

**ESCOLA POLITÉCNICA
UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO**

GUSTAVO ROQUE DA SILVA ÁSSI

**ESTUDO EXPERIMENTAL DO EFEITO DE
INTERFERÊNCIA NO ESCOAMENTO AO REDOR
DE CILINDROS ALINHADOS**

**DISSERTAÇÃO APRESENTADA À ESCOLA POLITÉCNICA DA UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO PARA OBTENÇÃO DO TÍTULO DE MESTRE EM ENGENHARIA**

Orientador: Prof. Dr. Julio Romano Meneghini

SÃO PAULO, 16 DE DEZEMBRO DE 2005

GUSTAVO ROQUE DA SILVA ÁSSI

**ESTUDO EXPERIMENTAL DO EFEITO DE
INTERFERÊNCIA NO ESCOAMENTO AO REDOR
DE CILINDROS ALINHADOS**

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

Área de Concentração:
**Engenharia Mecânica
Energia e Fluidos**

Orientador:
Prof. Dr. Julio Romano Meneghini

SÃO PAULO

2005

Contato:
g.assi@usp.br
gustavo.assi@gmail.com

FICHA CATALOGRÁFICA

Ássi, Gustavo Roque da Silva
Estudo experimental do efeito de interferência no escoamento
ao redor de cilindros alinhados / G.R.S. Ássi. -- São Paulo, 2005.
250 p.

Dissertação (Mestrado) - Escola Politécnica da Universidade
de São Paulo. Departamento de Engenharia Mecânica.

1.Interferência em corpos rombudos 2.Vibrações induzidas
pelo escoamento 3.Cilindro oscilando em base elástica
I.Universidade de São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de
Engenharia Mecânica II.t.

Aos meus pais, Denise e Jéder,
por me ensinarem, antes de tudo, qual
é o verdadeiro princípio da sabedoria.

16 de dezembro de 2005

“Quem na concha de sua mão mediu as águas e tomou a medida dos céus a palmos? Quem recolheu na terça parte de um efa o pó da terra e pesou os montes em romana e os outeiros em balança de precisão? Quem guiou o Espírito do SENHOR? Ou, como seu conselheiro, o ensinou? Com quem tomou ele conselho, para que lhe desse compreensão? Quem o instruiu na vereda do juízo, e lhe ensinou sabedoria, e lhe mostrou o caminho de entendimento?

Eis que as nações são consideradas por ele como um pingô que cai de um balde e como um grão de pó na balança; as ilhas são como pó fino que se levanta. Com quem comparareis a Deus? Ou que coisa semelhante confrontareis com ele? Acaso, não sabeis? Porventura, não ouviste? Não vos tem sido anunciado desde o princípio? Ou não atentastes para os fundamentos da terra? Ele é o que está assentado sobre a redondeza da terra, cujos moradores são como gafanhotos; é ele quem estende os céus como cortina e os desenrola como tenda para neles habitar; é ele quem reduz a nada os príncipes e torna em nulidade os juizes da terra. Levantai ao alto os olhos e vede. Quem criou estas coisas? Aquele que faz sair o seu exército de estrelas, todas bem contadas, as quais ele chama pelo nome; por ser ele grande em força e forte em poder, nem uma só vem a faltar.

Não sabes, não ouviste que o eterno Deus, o SENHOR, o Criador dos fins da terra, nem se cansa, nem se fatiga? Não se pode esquadrinhar o seu entendimento. Faz forte ao cansado e multiplica as forças ao que não tem nenhum vigor. Os jovens se cansam e se fatigam, e os moços de exaustos caem, mas os que esperam no SENHOR renovam as suas forças, sobem com asas como águias, correm e não se cansam, caminham e não se fatigam.”

Livro do Profeta Isaías, capítulo 40, versos: 12-15, 18, 21-23, 26, 28-31.

Agradeço,

Ao Deus Supremo, dono de toda a ciência, que soberanamente nos sujeita o domínio responsável de toda a sua criação!

Aos meus pais, Jéder e Denise, pelo lar que construíram e os esforços dedicados em nossa educação. Que este trabalho também seja uma realização de seus sonhos.

Aos meus irmãos, Leonardo, Larissa e Karen, por tomarem parte nas alegrias de todas as nossas vitórias.

À Lilian, minha esposa, bênção de Deus que completa minha vida.

Ao caro professor e amigo Julio Romano Meneghini, orientador deste estudo, pela confiança em meu trabalho e incentivo neste início de carreira.

Aos outros professores e doutores que contribuíram com sua experiência: José A. P. Aranha, Celso P. Pesce, Clóvis A. Martins, André L. C. Fajarra, Fábio Saltara, José Lopez, Roberto Ramos, Jorge Baliño, Jairson de Lima, Karl Burr, Oscar B. Augusto, Kazuo Nishimoto, Linilson Padovese, Peter W. Bearman, John R. Chaplin, Charles H. K. Williamson, Masa Brankovic, Francisco Huera Huarte.

Aos queridos colegas de pós-graduação: Fernando Torres, Ricardo Flatschard, Alessandro Lima, Bruno Carmo, Paulo Jabardo, Rafael Gioria, Rafael Tanaka, Pedro Lavinias, Fernanda Takafugi, Rosianita Balena, Leandro Cunha, Leonídio Buk, Eduardo Raupp, Carlos Rocha, Iago Barbeiro.

Aos amigos, Mestre José Guilherme Campetela e Márcio Firmino, que auxiliaram no projeto e construção dos equipamentos e às amigas, Ivone Margarido e Zuleide Silva, pela preciosa ajuda em todos os momentos.

Aos “experimentais” alunos de iniciação científica: Walter, Patrick, Pedro, Daniel, Flavio, Ivan, João Paulo, Henrique, Lucas, Daniel e Marcel.

À FAPESP, Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo, pelas bolsas de iniciação científica e mestrado concedidas nos últimos cinco anos. Às instituições FINEP e Petrobras, que financiaram parte deste projeto.

Um agradecimento singelo à Vienna Superautomática, por tornar longas as minhas curtas noites nestes últimos dias.

RESUMO

Esta Dissertação de Mestrado apresenta um estudo experimental sobre os efeitos de interferência das vibrações induzidas pelo escoamento ao redor de cilindros rígidos livres para oscilar transversalmente ao escoamento fluido. Primeiramente, justifica a necessidade de pesquisas experimentais dentro do contexto prático da engenharia offshore, que motiva este trabalho. Apresenta uma revisão bibliográfica sobre escoamentos ao redor de corpos rombudos seguida de uma síntese sobre vibrações induzidas pelo escoamento. Destacam-se as oscilações causadas por VIV – Vibrações Induzidas por Vórtices e “galloping” como os fenômenos até o momento atribuídos às excitações de um cilindro isolado e um par de cilindros alinhados com o escoamento.

Apresenta a metodologia experimental empregada, descrevendo a aplicação de bases elásticas fletoras com um grau de liberdade. Introduce as técnicas experimentais e de tratamento de sinais utilizadas e faz rápidas considerações sobre a realização de ensaios nos dois canais de água circulante onde os experimentos foram conduzidos. Os resultados apresentados, discutidos e comparados envolvem: medições da resposta dinâmica em amplitude e frequência dominante de oscilação; medição instantânea do ângulo de fase entre a força fluida e o deslocamento do cilindro e do ângulo de fase entre as oscilações de dois cilindros; e medições da dinâmica da esteira com PIV. Os arranjos de cilindros estudados são: cilindro isolado; par alinhado com cilindro à montante oscilando; par alinhado com cilindro à jusante oscilando; e par alinhado com ambos os cilindros oscilando. Todas as configurações analisadas em detalhes possuem baixo parâmetro de massa $m^* \approx 2$ e baixíssimo parâmetro de amortecimento $\zeta \approx 0,01$. Os espaçamentos entre os centros dos cilindros alinhados variam entre $2,0 < S/D < 5,6$. A faixa de velocidade reduzida analisada está entre $0 < U^* < 13$.

Um cilindro isolado apresentou resposta típica de VIV com os três ramos de resposta (inicial, superior e inferior) identificados. O fenômeno de intermitência do ângulo de fase instantâneo foi verificado nas regiões de transição. Os modos 2S e 2P de emissão de vórtices foram identificados com PIV. Estes dados mostraram boa concordância com outros experimentos da literatura e serviram de referência para as demais comparações deste texto. A resposta de um cilindro oscilando à montante de outro fixo também apresentou comportamento típico de VIV. Conclui-se que o primeiro cilindro não sofre efeito de interferência do cilindro à jusante para os espaçamentos e velocidades analisados.

Os principais efeitos de interferência ocorrem para um cilindro oscilando à jusante de outro fixo. Este arranjo, foco deste estudo, não apresenta resposta típica de VIV, uma vez que a amplitude apresenta um ramo crescente após a faixa típica de sincronização. Também não apresenta resposta típica de excitação pura por galloping, já que a força fluida não está em fase com a velocidade do cilindro. Assim, denomina-se um novo fenômeno responsável por estas excitações que combina: captura da frequência de emissão e faixa de sincronização de VIV; e amplitude assintoticamente crescente típica da resposta de galloping. Trata-se das WIV – Vibrações por Interferência da Esteira. Quando ambos os cilindros estão livres para oscilar, o cilindro à montante continua apresentando resposta típica de VIV, enquanto o segundo cilindro responde com ramos descontínuos também excitados por WIV.

Por fim, conclui-se que não é conveniente chamar de “excitações por galloping” os ramos crescentes nas configurações de interferência. Entende-se que esta resposta esteja sendo excitada pelos efeitos de interferência das esteiras formada entre os cilindros e despreendida no cilindro à jusante. Sugere-se que a nomenclatura Vibrações por Interferência da Esteira seja mais adequada à natureza dos fenômenos. As visualizações de PIV foram importantes para a verificação da redução do comprimento de formação de vórtices com o aumento do número de Reynolds, mostrando a necessidade de experimentos de interferência com Reynolds constante. Encerra-se o texto apresentando propostas para trabalhos futuros que continuem nesta linha de pesquisa.

Palavras chave: Vibração Induzida pelo Escoamento; efeitos de interferência; Vibração Induzida por Vórtices; galloping; Vibrações por Interferência da Esteira; par de cilindros alinhados.

ENGLISH ABSTRACT

This MSc Thesis presents an experimental study on flow-induced vibrations and interference effects around rigid circular cylinders free to oscillate transversally to the flow. Firstly, it justifies the real needs of an experimental approach within the context of offshore engineering, which motivates this project. After that, presents a review over bluff-bodies flows followed by some consideration concerning flow-induced vibrations. Special attention is found over the oscillations caused by VIV – Vortex-Induced Vibrations and galloping phenomena, which are attributed to excite either a single isolated cylinder or a pair of tandem interfering cylinders.

The experimental methodology is shown, describing the applications of elastic bases with one degree of freedom. Experimental techniques and signal analysis procedures are discussed considering the executions of these experiments in two water channel facilities. Presented, discussed and compared results involve: dynamic responses in amplitude and dominant oscillation frequency; instantaneous phase angle between fluid forces and cylinder displacement and phase angle between the two cylinders oscillations; and wake dynamics measurements and visualizations employing PIV technique. Cylinders are arranged as follow: single isolated cylinder; tandem pair with upstream one free to oscillate; tandem pair with downstream one free to oscillate; tandem pair with both cylinders free to oscillate. All carefully analyzed arrangements present low-mass parameter $m^* \approx 2$ and very low damping $\zeta \approx 0,01$. Gaps between cylinder centers vary through $2,0 < S/D < 5,6$. Reduced velocity range is comprised in $0 < U^* < 13$.

The isolated cylinder case presented a typical VIV response, with three identified branches (initial, upper and lower). The instantaneous phase angle intermittency phenomenon was observed in transition regions. The 2S and 2P vortex modes were verified by PIV technique. These data showed to be in accordance to other literature measurements and are employed as reference results for comparisons throughout this text. The dynamic response of a cylinder oscillating upstream a fixed one showed a typical VIV behavior. From this can be concluded that the downstream cylinder does not imply any interference phenomenon for analyzed gaps and velocities. On the other hand, major interference effects occur when a downstream cylinder is oscillating in the wake of another fixed one. This configuration, which is the focus of this study, does not show a typical VIV response, since amplitude curves present a crescent branch after the typical

synchronization regime. It does not either present a typical galloping excitation response, since the fluid forces are not in phase with the cylinder velocity. Thus, a new suggested name, WIV – Wake-Interference Vibrations, describes the phenomenon responsible for these excitations, which combines: lock-in of shedding frequency from VIV; and asymptotically crescent response from galloping-like excitations. When both cylinders are free to oscillate, the upstream one presents the typical VIV response, while the downstream one passes through three branches with discontinuities, excited by WIV.

Finally, it can be concluded that is not convenient to call “galloping excitation” these crescent branches for interference arrangements. It can be understood that the dynamic response is being excited by the interference effects from upstream wake and downstream cylinder vortices. The nomenclature Wake-Interference Vibrations is suggested to be more adequate to the nature of this phenomenon. In addition, PIV visualizations showed to be very important to certify that the formation length decreases while increasing Reynolds number, requiring interference experiments with constant Reynolds numbers. To conclude, some suggestions for future work in this research field are presented.

Key-words: Flow-Induced Vibrations; interference effects; Vortex-Induced Vibrations; galloping; Wake-Interference Vibrations; tandem circular cylinders.

SUMÁRIO

Resumo.....	I
English Abstract.....	III
Sumário.....	V
Apresentação.....	VIII
Lista de símbolos.....	X
Lista de abreviaturas e siglas.....	XII
Lista de figuras.....	XIII
Lista de tabelas.....	XX
CAPÍTULO 1: INTRODUÇÃO.....	1
1.1. Motivação.....	2
1.2. Enfoque da pesquisa experimental.....	6
1.3. Objetivos deste trabalho.....	7
CAPÍTULO 2: FENOMENOLOGIA.....	8
2.1. escoamento ao redor de corpos rombudos cilíndricos.....	8
<i>Escoamento perturbado.....</i>	8
<i>Forças fluidodinâmicas.....</i>	15
2.2. Geração e desprendimento de vórtices:.....	19
2.3. Esteira desenvolvida para cilindro isolado fixo.....	25
<i>Escoamento bidimensional.....</i>	25
<i>Escoamento tridimensional.....</i>	26
2.4. Esteira desenvolvida para cilindro isolado oscilando.....	31
2.5. Interferência no escoamento.....	35
2.6. Vibrações Induzidas pelo Escoamento.....	43
2.7. Vibrações Induzidas por Vórtices.....	50
2.8. Galloping induzido pela esteira.....	61
CAPÍTULO 3: EXPERIMENTOS.....	67
3.1. Escopo dos experimentos.....	67
<i>Resposta dinâmica da estrutura.....</i>	68
<i>Dinâmica da esteira.....</i>	69
3.2. Técnicas experimentais.....	71
<i>Visualização qualitativa de escoamento.....</i>	71
<i>Medição de velocidades no escoamento.....</i>	73
<i>Extensometria de estruturas.....</i>	83
<i>Sensor óptico de posição.....</i>	84
3.3. Aquisição e tratamento de sinais.....	87
<i>Sensores e condicionamento.....</i>	87

<i>Transformada de Hilbert</i>	89
3.4. Experimentos em canais de água	91
<i>Perfis de velocidade e turbulência</i>	92
<i>Efeito de blocagem</i>	94
3.5. Metodologia dos experimentos	95
<i>Base elástica fletora</i>	97
<i>Modelos de cilindros</i>	104
<i>Célula de carga</i>	105
CAPÍTULO 4: RESULTADOS EXPERIMENTAIS	109
4.1. Síntese: Cilindro isolado	109
<i>Resposta dinâmica em amplitude e frequência</i>	110
<i>Parâmetro combinado de massa-amortecimento</i>	122
4.2. Análise: Cilindro isolado $m^* \approx 2$	123
<i>Identificação dos ramos de resposta</i>	123
<i>Amplitude instantânea</i>	126
<i>Transição entre os ramos de resposta: histerese e intermitência</i>	128
<i>Dinâmica da esteira: modos de emissão de vórtices</i>	134
<i>Conclusão desta seção</i>	147
4.3. Síntese: Par alinhado: jusante oscilando	148
<i>Resposta dinâmica em amplitude e frequência</i>	148
<i>Conclusão desta seção</i>	155
4.4. Análise: Par alinhado: jusante oscilando $m^* \approx 2$	156
<i>Amplitude instantânea</i>	156
<i>Identificação dos ramos de resposta</i>	158
<i>Comparação com um cilindro isolado</i>	183
<i>Dependência do número de Reynolds</i>	184
<i>Conclusão desta seção</i>	191
4.5. Análise: Par alinhado: montante oscilando $m^* \approx 2$	192
<i>Comparação com um cilindro isolado</i>	192
<i>Resposta dinâmica em amplitude e frequência</i>	194
<i>Conclusão desta seção</i>	198
4.6. Análise: Par alinhado: ambos oscilando $m^* \approx 2$	199
<i>Resposta dinâmica em amplitude e frequência</i>	199
<i>Comparação com cilindro isolado</i>	209
<i>Comparação entre cilindros oscilando à jusante</i>	211
<i>Conclusão desta seção</i>	212
CAPÍTULO 5: CONCLUSÃO	214
5.1. Cilindro isolado	214

5.2. Interferência	215
<i>Par alinhado: montante oscilando</i>	<i>215</i>
<i>Par alinhado: jusante oscilando</i>	<i>215</i>
<i>Par alinhado: ambos oscilando</i>	<i>221</i>
5.3. Considerações Finais.....	222
5.4. Trabalhos futuros.....	223
REFERÊNCIAS	225
Referências citadas.....	225
Bibliografia Recomendada	229
APÊNDICE 1: CARACTERIZAÇÃO ANALÍTICA DA ESTEIRA DE VÓRTICES.....	231
Introdução.....	231
Solução analítica.....	231
<i>Solução para o vórtice viscoso isolado.....</i>	<i>232</i>
<i>A esteira de vórtice potencial.....</i>	<i>233</i>
<i>A esteira de vórtice viscoso.....</i>	<i>234</i>
Método de avaliação do campo de velocidades.....	236
Comprovação experimental	238
<i>Circulação.....</i>	<i>239</i>
<i>Geometria da esteira.....</i>	<i>240</i>
<i>Velocidades</i>	<i>242</i>
Referências deste apêndice	245
APÊNDICE 2: DESENVOLVIMENTO DE UMA BASE ELÁSTICA DE BAIXO AMORTECIMENTO COM MANCAIS A AR COMPRIMIDO	246
Concepção	246
Aplicação neste trabalho.....	248
Referências deste apêndice	248
APÊNDICE 3: DESENVOLVIMENTO DE UM CANAL DE ÁGUA CIRCULANTE PARA EXPERIMENTOS EM DINÂMICA DOS FLUIDOS	249
Introdução.....	249
Canais e túneis experimentais	250
<i>Circuitos do escoamento</i>	<i>250</i>
<i>Elementos de um canal.....</i>	<i>254</i>
Canal Experimental do NDF	261
<i>Solução preliminar.....</i>	<i>261</i>
<i>Projeto atual</i>	<i>266</i>
<i>Verificação da seção de testes.</i>	<i>271</i>
Referências deste apêndice	276

APRESENTAÇÃO

Esta Dissertação de Mestrado está dividida em cinco capítulos. Primeiramente, no “Capítulo 1: Introdução”, o autor contextualiza o assunto do trabalho destacando os desafios encontrados atualmente na exploração de petróleo em águas profundas. As atuais metodologias para abordagem destes problemas da engenharia são sucintamente apresentadas, destacando-se a necessidade e importância da pesquisa experimental neste tópico. Neste momento, justifica-se a necessidade deste trabalho. Em seguida, são apresentados de maneira clara os objetivos propostos neste estudo.

No “Capítulo 2: Fenomenologia” são apresentados os conceitos chave para a familiarização do leitor e compreensão do restante do texto. É definido o escoamento ao redor de corpos rombudos, destacando-se o fenômeno de geração de vórtices e formação da esteira ao redor de cilindros. Considerações sobre as características da esteira ao redor de cilindros fixos e oscilando também são apresentadas. Trata-se do fenômeno de interferência no escoamento entre cilindros e, por fim, discute-se sobre as vibrações induzidas pelo escoamento com natureza nos fenômenos de vibrações induzidas por vórtices e galloping.

O “Capítulo 3: Experimentos” descreve a metodologia experimental empregada neste estudo. Inicia-se com a apresentação do plano de ensaios deste estudo. Na seqüência, são feitas considerações sobre as técnicas experimentais utilizadas e a realização de ensaios em canais e túneis experimentais. Considerações sobre aquisição, condicionamento e análise de dados também são rapidamente discutidas. Ao final, apresenta-se a descrição dos modelos de cilindros e bases elásticas construídos neste trabalho.

No “Capítulo 4: Resultados Experimentais” são apresentados e discutidos todos os resultados obtidos nos ensaios deste trabalho. Os gráficos de amplitude, frequência e ângulo de fase são comparados com resultados encontrados na literatura. Os casos especiais de cilindro isolado oscilando e cilindro oscilando à jusante de um cilindro fixo são analisados com maiores detalhes por estarem no foco deste estudo. Cada seção apresenta uma breve conclusão.

Finalmente, o “Capítulo 5: Conclusões” apresenta as conclusões e considerações finais do autor sobre este trabalho. Uma proposta para continuidade em trabalhos futuros também é encontrada neste capítulo.

A Dissertação ainda conta com três apêndices. O “Apêndice 1: Caracterização Analítica da Esteira de Vórtices” descreve um modelo proposto no final da década de 1950 para descrever analiticamente as características geométricas da esteira de vórtices formada à jusante de um cilindro fixo. Este antigo trabalho ilustra o contraste entre as primeiras técnicas experimentais e os atuais avanços aplicados no assunto.

O “Apêndice 2: Desenvolvimento de uma Base Elástica de Baixo Amortecimento com Mancais a Ar Comprimido” descreve sucintamente a construção de uma base elástica com baixo amortecimento para experimentos de vibrações induzidas pelo escoamento. Inicialmente, pretendia-se utilizar esta base neste estudo. Porém, seu projeto e construção ainda requerem aprimoramentos que estão em progresso. Contudo, este registro é válido para auxiliar nas próximas pesquisas do assunto.

Por fim, o “Apêndice 3: Desenvolvimento de um Canal de Água Circulante para Experimentos em Dinâmica dos Fluidos” descreve o projeto deste equipamento construído durante este trabalho. O apêndice comenta sobre os tipos de canais e túneis experimentais, sua necessidade e a metodologia empregada neste projeto. O Canal de Água Circulante é hoje a principal ferramenta experimental do NDF – Núcleo de Dinâmica e Fluidos – da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo.

LISTA DE SÍMBOLOS

Esta lista relaciona apenas os símbolos usados ao longo de todo o texto. Os símbolos utilizados em pequenas porções do texto (como em simples passagens matemáticas de equações, por exemplo) não são listados aqui, mas definidos à medida em que forem citados.

Re	Número de Reynolds
St	Número de Strouhal
Fr	Número de Froude
Sc	Número de Scruton
D	Diâmetro do cilindro
L	Comprimento do cilindro
L_w	Comprimento molhado do cilindro
S	Espaçamento entre os centros de dois cilindros alinhados
ρ	Massa específica do fluido
ν	Viscosidade cinemática do fluido
μ	Viscosidade dinâmica (absoluta) do fluido
U_∞	Velocidade do escoamento incidente ao longe
f_s	Frequência de emissão de vórtices
f_{s0}	Frequência de emissão de vórtices de um cilindro fixo
T_s	Período de emissão de vórtices
l_s	Comprimento de formação de vórtices
F	Força fluidodinâmica resultante
F_D	Força de arrasto
F_L	Força de sustentação
C_D	Coefficiente de arrasto
C_L	Coefficiente de sustentação
\mathbf{V}	Campo vetorial de velocidades
Γ	Circulação
Γ_s	Circulação liberada para a esteira
u_s, U_s	Velocidades no ponto de separação
\vec{n}, \vec{t}	Versores normal e tangente no ponto de separação
δ_{CL}	Espessura da camada limite
r	Coefficiente de correlação linear
L_r	Comprimento de correlação linear

m	Massa
m_{∇}	Massa do volume de água deslocado
m_a	Massa adicional
M_T	Massa de todos os componentes que oscilam com o cilindro
C_A	Coefficiente de massa adicional
C_{EA}	Coefficiente de massa adicional efetiva
c	Amortecimento estrutural
k	Constante de restauração elástica
f_{N0}	Frequência natural no vácuo [Hz]
ω_{N0}	Frequência natural no vácuo [rad/s]
T_{N0}	Período natural no vácuo
f	Frequência de oscilação
f_N	Frequência natural na água [Hz]
ω_N	Frequência natural na água [rad/s]
ω_N^d	Frequência natural amortecida
ϕ	Ângulo de fase entre a força fluida de excitação e o deslocamento
ψ	Ângulo de fase entre o deslocamento de dois cilindros oscilando
A^*	Amplitude reduzida
m^*	Parâmetro de massa
f^*	Frequência reduzida
ζ	Parâmetro de amortecimento
$(m^* \zeta)$	Parâmetro combinado de massa-amortecimento
S_G	Parâmetro de massa-amortecimento de Skop-Griffin
$\mathbf{H}\{x(t)\}$	Transformada de Hilbert de um sinal $x(t)$
$E(t)$	Amplitude instantânea ou envelope (envoltória) de um sinal
$\varphi(t)$	Ângulo de fase instantâneo de um sinal
$\phi(t)$	Diferença de fase instantânea entre dois sinais
TI	Intensidade de turbulência
CB	Coefficiente de blocagem
Δt	Intervalo entre capturas de PIV

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

USP	Universidade de São Paulo
EPUSP	Escola Politécnica da Universidade de São Paulo
NDF	Núcleo de Dinâmica e Fluidos da EPUSP
IC	Imperial College of Science, Technology and Medicine - Londres
IPT	Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Estado de São Paulo
UFRJ	Universidade Federal do Rio de Janeiro
SPAR	Plataforma offshore de casco cilíndrico. “Spar”, do inglês, significa mastro
TLP	“Tension-Leg Platform”, plataforma offshore tensionada por cabos submersos
FPSO	“Floating, Production, Storage and Off-loading vessel”
CFD	Dinâmica dos Fluidos Computacional, do inglês, “Computational Fluid Dynamics”
VIE	Vibrações Induzidas pelo Escoamento, do inglês: FIV – “Flow-Induced Vibrations”
VIV	Vibrações Induzidas por Vórtices, do inglês, VIV – “Vortex-Induced Vibrations”
WIV	Vibrações por Interferência da Esteira, do inglês, WIV – “Wake-Interference Vibrations”
HWA	Anemometria de Fio Quente, do inglês, “Hot-Wire Anemometry”
HFA	Anemometria de Filme Quente, do inglês, “Hot-Film Anemometry”
CTA	Anemometria de Temperatura Constante, do inglês, “Constant-Temperature Anemometry”
LDV	Velocimetria a Laser Doppler, do inglês, “Laser-Doppler Velocimetry”
PIV	Velocimetria por Imagens de Partículas, do inglês, “Particle-Image Velocimetry”

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1: Tipos de plataformas de petróleo onde se verifica a presença de elementos cilíndricos, como cabos e dutos sob a corrente em todas as configurações. Adaptado de www.modec.com .	3
Figura 1.2: Detalhe das linhas de amarração e dos risers de um poço de extração, uma plataforma semi-submersível e uma embarcação FPSO. Reproduzido de www.offshore-technology.com .	4
Figura 2.1: Esquema e visualizações do escoamento ao redor de um corpo afilado e um corpo rombudo. Destaque para a superfície do corpo rombudo exposta ao escoamento separado (em vermelho). Imagens reproduzidas de Van Dyke (1982).	9
Figura 2.2: Regiões de escoamento perturbado pela presença do corpo rombudo. Adaptado de Zdravkovich (1997).	10
Figura 2.3: Estágios da separação do escoamento e formação de bolhas de recirculação na esteira próxima. Visualizações reproduzidas de Van Dyke (1982).	11
Figura 2.4: Início da instabilidade da esteira em regime laminar. Adaptado de Batchelor (1967).	12
Figura 2.5: Esteira de vórtices de von Kármán para dois regimes de escoamento: laminar ($Re=140$) e turbulento ($Re=10^4$). Reproduzido de van Dyke (1982).	13
Figura 2.6: Relação entre o número de Strouhal e número de Reynolds. Extraído de Norberg (2000).	14
Figura 2.7: Comportamento dos coeficientes de pressão comparados com os regimes do escoamento e configurações de esteira. Curvas de $C \times Re$ adaptadas de Zdravkovich (1997).	16
Figura 2.8: Distribuição simétrica de pressão na parede de um cilindro com componente de sustentação nula. Identificação dos pontos C_{po} e C_{pb} .	17
Figura 2.9: Vorticidade concentrada na linha de interface entre duas correntes paralelas de direções opostas em um escoamento invíscido.	19
Figura 2.10: Perfil de velocidades indicando o crescimento da camada limite sobre a parede de uma placa plana.	20
Figura 2.11: Toda a circulação distribuída na esteira é gerada na camada limite e liberada no ponto de separação.	21
Figura 2.12: Modelo de alimentação de vorticidade na esteira. Gerrard (1966).	22
Figura 2.13: Mecanismo de geração e desprendimento de vórtice em meio ciclo de emissão para $Re = 500$. Reproduzido de Blackburn & Henderson (1999).	23
Figura 2.14: Interação entre camadas cisalhantes e geração de vórtices na região de formação de um cilindro para $10^3 < Re < 10^4$. Reproduzida de Saelim & Rockwell (2004).	24
Figura 2.15: Existência de uma esteira estável para uma ampla faixa de Reynolds. Adaptado de Williamson (1996b).	25
Figura 2.16: Esteira de vórtices tridimensional obtida com simulações numéricas. Modo A para $Re=195$ (esquerda); Modo B para $Re=270$ (direita). Reproduzida de Carmo (2005).	27
Figura 2.17: Efeitos tridimensionais na esteira. (esquerda) Transição entre os modos paralelo e oblíquo em $Re=64$. (direita) Formação de laços de vórtices (Modo A) e pares de vórtices (Modo B) na direção do escoamento para $Re=200$ e $Re=270$. Os cilindros estão na posição horizontal, na borda inferior das imagens. Reproduzido de Williamson (1996a).	27
Figura 2.18: Variação do número de Strouhal por Reynolds na faixa onde se iniciam os fenômenos tridimensionais (esquerda); e com as transições de modos associadas às descontinuidades (direita). Reproduzido de Williamson (1996a).	27
Figura 2.19: Coeficiente de correlação para pontos de tomada de pressão ao longo da geratriz de um cilindro para $10^4 < Re < 4 \times 10^4$. Adaptado de Ássi (2003a).	30
Figura 2.20: Mapa dos modos de emissão para um cilindro isolado sob oscilação forçada. Reproduzido de Williamson & Roshko (1988).	31
Figura 2.21: Modo de emissão 2P: (esquerda) visualização experimental de Williamson & Roshko (1988); e (direita) simulação numérica de Blackburn <i>et al.</i> (2000).	32
Figura 2.22: Modos de emissão: (esquerda) 2S; e (direita) P+S. Visualizações de Williamson & Govardhan (2004) e simulações numéricas de Meneghini & Bearman (1995).	32
Figura 2.23: Modos de emissão: (esquerda) 2T; e (direita) 2C. Medições experimentais com PIV adaptadas de Williamson & Govardhan (2004).	32

Figura 2.24: (esquerda) Cilindro isolado e configurações típicas de interferência: (centro) dois cilindros alinhados e (direita) dois cilindros posicionados lado a lado com o escoamento.	35
Figura 2.25: Espaçamento (“gap”) entre os centros de dois cilindros alinhados.	36
Figura 2.26: Variação do número de Strouhal em função do espaçamento S/D para dois cilindros alinhados fixo. $Re=6,5 \times 10^4$. Reproduzido de Alam <i>et al.</i> (2003).	37
Figura 2.27: (esquerda) Regimes de interferência em pares de cilindros alinhados. (Igarashi, 1981). (direita) Exemplo dos regimes de interferência no escoamento para $Re \approx 300$. (Carmo, 2005). Os regimes de interferência têm dependência com o espaçamento e Reynolds.	38
Figura 2.28: Estruturas do escoamento e formação de esteira na região entre dois cilindros alinhados e fixos. $Re = 1,0 \times 10^4$. Coluna à esquerda: campo de velocidades; coluna à direita: contornos de vorticidades. Reproduzido de Lin <i>et al.</i> (2002).	41
Figura 2.29: Formação da esteira próxima ao cilindro à jusante para dois cilindros alinhados e fixos. $Re = 1,0 \times 10^4$. Coluna à esquerda: campo de velocidades; coluna central: contornos de vorticidades para o vórtice desprendido acima; coluna à direita: contornos de vorticidades para o vórtice desprendido abaixo. Reproduzido de Lin <i>et al.</i> (2002).	42
Figura 2.30: Distribuição de pressão na parede de um cilindro (esquerda) com sustentação nula e (direita) com componente de sustentação.	44
Figura 2.31: Sistema de um cilindro oscilando com um grau de liberdade transversal.	45
Figura 2.32: Variação do campo de pressão na parede para aproximadamente um terço do ciclo de emissão de vórtices. Adaptado de Blevins (1990) e Meneghini (1993).	50
Figura 2.33: Amplitude de resposta para dois casos de cilindros rígidos oscilando transversalmente com $(m^*\zeta)$ distintos. Feng (1968): $m^* = 248$ e $(m^*\zeta) \approx 3,28$; Khalak & Williamson (1999): $m^*=10,1$ e $(m^*\zeta)=0,13$. Reproduzido de Khalak & Williamson (1999).	54
Figura 2.34: Curva de Griffin para o comportamento das amplitudes de VIV em função do parâmetro combinado de massa-amortecimento S_c . Reproduzido de Sarpkaya (2004).	54
Figura 2.35: Esquema dos modos de resposta para um cilindro rígido montado em base elástica. Atenção para a dependência dos parâmetros de massa e amortecimento e efeitos de transição entre os modos. Reproduzido de Khalak & Williamson (1999).	56
Figura 2.36: Ramos de resposta de amplitude em função do parâmetro combinado $(m^* + C_d) \zeta$. Adaptado de Fujarra (2002).	57
Figura 2.37: Mapa dos diversos modos de emissão de vórtices. Adaptado de Williamson & Govardhan (2004).	59
Figura 2.38: Modos de emissão e transição dentre os ramos de resposta. Adaptado de Williamson & Govardhan (2004).	60
Figura 2.39: Resposta do modelo matemático proposto por Bokaian (1989) para o fenômeno de galloping de um cilindro na esteira de outro à montante. As linhas contínuas representam regimes estáveis, enquanto as linhas tracejadas, instáveis. Reproduzido de Bokaian (1989).	63
Figura 2.40: Curvas de amplitude para um cilindro flexível oscilando à jusante de um rígido. Adaptado de Brika & Laneville (1999).	64
Figura 2.41: Resposta dinâmica para dois cilindros flexíveis oscilando alinhados com o escoamento. Adaptado de Laneville & Brika (1999).	65
Figura 3.1: Escopo dos ensaios experimentais.	67
Figura 3.2: Modo de emissão 2S para um cilindro fixo. Visualização qualitativa com tintura fluorescente. Reproduzido de Dalton <i>et al.</i> (2001).	72
Figura 3.3: (esquerda) Comparação entre os objetivos das técnicas experimentais; e (direita) amostragem típica dos sinais no tempo.	73
Figura 3.4: Comparação entre os resultados típicos esperados para a medição da velocidade na esteira de um cilindro empregando as técnicas de LDV, CTA e PIV.	74
Figura 3.5: (esquerda) Exemplo do sensor de um anemômetro de filme quente unidimensional empregado nas medições de velocidade deste trabalho; e (direita) detalhe de uma sonda de fio quente tridimensional. Adaptado de www.dantecmt.com	76

Figura 3.6: Circuito de controle de um sensor pelo método de temperatura constante (CTA).....	78
Figura 3.7: Esquema do princípio de funcionamento do PIV.....	80
Figura 3.8: (esquerda) Exemplo de uma captura (duas imagens separadas por dt); (direita) exemplo do pico de correlação cruzada para a área de interrogação marcada. Fonte: www.dantecmt.com.....	81
Figura 3.9: Escoamento médio: (esquerda) jato livre submerso na saída de um bocal; (direita) escoamento ao redor de uma placa plana. Ambos coloridos por magnitude de velocidade.....	82
Figura 3.10: Extensômetro instalado em uma lâmina da base fletora.....	84
Figura 3.11: Sensor óptico de posição construído com um tubo cilíndrico de alumínio com parede interna negra, quatro LDR ligados em ponte completa e um LED emissor de luz visível branca. Baixo custo e resolução de 0,1mm.....	86
Figura 3.12: Interface do programa de aquisição de dados desenvolvido para este trabalho.....	88
Figura 3.13: Exemplo da amplitude instantânea (envelope) calculada pela transformada de Hilbert.....	90
Figura 3.14: Canal de Água Circulante no laboratório do NDF/USP – São Paulo.....	92
Figura 3.15: Canal do NDF. Perfil de velocidades na seção transversal na posição dos ensaios deste estudo. Contornos de velocidades relativos à velocidade média do escoamento para 0,3m/s e 0,4m/s. Comprimento adimensionalizado pela largura da seção de testes 0,7m.....	93
Figura 3.16: Canal do NDF. Perfil de intensidade de turbulência na seção transversal na posição dos ensaios deste estudo. Contornos de intensidade de turbulência relativos à intensidade de turbulência média do escoamento para 0,3m/s e 0,4m/s. Comprimento adimensionalizado pela largura da seção de testes 0,7m.....	93
Figura 3.17: Base fletora com um par de lâminas na posição deslocada.....	97
Figura 3.18: Modelo de cilindro e base fletora montados na seção de testes dos canais.....	97
Figura 3.19: Base fletora com um par de lâminas montada na seção de testes do Canal Circulante do Imperial College – London.....	99
Figura 3.20: Exemplo de uma curva de calibração para base fletora.....	99
Figura 3.21: Carregamento combinado de momento e compressão em uma lâmina.....	101
Figura 3.22: (a) Bases fletoras duplas no arranjo para dois cilindros alinhados; (b) base fletora tripla para um cilindro isolado.....	101
Figura 3.23: Exemplos de ensaios de decaimento para uma base fletora tripla (FLET_tripla_A): (acima) decaimento em ar; e (abaixo) decaimento em água.....	102
Figura 3.24: Foto da célula de carga e seus elementos estruturais montada na base fletora tripla para dois cilindros alinhados. A base está na posição flexionada, deslocada para a esquerda.....	106
Figura 3.25: Base elástica com lâminas duplas montada com um cilindro rígido no laboratório do Imperial College.....	107
Figura 3.26: Base elástica com lâminas triplas montada com célula de carga e cilindro rígido no laboratório do NDF.....	108
Figura 3.27: (esquerda) Detalhe da base elástica tripla em uma posição levemente flexionada e (direita) detalhe da célula de carga e seus elementos estruturais.....	108
Figura 4.1: Exemplo de série temporal e critério para cálculo de A^*	110
Figura 4.2: Curvas de amplitude e frequência reduzidas para a base fletora FLET_tripla_D. Cilindro isolado oscilando com parâmetro de massa baixo.....	111
Figura 4.3: Curvas de amplitude e frequência reduzidas para a base fletora FLET_dupla_A. Cilindro isolado oscilando com parâmetro de massa baixo.....	112
Figura 4.4: Curvas de amplitude e frequência reduzidas para a base fletora FLET_tripla_E. Cilindro isolado oscilando com parâmetro de massa baixo.....	113
Figura 4.5: Curvas de amplitude e frequência reduzidas para a base fletora FLET_tripla_F. Cilindro isolado oscilando com parâmetro de massa intermediário.....	114
Figura 4.6: Curvas de amplitude e frequência reduzidas para a base fletora FLET_dupla_B. Cilindro isolado oscilando com parâmetro de massa intermediário.....	115
Figura 4.7: Curvas de amplitude e frequência reduzidas para a base fletora FLET_dupla_C. Cilindro isolado oscilando com parâmetro de massa alto.....	116
Figura 4.8: Comparação entre as curvas de amplitude reduzida apresentadas anteriormente e dados coletados na literatura: Brankovic (2004) $m^* = 0,82$, $\zeta = 0,00015$, $(m^* \zeta) = 0,0001$	118

Figura 4.9: Comparação entre as curvas de amplitude reduzida apresentadas anteriormente e dados coletados na literatura: Hover & Triantafyllou (2001) $m^* = 3,0$, $\zeta = 0,013$, $(m^* \zeta) = 0,04$; Khalak & Williamson (1999) $m^* = 2,4$, $\zeta = 0,0058$, $(m^* \zeta) = 0,014$	119
Figura 4.10: Comparação entre as curvas de amplitude reduzida apresentadas anteriormente e dados coletados na literatura: Khalak & Williamson (1999) $m^* = 10,3$, $\zeta = 0,0016$, $(m^* \zeta) = 0,017$; Fujarra (2002) $m^* = 10,0$, $\zeta = 0,003$, $(m^* \zeta) = 0,03$	120
Figura 4.11: Comparação entre as curvas de amplitude e frequência reduzidas para três valores de m^* obtidos neste trabalho (já apresentados anteriormente).....	121
Figura 4.12: Curva de Griffin. Dados coletados deste trabalho e nova curva proposta por Govardhan & Williamson (2005): amplitude depende de Reynolds.	123
Figura 4.13: Identificação dos ramos de resposta para um cilindro isolado. Curvas de amplitude e frequência de oscilação reduzidas em função da velocidade reduzida para $m^* = 1,82$	124
Figura 4.14: Densidade espectral de potência de oscilação em função da velocidade reduzida para um cilindro isolado. Representação tridimensional da Figura 4.13.....	125
Figura 4.15: Critérios para amplitude máxima. Fenômeno de batimento, instabilidade e periodicidade do envelope de amplitude.....	126
Figura 4.16: Transição entre o ângulo de fase. Verificação com figuras de Lissajous.....	129
Figura 4.17: Transição entre o ângulo de fase. Variação do ângulo de fase em função da velocidade reduzida. Ângulo de fase instantâneo calculado pela transformada de Hilbert.....	132
Figura 4.18: Transição entre os ramos: histerese e intermitência. Transição intermitente entre os ângulos de fase. Khalak & Williamson (1999): $m^*=10,1$; $\zeta = 0,0013$	133
Figura 4.19: Ângulo de fase instantâneo e figuras de Lissajous para a série completa de velocidades para um cilindro isolado.....	133
Figura 4.20: Contornos de vorticidades para aproximadamente um ciclo de emissão de vórtices de um cilindro isolado e fixo. Intervalo entre as imagens de $0,2s$; $Re = 2050$, $f_s \approx 0,4Hz$, $T_s \approx 2,5s$. Identificação do modo 2S de emissão de vórtices.	135
Figura 4.21: Estimativa qualitativa da variação do comprimento de formação em função do número de Reynolds. Dois vórtices, emitidos em lados opostos, para cada valor de Re.	137
Figura 4.22: Dinâmica da esteira. Cilindro isolado oscilando transversalmente. $U^*=4,4$	139
Figura 4.23: Dinâmica da esteira. Cilindro isolado oscilando transversalmente. $U^*=4,5$	140
Figura 4.24: Dinâmica da esteira. Cilindro isolado oscilando transversalmente. $U^*=5,2$	141
Figura 4.25: Dinâmica da esteira. Cilindro isolado oscilando transversalmente. $U^*=5,9$	142
Figura 4.26: Dinâmica da esteira. Cilindro isolado oscilando transversalmente. $U^*=6,5$	143
Figura 4.27: Dinâmica da esteira. Cilindro isolado oscilando transversalmente. $U^*=7,4$	144
Figura 4.28: Dinâmica da esteira. Cilindro isolado oscilando transversalmente. $U^*=8,0$	145
Figura 4.29: Dinâmica da esteira. Cilindro isolado oscilando transversalmente. $U^*=8,6$	146
Figura 4.30: Curvas de amplitude e frequência reduzidas para a base fletora FLET_tripla_D. Dois cilindros alinhados, cilindro à jusante oscilando com parâmetro de massa baixo.	149
Figura 4.31: Curvas de amplitude e frequência reduzidas para a base fletora FLET_tripla_F. Dois cilindros alinhados, cilindro à jusante oscilando com parâmetro de massa intermediário.....	151
Figura 4.32: Curvas de amplitude e frequência reduzidas para a base fletora FLET_dupla_B. Dois cilindros alinhados, cilindro à jusante oscilando com parâmetro de massa intermediário.....	152
Figura 4.33: Comparação entre as curvas de amplitude reduzida apresentadas anteriormente e dados coletados na literatura: Hover & Triantafyllou (2001) $m^* = 3,0$, $\zeta = 0,04$, $(m^* \zeta) = 0,12$, $S/D = 4,75$. Dois cilindros alinhados, cilindro à jusante oscilando.	153

Figura 4.34: Curvas de amplitude reduzida e ângulo de fase para (esquerda) um cilindro oscilando à jusante de um cilindro fixo ($S/D = 4,75$); e (direita) um cilindro isolado oscilando. Adaptado de Hover & Triantafyllou (2001).	154
Figura 4.35: Comparação entre as curvas de amplitude e frequência parametrizadas pela massa reduzida. Cilindro oscilando à jusante de um cilindro fixo.	155
Figura 4.36: Séries temporais e amplitudes instantâneas para um cilindro oscilando à jusante de outro fixo. Critérios para amplitude máxima, média e mínima.	157
Figura 4.37: Curvas de amplitude, ângulo de fase e frequência em função da velocidade. Figuras de Lissajous e ângulo de fase instantâneo. Cilindro oscilando à jusante de um cilindro fixo com $S/D=2,0$	159
Figura 4.38: Ângulo de fase instantâneo e figuras de Lissajous para a série completa de velocidades. Cilindro oscilando à jusante de outro fixo com espaçamento $S/D=2,0$	161
Figura 4.39: Dinâmica da esteira. Cilindro à jusante oscilando. $S/D = 2,0$	163
Figura 4.40: Dinâmica da esteira. Cilindro à jusante oscilando. $S/D = 2,0$	164
Figura 4.41: Dinâmica da esteira. Cilindro à jusante oscilando. $S/D = 2,0$	165
Figura 4.42: Dinâmica da esteira. Cilindro à jusante oscilando. $S/D = 2,0$	166
Figura 4.43: Curvas de amplitude, ângulo de fase e frequência em função da velocidade. Figuras de Lissajous e ângulo de fase instantâneo. Cilindro oscilando à jusante de um cilindro fixo com $S/D=3,0$	168
Figura 4.44: Ângulo de fase instantâneo e figuras de Lissajous para a série completa de velocidades. Cilindro oscilando à jusante de outro fixo com espaçamento $S/D=3,0$	169
Figura 4.45: Dinâmica da esteira. Cilindro à jusante oscilando. $S/D = 3,0$	171
Figura 4.46: Dinâmica da esteira. Cilindro à jusante oscilando. $S/D = 3,0$	172
Figura 4.47: Dinâmica da esteira. Cilindro à jusante oscilando. $S/D = 3,0$	173
Figura 4.48: Dinâmica da esteira. Cilindro à jusante oscilando. $S/D = 3,0$	174
Figura 4.49: Curvas de amplitude, ângulo de fase e frequência em função da velocidade. Figuras de Lissajous e ângulo de fase instantâneo. Cilindro oscilando à jusante de um cilindro fixo com $S/D=4,0$	176
Figura 4.50: Ângulo de fase instantâneo e figuras de Lissajous para a série completa de velocidades. Cilindro oscilando à jusante de outro fixo com espaçamento $S/D=4,0$	177
Figura 4.51: Dinâmica da esteira. Cilindro à jusante oscilando. $S/D = 4,0$	179
Figura 4.52: Dinâmica da esteira. Cilindro à jusante oscilando. $S/D = 4,0$	180
Figura 4.53: Dinâmica da esteira. Cilindro à jusante oscilando. $S/D = 4,0$	181
Figura 4.54: Dinâmica da esteira. Cilindro à jusante oscilando. $S/D = 4,0$	182
Figura 4.55: Comparação entre as curvas de amplitude e frequência dominante de oscilação para um cilindro isolado e cilindros oscilando à jusante de outro fixo.	183
Figura 4.56: Contornos de vorticidade para um cilindro oscilando à jusante de um cilindro fixo.	185
Figura 4.57: Contornos de vorticidade para um cilindro oscilando à jusante de um cilindro fixo.	186
Figura 4.58: Dependência da amplitude pelo espaçamento com o número de Reynolds.	187
Figura 4.59: Dinâmica da esteira. Comparação entre três espaçamentos para $Re \approx 4,7 \times 10^3$	189
Figura 4.60: Dinâmica da esteira. Comparação entre três espaçamentos para $Re \approx 1,2 \times 10^4$	190
Figura 4.61: Comparação entre as curvas de amplitude e frequência dominante de oscilação para um cilindro isolado e cilindros oscilando à montante de outro fixo.	193
Figura 4.62: Curvas de amplitude e frequência reduzidas para a base fletora FLET_dupla_B. Dois cilindros alinhados, cilindro à montante oscilando, cilindro à jusante fixo. $S/D = 3,0$	194
Figura 4.63: Curvas de amplitude e frequência reduzidas para a base fletora FLET_dupla_B. Dois cilindros alinhados, cilindro à montante oscilando, cilindro à jusante fixo. $S/D = 4,0$	195
Figura 4.64: Curvas de amplitude e frequência reduzidas para a base fletora FLET_dupla_B. Dois cilindros alinhados, cilindro à montante oscilando, cilindro à jusante fixo. $S/D = 5,0$	196

Figura 4.65: Curvas de amplitude e frequência reduzidas para a base fletora FLET_dupla_B. Dois cilindros alinhados, cilindro à montante oscilando, cilindro à jusante fixo. $S/D = 5,6$	197
Figura 4.66: Curvas de amplitude, frequência e ângulo de fase entre os deslocamentos de dois cilindros alinhados oscilando com espaçamento $S/D=3,0$	200
Figura 4.67: Ângulo de fase instantâneo (entre as oscilações dos dois cilindros) e figuras de Lissajous para a série completa de velocidades. Fase ψ entre os deslocamentos dos dois cilindros oscilando com espaçamento $S/D=3,0$	201
Figura 4.68: Curvas de amplitude, frequência e ângulo de fase entre os deslocamentos de dois cilindros alinhados oscilando com espaçamento $S/D=4,0$	202
Figura 4.69: Ângulo de fase instantâneo (entre as oscilações dos dois cilindros) e figuras de Lissajous para a série completa de velocidades. Fase ψ entre os deslocamentos dos dois cilindros oscilando com espaçamento $S/D=4,0$	203
Figura 4.70: Curvas de amplitude, frequência e ângulo de fase entre os deslocamentos de dois cilindros alinhados oscilando com espaçamento $S/D=5,0$	205
Figura 4.71: Ângulo de fase instantâneo (entre as oscilações dos dois cilindros) e figuras de Lissajous para a série completa de velocidades. Fase ψ entre os deslocamentos dos dois cilindros oscilando com espaçamento $S/D=5,0$	206
Figura 4.72: Curvas de amplitude, frequência e ângulo de fase entre os deslocamentos de dois cilindros alinhados oscilando com espaçamento $S/D=5,6$	207
Figura 4.73: Ângulo de fase instantâneo (entre as oscilações dos dois cilindros) e figuras de Lissajous para a série completa de velocidades. Fase ψ entre os deslocamentos dos dois cilindros oscilando com espaçamento $S/D=5,6$	208
Figura 4.74: Comparação das curvas de amplitude e frequência entre um cilindro isolado e o cilindro à montante de um par alinhado onde ambos estão oscilando. Vários espaçamentos.	209
Figura 4.75: Comparação das curvas de amplitude e frequência entre um cilindro isolado e o cilindro à jusante de um par alinhado onde ambos estão oscilando. Vários espaçamentos.	210
Figura 4.76: Comparação entre as curvas de amplitude para um cilindro oscilando à jusante de um cilindro fixo e um cilindro oscilando à jusante de outro também oscilando.	212
Figura 5.1: (vermelho) Comportamento observado para um cilindro à jusante de outro fixo comparado à (azul) resposta típica de VIV de um cilindro isolado. Identificação de três ramos com tendências distintas. Curvas de frequência dependem do espaçamento crítico.	216
Figura 5.2: Existência de uma massa crítica ($m^*_{cr}=0,54$) para o fenômeno de VIV. Nos dois primeiros casos o parâmetro de massa está acima deste valor crítico, no terceiro, está abaixo. Reproduzido de Govardhan & Williamson (2000).	217
Figura 5.3: Dependência da frequência reduzida de com o parâmetro de massa. Associação com os ramos de resposta e efeito da massa crítica. Reproduzido de Govardhan & Williamson (2000).	219
Figura 5.4: Comportamento observado para um par de cilindros alinhados com interferência. Ambos os cilindros apresentam oscilação transversal.	222
Figura 5.5: Velocidade periférica de um vórtice viscoso isolado.	233
Figura 5.6: Esteira de vórtices idealizada; geometria e coordenadas.	234
Figura 5.7: Configuração da esteira de vórtices.	236
Figura 5.8: Espaçamento longitudinal adimensionalizado.	240
Figura 5.9: Espaçamento transversal h do trajeto dos vórtices na esteira.	241
Figura 5.10: Velocidade média total para $Re = 62$. Nesta figura, d representa o diâmetro D do cilindro e U_0 a velocidade do escoamento incidente.	243
Figura 5.11: Desvio padrão experimental da flutuação de velocidades para $Re = 62$. Nesta figura, d representa o diâmetro D do cilindro e U_0 a velocidade do escoamento incidente.	243
Figura 5.12: Contornos de vorticidades para as três condições simuladas por Flatschart (2001). $Re = 62$; $Re = 94$; $Re = 118$, respectivamente.	244

Figura 5.13: (pontos \diamond) Geometria das esteiras simuladas por Flatschart (2001); comparada aos (linhas contínuas) resultados experimentais de Schaefer e Eskinazi (1958).....	244
Figura 5.14: Esquema simplificado da base elástica com mancais a ar comprimido.	247
Figura 5.15: Base elástica com mancais a ar comprimido instalada na seção de testes do Canal de Água Circulante do NDF	247
Figura 5.16: Resposta dinâmica de VIV de um cilindro rígido isolado oscilando na base com mancais a ar comprimido: $m^* \approx 3,0$; $\zeta \approx 0,01$	248
Figura 5.17: Túneis experimentais de circuito aberto: (a) com propulsor axial à jusante da seção de testes e (b) com propulsor centrífugo à montante.....	251
Figura 5.18: Túnel de vento experimental de camada limite atmosférica (circuito aberto) Agrupamento de Vazão do Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Estado de São Paulo.....	251
Figura 5.19: Configurações mais comuns para Túneis de circuito fechado: (a) retorno simples, (b) retorno duplo e (c) retorno por anéis.....	252
Figura 5.20: (a) Canal de água utilizado para ensaios aerodinâmicos e (b) para ensaios de engenharia de pesca. Ambos são canais de circuito fechado vertical.	253
Figura 5.21: Modelo esquemático de um canal de água de circuito fechado e seus elementos.....	254
Figura 5.22: (esquerda) Ação das telas sobre a uniformidade do escoamento e (direita) da colméia sobre as velocidades transversais.....	257
Figura 5.23: Geometrias de aletas direcionadoras e suas respectivas perdas de carga adimensionalizadas. Reproduzido de Wang (1997).	258
Figura 5.24: Representação do projeto preliminar do Canal Experimental do NDF.....	262
Figura 5.25: Modelo da solução antiga em escala 1:4.....	263
Figura 5.26: Montagem dos cilindros em tandem na seção de testes do modelo em escala do canal. Ensaios para medição da esteira com PIV	264
Figura 5.27: Momento dos ensaios de PIV no canal em escala 1:4.....	264
Figura 5.28: Mapeamento do campo de velocidades na região da esteira de um cilindro isolado.	265
Figura 5.29: Mapeamento do campo de velocidades na esteira e região de interferência do escoamento ao redor de dois cilindros alinhados.	265
Figura 5.30: Representação do atual projeto do Canal de Água Circulante do NDF.	267
Figura 5.31: Foto do Canal de Água Circulante no Laboratório do NDF.....	268
Figura 5.32: Representação em vistas do canal de água circulante do NDF.	268
Figura 5.33: Simulações numéricas do escoamento (acima) bidimensional em duas geometrias de sorvedouros; (no centro) bidimensional nos trechos da contração, seção de testes e curvas; e (abaixo) tridimensional na contração.	269
Figura 5.34: Montagem do canal. Destaque do hélice de três pás do grupo propulsor.	270
Figura 5.35: Modelo do atual projeto do canal em escala 1:5. Experimentos em escala Reynolds e Froude.....	271
Figura 5.36: Perfil médio de velocidades ao longo da linha de centro vertical da seção de testes do Canal do NDF para quatro faixas de velocidades.	273
Figura 5.37: Variação da intensidade de turbulência com Reynolds no ponto central da seção de teste do canal. Intensidade média $TI = 0,022 \pm 0,004$	274
Figura 5.38: Perfil de velocidades no plano transversal da seção de testes. Contornos de velocidade relativos à velocidade média na seção.	275
Figura 5.39: Perfil de intensidade de turbulência no plano transversal da seção de testes. Contornos de intensidade de turbulência relativos à intensidade média na seção.	275

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1: Resultados experimentais e numéricos para St e Re .	15
Tabela 2.2: Síntese dos regimes de interferência classificados por Igarashi (1981).	38
Tabela 2.3: Exemplos de Vibrações Induzidas pelo Escoamento e suas naturezas.	43
Tabela 2.4: Parâmetros adimensionais.	46
Tabela 2.5: Parâmetros adimensionais combinados de massa-amortecimento.	49
Tabela 3.1: Plano dos ensaios experimentais realizados.	70
Tabela 3.2: Características das técnicas de medição de velocidades.	74
Tabela 3.3: Grandezas físicas analisadas e respectivos transdutores.	87
Tabela 3.4: Características da seção de testes dos canais experimentais.	91
Tabela 3.5: Parâmetros das bases fletoras.	103
Tabela 4.1: Faixa dos ramos de resposta.	126
Tabela 5.1: Instrumentação instalada no Canal de Água Circulante do NDF.	260

Capítulo 1: INTRODUÇÃO

Apesar de se mostrar um problema elementar da mecânica dos fluidos, o escoamento ao redor de corpos rombudos¹ apresenta um caráter desafiador devido a sua vasta aplicação na engenharia. Diversas estruturas se apresentam na forma de corpos rombudos imersos em escoamentos fluidos, por exemplo: pilares de pontes da engenharia civil; tirantes e longarinas de asas da engenharia aeronáutica; cabos de transmissão da engenharia de infra-estrutura elétrica; elementos externos de automóveis da engenharia automotiva; linhas de ancoragem da engenharia naval; plataformas e tubulações da engenharia “offshore”²; dentre muitas outras comumente encontradas no cotidiano.

Evidentemente, a simples compreensão dos fenômenos envolvidos no escoamento ao redor de um corpo rombudo não resulta em aplicações diretas à engenharia. O grande desafio está no entendimento da interação dinâmica entre o fluido e a estrutura, isto é, quais as peculiaridades deste tipo de escoamento que afetam significativamente os projetos estruturais da engenharia? Há muitos anos a Dinâmica dos Fluidos dedica estudos profundos na compreensão destes fenômenos em busca de respostas aplicáveis aos mais diversos problemas práticos. É mais uma prova de que um estudo fundamental de qualidade é a origem dos resultados essenciais para uma aplicação prática. Compreender os fenômenos fundamentais de interação entre fluido e estrutura significa contribuir para o desenvolvimento das mais diversas áreas da engenharia citadas anteriormente.

As estruturas cilíndricas são os modelos de corpos rombudos mais elementares, além de se mostrarem presentes na maioria das estruturas da engenharia. Deste modo, este trabalho, bem como grande parte da literatura do assunto, trata do estudo de cilindros sob os efeitos do escoamento.

¹ Conceito definido no próximo capítulo.

² Engenharia “offshore”, do inglês, abrange os sistemas oceânicos que estão afastados da costa. Por se tratar de um termo técnico comumente empregado, não será grafado entre aspas neste texto.

1.1. Motivação

A exploração de petróleo no país torna-se, cada vez mais, uma indústria estratégica fundamental para a autonomia e desenvolvimento sustentável da nação. Buscando auto-suficiência no abastecimento, o Brasil, liderado pela Petrobras³, partiu para a exploração das maiores reservas nacionais: as submersas em águas profundas. Tal dificuldade exigiu um avanço extraordinário da tecnologia brasileira, motivando e movimentando diversos setores tecnológicos adjacentes. Este esforço já rende resultados de sucesso e outros muito promissores, colocando o Brasil na posição mundialmente reconhecida como um dos maiores produtores de petróleo em águas profundas.

Um exemplo destes setores reaquecidos é a indústria naval, destacando a adaptação de navios petroleiros e construção de novas plataformas offshore. Como um dos frutos dos investimentos na área, alguns centros de pesquisa foram fomentados, difundindo conhecimento industrial e acadêmico. Dentre eles, destacam-se fortes grupos que alcançaram projeção internacional recentemente: LabOceano (UFRJ), TPN – Tanque de Provas Numérico (USP), NDF – Núcleo de Dinâmica e Fluidos (USP) e Divisão de Engenharia Naval (IPT). Juntos com a Petrobras, estes quatro agrupamentos são responsáveis pela maior produção científica nacional que contribui para o progresso do setor.

Neste contexto, surge um dos maiores desafios encontrados pela engenharia quando a exploração das reservas submarinas alcança as chamadas águas profundas. Praticamente todos os tipos de plataformas de exploração de reservas submarinas possuem estruturas cilíndricas expostas às correntes marítimas. Desde as plataformas com torres rígidas de sustentação, passando pelas plataformas flutuantes ou tensionadas (SPAR e TLP), até os cascos de embarcações convertidos em unidades FPSO que apresentam cabos, amarrações e dutos submersas no escoamento marítimo. Sem contar que as plataformas do tipo SPAR são, em essência, um grande casco cilíndrico flutuando equilibrado por cabos tensionadores. A Figura 1.1 ilustra as diferentes configurações de plataformas offshore.

³ Pretróleo Brasileiro S.A.

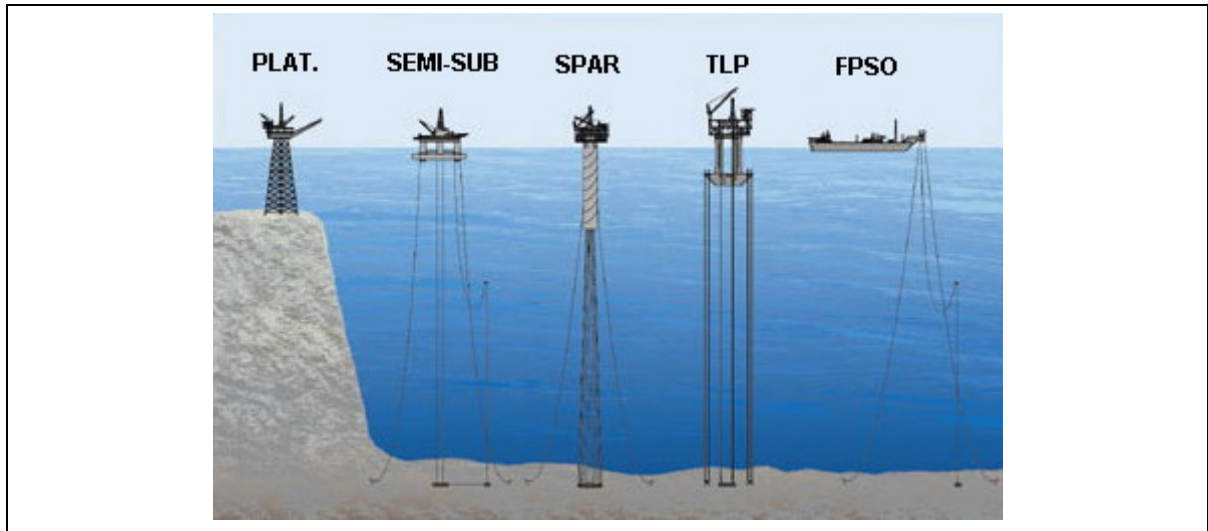


Figura 1.1: Tipos de plataformas de petróleo onde se verifica a presença de elementos cilíndricos, como cabos e dutos sob a corrente em todas as configurações. Adaptado de www.modec.com.

