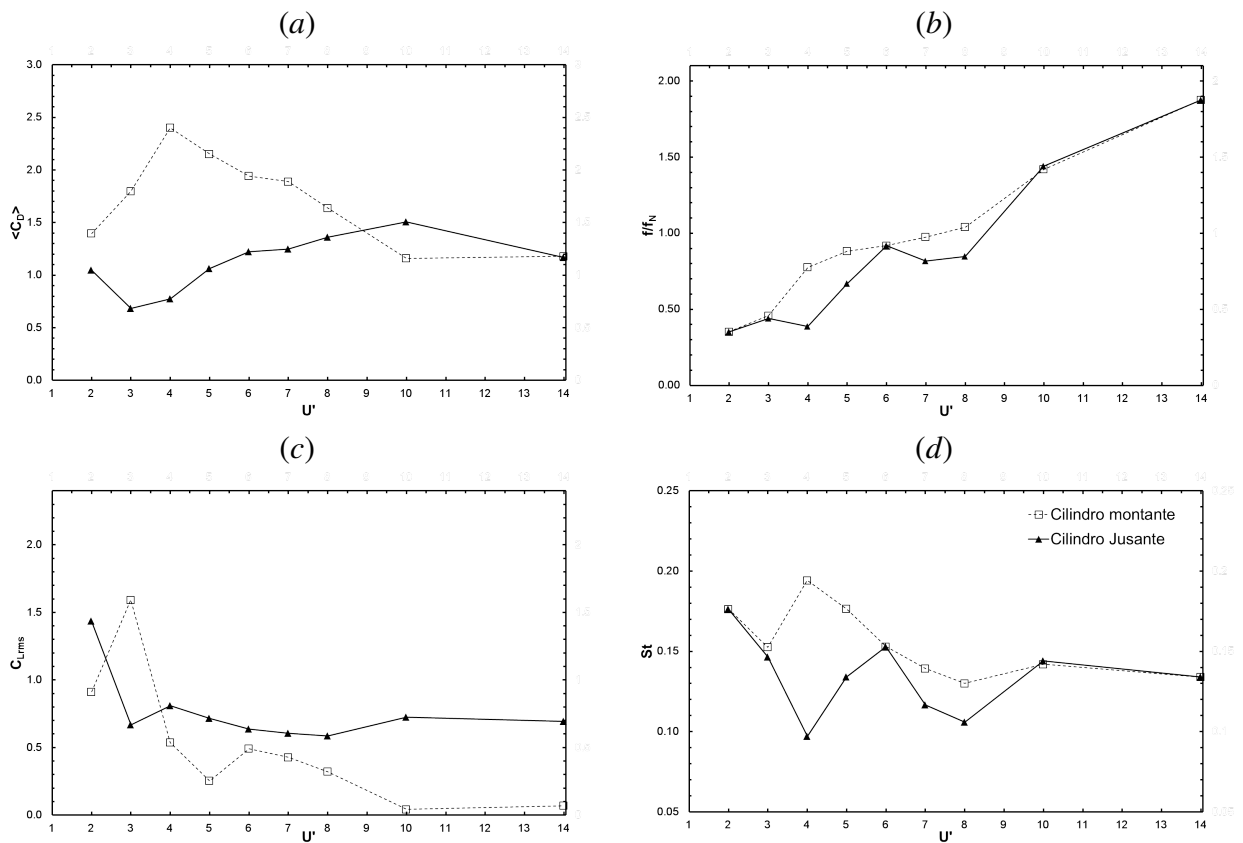


Figura 4.20: Vibração induzida pelo escoamento de dois cilindros alinhados ($ML_{xy} - JL_{xy}$, $Re = 200$, $S/D = 3, 5$, $m^* = 1$, $\zeta = 0,007$). (a) $\langle C_D \rangle$; (b) f/f_n ; (c); (d) St .

4.2.2 Escoamento com $Re = 300$

Nesta seção serão apresentados os resultados obtidos para as Simulações IX e X das Tabelas 4.3 e 4.4. Os resultados se mostram na forma de figuras, com a finalidade de estabelecer os correlação entre coeficientes adimensionais. Neste sentido apresentam-se: séries temporais de oscilações transversais (y/D), curvas de y/D contra C_L , e visando encontrar relações com parâmetros estruturais foram obtidos gráficos de variação das amplitudes de oscilação (A_y e A_x para os casos com dois graus de liberdade), a razão de frequências (f/f_n), o número de Strouhal (St) e coeficientes de força ($\langle C_D \rangle$ e C_{Lrms}) em função da velocidade reduzida (U').

Encontrou-se que inserir mais um grau de liberdade facilita a interação entre cilindros e modifica substancialmente a amplitude da região de *lock-in*, as amplitudes de oscilação máximas (ao intensificar o *galloping*) e a frequência dominante da esteira, dentre outros.

Caso $ML_y - JL_y$

Os parâmetros adotados para este cenário (um grau de liberdade transversal), são os referentes à Simulação IX das Tabelas 4.3 e 4.4, no qual cada cilindro tem um grau de liberdade na direção transversal ao escoamento.

Na Figura 4.21 pode-se observar que, depois da convergência, as frequências de oscilação parecem ser as mesmas, pois a defasagem não varia no tempo. Esta figura também mostra que, a magnitude do ângulo de fase, entre os deslocamentos transversais do primeiro e segundo cilindro, vai diminuindo a medida que a velocidade reduzida aumenta, sendo que para $U' = 14$ o ângulo de fase é quase zero (oscilações em fase).

Para $U' = 4$, A_y do cilindro de jusante é menor do que o do cilindro de montante (Figuras 4.21b, 4.22b e 4.23). Este fenômeno está estreitamente ligado ao ângulo de fase entre os deslocamentos do primeiro e segundo cilindro, pois, como aconteceu para $Re = 200$ e $U' = 4$, o ângulo de fase faz com que a oscilação do segundo cilindro seja controlada pela esteira do primeiro cilindro. Este fenômeno foi mais amplamente discutido na Seção 4.2.1.

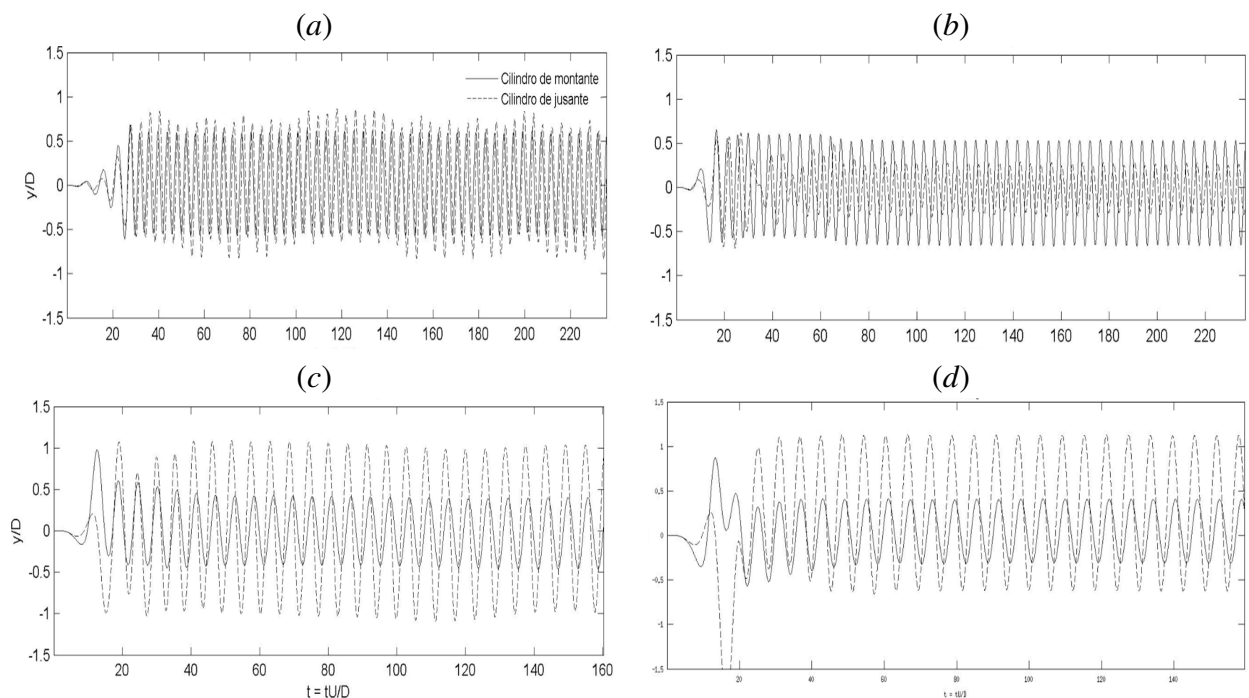


Figura 4.21: Variação temporal do deslocamento transversal y/D , para diferentes valores de U' . (a) $U' = 3$; (b) $U' = 4$; (c) $U' = 8$; (d) $U' = 14$. Caso $ML_y - JL_y$ com $Re = 300$, $S/D = 3,5$, $m^* = 1$ e $\zeta = 0,007$.

As curvas de C_L em função de y/D perdem a simetria em relação à origem, que se apresentava para $Re = 200$, mas a transição de fase (C_L e y/D passam de estar próximos da fase a estarem próximos da anti-fase) segue acontecendo em $U' = 4$. Isto lembrando que quando as curvas de C_L vs y/D têm maior permanência no primeiro e terceiro quadrante, os sinais estão próximos de terem ângulo de fase igual a zero (em fase), e quando permanecem no segundo e terceiro quadrante, o ângulo de fase tende a ser π (em anti-fase).

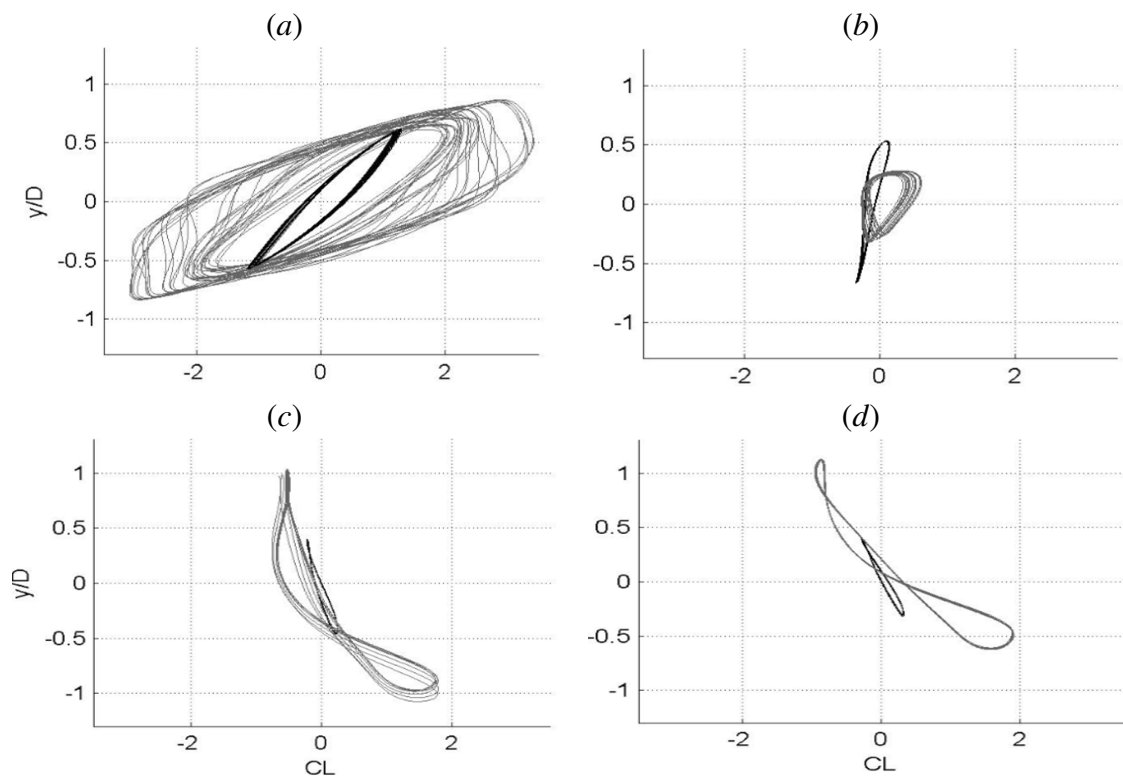


Figura 4.22: Relação do deslocamento transversal (y/D) e o CL ($ML_y - JL_y$ com $Re = 300$, $S/D = 3,5$, $m^* = 1$, $\zeta = 0,007$) para diferentes valores de U' . A linha preta corresponde ao cilindro de montante e a linha cinza ao cilindro de jusante. (a) $U' = 3$; (b) $U' = 4$; (c) $U' = 8$; (d) $U' = 14$.

A máxima amplitude de oscilação transversal ocorre para $U' = 8$, mas a região de *lock-in* só foi identificada para $U' = 5$ que corresponde a ao valor no qual $f/f_n = 1$ (Figura 4.23b). Isto mostra que as amplitudes máximas estão associadas à superposição de ressonância (na região de *lock-in*) e *galloping*.

O coeficiente de arrasto médio do segundo cilindro permanece menor que o do primeiro para $U' < 6$, e maior para $U' \geq 6$ (Figura 4.24a). Além disso, para $U' \geq 10$, o comportamento

e magnitude do $\langle C_D \rangle$ de ambos os cilindros é praticamente o mesmo e tendem ao valor de um cilindro fixo isolado ($\langle C_D \rangle \approx 1,32$, como mostrado na Figura 4.9a). Isto indica que o $\langle C_D \rangle$ para este cenário tende a um valor constante para altas velocidades reduzidas ou, equivalentemente, para estruturas menos rígidas.

Em vista que a região de *lock-in* para este caso é estreita ($4 \leq U' \leq 5$), o C_{Lrms} tem uma queda em $U' = 4$ e uma rápida estabilização para $U' > 4$ (Figura 4.24b). O C_{Lrms} do segundo cilindro estabiliza-se em $C_{Lrms} \approx 1$, que é maior ao valor obtido para o mesmo número de Reynolds, mas para um cilindro fixo isolado ($C_{Lrms} \approx 0,4$, como mostrado na Figura 4.9b).

Caso $ML_{xy} - JL_{xy}$

Lembra-se que nesta seção o número de Reynolds é mantido igual a 300, mas, em relação à seção anterior, a partir de agora ter-se-á mais um grau de liberdade (*gdl*) na direção paralela ao escoamento. Os parâmetros associados a este cenário, são os referentes à Simulação X das Tabelas 4.3 e 4.4.

Claramente a influência do *galloping* sobre a magnitude das oscilações, aumenta significativamente, em relação a qualquer um dos casos anteriores, pois o pico de A_y do segundo cilindro ocorre fora do *lock-in*, para $U' = 14$ (Figura 4.25a). A amplitude A_y aumenta junto com o aumento da velocidade reduzida, para $U' \geq 8$ (Figura 4.25a). As amplitudes de oscilação transversal do segundo cilindro são maiores das do primeiro para todos os valores de velocidade reduzida U' , excepto para $U' = 4$ e $U' = 5$ (Figura 4.25a), enquanto que as amplitudes de oscilação longitudinal (A_x) do segundo cilindro sempre são maiores do as do primeiro (Figura 4.25b).

O espaçamento transversal relativo máximo $(\delta y/D)_{max}$ é maior do que a unidade para $U' \geq 4$ e continua aumentando monotonamente até o final do intervalo de U' testado (Figura 4.25c). Portanto, o mecanismo de fluxo no espaçamento (*Gap Flow Switch*) ativa-se a partir $U' \geq 4$ e não diminui seu efeito, mas, pelo contrário, unicamente aumenta.

O espaçamento longitudinal relativo máximo $(\delta x/D)_{max}$ aumenta conforme aumenta U' , em contraposição o $(\delta x/D)_{min}$ tem um valor mínimo, em $U' = 10$ (Figura 4.25d). Destaca-se que, no intervalo $8 < U' < 10$, o espaçamento longitudinal mínimo passa de $(\delta x/D)_{min} \approx 2$