Quando a reserva de petróleo encontra-se em regiões com lâminas de água com profundidade elevada (atualmente, no Brasil, por volta de dois quilômetros) o transporte do óleo extraído para a plataforma flutuante na superfície é um problema complexo. Os dutos que conectam os poços perfurados às plataformas de superfície estão sujeitos a todo tipo de intempérie marítima, exigindo projetos complexos que possibilitem sua utilização. A Figura 1.2 ilustra a complexa rede de dutos que conecta um poço de extração, uma plataforma semi-submersível e uma embarcação FPSO.

Chamamos de “risers” as tubulações submersas que ligam as plataformas ao leito oceânico. Nestes dutos circulam: o óleo extraído, gases, água e detritos sólidos provenientes da perfuração. Geralmente, são confeccionados de dois modos: risers rígidos, construídos com chapas de aço costuradas com solda; e risers flexíveis, confeccionados com malhas estruturais de aço e fibras poliméricas revestidos interna e externamente com capas de polímero de alta densidade. Apesar de “riser” ser uma palavra de origem no idioma inglês, não será traduzido nem grafado entre aspas neste texto por se tratar de um termo técnico comumente empregado na literatura nacional.

Estes risers cilíndricos, com diâmetros entre 20 e 50 centímetro, comportam-se como longas “linhas” flexíveis quando seu comprimento atinge as águas profundas. Por causa da ação das correntes marítimas, estes risers respondem com comportamentos dinâmicos variados, oscilando em diferentes frequências, amplitudes, direções e modos. Pesce (1997) comenta que o comportamento dinâmico de um riser longo nestas condições é mais bem compreendido pela teoria de linhas flexíveis do que pelas clássicas teorias de vigas da mecânica dos sólidos. Isto por causa da grande razão entre o comprimento do tubo

e seu diâmetro (e conseqüente rigidez transversal). Um conjunto de risers movimentando-se de forma tão complexa tem sua vida de operação reduzida quando são danificados por choques entre tubos vizinhos ou se fraturam por fadiga estrutural. Uma profunda e complexa linha de pesquisa se desenvolve para compreender o comportamento de uma linha flexível lançada em arranjos do tipo catenária sob o efeito de correntes marítimas. Maiores detalhes são encontrados em Ramos (2001), Pesce (1997) e Martins (2000).

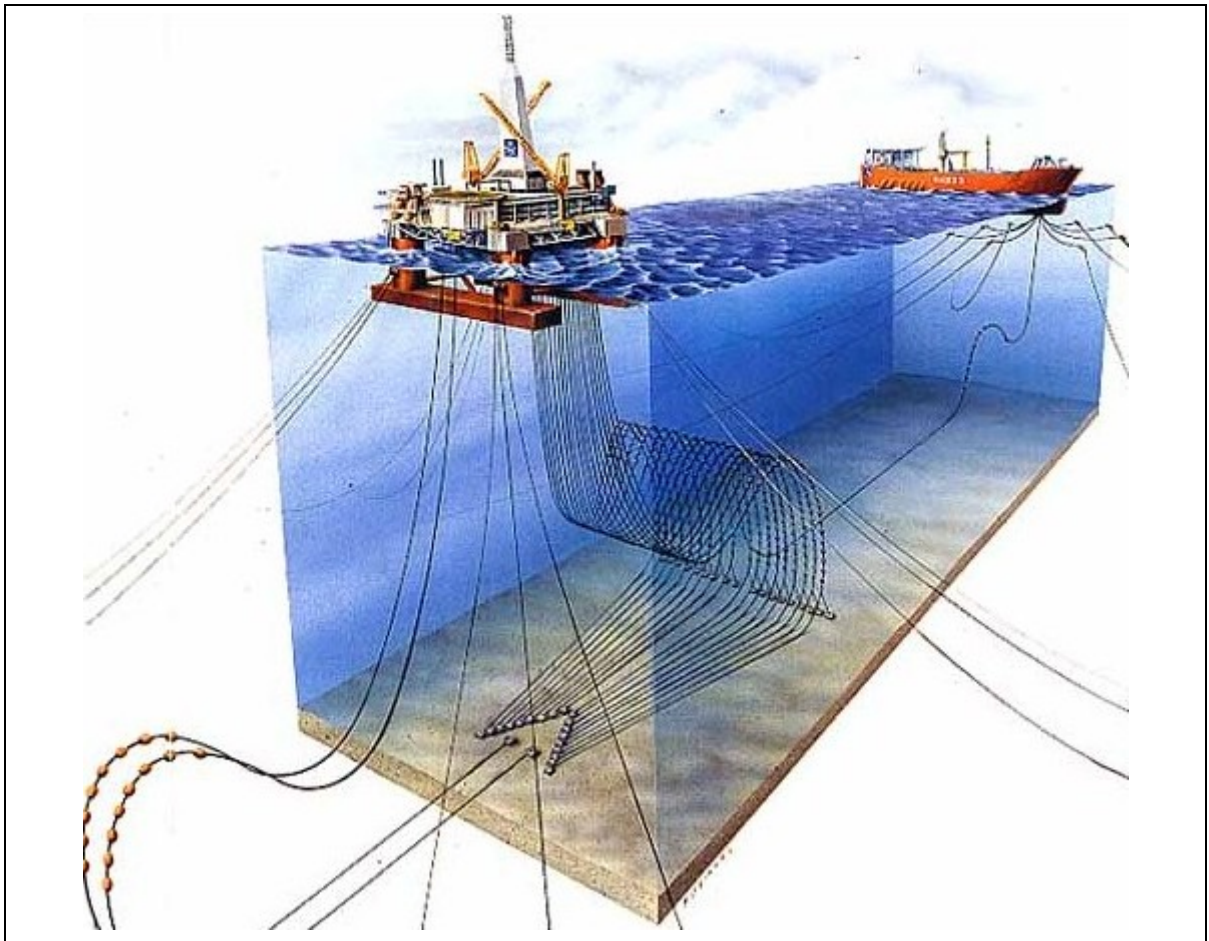


Figura 1.2: Detalhe das linhas de amarração e dos risers de um poço de extração, uma plataforma semi-submersível e uma embarcação FPSO. Reproduzido de www.offshore-technology.com.

Uma série de fenômenos fluidodinâmicos é responsável pelas excitações que causam estas vibrações nos tubos. De um modo geral, estes fenômenos de excitação são resultantes da interação hidroelástica entre o fluido e a estrutura, classificados como VIE – Vibrações Induzidas pelo Escoamento. A grande necessidade no assunto é compreender as causas de VIE e seu efeito sobre os risers de petróleo. Algumas soluções atualmente aplicadas para minimizar essas vibrações são extremamente onerosas, chegando à cifra de 4 milhões de dólares por riser instalado, podendo alcançar 80 milhões de dólares por sistema de produção! Assim, analisar a natureza dos fenômenos, estudar sua influência

sobre conjuntos de estruturas e propor novas soluções viáveis que reduzam os efeitos danosos e aumente a durabilidade dos dutos são fundamentais.

Contudo, a complexidade dos fenômenos de VIE impede uma solução convencional para o problema. A natureza do problema fluidodinâmico ainda é intensamente estudada nos grandes centros de pesquisa ao redor do mundo. De acordo com Meneghini (2002), a metodologia mais promissora está baseada em uma análise com três olhares: adaptação de modelos analíticos para os fenômenos; análises computacionais com simulações numéricas; e comprovação e validação dos modelos e simulações em ensaios experimentais. Estas três vertentes complementares são todas importantes para a compreensão das VIE. Os modelos fenomenológicos mais avançados ainda carecem de parâmetros para sua validação. A abordagem numérica (CFD – Dinâmica dos Fluidos Computacional) mostra-se promissora, mas ainda encontra dificuldades relacionadas à tridimensionalidade dos fenômenos e elevados números de Reynolds. Por sua vez, a abordagem experimental tem dificuldades em reproduzir o fator de escala e as complexas condições reais do escoamento em laboratório. Conclusão: as três frentes são interdependentes.

Resumindo, o estudo aprofundado do comportamento dinâmico das linhas de risers é fundamental para o avanço da extração de petróleo em águas profundas e, conseqüentemente, para o progresso da indústria petrolífera brasileira. Está claro que o problema das vibrações induzidas pelo escoamento deve ser estrategicamente estudado. Mas, como fazer para abordá-lo com uma metodologia científica? Ou melhor, como proceder para um correto estudo dentro do ambiente de pesquisa das academias e indústrias no Brasil?

Vibrações induzidas pelo escoamento são fenômenos típicos da interação entre o escoamento ao redor de corpos rombudos e suas estruturas dinâmicas, como os risers cilíndricos. Daí a ligação entre esta motivação e o estudo fundamental da Dinâmica dos Fluidos abordado neste texto. Assim, este trabalho enquadra-se neste escopo: desenvolver novos estudos experimentais sobre os fenômenos de vibrações induzidas pelo escoamento em estruturas cilíndricas submersas. E contribuir, através de pesquisas fundamentais, para aprimorar o desempenho das tubulações permitindo uma exploração mais profunda, ambientalmente segura e economicamente viável. Apesar disto, os resultados desta pesquisa fundamental também podem ser aplicados em todas as áreas da engenharia que tratam do escoamento ao redor de corpos rombudos.

1.2. Enfoque da pesquisa experimental

Como exposto anteriormente, as pesquisas experimentais são fundamentais para a compreensão dos fenômenos de vibrações induzidas pelo escoamento por serem a fonte dos paradigmas de validação para as outras duas abordagens (numérica e analítica). Em um experimento, toda a física dos fenômenos está envolvida! Por isso, um único experimento bem realizado pode revelar resultados para muitas análises, dependendo da maneira específica que os fenômenos são observados. Por outro lado, essa complexidade pode camuflar fenômenos menos aparentes que requerem condições específicas de observação. Em suma, toda a física acontece em um experimento, mas não é possível medir todas as grandezas físicas, em todos os lugares em todo o tempo!

Outra questão relevante está no conceito: “simplificação para extrapolação”. As correntes marítimas atuantes nas águas profundas brasileiras são extremamente complexas, variando sua intensidade e direção ao longo da profundidade do oceano. Todas estas condições ambientais são impossíveis de serem perfeitamente reproduzidas em ensaios de laboratório. Primeiro, pela complexidade da corrente. Segundo, pela escala do problema, de modo que é impossível construir um modelo em escala laboratorial que represente o comportamento estrutural e fluidodinâmico de um riser cilíndrico sob ação da corrente (com seus quase três mil metros de comprimento). Assim, a melhor maneira de se analisar experimentalmente os fenômenos é simplificá-los para modelos de VIE em cilindros instrumentados em busca de melhor entendimento da física por detrás dos resultados.

Neste texto, enfatiza-se a importância dos ensaios realizados com modelos reduzidos como forma de validação das soluções numéricas obtidas. Porém, acredita-se que muitas das perguntas levantadas nos próximos estudos serão solucionadas através de simulações numéricas realizadas por CFD (Dinâmica dos Fluidos Computacional). Mas, estas respostas apenas serão possíveis se as simulações forem validadas por modelos experimentais que comprovem sua veracidade. Este trabalho dedica-se exclusivamente a uma abordagem experimental das VIE. Contudo, ao longo do texto, alguns resultados provindos de simulações numéricas e modelos analíticos serão apresentados e comentados para comparação.

1.3. Objetivos deste trabalho

Com base nos argumentos apresentado na seção anterior, este trabalho apresenta os seguintes objetivos:

Obter novos resultados da resposta dinâmica de um cilindro isolado oscilando transversalmente em base elástica que sirvam de paradigma para as comparações deste texto. Identificar: os ramos de resposta de amplitude; a sincronização das frequências de oscilação e emissão de vórtices; as transições do ângulo de fase entre as oscilações do cilindro e a força fluida de excitação; e os modos de emissão de vórtices na esteira através de imagens com o sistema PIV.

Obter resultados da resposta dinâmica de um par de cilindros alinhados nas diversas configurações em que o cilindro à montante, ou o cilindro à jusante, ou ambos, estejam livres para oscilar transversalmente em bases elásticas. Identificar: ramos de resposta de amplitude; comportamento da frequência dominante de oscilação; comportamento do ângulo de fase com a força fluida; ângulo de fase entre as oscilações dos dois cilindros; e modos de emissão e dinâmica da esteira para os casos de interferência.

Compreender a dinâmica da esteira na região entre dois cilindros alinhados, fixos ou oscilando, em função do número de Reynolds e o espaçamento entre os corpos.

Em suma, o principal objetivo deste estudo é verificar qual a natureza dos fenômenos que induzem vibrações em um cilindro oscilando à jusante de outro fixo quando o par alinhado apresenta fenômenos de interferência fluidodinâmica. Estas oscilações são induzidas puramente pela emissão de vórtices, pelo fenômeno de “galloping”, por uma combinação dos dois, ou por um outro fenômeno de excitação ainda não modelado? Espera-se responder a esta pergunta nas conclusões deste estudo.

Capítulo 2: FENOMENOLOGIA

Este capítulo apresenta os conceitos e fenômenos fundamentais para a compreensão do escoamento ao redor de corpos rombudos; geração e desprendimento de vórtices; efeitos de interferência; vibrações induzidas pelo escoamento; vibrações induzidas por vórtices; e “galloping”.

2.1. Escoamento ao redor de corpos rombudos cilíndricos

Escoamento perturbado

Em seu respeitado artigo sobre o escoamento ao redor de corpos rombudos, Bearman (1984) denomina os corpos rombudos como “aqueles que, quando estão sujeitos a uma corrente fluida, apresentam considerável proporção de sua superfície submersa exposta ao fenômeno da separação do escoamento”. Isto é, em um corpo afilado as linhas de corrente estão sempre aderidas à superfície de contorno e não se separam do corpo. Diferentemente, em um corpo rombudo, as linhas de corrente descolam-se da superfície formando uma região de escoamento separado ao redor de uma porção considerável de sua parede.

A separação pode ocorrer devido à geometria do corpo e às condições da camada limite (quando a superfície exposta for contínua). Se a forma do corpo não for suavemente afilada, mas terminar abruptamente, o escoamento que segue uma linha de corrente próximo à superfície sofrerá um impedimento devido a um aumento no campo de pressão. Este impedimento se dá por causa de um gradiente desfavorável de pressão no sentido do escoamento (ou gradiente adverso de pressão⁴), forçando o escoamento próximo à desaceleração e conseqüente separação. Os efeitos de turbulência na camada limite também influenciam no fenômeno de separação. À medida que a camada limite se torna turbulenta, o ponto de separação se move para a parte posterior (à jusante) do corpo.

⁴ Para uma melhor compreensão do fenômeno de separação da camada limite por causa do gradiente adverso de pressão recomenda-se a leitura de qualquer bibliografia de Dinâmica dos Fluidos que trate de escoamentos externos, por exemplo, White (1991).

Considerações sobre os efeitos da turbulência sobre a camada limite e a separação serão feitas mais adiante. É justamente nesta região de escoamento separado que se iniciam os principais fenômenos dinâmicos do escoamento. A Figura 2.1 ilustra as linhas de corrente aderidas a um corpo afilado e a região de escoamento separado à jusante de um corpo rombudo.

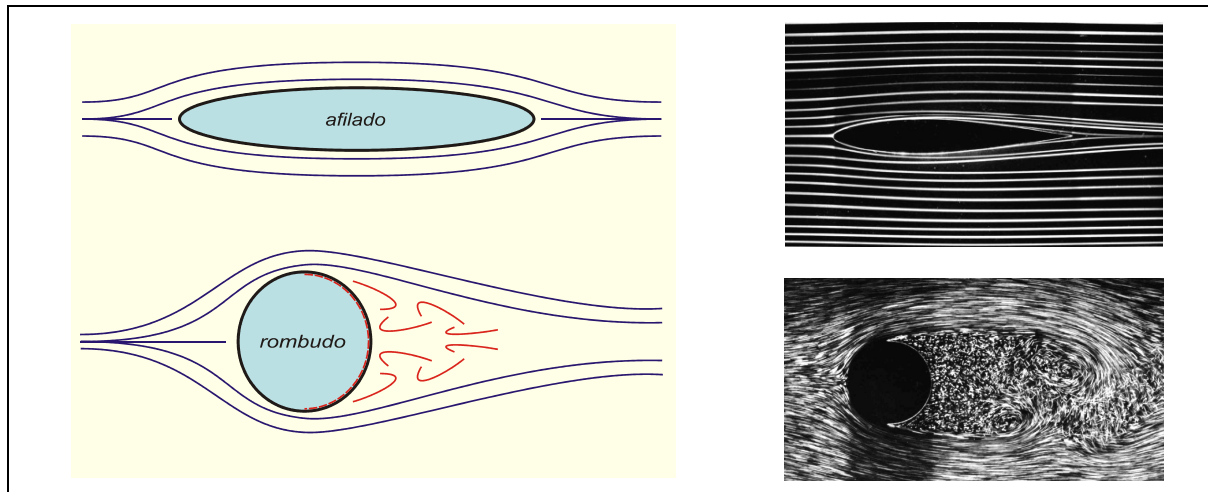


Figura 2.1: Esquema e visualizações do escoamento ao redor de um corpo afilado e um corpo rombudo. Destaque para a superfície do corpo rombudo exposta ao escoamento separado (em vermelho). Imagens reproduzidas de Van Dyke (1982)

Por outro lado, quando a superfície do corpo não é contínua, isto é, apresenta quinas, saliências ou irregularidades, a separação se dará inevitavelmente nesta região. Uma descontinuidade na superfície do corpo perturba drasticamente a camada limite forçando a separação. Corpos com estas características possuem pontos de separação definidos, enquanto corpos com superfície contínua apresentam pontos de separação variáveis que se ajustam às condições do escoamento.

De modo geral, todo escoamento ao redor de corpos rombudos apresenta regiões de escoamento perturbado pela presença do corpo, classificadas por Zdravkovich (1997) e apresentadas na Figura 2.2. A região 1 representa uma faixa de escoamento retardado conseqüentes do ponto de estagnação frontal no corpo. A região 2 representa a camada limite aderida à superfície do corpo. Quando o gradiente de pressão passa a ser desfavorável para a aderência das camadas limites elas se separam e formam as camadas cisalhantes livres que delimitam a esteira próxima. A região 3 é composta por escoamento deslocado e acelerado pela presença do corpo, na qual a velocidade média do escoamento é maior que a do escoamento incidente. E a região 4 é a parte do escoamento perturbado chamada de esteira, que apresenta escoamento totalmente separado e com velocidade

média menor que a incidente. Na esteira próxima (região da esteira junto ao corpo) têm origem os principais fenômenos responsáveis pelas vibrações induzidas pelo escoamento.

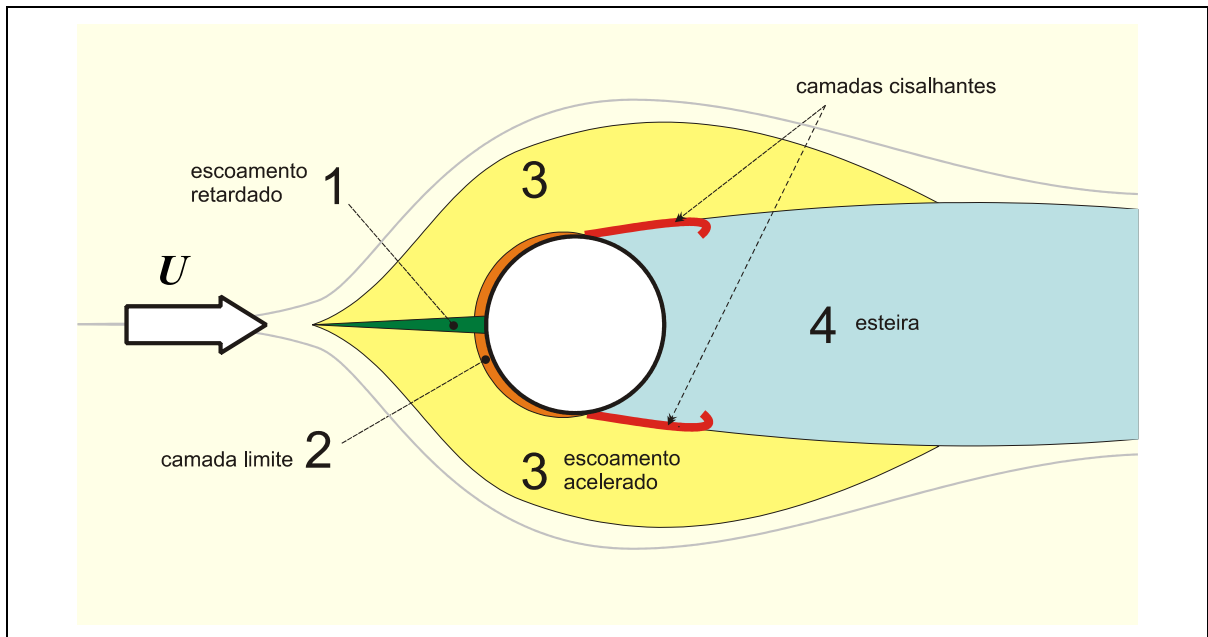


Figura 2.2: Regiões de escoamento perturbado pela presença do corpo rombudo. Adaptado de Zdravkovich (1997).

O fenômeno de separação, bem como todos os outros fenômenos de corpos rombudos que derivam do escoamento separado, é governado pelo número de Reynolds (Re). Esta grandeza adimensional, apresentada em [2.1], relaciona a magnitude das forças inerciais e viscosas no escoamento. Sendo: ρ a massa específica do fluido; U_∞ a velocidade do escoamento incidente; D uma dimensão característica do escoamento; μ a viscosidade dinâmica (absoluta) do fluido; e ν a viscosidade cinemática do fluido. A partir deste ponto, este texto tratará especificamente do escoamento ao redor de corpos rombudos com geometria cilíndrica e que apresentam seções transversais circulares. A dimensão característica D passa a representar o diâmetro externo do cilindro, enquanto U_∞ representa a velocidade do escoamento incidente ao longe.

$$Re = \frac{U_\infty D}{\frac{\mu}{\rho}} = \frac{U_\infty D}{\nu} \quad [2.1]$$

À medida que o número de Reynolds aumenta, o escoamento passa por transições sucessivas assumindo regimes diferentes para cada região perturbada ao redor do corpo. Estas transições estão relacionadas à turbulência na camada limite e são sensíveis a pequenas perturbações. Zdravkovich (1997) afirma que “o número de Reynolds será o único parâmetro governante apenas se tais perturbações forem realmente desprezíveis”.

Por volta de $Re = 180 \sim 200$ ocorre uma transição para o regime turbulento na esteira, mas sem afetar a região da esteira próxima ou a camada limite. Aumentando-se o número de Reynolds a transição turbulenta antecipa-se em direção ao ponto de separação e acontece nas camadas cisalhantes livres, afetando o comprimento e a largura da esteira próxima.

Quando o escoamento atinge $Re \approx 10^5$ a transição para regime turbulento alcança a camada limite no ponto de separação causando uma redução súbita no arrasto, chamada de crise do arrasto. Para Re ainda mais altos a transição turbulenta se move em direção ao ponto de estagnação frontal gerando uma camada limite completamente turbulenta na região de separação. De fato, o aparecimento de turbulência na camada limite, como conseqüência das transições, aumenta as componentes cinéticas do escoamento local, permitindo à camada limite resistir mais ao gradiente adverso de pressão. Com isso, a separação será atrasada para uma posição mais à jusante na parede. Conseqüentemente, a região do cilindro exposta ao escoamento descolado com baixas pressões será menor, a esteira será mais estreita e o arrasto diminuirá.

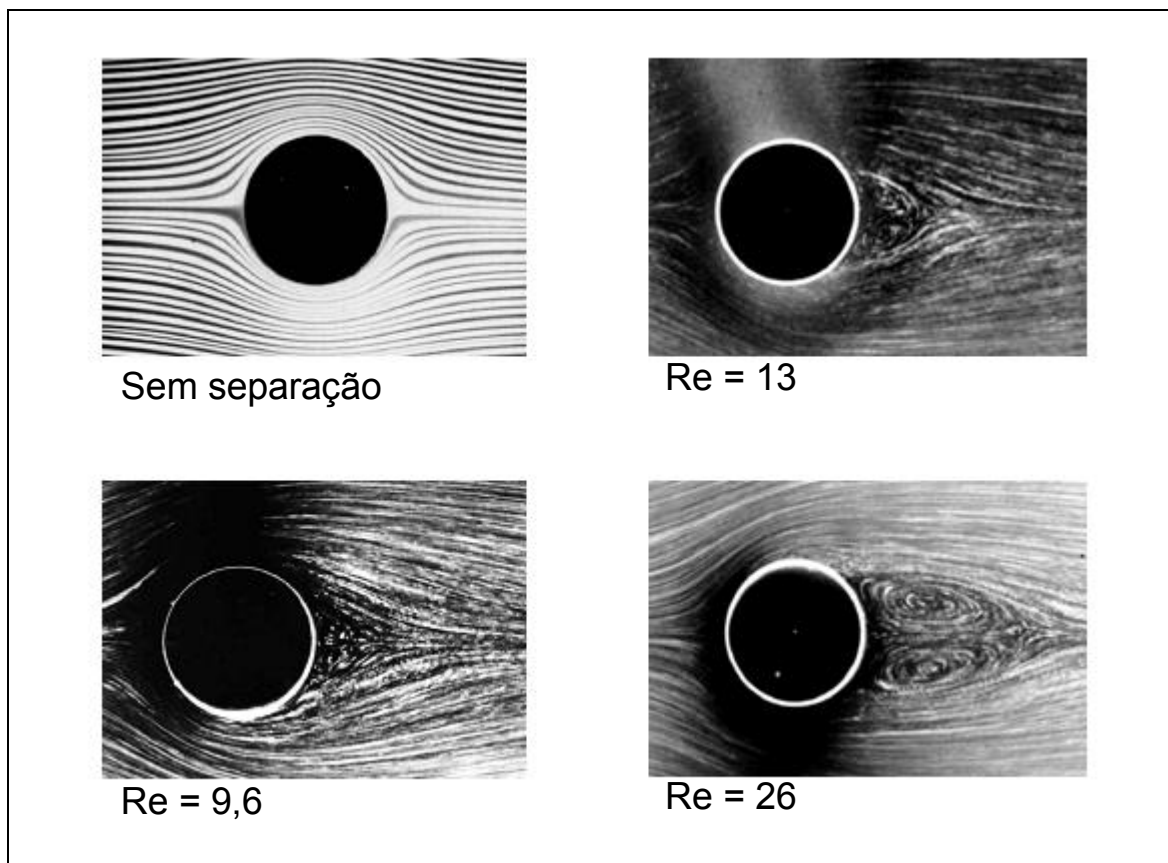


Figura 2.3: Estágios da separação do escoamento e formação de bolhas de recirculação na esteira próxima. Visualizações reproduzidas de Van Dyke (1982).

Quando o número de Reynolds é muito baixo diz-se que o escoamento é altamente viscoso, pois as forças inerciais não têm magnitude suficiente para vencer as forças

viscosas do fluido, de modo que o escoamento não se separa da parede. Esta condição é comumente chamada de “creeping flow” na literatura. Porém, à medida que Reynolds aumenta, verifica-se crescimento de bolhas de recirculação na região da esteira próxima. Enquanto o escoamento mantém velocidades baixas estas bolhas permanecem estáveis, próximas à parede do corpo, em uma configuração simétrica. Esta seqüência de crescimento das bolhas de recirculação pode ser visualizada na Figura 2.3.

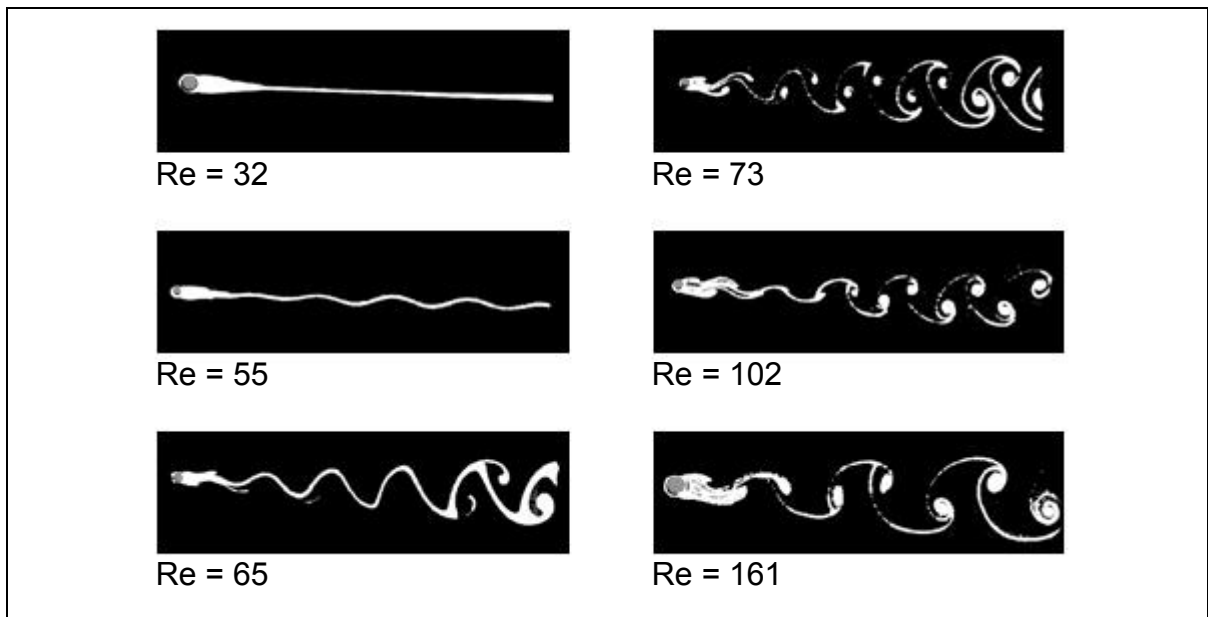


Figura 2.4: Início da instabilidade da esteira em regime laminar. Adaptado de Batchelor (1967).

Contudo, quando o número de Reynolds ultrapassa certo valor crítico, estas bolhas não mais permanecem “encapsuladas” na região da esteira próxima, mas tomam um regime instável, sendo convectadas para a esteira ao longe. A Figura 2.4 mostra as alterações na esteira de um cilindro para escoamentos em seis faixas de Reynolds. Quando $Re = 32$, as bolhas de recirculação se mantêm na esteira próxima sem perturbar a esteira que se desenvolve à jusante. Aumentando-se para $Re = 55$, verifica-se que a esteira começa a apresentar sinais de instabilidade. A partir de $Re = 65$, o comportamento instável da esteira já é nítido. Estas oscilações na esteira se iniciam ainda durante o regime laminar e vão perdurar até altos valores de Reynolds, quando o escoamento apresentar todos os regimes turbulentos.

Este comportamento peculiar assumido pela esteira chamou a atenção dos cientistas desde a antiguidade. Leonardo da Vinci, o pensador, renascentista, chegou a esboçar estudos desenhando esteiras à jusante de placas planas transversais e até alguns tipos de fólios. Porém, apenas no início do século XX, dois pesquisadores, Henri Bernard (1908) e Theodor von Kármán (1912), descreveram o fenômeno observando o processo alternado de

emissão de vórtices de cilindros. A “esteira de von Kármán”, como foi chamada, tem um papel fundamental nas instabilidades que causam as vibrações induzidas pelo escoamento em cilindros, de modo que sua caracterização será analisada em detalhes nas seções seguintes.

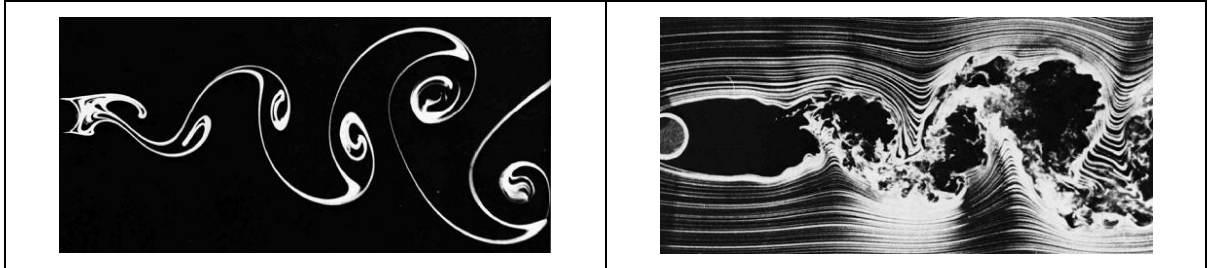


Figura 2.5: Esteira de vórtices de von Kármán para dois regimes de escoamento: laminar ($Re=140$) e turbulento ($Re=10^4$). Reproduzido de van Dyke (1982).

A fim de esclarecer o leitor sobre o conceito de “esteira de vórtices” empregado neste parágrafo, segue uma explicação simples e qualitativa com o auxílio da Figura 2.5. Por enquanto, chamamos vórtices às estruturas do escoamento que concentram grande circulação. Os vórtices têm origem na esteira próxima, pela interação entre as duas camadas cisalhantes que se separam do cilindro, sendo convectados alternadamente para a o escoamento formando a esteira à jusante. Estas estruturas possuem alta circulação concentrada e vão se difundindo ao longo da esteira, perdurando até cerca de 250 diâmetros de distância à jusante do cilindro (como apresentado por Cimbalá *et al.*, 1988). A Figura 2.5 também ilustra duas condições de esteiras de vórtices: para o regime laminar e para o regime totalmente turbulento.

O desprendimento alternado de vórtices é uma característica dominante da esteira de qualquer corpo rombudo, não apenas de cilindros. Sempre que houver interação entre as camadas cisalhantes à jusante de um corpo rombudo haverá emissão de vórtices e formação de uma esteira. Os vórtices são emitidos de maneira alternada, isto é, não simétrica. Enquanto um vórtice está sendo desprendido para a esteira uma nova estrutura está se formando na região oposta da esteira próxima junto ao corpo. Esta alternância dá à esteira o aspecto observado na Figura 2.5.

Por se tratar de uma emissão alternada, portanto um escoamento transitório no tempo, há uma frequência característica de emissão para cada condição de escoamento que dependerá, basicamente, da velocidade do escoamento incidente e da interação entre as camadas cisalhantes. Esta taxa de emissão é chamada de frequência de emissão de vórtices

f_s (do inglês, “shedding frequency”) e pode ser representada pelo número adimensional de Strouhal [2.2].

$$\text{St} = \frac{f_s D}{U_\infty} \quad [2.2]$$

O inverso da frequência de emissão é o período de emissão $T_s = 1/f_s$, que representa a duração de um ciclo. Para o caso específico de um cilindro, o parâmetro que controla a interação entre as camadas cisalhantes é a distância entre elas, da ordem do diâmetro D do cilindro.

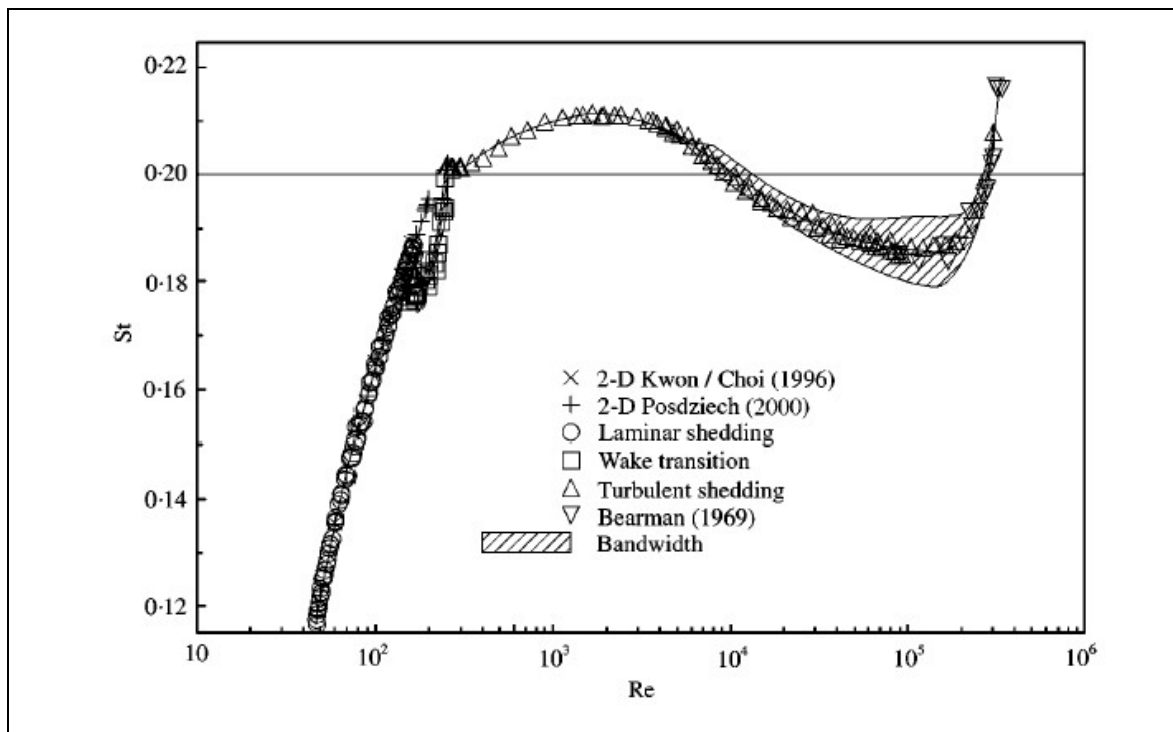


Figura 2.6: Relação entre o número de Strouhal e número de Reynolds. Extraído de Norberg (2000)

A Figura 2.6 e a Tabela 2.1 apresentam resultados obtidos experimental e numericamente para a variação do número de Strouhal para uma ampla faixa de Reynolds até 10^6 . Verifica-se o drástico aumento da frequência de emissão de vórtices após a crise do arrasto quando a esteira passa para o regime turbulento. Verifica-se também que, para uma vasta faixa de Reynolds, o número de Strouhal para um cilindro é da ordem de $\text{St} \approx 0,2$.

Tabela 2.1: Resultados experimentais e numéricos para St e Re .

Re	Autor	St
100	Braza <i>et al.</i> (1986) numérico	0,16
100	Sa & Chang (1991) numérico	0,155
100	Meneghini (1993) numérico	0,162
100	Williamson (1991) experimental	0,164
200	Braza <i>et al.</i> (1986) numérico	0,20
200	Borthwick (1986) numérico	0,188
200	Sa & Chang (1991) numérico	0,186
200	Meneghini (1993) numérico	0,195
200	Williamson (1991) experimental	0,196
10000	Ribner & Etkin (1958) apud Roshko (1961) experimental	0,20

Forças fluidodinâmicas

O campo de velocidades do escoamento ao redor de um cilindro gera uma distribuição de pressão ao redor da parede. O efeito desse campo de pressões é a resultante das forças fluidodinâmicas aplicadas no cilindro. Convenientemente, representa-se o campo de pressões ao redor da parede em termos dos coeficientes de pressão, adimensionalizados em termos da pressão dinâmica ($\frac{1}{2}\rho U_{\infty}^2$) e da área projetada do corpo (diâmetro D e comprimento L). A força fluidodinâmica resultante F pode ser decomposta em duas componentes: força de arrasto F_D , projetada na direção do escoamento incidente ao longe; e força de sustentação F_L , projetada perpendicularmente à direção do escoamento incidente. Assim definidos, os coeficientes de arrasto C_D e sustentação C_L são apresentados na equação [2.3].

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho U_{\infty}^2 DL}; \quad C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho U_{\infty}^2 DL} \quad [2.3]$$

Contudo, como apresentado anteriormente, o escoamento ao redor de um cilindro apresenta um campo de velocidades cíclico, variável no tempo, quando surge a instabilidade e formação da esteira de vórtices. Conseqüentemente, o campo de pressões também será variável e os coeficientes de pressão podem ser escritos em termos de um valor médio \bar{C} e uma parcela flutuante C' , como em [2.4].

$$C_D = \bar{C}_D + C'_D; \quad C_L = \bar{C}_L + C'_L \quad [2.4]$$

O coeficiente de arrasto pode ser dividido conforme as naturezas da força de arrasto em [2.5]. O arrasto de fricção C_{Df} é gerado na fricção do fluido viscoso com a parede do cilindro. Por se tratar de um corpo rombudo, onde há separação do escoamento, o campo de pressão à jusante é diferente do campo à montante, resultando numa componente de arrasto devido a esta assimetria. Este arrasto de pressão em corpos rombudos também é chamado de arrasto de forma C_{Dp} .

$$C_D = C_{Df} + C_{Dp} . \quad [2.5]$$

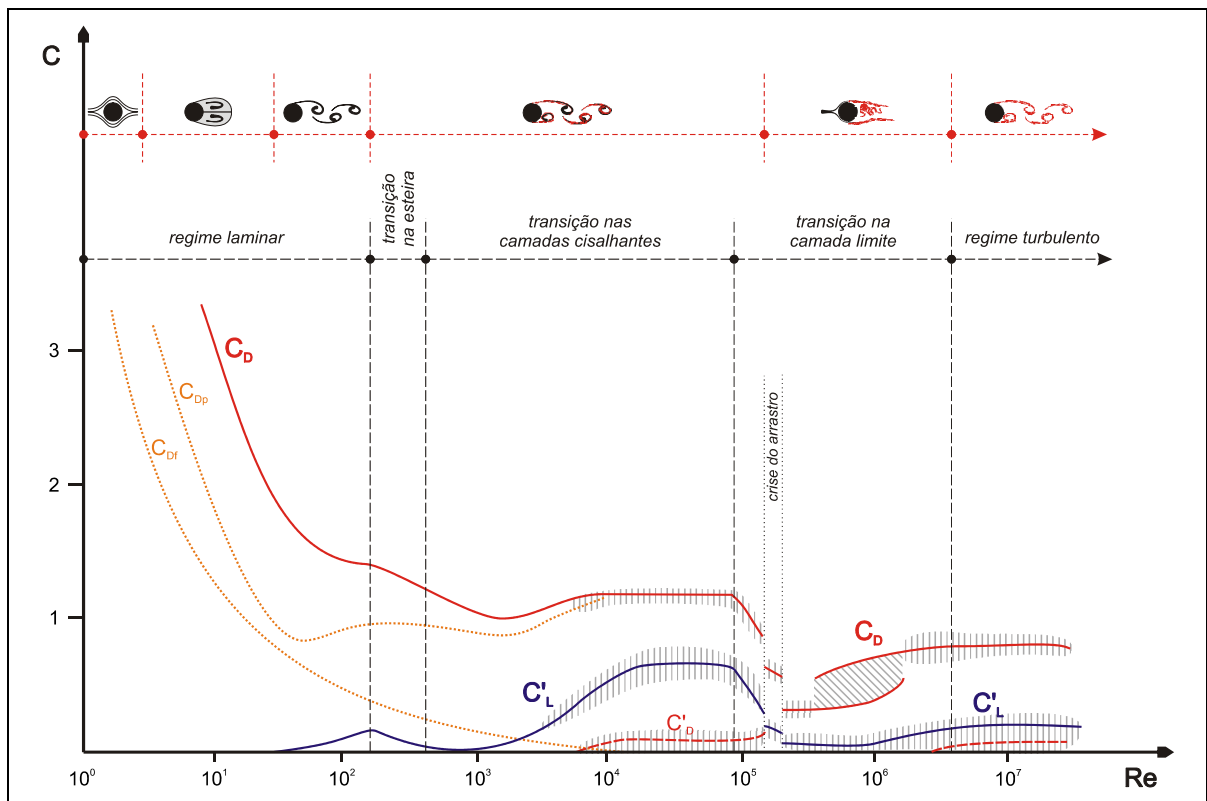


Figura 2.7: Comportamento dos coeficientes de pressão comparados com os regimes do escoamento e configurações de esteira. Curvas de $C \times Re$ adaptadas de Zdravkovich (1997).

A Figura 2.7 ilustra o comportamento destes coeficientes de pressão em comparação com o comportamento da esteira para uma ampla faixa de Reynolds. A partir de $Re \approx 5$, quando se inicia o processo de separação do escoamento, os coeficientes de arrasto de forma C_{Dp} e de fricção C_{Df} começam a se diferenciar enquanto se formam as bolhas de recirculação na esteira próxima. Na faixa $40 < Re < 180$ tem início o desprendimento alternado de vórtices em regime laminar bidimensional e o C_{Dp} desloca-se adotando um patamar superior, já que a separação passou a ser permanente. Com os desprendimentos alternados, o campo de pressões começa a oscilar perdendo a simetria.

Surge aí a flutuação no coeficiente de sustentação, de modo que C'_L aumentará seu valor enquanto a esteira aumentar de intensidade. Para $Re \approx 180$ iniciam as primeiras tridimensionalidades na esteira. Em $Re \approx 350$ os vórtices da esteira distante apresentam transição para regime turbulento, mas as camadas cisalhantes ainda apresentarão regime laminar até $Re \approx 10^4$.

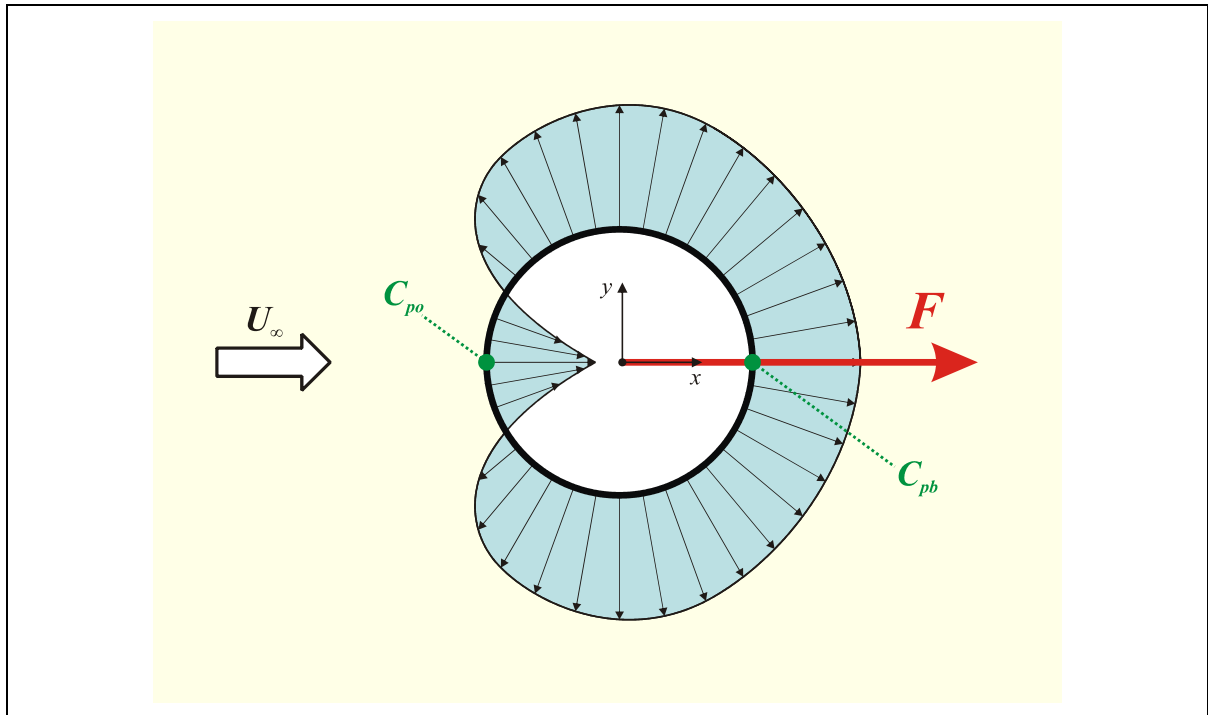


Figura 2.8: Distribuição simétrica de pressão na parede de um cilindro com componente de sustentação nula. Identificação dos pontos C_{po} e C_{pb} .

A flutuação dos coeficientes de arrasto e sustentação se inicia quando começa a formação da esteira de vórtices. Por volta de $Re \approx 10^4$, a flutuação no coeficiente de arrasto C'_D já é facilmente percebida experimentalmente, como relatado por Zdravkovich (1997). Porém, quando a camada limite fica turbulenta, o número crítico $Re \approx 3 \times 10^5$ marca o início da crise do arrasto com uma queda brusca no coeficiente C_D e aumento no número de Strouhal. Este regime crítico se mantém até $Re \approx 3,5 \times 10^6$, quando o escoamento inicia seu regime totalmente turbulento. Entre estes valores não há formação de esteira organizada, mas um escoamento turbulento caótico. Novamente, a partir de $Re \approx 3,5 \times 10^6$, há a formação de uma nova esteira em regime totalmente turbulento que perdurará pelo resto da faixa de Reynolds. De fato, o limite desta segunda esteira turbulenta ainda não foi determinado com exatidão por experimentos devido aos problemas

de compressibilidade (no ar) e cavitação (na água), cujos efeitos começam a predominar para elevados valores de Reynolds.

Existem ainda outros dois coeficientes de pressão que serão empregados nas próximas seções deste texto. Trata-se do coeficiente de pressão no ponto de estagnação C_{po} ; e do coeficiente de pressão no ponto base C_{pb} . Como explicado anteriormente, o campo de pressão varia ao redor da circunferência do cilindro. Assim, o C_{po} representa o coeficiente de pressão no ponto de estagnação do escoamento incidente, isto é, no ponto frontal onde a velocidade incidente é nula na parede do cilindro. Analogamente, o C_{pb} representa o coeficiente de pressão no ponto diametralmente oposto à estagnação. Estes coeficientes são adimensionalizados em termos da pressão estática efetiva na parede do cilindro (p) e da pressão estática do escoamento incidente ao longe (p_∞), conforme descrito na equação [2.6].

$$C_p = \frac{(p - p_\infty)}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2} \quad [2.6]$$

A Figura 2.8 apresenta a distribuição média das pressões na parede de um cilindro sob escoamento incidente frontal, identificando os pontos C_{po} e C_{pb} . Este campo de pressões exemplificado é simétrico em relação à direção do escoamento e não gera força na direção transversal (portanto, não têm resultante de sustentação), de modo que a resultante F é unicamente composta pela força de arrasto na direção do escoamento. Esta distribuição de pressão (com componente de sustentação nula) será utilizada como referência para os campos de pressões apresentados no decorrer deste texto.

2.2. Geração e desprendimento de vórtices:

Um grande avanço na compreensão do fenômeno de geração e emissão de vórtices foi alcançado pelo estudo de Gerrard (1966). Seu modelo físico explica os fenômenos que acontecem na camada limite, camadas cisalhantes, formação dos vórtices na esteira próxima e seu desprendimento para a esteira. Porém, antes do modelo de Gerrard ser apresentado, uma breve explicação sobre os fenômenos da camada limite será introduzida.

Inicialmente, define-se a grandeza vetorial da vorticidade por $\omega = \nabla \times \mathbf{V}$, ou seja, o rotacional do campo vetorial de velocidades. Buscando uma analogia física, a vorticidade expressa a tendência de rotação de uma partícula fluida numa região do campo de velocidades do escoamento. Como ilustração, imagina-se uma rolha de cortiça sendo transportada por uma corrente de água; se houver vorticidade a rolha terá um movimento de rotação em torno de seu eixo. A magnitude da vorticidade é comparada à velocidade de rotação da rolha.

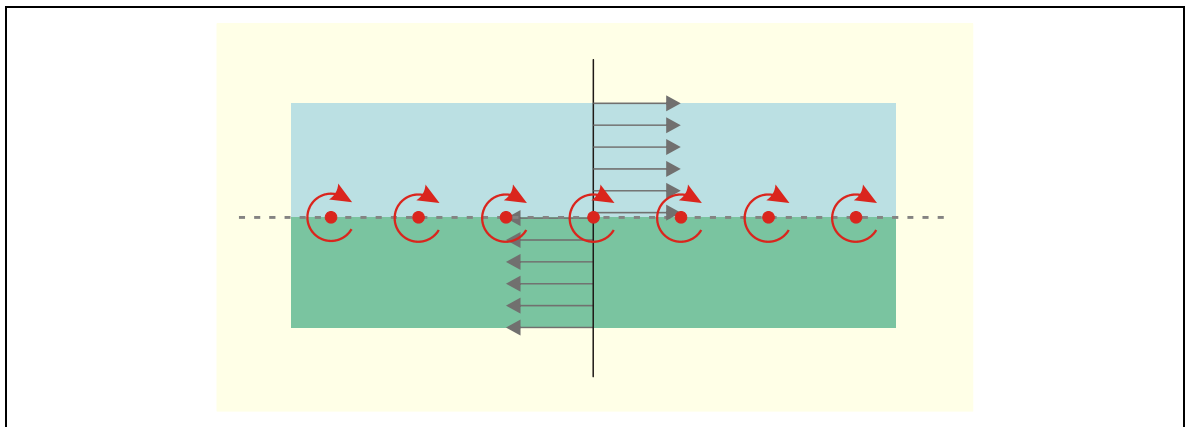


Figura 2.9: Vorticidade concentrada na linha de interface entre duas correntes paralelas de direções opostas em um escoamento invíscido.

O conceito de vorticidade é meramente inercial, isto é, mesmo para um fluido não viscoso (invíscido) é possível calcular matematicamente a vorticidade definida pelo rotacional do campo de velocidades. Como exemplo (Figura 2.9), imagina-se o escoamento de duas correntes de fluido não viscoso separados por uma placa plana sem espessura. A corrente na região acima da placa tem sentido diferente da corrente na região abaixo da placa. Se a placa for instantaneamente retirada, na linha de interface entre as duas correntes haverá vorticidade não nula, mesmo se tratando de um fluido invíscido. Contudo, os

fenômenos descritos neste texto têm sua vorticidade originada no gradiente de velocidades causado justamente pelo efeito da viscosidade, de modo que a vorticidade aqui analisada depende de um gradiente de velocidades que foi gerado por um efeito viscoso na camada limite.

Prandtl (1904) postulou a hipótese de aderência do escoamento fluido à parede desenvolvendo a idéia de uma camada limite onde os efeitos da viscosidade do fluido seriam mais preponderantes que em uma região do escoamento livre. Assim, dentro da espessura da camada limite, o escoamento deve passar de uma velocidade nula na parede para a velocidade do escoamento livre fora da parede. Nesta transição há um gradiente de velocidades e um campo que aumenta sua velocidade paralela à parede com a espessura da camada limite. Devido a este gradiente positivo perpendicular à parede, o rotacional do campo não é nulo e surge a vorticidade na camada limite. A Figura 2.10 ilustra o crescimento da camada limite (espessura representada por δ_{cl}) na parede de uma placa plana sob escoamento plano viscoso. Quando a geometria do corpo passa de uma parede plana para uma superfície com curvatura, como a circunferência de um cilindro, a camada limite sofre alterações na sua espessura, mas, fundamentalmente, haverá um desenvolvimento análogo ao apresentado na Figura 2.10.

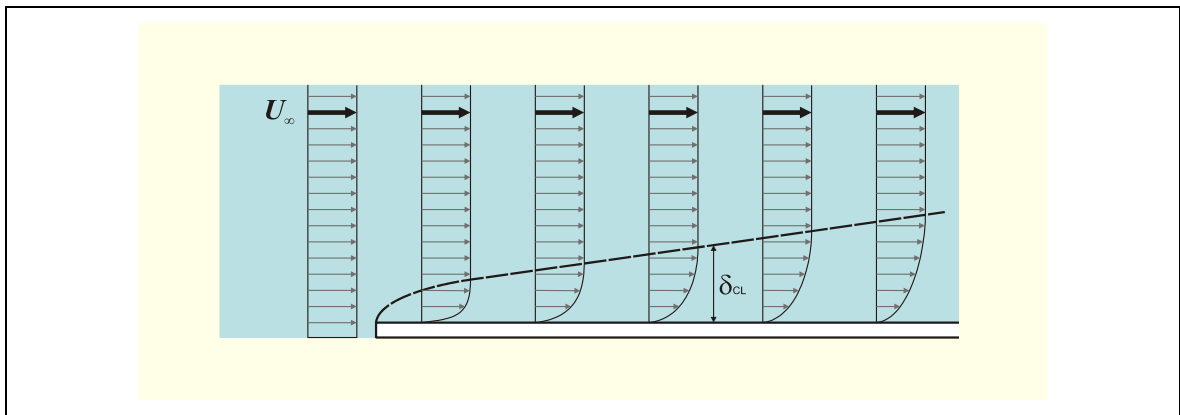


Figura 2.10: Perfil de velocidades indicando o crescimento da camada limite sobre a parede de uma placa plana.

Seguindo esta linha de raciocínio, define-se vórtice como uma região do escoamento com vorticidade concentrada, cujo centro desta estrutura de vorticidade é o núcleo do vórtice. A intensidade de um vórtice, isto é, da vorticidade integral contida dentro de uma região, é chamada de circulação Γ , definida a partir do teorema de Stokes, conforme apresentado na equação [2.7]. Assim, da vorticidade gerada em toda a região da camada limite ao redor do cilindro resulta uma circulação que será liberada quando houver separação. Toda esta circulação Γ_s será distribuída para a esteira a partir dos dois pontos

de separação do cilindro, formando as camadas cisalhantes que estão livres (descoladas) da parede do corpo.

$$\Gamma = \oint \vec{V} \cdot d\vec{l} = \int (\nabla \times \vec{V}) dx dy = \int \omega dx dy \quad [2.7]$$

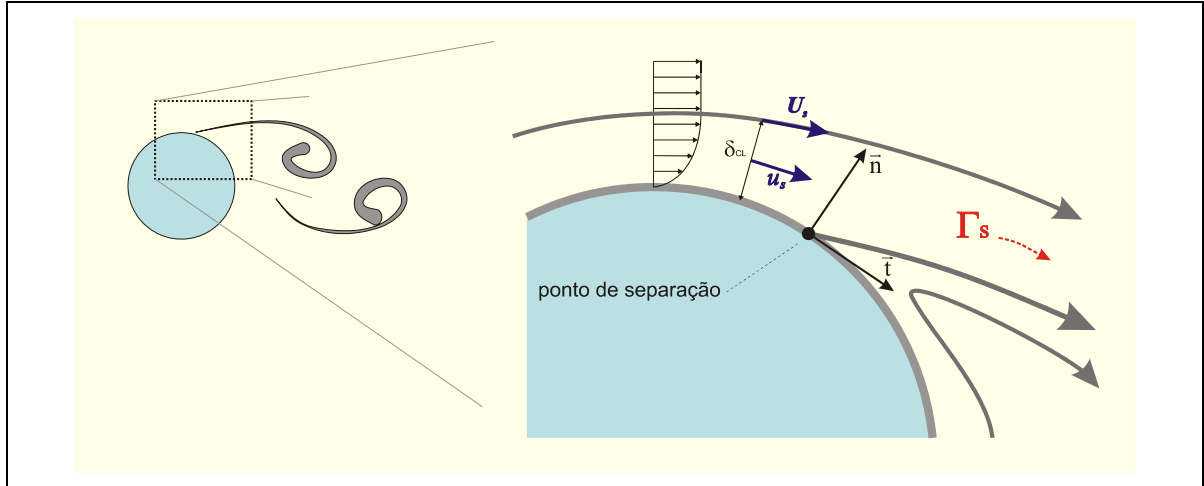


Figura 2.11: Toda a circulação distribuída na esteira é gerada na camada limite e liberada no ponto de separação.

A Figura 2.11 ilustrará a explicação a seguir. Supondo que a velocidade na espessura δ_{CL} da camada limite seja representada por u_s ; e que U_s seja a velocidade do escoamento livre logo após o término da camada limite (calculado pelo escoamento potencial ao redor de um cilindro bidimensional). Os versores \vec{n} e \vec{t} representam, respectivamente, as direções normal e tangente à parede do cilindro no ponto de separação. Decompondo as velocidades nesta base, verifica-se que a vorticidade gerada na camada limite pode ser simplificada à expressão [2.8], uma vez que $\frac{\partial u}{\partial n} \gg \frac{\partial v}{\partial t}$ dentro da espessura da camada limite.

$$\omega_s = \frac{\partial u}{\partial n} - \frac{\partial v}{\partial t} \approx \frac{\partial u}{\partial n} \quad [2.8]$$

Aplicando o teorema [2.7], a circulação gerada na região da camada limite que atravessa para a esteira a partir do ponto de separação é dada pela solução da equação [2.9]. Neste cálculo, as condições de contorno estão na parede e na espessura δ_{CL} da camada limite, com velocidades $u_s = 0$ e $u_s = U_s$, respectivamente. Assim, todo o fluxo de circulação que sai da camada limite e alimenta o vórtice que será gerado na esteira próxima é $U_s^2/2$, e pode ser estimado a partir da velocidade potencial U_s ao redor do cilindro.

$$\Gamma_S = \int_0^{\delta_{CL}} u_S \omega_S dn = \int_0^{\delta_{CL}} u_S \frac{du_S}{dn} dn = \frac{u_S^2}{2} \Big|_{\substack{n=0 \\ u_S=0}}^{n=\delta_{CL} \\ u_S=U_S} = \frac{U_S^2}{2} \quad [2.9]$$

Após os pontos de separação, as camadas limite com vorticidade encontram-se livres na esteira próxima, formando as camadas cisalhantes. A Figura 2.12 resume o modelo de Gerrard e apresenta dois filamentos de vorticidade emitidos um de cada lado do cilindro. A circulação liberada está concentrada em um filamento livre na esteira, que, por não encontrar a presença da parede do cilindro, enrola-se formando um núcleo de vorticidade que se desenvolve, definindo um vórtice. À medida que este vórtice formado aumenta sua intensidade em um dos lados, impõe uma velocidade de rotação no campo da esteira próxima atraindo a camada cisalhante oposta pela velocidade induzida.