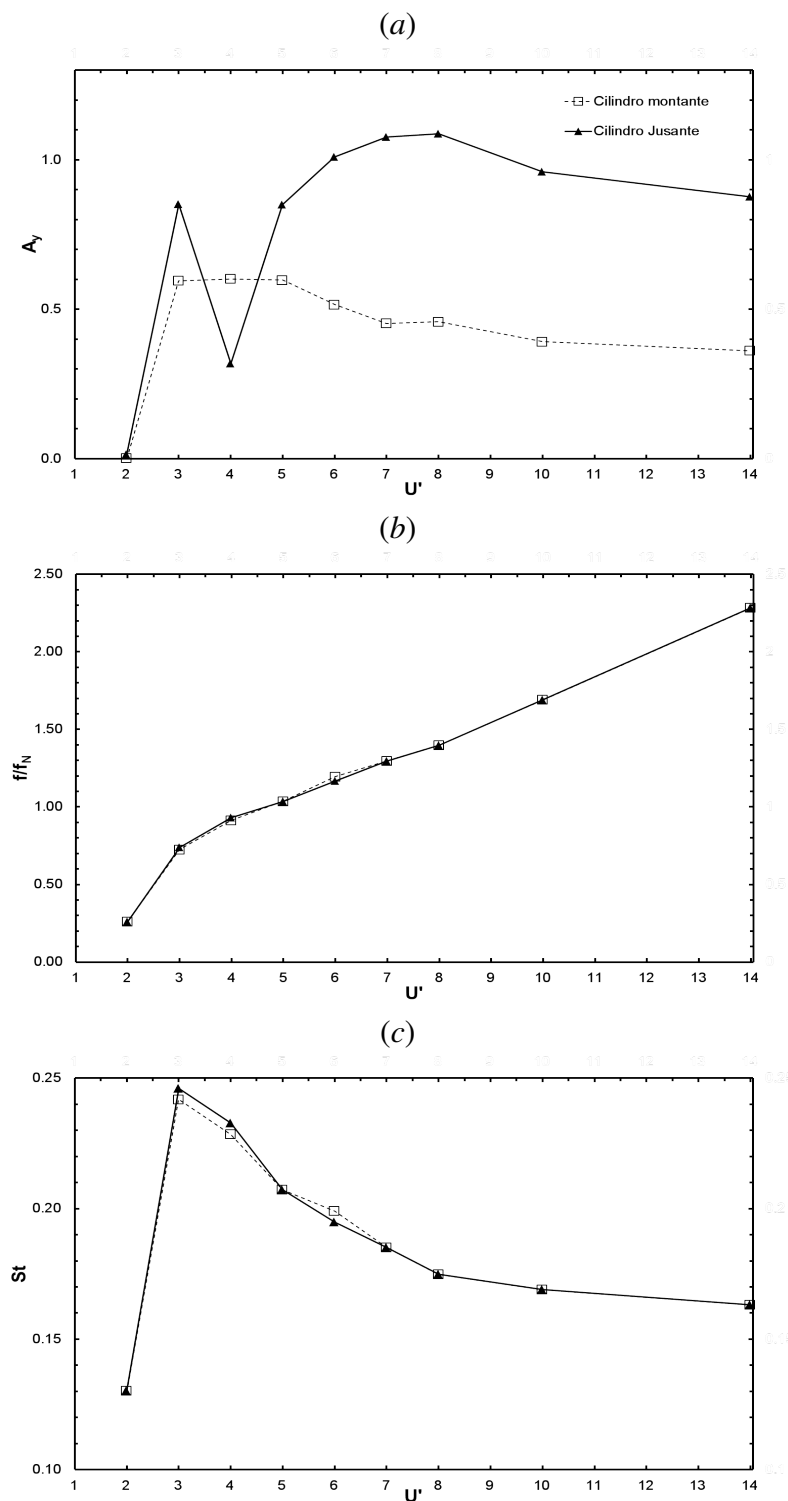


Figura 4.23: Vibração induzida pelo escoamento de dois cilindros alinhados ($ML_y - JL_y$, $Re = 300$, $S/D = 3,5$, $m^* = 1$, $\zeta = 0,007$). (a) A_y ; (b) f/f_n ; (c) St .

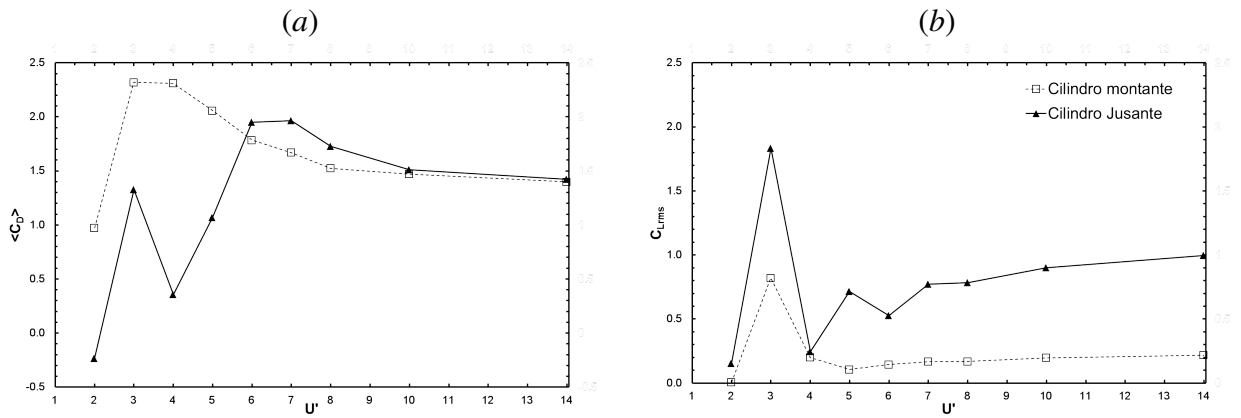


Figura 4.24: Vibração induzida pelo escoamento de dois cilindros alinhados ($ML_y - JL_y$, $Re = 300$, $S/D = 3, 5$, $m^* = 1$, $\zeta = 0,007$). (a) $\langle C_D \rangle$; (b) C_{Lrms} .

a $(\delta x/D)_{min} \approx 0$, o que pode indicar uma colisão entre os cilindros. Neste sentido, a partir de inspeção da série de posições relativas e visualização do escoamento, observou-se que a colisão não acontece realmente, mas os dois cilindros ficam em uma posição parecida ao arranjo *side-by-side* (Figura 4.26).

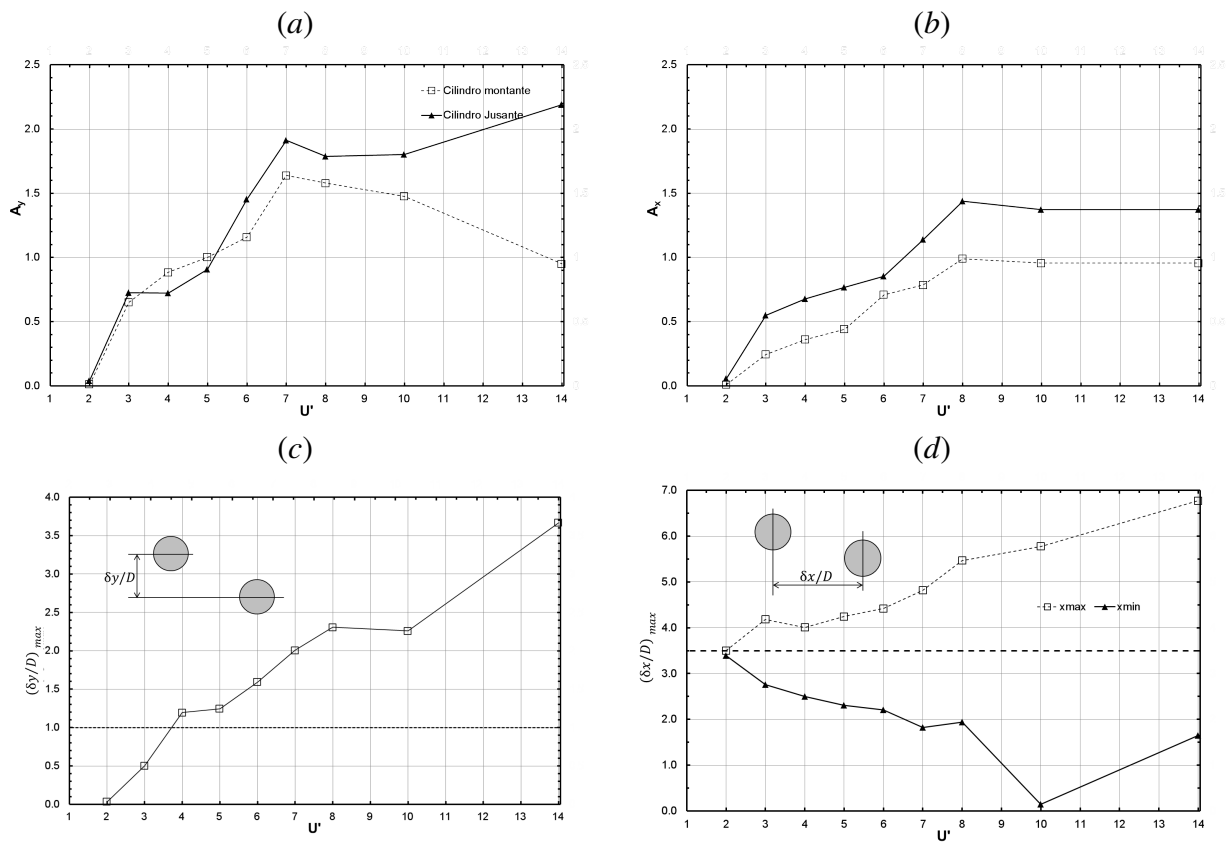


Figura 4.25: Amplitudes de oscilação e espaçamentos relativos entre cilindro ($ML_{xy} - JL_{xy}$ com $Re = 300$, $S/D = 3,5$, $m^* = 1$, $\zeta = 0,007$) para diferentes valores de U' . (a) Amplitude de oscilação transversal; (b) amplitude de oscilação longitudinal; (c) máximo espaçamento relativo transversal $(\delta y/D)_{max}$; (d) máximo $(\delta x/D)_{max}$ e mínimo $(\delta x/D)_{min}$ espaçamento relativo longitudinal.

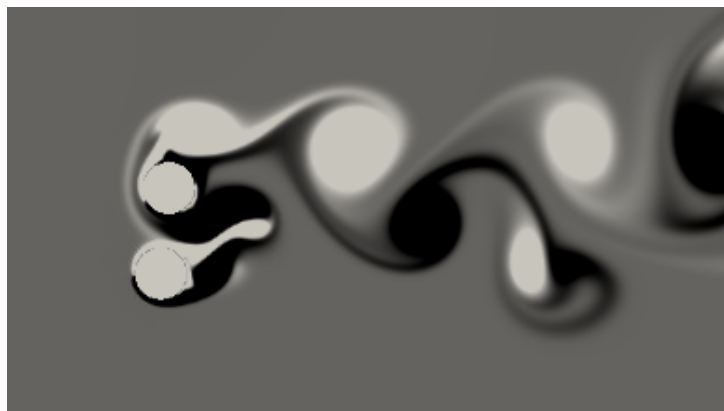


Figura 4.26: Campo de vorticidade no instante em que o espaçamento relativo em x é próximo de zero ($U' = 10$). $ML_{xy} - JL_{xy}$ com $Re = 300$, $S/D = 3,5$, $m^* = 1$, $\zeta = 0,007$.

O $\langle C_{D2} \rangle$ foi consideravelmente menor do que o $\langle C_{D1} \rangle$, para $U' < 8$ (Figura 4.27), mas ambos se estabilizam em $\langle C_D \rangle \approx 1,4$, para $U' \geq 8$, que é próximo do valor para o caso equivalente de um cilindro fixo ($\langle C_D \rangle \approx 1,32$).

Por outro lado, o C_{Lrms} tem picos em $U' = 3$ e $U' = 10$, e mínimos locais na região de *lock-in* e em U' extremas. Em virtude do aumento da intensidade do *galloping*, a variação dos parâmetros adimensionais avaliados (f/f_n e St , das Figuras 4.27b e 4.27d, respectivamente) tem um formato semelhante ao caso $ML_{xy} - JL_{xy}$ e $Re = 200$, mas com maiores flutuações na região onde acontece conjuntamente ressonância e *galloping* ($4 \leq U' \leq 8$). Estas oscilações estão associadas ao desenvolvimentos de uma esteira 3D que estas simulações bidimensionais não conseguem representar, de maneira que concentram energia nos vórtices transversais o que termina por enriquecer "artificialmente" o espectro de potência da esteira.

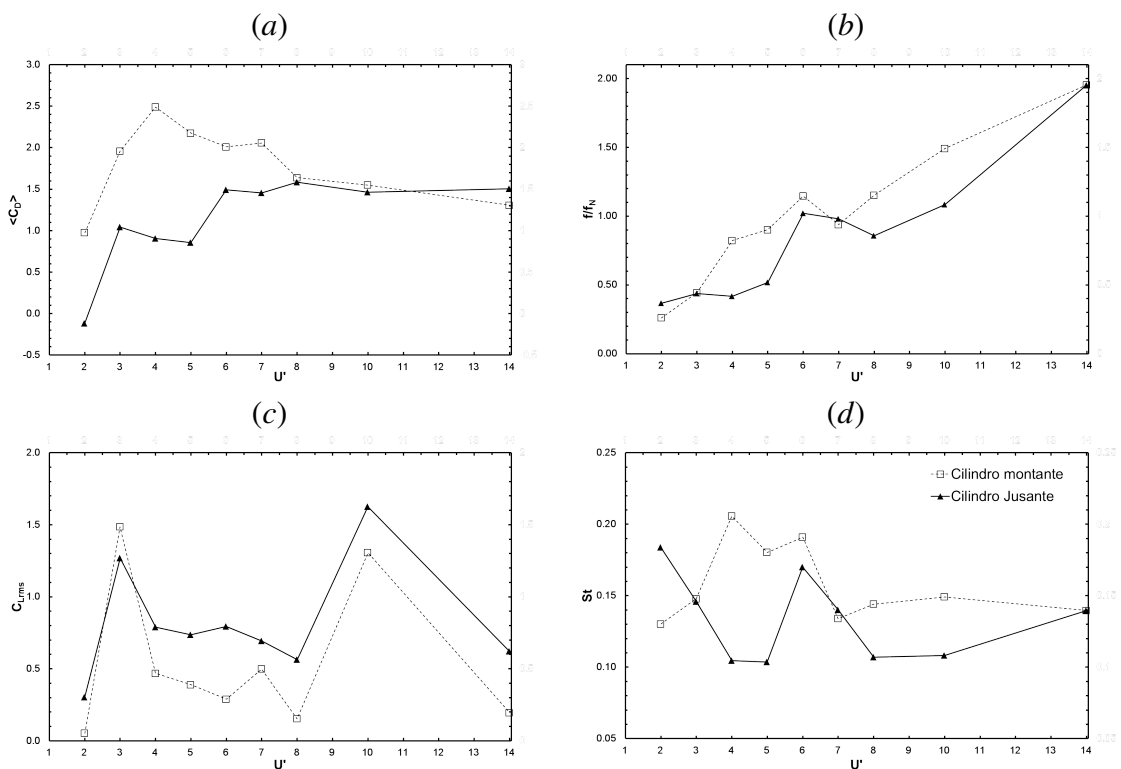


Figura 4.27: Vibração induzida pelo escoamento de dois cilindros alinhados ($ML_{xy} - JL_{xy}$, $Re = 300$, $S/D = 3,5$, $m^* = 1$, $\zeta = 0,007$). (a) $\langle C_D \rangle$; (b) f/f_n ; (c) C_{Lrms} ; (d) St .

4.2.3 Análise comparativa e conclusões parciais

A partir dos resultados da verificação, considera-se que o código, com a reformulação da equação de Poisson, fornece valores satisfatórios da resposta da estrutura, em função da velocidade reduzida, para números de Reynolds associados a escoamentos bidimensionais. Neste sentido, e baseado nos resultados de cilindros fixos em *tandem*, considera-se que o código pode ser utilizado para investigar a resposta dinâmica para outras faixas dos parâmetros de maior influência como: U' , S/D , m^{**} e ζ .

Encontrou-se que inserir mais um grau de liberdade facilita a interação entre os cilindros e modifica substancialmente a amplitude da região de *lock-in*, as amplitudes de oscilação máximas (ao intensificar o *galloping*) e a frequência dominante da esteira, entre outros efeitos.

Fixando o número de Reynolds em $Re = 200$ e unicamente variando o número de graus de liberdade de cada cilindro, foi encontrado que:

- Na região de *lock-in*, A_y foi maior para cilindros com dois graus de liberdade, com uma diferença máxima de 0,72 no primeiro cilindro e 0,40 no segundo cilindro. Fora do *lock-in* as amplitudes A_y para ambos os casos estiveram muito próximas;
- em cilindros com 1 *gdl* as curvas de U' vs St e f/f_n coincidem para ambos os cilindros. Enquanto que para 2 *gdl* o segundo cilindro se aproxima mais da região de interferência (Figura 2.16) e seus parâmetros St e f/f_n começam a ter comportamentos flutuantes em relação a U' ;
- o intervalo no qual o $\langle C_{D2} \rangle$ é menor do que o $\langle C_{D1} \rangle$, passou de $2 \leq U' \leq 5$ para 1 *gdl*, a $2 \leq U' \leq 8$ para 2 *gdl*;
- o C_{Lrms} do segundo cilindro mostrou uma dependência quase nula para $U' \leq 6$ e 2 *gdl*, enquanto que o C_{Lrms} do segundo cilindro em 1 *gdl* teve uma dependência mais forte em todo o intervalo de U' testado.

Para os caso de 2 *gdl* ($ML_{xy} - JL_{xy}$) e número de Reynolds $Re = 200$, os resultados mostram que:

- Na região de *lock-in* ($6 \leq U' \leq 8$) existe uma transição de um modo de vibração no qual a vibração longitudinal tem três ou quatro extremos por ciclo e a vibração transversal só dois, para outro modo no qual ambas vibrações têm dois extremos locais por ciclo. Portanto, a transição realmente ocorre no modo de vibração longitudinal. Porém, para $U' = 4$ há quatro pontos com derivada nula, na curva da trajetória, e quatro com derivada infinita, indicando um modo de vibração que não acontece para nenhum outro valor de velocidade reduzida;
- no segundo cilindro, as amplitudes A_y e A_x (Figuras 4.18a e 4.18b, respectivamente) são da mesma ordem na região de *lock-in*. Embora, A_y é consideravelmente maior do que A_x fora do *lock-in* ($4 > U' > 8$);
- no primeiro cilindro as amplitudes A_x foram da ordem de metade das amplitudes A_y , e foram praticamente nulas para $U' \geq 10$. Os deslocamentos em y (y/D) estão em antefase com os deslocamentos em x (x/D) para a maioria das velocidades reduzidas;
- o fenômeno de *galloping* está associado a menores frequências de oscilação do que o fenômeno de ressonância, e acontece para maiores velocidades reduzidas (baixas frequências de oscilação natural);
- pode-se afirmar que o primeiro cilindro está submetido unicamente ao fenômeno de ressonância, enquanto que o segundo cilindro apresenta superposição dos fenômenos de ressonância e *galloping*;
- Para $U' > 4$ há uma maior amplitude de oscilação transversal do segundo cilindro, em relação ao primeiro, devido à ativação do fluxo entre o espaçamento;
- para $U' > 10$ (ou seja, estruturas muito flexíveis e com baixa frequência natural) a frequência de desprendimento de vórtices é próxima do sistema com cilindros fixos;
- o grau de liberdade longitudinal permite que os cilindros se aproximem, o que causa um efeito de sucção, que se traduz em um aumento da força de arrasto sob o primeiro cilindro e uma diminuição na força de arrasto sob o segundo cilindro na região de *lock-in* (Figura 4.20a).