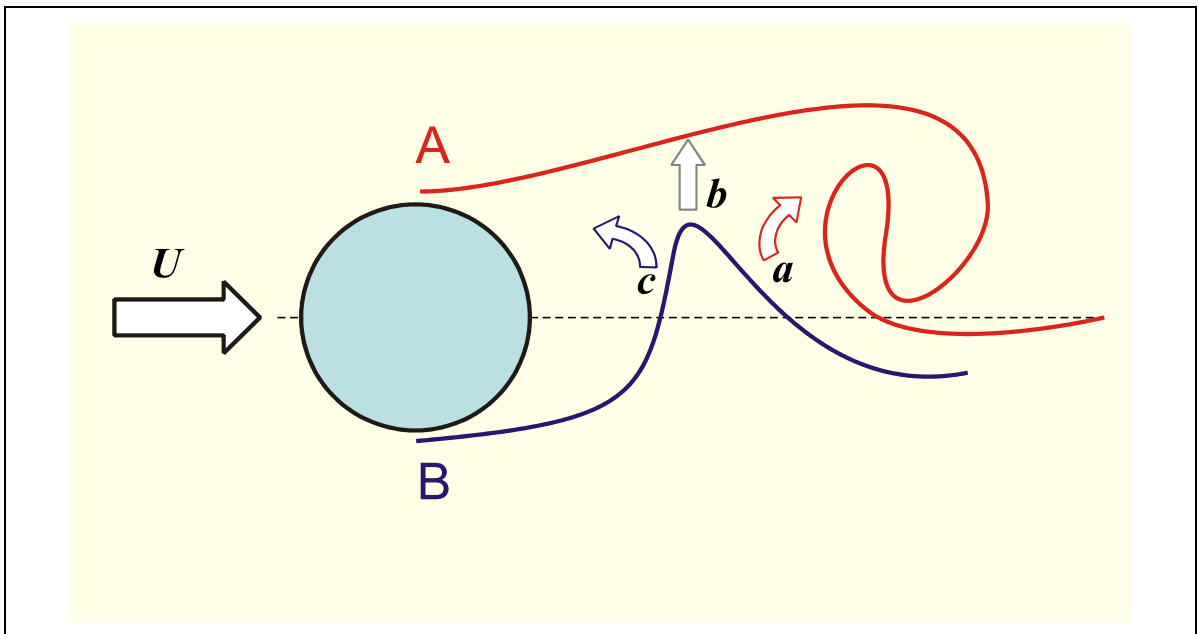


Figura 2.12: Modelo de alimentação de vorticidade na esteira. Gerrard (1966).

Na Figura 2.12, o filamento emitido do lado B do cilindro está sendo atraído pela velocidade induzida pela circulação do lado A. Porém, as duas camadas cisalhantes possuem sinais opostos de vorticidade. Assim, a vorticidade do filamento atraído toma três direções diferentes: uma parcela (a) de sinal oposto é engolfada pelo vórtice do lado A, diminuindo sua circulação total; a parcela (b) interrompe a alimentação de vorticidade que supre o crescimento do vórtice A, de modo que este se desliga do filamento e é convectado para a esteira; e a parcela (c) inicia a formação de um novo vórtice no lado oposto B, com sinal contrário ao anterior, fechando o ciclo de emissão. Resumindo, o fenômeno da emissão de vórtices se baseia na idéia que uma das camadas cisalhantes alimenta com

circulação o vórtice formado no mesmo lado do corpo até que o filamento oposto corte esta alimentação.

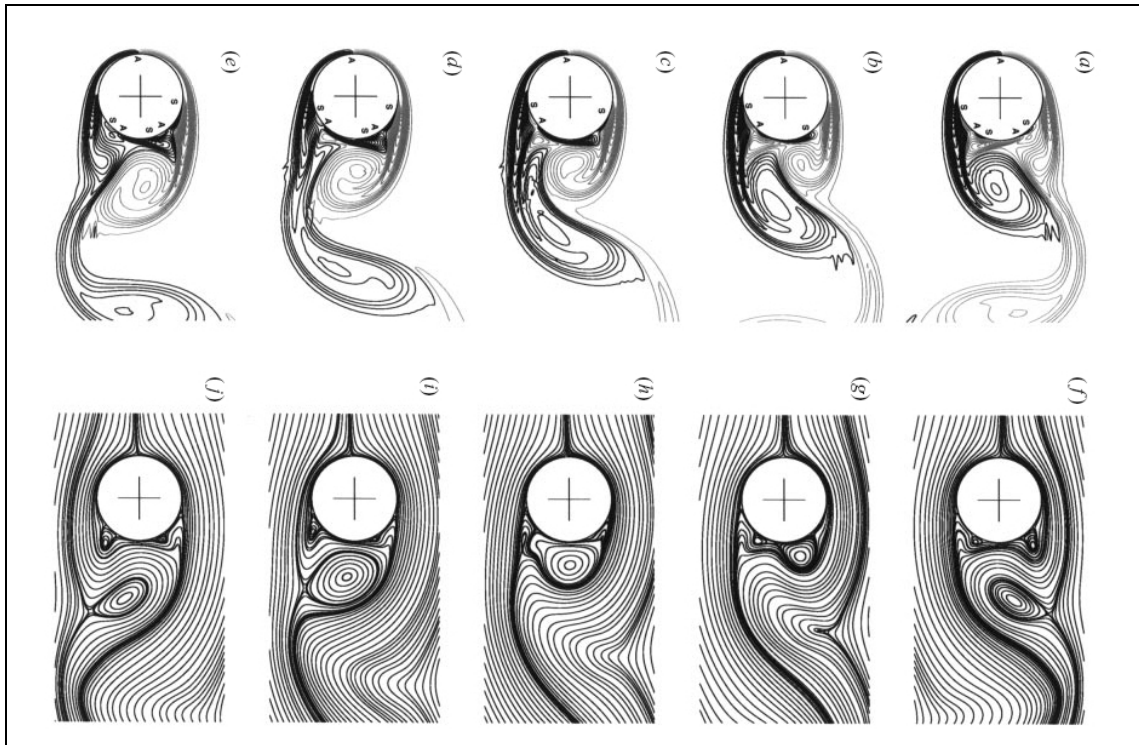


Figura 2.13: Mecanismo de geração e desprendimento de vórtice em meio ciclo de emissão para $Re = 500$. Reproduzido de Blackburn & Henderson (1999).

A Figura 2.13, uma simulação numérica reproduzida de Blackburn & Henderson (1999), ilustra a interação entre as camadas cisalhantes e o mecanismo de geração de vórtices durante meio ciclo de emissão. As imagens superiores indicam os contornos de vorticidades, enquanto as imagens inferiores, as linhas de corrente instantâneas. Nos dois casos é possível verificar o centro dos vórtices e o ponto em que a alimentação de circulação é interrompida pelo vórtice oposto. Nestas simulações o número de Reynolds vale $Re = 500$.

Como a soma de dois filamentos de vorticidade opostos acontece na esteira, é esperado que parte da circulação emitida de um lado seja anulada pelas parcelas (a) e (b) vindas do filamento oposto. Assim, a circulação remanescente na esteira é menor que a circulação liberada nos pontos de separação em um ciclo. Roshko (1954) estimou que a circulação restante na esteira é da ordem de 43% da circulação total gerada nas camadas cisalhantes. Bearman (1984) afirma ainda que “a geração e desprendimento de vórtices estão associados à interação entre as camadas cisalhantes e não à geometria do corpo. A presença do cilindro simplesmente modifica a interferência da esteira próxima com os pontos de separação”. A frequência de emissão de vórtices f_s , definida na seção anterior,

depende da distância entre as duas camadas cisalhantes. Quanto mais distantes estiverem os filamentos, mais lenta será a interação entre eles e menor será a frequência de emissão de vórtices.

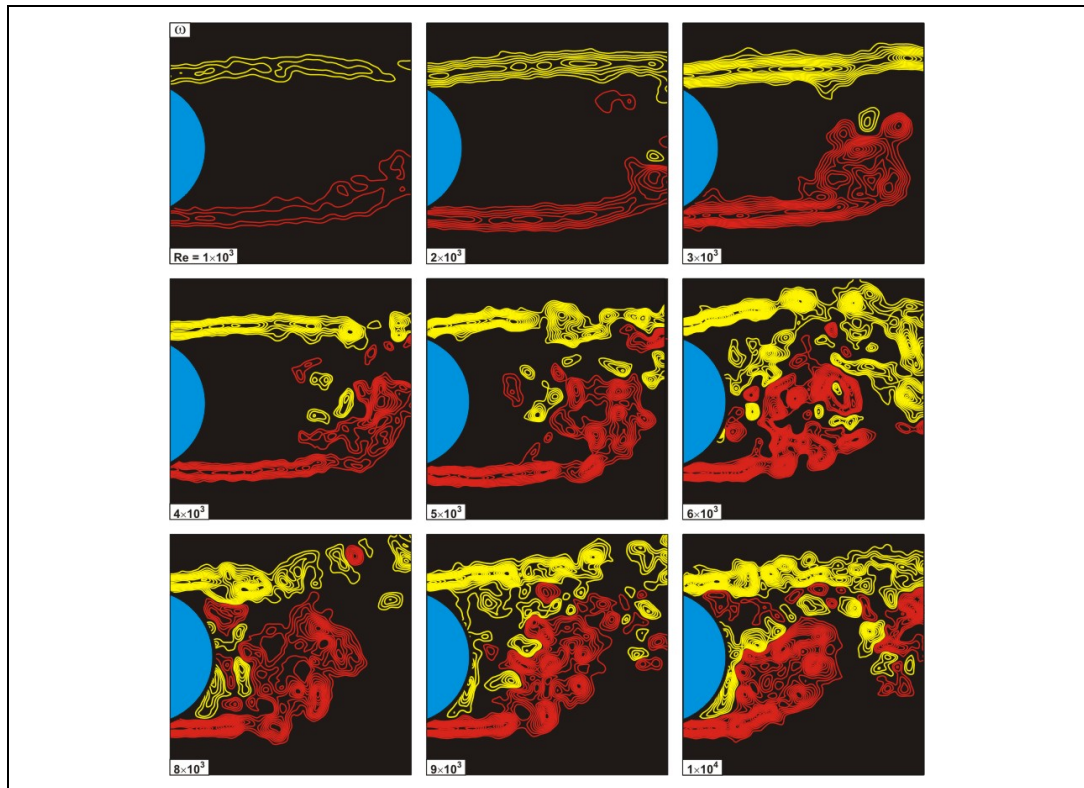


Figura 2.14: Interação entre camadas cisalhantes e geração de vórtices na região de formação de um cilindro para $10^3 < Re < 10^4$. Reproduzida de Saelim & Rockwell (2004)

A região da esteira próxima onde os vórtices são formados é chamada de região de formação. A distância do centro do cilindro até o final desta região é definida como o comprimento de formação de vórtices l_s . A Figura 2.14 apresenta imagens experimentais obtidas para os contornos de vorticidades na região de formação de um cilindro para diversos números de Reynolds. Observa-se a interação entre as camadas cisalhantes e o efeito de um vórtice sobre o filamento oposto. Verifica-se também que o comprimento de formação l_s pode atingir até três diâmetros para Reynolds mais baixos e sofre uma diminuição à medida que Reynolds aumenta. Este fenômeno de redução do comprimento de formação com o aumento de Reynolds será novamente discutido adiante, pois tem fundamental relevância para este estudo.

2.3. Esteira desenvolvida para cilindro isolado fixo

Escoamento bidimensional

Na seção anterior foram descritos os fenômenos que ocorrem na camada limite e região de separação resultando na geração e desprendimentos de vórtices na esteira próxima. Nesta parte, são abordados os modos de emissão destes vórtices formando uma esteira desenvolvida e estável no escoamento ao longe do cilindro. A importância do estudo das esteiras (sua estabilidade, modos de emissão, etc.) está relacionada às alterações do campo de pressão ao redor do cilindro. Cada comportamento específico de esteira vai definir uma força de excitação fluida característica.

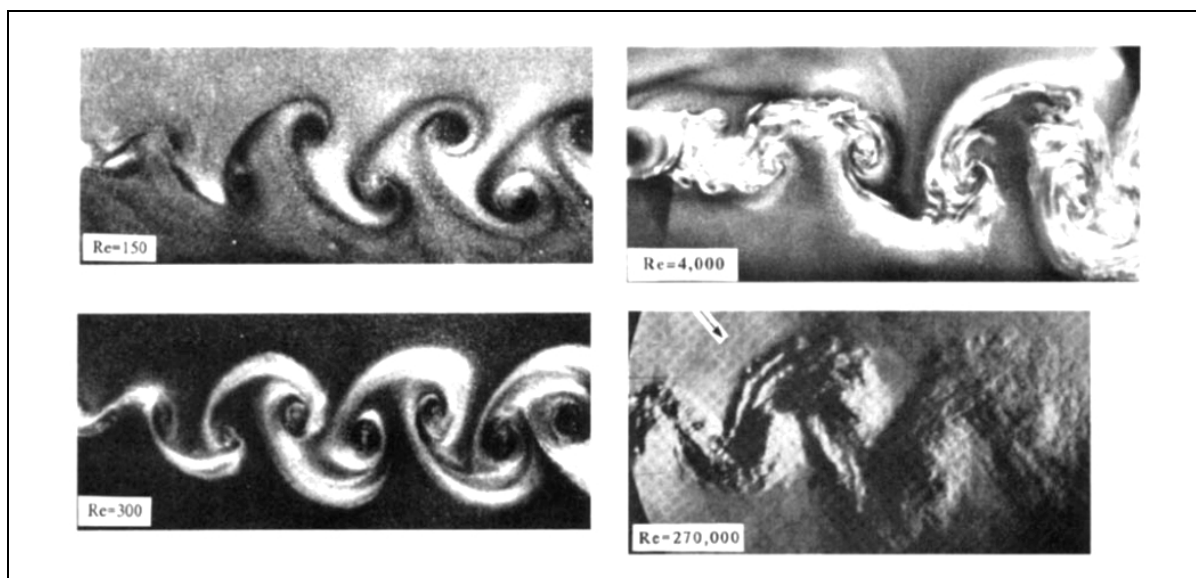


Figura 2.15: Existência de uma esteira estável para uma ampla faixa de Reynolds. Adaptado de Williamson (1996b)

Por muitas décadas, diversos pesquisadores apresentaram trabalhos mapeando o comportamento das esteiras de vórtices. Perry *et al.* (1982) detalharam o estudo de Gerrard (1966) mostrando com grande riqueza de detalhes os pontos de formação de vórtices com linhas de corrente instantâneas. Mais recentemente, Williamson (1996b) compilou um trabalho pormenorizando o comportamento dinâmico das esteiras à jusante de cilindros. A Figura 2.15 apresenta esteiras estáveis se desenvolvendo ao longe de região de formação para uma ampla faixa de Reynolds (regimes laminares e turbulentos). Para um cilindro isolado e fixo, em todos os casos onde uma esteira estável pode ser identificada, verifica-se um único padrão de emissão de vórtices desprendidos de cada lado do corpo. Este modo de

emissão, já observado por Bernard (1908) e Kármán (1911), é atualmente conhecido como modo 2S. Esta nomenclatura vem do inglês “two single” e significa que dois vórtices isolados são desprendidos do corpo para a esteira em um ciclo de emissão.

O comportamento dinâmico da esteira 2S de um cilindro isolado é bem conhecido na literatura. Além da região de formação próxima ao cilindro, verifica-se um longo trecho à jusante onde a esteira se desenvolve com um padrão 2S estável. Após este comprimento, ela passa para um regime instável perdendo seu padrão característico. Dentro desta faixa estável, algumas relações interessantes foram consagradas ao longo das pesquisas, por exemplo, o espaçamento longitudinal constante entre os centros dos vórtices para uma ampla faixa de Reynolds no valor de 0,281 diâmetros. Ainda neste texto, no Apêndice 1, apresenta-se uma caracterização detalhada da geometria desta esteira e seu equacionamento analítico a partir do modelo de um vórtice isolado viscoso. Maiores detalhes sobre o desenvolvimento e estabilidade das esteiras são encontrados também em Meneghini (2002).

Escoamento tridimensional

Até agora, todas as considerações sobre a fenomenologia da emissão de vórtices tratou apenas de escoamentos bidimensionais ao redor de cilindros. Porém, a formação da esteira de vórtices não é um fenômeno puramente bidimensional. A terceira dimensão do cilindro (seu comprimento L) fora do plano até agora observado é muito importante para o desenvolvimento da esteira. Os filamentos de vórtices (conceito detalhado a seguir) não são estruturas bidimensionais, mas variam ao longo do comprimento do cilindro dependendo de muitos parâmetros do escoamento. A priori, não se pode afirmar que todas as seções transversais ao longo do comprimento de um cilindro apresentarão fenômenos idênticos de emissão de vórtices sincronizados no tempo. A partir de $Re = 180$ a esteira começa a apresentar as primeiras tridimensionalidades, de modo que a vasta maioria dos problemas da engenharia se encontra numa faixa de escoamento totalmente tridimensional. Somente em casos muito especiais esta consideração poderá ser desprezada.

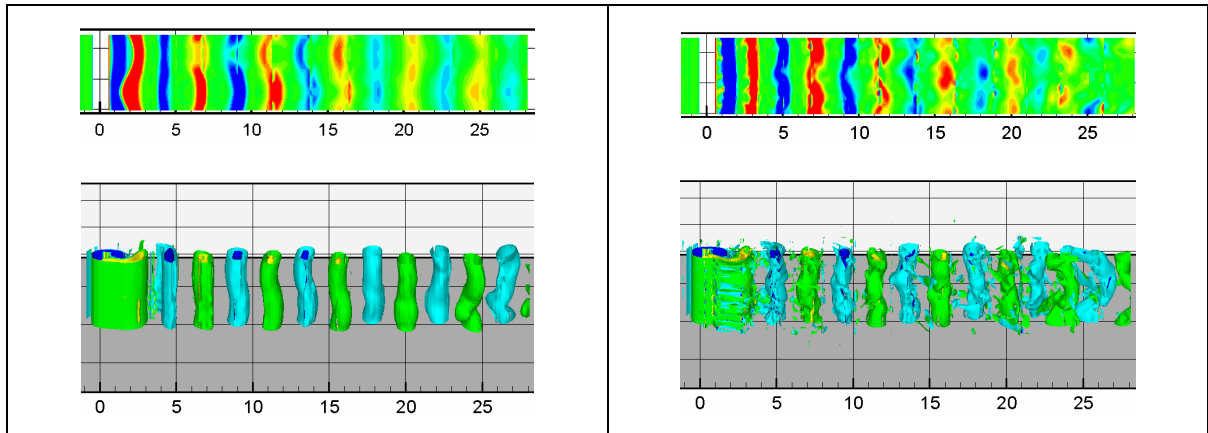


Figura 2.16: Esteira de vórtices tridimensional obtida com simulações numéricas. Modo A para $Re=195$ (esquerda); Modo B para $Re=270$ (direita). Reproduzida de Carmo (2005).

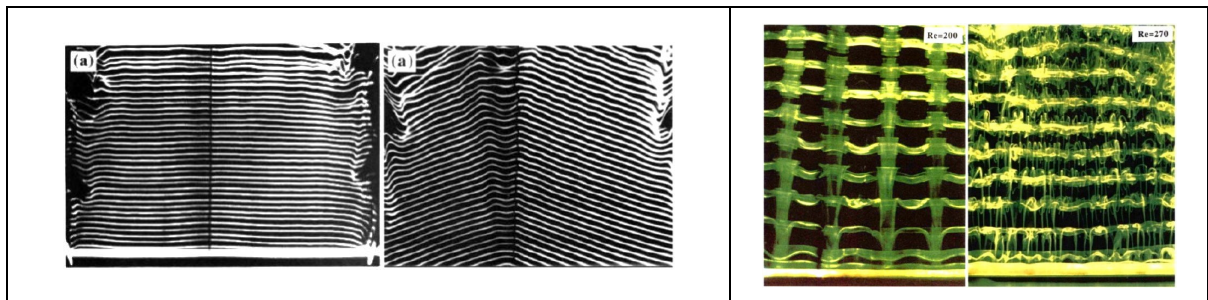


Figura 2.17: Efeitos tridimensionais na esteira. (esquerda) Transição entre os modos paralelo e oblíquo em $Re=64$. (direita) Formação de laços de vórtices (Modo A) e pares de vórtices (Modo B) na direção do escoamento para $Re=200$ e $Re=270$. Os cilindros estão na posição horizontal, na borda inferior das imagens. Reproduzido de Williamson (1996a)

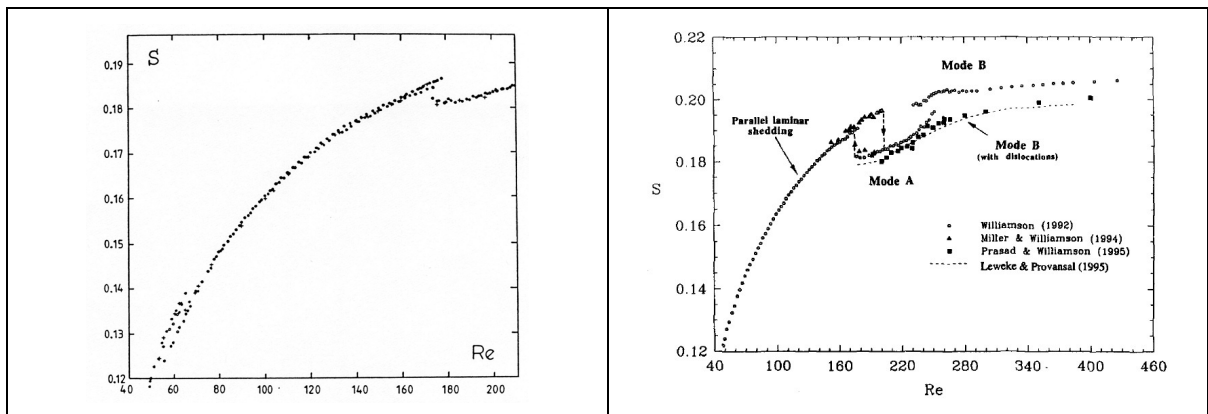


Figura 2.18: Variação do número de Strouhal por Reynolds na faixa onde se iniciam os fenômenos tridimensionais (esquerda); e com as transições de modos associadas às discontinuidades (direita). Reproduzido de Williamson (1996a)

Como ilustração, a Figura 2.16 apresenta a esteira de vórtices tridimensional formada por um cilindro, onde estão definidas as iso-superfícies de vorticidade na direção transversal ao escoamento. Carmo (2005) obteve estes resultados empregando simulações numéricas com método de elementos espectrais.

Apesar dos efeitos tridimensionais dominantes efetivamente começarem a partir de $Re \approx 180$, Williamson (1996a) mostrou que tridimensionalidades suaves ocorrem mesmo no regime laminar da esteira em $Re \approx 64$. Williamson mostrou que nesta faixa existe a

transição entre os modos paralelo e oblíquo de emissão ao longo do comprimento do cilindro (Figura 2.17, à esquerda). A esta transição atribuiu-se a descontinuidade da curva $St \times Re$, identificada pela dispersão em $Re \approx 64$, detalhada na Figura 2.18 (esquerda). Este tipo de tridimensionalidade poder ser controlado pelas condições de contorno das extremidades do corpo. Williamson mostrou sua ocorrência com diferentes técnicas: “end-plates” inclinados, “end-plates” do tipo fólio e sucção de fluido na região da esteira próxima

Também na mesma curva da Figura 2.18 é possível acompanhar a descontinuidade resultante de outro efeito tridimensional que ocorre a partir de $Re \approx 180$. Trata-se da formação de estruturas de vórtices de grande escala na direção do escoamento. Williamson nomeou como Modo A a formação destes laços de vórtices (“vortex loops”), que levam vorticidade da direção transversal para estruturas alinhadas com o escoamento (Figura 2.17, à direita). Uma outra descontinuidade é verificada ao redor de $Re \approx 250$ caracterizada por estruturas de menor escala. Williamson chamou de Modo B estes pares de vórtices alternados na direção axial do escoamento. Na Figura 2.16 de Carmo (2005) é possível identificar os dois modos acontecendo em $Re = 195$ e $Re = 270$ pela escala das estruturas de vórtices na direção axial ao escoamento. As estruturas com vorticidade axial apresentam comprimento de onda da ordem de $4D$ para o Modo A e $0,8D$ para o Modo B.

Uma ferramenta estatística muito útil na investigação dos efeitos tridimensionais é a determinação da correlação entre duas grandezas registradas ao longo do comprimento do cilindro. O coeficiente de correlação (r), como apresentado na equação [2.10], indica se dois sinais estão linearmente correlacionados. Para se avaliar a tridimensionalidade na esteira, pode-se calcular a correlação entre os coeficientes de pressão no ponto base C_{pb} coletados em pontos diferentes ao longo da geratriz do cilindro. Em [2.10], C'_{pb} representa a flutuação da pressão base em um ponto (a) e um ponto (b), enquanto a barras sobre as variáveis representa seu valor médio.

$$r(C_{pb(a)}, C_{pb(b)}) = \frac{\overline{C'_{pb(a)} \cdot C'_{pb(b)}}}{\sqrt{\overline{C'^2_{pb(a)}}} \cdot \sqrt{\overline{C'^2_{pb(b)}}}} \quad [2.10]$$

Desta forma, $r = 1$ indica que os sinais estão correlacionados e a emissão de vórtices (representada pela flutuação de pressão no ponto base) está sincronizada nos dois pontos. De modo inverso, $r = 0$ indica que os sinais não estão correlacionados no tempo. Se a emissão de vórtices fosse um fenômeno bidimensional, isto é, idêntico ao longo de todo o comprimento, o coeficiente de correlação seria $r = 1$ para todos os pontos ao longo da geratriz.

Complementando a análise de correlação, é comum empregar o termo comprimento de correlação L_r , definido por [2.11], para representar a distância em que dois sinais ainda apresentam alguma correlação linear. Nesta definição, $r(C_{pb(a)}, C_{pb(b)})$ é o coeficiente de correlação calculado entre dois pontos (a) e (b) ; e z representa a coordenada ao longo da geratriz do cilindro.

$$L_r = \int_{z=0}^{z \rightarrow \infty} r(C_{pb(a)}, C_{pb(b)}) dz \quad [2.11]$$

Variáveis estatisticamente independentes apresentam coeficiente de correlação nulo, porém, a recíproca não é verdadeira, pois o coeficiente de correlação é uma medida da associação linear entre as duas variáveis. Um coeficiente nulo significa apenas que uma relação linear não está presente. Pode, no entanto, haver outros tipos de dependência que não sejam refletidos pelo valor numérico do coeficiente de correlação. Variáveis ligadas por uma relação linear perfeita têm coeficiente de correlação: $r = 1$, se quando uma cresce a outra também cresce; $r = -1$, se quando uma cresce a outra decresce. Valores intermediários representam relações parcialmente lineares. Assim, a interpretação dos valores de correlação requer muita atenção e compreensão da fenomenologia envolvida.

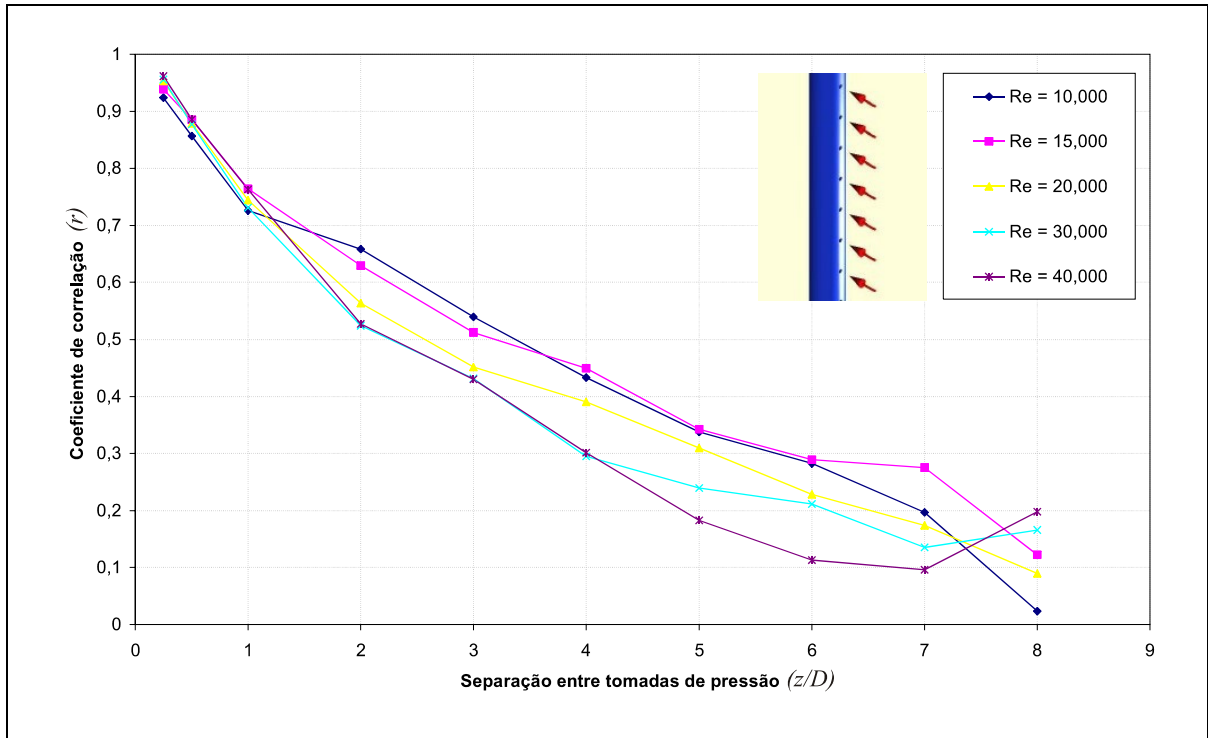


Figura 2.19: Coeficiente de correlação para pontos de tomada de pressão ao longo da geratriz de um cilindro para $10^4 < Re < 4 \times 10^4$. Adaptado de Ássi (2003a).

A Figura 2.19 apresenta a variação do coeficiente de correlação entre as flutuações de pressão tomadas nos pontos base ao longo da geratriz de um cilindro. Os experimentos de Ássi (2003a) foram realizados em túnel de vento para a faixa de $1 \times 10^4 < Re < 4 \times 10^4$. Verifica-se um comportamento decrescente no valor do coeficiente de correlação, indicando que os pontos mais distantes do sinal de referência (ponto em $z/D = 0$) possuem relação linear mais fraca que os pontos mais próximos. Também prova que a esteira nesta faixa de Reynolds é totalmente tridimensional.

2.4. Esteira desenvolvida para cilindro isolado oscilando

A esteira de vórtices de um cilindro isolado é alterada quando o corpo passa de uma configuração estática para um comportamento de oscilações transversais. Basicamente, os padrões de emissão de vórtices da esteira estão relacionados à amplitude e frequência destas oscilações. Em um minucioso trabalho, Williamson & Roshko (1988) mapearam os padrões de emissão de vórtices em função destes dois parâmetros. Eles impuseram oscilações forçadas em um cilindro rígido e observaram padrões de esteira substancialmente diferentes do modo 2S encontrado para um cilindro fixo.

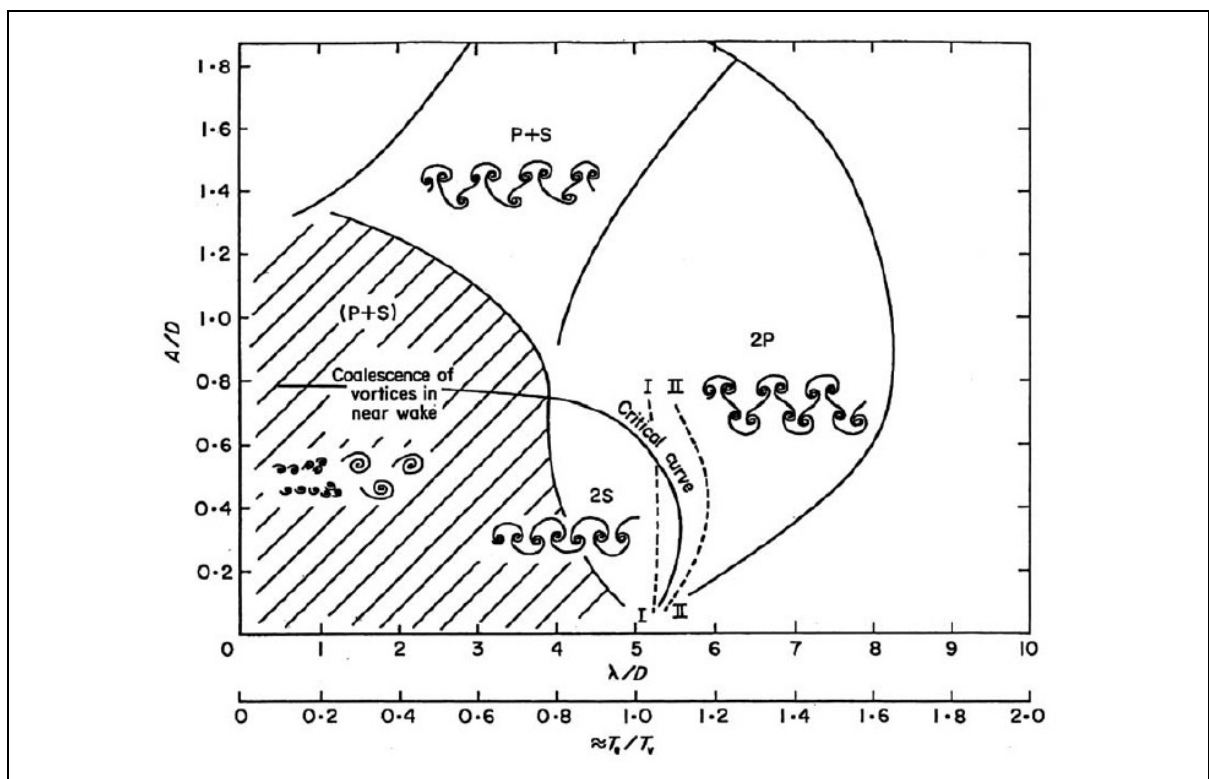


Figura 2.20: Mapa dos modos de emissão para um cilindro isolado sob oscilação forçada. Reproduzido de Williamson & Roshko (1988).

A Figura 2.20 resume este trabalho e apresenta os modos de emissão encontrados para um cilindro com oscilação forçada. A princípio, três padrões distintos foram verificados: o já conhecido 2S (“two single”); o modo 2P (“two pairs”); e o modo P+S (“pair+single”). Como visto anteriormente, no modo 2S dois vórtices isolados são desprendidos para cada ciclo de emissão. Já no modo 2P, dois pares de vórtices são desprendidos para a esteira em cada ciclo. E, no modo P+S, uma composição de um vórtice isolado e um par de vórtices são desprendidos do cilindro em cada ciclo de emissão.

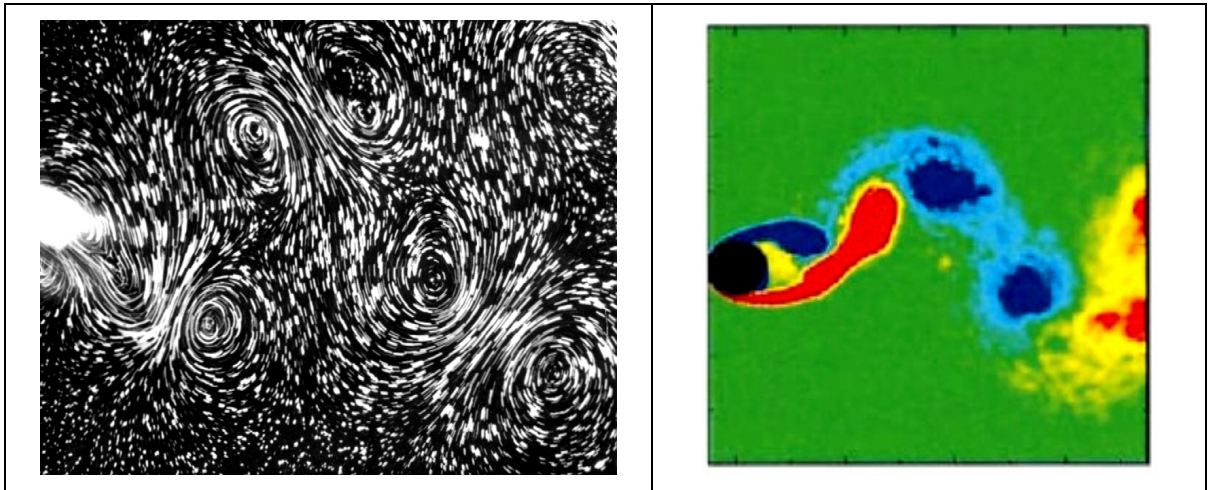


Figura 2.21: Modo de emissão 2P: (esquerda) visualização experimental de Williamson & Roshko (1988); e (direita) simulação numérica de Blackburn *et al.* (2000).

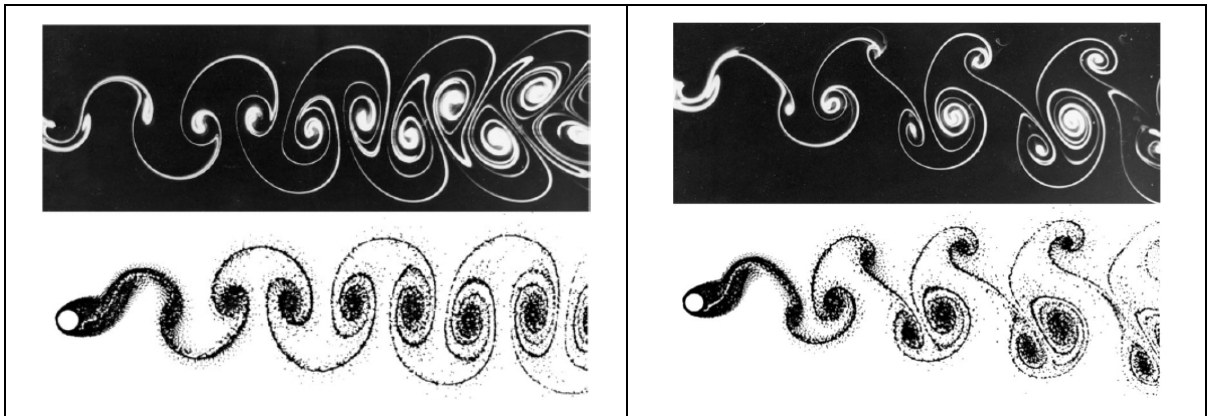


Figura 2.22: Modos de emissão: (esquerda) 2S; e (direita) P+S. Visualizações de Williamson & Govardhan (2004) e simulações numéricas de Meneghini & Bearman (1995).

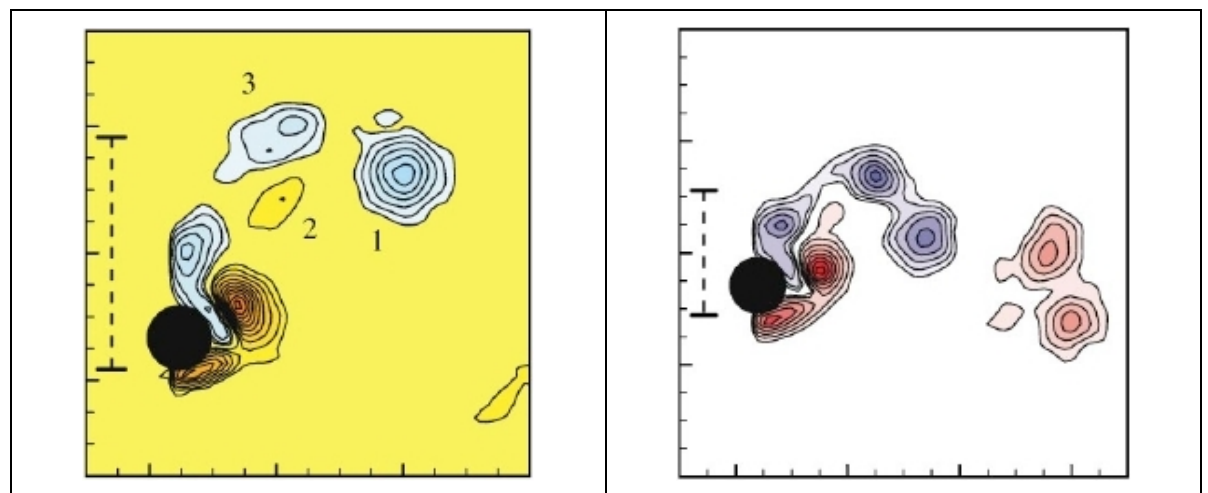


Figura 2.23: Modos de emissão: (esquerda) 2T; e (direita) 2C. Medições experimentais com PIV adaptadas de Williamson & Govardhan (2004).

As técnicas experimentais de visualização e as simulações numéricas de escoamentos ilustram com perfeição estes modos. A Figura 2.21 apresenta o interessante modo 2P, onde é possível verificar dois pares de estruturas de vórtices sendo desprendidos para a esteira. Na imagem à esquerda foi utilizada a técnica de visualização com partículas de alumínio em suspensão, enquanto a imagem à direita representa uma simulação numérica. Neste padrão 2P de emissão os vórtices de um mesmo par apresentam sentidos de rotação opostos.

A Figura 2.22 também apresenta a comparação entre imagens obtidas com técnica experimental de visualização com tintura fluorescente (acima) e simulações numéricas (abaixo). Nas imagens à esquerda verifica-se o conhecido modo 2S, agora verificado para um cilindro oscilando, com dois vórtices isolados emitidos em cada ciclo. À direita, observa-se o modo P+S, com a composição de um par de vórtices e um terceiro isolado por ciclo. As imagens são reproduzidas de Williamson & Govardhan (2004), mas as simulações numéricas foram realizadas por Meneghini & Bearman (1995).

Outros modos de emissão, mais raros e curiosos, também foram observados para cilindros oscilando forçadamente. A Figura 2.23 ilustra os modos 2T, em que dois trios de vórtices são emitidos para cada ciclo; e o modo 2C, onde dois pares de vórtices de mesmo sentido de rotação são desprendidos para a esteira. Novamente, estes padrões de emissão são muito raros e difíceis de serem verificados experimentalmente. As imagens da Figura 2.23 foram obtidas com a técnica experimental de PIV (“Particle Image Velocimetry”), explicada adiante.

Apesar de todos estes padrões de emissão de vórtices terem sido observados para um cilindro isolado com oscilação forçada, nem todos eles são verificados quando um cilindro isolado está livre para oscilar transversalmente ao escoamento. Como será analisado nas próximas seções, quando será abordado o fenômeno de Vibrações Induzidas por Vórtices, um cilindro oscilando livremente apresenta apenas os modos 2S e 2P para a faixa de velocidades de interesse deste trabalho. Os demais modos ilustram a variedade de fenômenos envolvidos na formação da esteira, mas não serão relacionados com as vibrações induzidas pelo escoamento tratadas ao longo deste texto.

Um dos fenômenos que ocorre quando um cilindro está oscilando é a captura da frequência de emissão de vórtices pela frequência desta oscilação. Bearman (1984) afirma: “Para a geometria de um cilindro, a captura se inicia no ponto de ressonância entre as duas

freqüências. Sua duração depende da oscilação, de modo que quanto maior for a amplitude de oscilação, maior será a faixa de captura.” Esta faixa onde a freqüência de emissão é capturada pela freqüência de oscilação do corpo é denominada faixa de sincronização (ou “lock-in”) e será detalhada adiante.

Uma última consideração deve ser feita referente aos efeitos das tridimensionalidades do escoamento. Diferentemente do cilindro fixo, o escoamento ao redor de um cilindro oscilando apresenta menor tridimensionalidade na faixa de sincronização. O coeficiente de correlação neste caso se aproxima da unidade e o escoamento tem grande característica bidimensional, isto é, sincronizado ao longo do comprimento do cilindro. Os movimentos do cilindro durante a emissão de vórtices resultam em um aumento do comprimento de correlação. Bearman (1984) afirma que “a mínima amplitude de oscilação onde se inicia o aumento no comprimento de correlação depende da geometria do corpo. Para um cilindro ela é da ordem de 0,05 diâmetros”.

Conseqüentemente, o efeito desta baixa tridimensionalidade é uma força fluida resultante de maior magnitude, uma vez que um maior comprimento de um mesmo lado do corpo estará exposto a uma região de baixa pressão, por exemplo. Diversos estudos sistemáticos foram realizados no desenvolvimento de supressores de vórtices que amenizassem as forças fluidas de excitação (conceito descrito adiante). Basicamente, estas estruturas supressoras atuam impondo uma tridimensionalidade ao escoamento, de modo que as forças fluidas de excitação não estejam sincronizadas ao longo do comprimento. “Strakes”, “bumps”, “splitter plates” e fitas supressoras são alguns exemplos de estruturas passivas com esta finalidade. Maiores detalhes sobre supressores passivos são encontrados em Brankovic (2004) e Zdravkovich (1981).

2.5. Interferência no escoamento

Até agora foi analisado o comportamento de um cilindro isolado, onde nenhuma outra estrutura presente interfere no escoamento ao redor. Os efeitos do fenômeno de interferência ocorrem quando cilindros são agrupados próximos uns dos outros, de modo que o escoamento de um é perturbado pelo escoamento do outro. O cilindro perturbado não precisa estar necessariamente à jusante de um outro, basta que ele esteja imerso em algumas das regiões do escoamento perturbado pela outra estrutura. Fenômenos de interferência também ocorrem para cilindros posicionados lado a lado ou em configurações oblíquas.

Este estudo trata apenas dos efeitos da interferência entre dois cilindros rígidos de mesmo diâmetro alinhados com o escoamento, isto é, um cilindro está posicionado exatamente na linha de centro do cilindro à montante. Esta configuração também é conhecida na literatura como “tandem”. A Figura 2.24 ilustra o caso de um cilindro isolado, dois cilindros alinhados e dois cilindros posicionados lado a lado com o escoamento. Arranjos mais complexos com mais de um par de cilindros também são encontrados na literatura.

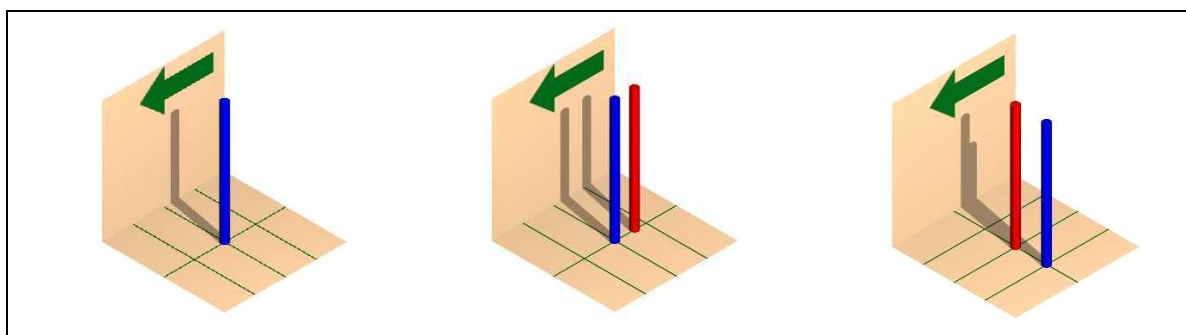


Figura 2.24: (esquerda) Cilindro isolado e configurações típicas de interferência: (centro) dois cilindros alinhados e (direita) dois cilindros posicionados lado a lado com o escoamento.

Quando um cilindro está imerso na esteira de um outro os fenômenos de interação entre o fluido e a estrutura ganha complexidade, como relatado nos artigos de revisão do assunto escritos por Zdravkovich (1977, 1988) e Chen (1986). Não é difícil deduzir que um cilindro imerso na esteira de um outro não apresenta o mesmo comportamento de um cilindro isolado. As flutuações de velocidade e pressão, a esteira de vórtices emitida pelo cilindro à montante e a alteração na velocidade média na esteira são parâmetros importantes sobre a resposta dinâmica de um cilindro sob interferência.

Em se tratando de apenas um par de cilindros, é interessante analisar seu comportamento em função da posição relativa entre eles. O espaçamento entre os centros dos cilindros S (denominado “gap” na literatura inglesa) é definido na Figura 2.25. Assim como as outras dimensões de comprimento é comum ser adimensionalizado pelo diâmetro dos cilindros.

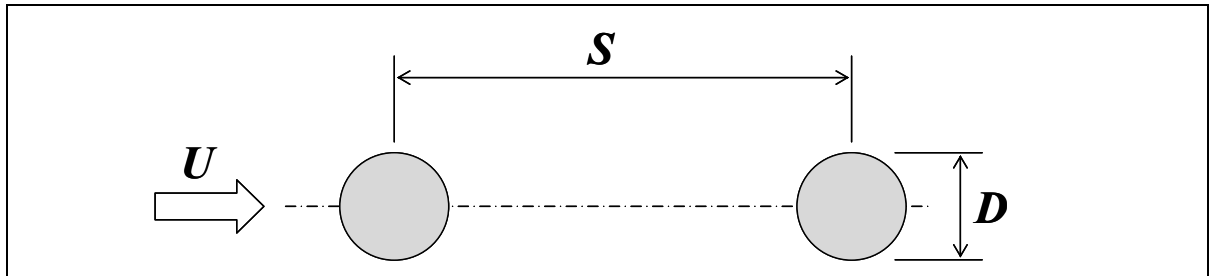


Figura 2.25: Espaçamento (“gap”) entre os centros de dois cilindros alinhados.

Para dois cilindros estacionários, os parâmetros fluidodinâmicos, como coeficientes de arrasto e sustentação, e o número de Strouhal já são fortemente afetados pela distância entre os centros dos corpos. No caso específico de $Re = 10^4$, sem respostas dinâmicas de oscilações, já é percebida uma descontinuidade nos fenômenos para um valor crítico entre os espaçamentos $S/D \approx 3,0$. Fenômenos ainda mais complexos são encontrados para cilindros oscilando. Em essência, a esteira formada no cilindro à jusante tem uma forte dependência do campo de vorticidades (tanto transitório quanto permanente) gerado no cilindro à montante. A natureza deste campo de vorticidades está diretamente relacionada com o espaçamento entre os corpos.

A descontinuidade presente para os modelos estacionários não foi percebida nos experimentos com dois cilindros realizados por Tanida *et al.* (1973) e King & Johns (1976) onde ambos os cilindros estavam livres para oscilar. Outro resultado frequentemente observado para um cilindro oscilando à jusante de um cilindro fixo é que para espaçamentos entre $2,5 < S/D < 7,0$ o cilindro à jusante continua a oscilar com grandes amplitudes após o término da faixa de sincronização de vórtices. Este fenômeno recebeu diversos nomes em diversos textos da literatura, a saber: “interference galloping” (Ruscheweyh, 1983); “galloping” (Bokaian & Geoola, 1984); e “wake-displacement excitation” (Zdravkovich, 1988).

Bokaian & Geoola (1984) afirmam que, “dependendo do espaçamento S e do parâmetro de amortecimento estrutural, o cilindro à jusante apresenta os seguintes comportamentos: somente ressonância com emissão de vórtices (VIV); VIV e galloping

combinados; e VIV e galloping em faixas separadas”. As ressonâncias com emissões de vórtices foram observadas para espaçamentos maiores que $S/D = 3,0$, enquanto as outras condições foram verificadas para distâncias mais próximas entre os centros dos cilindros.

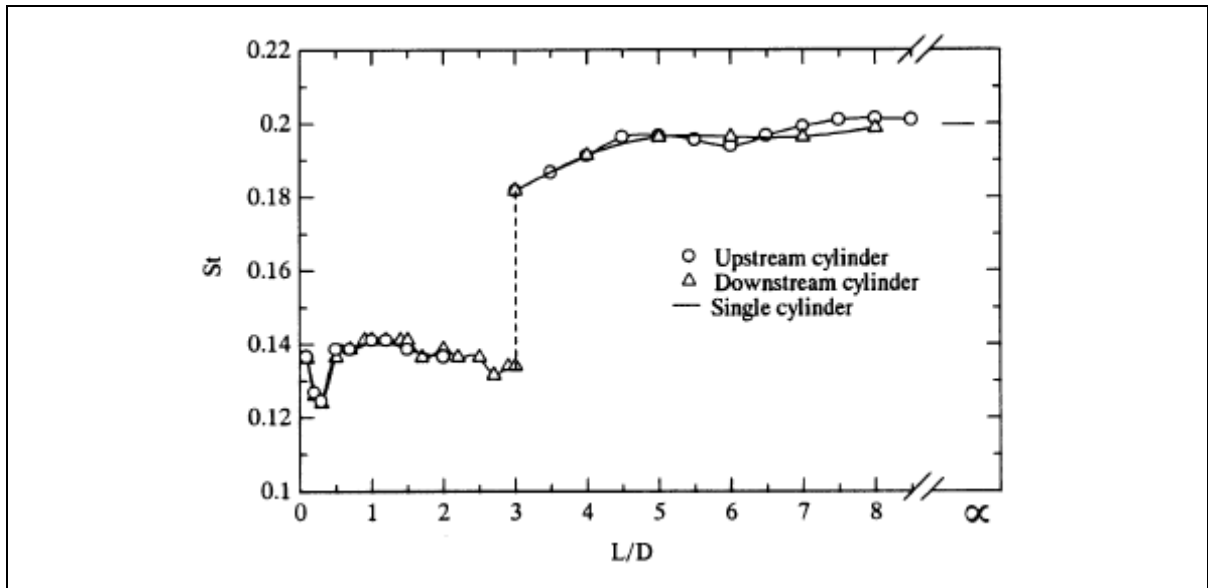


Figura 2.26: Variação do número de Strouhal em função do espaçamento S/D para dois cilindros alinhados fixo. $Re=6,5 \times 10^4$. Reproduzido de Alam et al. (2003).

A frequência de emissão de vórtices f_s é alterada em função do espaçamento entre os cilindros. A Figura 2.26 apresenta a descontinuidade na curva de Strouhal em $S/D \approx 3,5$ para um dado valor de Reynolds, no caso de dois cilindros fixos. Apesar do salto, os dois cilindros apresentam o mesmo comportamento nesta faixa. Para espaçamentos menores o número de Strouhal é ainda menor.

O comportamento da curva de Strouhal em função do espaçamento entre os cilindros depende dos regimes de interferência visualizados no escoamento. Igarashi (1981) classificou estes regimes em seis classes de acordo com o comportamento do escoamento na região entre os cilindros. O autor mostrou que a região entre os dois cilindros é caracterizada pela presença de duas camadas cisalhantes instáveis. Dependendo de algumas condições de espaçamentos e Reynolds estas camadas podem se enrolar formando zonas de recirculação ou até mesmo uma esteira de vórtices entre os cilindros. Resumidamente, Igarashi descreveu um regime sincronizado de escoamento onde a formação de vórtices entre os cilindros e na esteira próxima do cilindro à jusante está associada à aderência da camada cisalhante na parede do cilindro à jusante.

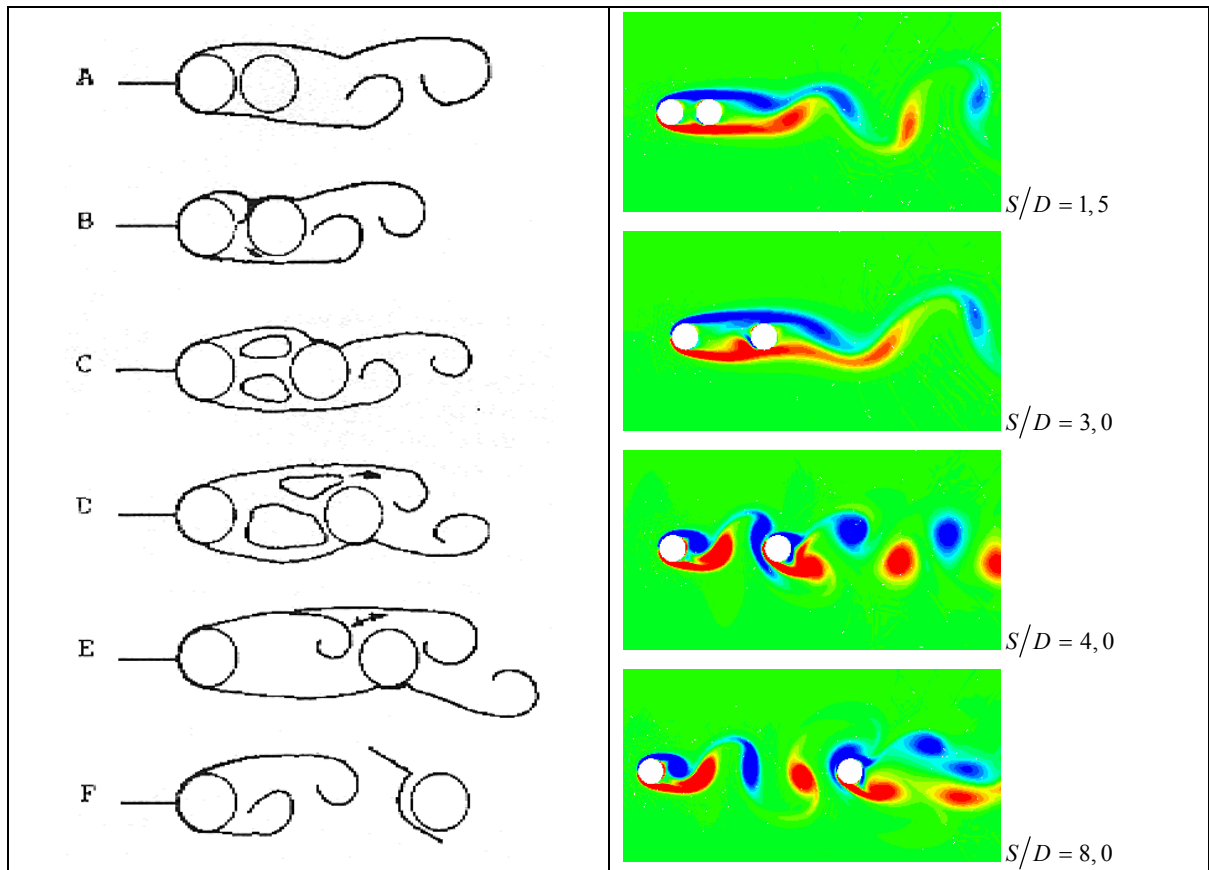


Figura 2.27: (esquerda) Regimes de interferência em pares de cilindros alinhados. (Igarashi, 1981). (direita) Exemplo dos regimes de interferência no escoamento para $Re \approx 300$. (Carmo, 2005). Os regimes de interferência têm dependência com o espaçamento e Reynolds.

Tabela 2.2: Síntese dos regimes de interferência classificados por Igarashi (1981).

- | | |
|---|---|
| A | As camadas cisalhantes livres vindas da separação do cilindro à montante não readerem à superfície do segundo cilindro. Apenas uma esteira é formada. |
| B | As camadas cisalhantes do primeiro cilindro são capturadas pelo segundo, mas não há a formação de vórtices no espaço entre os corpos. Também aqui apenas uma esteira pode ser identificada. |
| C | Vórtices simétricos são formados entre os cilindros. |
| D | Os vórtices simétricos tornam-se instáveis, passando a crescer e diminuir de forma alternada nas proximidades do segundo cilindro. |
| E | A camada cisalhante do cilindro à montante se enrola bem próximo do segundo cilindro. Este regime é um estado biestável na transição entre os regimes D e F. |
| F | A região da esteira próxima do primeiro cilindro termina antes do segundo corpo e vórtices passam a serem formados nesta região de maneira regular. A esteira formada após o segundo cilindro é chamada binária, porque cada vórtice é formado pela combinação de um vórtice emitido pelo cilindro à montante e um outro pelo cilindro à jusante. |

A Figura 2.27 apresenta a classificação dos regimes de interferência de Igarashi confrontados com as simulações numéricas de Carmo (2005). A

Tabela 2.2, adaptada de Carmo (2005), sintetiza os regimes de interferência apresentados na Figura 2.27.

Nos quatro primeiros regimes (A, B, C e D) o cilindro à jusante encontra-se totalmente envolvido pela esteira em formação do primeiro. Desta forma, ele se encontra em uma região de baixa pressão, fazendo com que seu coeficiente de arrasto médio seja menor que o verificado para os outros regimes. De fato, o coeficiente de arrasto pode até ser negativo, resultando em uma força de sucção no segundo cilindro com direção contrária ao escoamento incidente. Uma descontinuidade também é notada na curva de arrasto em função do espaçamento. Quando o espaçamento aumenta ultrapassando um valor crítico o arrasto passa de negativo para positivo. Igarashi (1981) mostra que este valor é da ordem de $(S/D)_{cr} \approx 3,5$ quando $Re = 3,5 \times 10^4$. De fato ocorre que, para espaçamentos menores que este valor crítico $(S/D)_{cr}$ não há formação de vórtices entre os dois cilindros. Além disso, Ljungkrona *et al.* (1991) verificou que este espaçamento crítico diminui com o aumento da intensidade de turbulência no escoamento incidente.

Lin *et al.* (2002) mostraram que a esteira formada após o cilindro à jusante tem ligação com os fenômenos que ocorrem na região entre os cilindros. Para espaçamentos menores que $S/D = 2,0$ a esteira de Kármán “tem um aspecto e orientação fundamentalmente diferentes da formada em um cilindro isolado”. Eles afirmam também que, nesta região, “os vórtices têm um aspecto alongado e não tem a forte tendência de “cortar” a camada cisalhante oposta no processo de formação”. Por outro lado, para espaçamentos maiores, a formação de esteira entre os cilindros estimula a o desenvolvimento de vórtices bem definidos na região próxima do cilindro à jusante.

A Figura 2.28 apresenta as estruturas do escoamento na região entre dois cilindros fixos. Verifica-se a presença das duas camadas cisalhantes e maior interação entre ambas à medida que o espaçamento aumenta. Nos espaçamentos menores, $S/D = 1,5$ e $S/D = 2,0$, verifica-se a interação entre as camadas cisalhantes sem a formação de uma esteira desenvolvida entre os cilindros. Já para o espaçamento $S/D = 5,1$, percebem-se as estruturas de vórtices da esteira à montante atingindo o segundo cilindro.

Por sua vez, a Figura 2.29 mostra a formação da esteira de vórtices na região próxima ao cilindro à jusante. A primeira linha apresenta a formação típica do modo 2S

para um cilindro isolado, usada como comparação. Nas demais linhas, onde há interferência entre dois cilindros alinhados fixos, verifica-se um alongamento nas estruturas de vórtices à medida que o espaçamento aumenta. A tendência dos vórtices desprendidos não interromperem a alimentação de circulação da camada cisalhante oposta também é qualitativamente observada. Nas duas figuras, reproduzidas do trabalho de Lin *et al.* (2002), as imagens foram coletadas por um método de PIV de alta densidade de partículas variando-se o espaçamento para $Re = 10^4$.