Fixando o Re em 300 e variando o número de graus de liberdade de cada cilindro, foi encontrado que:

- a amplitude A_y foi maior para cilindros com dois graus de liberdade, para $U' \geq 5$, com uma diferença máxima de 1,20 no primeiro cilindro e 1,30 no segundo cilindro;
- o segundo cilindro no caso de 2 *gdl* apresenta um *galloping* intenso refletido em uma $A_y = 2,20$ para $U' = 14$, enquanto que para 1 *gdl* só é possível inferir uma ampliação do intervalo de *lock-in*;

Considerando ambos os cilindros com um grau de liberdade ($ML_y - JL_y$) e variando o número de Reynolds, as principais diferenças e semelhantes achadas foram:

- as amplitudes de oscilação transversal, na região de *lock-in*, são muito semelhantes entre os dois casos, mas, fora do *lock-in*, para $U' > 8$, as amplitudes de oscilação para $Re = 300$ foram maiores. Isto indica que com o aumento do Re , o *galloping* foi mais intenso em quanto a ressonância foi praticamente igual;
- para $Re = 200$, o intervalo de *lock-in*, identificado no plano $U' - f/f_n$, é mais amplo ($5 \leq U' \leq 8$) do que para $Re = 300$ ($4 \leq U' \leq 5$). Além disso, o St do caso com $Re = 300$ é maior, para $U' \geq 3$, do que para o caso com $Re = 200$.
- para $Re = 300$ o $\langle C_{D2} \rangle$ permanece menor que o $\langle C_{D1} \rangle$ para $U' < 6$ (Figura 4.24a), enquanto que para $Re = 200$ o mesmo aconteceu para $U' < 5$ (Figura 4.16a). Para U' maiores a estes valores, o $\langle C_D \rangle$ de ambos os cilindros se estabiliza em valores maiores quanto maior seja o número de Reynolds;
- em vista que a região de *lock-in* para $Re = 300$ é mais estreita, o C_{Lrms2} tem se estabilizou rapidamente para $U' > 4$ e o C_{Lrms1} para $U' > 10$.

Contrário ao caso de $Re = 200$ e 2 *gdl*, os resultados para $Re = 300$ e 2 *gdl* mostram um crescimento monótono nos espaçamentos relativos entre os cilindros, à medida que a velocidade reduzida cresce. Para $Re = 300$ e $U' = 10$ o espaçamento relativo mínimo em x foi menor do

que a unidade e, ainda que no presente trabalho não aconteceu colisão entre cilindros, o risco de colisão nesta região é apreciável.

Para $Re = 200$ e velocidade reduzida $U' > 10$, o $\langle C_D \rangle$ de ambos os cilindros em VIV (com $1\ gdl$ ou $2\ gdl$) se estabilizou em valores próximos ao valor de um cilindro fixo isolado. Para $1\ gdl$, o C_{Lrms2} tende a se estabilizar em valores 50% maiores do que para o caso de um cilindro fixo isolado, enquanto que para $2\ gdl$, o C_{Lrms2} tende a se estabilizar em valores 30% maiores do que para o caso de um cilindro fixo isolado. O C_{Lrms1} é quase nulo para $U' > 10$ (para $1\ gdl$ e $2\ gdl$). Neste mesmo intervalo de U' , o St a jusante dos cilindros em VIV foi menor em relação a um cilindro fixo isolado.

A curva de amplitude (também chamada de curva de resposta) e de razão de frequências têm uma importante aplicação prática no projeto de estruturas que irão interagir com outras estruturas vizinhas.

Em forma geral, o segundo cilindro teve uma oscilação transversal menor, em relação ao primeiro, unicamente para $U' = 4$ (para $Re = 300$ e $ML_{xy} - JL_{xy}$, o efeito também aconteceu para $U' = 5$). Os resultados permitiram inferir que, esta queda na amplitude de oscilação está estreitamente ligada à fase entre os deslocamentos dos cilindros, sendo que para estas velocidades reduzidas a esteira do primeiro cilindro confina o segundo controlando suas oscilações.

Capítulo 5

Conclusões e recomendações

5.1 Conclusões

O presente trabalho foi motivado pela carência de estudos envolvendo dois cilindros alinhados com o escoamento principal e submetidos a vibração induzida por vórtices (*VIV*). Neste sentido, este trabalho foi focado no estudo do fenômeno de *VIV*, para o espaçamento crítico $(S/D)_c$ entre os centros dos cilindros, no qual os coeficientes de força e o número de Strouhal apresentam descontinuidades. Assim, o objetivo geral desta pesquisa foi analisar numericamente o comportamento bidimensional das estruturas formadas no escoamento e o fenômeno de Vibração Induzida por Vórtices (*VIV*, *Vortex Induced Vibration*) e Vibração Induzida pelo Escoamento (*FIV*, *Flow-Induced Vibration*).

Levando em consideração o objetivo geral desta pesquisa, conclui-se que o código computacional *Incompact3d* conseguiu identificar satisfatoriamente a região de transição do escoamento, associada ao espaçamento crítico $(S/D)_c$. Esta afirmação está baseada em diferenças nos coeficientes de força menores a 4% em relação a outras pesquisas. Como produto da análise de resultados realizada para cilindro fixos, as principais conclusões foram:

- À medida que o número de Reynolds aumenta, o espaçamento crítico entre os centros dos cilindros diminui. O espaçamento crítico $(S/D)_c$ passa de $3,5 < (S/D)_c < 4,0$ para $Re = 100$ a $2,5 < (S/D)_c < 3,0$ para $Re = 300$.
- Para espaçamentos $S/D < (S/D)_c$ todos os parâmetros comparados (St , $\langle C_D \rangle$ e C_{Lrms}

), tanto para o primeiro cilindro quanto para o segundo, foram menores do que no caso análogo de cilindro isolado.

- Embora o número de Strouhal, para $S/D > (S/D)_c$, estabilizou-se rapidamente no valor associado ao cilindro isolado, os coeficientes de força foram mais sensíveis especialmente para espaçamentos próximos do crítico. Assim, o $\langle C_D \rangle$ e o C_{Lrms} , principalmente do segundo cilindro, tiveram valores máximos para S/D entre um e dois diâmetros maiores do que o crítico. Considera-se que isto está relacionado a que, para $S/D \approx (S/D)_c$, a esteira de montante tem uma energia que ainda não foi suficientemente influenciada pela dissipação viscosa e é capaz de se transferir ao segundo cilindro, em forma de quantidade de movimento, amplificando os coeficientes de força.
- Identificou-se que o coeficiente de arrasto médio do cilindro de montante ($\langle C_{D1} \rangle$), para todas as separações, foi maior do que o do cilindro de jusante ($\langle C_{D2} \rangle$), enquanto que o comportamento do C_{Lrms} foi inverso ($C_{Lrms1} < C_{Lrms2}$). Portanto, o segundo cilindro ainda apresenta influência da esteira despreendida a montante, para todas as velocidades reduzidas testadas.
- A partir de separações maiores que a crítica, espera-se que a esteira comece a formar estruturas tridimensionais no escoamento, o que, em especial para $Re > 200$, gera aumento na energia dos vórtices transversais e portanto superestimação dos coeficientes investigados.

Em cilindros submetidos à Vibração Induzida por Vórtices e à Vibração Induzida pelo Escoamento, o código Incompact3d demonstrou ser uma poderosa ferramenta que permite ser acoplada a modelos estruturais massa-mola. Do mesmo modo, a formulação da equação de Poisson para n cilindros móveis, proposta neste trabalho, teve resultados satisfatórios na verificação e na aplicação, obtendo uma adequada representação de fenômenos de ressonância e *galloping*.

Uma vez que os fenômenos de ressonância e *galloping* foram ativados, os casos com dois graus de liberdade ($ML_{xy} - JL_{xy}$) sempre foram mais críticos, em termos de amplitudes de oscilação transversal ao escoamento principal (A_y), do que os casos com um grau de liberdade

($ML_y - JL_y$). Esta diferença, entre cilindros com um grau de liberdade (1 *gdl*) e dois (2 *gdl*), aumenta com o aumento do Re .

Para cilindros com 2 *gdl*, as magnitudes da amplitude longitudinal de oscilação (A_x) sempre foram menores do que as amplitudes transversais (A_y), mas nunca foram desprezíveis (especialmente no *lock-in*). Além disso, todos os cenários estudados mostraram uma queda abrupta de A_y do segundo cilindro para $U' = 4$, que marcou a mudança do modo de vibração e foi o ponto onde A_y do cilindro de jusante foi menor que a de montante (para $Re = 300$ e 2 *gdl* este fenômeno também aconteceu em $U' = 5$).

Fixando o número de Reynolds $Re = 200$ e unicamente variando o número de graus de liberdade de cada cilindro, foi encontrado, em termos de amplitudes de oscilação, que na região de *lock-in*, A_y foi maior para cilindros com dois graus de liberdade, com uma diferença máxima de 0,72 no primeiro cilindro e 0,40 no segundo cilindro. Fora do *lock-in*, as amplitudes A_y para 1 *gdl* e 2 *gdl* estiveram muito próximas.

Para os caso com 2 *gdl* ($ML_{xy} - JL_{xy}$) e $Re = 200$, os resultados mostram que:

- Na região de *lock-in* ($6 < U' < 8$) existe uma transição de um modo de vibração com frequência de vibração em x maior da frequência de vibração em y , para outro modo no qual as duas frequências são iguais;
- no segundo cilindro, as amplitudes A_y e A_x (Figuras 4.18a e 4.18b, respectivamente) são da mesma ordem na região de *lock-in*, embora, as amplitudes A_y sejam muito mais importantes em $U' = 3$ e $U' > 8$.
- no primeiro cilindro, as amplitudes A_x foram da ordem de metade das amplitudes A_y , e foram praticamente nulos para $U' \geq 10$;
- o fenômeno de *galloping* parece estar associado a menores frequências de oscilação do que o fenômeno de ressonância.

Fixando o número de Reynolds $Re = 300$ e variando o número de graus de liberdade de cada cilindro, foi encontrado que:

- a amplitude A_y foi maior para cilindros com dois graus de liberdade, para $U' \geq 5$, com uma diferença máxima de 1,2 no primeiro cilindro e 1,31 no segundo cilindro;

- o segundo cilindro, no caso de 2 *gdl* apresenta um *galloping* intenso refletido em uma amplitude $A_y = 2,20$ para $U' = 14$, enquanto que para 1 *gdl* só é possível inferir uma ampliação do intervalo de *lock-in*.

Contrário ao caso de $Re = 200$ e 2 *gdl*, os resultados para $Re = 300$ e 2 *gdl* mostram um aumento monótono dos espaçamento relativo entre os cilindros, à medida que a velocidade reduzida cresce. Para $Re = 300$ e $U' = 10$, o espaçamento relativo mínimo em x foi menor do que a unidade e, ainda que no presente trabalho não aconteceu colisão entre cilindros, o risco de colisão nesta região é apreciável.

Considerando ambos os cilindros com um grau de liberdade ($ML_y - JL_y$) e variando o número de Reynolds, as principais diferenças e semelhantes achadas foram:

- as amplitudes de oscilação transversal, na região de *lock-in*, são muito semelhantes entre os dois casos, mas, fora do *lock-in*, para $U' > 8$, as amplitudes de oscilação para $Re = 300$ foram maiores. Isto indica que com o aumento do Re , o *galloping* foi mais intenso, enquanto a ressonância permanece igual;
- para $Re = 200$, o intervalo de *lock-in* identificado no plano $U' - f/f_n$, é mais amplo ($5 \leq U' \leq 8$) do que para $Re = 300$ ($4 \leq U' \leq 5$). Além disso, o St do caso com $Re = 300$ é sempre maior para $U' \geq 3$ do que para o caso com $Re = 200$.

Para $Re = 200$ e velocidade reduzida $U' > 10$, o $\langle C_D \rangle$ de ambos os cilindros em *VIV* (com 1 *gdl* ou 2 *gdl*) se estabilizou em valores próximos ao valor de um cilindro fixo isolado. Para 1 *gdl*, o C_{Lrms2} tende a se estabilizar em valores 50% maiores do que para o caso de um cilindro fixo isolado, enquanto que para 2 *gdl*, o C_{Lrms2} tende a se estabilizar em valores 30% maiores do que para o caso de um cilindro fixo isolado. O C_{Lrms1} é quase nulo para $U' > 10$ (para 1 *gdl* e 2 *gdl*). Neste mesmo intervalo de U' , o St a jusante dos cilindros em *VIV* foi menor em relação a um cilindro fixo isolado.

5.2 Recomendações

O presente trabalho foi focado no estudo da influência de parâmetros governantes como o Re , o S/D e a U' (dentro de intervalos de transição da esteira) na resposta dinâmica de dois

cilindros inicialmente alinhados com o escoamento principal. Neste sentido, e visando motivar futuras pesquisas na área, propõem-se as seguintes recomendações:

1. fazer uma avaliação mais detalhada do aparente comportamento linear dos fenômenos de ressonância e *galloping*, evidenciado na superposição de efeitos, visando avaliar abordagens mais simplificadas que permitam obter respostas desacopladas de cada fenômeno para depois acoplá-las a partir de superposição;
2. analisar detalhadamente a influência de diferentes perfis de velocidade de aproximação, condições de contorno e iniciais;
3. realizar simulações tridimensionais, mediante bibliotecas de programação paralela através da troca de mensagens como MPI (*Message Passing Interface*) ou as novas versões da linguagem FORTRAN chamadas de *High Performance Fortran (HPF)*, para números de Reynolds na transição da esteira ($Re \approx 200$), e para valores da ordem de 10^3 e 10^4 ;
4. para os mesmos parâmetros adimensionais do presente estudo, simular para os caso com velocidade reduzida $U' > 14$, especialmente aqueles em que o *galloping* foi intenso ($Re = 300$ e $ML_{xy} - JL_{xy}$);
5. definir razões de massa e parâmetros estruturais de casos de aplicação específicos e avaliar a resposta dinâmica do sistema em comparação com métodos desacoplados (solução do escoamento independente da solução dinâmica);
6. estudar a influência de parâmetros como a razão de bloqueio, a intensidade da turbulência e a rugosidade relativa em arranjos do tipo $ML_{xy} - JL_{xy}$;
7. avaliar a aplicabilidade de outros métodos de fronteiras imersas em cilindros circulares e para outras geometrias;
8. para cilindros com alta razão de aspecto, realizar um acoplamento com um modelo estrutural de cilindros flexíveis que permita a implementação de diferentes condições de contorno nos extremos da estrutura;

9. no item anterior, estabelecer diferenças na resposta ao se introduzir a escoamento à superfície livre;
10. analisar a influência nas amplitudes de oscilação para cilindros móveis com supressores como: carenagem e/ou placa plana de diferentes tamanhos;
11. a partir das equações deduzidas neste trabalho, para o caso de n cilindros, validar e estudar casos com baterias de cilindros, visando aplicações em reatores nucleares, trocadores de calor, vegetação e outros tipos de cenários aplicáveis na engenharia.

Referências Bibliográficas

- [1] AGRAWAL, A., DJENIDI, L., AND ANTONIA, R. A. Investigation of flow around a pair of side-by-side square cylinders using the lattice-boltzman method. *Computers and Fluids* **35** (2006), 1093–1107.
- [2] ALAM, M. M., MORIYA, M., TAKAI, K., AND SAKAMOTO, H. Fluctuating fluid force acting on two circular cylinders in a tandem arrangement at a subcritical reynolds number. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **91** (2003), 139–154.
- [3] ALLEN, D. W., AND HENNING, D. L. Vortex-induced vibration current tank tests of two equal-diameter cylinders in tandem. *J. Fluids and Structures*. **17** (2003), 767–781.
- [4] ALLEN, M. P., AND TILDESLEY, D. J. *Computer Simulation of Liquid*. Oxford University Press, Clarendon, 1987.
- [5] ASSI, G. R. S., MENEGHINI, J. R., ARANHA, J. A. P., BEARMAN, P. W., AND CASAPRIMA, E. Experimental investigation of flow-induced vibration interference between two circular cylinders. *J. Fluids and Structures*. **22** (2006), 819–827.
- [6] BEARMAN, P. Vortex shedding from oscillating bluff bodies. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **16** (1984), 195–222.
- [7] BEARMAN, P. W. On vortex shedding from a circular cylinder in the critical reynolds number regime. *J. Fluid Mech.* **37** (1969), 557–585.
- [8] BIERMANN, D., AND HERRNSTEIN, W. H. The interference between struts in various combinations. *National Advisory Committee for Aeronautics* **468** (1934).

- [9] BLEVINS, R. D. *Flow-Induced Vibrations*, vol. 1. 2. ed Van Nostrand Reinhold, 1990, pp. 43–103.
- [10] BLEVINS, R. D. Models for vortex-induced vibration of cylinders based on measured forces. *J. Fluids Engine.* **131** (2009), 101203–1.
- [11] BLEVINS, R. D., AND COUGHRAM, C. S. Experimental investigation of vortex-induced vibration in one and two dimensions with variable mass, damping, and reynolds number. *J. Fluids Engine.* **131** (2009), 1–7.
- [12] BOKAIAN, A., AND GEOOLA, F. Proximity-induced galloping of two interfering circular cylinders. *J. Fluid Mech.* **146** (1984), 417–449.
- [13] BOKAIAN, A., AND GEOOLA, F. Wake-induced galloping of two interfering circular cylinders. *J. Fluid Mech.* **146** (1984), 383–415.
- [14] BORAZJANI, I., GE, L., AND SOTIROPOULOS, F. Curvilinear immersed boundary method for simulating fluid structure interaction with complex 3d rigid bodies. *J. Comp. Phys.* **227** (2008), 7587–7620.
- [15] BORAZJANI, I., AND SOTIROPOULOS, F. Vortex-induced vibrations of two cylinders in tandem arrangement in the proximity wake interference region. *J. Fluid Mech.* **621** (2009), 321–364.
- [16] BRANKOVIC, M. *Vortex-induced vibration attenuation of circular cylinders with low mass and damping*. PhD thesis, University College of Londo, London - UK., 2004.
- [17] BRIKA, D., AND LANEVILLE, A. The flow interaction between a stationary cylinder and a downstream flexible cylinder. *J. Fluids and Structures.* **13** (1999), 579–606.
- [18] CARMO, B. S., ASSI, G. R. S., AND MENEGHINI, J. R. Numerical simulation of the flow-induced vibration of a circular cylinder subjected to wake interference. In *IUTAM Symposium on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibration*. (Kampur - India, 2011), pp. 5–8.
- [19] CARMO, B. S., AND MENEGHINI, J. R. Numerical investigation of the flow around two circular cylinders in tandem. *J. Fluids Engine.* **22** (2006), 979–988.