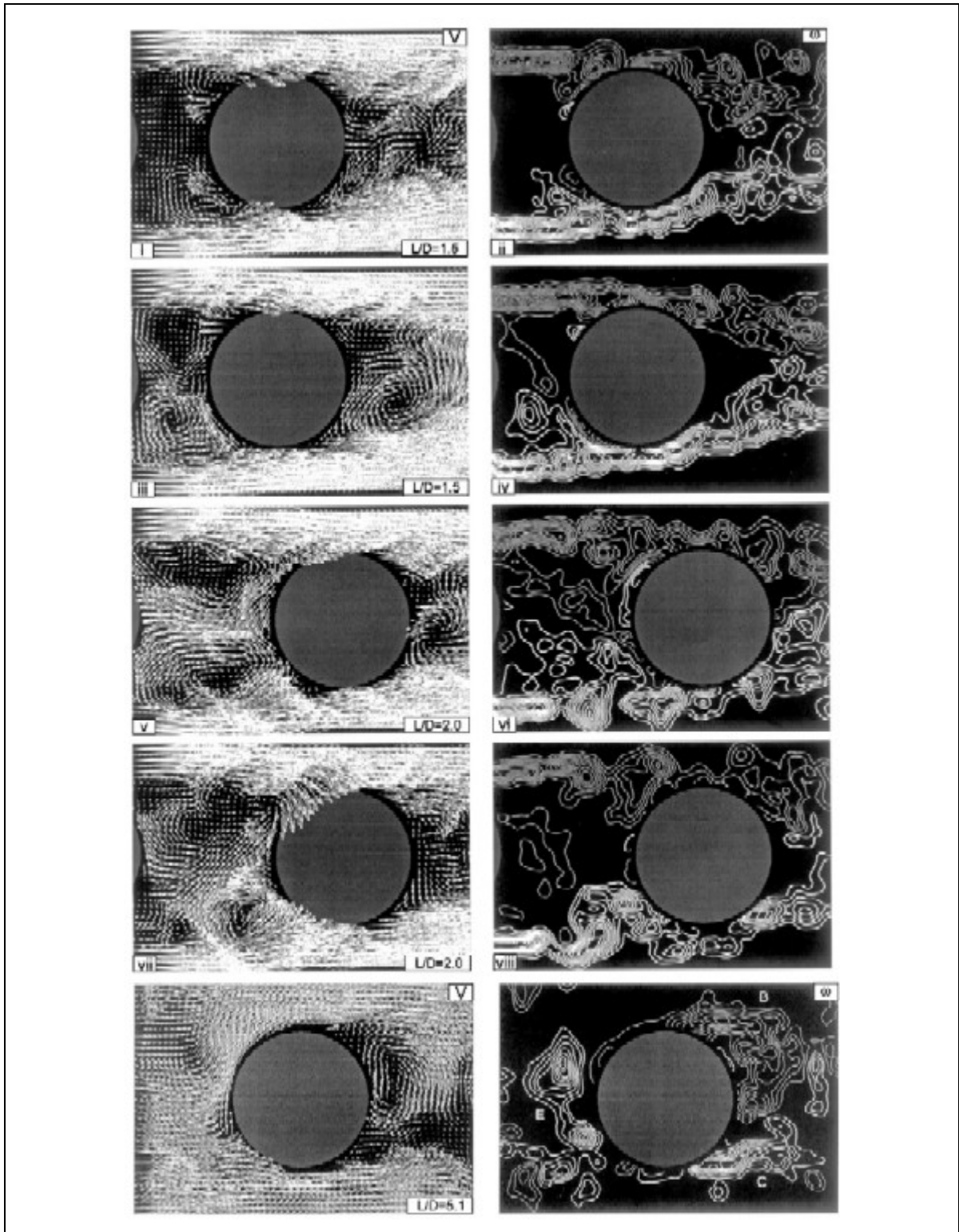


Figura 2.28: Estruturas do escoamento e formação de esteira na região entre dois cilindros alinhados e fixos. $Re = 1,0 \times 10^4$. Coluna à esquerda: campo de velocidades; coluna à direita: contornos de vorticidades. Reproduzido de Lin *et al.* (2002).

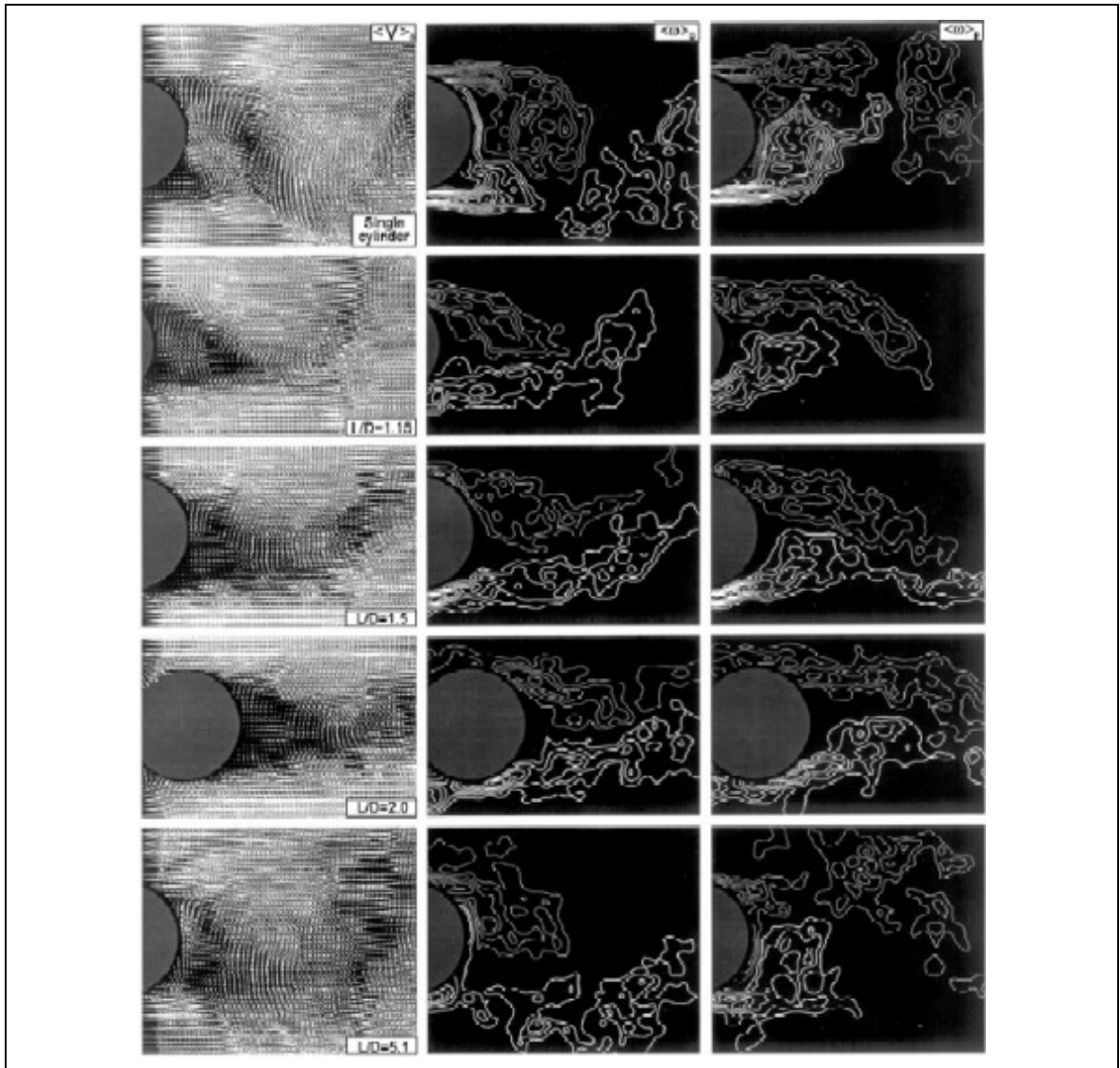


Figura 2.29: Formação da esteira próxima ao cilindro à jusante para dois cilindros alinhados e fixos. $Re = 1,0 \times 10^4$. Coluna à esquerda: campo de velocidades; coluna central: contornos de vorticidades para o vórtice desprendido acima; coluna à direita: contornos de vorticidades para o vórtice desprendido abaixo. Reproduzido de Lin *et al.* (2002).

2.6. Vibrações Induzidas pelo Escoamento

Na engenharia, as vibrações induzidas pelo escoamento (VIE) estão presentes na maioria dos sistemas de estruturas com perfil rombudo sob escoamentos fluidos. Assim sendo, não é raro que um corpo rombudo sofra vibrações induzidas pelo escoamento que flui ao seu redor. O efeito destas oscilações pode causar desde vibrações destrutivas até movimentos oscilatórios úteis. Existem diversos tipos de VIE, cada um associado a um fenômeno fluido específico ou às composições destes fenômenos, podendo ser classificados quanto à sua natureza. A Tabela 2.3 resume os dois tipos de VIE discutidos neste texto e seus fenômenos fluidos associados.

Tabela 2.3: Exemplos de Vibrações Induzidas pelo Escoamento e suas naturezas.

VIV – Vibrações Induzidas por Vórtices	Vibração da estrutura causada pela interação entre a dinâmica do corpo e a excitação periódica das forças fluidas geradas na modificação do campo de pressões, consequência da emissão de vórtices na esteira próxima.
Gallopings⁵	Causado pela oscilação da força de sustentação resultante da variação do ângulo de ataque do escoamento em relação ao corpo. Geralmente aplicado em sistemas com um grau de liberdade. “Gallopings”, do inglês, significa galope.

A força de excitação que leva uma estrutura à oscilação vem do escoamento. O corpo e o fluido estão acoplados pela interface entre as fronteiras, isto é, a parede do corpo. A força fluida exercida na parede deforma ou desloca o corpo, que ganha uma nova orientação em relação ao escoamento, de tal forma que a força fluida pode se alterar para esta nova configuração. O fluido exerce força sobre a estrutura e esta responde exercendo força oposta ao fluido. Assim, estabelece-se o mecanismo de interação entre o fluido e a estrutura. A força fluida aplicada na estrutura tem origem no campo de pressões que o

⁵ Apesar de ser uma palavra da língua inglesa, não será grafada entre aspas por se tratar de um termo absorvido mundialmente, inclusive pela literatura portuguesa.

escoamento exerce sobre a parede do corpo rombudo. Se o fenômeno fluido possuir um comportamento cíclico, o campo de pressões oscilará ciclicamente na parede do corpo e a força resultante exercida será periódica.

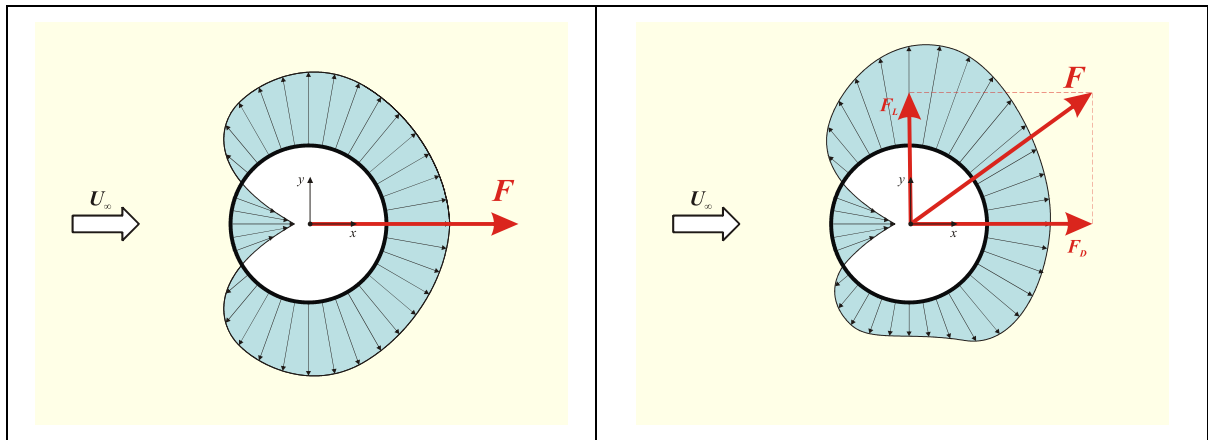


Figura 2.30: Distribuição de pressão na parede de um cilindro (esquerda) com sustentação nula e (direita) com componente de sustentação.

Como visto na seção anterior, o campo de pressões pode gerar uma força resultante de componente de sustentação não nula, induzindo uma força de excitação na direção transversal ao movimento. A Figura 2.30 ilustra dois campos de pressões na parede de um cilindro: à esquerda, verifica-se uma resultante sem sustentação (apenas arrasto); enquanto à direita, uma resultante de igual magnitude com componentes de arrasto e sustentação. Como em todos os sistemas dinâmicos, pode-se empregar uma nomenclatura comum que descreva as excitações e respostas do fluido e estrutura, a saber: força e frequência de excitação, massa estrutural, restauração, amortecimento, decaimento, dentre outros. Estes termos serão apresentados e discutidos nos próximos parágrafos.

Em todos os seus casos, este trabalho tratará apenas das vibrações causadas pelo escoamento em cilindros rígidos oscilando na direção transversal ao escoamento incidente (sentido “crosswise”, do inglês). Deste modo o sistema dinâmico terá apenas um grau de liberdade, movimentando-se apenas transversalmente. O corpo do cilindro rígido será considerado como toda a estrutura do sistema dinâmico, isto é, nele estarão concentrados a massa estrutural, a força de restauração e o amortecimento do sistema. Desta forma, o movimento transversal (direção $y(t)$, na Figura 2.31) do cilindro rígido pode ser expresso pela equação [2.12], onde: m representa a massa de todo o sistema que oscila; c , o amortecimento estrutural; k , a constante proporcional da força de restauração; e $F(t)$, a força fluida de excitação na direção transversal que varia no tempo.

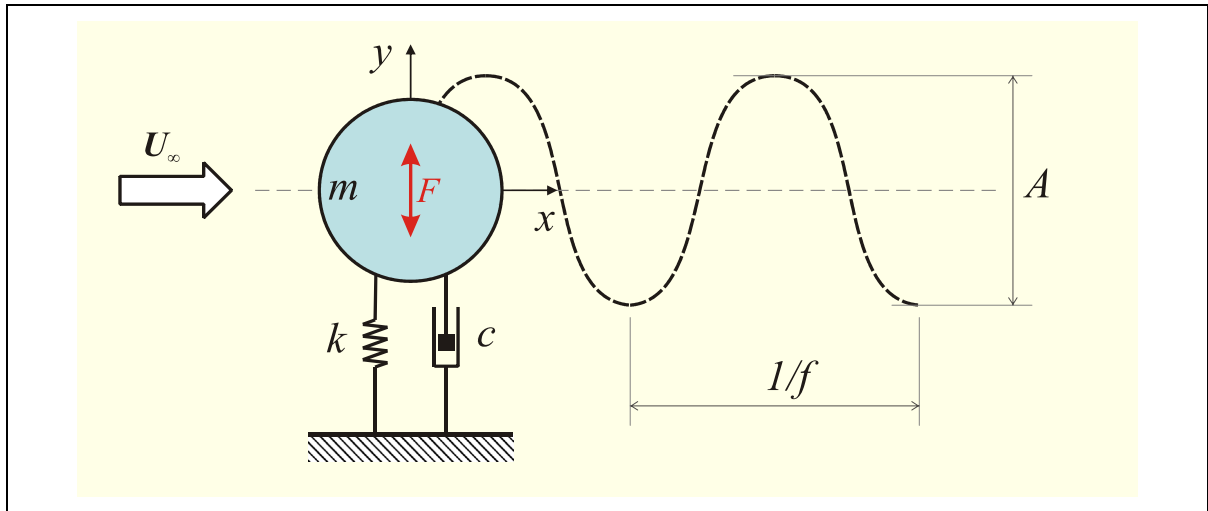


Figura 2.31: Sistema de um cilindro oscilando com um grau de liberdade transversal.

$$m\ddot{y} + c\dot{y} + ky = F(t) \quad [2.12]$$

$$F(t) = F_0 \sin(\omega t + \phi) \quad [2.13]$$

$$y(t) = y_0 \sin(\omega t) \quad [2.14]$$

Nos regimes de oscilação em que a frequência de vibração do corpo está sincronizada com a excitação da força fluida, uma boa aproximação para a força $F(t)$ e a resposta $y(t)$ do cilindro é apresentada nas equações [2.13] e [2.14]. Onde: F_0 é a magnitude da força fluida; y_0 é a amplitude da oscilação do corpo (também representada por A); $\omega = 2\pi f$ é a frequência angular de oscilação do corpo ($[\omega_N] = \text{rad/s}$ e $[f_N] = 1/s$); e ϕ é o ângulo de fase entre a força de excitação fluida e o deslocamento do cilindro. Blevins (1990) afirma que os fenômenos de VIE, especialmente VIV, possuem características harmônicas, podendo ser modelados desta forma sem prejuízos à fenomenologia.

Como todo sistema dinâmico, a frequência natural de oscilação no vácuo depende da razão entre a restauração e a inércia do oscilador, como definida em [2.15]. O período natural também pode ser definido como o inverso da frequência f_{N0} , em [2.16]. Neste texto, não será considerada diferença entre a frequência natural de oscilação de um cilindro no ar ou no vácuo por serem muito próximas entre si quando comparadas à frequência natural de oscilação na água. Deste modo, f_{N0} representará a frequência natural no ar ou no vácuo.

$$2\pi f_{N0} = \omega_{N0} = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad [2.15]$$

$$T_{N0} = \frac{1}{f_{N0}} \quad [2.16]$$

Segundo Khalak e Williamson (1999) uma formulação adimensional favorece a análise e comparação entre diferentes experimentos e simulações numéricas. Os parâmetros adimensionais são apresentados na Tabela 2.4 e serão constantemente citados ao longo deste texto.

Tabela 2.4: Parâmetros adimensionais.

$$A^* = \frac{y_0}{D} = \frac{A}{D}$$

Amplitude reduzida: relação entre a amplitude de oscilação do cilindro e seu diâmetro ($y_0 \equiv A$).

$$U_0^* = \frac{U_\infty}{f_{N0} D}$$

Velocidade reduzida: velocidade (U_∞) do escoamento incidente dividida pela frequência natural de oscilação do sistema no vácuo (f_{N0}); e o diâmetro do cilindro (D).

$$m^* = \frac{m}{m_\vee} = \frac{m}{\frac{\pi D^2}{4} L_w \rho}$$

Parâmetro de massa: relação entre a massa (m) de todo o sistema que oscila e a massa (m_\vee) do volume de fluido deslocado pelo cilindro submerso. L_w é o comprimento submerso do cilindro.

$$f_0^* = \frac{f}{f_{N0}}$$

Frequência reduzida: razão entre a frequência de oscilação do cilindro (f) e a frequência natural do sistema no vácuo (f_{N0}).

$$\zeta = \frac{c}{c_{cr}} = \frac{c}{2\sqrt{km}}$$

Parâmetro de amortecimento: relação entre o amortecimento estrutural (c) e o amortecimento crítico ($c_{cr} = 2\sqrt{km}$).

Especial atenção deve ser dada à redução destes parâmetros considerando-se o meio fluido no qual o sistema está imerso e oscilando. Um corpo rombudo oscilando coloca em movimento uma massa de fluido na sua redondeza. Quando um cilindro está oscilando no ar a massa de ar que oscila junto com ele é desprezível quando comparada à massa do sistema. Contudo, quando a oscilação ocorre na água, a massa adicional de água em movimento não pode ser desconsiderada. Daí surge o conceito de massa adicional, representada por m_a em [2.17]. Da teoria de escoamento potencial é possível obter-se um

valor para o coeficiente de massa adicional $C_A = 1,0$ para um cilindro, contudo este coeficiente não representa a massa adicional efetiva que está se deslocando com o corpo, pois não considera os efeitos viscosos.

$$C_A = \frac{m_a}{m_v} \quad [2.17]$$

$$C_{EA} = \frac{1}{2\pi^3} \frac{C_L \cos(\phi)}{A^*} \left(\frac{U^*}{f^*} \right)^2 \quad [2.18]$$

Como apresentado em Khalak e Williamson (1999), a massa adicional efetiva, obtida experimentalmente, é definida como “a parcela da força fluida que está em fase com a aceleração do cilindro”, representada pelo coeficiente C_{EA} na expressão [2.18]. Por sua vez, esta não é igual à massa adicional potencial, pois considera os efeitos da dinâmica dos vórtices na esteira, além dos efeitos viscosos. Nestas expressões: m_v representa a massa do volume de fluido deslocado pelo cilindro submerso; $C_L \cos(\phi)$ representa o efeito da força fluida transversal (sustentação) em fase com a aceleração do cilindro.

Assim, é possível definir uma frequência natural de oscilação do sistema imerso em água⁶ (f_N) [2.19], que será diferente da frequência natural de oscilação no vácuo (f_{N0}) [2.15], uma vez que as massas envolvidas na oscilação passam a conter a massa adicional. Analogamente, o parâmetro de amortecimento na água (ζ_w) [2.20] e a velocidade reduzida (U^*) [2.21] também serão diferentes dos parâmetros obtidos no vácuo. Khalak e Williamson (1999) ainda definem a amplitude reduzida e a frequência reduzida, a partir das equações [2.12] a [2.14], introduzindo a massa adicional da água, resultando nas expressões [2.22] e [2.23].

$$f_N = \frac{1}{T_N} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{(m + m_a)}} \quad [2.19]$$

$$\zeta_w = \frac{c}{2\sqrt{k(m + m_a)}} \quad [2.20]$$

⁶ Água será o meio fluido de todos os experimentos realizados neste trabalho.

$$U^* = \frac{U_\infty}{f_N D} \quad [2.21]$$

$$A^* = \frac{1}{4\pi^3} \frac{C_L \sin(\phi)}{(m^* + C_A)\zeta} \left(\frac{U^*}{f^*} \right)^2 f^* \quad [2.22]$$

$$f^* = \frac{f}{f_N} = \sqrt{\frac{m^* + C_A}{m^* + C_{EA}}} \quad [2.23]$$

Assim, conforme descrito detalhadamente em Meneghini (2002), a equação do movimento apresentada em [2.12] pode ser expressa, para um sistema no vácuo, em termos dos parâmetros adimensionais listados até aqui, resultando na equação [2.24]. Da mesma forma, o oscilador que representa o cilindro rígido oscilando imerso em água pode ser modelado conforme a expressão [2.25] levando em conta a massa adicional. As expressões adimensionais permitem a representação de um oscilador excitado por força fluidas de qualquer natureza. O tipo de fenômeno fluido de excitação (VIV, galloping, etc.) será caracterizado pela não linearidade que está no termo da força de excitação C_L e suas componentes em fase com a aceleração e velocidade. Basicamente, uma análise de VIE procura obter, em primeiro lugar, o comportamento da amplitude reduzida A^* e da frequência reduzida f^* em função dos outros parâmetros adimensionais.

$$\ddot{y} + (4\pi\zeta)\dot{y} + (4\pi^2)y = \frac{2}{\pi m^*} (U^*)^2 C_L \quad [2.24]$$

$$\ddot{y} + \left(4\pi\zeta \sqrt{1 + \frac{C_A}{m^*}} \right) \dot{y} + \left(4\pi^2 \left(1 + \frac{C_A}{m^*} \right) \right) y = C_L \frac{2}{\pi} \frac{(U_w^*)^2}{m^*} \quad [2.25]$$

Ainda nesta seção, convém apresentar alguns breves comentários sobre a energia transferida do fluido para o sistema, que é a fonte que alimenta as oscilações em VIE. Meneghini (2002) apresenta com detalhes o equacionamento da energia transferida do fluido (E_s) para o corpo em um ciclo de oscilação. O autor mostra que a energia transferida é função do ângulo de fase entre a força fluida e o deslocamento do corpo, como apresentada na equação [2.26], onde \tilde{C}_L representa a amplitude da flutuação do coeficiente de sustentação. Ao longo deste texto será discutido como as variações no

ângulo de fase ϕ governam esta transferência de energia e interferem nas excitações de VIE.

$$E_s = -\pi \tilde{C}_L A^* \sin(\phi) \quad [2.26]$$

Alguns outros parâmetros adimensionais combinados serão empregados no decorrer deste texto; contudo, é conveniente que estes sejam apresentados nesta seção. São os parâmetros que combinam a massa reduzida e o amortecimento do sistema, apresentados na Tabela 2.5.

Tabela 2.5: Parâmetros adimensionais combinados de massa-amortecimento.

$(m^* \zeta)$	<i>Parâmetro de massa-amortecimento</i>
$S_G = 2\pi^3 St^2 (m^* \zeta)$	<i>Parâmetro de Skop-Griffin</i>
$Sc = \frac{\pi}{2} (m^* \zeta)$	<i>Número de Scruton</i>

Por fim, este trabalho não aborda apenas os fenômenos de interferência entre um cilindro fixo e outro oscilando à jusante, mas também apresenta resultados para os casos em que os dois cilindros oscilam livremente. Assim, convém definir um ângulo que relacione a fase de oscilação entre os deslocamentos dos dois cilindros. Supondo que as oscilações do cilindro à montante sejam descritas pela expressão harmônica [2.27]; e que o movimento do cilindro à jusante seja dado pela expressão [2.28]. Supondo que as frequências de oscilação sejam muito próximas, pode-se definir ψ como o ângulo de fase entre os deslocamentos dos cilindros.

$$y_M(t) = y_{0M} \sin(\omega t) \quad [2.27]$$

$$y_J(t) = y_{0J} \sin(\omega t + \psi) \quad [2.28]$$

Deste ponto em diante, este texto abordará apenas dois fenômenos fluidos causadores de VIE: VIV e galloping. Informações detalhadas sobre os outros fenômenos podem ser encontradas em Blevins (1990) e suas referências.

2.7. Vibrações Induzidas por Vórtices

As vibrações induzidas pela emissão de vórtices – VIV – são um dos tipos de vibrações induzidas pelo escoamento em corpos rombudos. Como discutido nas seções anteriores, a geração e desprendimento alternado de vórtices gera um campo de pressões que varia ciclicamente no tempo. Conseqüentemente, há uma flutuação periódica na força transversal de sustentação proporcional à frequência de emissão destes vórtices na esteira. Assim, a força fluida de excitação do fenômeno de VIV é gerada na alternância da emissão de vórtices e alteração periódica do campo de pressões na parede do cilindro.

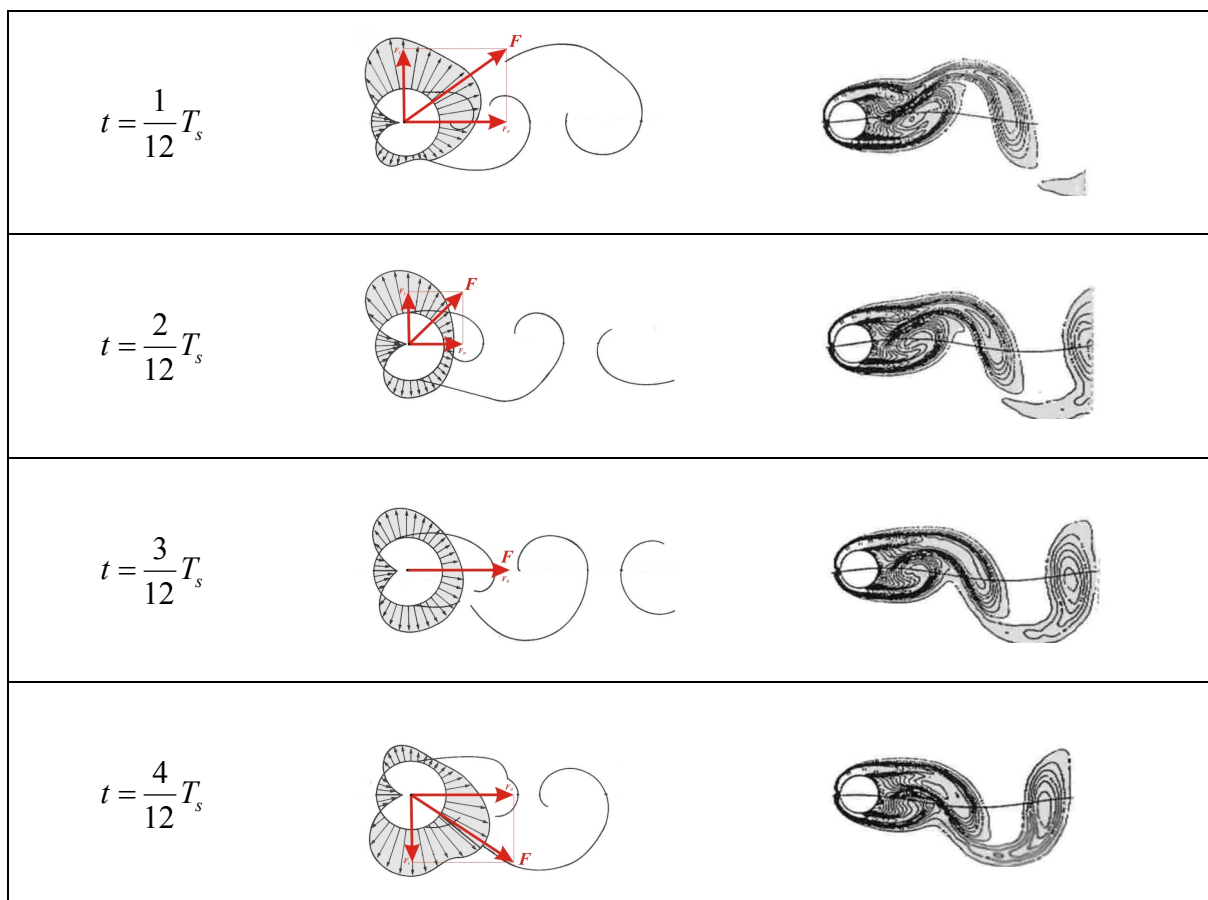


Figura 2.32: Variação do campo de pressão na parede para aproximadamente um terço do ciclo de emissão de vórtices. Adaptado de Blevins (1990) e Meneghini (1993).

A Figura 2.32 ilustra a variação da força transversal de sustentação para aproximadamente um terço do ciclo de emissão de vórtices em um cilindro. Verifica-se que o campo de pressões na parede do cilindro está sincronizado com a formação dos vórtices na esteira. Quando um vórtice está sendo formado há uma queda na pressão no seu lado do cilindro, gerando uma força de sustentação nesta direção. Em um ciclo completo de emissão, a força de sustentação sai de seu máximo valor positivo, atinge seu máximo

valor negativo (quando o vórtice do lado oposto está sendo formado) e retorna ao valor positivo inicial. Desta forma, a flutuação da força de sustentação tem a mesma frequência da emissão dos vórtices para a esteira.

Seguindo o mesmo princípio, a força de arrasto também é alterada ao longo do ciclo de emissão. Porém, diferentemente da sustentação, a força de arrasto não muda de direção, mas sofre apenas uma flutuação na sua magnitude sempre apontando na direção do escoamento (direção convencionalizada positiva). Contudo, ao longo de um ciclo de emissão, um vórtice de cada lado do cilindro é emitido, de modo que o campo de pressões que causa a força de arrasto é modificado duas vezes. Conseqüentemente, a frequência de flutuação da força de arrasto é o dobro da frequência de emissão de vórtices na esteira.

Portanto, o fenômeno de VIV excita a vibração do cilindro nas duas direções: transversal e longitudinal ao escoamento. Todavia, a flutuação das forças na direção transversal é maior que na direção longitudinal, uma vez que a força de arrasto não muda de direção enquanto a força de sustentação varia sua magnitude e direção. Logo, a excitação na direção transversal tem maior intensidade que na direção longitudinal, resultando em um movimento de oscilação mais amplo na primeira direção. Por outro lado, a amplitude de oscilação na direção do arrasto é menor e tem o dobro da frequência. Resumidamente, a fonte dos efeitos de VIV está na interação entre o cilindro e os campos de pressões modificados pela emissão dos vórtices na esteira. De acordo com Williamson & Govardhan (2004), “VIV é um fenômeno de retroalimentação (interação) entre a dinâmica do corpo e a da esteira”.

Seguindo a descrição deste texto, é fácil perceber que existem duas frequências características envolvidas no fenômeno de VIV. A frequência de emissão de vórtices f_s governa a força fluida de excitação; e a frequência natural f_N do sistema governa a resposta dinâmica de oscilação do cilindro. Desta forma, como todo sistema dinâmico, um cilindro oscilando está sujeito ao fenômeno de ressonância, isto é, amplificação de vibrações que ocorre quando a frequência de excitação f_s aproxima-se da frequência natural f_N do oscilador.

A partir deste ponto, será analisado o comportamento de um cilindro montado em uma base elástica formando o oscilador linear com um grau de liberdade descrito na seção anterior. A frequência natural de vibração f_N será função da massa e da rigidez do

sistema, como apresentado em [2.15]. De um modo geral, todo oscilador linear responde com oscilações na mesma frequência da excitação. Quando a frequência de excitação externa coincide com a frequência natural do sistema observa-se o fenômeno de ressonância, cujo efeito é uma amplificação na amplitude de oscilação. Todavia, o oscilador que descreve a resposta de VIV de um cilindro apresenta algumas características diferentes muito interessantes.

A excitação externa tem a frequência da emissão de vórtices. Com o aumento da velocidade a partir do repouso, a taxa de emissão de vórtices também aumenta, de modo que a frequência de excitação fluida cresce com a velocidade. Conseqüentemente, o cilindro apresenta vibrações com a mesma frequência da excitação f_s . Quando esta se aproxima da frequência natural do sistema, ou seja, da região de ressonância, as amplitudes de oscilação aumentam. Como a excitação de VIV é um fenômeno de retroalimentação da esteira gerada pelo próprio cilindro, estas oscilações interferem no fenômeno de emissão de vórtices, governando a própria excitação do sistema. De fato, acontece que a frequência de emissão f_s é capturada pela frequência de oscilação do sistema f . Mesmo aumentando-se a velocidade, a frequência de emissão e a frequência de oscilação permanecerão sincronizadas dentro de uma faixa, com valor próximo ao da frequência natural do sistema. Ao final desta faixa de sincronização a frequência de emissão não é mais capturada pela frequência de oscilação, as amplitudes voltam a diminuir e o cilindro passa a oscilar novamente na frequência de emissão f_s .

Classicamente, define-se o fenômeno de sincronização (“lock-in”, no inglês) como o regime em que a frequência de emissão de vórtices f_s é capturada pela frequência f . Assim, ocorre sincronização quando $f_s/f \approx 1$. Deve-se ressaltar que f_s representa a frequência de emissão de vórtices para um cilindro oscilando. A frequência de emissão para um cilindro fixo é indicada por f_{s0} neste texto.

Diversas investigações experimentais mostraram que a variação do número de Strouhal [2.2] em função do número de Reynolds [2.1] permanece próxima do valor $St \approx 0,2$ para uma ampla faixa $10^2 < Re < 10^6$, na qual a esteira é totalmente desenvolvida. Assim, é possível estimar a ordem de grandeza da velocidade do escoamento onde ocorre a ressonância entre as frequências, tal que $f_s \approx f_N$. A faixa de sincronização pode ser identificada na Figura 2.33 e o pico de ressonância, contido nesta faixa, ocorre

aproximadamente para uma velocidade reduzida $U^* \approx 5$, como mostrado nas equações [2.29] e [2.30].

$$f_{s0} = \frac{U_\infty \text{St}}{D} \approx 0,2 \frac{U_\infty}{D} \quad [2.29]$$

$$U^* = \frac{U_\infty}{f_N D} \approx \frac{U_\infty}{f_s D} \approx \frac{1}{0,2} = 5 \quad [2.30]$$

As amplitudes de oscilação geradas pelo fenômeno de VIV em um cilindro rígido em base elástica podem alcançar valores da ordem de $A \approx 1,1$ diâmetros, como apresentado por Vikestad *et al.* (2000) e Moe & Overvik (1982). Contudo, a amplitude e os ramos de resposta estão diretamente associados aos parâmetros de massa e amortecimento do sistema. Como um primeiro exemplo, a Figura 2.33 apresenta resultados para dois casos de cilindros rígidos montados elasticamente. Feng (1968) obteve um pico de amplitude na ressonância da ordem de $A = 0,6$ diâmetros, enquanto o experimento de Khalak & Williamson (1999) alcançou amplitude da ordem de $A = 0,9$ diâmetros. Porém, o parâmetro de massa m^* em um caso é vinte vezes maior que o outro! Verifica-se que os parâmetros de massa e amortecimento têm papel fundamental no comportamento de resposta.

Khalak & Williamson (1999) explicam o comportamento das respostas para os dois casos da seguinte forma: “A amplitude máxima depende do parâmetro combinado $(m^* \zeta)$, quanto maior for este parâmetro de massa-amortecimento menor será a amplitude do pico de ressonância”. Feng (1968) possui o parâmetro combinado da ordem de $(m^* \zeta) \cong 3,28$, enquanto o experimento de Khalak & Williamson (1999) apresenta $(m^* \zeta) = 0,13$, cerca de 4% do valor de Feng, justificando a diferença entre os picos na Figura 2.33. O experimento de Khalak & Williamson (1999) foi realizado em água, enquanto o de Feng (1968), em ar.

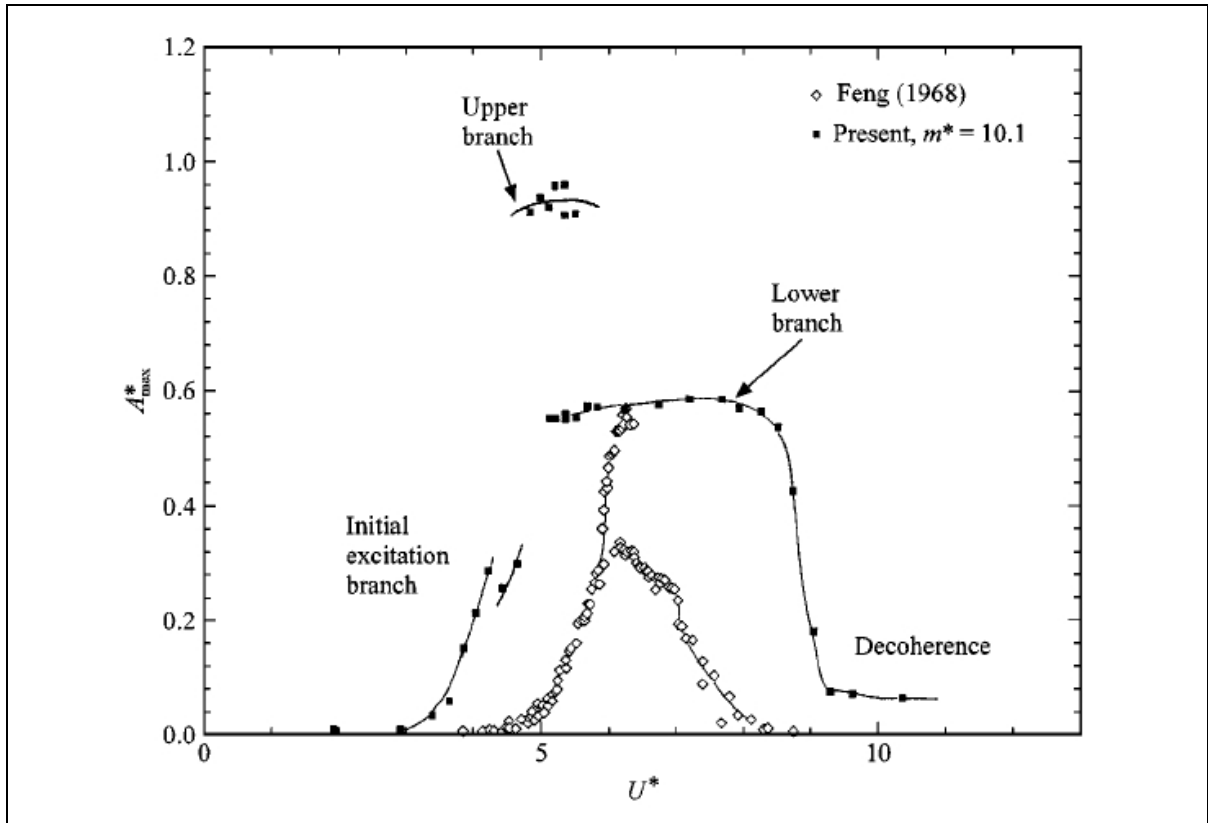


Figura 2.33: Amplitude de resposta para dois casos de cilindros rígidos oscilando transversalmente com $(m^*\zeta)$ distintos. Feng (1968): $m^* = 248$ e $(m^*\zeta) \approx 3,28$; Khalak & Williamson (1999): $m^* = 10,1$ e $(m^*\zeta) = 0,13$. Reproduzido de Khalak & Williamson (1999)

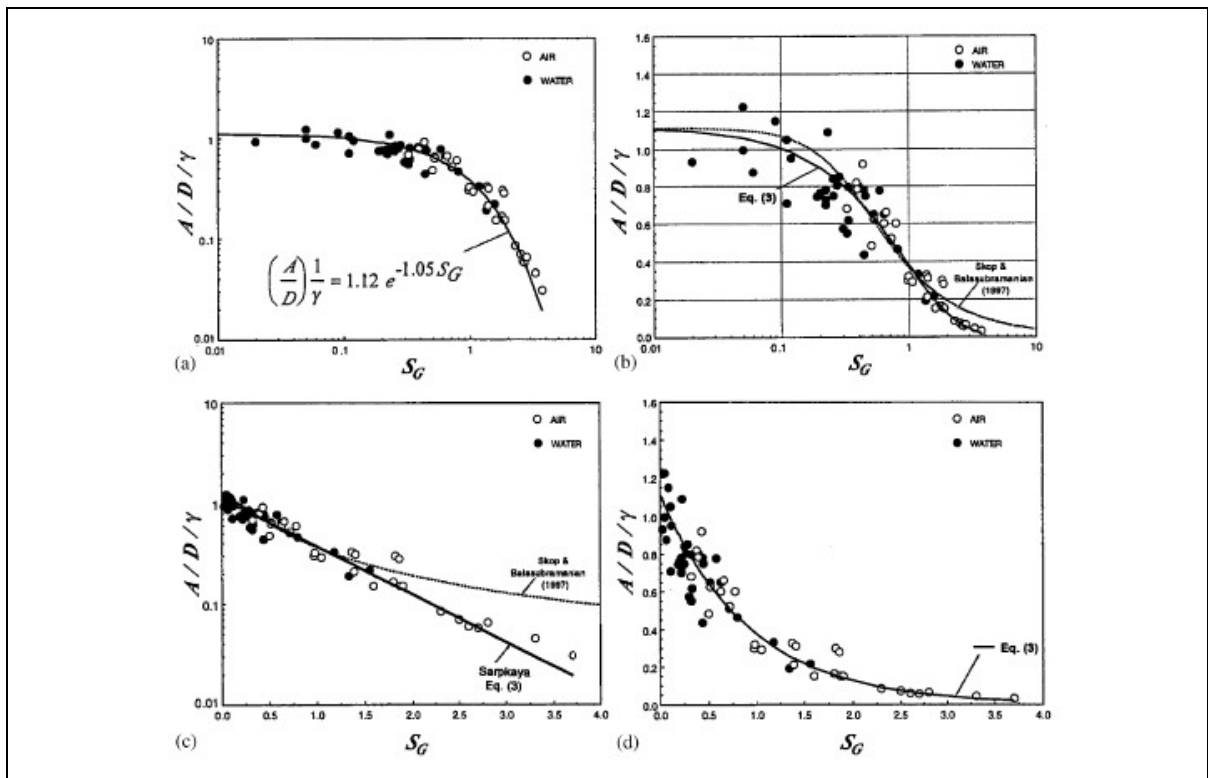


Figura 2.34: Curva de Griffin para o comportamento das amplitudes de VIV em função do parâmetro combinado de massa-amortecimento S_G . Reproduzido de Sarpkaya (2004)

Diversos autores publicaram trabalhos coletando os valores de amplitudes máximas e propuseram modelos analíticos para uma aproximação que representasse a amplitude de VIV em função dos parâmetros de massa-amortecimento. Esta curva ficou conhecida como Curva de Griffin (ou “Griffin plot”) a partir do trabalho de Griffin *et al.* (1974). Nesta curva, apresentada na Figura 2.34, é possível analisar o comportamento da amplitude máxima do pico de VIV de um mesmo conjunto de dados em função do parâmetro combinado de Skop-Griffin plotado nos gráficos com diversas escalas. Percebe-se que a máxima amplitude de VIV decresce com o aumento de S_G .

Porém, um outro comportamento peculiar pode ser notado na Figura 2.33. O caso para baixo ($m^*\zeta$) apresenta não só um pico mais elevado, como também um patamar de amplitude $A/D = 0,6$ que perdura aproximadamente para $5 < U^* < 9$. Em contraste, o caso de alto ($m^*\zeta$) apresenta uma rápida queda de amplitude após o pico, não perdurando por um patamar bem definido, mas apenas uma curta rampa decrescente até $U^* \approx 7$. Deste modo, Khalak & Williamson concluíram que os parâmetros de massa e amortecimento também influenciam na faixa de U^* em que perdura a sincronização. Logo, o fenômeno de lock-in não é caracterizado apenas por um pico centrado na vizinhança de $U^* \approx 5$, mas por uma faixa de amplificação de vibrações que depende dos parâmetros em questão. O comportamento dinâmico do cilindro é, então, analisado sob a hipótese de três ramos de respostas: ramo de excitação inicial (“initial branch”), ramo superior (“upper branch”) e ramo inferior (“lower branch”).

O ramo inicial é a rampa ascendente onde se inicia a excitação e o fenômeno de sincronização. Quando as frequências estão muito próximas (ressonância) a amplitude aumenta bruscamente para o ramo superior. Aumentando-se a velocidade reduzida, a resposta cai para um patamar mais baixo, o ramo inferior. Contudo, apenas sistemas com baixo ($m^*\zeta$) passam pelos três ramos. Quando o parâmetro ($m^*\zeta$) se eleva, a resposta passa a ter apenas dois ramos, o ramo inicial e o ramo inferior. Khalak & Williamson (1999) afirmam que “a amplitude máxima atingida no ramo superior tem uma dependência forte com o parâmetro combinado ($m^*\zeta$); mas, o prolongamento da faixa de U^* onde perduram os ramos, superior e inferior, tem dependência forte apenas com o parâmetro m^* , quando comparados casos de mesmo ($m^*\zeta$)”. O esquema apresentado na Figura 2.35 resume com perfeição os ramos de respostas descritos acima. É possível compará-lo à

Figura 2.33 onde o caso de Feng (1968) equivale ao alto ($m^*\zeta$); e o caso de Khalak & Williamson (1999), ao baixo ($m^*\zeta$). No primeiro caso verifica-se a presença dos dois ramos de respostas, enquanto no último caso são identificados três ramos distintos.

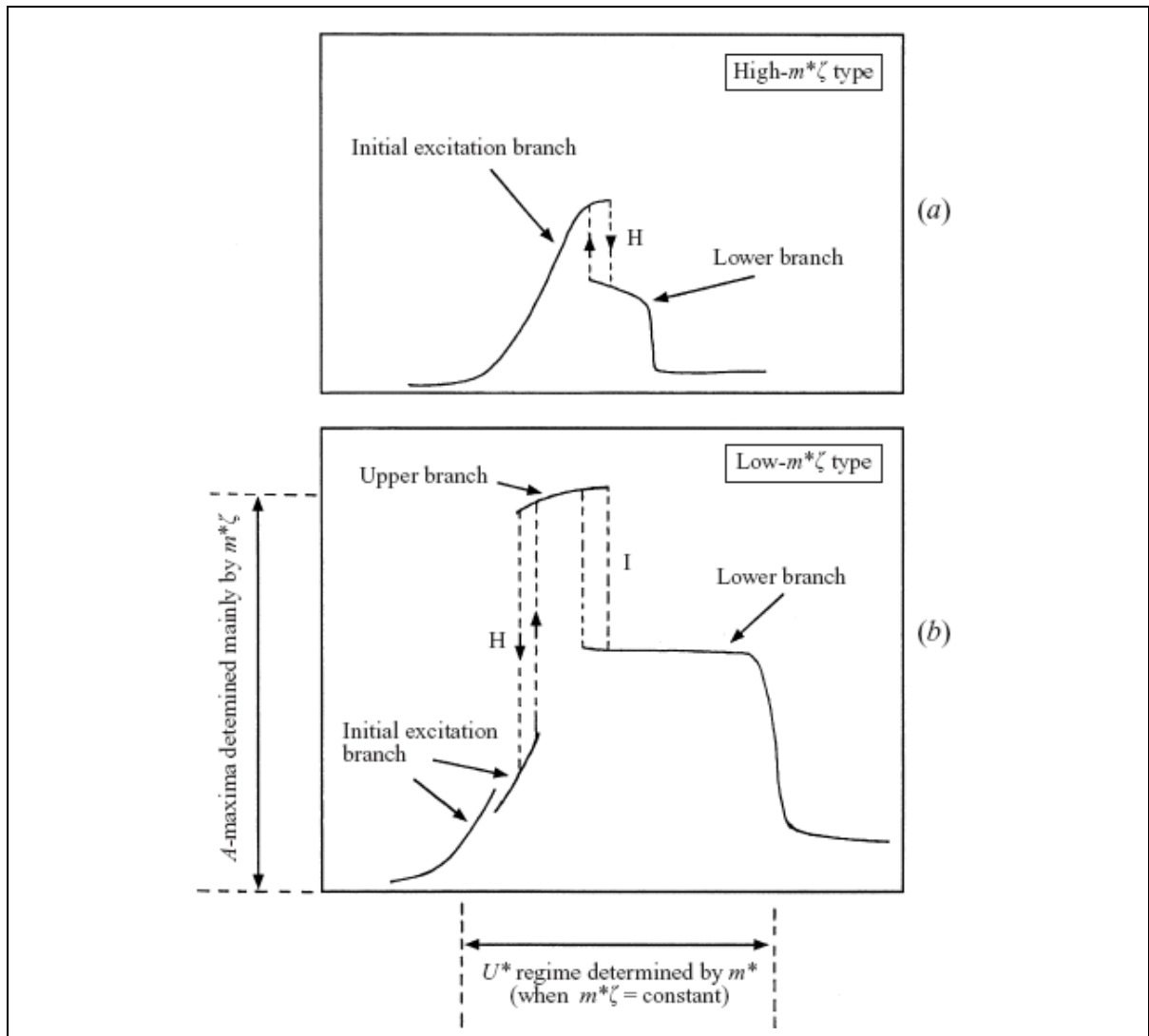


Figura 2.35: Esquema dos modos de resposta para um cilindro rígido montado em base elástica. Atenção para a dependência dos parâmetros de massa e amortecimento e efeitos de transição entre os modos. Reproduzido de Khalak & Williamson (1999).

Do mesmo modo que foi feito para o ramo superior, também é possível aproximar as amplitudes do ramo inferior na Curva de Griffin. A Figura 2.36, compilada por Fajarra (2002), apresenta os dois ramos de respostas em função de outro parâmetro combinado de massa-amortecimento $(m^* + C_A)\zeta$. Levando-se em consideração a massa adicional C_A é possível colapsar em um só gráfico diversos experimentos realizados em água ou ar. Nesta figura, verifica-se o que foi explicado nos parágrafos anteriores: à medida que o parâmetro de massa-amortecimento aumenta, a diferença entre os ramos de resposta do ramo superior e ramo inferior diminui até que não seja mais possível distinguir entre esses dois ramos,

restando apenas um ramo de resposta (como identificado no experimento de Feng, 1968). As curvas cheia e tracejada representam aproximações analíticas para os dados plotados.

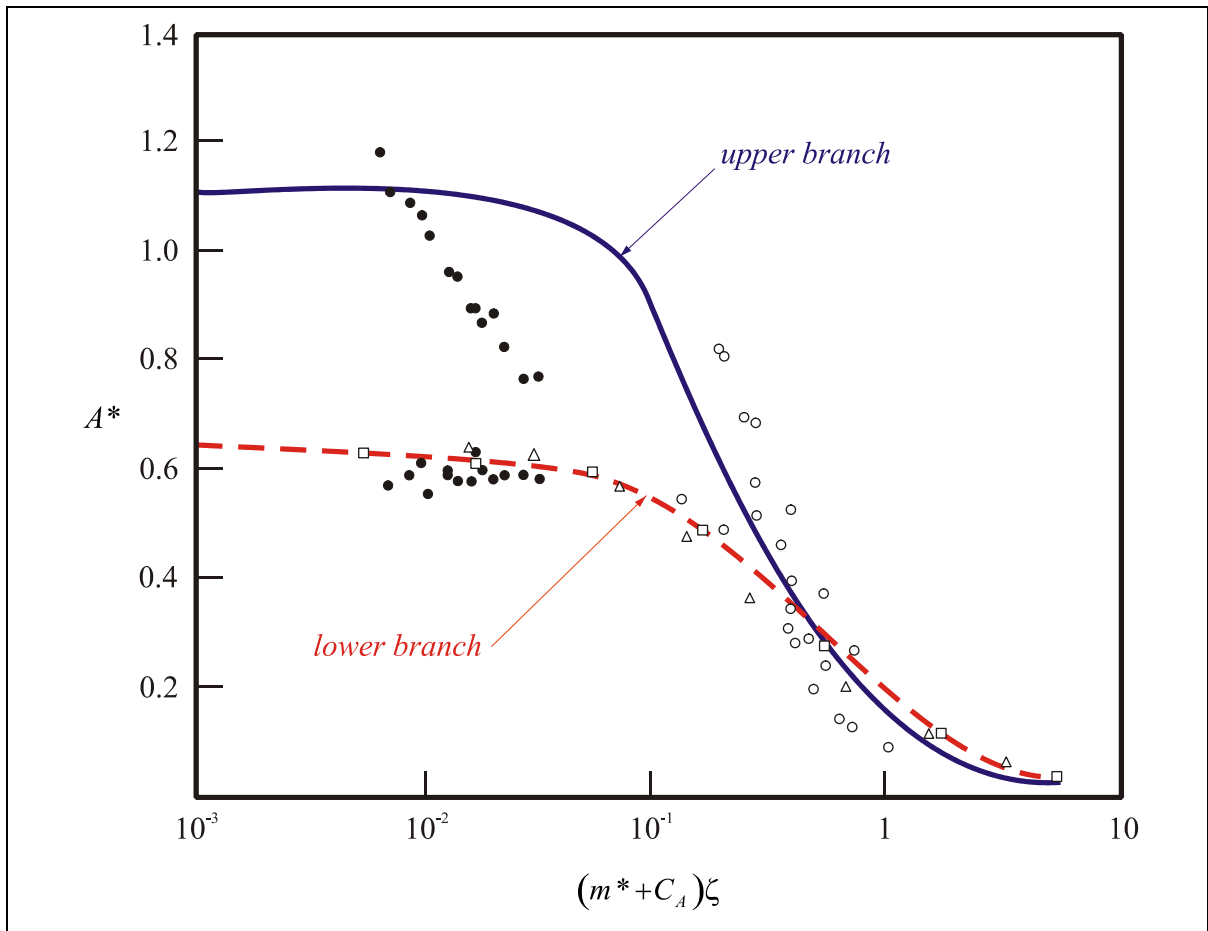


Figura 2.36: Ramos de resposta de amplitude em função do parâmetro combinado $(m^* + C_A)\zeta$. Adaptado de Fujarra (2002).

Um outro fenômeno observado para sistemas de baixo parâmetro de massa refere-se ao comportamento da frequência reduzida f^* em função da massa reduzida. O fenômeno de sincronização, como definido no início desta seção, ocorre quando existe a captura da frequência de emissão de vórtices f_s pela frequência de oscilação f . Nesta faixa, o sistema passa a oscilar próximo de sua frequência natural f_N , tal que $f^* = \frac{f}{f_N} \cong 1$. De fato, isto só ocorre para valores altos de m^* . Quando experimentos mais recentes passaram a ser realizados, verificou-se que a frequência reduzida f^* não é exatamente $f^* = 1$ para toda a faixa de sincronização, mas assume patamares dentro dos ramos de resposta. Quanto maior m^* , mais próximo f^* será da unidade. Tal fato motivou uma revisão do fenômeno de sincronização. Sarpkaya (1995) passou a definir que “a faixa de sincronização ocorre quando a frequência da força fluida de excitação transversal sincroniza com a frequência de oscilação f ”.

Como visto na equação [2.18], a massa adicional efetiva C_{EA} , representa a parcela da força fluida em fase com a aceleração da oscilação. Seguindo a definição de sincronização de Sarpkaya (1995), percebe-se que a frequência reduzida f^* sofrerá um ligeiro acréscimo quando a massa reduzida for pequena e o valor de C_{EA} passar a ter significância na equação [2.23]. Finalmente, Khalak & Williamson (1999) consideram a sincronização quando “a frequência dos modos periódicos de emissão de vórtices na esteira (f_s) sincroniza com a frequência de oscilação do cilindro f ”, lembrando que os modos de emissão de vórtices para um cilindro oscilando pode envolver mais de um par de vórtices por ciclo.

Ainda na Figura 2.35 existe uma afirmação de extrema importância para o fenômeno de VIV que está associada à transição entre os ramos de excitação e os modos de emissão de vórtices na esteira. Trata-se do fenômeno de histerese (identificado pela letra H) e do fenômeno de intermitência (identificado pela letra I). Feng (1968) já havia percebido que a transição entre os ramos de resposta de seu experimento apresentava histerese, tal fato é identificado no caso de alto ($m^*\zeta$) da Figura 2.35. Quando os três ramos de resposta foram identificados para sistemas de baixo ($m^*\zeta$), Khalak & Williamson (1999) perceberam que a primeira transição entre o ramo inicial e o ramo superior também apresentava características de histerese. E mais, a segunda transição entre o ramo superior e o ramo inferior apresentava uma intermitência (alternância) entre os ramos (Figura 2.35). Estes fenômenos de histerese e intermitência foram atribuídos aos saltos nos ângulos de fase entre a força fluida de excitação e oscilação do corpo, causados pela mudança nos modos de emissão de vórtices da esteira, como explicado a seguir.

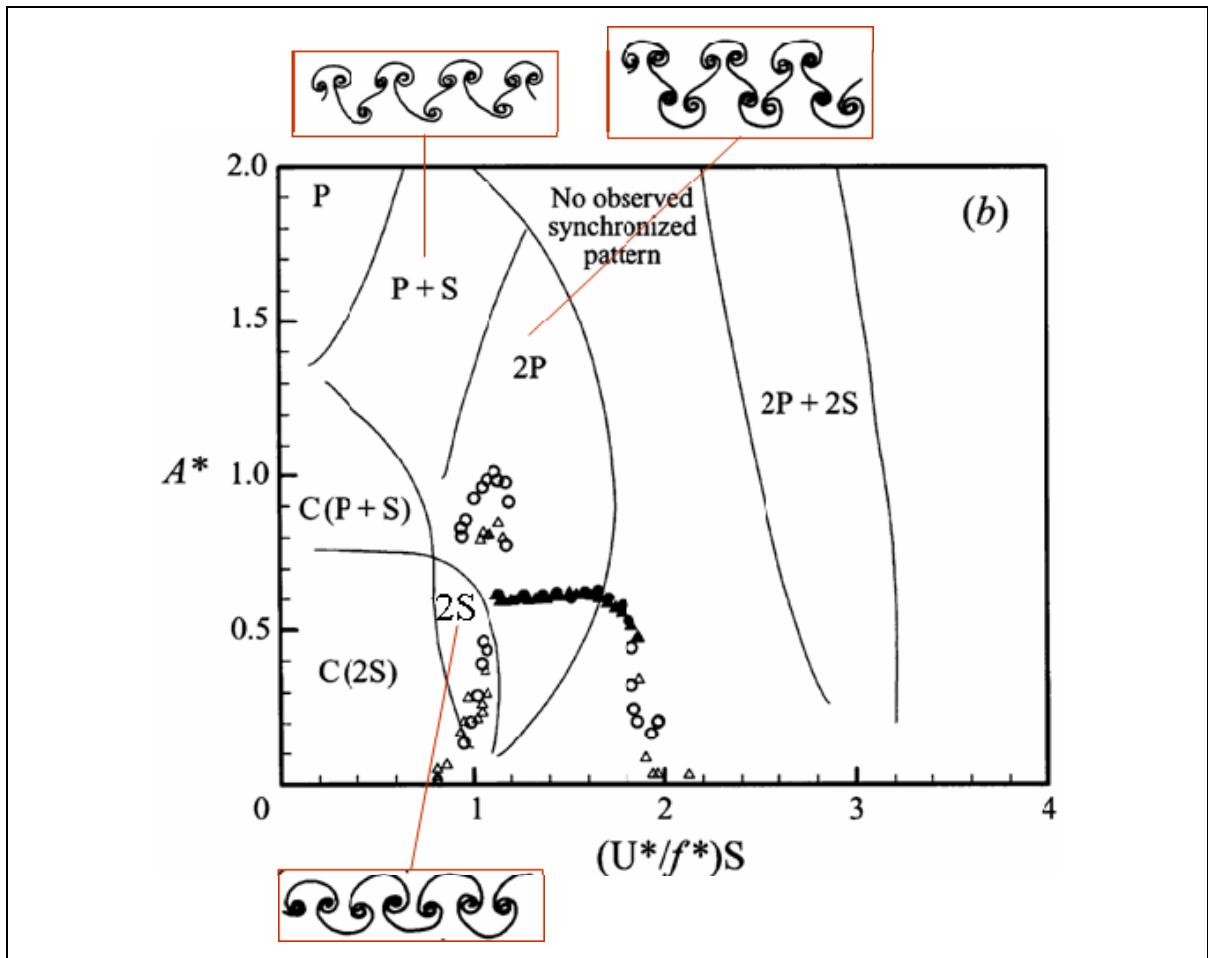


Figura 2.37: Mapa dos diversos modos de emissão de vórtices. Adaptado de Williamson & Govardhan (2004).

Williamson & Roshko (1988) mapearam os padrões de emissão de esteira para uma ampla faixa de velocidades sobre a curva de resposta de um cilindro, chegando ao mapa de modos de emissão apresentado na Figura 2.37. Brika & Laneville (1993) mostraram pela primeira vez a transição entre o modo de emissão 2S para 2P para um cilindro oscilando empregando técnicas de visualização com fumaça em túnel de vento. Gu *et al.* (1994), empregando técnicas de velocimetria por imagens de partículas (PIV), observaram que: o ramo inicial apresenta padrão 2S de esteira; o ramo inferior, padrão 2P; e o ramo superior apresenta padrão 2P onde o segundo vórtice de cada par tem menor intensidade (em meio ciclo de emissão). Todos confirmaram a explicação de Williamson & Roshko (1988) de que “o fenômeno de histerese se dá pela variação entre estes dois modos”. Os autores também mostraram uma clara correspondência do ramo inicial com o modo 2S e do ramo inferior com o modo 2P. A Figura 2.38 ilustra esta constatação.