- [20] CARMO, B. S., MENEGHINI, J. R., AND SHERWIN, S. J. Possible states in the flow around two circular cylinders in tandem with separations in the vicinity of the drag inversion spacing. *Phys. Fluids* **22** (2010), 054110.
- [21] CARMO, B. S., MENEGHINI, J. R., AND SHERWIN, S. J. Secondary instabilities in the flow around two circular cylinders in tandem. *J. Fluid Mech.* **2644** (2010), 395–431.
- [22] CARMO, B. S., SHERWIN, S. J., BEARMAN, P. W., AND WILLDEN, R. H. J. Wake transition in the flow around two circular cylinders in staggered arrangements. *J. Fluid Mech.* **597** (2008), 1–29.
- [23] CARMO, B. S., SHERWIN, S. J., BEARMAN, P. W., AND WILLDEN, R. H. J. Study of the flow-induced vibration of the downstream cylinder in a tandem arrangement. In *VII Escola de Primavera em Transio e Turbulncia*. (Ilha Solteira, 2010), pp. 217–344.
- [24] CARMO, B. S., SHERWIN, S. J., BEARMAN, P. W., AND WILLDEN, R. H. J. Flow-induced vibration of a circular cylinder subjected to wake interference at low reynolds number. *J. Fluids Engine.* **27** (2011), 503–522.
- [25] CHEN, L., TU, J. Y., AND YEOH, G. H. Numerical simulation of turbulent wake flows behind two side-by-side cylinders. *J. Fluids Engine.* **18** (2003), 387–403.
- [26] DA MANHÃ. CEEE (COMPANHIA ESTADUAL DE ENERGIA ELÉTRICA), D. Linhas de transmissão rio grande do sul. <http://diariodamanhapelotas.com.br/site/cee-incia-\\inspecao-aerea-em-58-mil-quilometros-de-linhas-de-transmissao/>, 2014.
- [27] EASTOP, T. D., AND TURNER, J. R. Air flow around three cylinders at various pitch-to-diameter ratios for both a longitudinal and transverse arrangement. *Journal of Chemical Engineering Research and Design* **102** (1982), 166–173.
- [28] EDAMOTO, K., AND KAWAHARA, M. Finite element analysis of two- and three-dimensional flows around square columns in tandem arrangement. *Int. J. Numer. Methods Fluids* **28** (1998), 95–112.

- [29] FACCHINETTI, B. L., LANGRE, E., FONTAINE, E., BONNET, P. A., ETIENNE, S., AND BIOLLEY, F. Viv of two cylinders in tandem arrangement: Analytical and numerical modeling. In *International Offshore and Polar Engineering Conference*. (Kampur - India, 2002).
- [30] FENG, C. C. The measurement of vortex-induced effects in flow past stationary and oscillating circular and d-section cylinder. Master's thesis, University of British Columbia. Vancouver, BC, Canada, 1968.
- [31] FUJARRA, A. L. C. *Estudos experimentais e analíticos das vibrações induzidas pela emissão de vórtices em cilindros flexíveis e rígidos*. PhD thesis, Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, São Paulo - Brasil., 2002.
- [32] GIORIA, R. S., JABARDO, P. J. S., CARMO, B. S., AND MENEGHINI, J. R. Vortex-induced vibration of two circular cylinders at low reynolds number. *J. Fluids and Structures*. **25** (2009), 731–741.
- [33] GOVARDHAN, R. N., AND WILLIAMSON, C. H. K. Modes of vortex formation and frequency response for a freely-vibrating cylinder.. *J. Fluid Mech.* **420** (1999), 85–130.
- [34] GUERREIRO, C. B. P. Resolução numérica das equações de navier-stokes com esquemas de diferenças finitas de quarta ordem. Master's thesis, Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Instituto de Matemática. Programa de Ps-Graduação em Matemática Aplicada, Porto Alegre, 2000.
- [35] GUILMINEAU, E., AND QUEUTEY, P. A numerical simulation of vortex shedding from an oscillating circular cylinder. *J. Fluids and Structures*. **16** (2002), 773–794.
- [36] HORI, E. Experiments on flow around a pair of parallel circular cylinders. In *Proceeding 9th Japan National Congress for Applied Mechanics*. (Tokyo - Japan, 1959), pp. 231–234.
- [37] HOVER, F. S., TECHET, A. H., AND TRIANTAFYLLOU, M. S. Forces on oscillating uniform and tapered cylinders in crossflow. *J. Fluid Mech.* **363** (1998), 97–114.

- [38] HOVER, F. S., AND TRIANTAFYLLOU, M. S. Galloping response of a cylinder with upstream wake interference. *J. Fluids and Structures*. **15** (2001), 503–512.
- [39] HUERA-HUARTE, F. J., AND BEARMAN, P. W. Vortex and wake-induced vibrations of a tandem arrangement of two flexible circular cylinders with near wake interference. *J. Fluids and Structures*. **27** (2011), 193–211.
- [40] HUHE, A., TATSUNO, M., AND TANEDA, S. Visual studies of wake structure behind two cylinders in tandem arrangement. In *Reports of Research Institute for Applied Mechanics*. (Kyushu University, 1985), vol. XXXII, p. 99.
- [41] IGARASHI, T. Characteristics of the flow around two circular cylinders arranged in tandem (1st report). *Bulletin of the Japan Society of Mechanicals Engineers* **24** (1981), 323–331.
- [42] IGARASHI, T. Characteristics of the flow around two circular cylinders arranged in tandem (second report, unique flow phenomenon at small spacing). *Bulletin of the Japan Society of Mechanicals Engineers* **27** (1984), 2380–2387.
- [43] IMAICHI, K. Preprint for jsme. *Bulletin of the Japan Society of Mechanicals Engineers* **734-5** (1973), 104–106.
- [44] JAUVTIS, N., AND WILLIAMSON, H. K. The effect of two degrees of freedom on vortex-induced vibration at low mass and damping. *J. Fluid Mech.* **509** (2004), 23–62.
- [45] JESTER, W., AND KALLINDERIS, Y. Numerical study of incompressible flow about fixed cylinder pairs. *J. Fluids and Structures*. **17** (2003), 561–577.
- [46] KARNIADAKIS, G. E., AND TRIANTRAFYLLOU, G. S. Three-dimensional dynamics and transition to turbulence in the wake of bluff objects. *J. Fluid Mech.* **238** (1992), 1–30.
- [47] KHALAK, A., AND WILLIAMSON, C. H. K. Dynamics of a hydroelastic cylinder with very low mass and damping. *J. Fluids and Structures*. **10** (1996), 455–472.
- [48] KHALAK, A. E., AND WILLIAMSON, C. H. K. Motions, forces and mode transitions in vortex-induced vibrations at low mass-damping. *J. Fluids and Structures*. **10** (1999), 455–472.

- [49] KITAGAWA, T., AND OHTA, H. Numerical investigation of flow patterns for staggered cylinder pairs in cross-flow. *J. Fluids Engine.* **20** (2005), 533–554.
- [50] KITAGAWA, T., AND OHTA, H. Numerical investigation on flow around circular cylinders in tandem arrangement at a subcritical reynolds number. *J. Fluids and Structures.* **24** (2008), 680–699.
- [51] KIYA, M., ARIE, M., TAMURA, H., AND MORI, H. Vortex shedding from two circular cylinders in staggered arrangement. *J. Fluids Engine.* **60a** (1980), 359–363.
- [52] KUMAR, G. V. S., PERUMAL, D. A., AND DASS, A. K. Numerical simulation of fluid flow of two tandem circular cylinders using lattice boltzmann method. In *IUTAM Symposium on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibration*. (Kampur - India, 2011), pp. 183–186.
- [53] LAIZET, S., AND LAMBALLAIS, E. High-order compact schemes for incompressible flows: A simple and efficient method with quasi-spectral accuracy. *J. Comp. Phys.* **228** (2009), 5989–6015.
- [54] LAIZET, S., LAMBALLAIS, E., AND VASSILICOS, J. C. A numerical strategy to combine high-order schemes, complex geometry and massively parallel computing for dns of fractal generated turbulence. *Journal Computers and Fluids* **39** (2010), 471–484.
- [55] LAIZET, S., AND LI, N. Incompact3d: A powerful tool to tackle turbulence problems with up to $o(10^5)$ computational cores. *Int. J. Numer. Methods Fluids* **67** (2011), 1735–1757.
- [56] LELE, S. Compact finite difference schemes with spectral-like resolution. *J. Comp. Phys.* **103** (1992), 16–42.
- [57] LI, J., CHAMBAREL, A., DONNEAUD, M., AND MARTIN, R. Numerical study of laminar flow past one and two circular cylinders. *Computers and Fluids* **19** (1991), 155–170.
- [58] LIN, J., JIANG, R., CHEN, Z., AND KU, X. Poiseuille flow-induced vibrations of two cylinders in tandem. *J. Fluids and Structures.* **40** (2013), 70–85.