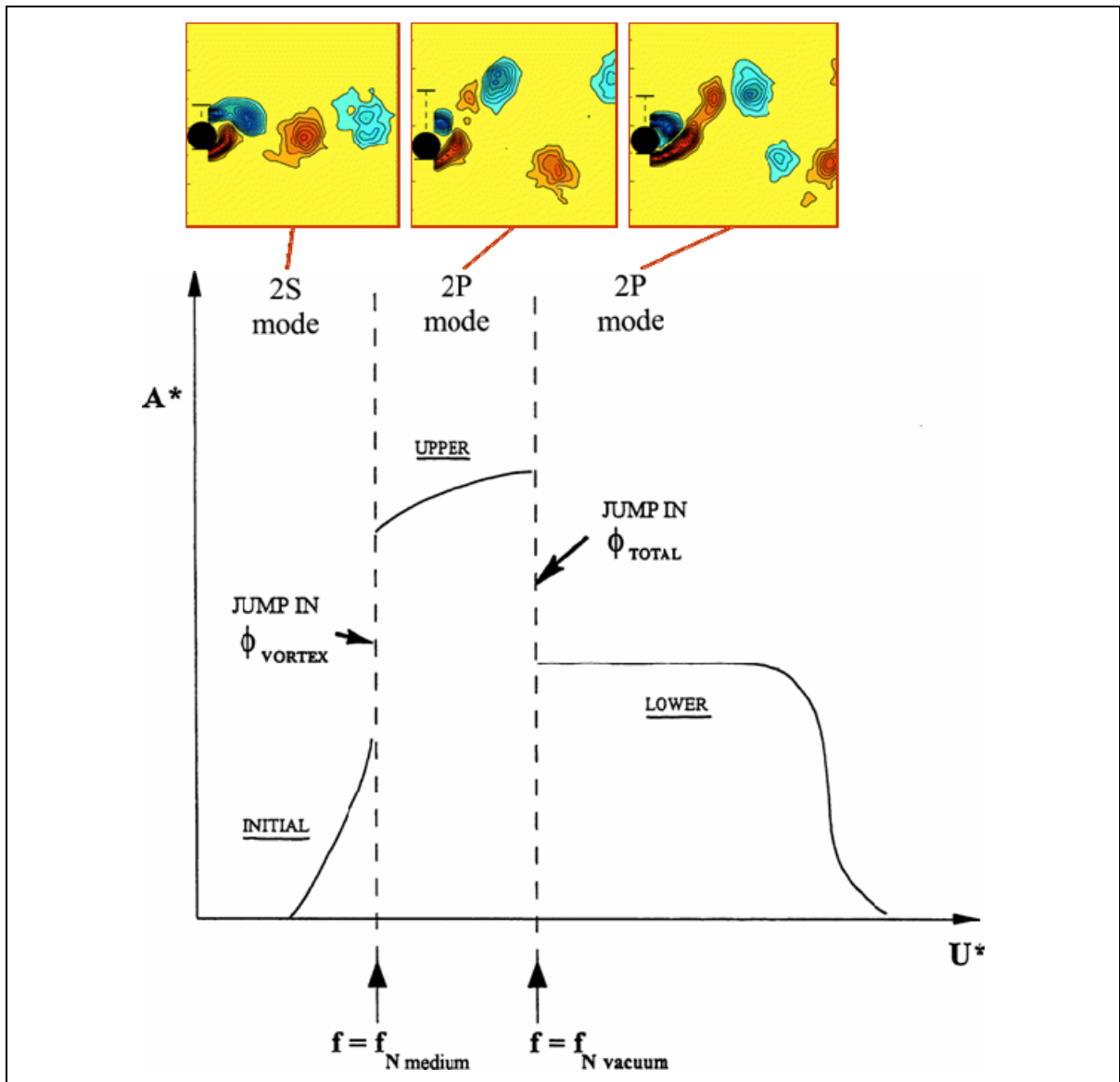


Figura 2.38: Modos de emissão e transição dentre os ramos de resposta. Adaptado de Williamson & Govardhan (2004).

Apenas estes dois modos 2S e 2P são obtidos quando um cilindro está livre para oscilar transversalmente. Os demais modos no mapa da Figura 2.37 foram verificados em experimentos com oscilações forçadas. A existência de modos curiosos como 2P+S, 2P+2S e até 2T (emissão de dois trios de vórtices por ciclo) vem sendo registrada nas últimas publicações. Contudo, a discussão destes outros padrões não será detalhada neste texto.

2.8. Galloping induzido pela esteira

Esta seção apresenta a fenomenologia por detrás do fenômeno de galloping, a segunda fonte de VIE abordada neste estudo. Uma estrutura com geometria transversal não circular apresenta uma força fluida que varia com a orientação do escoamento incidente. Quando esta estrutura oscila, sua velocidade relativa em relação ao escoamento plano incidente é alterada, formando um ângulo de ataque efetivo que afeta a força fluida resultante. Se esta força fluida tende a aumentar as oscilações, diz-se que o corpo é fluidodinamicamente instável e apresenta um fenômeno de excitação chamado galloping ou “flutter”.

De acordo com Blevins (1990), a diferença entre as duas terminologias é mais histórica que conceitual. Enquanto galloping foi associado às instabilidades de um grau de liberdade da engenharia civil, “flutter” foi relacionado com as instabilidades que envolvem mais de um grau de liberdade, geralmente flexão e torção, pela engenharia aeroespacial. Contudo, os dois termos dizem respeito a fenômenos de mesma natureza. Neste texto usaremos a nomenclatura galloping por se tratar das oscilações de um cilindro rígido com apenas um grau de liberdade transversal.

As teorias fluidodinâmicas que analisam as excitações por galloping empregam a teoria de fenômeno “quasi-steady⁷”, onde a força fluida resultante é determinada apenas pela velocidade relativa em um dado instante. Isto é, por hipótese, a força fluida (magnitude e direção) aplicada no corpo em qualquer posição que se encontre em um escoamento é a mesma que seria encontrada se o corpo estivesse estacionário naquela posição. A teoria quasi-steady somente é válida para casos em que a frequência de excitação da força fluida é muito maior que a frequência natural de oscilação do corpo, isto é, $f_s \gg f_N$. Empregando a mesma definição de velocidade reduzida utilizada para as excitações da frequência de emissão de vórtices f_s , pode-se dizer que esta teoria é válida quando $U^* > 20$ para um corpo isolado. A aplicação da teoria quasi-steady para velocidades menores é questionável.

⁷ “Quasi-steady theory”: teoria ciclicamente estacionária, do inglês.

Mas, como poderia ocorrer galloping para um cilindro já que sua seção transversal é simétrica circular? Acontece que um cilindro imerso na esteira de outro à montante não recebe um escoamento plano uniforme, mas sim um campo de velocidades ciclicamente variável. São estas variações cíclicas na velocidade incidente que excitam forças fluidas de galloping induzido pela esteira em um cilindro circular à medida que ele oscila.

Diversos autores mostram que cilindros imersos na esteira de outros cilindros podem responder dinamicamente de três formas: puramente ressonância por emissão de vórtices; ressonância de vórtices combinada com galloping; e ressonância de vórtices seguida por galloping em faixas distintas. A combinação destes fenômenos depende das características do escoamento incidente, das características geométricas e dos parâmetros estruturais do modelo. Por exemplo, um cilindro pode apresentar comportamento típico de VIV para $U^* \approx 5,0$ e fenômeno de galloping para $U^* > 20$.

Bokaian (1989) apresenta um modelo matemático linearizado quasi-steady para prever o comportamento de galloping de um cilindro imerso na esteira de um cilindro à montante em função de parâmetros geométricos, estruturais e características do escoamento. A Figura 2.39 apresenta as possíveis curvas características da resposta dinâmica resultantes deste modelo, onde: a representa a própria A^* definida neste texto; U , a velocidade reduzida U^* ; e U_0 a chamada velocidade de galloping (“onset velocity for galloping”). No caso (a), o movimento cresce suavemente com a velocidade a partir da posição de equilíbrio em um ciclo limite estável. Em (b), após um pequeno aumento da velocidade o cilindro apresenta um salto em amplitude e um fenômeno de histerese é observado se a velocidade for localmente reduzida. O caso (c) apresenta uma bifurcação dinâmica instável e uma subsequente estabilização do ciclo limite, enquanto em (d) não há bifurcação, mas o ciclo limite de fato existe e pode ser alcançado por uma perturbação dinâmica finita no cilindro. O cilindro pode ainda apresentar respostas mais complexas como o caso (e), que foi verificado experimentalmente por Shiraishi *et al.* (1986). Em todos os casos percebe-se que a amplitude de oscilação sempre cresce assintoticamente para um valor constante.

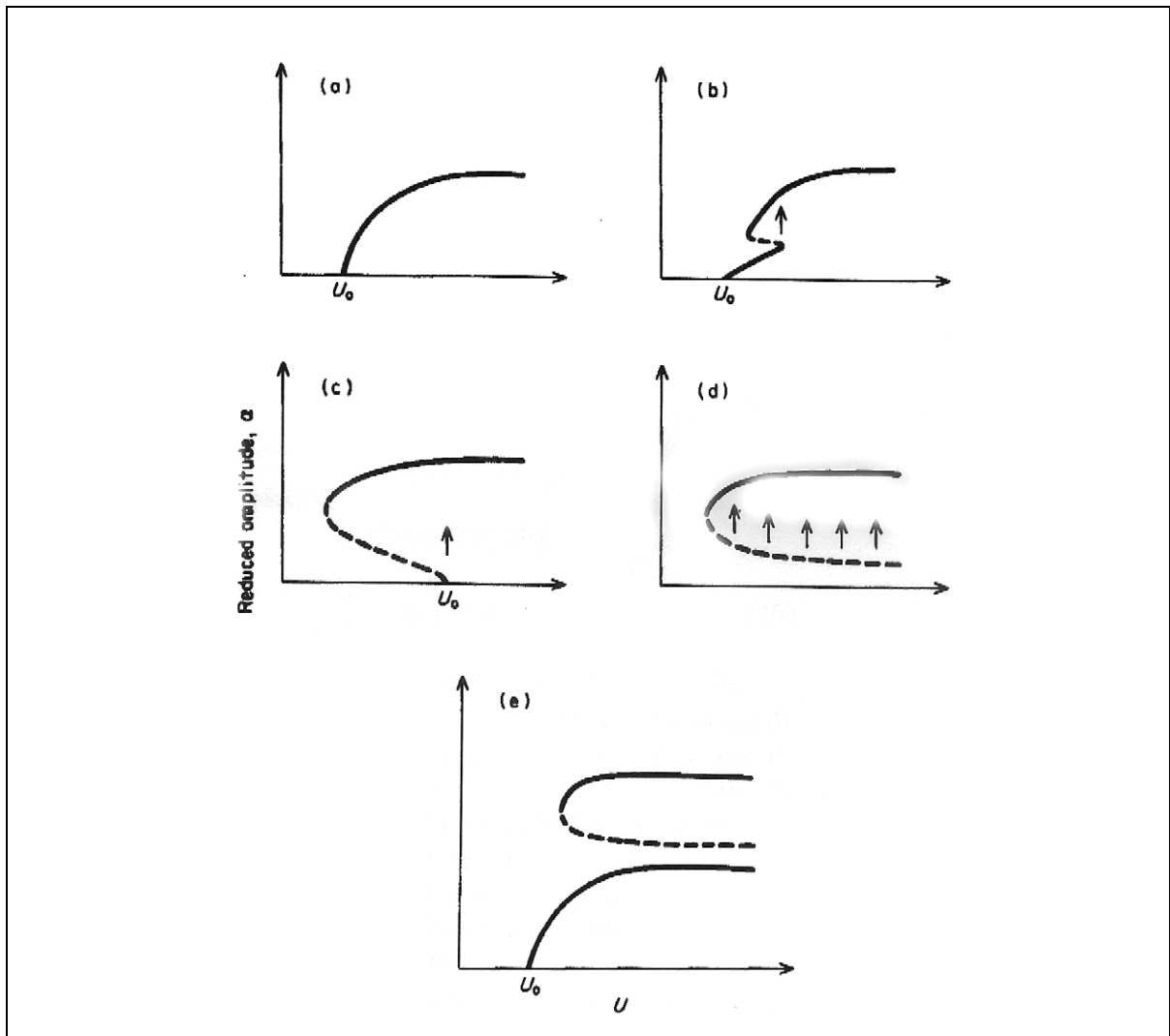


Figura 2.39: Resposta do modelo matemático proposto por Bokaian (1989) para o fenômeno de galloping de um cilindro na esteira de outro à montante. As linhas contínuas representam regimes estáveis, enquanto as linhas tracejadas, instáveis. Reproduzido de Bokaian (1989).

O autor afirma que “uma resposta de galloping auto excitada ocorre apenas nas regiões onde a força de arrasto estática sobre o cilindro à jusante é negativa”. Nestes casos, uma pequena perturbação na amplitude será amplificada. Conseqüentemente, o fenômeno de galloping irá ocorrer para velocidades mais altas à medida que os cilindros forem espaçados e o desvio entre a frequência de oscilação e a frequência natural do sistema será menor. Para espaçamentos suficientemente grandes a força de arrasto se torna positiva e a posição de equilíbrio permanece estável independentemente da velocidade. Nestes casos, existem duas amplitudes de resposta de galloping, uma estável e outra instável, de modo que o cilindro passa a oscilar no modo superior estável quando seu deslocamento ultrapassa a amplitude característica do modo instável (como exemplificado no caso (d) da Figura 2.39).

Bokaian também afirma que, para o caso de cilindros alinhados, “a velocidade de galloping é função do espaçamento entre os cilindros” e que “um aumento na massa e no amortecimento estrutural do cilindro fazem o fenômeno de galloping aparecer para velocidades mais altas”. O autor também comenta que a “frequência de oscilação de galloping cresce com a velocidade”. Quando a seção transversal dos cilindros é circular, “as variações da amplitude de oscilação por galloping sempre tendem assintoticamente para um valor constante e as oscilações ficam mais severas à medida que os cilindros se aproximam”. Novamente, aumentando-se o espaçamento entre os cilindros a tendência de galloping geralmente diminui, isto é, torna-se necessária uma velocidade maior para excitar o cilindro em galloping, e o desvio da frequência de oscilação da frequência natural do corpo diminui. Para espaçamentos muito grandes a tendência de galloping praticamente desaparece, prevalecendo puramente o comportamento de VIV.

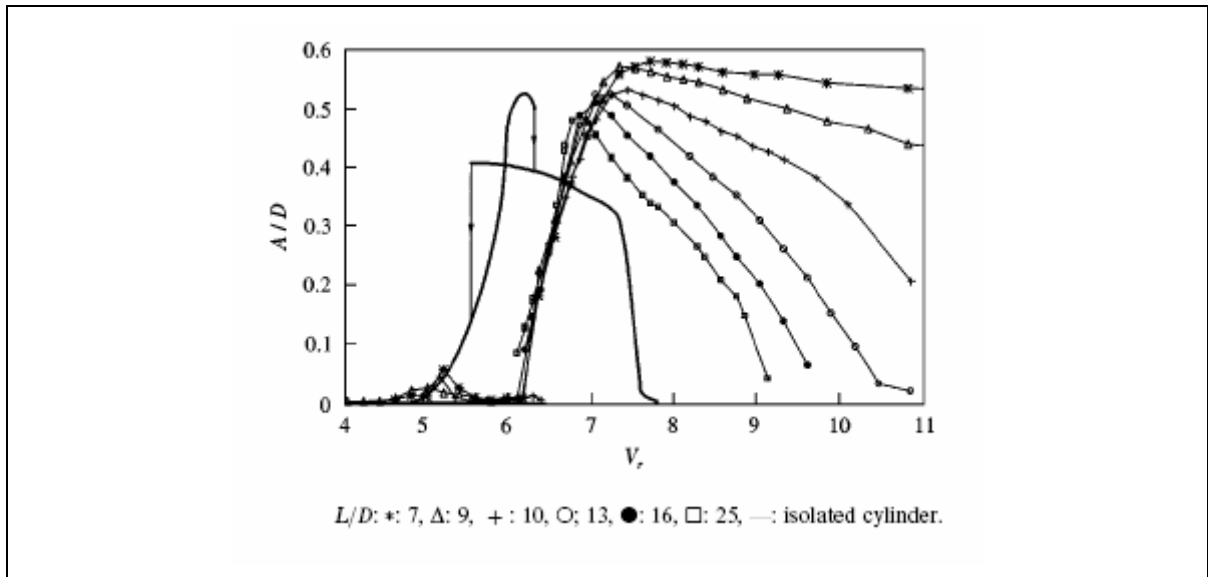


Figura 2.40: Curvas de amplitude para um cilindro flexível oscilando à jusante de um rígido. Adaptado de Brika & Laneville (1999).

Brika & Laneville (1999) realizaram experimentos com um cilindro flexível oscilando à jusante de um outro rígido para diversos espaçamentos variando entre 7 e 25 diâmetros. A Figura 2.40 apresenta as curvas de resposta dinâmica de amplitude do cilindro à jusante para vários espaçamentos, comparadas com a resposta de um cilindro isolado. Verifica-se que, à medida que o espaçamento entre os cilindros diminui, a faixa de oscilações em grandes amplitudes tende a perdurar por mais tempo. No caso de $S/D = 7,0$, por exemplo, não foi observado o final deste regime. Os autores concluíram que “a resposta não apresenta fenômenos de histerese” e que “a amplitude máxima acontece para uma velocidade reduzida mais elevada que o caso de um cilindro flexível.

Isolado”. Uma conclusão relevante a este estudo é que, “para os menores espaçamentos de 7 e 8,5 diâmetros, o cilindro flexível responde com ambos os fenômenos de VIV e galloping”.

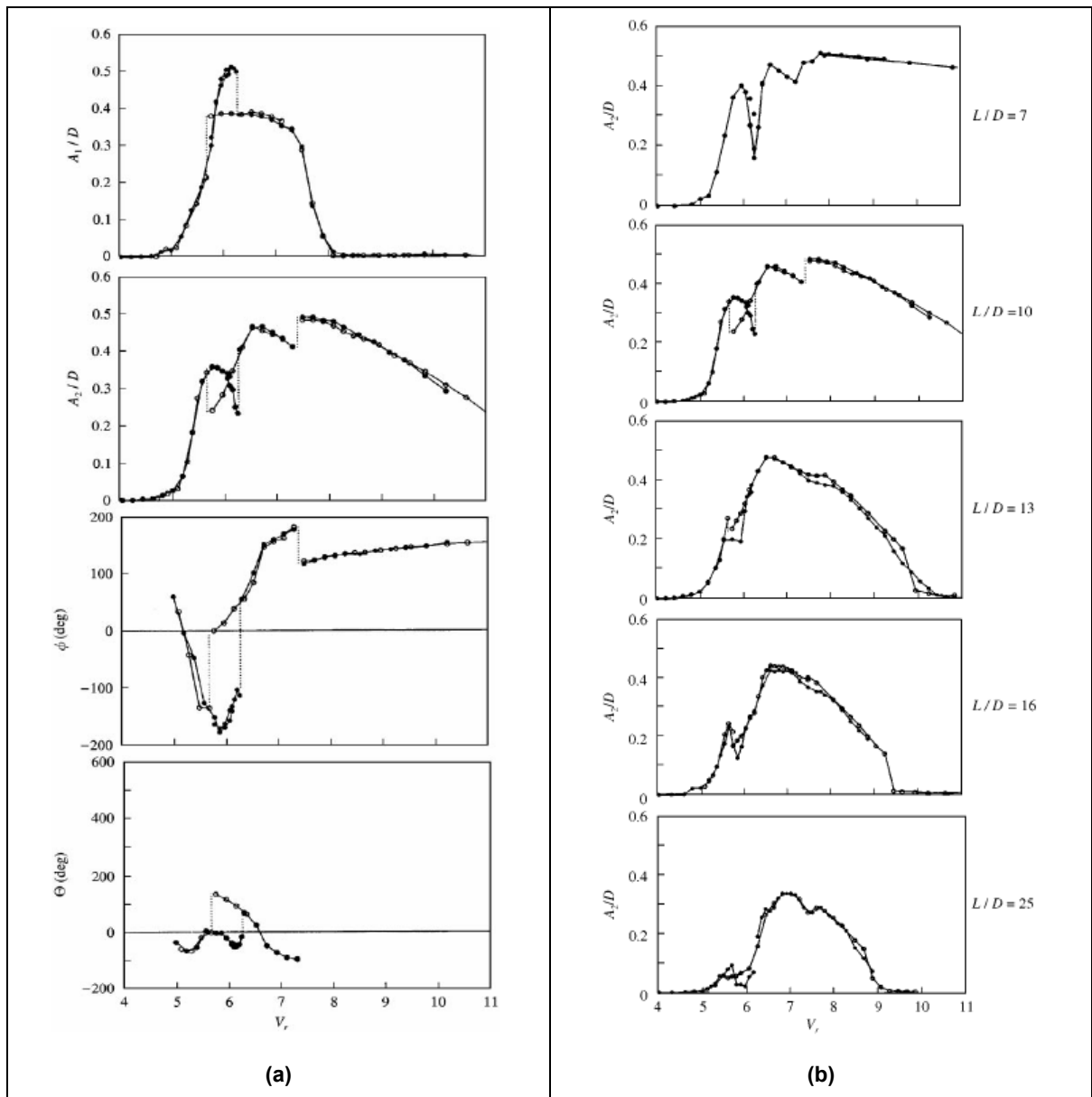


Figura 2.41: Resposta dinâmica para dois cilindros flexíveis oscilando alinhados com o escoamento. Adaptado de Laneville & Brika (1999).

Os mesmos autores, em um outro artigo (Laneville & Brika, 1999), realizaram experimentos com dois cilindros flexíveis, ambos oscilando em arranjo alinhado com o escoamento. Novamente, o menor espaçamento analisado foi $S/D = 7,0$, como verificado na Figura 2.41. Neste caso, os autores verificaram que o cilindro à montante apresenta resposta típica de VIV, enquanto o segundo cilindro responde com três ramos descontínuos e fenômenos de histerese nas transições. Na Figura 2.41(a), observam-se as curvas de amplitude para os dois cilindros, à montante e a jusante, e as curvas de ângulo de fase ϕ e

$\Theta \equiv \psi$ (como definidos neste texto) na seqüência de cima para baixo. Os autores verificaram que as descontinuidade e histerese diminuem à medida que o espaçamento aumenta, como pode ser visto na Figura 2.41(b). Porém, a constatação mais importante está relacionada à duração da faixa de oscilações. Verifica-se que o regime de oscilações em grandes amplitudes perdura para maiores velocidades reduzidas quando o espaçamento é menor.

Os autores atribuíram a descontinuidade e a histerese “à presença de diferentes modos de emissão de vórtices na esteira dos cilindros”. Os autores também concluíram que “as duas descontinuidades do cilindro à jusante estão relacionadas com as duas descontinuidades do cilindro à montante; e a terceira descontinuidade no segundo ocorre quando se encerra a faixa de sincronização do primeiro cilindro”. Por fim, os autores afirmam que “as máximas amplitudes e a duração do regime de sincronização diminuem à medida que o espaçamento entre os cilindros aumenta”.

O surgimento deste novo ramo de oscilações crescentes quando há interferência entre cilindros alinhados foi chamado de “galloping induzido pela esteira” em todos os trabalhos até aqui comentados. Um dos objetivos deste estudo é verificar se estas oscilações são efetivamente causadas pelo fenômeno de galloping, ou se não seria um outro ramo de resposta de vibrações induzidas por vórtices quando há interferência, ramo este atípico quando comparado à resposta de um cilindro isolado sujeito a VIV.

Capítulo 3: EXPERIMENTOS

3.1. Escopo dos experimentos

Os experimentos apresentados neste capítulo compõem o núcleo deste trabalho de pesquisa. Os resultados obtidos somam novos dados à literatura contribuindo para uma melhor compreensão dos fenômenos de VIE em cilindros rígidos. Envolvem ensaios com modelos montados em bases elásticas, livres para oscilar apenas na direção transversal ao escoamento incidente. Os conjuntos apresentam diversas configurações de parâmetros de massa e amortecimento que serão apresentados e discutidos caso a caso oportunamente.

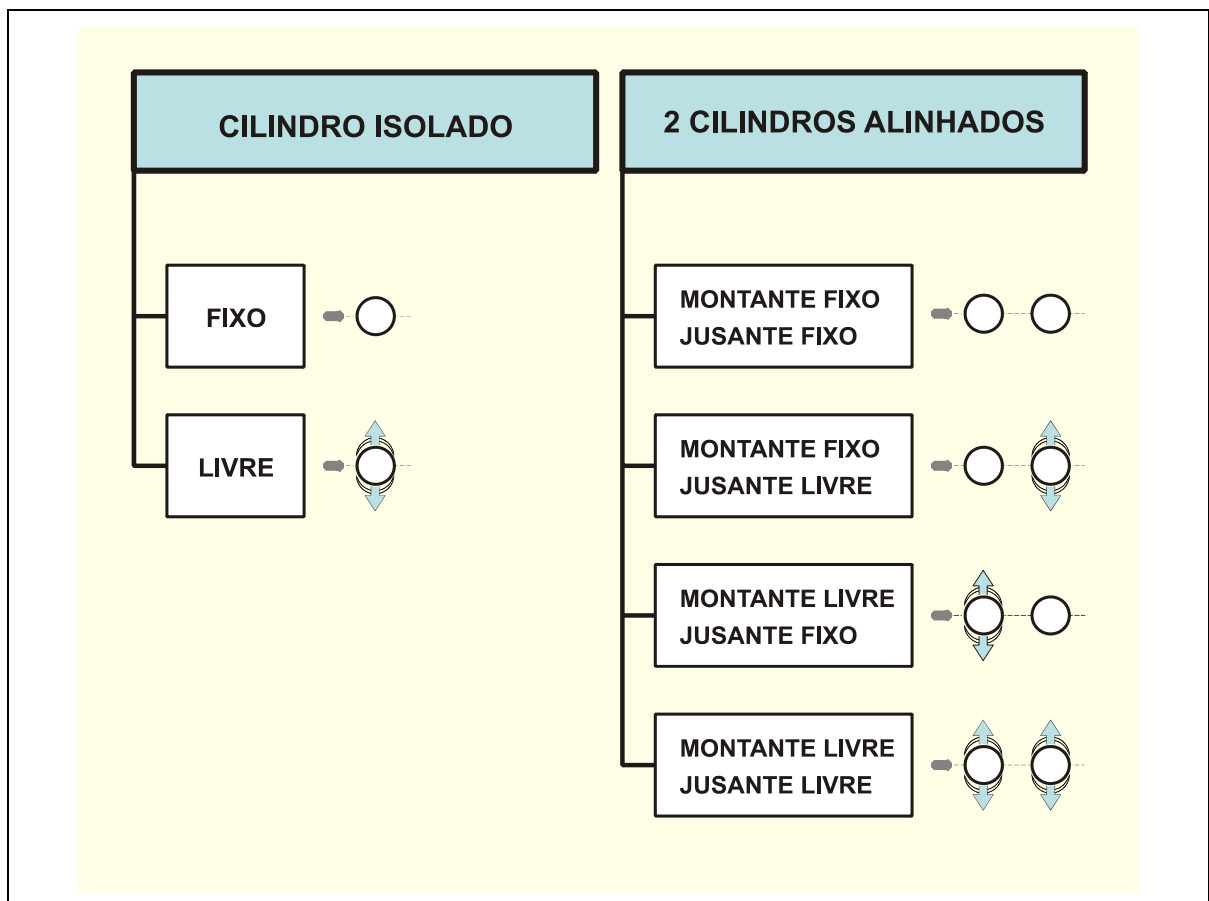


Figura 3.1: Escopo dos ensaios experimentais.

O escopo dos experimentos é analisar o comportamento dinâmico de um cilindro isolado e dois cilindros alinhados com o escoamento. O cilindro isolado apresenta duas configurações: fixo e livre para oscilar transversalmente. Os cilindros alinhados apresentam diversos espaçamentos entre os centros e quatro possibilidades para oscilar: os dois fixos; cilindro à montante fixo e à jusante livre; cilindro à montante livre e à jusante

fixo; e dois cilindros livres para oscilar transversalmente. Com estes arranjos, objetiva-se coletar dados para a investigação dos fenômenos de VIV, galloping e interferência entre cilindros alinhados. A Figura 3.1 ilustra o escopo dos experimentos.

Parte destes experimentos foi desenvolvida no Canal Circulante do Laboratório de Hidrodinâmica no Departamento de Aeronáutica no “Imperial College of Science, Technology and Medicine” de Londres. Porém, a maioria dos ensaios foi realizada no Canal de Água Circulante do NDF – Núcleo de Dinâmica e Fluidos – da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. As instalações de ambos os laboratórios serão descritas posteriormente. Neste ponto, convém destacar que o laboratório do Imperial College (IC) não possuía a instrumentação de PIV – Velocimetria por Imagens de Partículas – de modo que as medições de campos de velocidades foram todas realizadas no Brasil. Além disso, o Canal do NDF foi projetado e construído durante esta pesquisa e recebe dedicada e especial atenção nos apêndices deste texto.

Em suma, as medições realizadas nestes dois laboratórios cumprem com dois propósitos de naturezas distintas: medições da *resposta dinâmica da estrutura* e medições da *dinâmica da esteira*; explicadas a seguir.

Resposta dinâmica da estrutura

Os modelos projetados foram devidamente instrumentados para a medição do comportamento dinâmico em resposta aos fenômenos de interação entre fluido e estrutura. Tais respostas dinâmicas variam ao longo da faixa de velocidade do escoamento incidente no cilindro, de modo que todas as grandezas foram medidas em função do parâmetro de velocidade reduzida, definido na expressão [2.21]. As grandezas analisadas são listadas nos parágrafos a seguir.

Amplitude de oscilação: Trata-se da amplitude de oscilação transversal do modelo em função da velocidade reduzida. É um dos típicos resultados apresentados em estudos de VIE, importante para avaliar os carregamentos nas estruturas sujeitas aos fenômenos de interação com o fluido.

Frequência de oscilação: É a frequência com que o cilindro oscila transversalmente variando ao longo da faixa de velocidade reduzida. Permite identificar os efeitos de sincronização da frequência de emissão de vórtices para o fenômeno de VIV.

Ângulo de fase entre força fluida e oscilação: Representa da diferença de fase (ou o “atraso”) entre a força fluida de excitação gerada no escoamento e o deslocamento da estrutura. Como descrito no capítulo anterior, permite analisar os modos de emissão de vórtices na esteira para o fenômeno de VIV; e identificar a existência do fenômeno de galloping. Além disso, mostra o quanto de energia é transmitida do fluido excitando o sistema.

Ângulo de fase entre as oscilações dos dois cilindros: Para as configurações em que ambos os cilindros à montante e à jusante estão livres para oscilar, representa o ângulo de fase entre os deslocamentos. Permite identificar se há algum tipo de acoplamento fluidodinâmico que relaciona as oscilações dos dois cilindros.

Dinâmica da esteira

De modo análogo, os modelos foram preparados para permitir a análise da dinâmica do escoamento ao redor dos cilindros. As técnicas empregadas envolvem tanto visualizações qualitativas, quanto medições quantitativas do campo de velocidades e vorticidades.

Campo de velocidades: A obtenção do campo de velocidades permite a investigação do escoamento no domínio da esteira e seus efeitos sobre os cilindros. A flutuação da velocidade em um determinado ponto pode revelar a frequência de emissão de vórtices para VIV e flutuação do ângulo de ataque do escoamento incidente para o fenômeno de galloping.

Campo de vorticidades: Derivado do campo de velocidades, a análise das estruturas de vórtices é a maneira mais clara para a compreensão da dinâmica da esteira, permitindo identificar os modos de emissão de vórtices e os efeitos da esteira nas estruturas à jusante do desprendimento.

A Tabela 3.1 apresenta o plano com todas as montagens de experimentos realizados. A coluna “Objetivo” indica quando serão realizadas as medições de resposta dinâmica da estrutura ou dinâmica da esteira do escoamento. A coluna “Liberdade para oscilar” indica qual dos cilindros estará livre para oscilar nas montagens de um par de cilindros alinhados. A coluna “Laboratório” indica o local onde os experimentos foram realizados: “NDF” para a Universidade de São Paulo; e “IC” para o Imperial College. Convém ressaltar que dentro de cada arranjo de dois cilindros alinhados ainda ocorrem

variações no espaçamento entre seus centros. Por fim, dentro de cada uma destas montagens foram realizadas medições para cerca de 40 diferentes velocidades do escoamento incidente, totalizando mais de 1500 condições diferentes de experimentos!

Tabela 3.1: Plano dos ensaios experimentais realizados.

N°	Arranjo	Objetivo		Liberdade para oscilar				Laboratório	
		Resposta dinâmica	Dinâmica da esteira	Montante		Jusante		NDF	IC
				fixo	livre	fixo	livre		
1	Cilindro Isolado		✓	✓				✓	
2	Cilindro Isolado	✓			✓				✓
3	Cilindro Isolado	✓	✓		✓			✓	
4	Cilindro Isolado	✓			✓			✓	✓
5	2 Cilindros Alinhados		✓	✓		✓		✓	
6	2 Cilindros Alinhados	✓		✓			✓	✓	✓
7	2 Cilindros Alinhados	✓	✓	✓			✓	✓	
8	2 Cilindros Alinhados	✓			✓	✓		✓	✓
9	2 Cilindros Alinhados	✓	✓		✓	✓		✓	
10	2 Cilindros Alinhados	✓			✓		✓	✓	✓
11	2 Cilindros Alinhados	✓	✓		✓		✓	✓	

3.2. Técnicas experimentais

Esta seção apresenta, resumidamente, as técnicas experimentais empregadas neste trabalho. Basicamente, podem ser divididas em cinco grupos, conforme sua natureza: visualização qualitativa do escoamento; medição de velocidades no escoamento; extensometria de estruturas; sensoriamento óptico de deslocamentos; e aquisição e tratamento de sinais.

Visualização qualitativa de escoamento

De uma forma geral, as técnicas de visualização de escoamento se baseiam na liberação de traçadores que permitam a identificação das estruturas fluidodinâmicas presentes no fluxo. Por exemplo, em túneis de vento utilizam-se pontos emissores de fumaça tornando uma linha de emissão do escoamento visível. Para as visualizações em água é comum utilizar tinturas ou corantes diluídos. Além disso, a técnica de visualização com traçadores pode ser significativamente aprimorada com uma boa iluminação. É comum iluminar o escoamento com planos de luz permitindo o registro de imagens e posterior identificação das estruturas bidimensionais.

Uma excelente revisão das técnicas de visualização em escoamentos de água é encontrada em Werle (1973). Duas técnicas de visualização foram empregadas neste trabalho e serão discutidas a seguir.

Tintura fluorescente

As visualizações com tintura fluorescente foram obtidas pela emissão de um corante, diluído na própria água do canal, através de orifícios na parede dos modelos ou liberados por um tubo capilar de cobre à montante dos cilindros. Os corantes mais comumente utilizados são as rodaminas: sais de sódio de diversas colorações que fluorescem quando iluminados por luz com comprimento de onda característico. Neste estudo, foi utilizada a rodamina verde, isto é, um sal de sódio que fluoresce emitindo uma luz verde quando iluminado por radiação ultravioleta.

Liberando esta tintura das paredes dos cilindros e por um ponto à montante dos modelos é possível identificar as principais estruturas de vorticidades que formam a

esteira, mostrando-se um método simples e eficaz para determinação qualitativa dos modos de emissão, por exemplo. A Figura 3.2 apresenta uma identificação do modo 2S para dois valores de Reynolds realizada com tintura fluorescente.

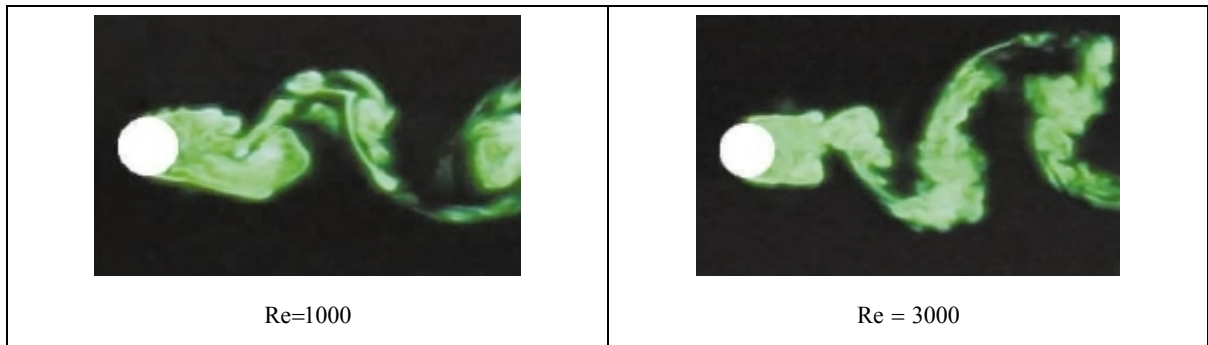


Figura 3.2: Modo de emissão 2S para um cilindro fixo. Visualização qualitativa com tintura fluorescente. Reproduzido de Dalton *et al.* (2001)

Bolhas de hidrogênio

Assim como a tintura fluorescente, a emissão de bolhas de hidrogênio também é um método de visualização com traçadores. Consiste em emitir pequenas bolhas de hidrogênio geradas em um catodo por meio de eletrólise da própria água circulante na seção. À montante dos modelos é esticado um fio de aço inoxidável que serve de catodo; em um outro ponto da seção (à jusante dos modelos) instala-se um anodo inerte de onde serão emitidas as bolhas de oxigênio provenientes da hidrólise. Aparentemente, Geller (1955) foi o primeiro a empregar técnicas de hidrólise para visualização de escoamento. Clutter & Smith (1961) aprimoraram a técnica tornando-a conhecida no meio científico.

A taxa de emissão de bolhas (e conseqüente densidade de traçadores) depende da condutividade elétrica da água (aumentada pela adição de algum sal: bicarbonato de sódio, cloreto de sódio, etc.) e do potencial elétrico entre os eletrodos. A concentração do eletrólito (sal ou ácido presente na água) é importante. Sendo a concentração baixa, as bolhas serão muito difusas; sendo a concentração do eletrólito muito alta, poderão ocorrer problemas de flutuabilidade. Tipicamente, o potencial tem a ordem de 70 volts com uma corrente de aproximadamente 1A. Devido à alta voltagem utilizada, deve-se tomar grande precaução ao trabalhar com essa técnica. Contato com os eletrodos ou com o fluido pode resultar em choques elétricos inesperados.

Com a alimentação contínua no circuito, um desprendimento contínuo de bolhas é verificado no escoamento. Pulsando-se a alimentação do circuito, uma série de linhas intermitentes será emitida facilitando a visualização e identificação de estruturas mais

complexas. Maiores voltagens podem ser necessárias para eletrodos longos ou arranjos de fios múltiplos. Uma vantagem desta técnica, quando comparada às tinturas, é a não saturação com corante da água do canal, já que as bolhas gasosas são dissolvidas ao longe. Do mesmo modo, um melhor resultado é obtido quando um plano do escoamento é iluminado com luz laser. Em alguns casos é possível utilizar o próprio cilindro como catodo, emitindo as bolhas da própria parede do modelo.

Medição de velocidades no escoamento

As medições de velocidades no escoamento são as principais fontes de informações quantificadas para análise da dinâmica da esteira. Neste trabalho, foram empregadas duas técnicas: Velocimetria por Imagens de Partículas – PIV (“Particle Image Velocimetry”) e Anemometria de Filme Quente – CTA (“Constant Temperature Anemometry”). Porém, uma terceira técnica será mencionada facilitando a compreensão das outras duas: Velocimetria a Laser Doppler – LDV (Laser Doppler Velocimetry). Estas técnicas têm suas características apresentadas na Tabela 3.2. A Figura 3.3 representa a distinção entre seus objetivos e dá um exemplo de uma amostragem típica de um sinal para cada técnica.

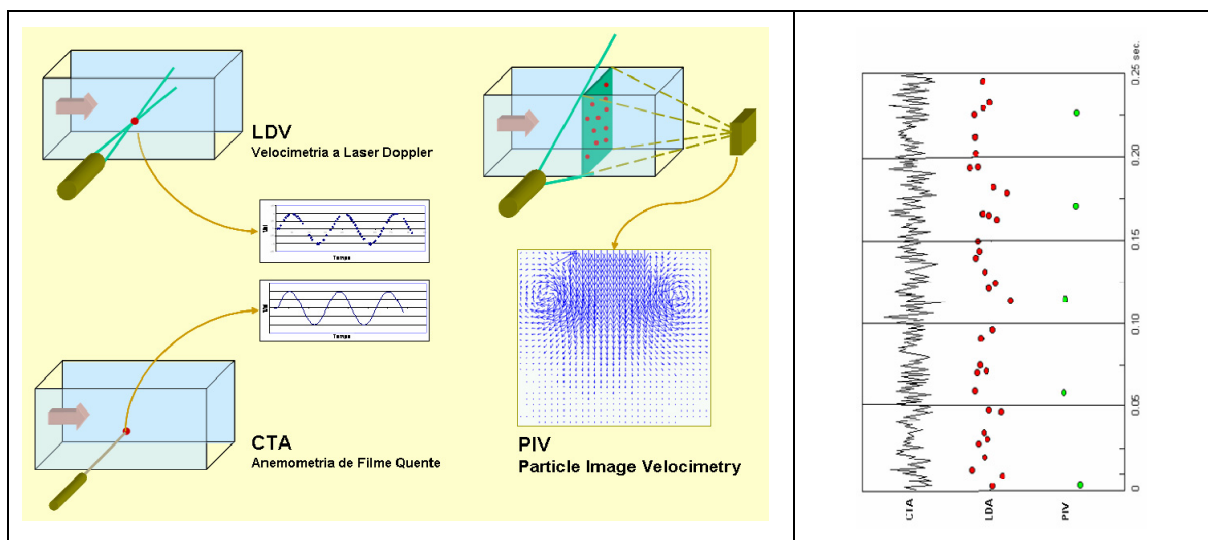


Figura 3.3: (esquerda) Comparação entre os objetivos das técnicas experimentais; e (direita) amostragem típica dos sinais no tempo.

A CTA mede a flutuação de velocidade em um ponto do escoamento pela introdução de uma sonda térmica no fluxo. O princípio utilizado é o da dissipação de calor da sonda para o fluido através de convecção. O LDV mede a velocidade das partículas que seguem o escoamento e atravessam um volume de controle (considerado pontual nesta análise) iluminado no cruzamento de um par de feixes de laser. A amostragem depende da

densidade de partículas que cruzam este ponto. Por sua vez, o PIV é uma técnica experimental capaz de medir, instantaneamente, campos de velocidades em planos de escoamentos fluidos. Diferentemente das técnicas de CTA e LDV, que medem a variação da velocidade no tempo em um ponto específico, o PIV destina-se à medição do campo de velocidades em uma área em um instante. Assim, o resultado de uma medição com PIV não é uma série temporal da velocidade pontual, mas sim um campo de vetores em um plano.

Tabela 3.2: Características das técnicas de medição de velocidades.

Técnica	Acesso e Perturbação	Domínio	Amostragem
CTA	Intrusiva	Ponto	Série temporal “contínua”
LDV	Não intrusiva: óptica	Ponto	Série temporal “discreta”
PIV	Não intrusiva: óptica	Plano	Instantes discretos

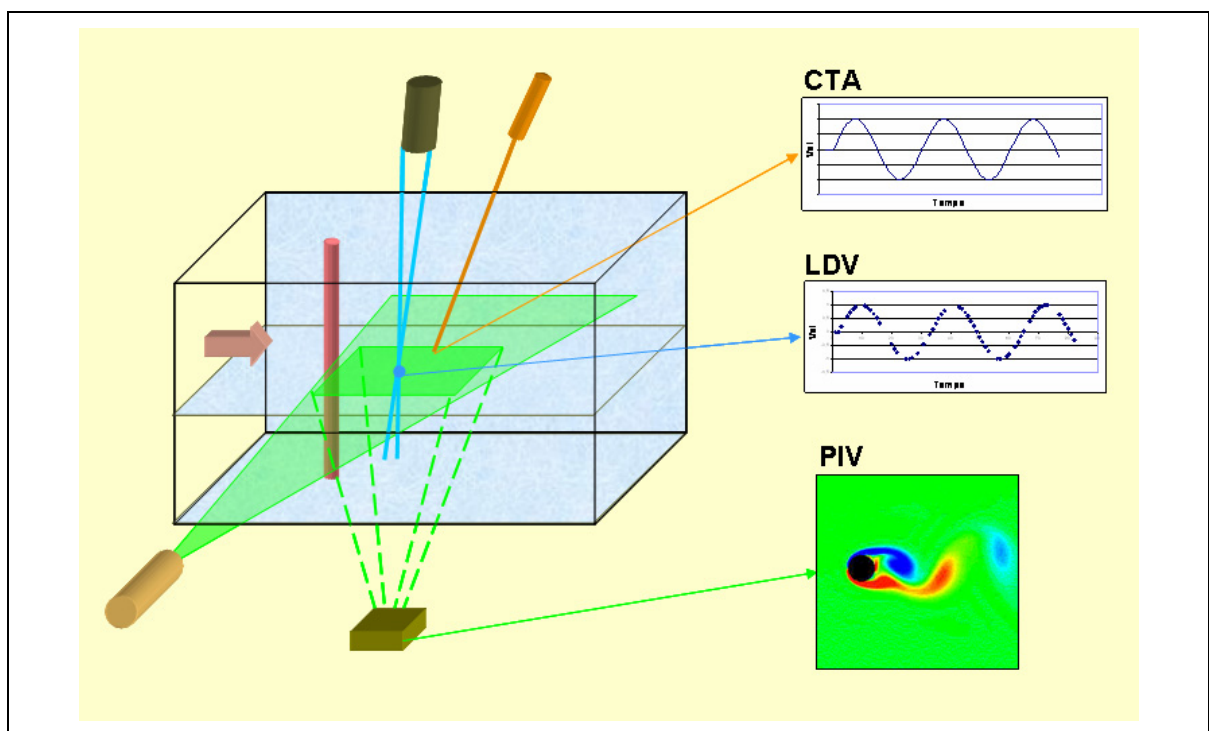


Figura 3.4: Comparação entre os resultados típicos esperados para a medição da velocidade na esteira de um cilindro empregando as técnicas de LDV, CTA e PIV.

Cada uma destas técnicas tem sua importância. Com o CTA é possível obter uma série temporal com alta taxa de aquisição, isto é, pode-se acompanhar flutuações de velocidades em altas frequências, porém há a necessidade de se introduzir um anemômetro no escoamento. Com LDV é possível obter uma série temporal da velocidade pontual sem

a introdução de nenhuma estrutura perturbando o escoamento, porém, a taxa de aquisição é menor e há a necessidade de se alimentar o escoamento com partículas. Já com o sistema PIV não é possível obter uma série temporal pontual próxima das frequências de aquisição obtida nos outros dois métodos. Porém, ele possibilita a visualização do campo de velocidades em uma área, não apenas em um específico ponto do escoamento, estando aí a grande utilidade do PIV. Em certos casos esta análise é muito mais importante.

Tomando o tema deste trabalho, se as três técnicas fossem empregadas para a análise das velocidades na esteira de um cilindro isolado, o resultado esperado seria adequadamente representado pela Figura 3.4. Com estas três ferramentas experimentais seria possível obter a flutuação da velocidade em um ponto (CTA ou LDV) e mapear o campo da esteira (PIV).

Obviamente, não é questão de se dizer qual técnica é melhor que outra: elas têm objetivos diferentes! Como se vê, cada técnica experimental oferece suas características destacando-se cada uma com sua finalidade. Cabe ao pesquisador julgar em quais casos determinada técnica de medição deve ser utilizada. Maiores informações sobre LDV podem ser encontradas em Durst (1990) e Tropea (1995). Um método para calibração de um LDV foi apresentado em Ássi (2003b). A seguir, serão discutidas as duas técnicas de medição de velocidades empregadas neste estudo: CTA e PIV.

CTA – Anemometria de Filme Quente

A Anemometria de Fio ou Filme Quente é uma técnica aplicada há muitas décadas para medição de velocidades em pontos de escoamentos fluidos; pode-se dizer que é a técnica mais comum de anemometria térmica. Inicialmente, foi empregada em experimentos no ar (túneis de vento) e depois adaptada para ensaios em outros gases e líquidos. O elemento sensor é um pequeno fio esticado na extremidade de duas pontas no final de uma haste suporte. É uma técnica de medição intrusiva, já que a o fio sensor e seu suporte devem ser introduzidos no escoamento. Além de perturbar o escoamento, requer aberturas na seção de testes para introdução da sonda.

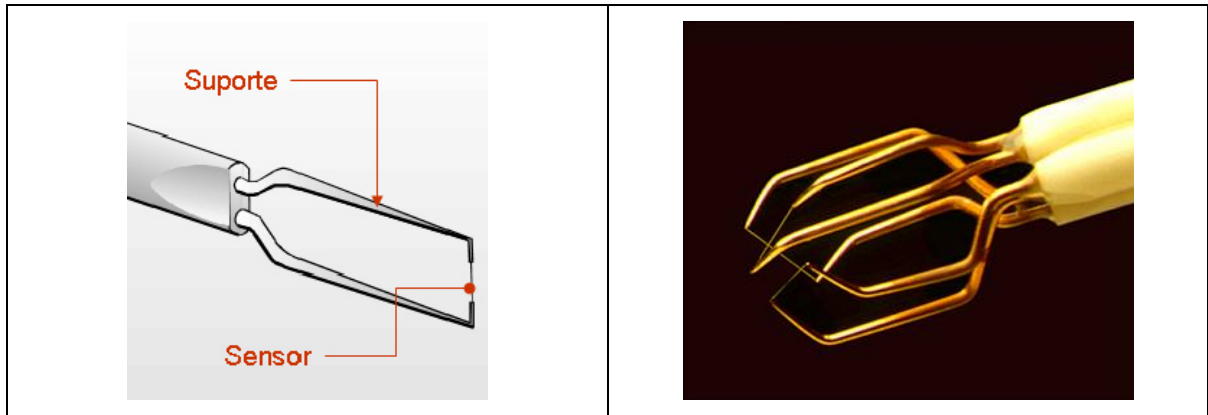


Figura 3.5: (esquerda) Exemplo do sensor de um anemômetro de filme quente unidimensional empregado nas medições de velocidade deste trabalho; e (direita) detalhe de uma sonda de fio quente tridimensional. Adaptado de www.dantecmt.com

Quando o fio quente é recoberto por um filme protetor, o anemômetro é chamado de filme quente. Este revestimento de quartzo (ou alumina) enrijece e isola o sensor em escoamentos de líquidos, mas ainda permite uma boa condutividade térmica entre o sensor e o meio fluido. Sondas bidimensionais e tridimensionais são montadas instalando-se dois ou três fios quentes em direções diferentes em uma mesma haste de medição. A Figura 3.5 ilustra uma sonda unidimensional (à esquerda) e o detalhe de uma sonda capaz de medir velocidades nas três direções (à direita).

O fio sensor possui uma resistência elétrica bem determinada. Quando uma corrente elétrica passa pelo sensor, este se aquece por efeito Joule. Considera-se que o fio esteja em equilíbrio térmico com o meio, isto é, a energia E armazenada no fio seja constante no tempo, de modo que toda a energia térmica W gerada por efeito Joule seja equivalente à energia térmica Q dissipada para o fluido por condução, radiação e convecção (como expresso em [3.1] e [3.2]). Supõe-se que a dissipação de energia por convecção natural e forçada seja muito maior que as perdas por radiação no meio e condução para os suportes do sensor, tal que $\langle Q_{rad}, Q_{cond} \rangle \ll Q_{conv}$. Assim, a medição da velocidade do escoamento ao redor deste sensor baseia-se no princípio da transferência de calor por convecção para o meio fluido, expresso em [3.3].

$$\frac{dE}{dt} = W - Q = 0 \quad [3.1]$$

$$R_W I^2 = Q_{conv} + Q_{rad} + Q_{cond} \quad [3.2]$$

$$R_W I^2 \cong Q_{conv} = h \cdot A_W (T_W - T_f) \quad [3.3]$$

A resistência elétrica R_W depende da área e da temperatura do fio (A_W, T_W), relacionada com uma resistência à temperatura de referência (R_{ref}, T_{ref}) por um coeficiente térmico α , de acordo com [3.4]. Uma vez que a principal dissipação térmica se dá por convecção, o coeficiente de transferência de calor h está relacionado com a velocidade do fluido u pela lei de King (1914), mostrada na equação [3.5]. Os coeficientes A , B e C são determinados pela calibração do anemômetro. Combinando as equações [3.3], [3.4] e [3.5] é possível eliminar o coeficiente de transferência de calor h , resultando na expressão [3.6].

$$R_W = R_{ref} (1 + \alpha (T_W - T_{ref})) \quad [3.4]$$

$$h = A + B(u)^C \quad [3.5]$$

$$u = \left(\frac{1}{B} \left(\frac{I^2 R_{ref} (1 + \alpha (T_W - T_{ref}))}{A_W (T_W - T_f)} - A \right) \right)^{\frac{1}{C}} \quad [3.6]$$

As duas maneiras mais comuns para controle do anemômetro, e conseqüente medição de um sinal físico, são: Anemometria de Temperatura Constante – CTA (Constant Temperature Anemometry); e Anemometria de Corrente Constante – (CCA – Constant Current Anemometry). Resumidamente, o sistema CTA mantém o sensor em uma temperatura constante variando a corrente no sistema; já o sistema CCA possui uma corrente constante no circuito, permitindo que a temperatura do sensor varie. Enquanto no primeiro caso a grandeza medida é a própria corrente no circuito, no segundo mede-se a resistência do fio que depende da temperatura variante do sensor (como visto em [3.4]). Neste trabalho será empregado apenas um Anemômetro de Temperatura Constante; por isso, neste texto, a sigla CTA representa toda a técnica de anemometria térmica envolvida.

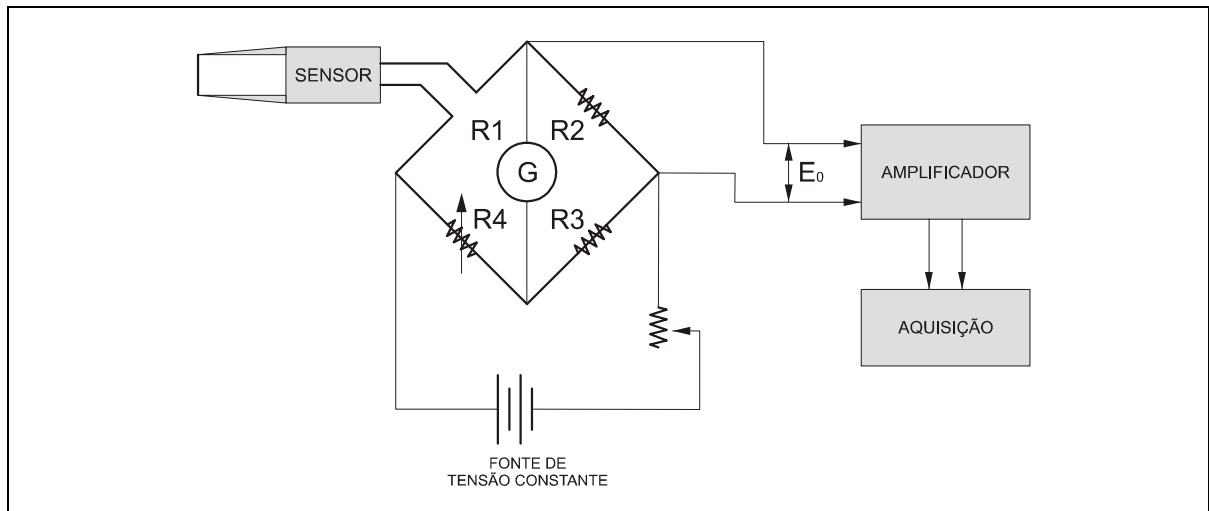


Figura 3.6: Circuito de controle de um sensor pelo método de temperatura constante (CTA).

O circuito de controle de CTA ajusta sua corrente variável de modo que a temperatura T_w e a resistência R_w sejam constantes. Desta forma, a velocidade do escoamento passa a ser dependente apenas da corrente no circuito e da temperatura do fluido, reduzindo a equação [3.6] à expressão [3.7]. De fato, a temperatura do fluido pode ser facilmente obtida por um termômetro externo, de modo que a velocidade depende apenas da corrente I . A Figura 3.6 ilustra o circuito de controle de um sistema CTA. A resistência (ou temperatura) do sensor é mantida constante por um reostato. Apesar de apresentar um circuito mais complexo que os CCA, os CTA apresentam menor ruído no sinal e altas frequências de resposta, podendo atingir taxas de aquisição da ordem de 500 KHz.

$$u = \left(\frac{1}{B} \left(\frac{I^2 R_w}{A_w (T_w - T_f)} - A \right) \right)^{\frac{1}{C}} \quad [3.7]$$

Neste trabalho, a técnica de CTA foi empregada para determinação do perfil de velocidades e do índice de turbulência na seção de testes do canal durante os ensaios. Estes resultados são apresentados nas próximas seções.

PIV – Velocimetria por Imagens de Partículas

Velocimetria por Imagens de Partículas – PIV (“Particle Image Velocimetry”) é uma técnica óptica que avalia o campo de velocidades pela iluminação de um plano do escoamento com feixes de laser. Como o próprio nome indica, esta técnica necessita que o escoamento esteja alimentado com partículas capazes de refletir a luz emitida pelos feixes de laser, gerando imagens para um pós-processamento.

Convém evidenciar que o PIV é uma técnica de medição não intrusiva, isto é, não é necessário introduzir nenhuma estrutura que interfira no escoamento. Contudo, é necessário que o escoamento esteja “alimentado” com uma controlada densidade de partículas em suspensão, capazes de acompanhar o fluxo com fidelidade e refletir a luz dos feixes. Nestes experimentos realizados em água foram utilizadas partículas de Poliamida 12: um polímero insolúvel com massa específica da ordem de 1030 Kg/m^3 , muito próxima à da água ($\rho \cong 1000 \text{ Kg/m}^3$), composto de partículas arredondadas com diâmetro da ordem de $6 \mu\text{m}$ e $11 \mu\text{m}$; e índice de refração da ordem de 1,5.

Tudo se inicia quando o plano do escoamento que se deseja investigar é iluminado por dois feixes pulsantes de laser abertos. O intervalo de tempo entre um feixe e outro é muito pequeno e esta grandeza dt representa quão instantânea será a medição. Uma câmera fotográfica digital posicionada perpendicularmente a este plano de investigação coleta e armazena as duas imagens captadas consecutivamente, diferenciadas pelo intervalo dt . Nestas imagens são registradas as posições no espaço de cada uma das pequenas partículas em suspensão no fluido que refletiram a luz dos pulsos de laser. Resumidamente, o PIV pretende obter o deslocamento no espaço das partículas fotografadas durante o intervalo dt entre as imagens capturadas. Com o deslocamento das partículas em cada ponto do plano iluminado e o intervalo de tempo em que decorreu este deslocamento, é possível atribuir um conjunto de vetores velocidade para as partículas captadas. Desta forma, o campo vetorial de velocidades no plano de investigação é mapeado.

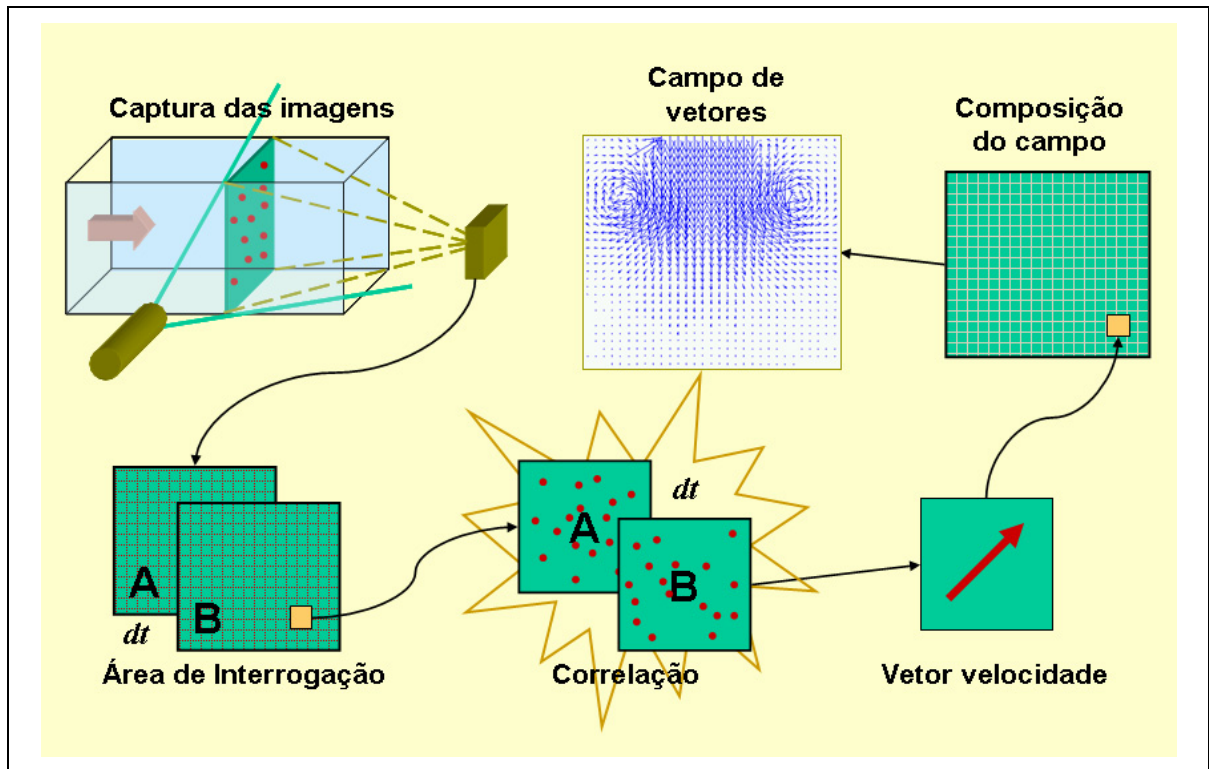


Figura 3.7: Esquema do princípio de funcionamento do PIV.

O princípio de funcionamento do PIV é intuitivamente simples: ele avalia o campo de velocidades obtido pelo deslocamento de pontos entre duas imagens consecutivas. Porém, a metodologia que está por detrás desta simplicidade envolve uma complexa e robusta análise matemática e estatística. A Figura 3.7 ilustra o princípio de funcionamento de um PIV que será descrito a seguir.

O processo se inicia com o disparo de dois pulsos de laser iluminando o plano de escoamento a ser mapeado. O intervalo entre os disparos e a intensidade dos feixes são controlados de acordo com as características do experimento (velocidade do escoamento, densidade de partículas em suspensão, luminosidade do ambiente, etc.). Para cada pulso de laser emitido a câmera fotográfica digital é acionada, capturando o par de imagens correspondente ao par de pulsos, isto é, duas imagens espaçadas pelo intervalo dt dos pulsos. À coleta deste par de imagens dá-se o nome de captura. Cada captura, constituída por duas imagens, vai gerar um campo de vetores velocidade. Para uma análise do escoamento ao longo do tempo devem ser obtidas várias capturas.

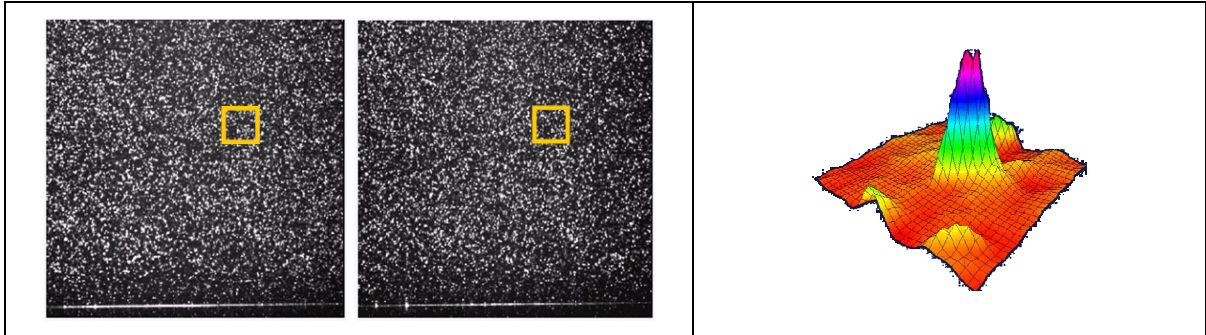


Figura 3.8: (esquerda) Exemplo de uma captura (duas imagens separadas por dt); (direita) exemplo do pico de correlação cruzada para a área de interrogação marcada. Fonte: www.dantecmt.com

Uma vez armazenadas as imagens de uma captura, passa-se para sua análise e processamento. As imagens são compostas pelos pontos iluminados (reflexo dos feixes pelas partículas no escoamento) em contraste com o fundo escuro. A área das imagens coletadas é dividida em uma malha quadriculada com quantos elementos se queiram. Cada elemento desta malha é chamado de área de interrogação e será responsável pela geração de um único vetor velocidade. As áreas de interrogação são regiões das imagens originais, compostas por pontos de partículas iluminadas. Cada uma destas regiões será analisada por um método de correlação que identificará o deslocamento médio de todas as partículas contidas nesta área no intervalo dt . Se a qualidade da imagem nesta área não estiver satisfatória, isto é, se a densidade de partículas não permitir uma alta correlação da imagem em uma outra posição deslocada, um vetor deslocamento não será gerado. A Figura 3.8 exemplifica duas típicas imagens com boa densidade de partículas. À direita, verifica-se o gráfico da correlação espacial para a área de interrogação marcada; o pico mostra que uma alta correlação espacial cruzada foi obtida para esta região.

Uma vez que todas as áreas de interrogação foram avaliadas e tiveram seus vetores calculados com sucesso, passa-se para a montagem do campo de vetores do plano. Cada elemento de área é alocado em seu local de origem representando o vetor velocidade calculado. Deste modo está construído o campo de vetores do plano. Convém destacar que, quanto maior a quantidade de áreas de interrogação em que o plano for dividido, mais vetores velocidade comporão o campo final. Porém, um maior número de elementos nesta malha implica em elementos cada vez menores. Isto pode prejudicar a análise de correlação diminuindo sua precisão em validar o vetor médio estimado em cada elemento. Novamente, a Figura 3.7 esclarece o princípio narrado até aqui.

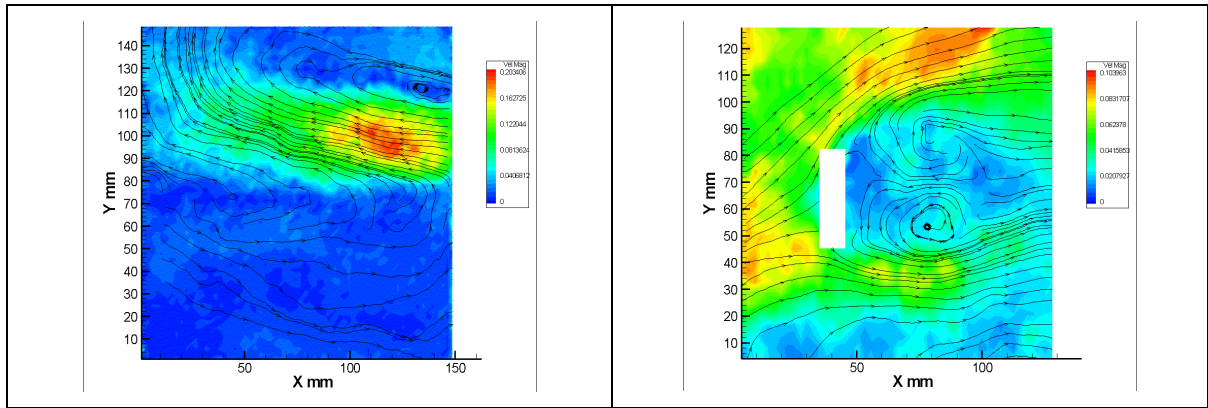


Figura 3.9: escoamento médio: (esquerda) jato livre submerso na saída de um bocal; (direita) escoamento ao redor de uma placa plana. Ambos coloridos por magnitude de velocidade.

Maiores detalhes sobre os princípios desta técnica, métodos de correlação e as novas fronteiras no desenvolvimento de PIV são encontrados em Hinsch (1995) e Durst (1990). As primeiras aplicações da técnica nos laboratórios do NDF são narradas em Ássi (2003c). Como exemplo dos resultados típicos do campo de velocidades obtidos com PIV, a Figura 3.9 apresenta as medições realizadas para o escoamento médio em um jato livre submerso na saída do bocal de uma bomba centrífuga (esquerda); e ao redor de uma placa plana inclinada em relação ao escoamento incidente. Estas imagens comprovam que o PIV é uma poderosa ferramenta experimental para a análise de campos de velocidades. Por isso, será utilizada nos ensaios de medição da esteira de vórtices em cilindros, a fim de se obter o mapeamento dos campos de velocidades neste trabalho.

Como foi explicado anteriormente, o PIV não se destina à medição temporal (flutuação da velocidade no tempo) em um determinado ponto do escoamento. Por isso, se for utilizada com esta finalidade, a técnica não apresentará precisão comparada a outras técnicas de velocimetria. Porém, com o PIV é possível obter-se uma previsão do comportamento do campo como um todo, mostrando os pontos que devem ser analisados com as outras técnicas (rever Figura 3.3). Também é importante destacar que o método de avaliação do PIV introduz uma incerteza na medição de natureza estatística, originada na análise de correlação entre as partículas.

Lin & Rockwell (1996) empregaram um método para determinação das forças fluidas ao redor de um cilindro através de campos de velocidades capturados por PIV. Apesar de complexa, esta técnica é muito interessante e útil para compreensão dos fenômenos de excitação. Tal método não será empregado neste estudo, mas fica registrado como sugestão para futuros trabalho.

Extensometria de estruturas

Como será apresentado posteriormente, uma das formas de se determinar indiretamente o deslocamento transversal das bases fletoras é medir a flexão de suas lâminas. Para tanto, é utilizada uma outra técnica experimental muito comum à mecânica dos sólidos e análise de estruturas: a extensometria. Instalando-se extensômetros nas faces das lâminas é possível medir a deformação destas estruturas em relação à posição de equilíbrio.

Extensômetros são pequenos sensores compostos por filamentos condutores que se deformam elasticamente acompanhando a superfície da estruturas onde foram colados. Sua variação de resistência elétrica R_{SG} é proporcional à deformação aplicada ε_{SG} por um fator S_{SG} , conforme [3.8]. Estes sensores de elongação baseiam-se no princípio de que a resistência elétrica de um condutor depende de sua geometria, isto é, de seu comprimento L_{SG} e área transversal A_{SG} , conforme [3.9], sendo ρ_{SG} o índice de resistividade do material do condutor. A variação da resistência depende da combinação da variação destes três parâmetros. Considerando que a deformação no comprimento está relacionada a uma deformação na área pelo coeficiente de Poisson ν_{SG} do material, resulta que a variação na resistência será dada por [3.10].

$$\frac{\Delta R_{SG}}{R_{SG}} = S_{SG} \varepsilon_{SG} \quad [3.8]$$

$$R_{SG} = \rho_{SG} \frac{L_{SG}}{A_{SG}} \quad [3.9]$$

$$\frac{dR_{SG}}{R_{SG}} = (1 + 2\nu_{SG}) \varepsilon_{SG} + \frac{d\rho_{SG}}{\rho_{SG}} \quad [3.10]$$

Quatro extensômetros são ligados em um circuito tipo ponte de Wheatstone e instalados nas faces internas das lâminas fletoras. Dois são instalados na parte superior das lâminas, enquanto os outros dois são colados na parte inferior, sempre nas regiões de maior flexão. Desta forma, quando dois extensômetros estão solicitados com tração, os outros dois sofrem compressão, desbalanceando a ponte. O sinal de saída é linearmente proporcional à flexão das lâminas e, conseqüentemente, proporcional ao deslocamento do

sistema oscilante. Uma curva de calibração deste transdutor é apresentada na próxima seção.

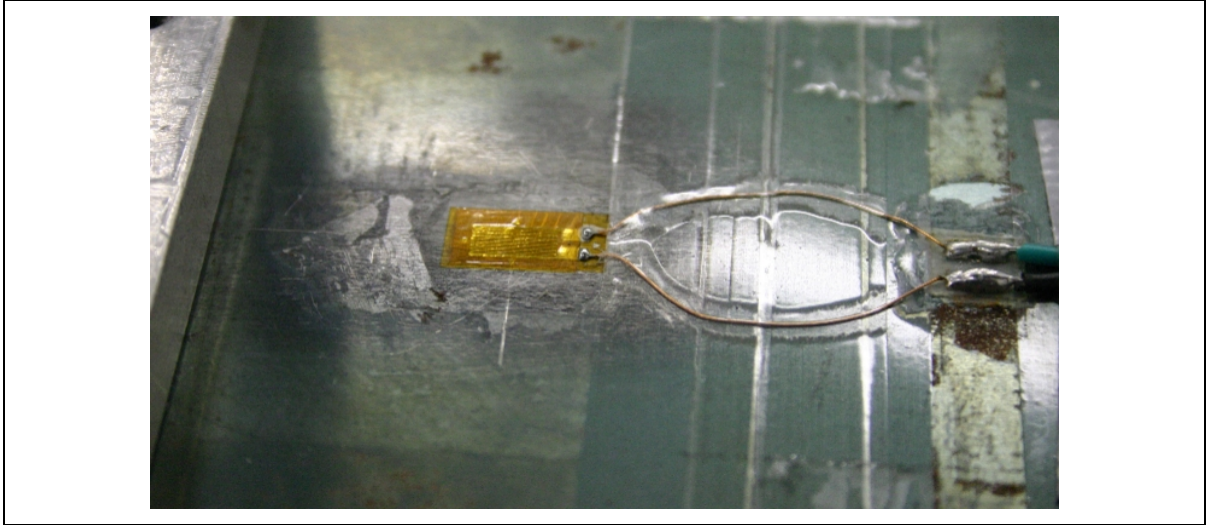


Figura 3.10: Extensômetro instalado em uma lâmina da base fletora.

Muito cuidado deve ser tomado quando um transdutor de deslocamento for construído com lâminas fletoras longas. Por princípio, as lâminas flexíveis funcionam como as molas do sistema que respondem com uma deformação proporcional à força de deformação (força fluida, no caso). Assim, apesar do transdutor fornecer uma resposta de deslocamento com boa precisão, este sinal pode estar em fase com a força de excitação. Se a fase do sinal de deslocamento for um dado importante (como o é neste estudo) a inércia das lâminas deve ser levada em conta para uma correta correção. A próxima seção trata de um sensor óptico para leitura direta da posição, solucionando este problema. A Figura 3.10 apresenta um extensômetro instalado na face de uma das lâminas da base fletora utilizada neste trabalho.

Sensor óptico de posição

Como discutido na seção anterior, um transdutor de posição indireto, como as lâminas fletoras, pode introduzir erros consideráveis na medição da fase do sinal. Evidentemente, este problema será reduzido se a massa das lâminas for diminuída. Contudo, a aquisição do sinal de deslocamento de maneira direta com um sensor de posicionamento é essencial para as medições deste trabalho.

É essencial que a medição dos deslocamentos transversais das bases elásticas seja realizada sem contato, isto é, o sensor de posição não deve ter contato com as partes oscilantes para não introduzir amortecimento no sistema. A utilização de potenciômetros,

“encoders” lineares ou outros transdutores de posição introduziriam perdas no sistema por conta de seus mancais rotativos ou guias de deslizamento. A princípio, duas soluções foram propostas neste trabalho: a aquisição de um sensor magnético de deslocamentos; ou a confecção de um sensor óptico. Por causa do elevado custo do sensor magnético disponível no mercado, dois sensores ópticos de baixo custo foram desenvolvidos neste estudo.

O primeiro sensor consiste na adaptação de um mouse óptico⁸ e apresenta duas vantagens iniciais: baixíssimo custo, por se tratar de um equipamento de uso ordinário; e interface de aquisição pronta para comunicação com qualquer computador. Contudo, uma dificuldade foi verificada: o plano de referência para reflexão da luz deve estar precisamente alinhado com a óptica do diodo emissor, senão o sistema perde alguns pulsos comprometendo a medição. Os trabalhos de Ng (2003) e Ng & Ang (2004) apresentam as potencialidades e desafios da utilização de um mouse óptico como sensor de posição de baixo custo, mas já relatam esta dificuldade encontrada. Os autores também empregaram este sensor para medição de vibração.

Ao mesmo tempo, um segundo sensor foi desenvolvido e mostrou-se muito eficiente para os experimentos propostos, de modo que o mouse óptico foi descartado. Trata-se da confecção de um sensor óptico por intensidade de luz (Figura 3.11). Os LDR – “Light-Dependent Resistor” são resistores com resistência variável de acordo com a intensidade de luz visível incidente sobre sua superfície. A resistência diminui com o aumento da intensidade de luz, podendo variar entre $10M\Omega$, para a condição sem luz, e $10K\Omega$ quando totalmente iluminado. Quatro resistores desta categoria foram montados nas extremidades de um tubo cilíndrico com paredes internas negras. As extremidades foram fechadas impedindo a entrada de luz externa.

Um LED – Diodo Emissor de Luz (“Light Emitter Diode”), com luz visível na cor branca, foi introduzido no tubo escuro na ponta de uma haste esbelta. Este LED, fixado ao sistema oscilante, desloca-se livremente (sem contato) dentro do tubo através de uma fenda ao longo de sua geratriz. Quando o LED emissor se encontra na posição central do tubo a ponte de resistores está balanceada e a tensão de saída é nula. Mas, à medida que o emissor

⁸ Mouse óptico: sistema óptico convencional, presente na vasta maioria dos computadores, para controle do cursor em interfaces gráficas. Não será grafado entre aspas neste texto.

se desloca dentro do tubo, dois LDR recebem maior intensidade de luz que os outros dois, desbalanceando a ponte, resultando numa tensão não nula de saída. A tensão de saída é proporcional à posição do emissor, montado solidário ao sistema oscilante. A resposta deste transdutor não é linear, uma vez que a intensidade de luz decai com o quadrado da distância, mas uma boa calibração proporciona uma medição de deslocamento com precisão de $0,1mm$.

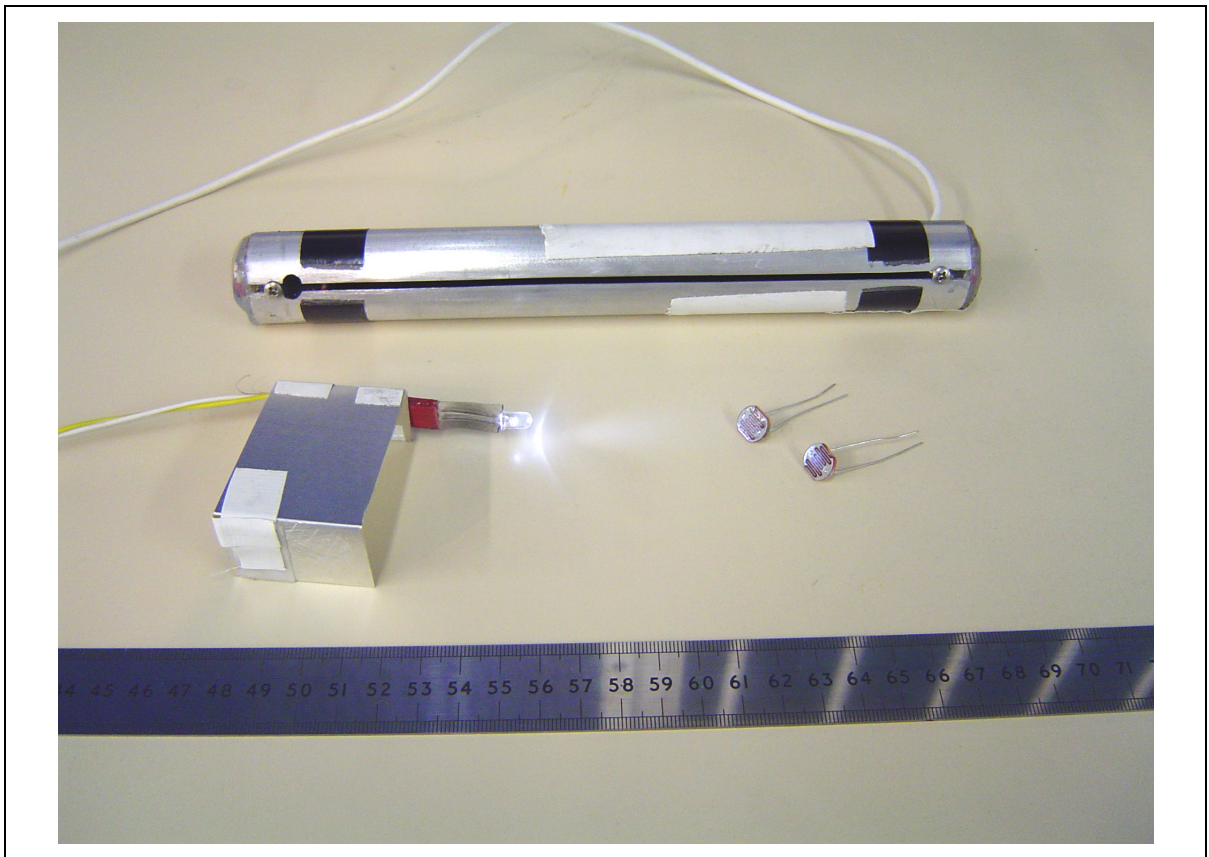


Figura 3.11: Sensor óptico de posição construído com um tubo cilíndrico de alumínio com parede interna negra, quatro LDR ligados em ponte completa e um LED emissor de luz visível branca. Baixo custo e resolução de $0,1mm$.

A Figura 3.11 apresenta: o tubo de alumínio com parede interna negra (fornada com lixa d'água preta para evitar reflexão interna) mostrando a fenda por onde corre a haste; o LED emissor aceso desvinculado da base oscilante; e alguns LDR de exemplo. Este transdutor foi utilizado na base fletora e mostrou-se extremamente eficiente para os ensaios realizados, principalmente por conta da pequena massa que introduz no sistema oscilante (apenas massa do LED emissor e sua haste).

3.3. Aquisição e tratamento de sinais

Sensores e condicionamento

A aquisição, condicionamento e processamento de sinais é uma etapa importantíssima em todo estudo experimental. As diferentes grandezas físicas medidas requerem transdutores e técnicas experimentais específicas, resultando em um complexo conjunto de sinais. Uma lista das grandezas medidas e seus sensores é apresentada na Tabela 3.3. Os sinais analógicos de tensão ou corrente elétricas foram condicionados em um módulo de aquisição de sinais com taxa de amostragem até 200KHz para até 32 canais multiplexados. Cada canal independente possui sistema de amplificação e filtro analógicos integrados.

Tabela 3.3: Grandezas físicas analisadas e respectivos transdutores.

Grandeza física	Sensor
Deslocamento transversal do cilindro	Sensor óptico de posição
Deslocamento transversal do cilindro	Ponte de extensômetros (indireta)
Aceleração do cilindro	Acelerômetro piezo-resistivo
Força de sustentação no cilindro	Célula de carga
Vazão na seção de testes	Medidor de vazão magnético
Velocidade em um ponto	Anemômetro de filme quente

As grandezas relacionadas às oscilações dos cilindros apresentam frequência dominante não superior à 3Hz . Assim, a frequência de aquisição (ou taxa de amostragem) foi fixada em 100Hz , obedecendo com folga o teorema de Shannon-Nyquist⁹. Os sinais foram filtrados analogicamente com banda passa-baixa com frequência de corte de 50Hz .

⁹ Teorema de Shannon-Nyquist: A frequência de aquisição de um evento deve ser, pelo menos, o dobro da maior frequência de interesse para que não ocorra “aliasing”. Recomenda-se a leitura de Oppenheim *et al.* (1998).

Apesar desta frequência de corte (igual à frequência de Shannon-Nyquist) estar muito acima das frequências dominantes dos fenômenos, uma frequência de corte inferior acarretaria em prejuízos para a fase dos sinais, prejudicando as importantes análises de fase instantânea apresentadas a seguir. O sinal de medição de vazão na seção de testes também foi adquirido à 100Hz . Para as medições de flutuação de velocidade para determinação do perfil de velocidades e intensidade de turbulência da seção, foi utilizada taxa de amostragem de 10KHz nos anemômetros de filme quente. A Figura 3.12 apresenta a interface desenvolvida para aquisição, tratamento e registro dos sinais coletados.

Um cuidado especial foi tomado verificando se o comportamento da seção de testes e a resposta de oscilação dos cilindros atingiram um claro regime permanente. Maiores considerações experimentais sobre regimes transitórios e permanentes são encontradas em Oppenheim *et al.* (1998).

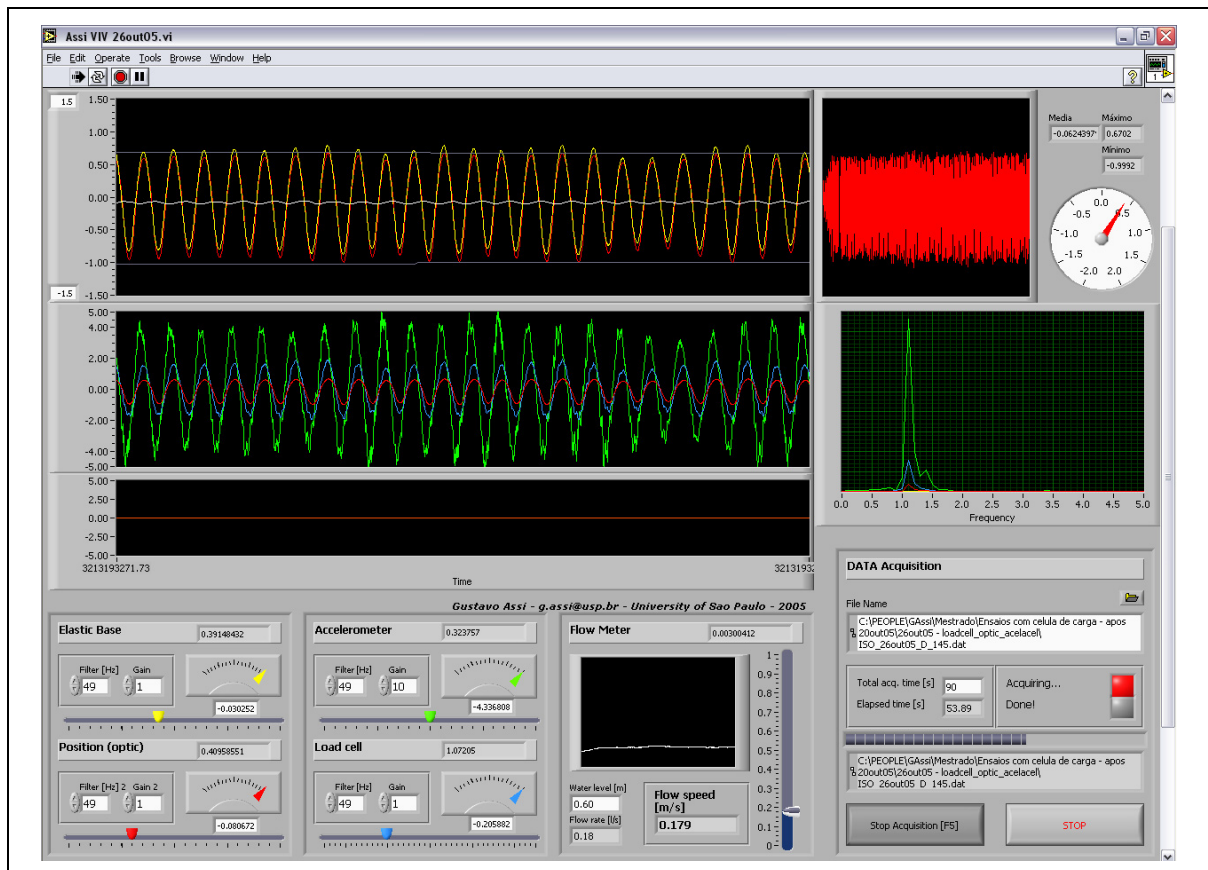


Figura 3.12: Interface do programa de aquisição de dados desenvolvido para este trabalho.

Transformada de Hilbert

A aplicação da transformada de Hilbert para análise de sinais tem sido empregada com frequência cada vez maior nos últimos anos. Pesquisadores têm descoberto suas funcionalidades para determinação de amplitudes e fases instantâneas; conceitos que serão abordados ao longo desta seção. Esta ferramenta matemática é muito útil para análise de osciladores, principalmente porque permite identificar os saltos de fase ao longo do tempo decorrentes do fenômeno de intermitência. Khalak & Williamson (1999) aplicaram com sucesso esta ferramenta para o estudo de VIV.

Long *et al.* (1995) mostraram que a transformada de Hilbert é uma técnica útil para análise da frequência instantânea de um sinal ao longo do tempo e defendem que esta frequência instantânea é uma propriedade definida localmente na série temporal. Apesar de ser definida para sinais contínuos, a aplicação da transformada de Hilbert para sinais discretos é tão trivial como a discretização da transformada de Fourier, encontrada em qualquer literatura de análise de sinais. A seguir, define-se a transformada de Hilbert destacando suas aplicações neste trabalho.

Seja $x(t)$ um sinal real qualquer variante no tempo. A transformada de Hilbert $y(t) = \mathbf{H}\{x(t)\}$ é definida pela expressão [3.11]. Obtendo-se $x(t)$ e $y(t)$, um sinal complexo $z(t)$ é analiticamente definido em [3.12].

$$y(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x(\tau)}{\tau - t} d\tau \quad [3.11]$$

$$z(t) = x(t) + iy(t) = E(t)e^{i\varphi(t)} \quad [3.12]$$

$E(t)$ é módulo deste complexo e representa o envelope (ou envoltória) do sinal; e $\varphi(t)$ representa o ângulo de fase instantâneo de $z(t)$, como expresso em [3.13] e [3.14]. Quadrando-se a amplitude instantânea $E(t)$, define-se a potência instantânea do sinal. Assim, a frequência instantânea do sinal é definida em [3.15], desde que a fase seja ajustada para uma função contínua derivável.

$$E(t) = |x(t) + iy(t)| \quad [3.13]$$

$$\varphi(t) = \arctan\left(\frac{y(t)}{x(t)}\right) \quad [3.14]$$

$$\omega(t) = -\frac{d}{dt}\varphi(t) \quad [3.15]$$

Desejando-se fazer uma análise comparativa entre dois sinais coletados A e B , como é o caso deste trabalho. A diferença de fase instantânea $\phi(t)$ entre os dois sinais é rapidamente calculada pela diferença entre as fases instantâneas $\varphi(t)$ dos sinais, expressa em [3.16].

$$\phi(t) = \varphi_A(t) - \varphi_B(t) = \arctan\left(\frac{y_A(t)x_B(t) - x_A(t)y_B(t)}{x_A(t)x_B(t) + y_A(t)y_B(t)}\right) \quad [3.16]$$

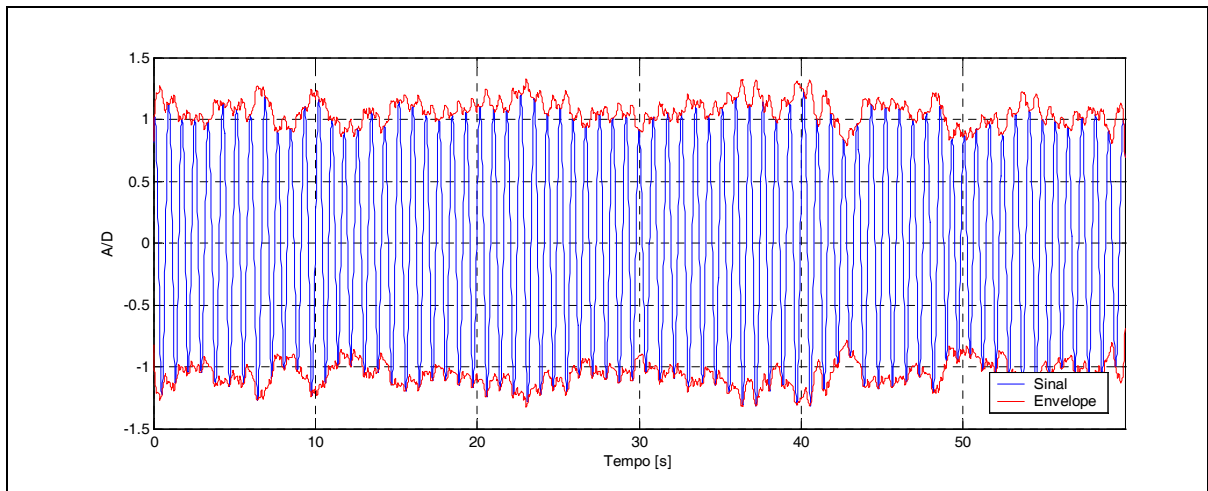


Figura 3.13: Exemplo da amplitude instantânea (envelope) calculada pela transformada de Hilbert.

Apesar de estes parâmetros instantâneos funcionarem como propriedades puramente locais, eles dependem do sinal como um todo para serem calculados. A Figura 3.13 ilustra a aplicação da Transformada de Hilbert neste trabalho, apresentando um exemplo de amplitude instantânea de oscilação (envelope do sinal) para um sinal de oscilação coletado. Exemplos das diferenças de fase instantâneas são mostrados no capítulo de apresentação dos resultados mais adiante. Para maiores detalhes sobre esta ferramenta, assim como uma apresentação mais elegante da transformada de Hilbert, recomenda-se a leitura de Kantz *et al.* (1998); Cohen (1995); Hahn (1996) e Long (2004).

3.4. Experimentos em canais de água

Todos os experimentos deste estudo foram realizados em canais de água circulante de circuito fechado e seção de testes aberta. Os modelos foram estaticamente posicionados nas estruturas da seção, de modo que a velocidade do escoamento foi obtida com a circulação da água pelo canal, isto é, os modelos não foram trasladados como em um tanque de reboque. Uma seção de testes estabilizada ao longo do tempo proporcionou aquisições de séries temporais muito longas, favorecendo a análise dos fenômenos. Outra grande vantagem destes canais experimentais é a seção de testes confeccionada com paredes transparentes, permitindo a visualização do escoamento e medições com PIV por todas as direções.

Os primeiros experimentos com base fletora dupla foram realizados no Canal Circulante do Laboratório de Hidrodinâmica do Imperial College de Londres. O restante dos ensaios, a maior parte, foi realizada no recém construído Canal de Água Circulante do NDF da Universidade de São Paulo. Trata-se de um canal muito semelhante ao existente no Imperial College, mas que conta com uma seção de testes mais larga e profunda. O laboratório brasileiro também está equipado com instrumentos não existentes em Londres: velocimetria PIV, anemometria CTA e acelerometria. A Tabela 3.4 compara as principais características das seções de testes de ambos os canais onde os experimentos foram conduzidos.

Tabela 3.4: Características da seção de testes dos canais experimentais.

	NDF/USP – São Paulo	Imperial College - Londres
Dimensão útil	$(0,7 \times 0,9 \times 7,5) \text{ m}$	$(0,6 \times 0,7 \times 8,0) \text{ m}$
Vazão no circuito	Até $0,40 \text{ m}^3/\text{s}$	Até $0,25 \text{ m}^3/\text{s}$

Obviamente, as propriedades mais significantes para o controle dos experimentos estão na qualidade do escoamento desenvolvido na seção. Nos experimentos deste trabalho buscaram-se as seguintes condições ótimas: perfil plano de velocidades no trecho ótimo da seção; baixo índice e homogeneidade de intensidade de turbulência; e estabilidade e repetibilidade das condições da seção de testes. Um perfil plano de velocidades incidente

nos cilindros é condição primordial para obtenção de dados consistentes. Bearman (1984) afirma que “a turbulência no escoamento incidente afeta a geração e desprendimento dos vórtices, alterando as condições na camada limite e modificando os pontos de separação”; assim, uma correta estimativa do índice de turbulência é fundamental. Além disso, a estabilidade do escoamento na seção ao longo do tempo é imprescindível para que os fenômenos atinjam um regime permanente, hipótese assumida neste estudo.



Figura 3.14: Canal de Água Circulante no laboratório do NDF/USP – São Paulo.

A Figura 3.14 apresenta uma fotografia do laboratório do NDF na Universidade de São Paulo. Maiores informações sobre o projeto, construção e validação deste canal são apresentados nos apêndices deste trabalho e podem ser encontrados em Ássi *et al.* (2005).

Perfis de velocidade e turbulência

O campo de velocidades em uma seção transversal do Canal de Água Circulante do NDF apresenta assimetria média da ordem de 10% da velocidade média na seção. O índice de intensidade de turbulência é $TI \cong 0,022 \pm 0,004$; obtido por Ássi *et al.* (2005) em função da razão entre a flutuação da velocidade e seu valor médio em um ponto de medição, como expresso em [3.17].

Efeito de blocagem

Outra observação pertinente está no efeito da blocagem da seção de testes sobre as oscilações dos cilindros. O coeficiente de blocagem é definido pela razão entre a área total da seção de testes e a área projetada do corpo rombudo imerso no escoamento. Como, neste caso, o cilindro tem o mesmo comprimento da profundidade da seção, o coeficiente de blocagem (CB) é simplesmente o quociente entre a largura da seção de testes W e o diâmetro D do cilindro, expresso em [3.18].

$$CB = \frac{L_w W}{L_w D} \quad [3.18]$$

Bearman & Zdravkovich (1978) investigaram o comportamento do campo de pressões ao redor de um cilindro estático em função de sua proximidade com uma parede plana. Brankovic (2004) verificou os efeitos da blocagem de um canal de água sobre a resposta de um cilindro sujeito ao fenômeno de VIV. Para ensaios com três valores de CB (11,3% ; 13,6% e 17,0%) identificou que as amplitudes de oscilação de um cilindro em base elástica são atenuadas à medida que a blocagem aumenta. Maskell (1963) afirma que “os efeitos da blocagem têm pouca influência sobre o escoamento ao redor de corpos rombudos para coeficientes inferiores à 3%”. Contudo, Maskell considera apenas corpos rombudos estáticos. É intuitivo pensar em um acréscimo real no coeficiente de blocagem quando um corpo está oscilando transversalmente ao escoamento.

Neste trabalho, os experimentos realizados no Canal do Imperial College apresentam coeficiente de blocagem $CB = 5,3\%$. Por sua vez, os ensaios realizados no Canal do NDF apresentam coeficiente $CB = 4,6\%$.

3.5. Metodologia dos experimentos

Esta seção descreve como a abordagem experimental foi empregada neste estudo. Todos os cilindros livres para oscilar possuem apenas o grau de liberdade transversal. Os modelos foram confeccionados em dois tipos de bases elásticas (descritas a seguir) reproduzindo um oscilador harmônico amortecido modelado na equação [3.19]. M_T representa a massa de todos os componentes da base que oscilam com o cilindro; k , o coeficiente de restauração elástica do sistema; e c o coeficiente de amortecimento do oscilador. A frequência natural de oscilação ω_N (em rad/s) é dada pela equação [3.20].

$$M_T \ddot{y} + c\dot{y} + ky = 0 \quad [3.19]$$

$$2\pi f_N = \omega_N = \sqrt{\frac{k}{M_T}} \quad [3.20]$$

Em [3.21], define-se o coeficiente crítico de amortecimento c_{cr} como o valor de c que permite ao sistema realizar apenas um ciclo de oscilação antes de decair para a posição estável, isto é, o decaimento mais rápido que o oscilador pode apresentar. Qualquer valor de c menor que c_{cr} levaria o oscilador para a posição de equilíbrio em mais de um ciclo de oscilação. Se a razão entre o coeficiente de amortecimento e seu valor crítico for definida como o fator de amortecimento ζ em [3.22], a frequência natural amortecida ω_N^d do oscilador harmônico será dada pela expressão [3.23]. Finalmente, a amplitude de oscilação do sistema será representada na expressão [3.24], onde Y_0 é uma constante que representa a amplitude máxima. O valor de ζ pode ser obtido a partir da taxa de decaimento do oscilador, isto é, obtendo-se a equação da curva que envolve os picos da oscilação (envelope de decaimento do oscilador).

$$c_{cr} = 2M_T \sqrt{\frac{k}{M_T}} = 2M_T \omega_N \quad [3.21]$$

$$\zeta = \frac{c}{c_{cr}} \quad [3.22]$$

$$\omega_N^d = \omega_N \sqrt{1 - \zeta^2} \quad [3.23]$$

$$y(t) = Y_0 e^{-\zeta t} \sin(\omega_N^d t + \phi) \quad [3.24]$$

As bases elásticas serão projetadas ajustando-se seus valores de restauração k , amortecimento ζ , e massa M_T . De modo que a frequência natural seja adequada para responder aos fenômenos de excitação da força fluida, por exemplo, à frequência de emissão de vórtices f_s . É prioritário que as bases apresentem um baixo amortecimento estrutural, isto é, que o valor de ζ seja o menor possível, como nos sistemas reais de engenharia (risers, por exemplo). Porém, um baixíssimo fator de amortecimento é muito difícil de ser obtido devido às dificuldades de construção. Em todo oscilador real sempre haverá dissipação de energia por atrito, onda mecânica, emissão térmica, etc.

Contudo, os valores de ζ das bases construídas apresentaram ordem de grandeza de 1%, enquanto as frequências naturais tem ordem de 1Hz. Desta forma, de acordo com [3.23], a frequência natural amortecida ω_N^d é aproximadamente igual à frequência natural ω_N . Assim, a partir deste ponto não haverá mais distinção entre ω_N^d e ω_N , de modo que ω_N (ou f_N , em Hz) será considerada a única frequência natural dos sistemas.

A grande dificuldade está no projeto de bases que apresentem resposta dinâmica em uma faixa realizável de experimentos. Basicamente, as investigações requerem baixos parâmetros de massa, baixíssimos parâmetros de amortecimento e uma faixa de velocidade reduzida de $0 < U^* < 20$. A velocidade máxima do escoamento no canal de água é o principal parâmetro de entrada neste projeto, já que a velocidade reduzida depende da velocidade do escoamento incidente e da frequência natural do sistema (ver Tabela 2.4). A seguir, serão apresentadas, em detalhes, as bases construídas com seus valores de massa, frequência natural e amortecimento.

Base elástica fletora

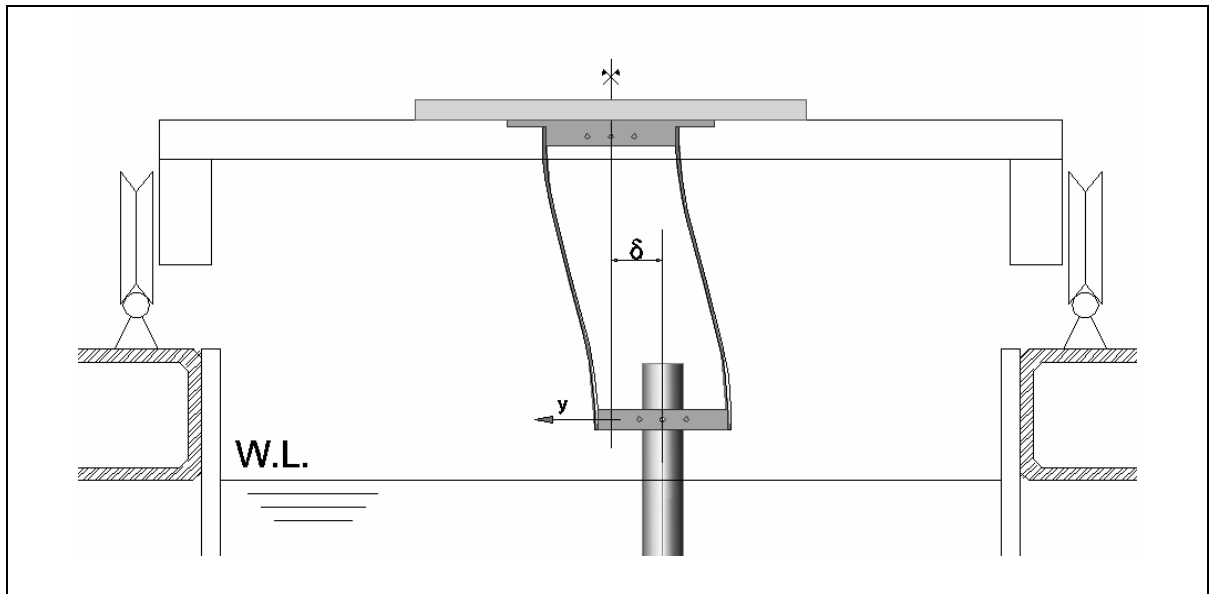


Figura 3.17: Base fletora com um par de lâminas na posição deslocada.

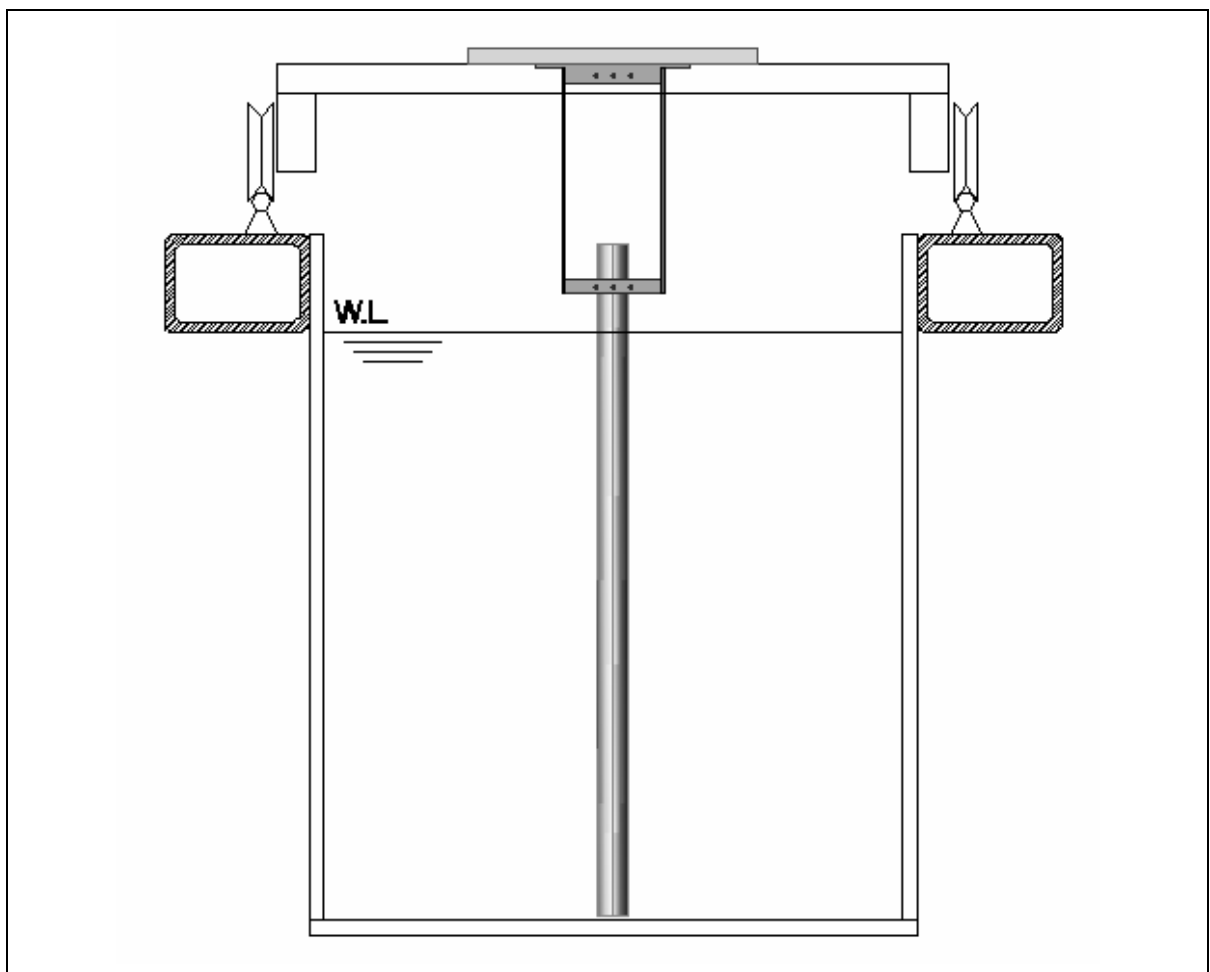


Figura 3.18: Modelo de cilindro e base fletora montados na seção de testes dos canais.

A primeira base construída, chamada de Base Fletora, foi baseada no modelo simples de uma plataforma sustentada por um conjunto de lâminas esbeltas livres para fletir em uma direção. Fujarra (2002), em seus experimentos de VIV com um cilindro rígido, empregou com sucesso uma base elástica similar com dois graus de liberdade. A Figura 3.17 ilustra o funcionamento da base fletora, construída com um par de lâminas, oscilando na direção transversal.

A base é composta por duas plataformas usinadas em alumínio. A plataforma superior é engastada na estrutura do canal, enquanto a plataforma inferior está livre para oscilar na direção de menor rigidez das lâminas. As duas plataformas são ligadas apenas pelo conjunto de lâminas, de modo que não há escorregamento ou rotação entre quaisquer componentes, apenas flexão das lâminas de aço-mola. Esta característica confere à base fletora um baixo parâmetro de amortecimento, já que um único conjunto de lâminas é responsável pelo suporte do modelo e força de restauração elástica do oscilador. Nesta base não há mancais de escorregamento nem molas extras para ajustar o coeficiente de restauração elástica. Conseqüentemente, esta base fletora também apresenta uma reduzida massa, visto que os elementos que oscilam com o cilindro são apenas as leves lâminas de aço e a plataforma oscilante inferior.

A Figura 3.17 apresenta a base fletora com um par de lâminas de aço-mola em uma posição deslocada de δ do seu centro. É possível verificar que as lâminas de aço fletidas apresentam dupla curvatura, mantendo sempre a plataforma oscilante inferior paralela à plataforma engastada. A Figura 3.18 ilustra a montagem do modelo cilíndrico e a base fletora na seção de testes dos canais. Em ambas as figuras, o nível da água é representado por WL , mostrando que praticamente todo o comprimento do cilindro está submerso ($L_w \equiv WL$). A Figura 3.19 apresenta a base fletora durante um dos ensaios no Canal Circulante do Imperial College em Londres.

A medição do deslocamento transversal do cilindro foi obtida de maneira indireta pela flexão das lâminas e de maneira direta pelo sensor óptico de deslocamento. Nas faces internas do par de lâminas foram instalados quatro extensômetros nos pontos de máxima tensão. Assim, observando-se a face interna da lâmina à esquerda na Figura 3.17, é possível perceber que enquanto a metade superior sofre compressão, a metade inferior está tracionada para a dada posição deslocada no exemplo. Os quatro extensômetros foram conectados formando uma ponte de Wheatstone completa, de modo que o sinal de saída da ponte tem relação linear com o sinal de entrada proporcional à deflexão das lâminas.

Resumindo, a base elástica não é apenas o sistema oscilador, mas o próprio transdutor do sinal de deslocamento.

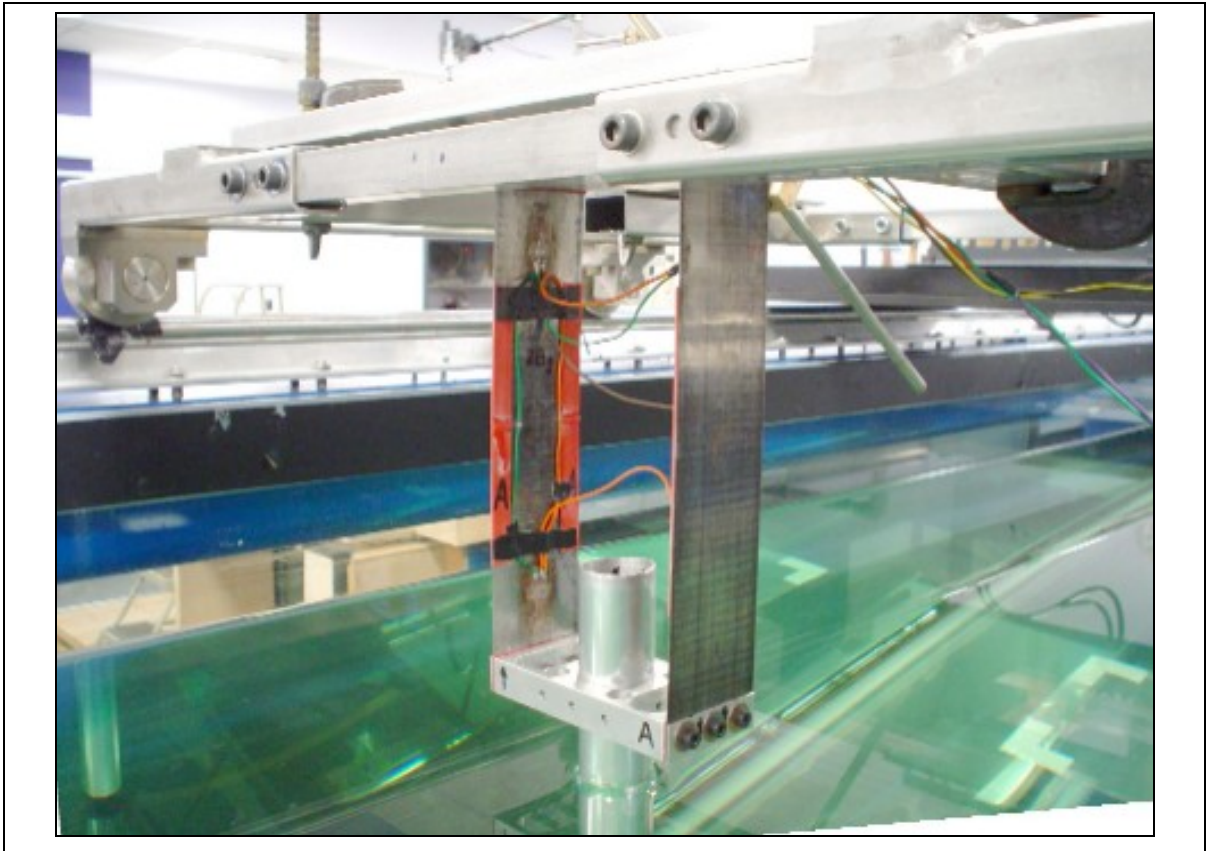


Figura 3.19: Base fletora com um par de lâminas montada na seção de testes do Canal Circulante do Imperial College – London.

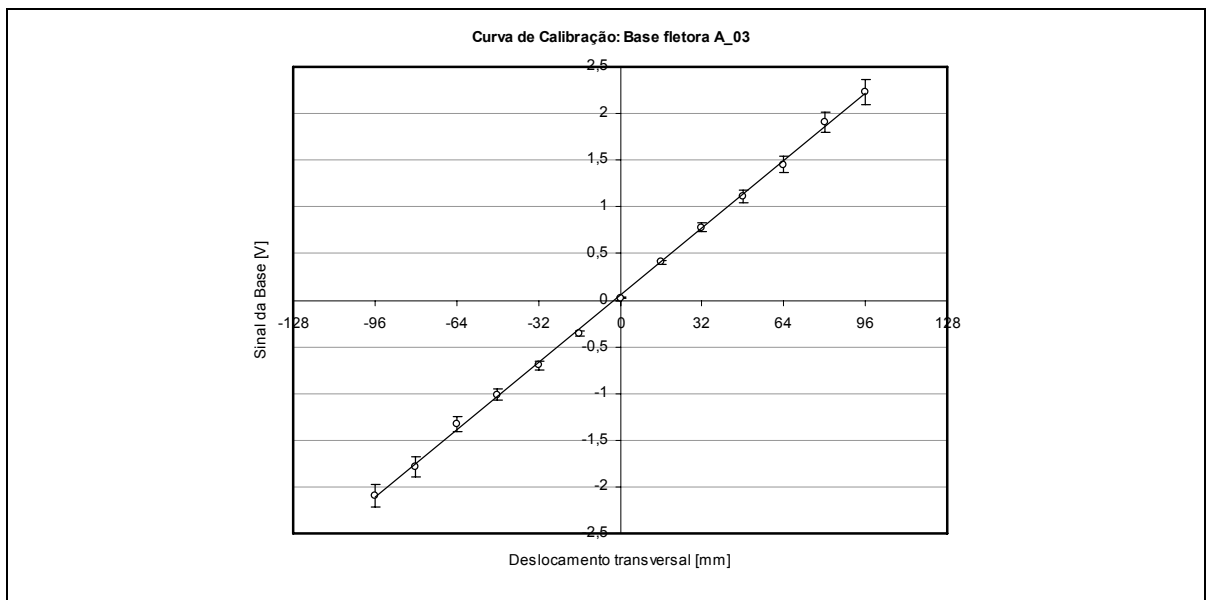


Figura 3.20: Exemplo de uma curva de calibração para base fletora.

As bases fletoras foram calibradas em função do deslocamento transversal dos modelos, de modo que uma série de deslocamentos impostos conhecidos foi relacionada ao sinal de saída para cada configuração de massa. Os valores de deslocamento variaram até

$4D$ para cada direção, sabendo-se que os deslocamentos típicos de VIE raramente ultrapassam $2D$. Desta forma, obteve-se uma curva de calibração para cada configuração de base fletora. Todas apresentaram comportamento linear bem definido e incerteza na medição da ordem de $0,1mm$. Um exemplo de curva de calibração é apresentado na Figura 3.20.

O projeto das bases fletoras objetiva um sistema com rigidez estrutural na direção longitudinal, frequência natural de oscilação bem determinada na direção transversal e a menor massa estrutural possível. Fajarra (2002) descreve em detalhes o dimensionamento de bases deste tipo, explicitando os esforços e solicitações envolvidas.

As dimensões de largura (b), comprimento (a) e espessura das lâminas (e) serão utilizadas no equacionamento apresentado a seguir (consultar Figura 3.22). O momento de inércia de uma lâmina é expresso em [3.25]. Aplicando-se a teoria de vibração de vigas esbeltas, a frequência natural da base dependerá do momento de inércia e do comprimento de todas as lâminas envolvidas na flexão, conforme apresentado em [3.26]. Lembrando que M_T representa a massa de todo o sistema que oscila; n , o número de lâminas fletoras; e E , o módulo de elasticidade do material das lâminas (aço-mola com alta porcentagem de carbono: $E \approx 210GPa$).

$$I = \frac{be^3}{12} \quad [3.25]$$

$$f_N = \frac{1}{\pi} \sqrt{nI \frac{3E}{M_T a^3}} \quad [3.26]$$

Primeiramente, foram construídas duas bases fletoras com um par de lâminas, às quais chamamos de base fletora dupla. Contudo, durante os primeiros ensaios, verificou-se que as lâminas sofriam um forte efeito de flambagem devido ao momento causado pela força de arrasto do cilindro nas velocidades mais altas. De acordo com Timoshenko & Gere (1961), que analisam a flambagem de placas finas sob diversos carregamentos combinados, a tensão crítica de flambagem de uma chapa sob momento e compressão combinados é estimada pela expressão [3.27], onde ν representa o coeficiente de Poisson para o material das lâminas. A constante de proporcionalidade \hat{k} depende da razão de aspecto da chapa (razão entre a largura e o comprimento) e pode ser aproximado por [3.28] para chapas longas e flambagem do primeiro modo.

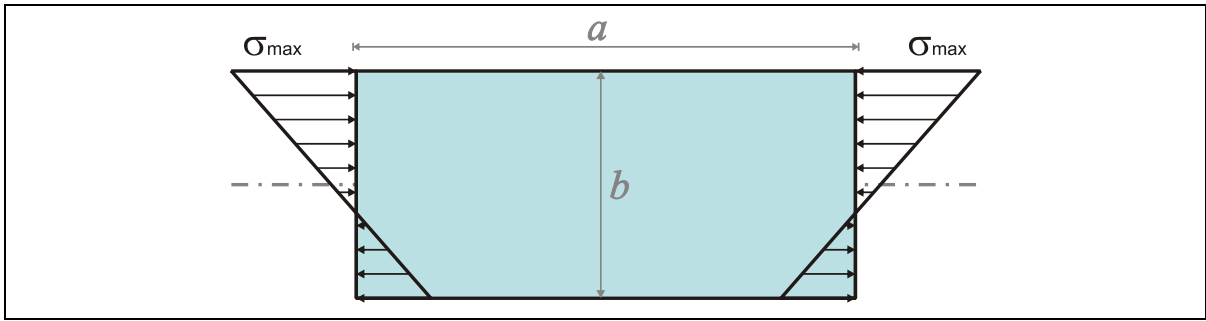


Figura 3.21: Carregamento combinado de momento e compressão em uma lâmina.

$$\hat{\sigma}_{cr} = \hat{k} \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{e}{b} \right)^2 \frac{E}{(1-\nu^2)} \quad [3.27]$$

$$\hat{k} \approx 5,35 + 4 \left(\frac{b}{a} \right)^2 \quad [3.28]$$

$$\sigma_{max} \approx F_d \frac{L_w b}{4I} + \rho g L_w \frac{\pi D^2}{4} \frac{1}{ab} \quad [3.29]$$

O momento causado pela força de arrasto combinado com a compressão da força de empuxo do cilindro favorece a flambagem, impondo um carregamento ilustrado na Figura 3.21. Para que não haja flambagem da chapa, é necessário que a condição $\hat{\sigma}_{cr} < \sigma_{max}$ seja satisfeita. A tensão máxima aplicada na lâmina é estimada na expressão [3.29] e depende da força de arrasto F_d e do comprimento submerso do cilindro L_w .

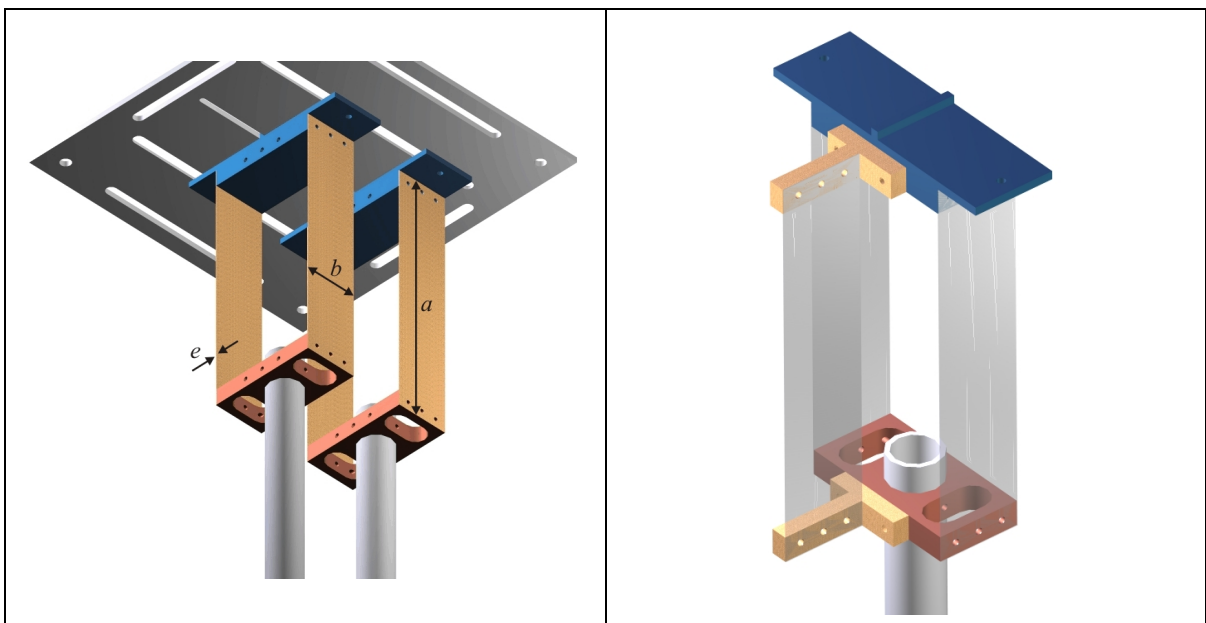


Figura 3.22: (a) Bases fletoras duplas no arranjo para dois cilindros alinhados; (b) base fletora tripla para um cilindro isolado.

O problema da flambagem poderia ser resolvido ajustando-se as dimensões das lâminas, mas a nova frequência natural não seria compatível com a faixa de velocidades dos canais. Assim, uma terceira lâmina idêntica foi instalada enrijecendo o sistema na direção longitudinal e evitando a flambagem do conjunto, mantendo a frequência natural na mesma ordem de grandeza da anterior. Esta base, chamada de base fletora tripla, foi empregada na maioria dos ensaios e é ilustrada na Figura 3.22 (à direita).

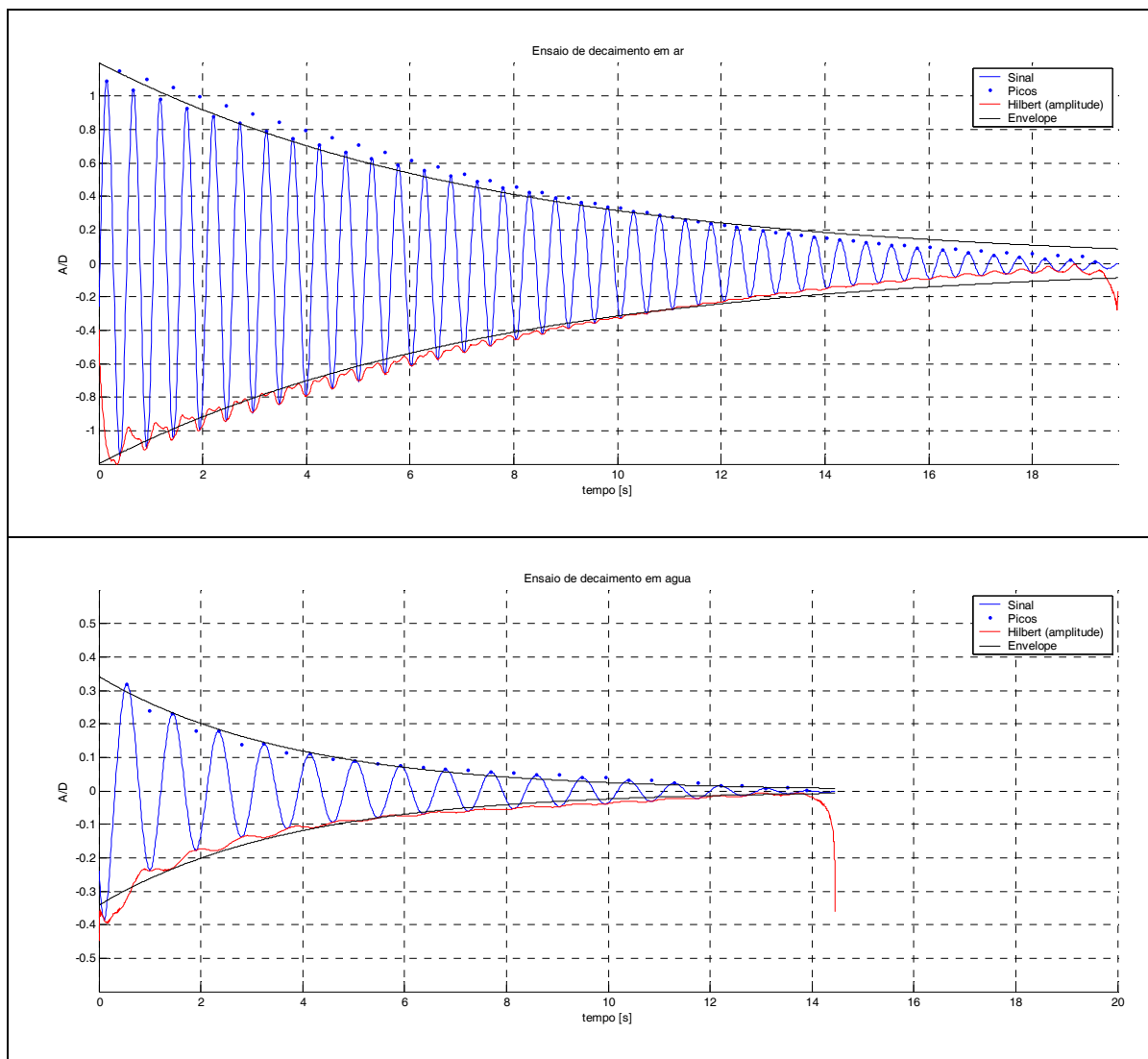


Figura 3.23: Exemplos de ensaios de decaimento para uma base fletora tripla (FLET_triplo_A): (acima) decaimento em ar; e (abaixo) decaimento em água.