- [59] LJUNGKRONA, L., NORBERG, C., AND SUNDÉN, B. Free-stream turbulence and tube spacing effects on surface pressure fluctuations for two tubes in an in-line arrangement. *J. Fluids Engine.* **5** (1991), 701–727.
- [60] LJUNGKRONA, L., AND SUNDÉN, B. Flow visualization and surface pressure measurement on two tubes in an inline arrangement. *Experimental Thermal and Fluid Science* **6** (1993), 15–27.
- [61] LUGT, H. J. *Vortex Flow in Nature and Technolgy*. John Wiley and Sons., United States of America, 1983. 305p.
- [62] MENEGHINI, J. R. Mecânica de geração e desprendimento de vórtices no escoamento ao redor de cilindros. In *III Escola de Primavera em Transição e Turbulência*. (Florianópolis, 2002), pp. 217–344.
- [63] MENEGHINI, J. R., AND BEARMAN, P. W. Numerical simulation of high amplitude oscillatory flow about a circular cylinder. *J. Fluids and Structures.* **9** (1995), 435–455.
- [64] MENEGHINI, J. R., SALTARA, F., SIQUEIRA, C. L. R., AND FERRARI JR, J. A. Numerical simulation of flow interference between two circular cylinders in tandem and side-by-side arrangements. *J. Fluids Engine.* **15** (2001), 327–350.
- [65] MITTAL, S., AND KUMAR, V. Flow-induced oscillations of two cylinders in tandem and staggered arrangements. *J. Fluids and Structures.* **15** (2001), 717–736.
- [66] MIZUSHIMA, J., AND SUEHIRO, N. Instability and transition of flow past two tandem circular cylinders. *Phys. Fluids* **17** (2005), 104107.
- [67] MOE, G., AND WU, Z. J. The lift force on a cylinder vibrating in a current. *J. Fluids and Structures.* **112** (1990), 297–303.
- [68] MOIN, P. *Fundamentals of Engineering Numerical Analysis*. Cambridge University Press, Stanford University, 2001. 209p.
- [69] MUNSON, B. R. *Fundamentals of Fluid Mechanics*. John Wiley and Sons., United States of America, 1994. 804p.

- [70] MUSSA, A., ASINARI, P., AND LUO, L. Lattice boltzmann simulations of 2d laminar flows past two tandem cylinders. *J. Comp. Phys.* **228** (2009), 983–999.
- [71] NG, C. W., AND KO, N. W. M. Flow interaction behind two circular cylinders of equal diameter: a numerical study. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **54-55** (1995), 277–287.
- [72] NORBERG, C. An experimental investigation of the flow around circular cylinder: influence of aspect ratio. *J. Fluid Mech.* **258** (1994), 287–316.
- [73] NORBERG, C. Fluctuating lift on a circular cylinder: review and new measurements. *J. Fluids and Structures.* **17** (2002), 57–96.
- [74] OHYA, Y. O., OKAJIMA, A., AND HAYASHI, M. *Encyclopedia of Fluid Mechanics Aerodynamics and Compressible Flow, cap: Wake interference and vortex shedding*, vol. 8. Gulf Publishing Company, Houston, USA, 1989, pp. 322–389.
- [75] PALAU-SALVADOR, G., STOESSER, T., AND RODI, W. Les of the flow around two cylinders in tandem. *J. Fluids Engine.* **18** (2008), 1304–1312.
- [76] PAPAIOANNOU, G. V., YUE, D. K. P., TRIANTAFYLLOU, M. S., AND KARNADAKIS, G. E. On the effect of spacing on the vortex-induced vibrations of two tandem cylinders. *J. Fluids and Structures.* **24** (2008), 833–854.
- [77] PARNAUDEAU, P., AND D. HEITZ, E. LAMBALLAIS., AND SILVESTRINI, J. H. *Combination of the immersed boundary method with compact schemes for DNS of flows in complex geometry*. Kluwer academic publishers., 2003, p. 10p.
- [78] PARNAUDEAU, P., CARLIER, J., DOMINIQUE, D., AND LAMBALLAIS, E. Experimental and numerical studies of the flow over a circular cylinder at reynolds number 3900. *Phys. Fluids* **20** (2008), 085101–085101.
- [79] PINTO, L. *Análise por simulação numérica direta do escoamento ao redor de um cilindro submetido a vibração induzida por vórtices*. PhD thesis, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre - Rio Grande do Sul., 2012.

- [80] PINTO, L. C. Análise por simulação numérica do desprendimento de vórtices de um cilindro circular em movimento forçado. Master's thesis, Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Instituto de Pesquisas Hidráulicas. Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, Porto Alegre, 2008.
- [81] POL, V. On relaxational oscillations. *Philosophical Magazine* **7** (1926), 978–992.
- [82] PRASANTH, T. K., AND MITTAL, S. Vortex-induced vibration of two circular cylinders at low reynolds number. *J. Fluids and Structures*. **25** (2009), 731–741.
- [83] RIBEIRO, P. Desprendimento de vórtices e controle em esteira de cilindros por simulação numérica direta. Master's thesis, Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Instituto de Pesquisas Hidráulicas. Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, Porto Alegre, 2002.
- [84] ROSHKO, A. Experiments on the flow past a circular cylinder at very high reynolds number. *J. Fluid Mech.* **10** (1961), 345–356.
- [85] RUSCHEWEYH, H. P. Aeroelastic interference effects between slender structures. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **14** (1983), 129–140.
- [86] SARPKAYA, T. Vortex-induced oscillations a selective review. *J. Applied Mech.* **46** (1979), 241–258.
- [87] SARPKAYA, T. Hydrodynamic damping, flow-induced oscillations, and biharmonic response. *Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering* **117** (1995), 232–238.
- [88] SHARMAN, B., LIEN, F. S., DAVIDSON, L., AND NORBERG, C. Numerical predictions of low reynolds number flows over two tandem circular cylinders. *Int. J. Numer. Methods Fluids* **47** (2005), 423–447.
- [89] SHEARD, G. J., HOURIGAN, K., AND THOMPSON, M. C. Computations of the drag coefficients for low-reynolds-number flow past rings. *J. Fluid Mech.* **526** (2005), 257–275.
- [90] SHIELS, D., LEONARD, A., AND ROSHKO, A. Flow-induced vibration of a circular cylinder at limiting structural parameters. *J. Fluids and Structures*. **15** (2001), 3–21.

- [91] SLAOUTI, A., AND STANSBY, K. Flow around two circular cylinders by the random-vortex method. *J. Fluids and Structures*. **6** (1992), 641–670.
- [92] SONG, L., AND SONG, F. Regimes of vortex shedding from an in-line oscillating circular cylinder in the uniform flow. *Chinese Journal of Mechanics Press 19* (2003), 118–126.
- [93] STAPPENBELT, B., AND LALJI, F. Vortex-induced vibration super-upper response branch boundaries. *International Journal of Offshore and Polar Engineering* **509** (2008), 23–62.
- [94] STREETER, V. L. *Handbook of Fluid Dynamics, cap: Section 11: Separation and stall.*, vol. 1. McGraw-Hill Book Company, London, 1961, pp. 1–40.
- [95] SUMER, B. M., AND FREDSE, J. *Hydrodynamics around Cylindrical Structures*. World Scientific Publishing, London, 1997. 530p.
- [96] SUMNER, D. Two circular cylinder in cross-flow: A review. *J. Fluids and Structures*. **26** (2010), 849–899.
- [97] VANDIVER, J. K. Damping parameters for flow-induced vibration. *J. Fluids and Structures*. **35** (2012), 105–119.
- [98] VITOLA, D. M. V. *Influência de um Contorno Plano Sobre o Desprendimento de vórtices ao redor de um cilindro circular*. PhD thesis, Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Instituto de Pesquisas Hidráulicas. Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, Porto Alegre., 2006.
- [99] WILLIAMSON, C. H. K. Defining a universal and continuous strouhal-reynolds number relationship for the laminar vortex shedding of a circular cylinder. *Phys. Fluids* **31** (1988), 2742–2744.
- [100] WILLIAMSON, C. H. K. Vortex dynamics in the cylinder wake. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **28** (1996b), 477–539.
- [101] WILLIAMSON, C. H. K., AND GOVARDHAN, R. Vortex induced vibrations. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **36** (2004), 413–455.

- [102] WILLIAMSON, C. H. K., AND ROSHKO, A. Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder. *J. Fluids and Structures*. **2** (1988), 355–381.
- [103] XU, G., AND ZHOU, Y. Strouhal numbers in the wake of two inline cylinders. *Experiments in Fluids* **37** (2004), 248–256.
- [104] ZDRAVKOVICH, M. M. Review of flow interference between two circular cylinders in various arrangement. *J. Fluids Engine.* **99** (1977), 618–633.
- [105] ZDRAVKOVICH, M. M. Classification of flow-induced oscillations of two parallel circular cylinders in various arrangement. In *Symposium on Flow-Induced Vibration (ASME publication)*. (New Orleans - United States, 1984), pp. 1–18.
- [106] ZDRAVKOVICH, M. M. Flow induced oscillations of two interfering circular cylinders. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **101** (1985), 511–521.
- [107] ZDRAVKOVICH, M. M. The effects of interference between circular cylinder in cross flow. *J. Fluids and Structures*. **1** (1987), 239–61.
- [108] ZDRAVKOVICH, M. M. Review of interference-induced oscillations in flow past two parallel circular cylinders in various arrangements. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **101** (1988), 511–521.
- [109] ZDRAVKOVICH, M. M. *Flow around circular cylinders. A Comprehensive Guide Through Flow Phenomena, Experiments, Applications, Mathematical Models, and Computer Simulations*, vol. 1. Oxford University Press, 1997, p. 672p.
- [110] ZDRAVKOVICH, M. M. *Flow around circular cylinders. A Comprehensive Guide Through Flow Phenomena, Experiments, Applications, Mathematical Models, and Computer Simulations*. Oxford University Press, 2003.
- [111] ZHOU, Y., AND YIU, W. Flow structure, momentum and heat transport in a two-tandem-cylinder wake. *J. Fluid Mech.* **548** (2006), 17–48.