Como dito anteriormente, estas bases fletoras apresentam um baixo fator de amortecimento estrutural ζ , quando comparadas às bases com mancais de rotação ou escorregamento. O valor de ζ pode ser determinado por um simples ensaio de decaimento, obtendo-se a taxa de decaimento entre os picos de oscilação do sistema ao longo do tempo. Assim, encontrando-se a equação da envoltória (ou envelope) do sinal é possível calcular o parâmetro ζ para cada conjunto (como foi expresso genericamente em

[3.24]). Outro parâmetro característico extraído em um ensaio de decaimento é a frequência natural de oscilação f_N do sistema.

O amortecimento estrutural deve representar apenas a perda de energia dissipada pela estrutura; e não aquela que eventualmente será dissipada colocando o fluido ao redor em movimento. Por isso, o fator de amortecimento ζ deve ser obtido em um ensaio de decaimento realizado no vácuo, onde não há fluido ao redor. Como explicado no primeiro capítulo, os ensaios de oscilação no ar são semelhantes aos realizados no vácuo, quando ambos são comparados às oscilações na água (uma vez que a densidade da água é muito maior que a do ar). Desta forma, não haverá distinção entre oscilações no ar e no vácuo.

As análises de amortecimento e frequência natural foram executadas empregando-se a Transformada de Hilbert, já descrita anteriormente. Para todas as bases fletoras, com diferentes massas M_T e coeficiente de restauração k , foram realizados ensaios de decaimento no ar e na água a fim de se obterem os valores de frequência natural de oscilação f_N e fator de amortecimento estrutural ζ . A Figura 3.23 mostra exemplos dos ensaios de decaimento para uma mesma base fletora realizados no ar e na água. A curva em vermelho representa a amplitude instantânea calculada pela Transformada de Hilbert; os pontos em azul representam os picos de amplitude das oscilações; e a curva em preto representa a regressão pelo método dos mínimos quadrados da exponencial que determina o parâmetro de decaimento ζ . Nestes gráficos verificam-se: o baixo fator de amortecimento estrutural representado pelo lento decaimento das oscilações no ar; e a diferença de frequência natural do sistema imerso em ar e em água. A Tabela 3.5 resume as propriedades de todas as bases fletoras construídas e empregadas nos ensaios deste trabalho.

Tabela 3.5: Parâmetros das bases fletoras.

Base fletora	m^*	f_N	f_{Nw}	ζ	ζ_w	$(m^* \zeta)$
FLET_dupla_A	0,97	1,76	1,56	0,0080	0,0330	0,008
FLET_dupla_B	1,92	1,57	0,98	0,0068	0,0261	0,013
FLET_dupla_C	8,00	1,27	1,17	0,0018	0,0163	0,014
FLET_tripla_D	0,90	1,95	1,17	0,0100	0,0423	0,009
FLET_tripla_E	1,20	1,95	1,17	0,0093	0,0416	0,011
FLET_tripla_F	1,82	1,76	1,17	0,0079	0,0540	0,014

Modelos de cilindros

Os modelos de cilindros foram confeccionados em tubos de liga de alumínio com diâmetro externo $D = 32\text{mm}$ e parede fina. O comprimento dos cilindros tem cerca de $L = 600\text{mm}$ variando para cada tipo de base. De fato, importa que o comprimento submerso L_w do modelo seja suficiente para satisfazer $L_w/D > 15$, um dos requisitos iniciais deste estudo. Este parâmetro de comprimento é importante para que as estruturas tridimensionais do escoamento existentes ao longo do comprimento de cilindro não sejam afetadas (ou truncadas) pelos efeitos de ponta ou proximidade da parede. Este critério foi verificado, já que os modelos ensaiados no Imperial College apresentam $L_w = 560\text{mm}$; e os modelos ensaiados no NDF, $L_w = 580\text{mm}$. Deste modo, $L_w/D \approx 18$ para todos os experimentos realizados.

As extremidades dos cilindros não foram confeccionadas com “end plates”. Os modelos foram posicionados verticalmente na seção de testes dos canais, de modo que a extremidade inferior se afasta 2mm do fundo da seção e a extremidade superior atravessa a superfície livre da água.

Como explicado no capítulo anterior, a rugosidade da parede do cilindro é um parâmetro que influencia a formação da esteira de vórtices. Bearman (1984) afirma que “a rugosidade da parede do cilindro afeta a transição para o regime turbulento na camada limite, alterando os pontos de separação” e, conseqüentemente, a geração dos vórtices. Este trabalho não objetiva um estudo paramétrico desta grandeza, isto é, não pretende analisar comparativamente o comportamento de diversos modelos de cilindros com rugosidades de parede diferentes. Porém, para permitir futuras comparações em outros trabalhos, registre-se que todos os modelos de cilindros empregados neste trabalho apresentam rugosidade da parede externa da ordem de $0,014\%$ do diâmetro, isto é, com rugosidade máxima em torno de $4,3\mu\text{m}$. Este valor representa a média das rugosidades obtidas, com um rugosímetro de agulha, ao longo de três geratrizes de cada modelo de cilindro de alumínio.

Célula de carga

Uma célula de carga foi adaptada para medição da força fluida aplicada no cilindro em ambas as bases. Consiste em um transdutor de força de compressão e tração usinado em liga de alumínio e instrumentado com extensômetros de alta sensibilidade. O transdutor foi afixado entre blocos de acrílico, cujas extremidades foram engastadas na base elástica e no cilindro. Montada desta forma, a célula de carga é sensível apenas à força transversal que o cilindro aplica na base elástica nas duas direções. Contudo, uma correção deve ser feita no sinal adquirido pela célula, uma vez que ela não se encontra em um referencial não-inercial, mas oscila juntamente com o cilindro. Brankovic (2004) empregou com sucesso a mesma correção.

Sabe-se que a equação do movimento de todo o oscilador é dada pela expressão [3.30], onde $F_f(t)$ representa a força fluida total aplicada no cilindro. O deslocamento transversal $y(t)$ é adquirido pela extensometria da base fletora ou pelo sensor óptico de posição, de modo que a velocidade $\dot{y}(t)$ e a aceleração $\ddot{y}(t)$ do cilindro podem ser determinadas por um método de diferenciação. Neste estudo, foram empregadas duas formas para determinação da aceleração: medição direta com acelerômetro e o método de diferenciação discreta de diferenças centradas dos valores de deslocamento (que apresenta erro da ordem do intervalo de amostragem ao quadrado).

$$m\ddot{y} + c\dot{y} + ky = F_f(t) \quad [3.30]$$

Como a célula de carga está oscilando solidariamente ao cilindro, há duas componentes de força envolvidas: uma devida à inércia do cilindro; e outra, à inércia do suporte. Isto é, a célula de carga está engastada entre o suporte da base (bloco de alumínio no caso da base fletora) e o cilindro, de modo que se pode dividir o sistema em duas massas: m_{acima} massa de tudo que está acima da célula; e m_{abaixo} massa de tudo que está abaixo da célula. Na base fletora, a m_{acima} será composta pela soma das massas: do bloco suporte de alumínio, das lâminas fletoras, dos suportes de acrílico e da fração do transdutor de força que está acima do sensor; e a m_{abaixo} será composta pela soma das massas: do cilindro, dos suportes de acrílico e da fração do transdutor que está abaixo do sensor de força. Obviamente, a massa total do sistema será $m_T = m_{acima} + m_{abaixo}$.

Assim, a força efetivamente medida pela célula de carga F_{cel} será a diferença entre a força fluida e a força de inércia dos elementos abaixo da célula, conforme a expressão [3.31]. Do mesmo modo, a força que a célula transfere para a parte superior da base é expressa em [3.32]. É fácil perceber que as duas equações combinadas resultam na expressão [3.30].

$$F_{cel} = \ddot{y}m_{abaixo} - F_f \quad [3.31]$$

$$-c\dot{y} - ky - F_{cel} = \ddot{y}m_{acima} \quad [3.32]$$

Desta forma, para se obter a força fluida desejada, basta corrigir a força adquirida pela célula, conhecendo-se a massa dos elementos abaixo e a aceleração do sistema, resultando na simples expressão [3.33].

$$F_f = \ddot{y}m_{abaixo} - F_{cel} \quad [3.33]$$

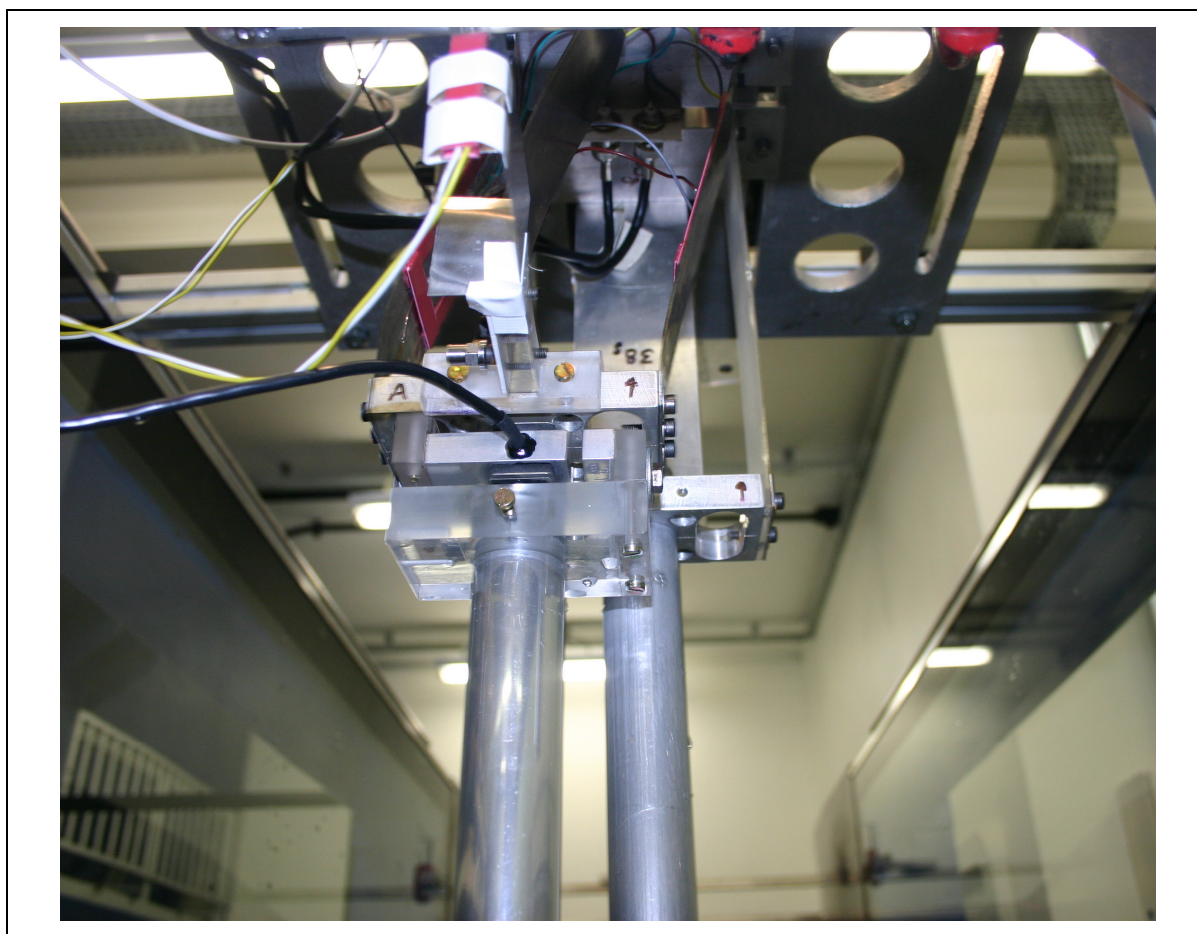


Figura 3.24: Foto da célula de carga e seus elementos estruturais montada na base fletora tripla para dois cilindros alinhados. A base está na posição flexionada, deslocada para a esquerda.

A Figura 3.24 ilustra a célula de carga construída identificando seus componentes estruturais. Nesta figura, a célula está montada na base fletora tripla para o arranjo de um par de cilindros alinhados. Destaque para o transdutor de força, confeccionado em liga de alumínio, no centro da célula (de onde sai o cabo conector preto). As peças transparentes confeccionadas em acrílico são elementos estruturais.

As próximas figuras ilustram as bases elásticas fletoras utilizadas neste estudo. A Figura 3.25 mostra a base fletora com lâminas duplas montada com um cilindro no laboratório do Imperial College. Esta base não foi instrumentada com célula de carga. A Figura 3.26 apresenta a base fletora com lâminas triplas montada com um cilindro rígido. A faixa preta na metade do comprimento do cilindro evita uma reflexão saturada da luz na região exposta ao plano de laser do PIV. As duas imagens da Figura 3.27 apresentam detalhes desta base tripla. No lado esquerdo, verifica-se a base em uma posição levemente flexionada. No lado direito é possível observar a célula de carga em liga de alumínio (com um cabo preto de conexão) entre seus elementos estruturais usinados em acrílico.

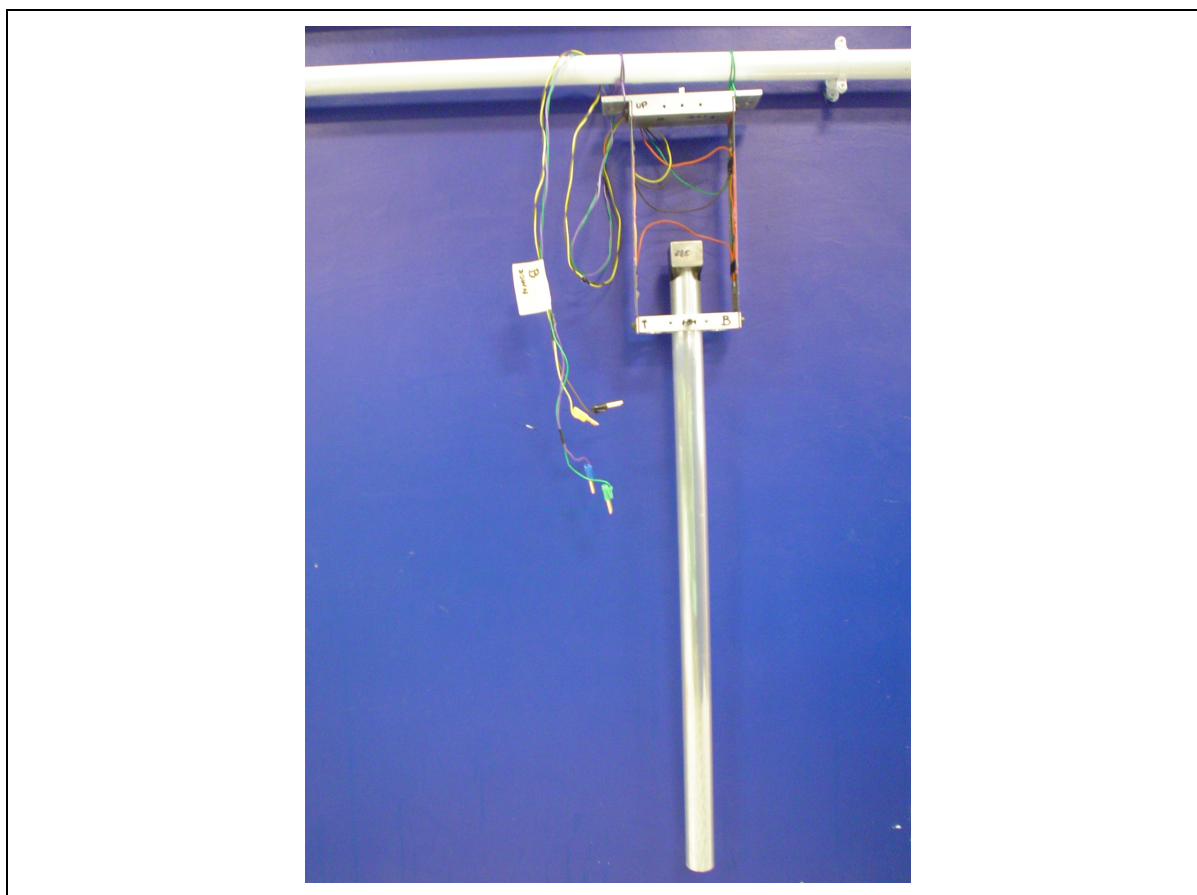


Figura 3.25: Base elástica com lâminas duplas montada com um cilindro rígido no laboratório do Imperial College.

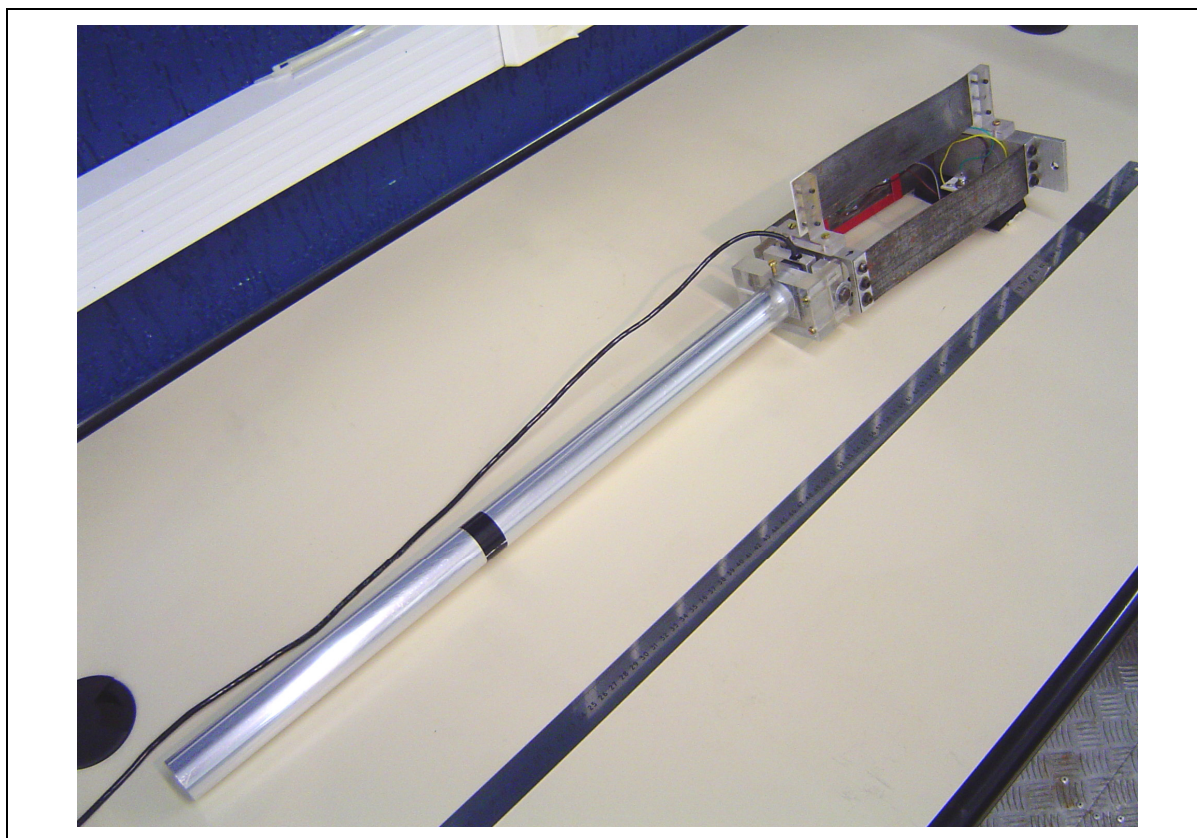


Figura 3.26: Base elástica com lâminas triplas montada com célula de carga e cilindro rígido no laboratório do NDF.

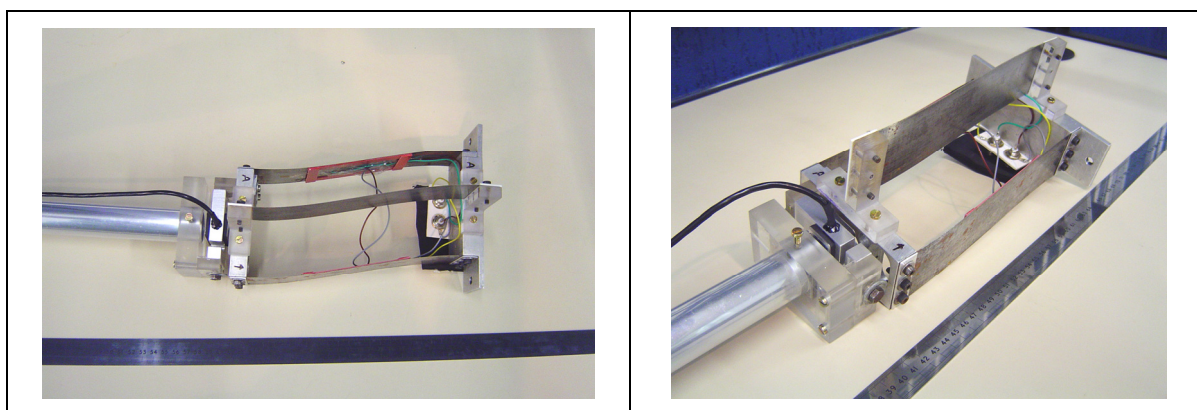


Figura 3.27: (esquerda) Detalhe da base elástica tripla em uma posição levemente flexionada e (direita) detalhe da célula de carga e seus elementos estruturais.

Capítulo 4: RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Este capítulo apresenta, discute e compara todos os resultados experimentais compilados neste estudo. As pequenas conclusões de cada uma das seções serão complementadas pelo capítulo de conclusões no final deste texto. Nos dois principais casos deste trabalho, cilindro isolado e cilindro oscilando à jusante de um fixo, uma seção de síntese precede análise detalhada dos resultados.

4.1. Síntese: Cilindro isolado

Esta seção apresenta e analisa os dados experimentais coletados para um cilindro rígido oscilando isoladamente. Os modelos foram montados nas bases elásticas descritas no capítulo anterior, ficando livres para oscilar apenas na direção transversal. As propriedades dinâmicas das bases, bem como as características construtivas dos modelos já foram apresentadas no capítulo anterior. Os dados estão divididos em três grupos de acordo com o parâmetro de massa reduzida, sendo eles: parâmetro de massa baixo $m^* \approx 1$; parâmetro de massa intermediário $m^* \approx 2$; e parâmetro de massa alto $m^* \approx 8$. A faixa de Reynolds destes ensaios varia entre $2,0 \times 10^3 < Re < 1,4 \times 10^4$.

Primeiramente, são apresentadas as típicas curvas de amplitude e frequência reduzidas, representando o comportamento dinâmico dos modelos em função da velocidade reduzida do escoamento. Em seguida, as curvas deste trabalho são comparadas a outros experimentos da literatura e confrontadas entre si. Os parâmetros adimensionais de massa e amortecimentos são utilizados para colapsar as curvas, permitindo uma análise paramétrica mais refinada.

Na seqüência, discute-se sobre a identificação dos ramos de resposta: inicial, superior e inferior. Os fenômenos de histerese e intermitência entre os modos são relacionados com os saltos no ângulo de fase instantâneo entre a força fluida e o deslocamento do cilindro. Por fim, a dinâmica da esteira de vórtices é analisada pelas técnicas de visualização de escoamento e mapeamento do campo de velocidades com PIV. Identificam-se os modos de emissão de vórtices para os ramos de resposta observados.

Resposta dinâmica em amplitude e frequência

A variação da amplitude e da frequência de oscilação do cilindro mostra seu comportamento dinâmico em função da velocidade do escoamento. Estas curvas adimensionalizadas vêm sendo utilizadas há décadas na literatura do assunto. Sua análise permite identificar não apenas a máxima amplitude de oscilação, mas também compreender os fenômenos de sincronismo tipicamente gerados durante as vibrações induzidas pelo escoamento.

Os pontos destas curvas foram obtidos através da análise de longas séries temporais coletadas em regime permanente de oscilação. A amplitude máxima que representa cada série temporal foi obtida calculando-se a média dos 10% maiores picos de oscilação. Este critério, comumente utilizado na literatura, também é denotado por $A_{\max(10\%)}$. Exceto quando for explicitamente indicado, A^* representa esta amplitude máxima neste texto.

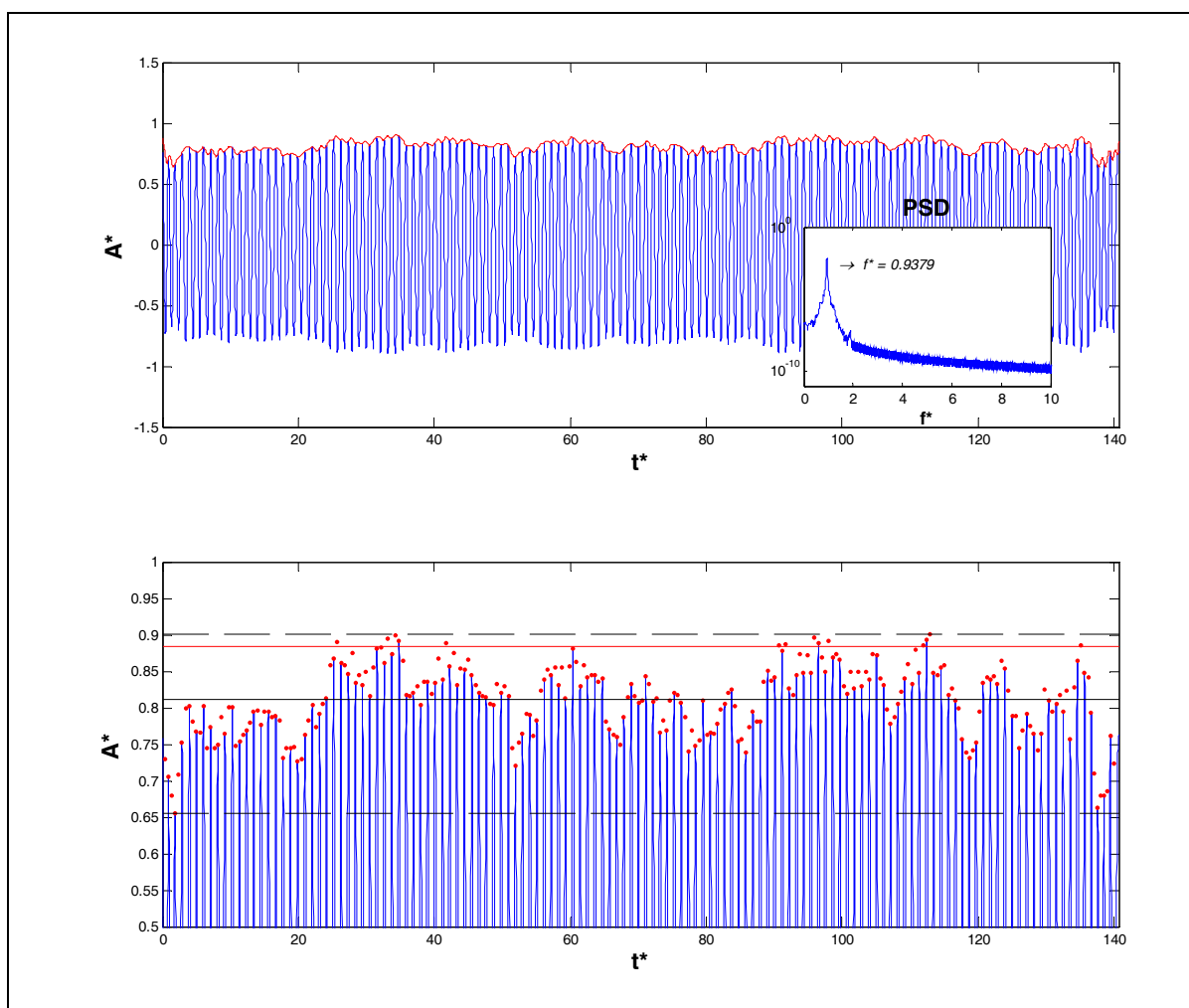


Figura 4.1: Exemplo de série temporal e critério para cálculo de A^* .

A Figura 4.1 exemplifica uma série temporal de oscilação. No gráfico superior verifica-se a amplitude instantânea calculada pela transformada de Hilbert traçada em vermelho. O gráfico inferior é um detalhe do mesmo sinal. As linhas pretas tracejadas representam os picos máximo e mínimo da série. A linha preta contínua, uma amplitude média dada pelo RMS do sinal. A linha vermelha contínua indica a amplitude máxima calculada pelo critério dos 10% maiores picos. As frequências de oscilação são obtidas pelos picos dominantes no espectro de potência do sinal, também ilustrado na mesma figura.

Parâmetro de massa baixo: $m^* \approx 1$

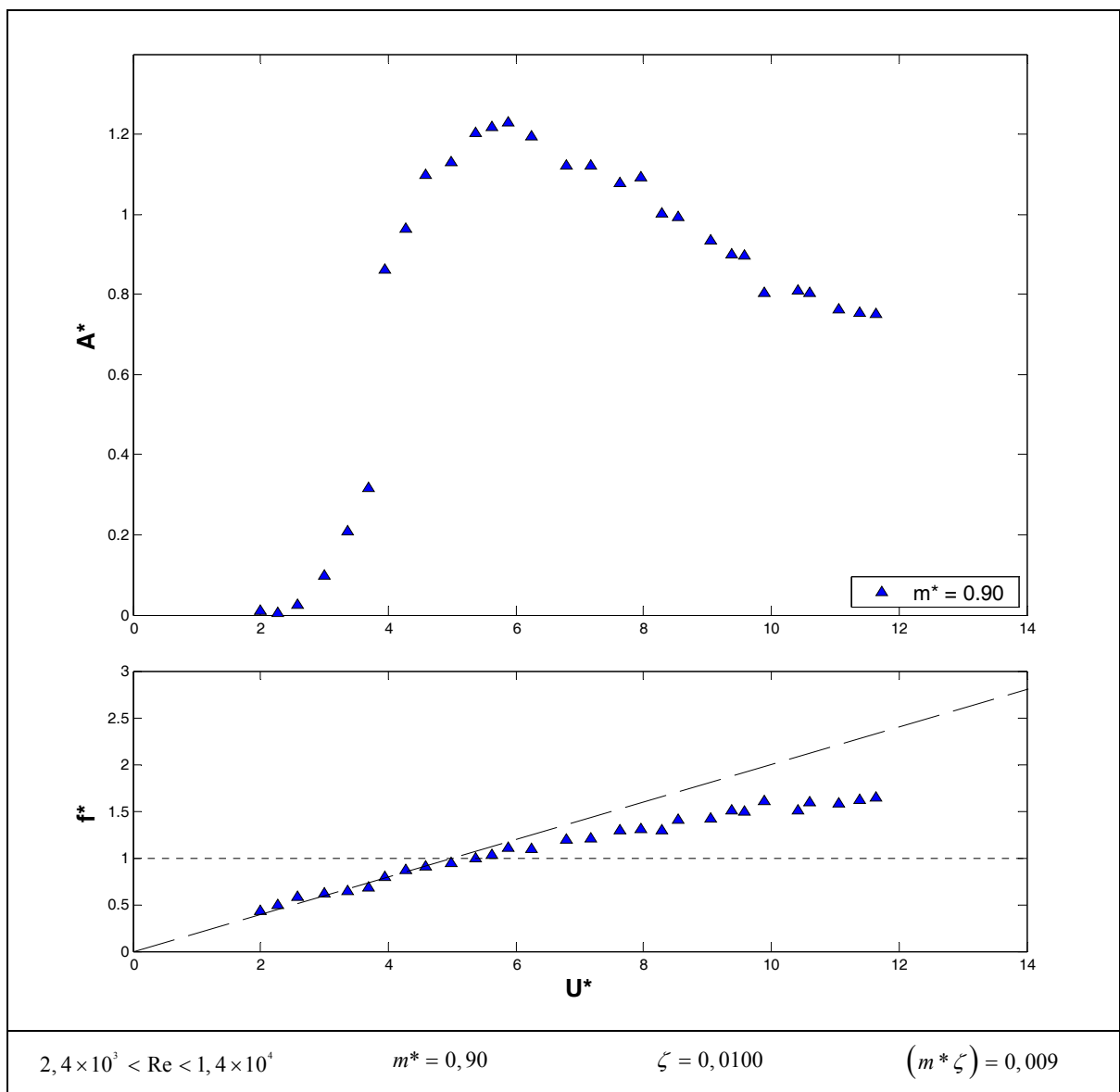


Figura 4.2: Curvas de amplitude e frequência reduzidas para a base fletora FLET_tripla_D. Cilindro isolado oscilando com parâmetro de massa baixo.

A Figura 4.2 apresenta a resposta dinâmica de um cilindro isolado com $m^* = 0,90$. Para $U^* < 2$ não foram verificadas oscilações. O cilindro inicia as oscilações logo após $U^* = 2$ e desenvolve rapidamente o ramo inicial até a amplitude máxima. Daí, perdura no ramo superior com pico de $A^* > 1,2$ até próximo de $U^* = 6$. Inicia uma descida suave sem evidências claras de um ramo inferior bem deslocado. As oscilações perduram com amplitude $A^* > 0,8$ até $U^* = 12$. Este ensaio foi limitado pelas condições da base elástica que não suportaria a elevada força de arrasto acima desta velocidade. A partir do pico de ressonância, a frequência reduzida apresenta um leve desvio da curva tracejada que representa $St = 0,2$, logo no início da faixa de sincronização. O final desta faixa não foi observado até o final destes ensaios.

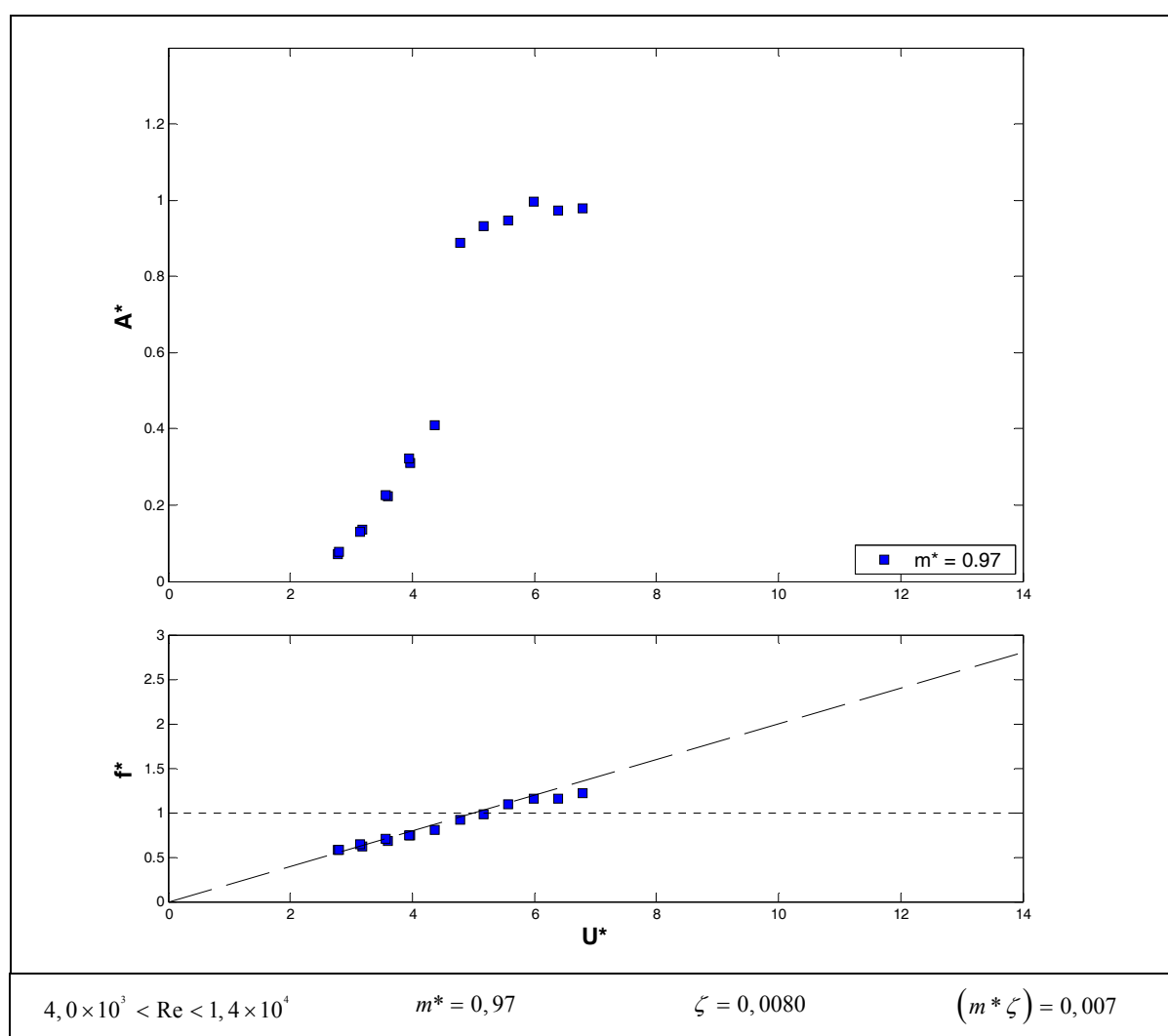


Figura 4.3: Curvas de amplitude e frequência reduzidas para a base fletora FLET_dupla_A. Cilindro isolado oscilando com parâmetro de massa baixo.

Na Figura 4.3, verifica-se a resposta dinâmica para um cilindro isolado com $m^* = 0,97$. O comportamento é muito similar ao descrito para o caso $m^* = 0,90$. Verifica-

se um ramo inicial bem definido na região $2 < U^* < 4,5$. A partir de $U^* = 5$, a resposta apresenta um claro patamar de ramo superior que alcança $U^* = 7$ com uma amplitude por volta de $A^* \approx 1$. A partir de $U^* = 5$, a frequência reduzida também apresenta seu leve desvio da curva de $St = 0,2$.

Esta base fletora é montada com apenas um par de lâminas e não um trio como a base da Figura 4.2. Apesar de ela apresentar um menor amortecimento estrutural (20% menor que a base tripla) sua grande desvantagem é a fragilidade à força de arrasto. Por causa da pouca massa do sistema, a flambagem das lâminas foi inevitável, comprometendo o prosseguimento do ensaio. Assim, esta curva não pôde ultrapassar $U^* \approx 7$. Por conta disso, os pontos não foram refinados.

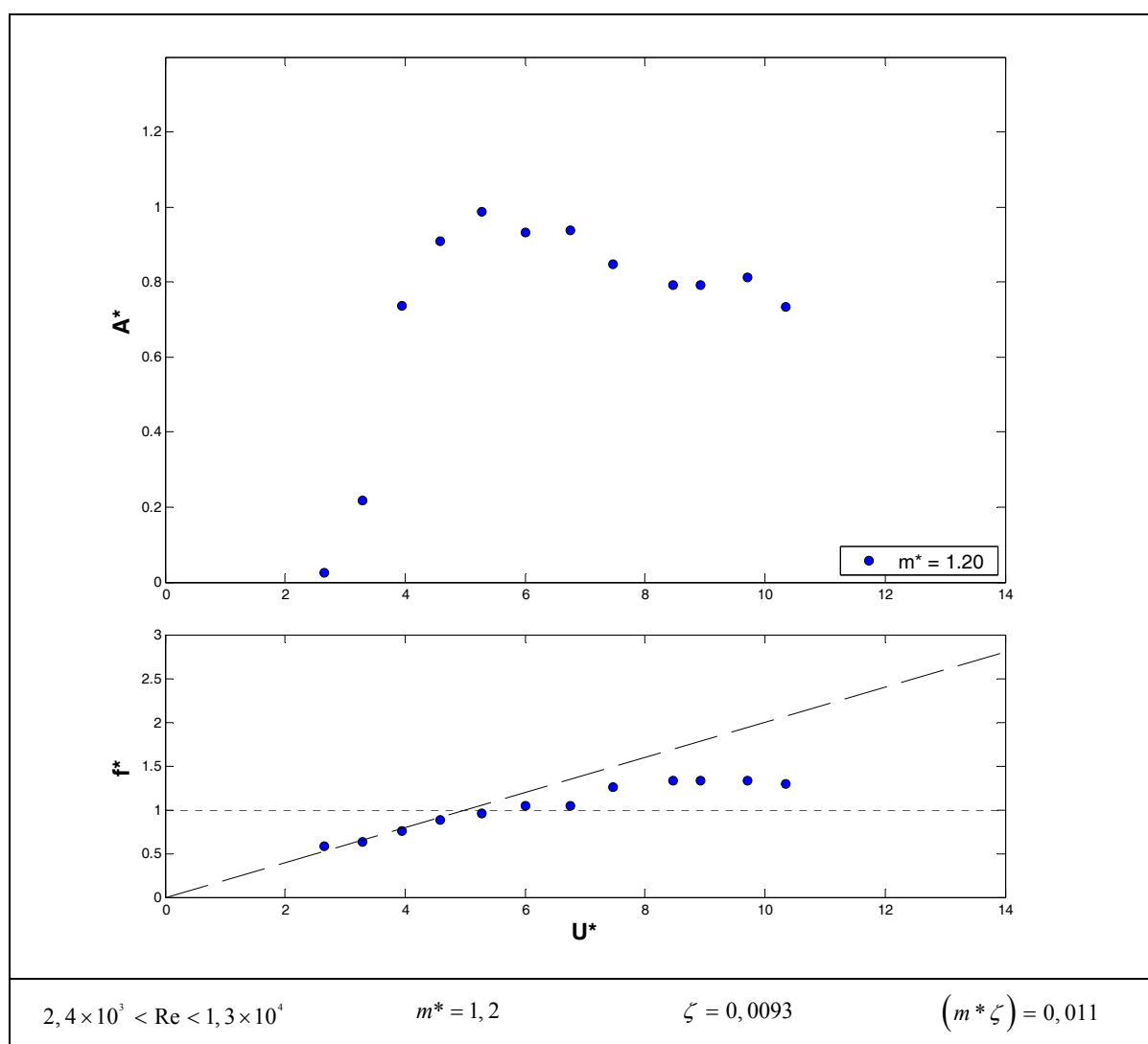


Figura 4.4: Curvas de amplitude e frequência reduzidas para a base fletora FLET_tripla_E. Cilindro isolado oscilando com parâmetro de massa baixo.

A resposta para o parâmetro de massa $m^* = 1,20$ é apresentada na Figura 4.4. Apesar dos poucos pontos que compõem a curva, é possível verificar o mesmo

comportamento das outras duas configurações anteriores. Não foram verificadas oscilações para $U^* < 2$. O ramo inicial se desenvolve na faixa de $2 < U^* < 4$. Em seguida, o ramo superior tem pico em $U^* = 5$ e também atinge uma amplitude máxima da ordem de $A^* \approx 1$. Novamente não é identificado um ramo inferior bem definido, o que é uma característica dos sistemas com baixo parâmetro de massa. Os ensaios puderam ser conduzidos até uma velocidade pouco maior que $U^* \approx 11$.

A frequência reduzida também apresenta um leve desvio da curva de $St = 0,2$ esboçando um patamar bem definido. Comparando-se as três curvas com baixo m^* já é possível perceber que a tendência de desvio da frequência reduzida e a formação de um patamar é mais forte à medida que se aumenta a massa reduzida.

Parâmetro de massa intermediário: $m^* \approx 2$

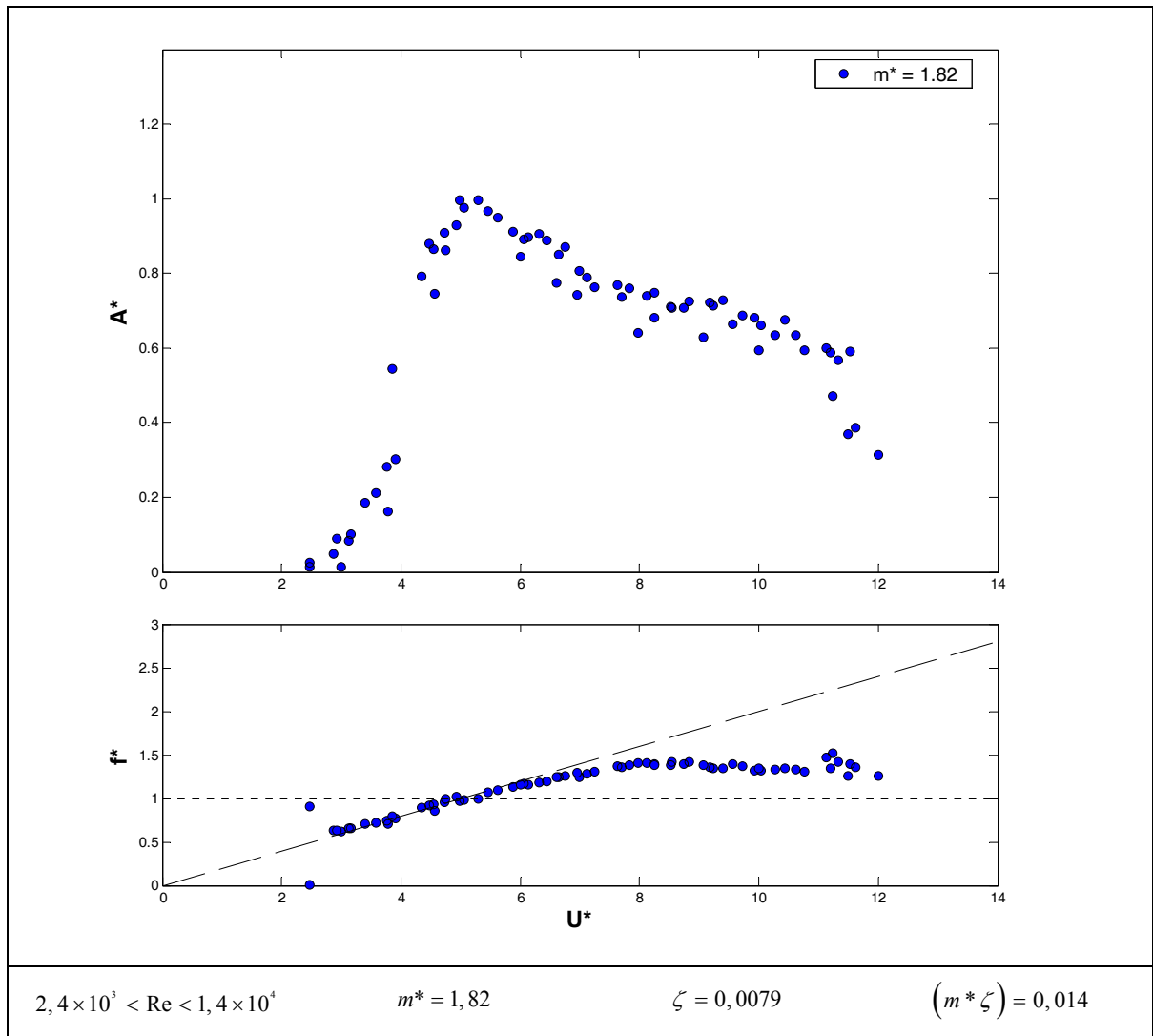


Figura 4.5: Curvas de amplitude e frequência reduzidas para a base fletora FLET_tripla_F. Cilindro isolado oscilando com parâmetro de massa intermediário.

Este grupo de experimentos, com $m^* \approx 2$, compõe o centro deste estudo, por isso estas curvas receberão maior atenção na próxima seção de análise, quando serão detalhadas. A Figura 4.5 apresenta a resposta dinâmica de um cilindro isolado com $m^* = 1,82$. Mais uma vez o comportamento típico de VIV é verificado com um ramo inicial entre $2 < U^* < 4,5$; e um ramo superior na faixa $5 < U^* < 6$ atingindo $A^* \approx 1$. Com este parâmetro de massa um pouco mais elevado já é possível identificar um ramo inferior para $6 < U^* < 12$ com uma suave tendência para um patamar entre $8 < U^* < 11$. É justamente nesta faixa que se verifica um patamar bem definido na frequência reduzida próximo de $f^* \approx 1,5$. A combinação de um trio de lâminas fletoras com um acréscimo de massa no sistema proporcionou um ensaio mais longo, que alcançou o final do ramo inferior. Contudo, o final da faixa de sincronização também não foi alcançado.

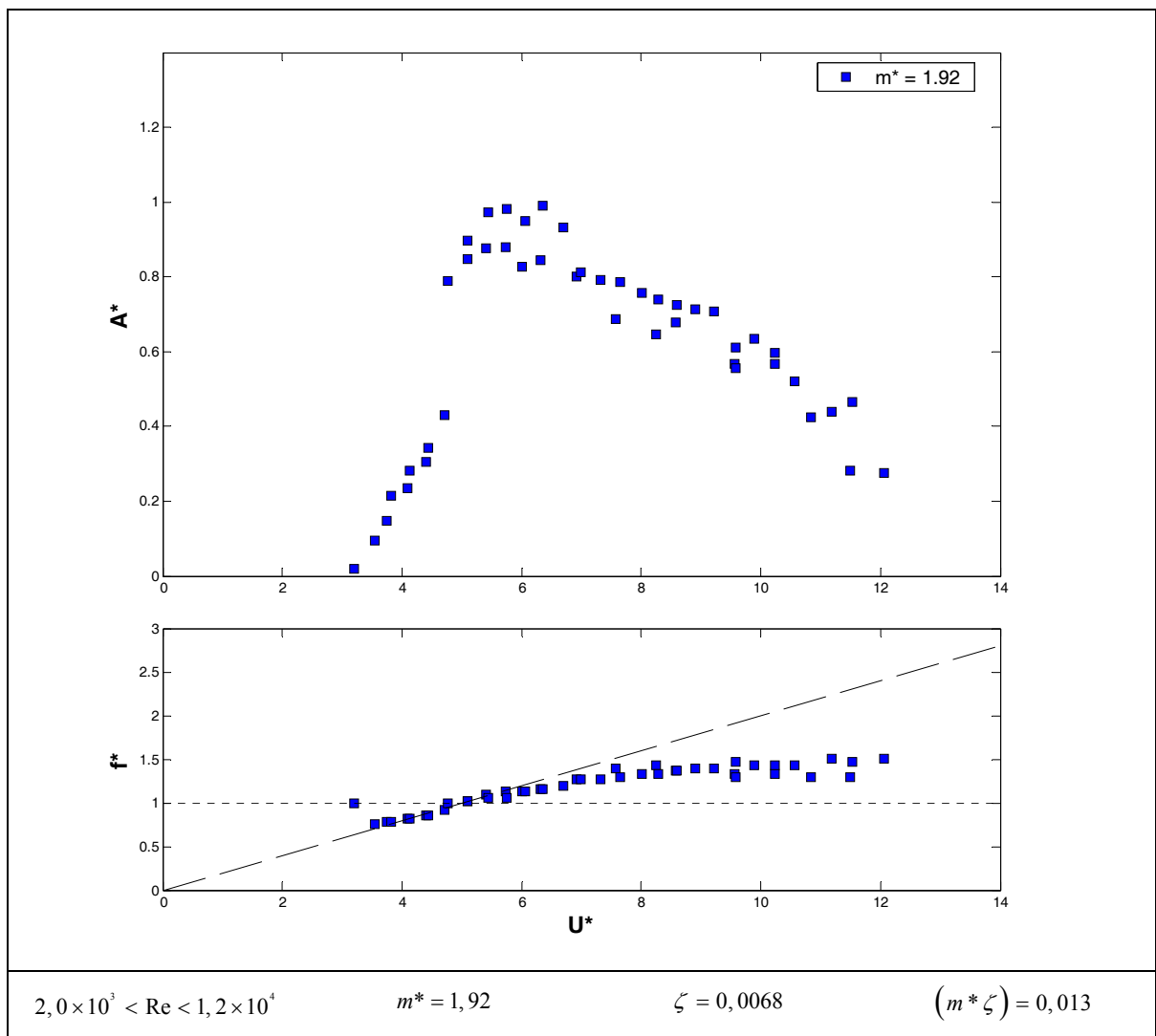


Figura 4.6: Curvas de amplitude e frequência reduzidas para a base fletora FLET_dupla_B. Cilindro isolado oscilando com parâmetro de massa intermediário.

Complementando, a Figura 4.6 apresenta a resposta dinâmica para um cilindro isolado com $m^* = 1,92$. O aspecto geral da curva é muito parecido com o apresentado na Figura 4.5, como pode ser visto mais adiante nas figuras de comparação. Porém, o ramo inicial apresentou um início atrasado, ocorrendo entre $3 < U^* < 4,5$. Apesar da grande dispersão dos pontos, o ramo superior é identificado para $5 < U^* < 6,5$ com uma amplitude máxima pouco maior que $A^* \approx 1$. O ramo inferior tem início em $U^* = 6,5$ e perdura decrescendo a amplitude até $U^* = 12$, quando o ensaio foi limitado pela resistência da base fletora dupla. O comportamento da frequência reduzida é similar ao caso $m^* = 1,82$, apresentando um patamar próximo de $f^* \approx 1,5$ correspondente ao ramo inferior, durante a faixa de sincronização.

Parâmetro de massa alto: $m^* \approx 8$

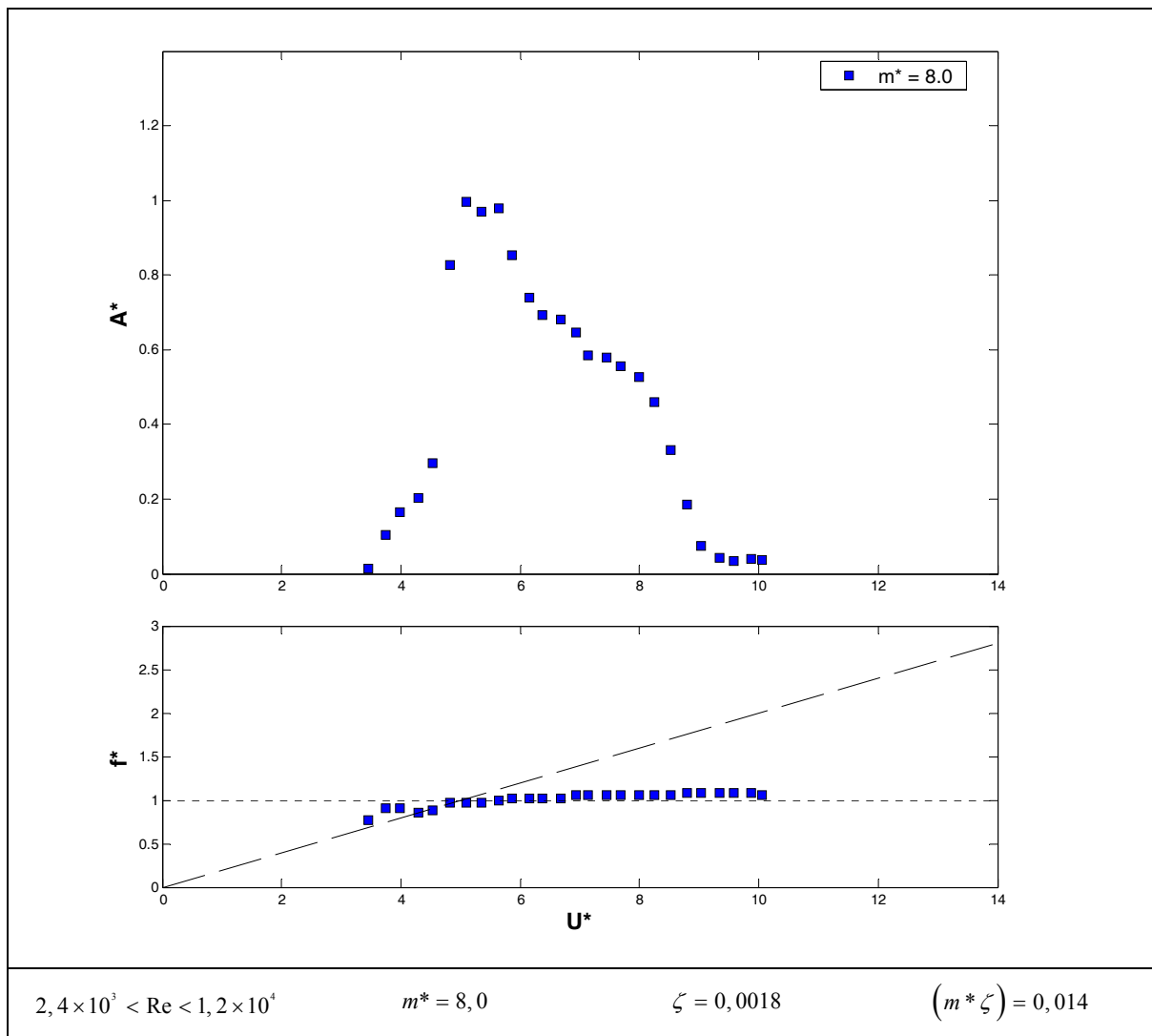


Figura 4.7: Curvas de amplitude e frequência reduzidas para a base fletora FLET_dupla_C. Cilindro isolado oscilando com parâmetro de massa alto.

Este grupo com parâmetro de massa $m^* \approx 8$ já é considerado alto, uma vez que o foco das análises está no grupo intermediário $m^* \approx 2$. Contudo, a Figura 4.7 apresenta a resposta dinâmica para comparação. Como explicado anteriormente, a faixa de resposta tende a ficar mais estreita para massas mais altas. Assim, o ramo inicial se desenvolve rapidamente entre $3,5 < U^* < 4,5$; o ramo superior é verificado em $5 < U^* < 6$ também com $A^* \approx 1$; e o ramo inferior ocorre apenas na faixa $6 < U^* < 9$. Abaixo e acima destes valores não são verificadas oscilações significativas. Mais interessante é o comportamento da frequência reduzida. Durante toda da faixa de sincronização ela assume um patamar bem definido e muito próximo de $f^* = 1$, perdurando por toda a faixa de oscilação ensaiada.

Outro ponto interessante é que esta curva revela o bom comportamento da base fletora para massas elevadas, mesmo com apenas um par de lâminas. Com um cilindro mais pesado as lâminas sofrem maior tração, o que retarda a flambagem.

Comparação das curvas

A seguir, as curvas apresentadas nos grupos de massa são comparadas a outros dados equivalentes coletados da literatura. Para todos os casos, a diferença entre os valores de massa reduzida deste texto e os coletados na literatura não ultrapassa 20%.

A Figura 4.8 apresenta as curvas com um baixo parâmetro de massa $m^* \approx 1$. Brankovic (2004) realizou experimentos com mancais a ar comprimido em um grau de liberdade com baixíssimo amortecimento estrutural, atingindo velocidades reduzidas mais elevadas. Contudo, verifica-se uma evidente semelhança entre as curvas de amplitude reduzida comparadas. Os ramos inicial e superior apresentam concordância em sua amplitude e faixas de duração. Um ramo inferior bem definido não pode ser identificado em nenhuma das curvas. Tal fato é atribuído ao baixo parâmetro de massa, que se aproxima da massa crítica ($m_{cr}^* = 0,54$, Williamson & Gavardhan, 2004), para qual não há um ramo inferior e o cilindro oscila no ramo superior para uma ampla faixa de U^* . Nas duas curvas percebe-se que a resposta está decrescendo suavemente, mas não é possível prever o final deste ramo apenas com os dados coletados nestes experimentos.

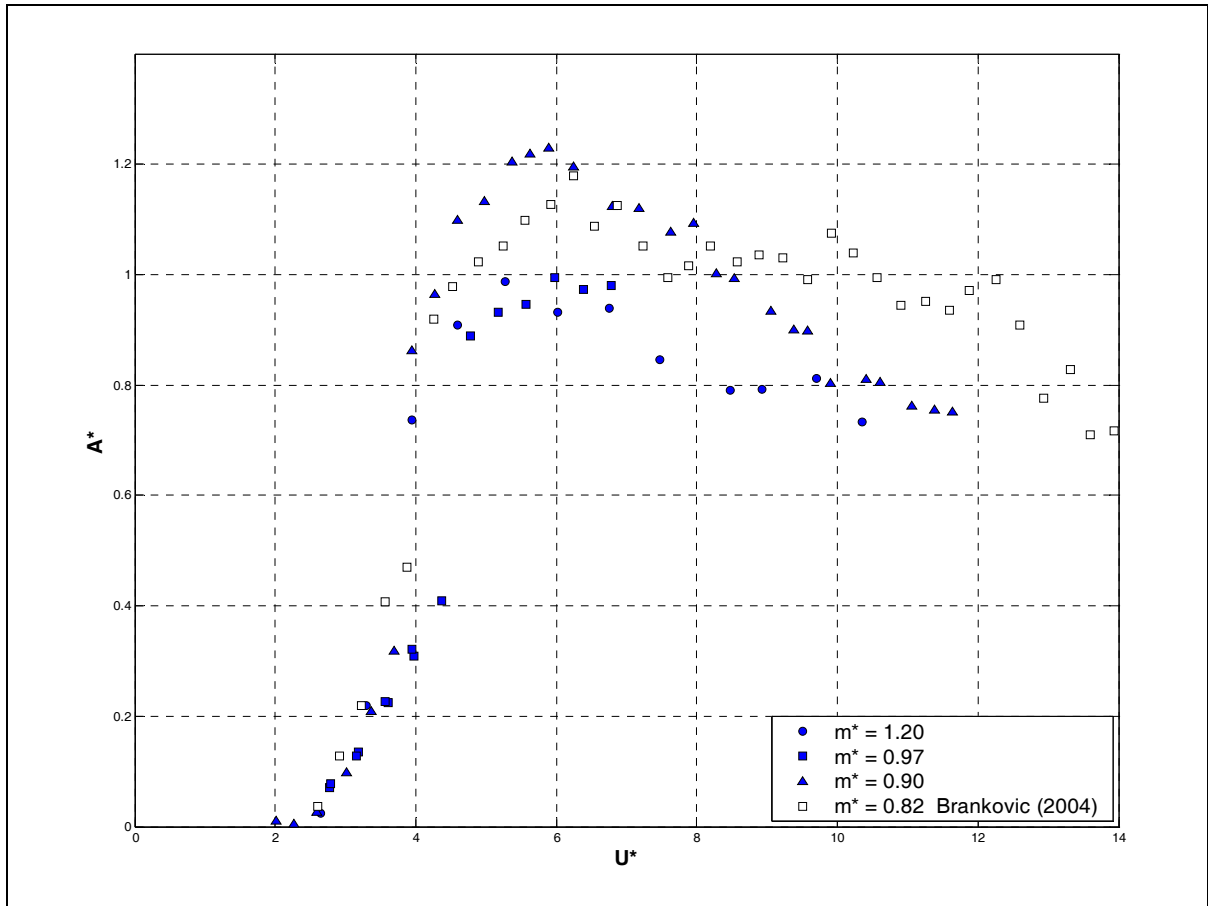


Figura 4.8: Comparação entre as curvas de amplitude reduzida apresentadas anteriormente e dados coletados na literatura: Brankovic (2004) $m^* = 0,82$, $\zeta = 0,00015$, $(m^* \zeta) = 0,0001$.

Para o parâmetro de massa intermediário $m^* \approx 2$, cuja comparação é apresentada na Figura 4.9, verifica-se uma boa concordância entre as curvas deste trabalho e as publicadas por Khalak & Williamson (1999). Tanto a faixa de duração dos ramos de resposta, quanto as amplitudes estão de acordo, apesar dos parâmetros de massa serem ligeiramente diferentes nos dois casos. Já para o caso de Hover & Triantafyllou (2001), cuja massa reduzida e amortecimento estrutural são relativamente maiores, verifica-se um estreitamento na faixa de resposta sem comprometer a amplitude máxima do pico de ressonância. Isto também pode ser justificado pela influência do parâmetro combinado $(m^* \zeta)$ sobre a duração da faixa de resposta.

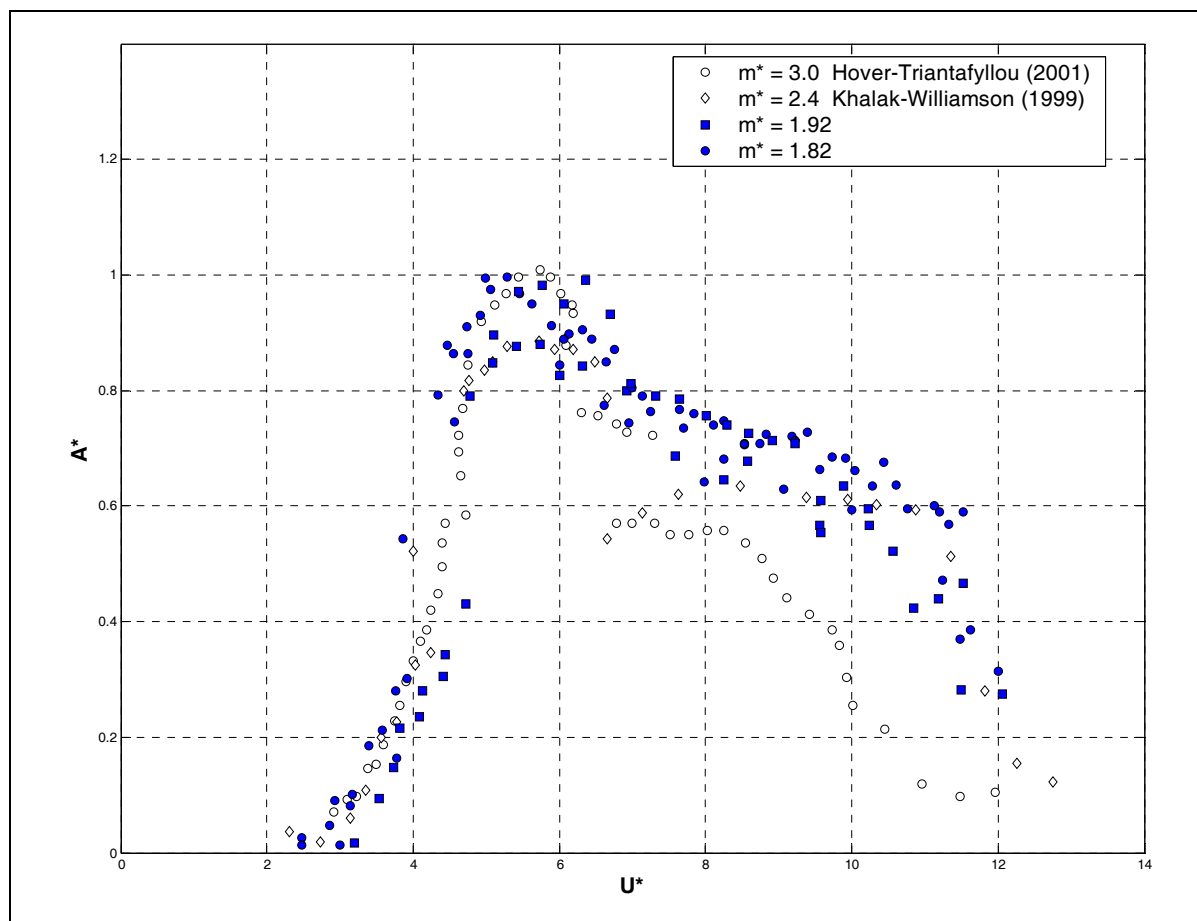


Figura 4.9: Comparação entre as curvas de amplitude reduzida apresentadas anteriormente e dados coletados na literatura: Hover & Triantafyllou (2001) $m^* = 3,0$, $\zeta = 0,013$, $(m^* \zeta) = 0,04$; Khalak & Williamson (1999) $m^* = 2,4$, $\zeta = 0,0058$, $(m^* \zeta) = 0,014$.

A Figura 4.10 compara as respostas para parâmetro de massa alto $m^* \approx 8$. Novamente, os dados deste trabalho apresentam boa concordância com os dados da literatura. A duração dos ramos de resposta está de acordo com os resultados apresentados por Khalak & Williamson (1999), uma vez que possuem parâmetros combinados $(m^* \zeta)$ muito próximos. Mas, o fato do parâmetro $(m^* \zeta)$ dos dados deste trabalho ser ligeiramente menor pode justificar uma maior amplitude no pico.

Mais uma vez, destaca-se o estreitamento da faixa de resposta da curva de Fajarra (2002), cujo parâmetro combinado $(m^* \zeta)$ é o dobro, quando comparada à curva de Khalak & Williamson (1999). As menores amplitudes observadas em Fajarra (2002) se devem ao critério empregado pelo autor para o cálculo da amplitude A^* . Fajarra empregou o critério do RMS do sinal, enquanto as outras curvas calculam a amplitude A^* como a média dos 10% picos mais amplos. Estes critérios serão discutidos nas seções que se seguem.

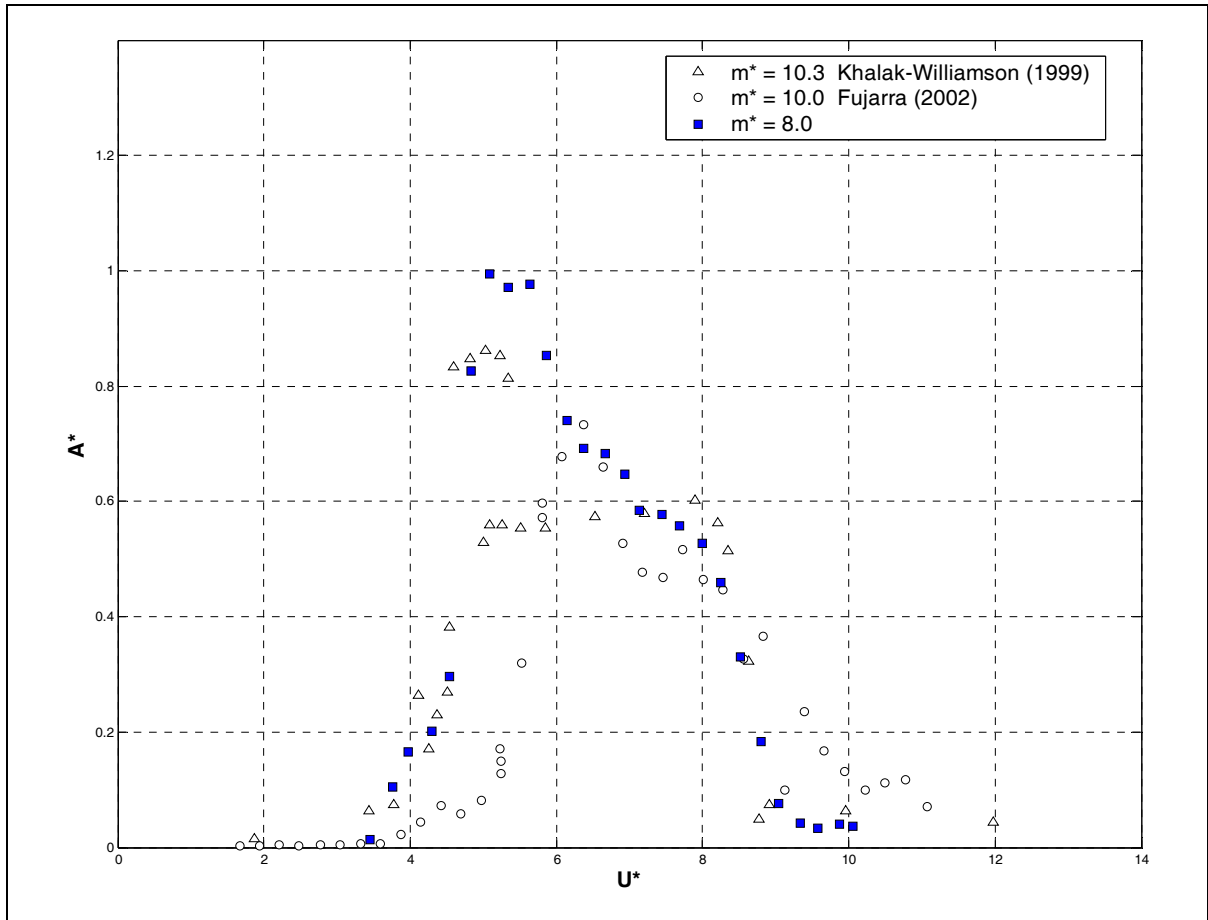


Figura 4.10: Comparação entre as curvas de amplitude reduzida apresentadas anteriormente e dados coletados na literatura: Khalak & Williamson (1999) $m^* = 10,3$, $\zeta = 0,0016$, $(m^* \zeta) = 0,017$; Fajarra (2002) $m^* = 10,0$, $\zeta = 0,003$, $(m^* \zeta) = 0,03$.

A principal comparação se dá entre as curvas deste texto, comprovando o efeito de cada um dos parâmetros $(m^* \zeta)$ e m^* sobre a resposta dinâmica, conforme afirmaram Khalak & Williamson (1999). A Figura 4.11 resume com propriedade o comportamento descrito a seguir; e também deve ser comparada à Figura 2.33 e à Figura 2.35.

No gráfico de amplitude reduzida verifica-se que as três curvas parecem se ajustar dentro uma das outras. As curvas de $m^* = 8,0$ e $m^* = 1,82$ possuem praticamente o mesmo parâmetro combinado $(m^* \zeta) = 0,014$ para massas reduzidas diferentes. Assim, a duração da faixa de sincronização sofrerá influência do parâmetro de massa isoladamente, estreitando-se à medida que m^* aumenta. Isto é verificado, já que a curva de $m^* = 8,0$ apresenta os ramos de resposta em uma faixa mais estreita $3,5 < U^* < 9,0$ que a curva de $m^* = 1,82$. Convém lembrar que esta dependência exclusiva com o parâmetro m^* só vale porque os parâmetros combinados $(m^* \zeta)$ têm a mesma ordem. Conseqüentemente, a

duração das faixas de sincronização das curvas de $m^*=1,82$ e $m^*=0,9$ não pode ser comparada, pois apresentam parâmetros $(m^*\zeta)$ distintos.

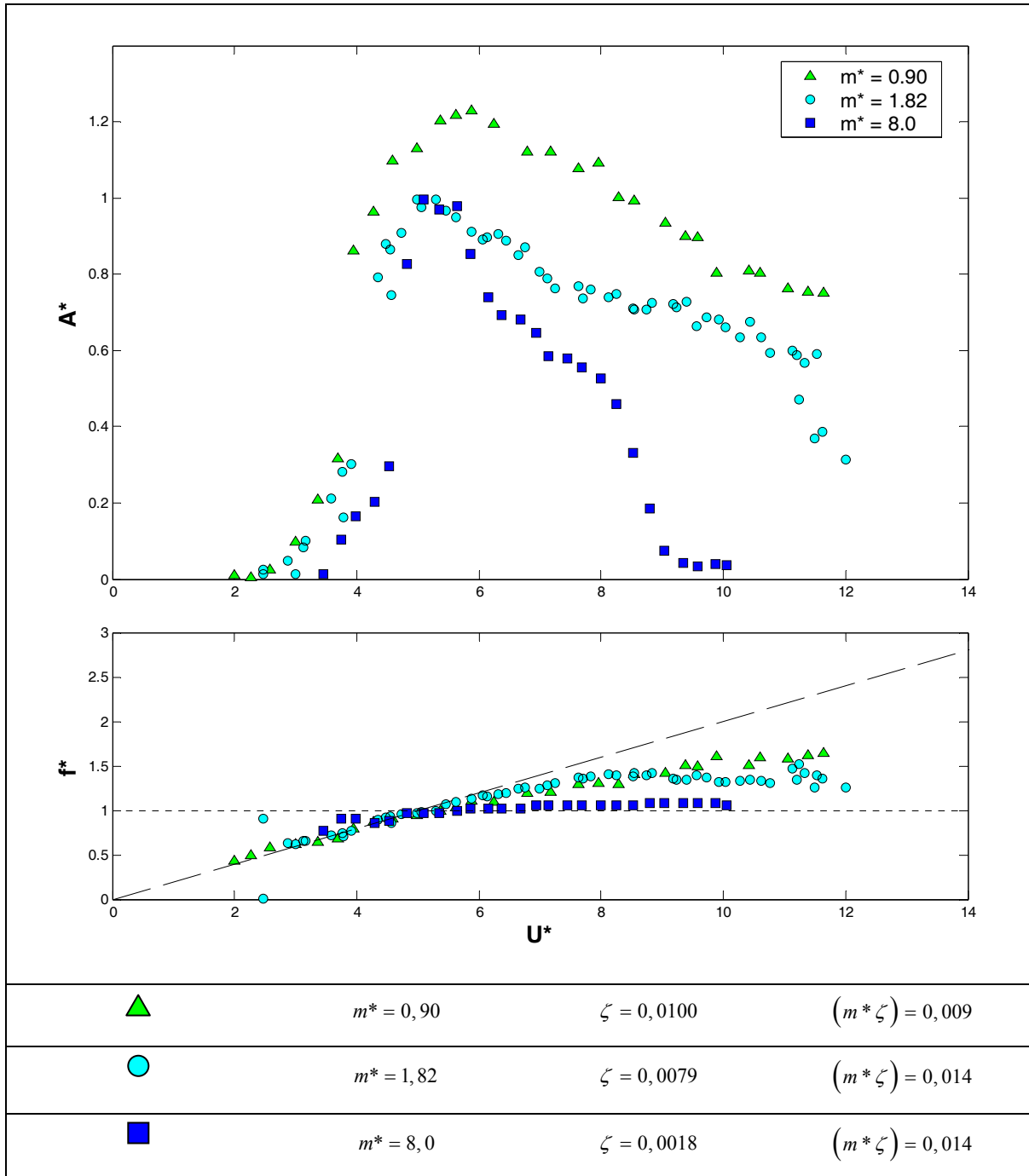


Figura 4.11: Comparação entre as curvas de amplitude e frequência reduzidas para três valores de m^* obtidos neste trabalho (já apresentados anteriormente).

A amplitude máxima no pico de ressonância também segue o comportamento da Figura 2.35. As curvas de $m^*=8,0$ e $m^*=1,82$, que apresentam o mesmo parâmetro combinado $(m^*\zeta)=0,014$, possuem amplitudes máximas da mesma ordem $A^*\approx 1$. A

curva de $m^* = 0,9$ mostra um pico com amplitude mais elevada, já que seu parâmetro combinado é menor $(m^* \zeta) = 0,009$.

No gráfico da frequência reduzida, verifica-se que o patamar da faixa de sincronização se aproxima mais da frequência natural do sistema quando a massa reduzida aumenta. Para $m^* = 8,0$, a frequência reduzida assume um patamar bem definido muito próximo de $f^* = 1$. Esta aproximação se dá porque, com o aumento de m^* , a massa total do sistema fica muito grande comparada à força fluida em fase com a aceleração. Quanto menor for o parâmetro de massa, proporcionalmente maior será a ordem das forças fluidas em fase com a aceleração e o patamar de sincronização não ocorre com f^* próximo da unidade.

Parâmetro combinado de massa-amortecimento

Uma das curvas mais úteis durante um projeto de engenharia que envolve vibrações induzidas pelo escoamento é a chamada “Griffin plot”. Consiste em representar a amplitude máxima de oscilação do cilindro em função do parâmetro combinado de massa-amortecimento. Como apresentado anteriormente, os resultados de VIE vem sendo confrontados em curvas de Griffin ao longo das últimas décadas, como representado na Figura 2.34 e Figura 2.36. Para facilitar sua aplicação nas ferramentas de projeto, diversos pesquisadores tentam identificar um comportamento governante para o fenômeno, isto é, buscam uma equação em que colapsem os pontos da curva de Griffin, modelando seu comportamento. Como pode ser visto em Figura 2.34, diversos modelos já foram propostos. Govardhan & Williamson (2005), em seus mais recentes estudos, mostraram que “um bom modelamento da curva de Griffin deve levar em conta a variação da amplitude máxima com o número de Reynolds”. Em um novo estudo (ainda a ser publicado) os autores chegaram a um novo modelo para a curva de Griffin, expresso pela equação [4.1], na qual $\alpha \equiv (m^* + C_A)\zeta$ é o parâmetro de massa-amortecimento considerando a massa adicional do fluido medida em água parada.

$$A^* = (1 - 1,18\alpha + 0,35\alpha^2) \log(0,47 \text{Re}^{0,35}) \quad [4.1]$$

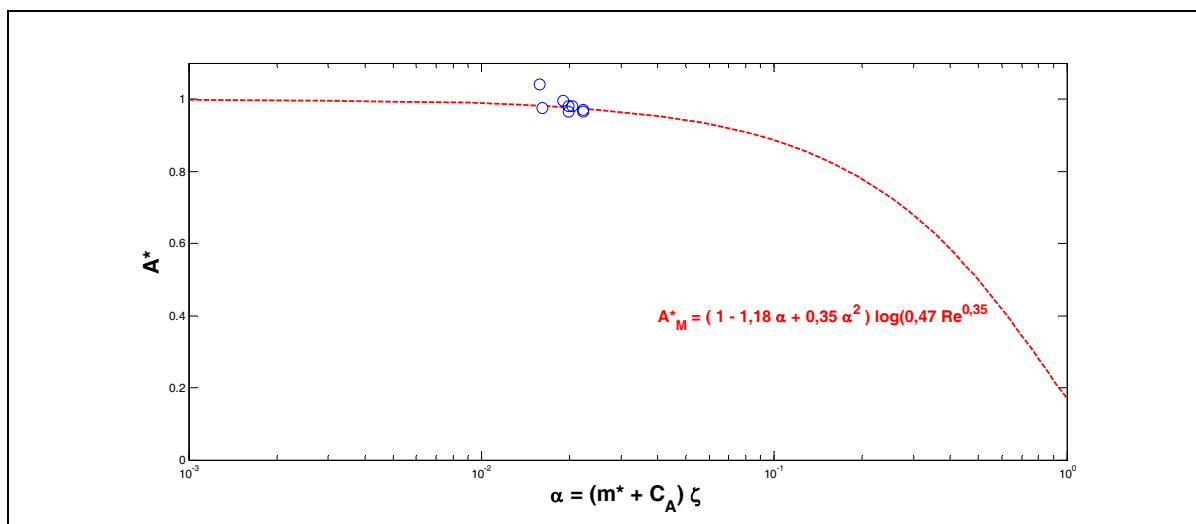


Figura 4.12: Curva de Griffin. Dados coletados deste trabalho e nova curva proposta por Govardhan & Williamson (2005): amplitude depende de Reynolds.

A Figura 4.12 apresenta os dados coletados para os ensaios deste trabalho confrontados com o novo modelo proposto por Govardhan & Williamson (2005), no qual a amplitude depende do número de Reynolds. Os autores afirmam que “esta expressão se ajusta muito bem aos dados coletados da literatura, colapsando em apenas uma curva as amplitudes adquiridas para diversos números de Reynolds”. Verifica-se que os dados deste trabalho também validam a expressão [4.1] dos autores.

4.2. Análise: Cilindro isolado $m^* \approx 2$

A análise dos diversos ensaios para as três faixas de parâmetro de massa permite a validação da metodologia experimental desenvolvida para este trabalho. A partir deste ponto, o texto focalizará os arranjos com $m^* \approx 2$ para um cilindro isolado e também para os arranjos de pares de cilindros alinhados. Este valor de massa reduzida está dentro dos objetivos iniciais propostos para este trabalho, uma vez que a maioria dos sistemas offshore (que motivaram este estudo) possuem parâmetro de massa desta ordem.

Identificação dos ramos de resposta

A Figura 4.13 apresenta as curvas de amplitude e frequência de oscilação reduzidas em função da velocidade reduzida para um cilindro isolado com $m^* = 1,82$. Analisando-se o comportamento e continuidade das curvas, é possível identificar os três ramos de resposta.

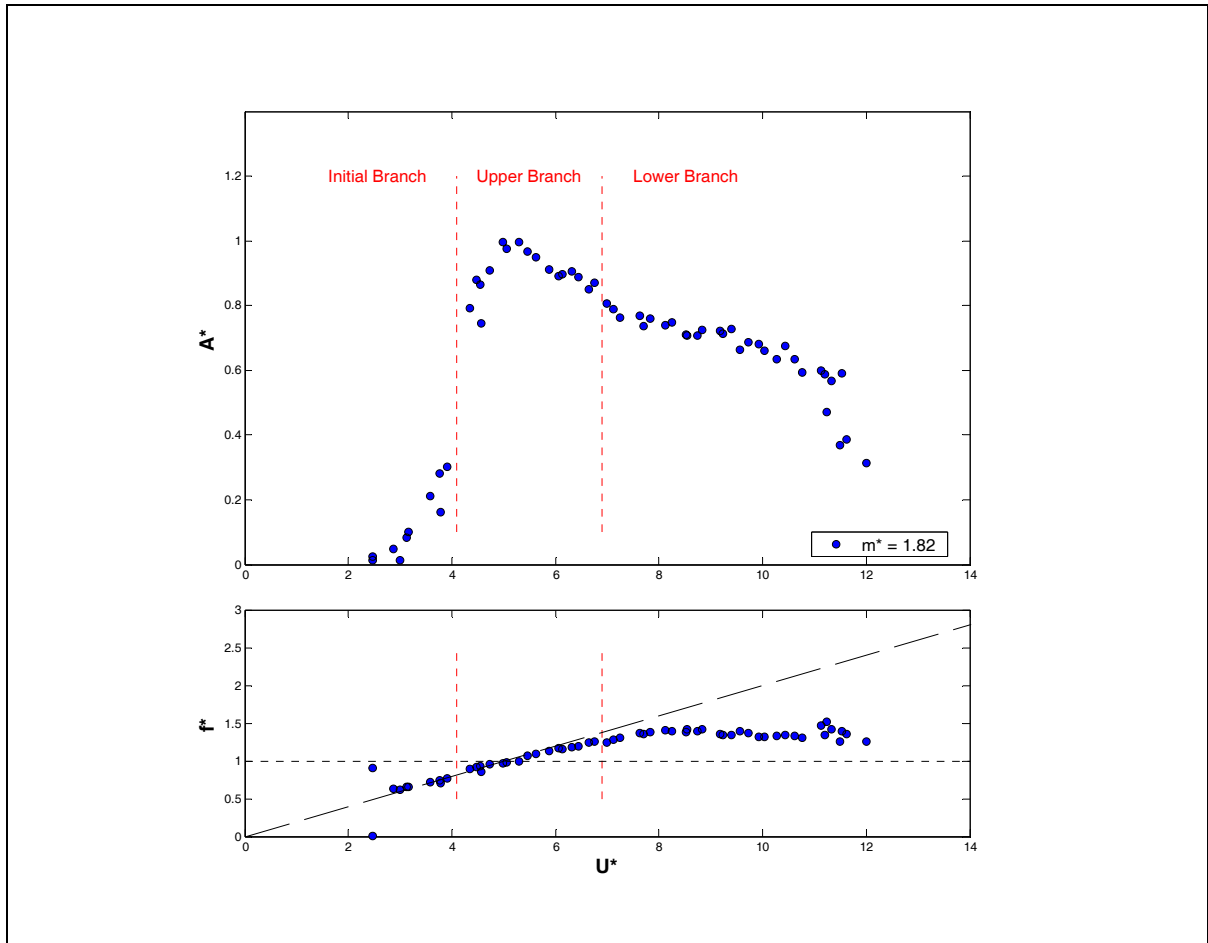


Figura 4.13: Identificação dos ramos de resposta para um cilindro isolado. Curvas de amplitude e frequência de oscilação reduzidas em função da velocidade reduzida para $m^* = 1,82$.

O ramo inicial tem princípio por volta de $U^* = 2,5$ marcando uma rampa de excitação até $U^* \approx 4,0$. Aí aparece a primeira descontinuidade na curva, com a amplitude saltando para um pico de $A^* \approx 1,0$ no ramo superior. Este ramo de maior amplitude de oscilação é verificado para $4,0 < U^* < 7,0$. Neste experimento não foi possível detectar a descontinuidade da curva causada pelo fenômeno de intermitência, como apresentado na Figura 2.35 e explicado no respectivo capítulo. Assim, a identificação do final do ramo superior não pode ser bem definida pela curva de amplitude, mas pode ser estimada pelo comportamento da curva de frequência reduzida.

O pico de amplitude é caracterizado pela ressonância entre a frequência natural do cilindro f_N e sua frequência da força de excitação de emissão de vórtices f_s , como explicado pela expressão [2.29]. Enquanto a frequência de emissão de vórtices estiver “capturada” pela frequência de oscilação do sistema a frequência reduzida f^* se desviará da reta inclinada no gráfico ($St \approx 0,2$) buscando um patamar. O ramo inferior, com

amplitudes predominantes entre $0,6 < A^* < 0,8$, perdura até $U^* \approx 11$. O final da faixa de sincronização, caracterizado pelo retorno da f^* à reta $St \approx 0,2$, não foi verificado nestes experimentos por causa da limitação na velocidade.

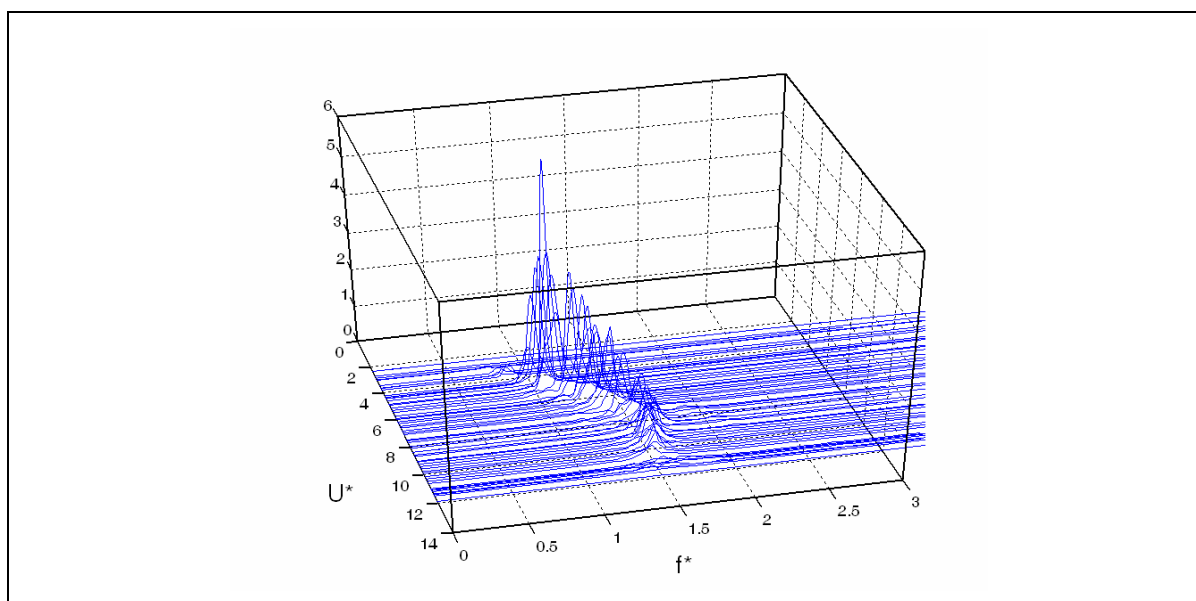


Figura 4.14: Densidade espectral de potência de oscilação em função da velocidade reduzida para um cilindro isolado. Representação tridimensional da Figura 4.13.

O forte sincronismo, ou captura da frequência de emissão de vórtices f_s , também pode ser verificado analisando-se o espectro de potência das oscilações para diversos U^* , apresentado na Figura 4.14. Verifica-se que a densidade espectral apresenta um pico bem mais proeminente na região de ressonância, indicando que uma frequência de oscilação bem definida domina toda a série temporal aquirada. À medida que U^* se distancia da ressonância, os picos de frequência dominante ficam menos proeminentes. É interessante notar que o pico de maior intensidade coincide com $U^* \approx 5$, justamente quando a frequência de emissão f_s e a frequência de oscilação f estão próximas da frequência natural f_N (ou $f^* = 1$). Além disso, a Figura 4.14 também revela com maior clareza o desvio da frequência de oscilação da reta de $St \approx 0,2$, buscando o patamar da faixa de sincronização. Finalmente, conclui-se que os ramos de resposta para este arranjo experimental têm os limites apresentados na Tabela 4.1.

Tabela 4.1: Faixa dos ramos de resposta.

Ramos de resposta	Faixa
Ramo inicial	$\sim 2,3 < U^* < 4,1$
Ramo superior	$4,1 < U^* < 6,9$
Ramo inferior	$6,9 < U^* < 12,7 \sim$

Amplitude instantânea

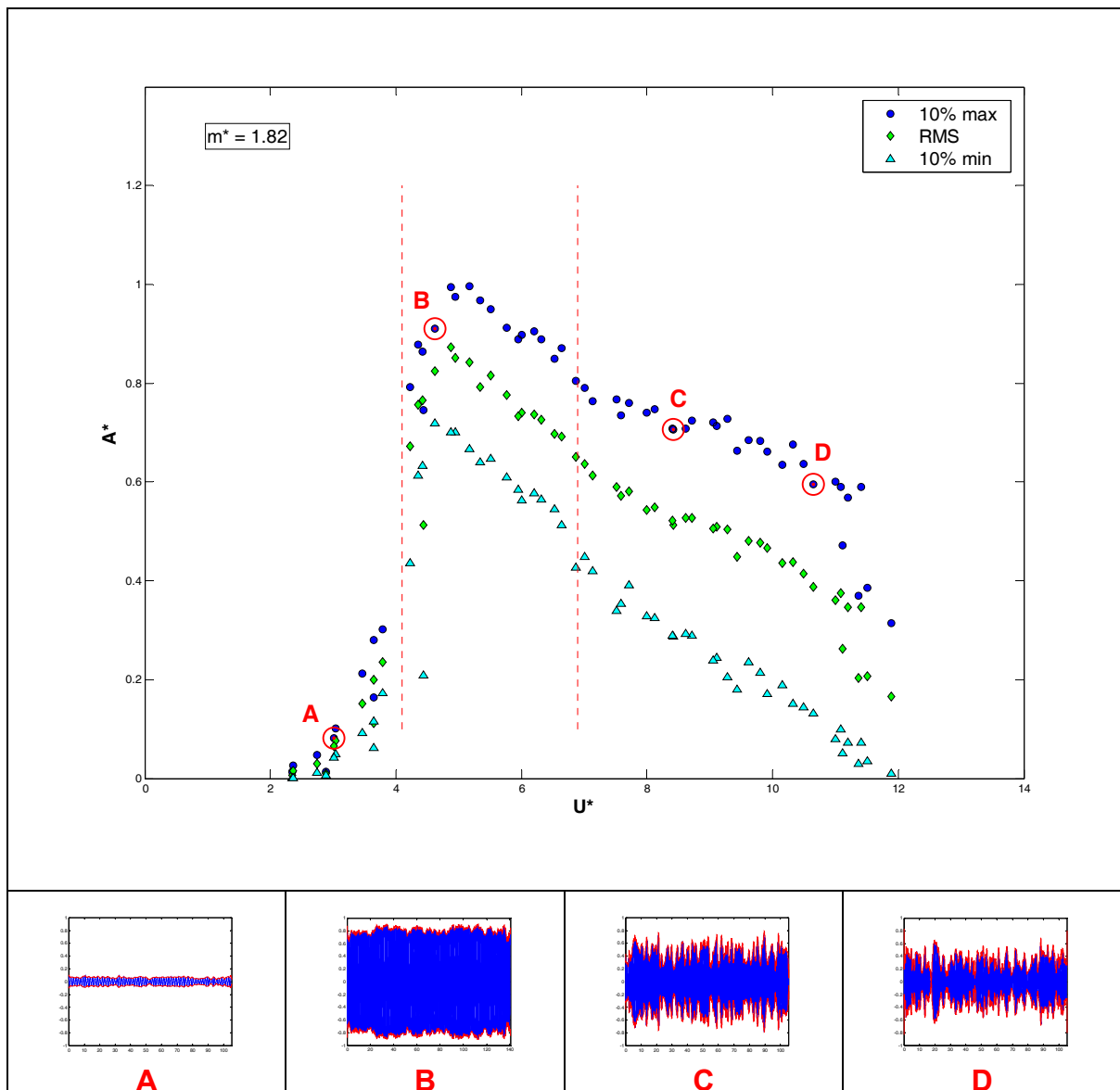


Figura 4.15: Critérios para amplitude máxima. Fenômeno de batimento, instabilidade e periodicidade do envelope de amplitude.

As séries temporais de oscilações coletadas em medições experimentais apresentam ruídos e variações característicos que não podem ser desconsiderados. Neste caso especial,

é de se esperar que o comportamento oscilatório do cilindro não seja descrito por uma senóide perfeita, mas que apresente flutuações de amplitude, frequência e fase decorrentes das variações da excitação e do ambiente. Por exemplo, não se pode afirmar que o perfil de velocidade do canal circulante é perfeitamente plano; nem que o índice de turbulência seja impecavelmente isotrópico. Parâmetros deste tipo são facilmente controlados em simulações numéricas, mas não podem ser descartados em medições experimentais. Por isso, antes de qualquer amostragem, é imprescindível assegurar-se que o comportamento dinâmico do cilindro já tenha atingido seu regime permanente. De igual modo, é fundamental poder aplicar-se a hipótese de processo ergódico¹⁰ para todas as séries temporais aquisitadas.

A Figura 4.15 apresenta uma amostra da série temporal coletada para quatro pontos da curva de amplitude por velocidades reduzidas. Observando-se os envelopes calculados pela transformada de Hilbert (contornos em vermelho ao redor do sinal de amplitude em azul) percebe-se que as amostras A e B apresentam oscilações mais bem-comportadas que as outras amostras. Para os pontos C e D, observa-se uma ampla variação do envelope de amplitude, sendo praticamente impossível perceber algum comportamento periódico nesta variação. Estas variações na amplitude instantânea (envelope ou envoltória) aumentam com o número de Reynolds, à medida que as características do escoamento (como instabilidade e turbulência) são intensificadas. Sua periodicidade também tende a diminuir, uma vez que as propriedades do escoamento tendem para processos caóticos. Para alguns pontos específicos é possível identificar uma periodicidade no envelope denotando o que parece ser um fenômeno do batimento¹¹. Este fenômeno é evidenciado em sistemas com maior parâmetro de massa-amortecimento.

Um efeito direto destas variações pode ser claramente notado na mesma Figura 4.15. O gráfico superior apresenta as curvas de amplitude calculadas por três critérios diferentes para um mesmo experimento. Para cada série temporal (exemplificadas pelas

¹⁰ Dentre outras características, a amostra finita de um processo ergódico representa com fidelidade o comportamento deste processo por completo. Hipótese: em uma amostra limitada estão presentes todas as propriedades e características de um processo ergódico infinito no tempo.

¹¹ Fenômeno de batimento (“beating”, no inglês): Variação periódica do envelope de amplitudes quando um oscilador está sujeito à duas frequências de excitação muito próximas, porém diferentes.

amostras A, B, C e D) calcula-se a amplitude de oscilação empregando os três critérios: média dos 10% maiores picos; RMS da amplitude de oscilação; e média dos 10% menores picos. O critério “10% max” dá uma boa estimativa da amplitude máxima de oscilação; o critério “RMS” estima a média das amplitudes; e o critério “10% min” identifica as oscilações de pequena amplitude. As variações no envelope podem ser percebidas pela diferença entre as curvas de “10% max” e “10% min” no gráfico.

Verifica-se que há maior diferença para os pontos posteriores ao ramo superior. De fato, as maiores diferenças entre as curvas (maiores variações no envelope) têm início quando a diferença do ângulo de fase entre o deslocamento e a força fluida começa sua transição. Este assunto será abordado na próxima seção. Mas, convém adiantar que as variações no envelope de amplitudes estão associadas ao salto do ângulo de fase e à conseqüente transição do modo de emissão de vórtices de 2S para 2P. O critério “10% max” também é utilizado nos dados comparativos deste texto, incluindo os trabalhos de Williamson & Govardhan. Por sua vez, Fujarra (2002) empregou o critério “RMS” em suas análises, como comentado anteriormente.

Transição entre os ramos de resposta: histerese e intermitência

Khalak & Williamson (1999) descrevem em detalhes os fenômenos que ocorrem durante a transição dos ramos de resposta. Novamente, a Figura 2.35 resume estes conceitos. Apenas analisando-se a curva de amplitude, não é possível identificar o fenômeno de histerese na transição do ramo inicial para o ramo superior; nem o fenômeno de intermitência entre os ramos superior e inferior. Contudo, uma minuciosa análise do comportamento das frequências dominantes de oscilação e do ângulo de fase entre a força fluida e o deslocamento do cilindro desvenda os fenômenos físicos por detrás destas transições.

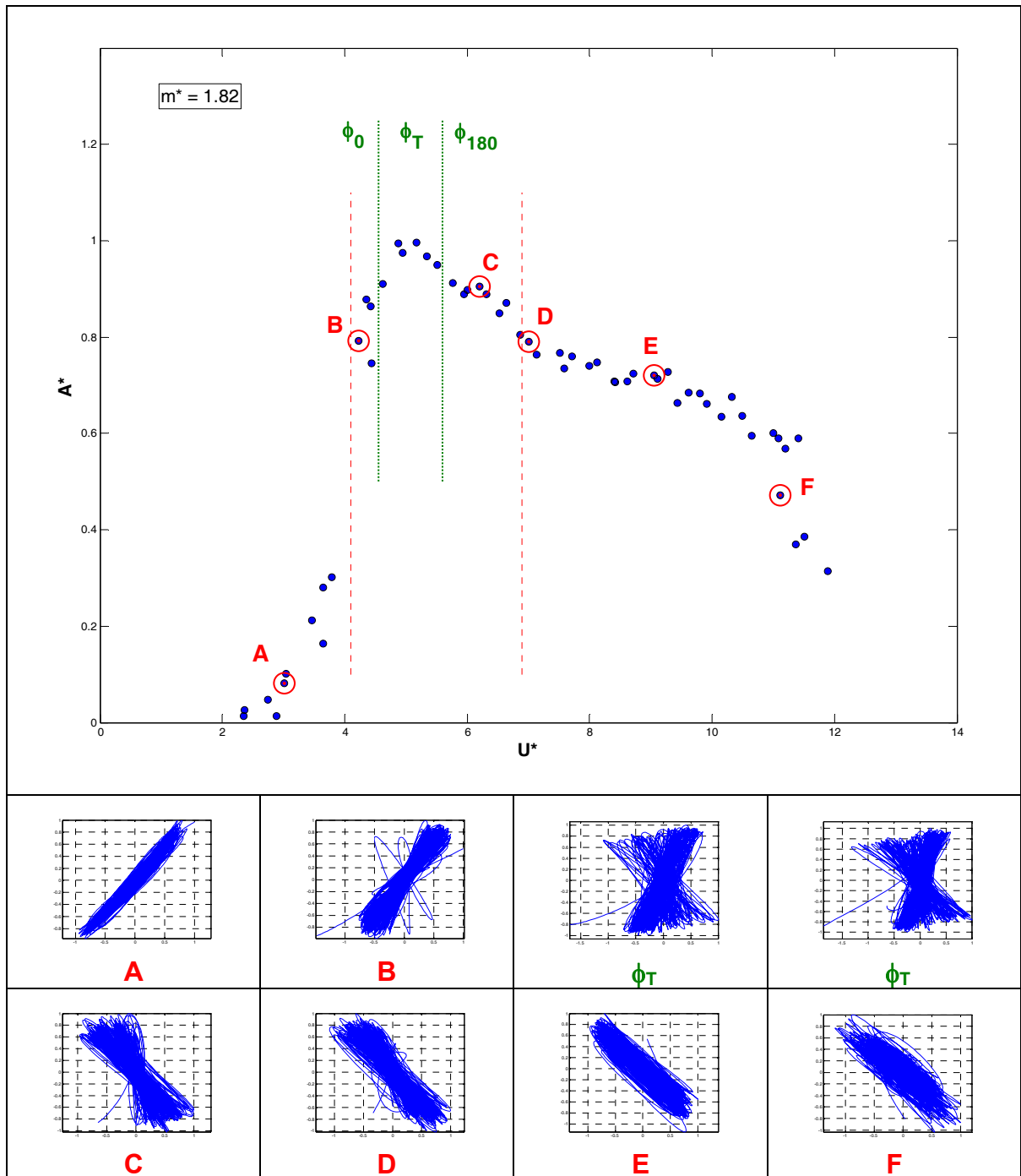


Figura 4.16: Transição entre o ângulo de fase. Verificação com figuras de Lissajous.

As curvas de Lissajous (ou figuras de Lissajous) são ferramentas matemáticas muito simples para a análise da diferença de fase entre dois sinais harmônicos de mesma frequência dominante (que é o caso da força de excitação fluida e o deslocamento do cilindro). Supondo que se queira analisar a diferença de fase entre dois sinais quaisquer $x(t)$ e $y(t)$, reproduz-se um sinal em função do outro em coordenadas cartesianas (isto é, plotando o gráfico $x(t)$ versus $y(t)$) obtendo uma curva cíclica denominada figura de Lissajous.

Se esta figura apresentar uma circunferência perfeita, interpreta-se que o ângulo de fase vale 90° ou 270° . Uma elipse com inclinação evidente para o 1º e 3º quadrantes indica que o ângulo de fase entre os sinais é 0° . Por outro lado, se a figura apresentar elipse com inclinação para o 2º e 4º quadrantes, o ângulo de fase predominante vale 180° . Contudo, esta técnica simples e rápida somente funciona para ângulos de fase bem comportados e dominantes ao longo de toda a série temporal. Se houver variação na fase ao longo do tempo entre 0° e 180° , a figura gerada terá as duas inclinações e será semelhante a um “emaranhado” de linhas.

A Figura 4.16 mostra claramente o que foi explicado. Nela, foram empregadas figuras de Lissajous para identificar o ângulo de fase entre a força fluida e o deslocamento do cilindro. A seguir, são apresentados alguns exemplos ilustrados no gráfico: Os pontos A e B apresentam clara inclinação para $\phi = 0^\circ$. Analogamente, os pontos C, D, E e F possuem evidente inclinação para $\phi = 180^\circ$. Contudo, entre estas duas regiões de fases opostas verificou-se a existência de um trecho de transição, denominado ϕ_T , marcado pela linha verde tracejada no gráfico. Antes da transição, existe uma região bem-comportada com ângulo de fase de 0° , chamada de ϕ_0 . Após a transição, há outra região bem-comportada, denominada ϕ_{180} . Mas, dentro da faixa de ϕ_T as figuras de Lissajous não indicaram nenhuma fase predominante, mas uma mistura das duas fases opostas.

Uma análise detalhada capaz de identificar as fases contidas nesta região ϕ_T foi empregada através do conceito de fase instantânea derivado da transformada de Hilbert, já explicado anteriormente. Assim, as séries temporais foram analisadas uma a uma identificando a fase instantânea predominante em cada região. Os pequenos gráficos na parte de baixo da Figura 4.17 ilustram este procedimento. Com os resultados desta análise, construiu-se a curva $\phi \times U^*$. De fato, verifica-se que o ângulo de fase chamado “nulo” é um pouco maior que 0° (em fase), em verdade ele vale $\phi_0 \approx 8,5^\circ$. Do mesmo modo, o ângulo de fase chamado “180º” (em antifase) tem valor real $\phi_{180} \approx 167^\circ$. Para facilitar o entendimento e simplificar o texto, os ângulos serão chamados de “0º” e “180º” ao longo de todo este trabalho, mas sabe-se que seu valor real não é exatamente 0° e 180° .

As velocidades abaixo da região de transição apresentaram ângulo de fase instantâneo predominantemente nulo. São apresentados exemplos para os pontos $U^* = 3,04$; $U^* = 3,65$ e $U^* = 4,43$. Para as velocidades acima da faixa de transição, foi

encontrada uma predominância forte do ângulo de fase instantâneo igual a 180° , como pode ser visto nos exemplos para $U^* = 5,77$; $U^* = 8,62$ e $U^* = 10,16$.

Todavia, os resultados mais interessantes foram encontrados dentro da faixa de transição, comprovando a funcionalidade da transformada de Hilbert. O ponto $U^* = 4,94$ representa o início da transição, onde a presença da fase 0° é maior, mas já aparecem alguns ciclos com fase 180° . Na série temporal de $U^* = 5,17$ verifica-se a intermitência entre ambas as fases, sem haver um valor predominante. Já o ponto $U^* = 5,50$ representa o típico final da transição, onde a fase 180° predomina, mas ainda há alguns poucos ciclos com fase 0° .

Com base nesta análise, conclui-se que a faixa de transição é caracterizada pela intermitência entre os dois valores do ângulo de fase, com a coexistência de ambos. Assim, os pontos apresentados dentro da faixa ϕ_T no gráfico da Figura 4.17 não representam o fenômeno de intermitência que realmente acontece. Esta rampa representa apenas um valor médio da fase calculada para cada série temporal completa e informa apenas os limites da região de transição, mas não seu comportamento. Também se conclui que a região de transição é limitada por $4,5 < U^* < 5,6$, para estes parâmetros de cilindro isolado. Assim, ϕ não cresce continuamente dentro da transição, mas aumenta os saltos de 0° para 180° até a completa transição.

Os dados obtidos com esta análise podem ser confrontados na Figura 4.18 com os resultados apresentados por Khalak & Williamson (1999). Apesar das diferenças entre os parâmetros de massa e amortecimento, individualmente, o parâmetro combinado $(m^* \zeta)$ tem a mesma ordem. Os limites para a faixa de transição e o comportamento intermitente do ângulo de fase estão de acordo com os resultados observados pelos autores. Sabe-se que estes saltos de 0° para 180° no ângulo de fase estão associados à transição dos modos de emissão de vórtices 2S para o modo 2P. Este assunto será discutido a partir da próxima seção.

Por fim, a Figura 4.17 apresenta apenas alguns exemplos de figuras de Lissajous e ângulo de fase instantâneo que auxiliam na compreensão do fenômeno de transição. As demais curvas para a série completa de velocidades reduzidas estão apresentadas na Figura 4.19 e ilustram a transição entre os dois patamares de ângulo de fase. Claramente percebe-se a predominância de fase $\phi = 0^\circ$ antes da transição e fase $\phi = 180^\circ$ após ϕ_T .

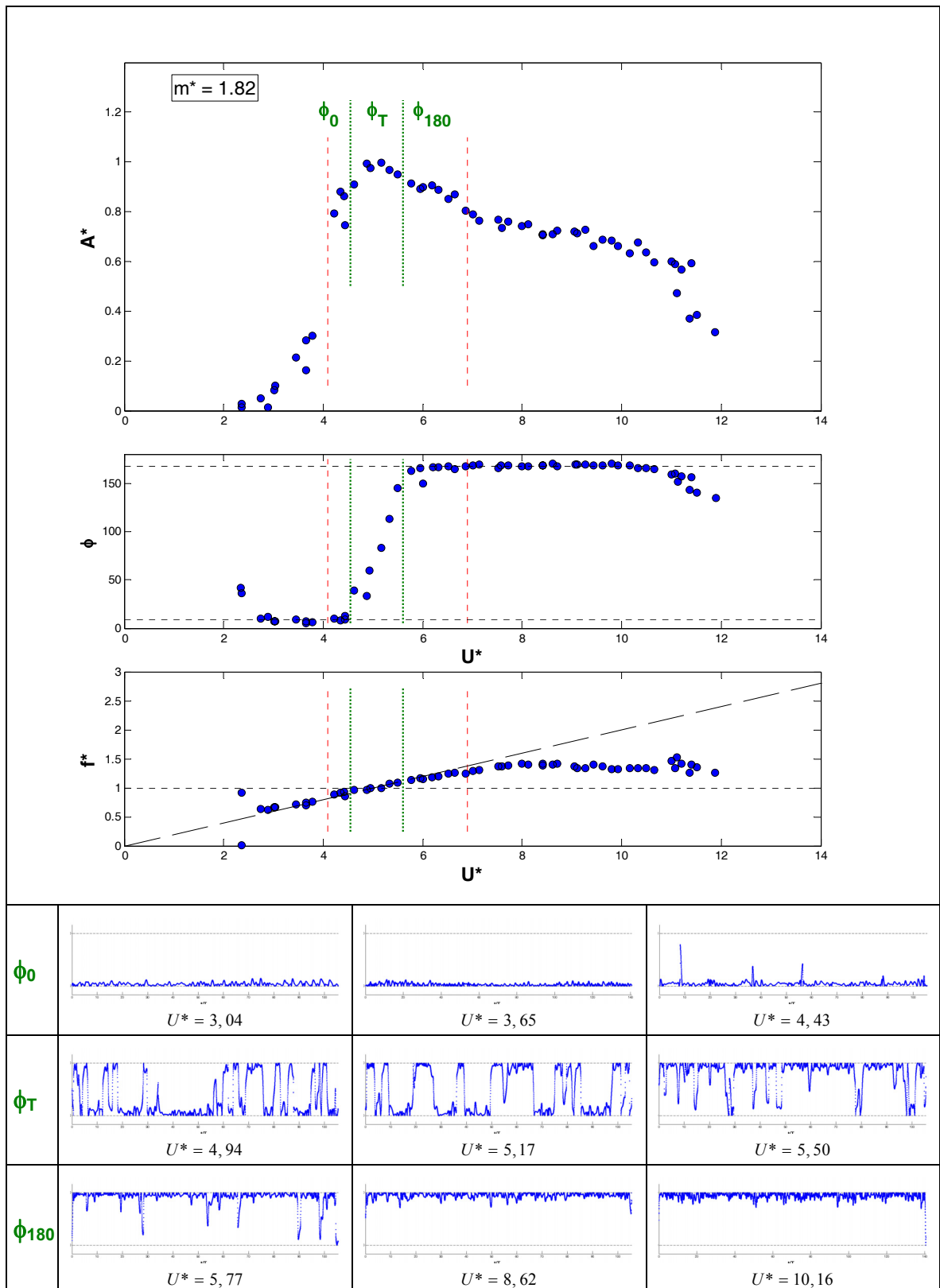


Figura 4.17: Transição entre o ângulo de fase. Variação do ângulo de fase em função da velocidade reduzida. Ângulo de fase instantâneo calculado pela transformada de Hilbert.

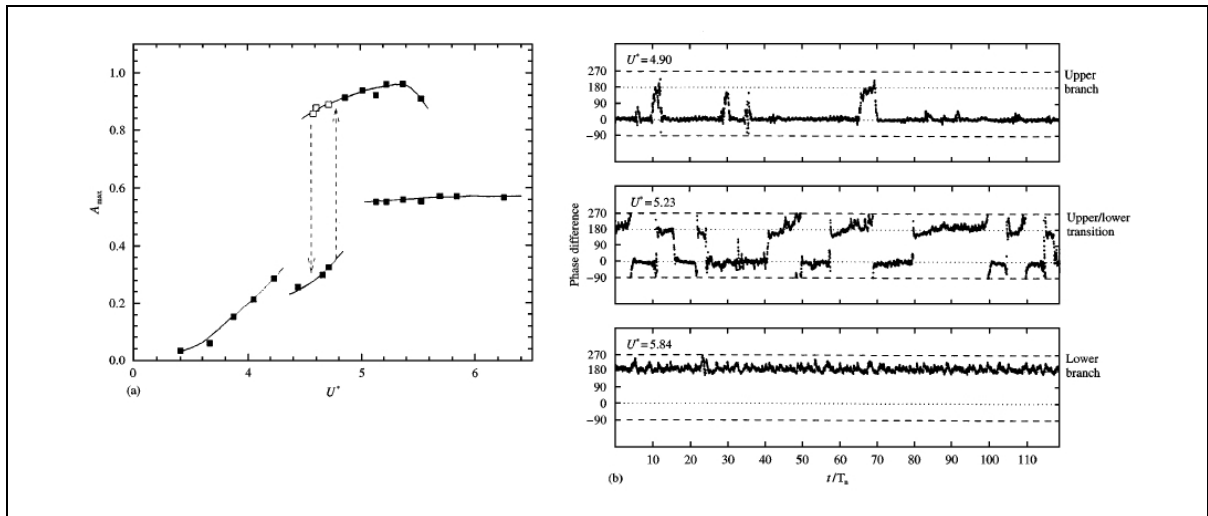


Figura 4.18: Transição entre os ramos: histerese e intermitência. Transição intermitente entre os ângulos de fase. Khalak & Williamson (1999): $m^*=10,1$; $\zeta = 0,0013$.

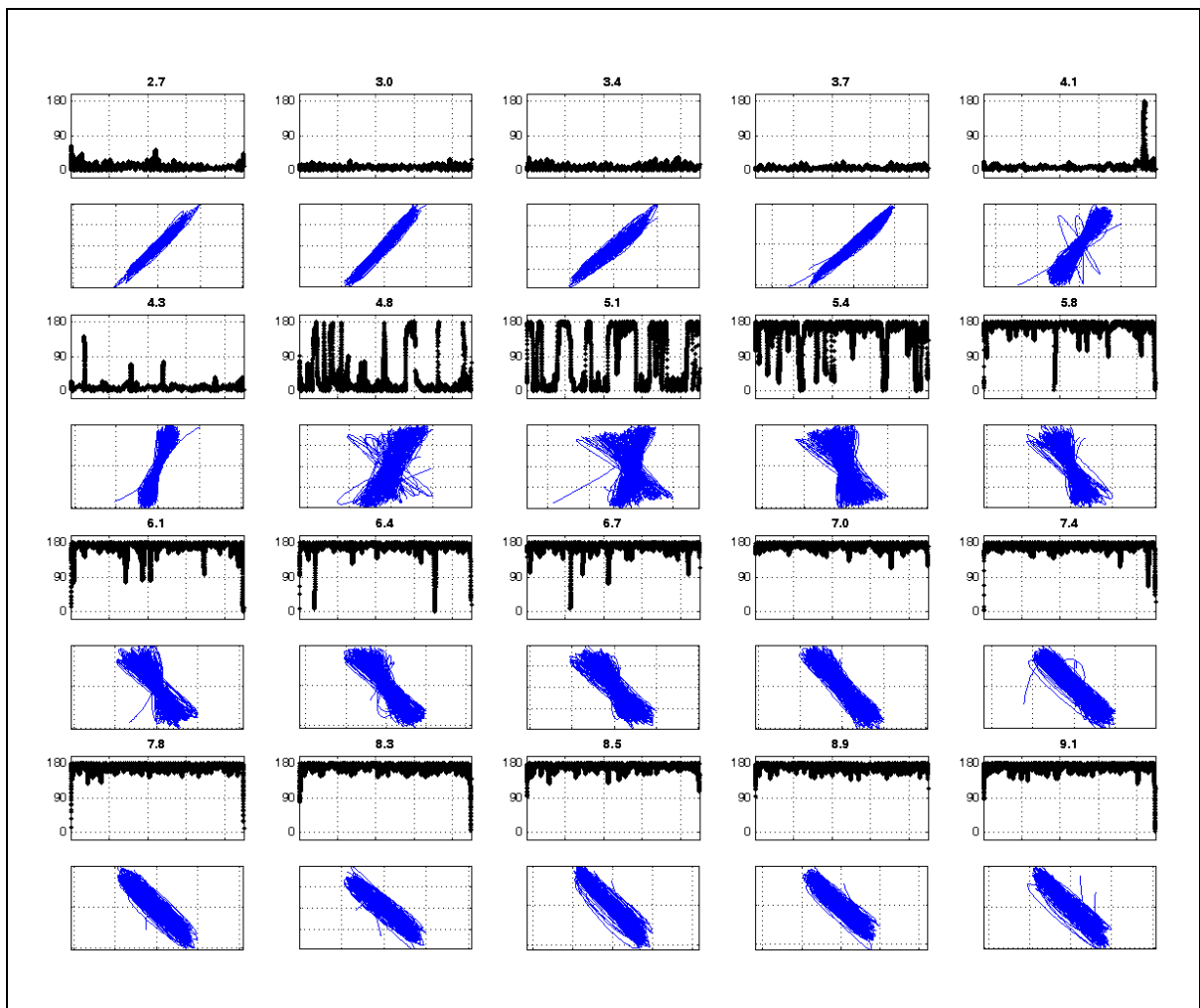


Figura 4.19: Ângulo de fase instantâneo e figuras de Lissajous para a série completa de velocidades para um cilindro isolado.

Dinâmica da esteira: modos de emissão de vórtices

A identificação dos modos de emissão de vórtices pode ser realizada de duas maneiras neste trabalho. A primeira consiste na análise qualitativa das estruturas do escoamento através de técnicas de visualização, como os traçadores de tinta fluorescente. Este método não permite quantificar as grandezas da esteira, nem identificar as estruturas de menor escala. Além disso, a técnica fica cada vez mais difícil com o aumento do número de Reynolds.

Um outro modo, não apenas qualitativo, permite identificar os padrões de emissão pelo mapeamento do campo de velocidades com PIV. Esta técnica permite calcular qualquer grandeza derivada do campo de velocidades de um plano do escoamento. Desta forma, a identificação dos modos de emissão será feita predominantemente pela análise dos contornos de vorticidades.

Cilindro isolado fixo

A técnica experimental de PIV (Velocimetria por Imagens de Partículas) de alta densidade de partículas foi empregada para obtenção do campo de velocidades na esteira. O plano transversal ao cilindro onde as imagens foram capturas está localizado na metade do comprimento do cilindro submerso, isto é, sua distância do fundo da seção de testes é $L_w/2$.

As capturas foram coletadas com um intervalo de $\Delta t = 0,2s$, que resulta numa taxa de amostragem de $5Hz$. Para baixos valores de Reynolds é possível capturar mais de um campo de vetores dentro de um ciclo de emissão. Porém, para Reynolds mais elevados, a frequência de emissão de vórtices é mais alta que a taxa de captura do sistema PIV, de modo que não se pode obter mais de uma captura por ciclo. Por exemplo, para $Re \approx 2000$, a frequência de emissão de vórtices é da ordem de $f_s \approx 0,4Hz$, isto é, o período de um ciclo de emissão de vórtices é completado a cada $T_s \approx 2,5s$. Nesta faixa é possível capturar diversos instantes dentro de um ciclo de emissão, como apresentado na Figura 4.20.

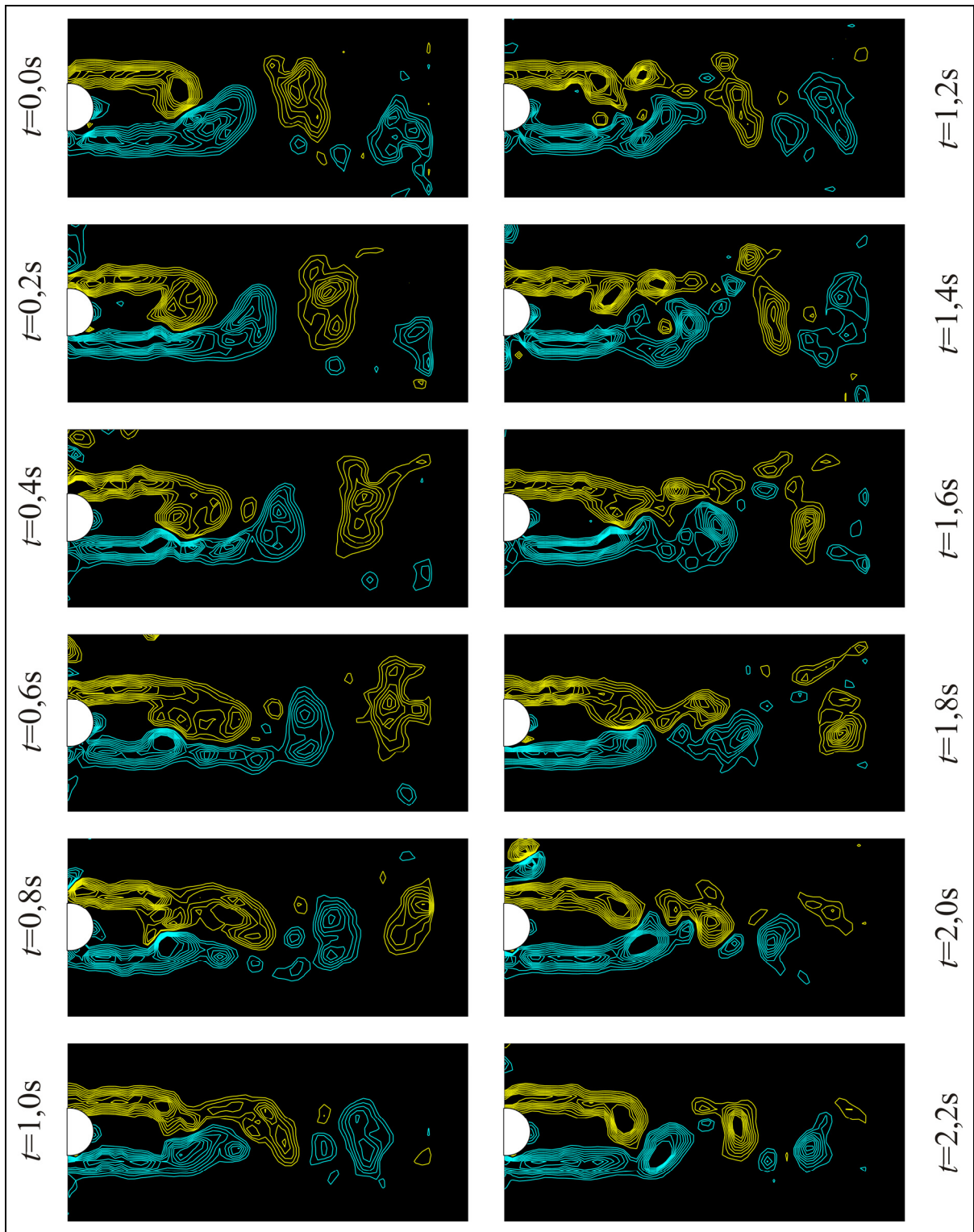


Figura 4.20: Contornos de vorticidades para aproximadamente um ciclo de emissão de vórtices de um cilindro isolado e fixo. Intervalo entre as imagens de $0,2s$; $Re = 2050$, $f_s \approx 0,4Hz$, $T_s \approx 2,5s$.
Identificação do modo 2S de emissão de vórtices.

Na Figura 4.20, apresenta-se a dinâmica da esteira, representada pelos contornos de vorticidades, dentro de um ciclo de emissão com período $T_s \approx 2,5s$. Verifica-se a interação entre as camadas cisalhantes formando os núcleos de vorticidades que se desprendem para

o escoamento livre gerando a esteira de vórtices. Claramente pode-se notar o desprendimento de um vórtice de cada lado, isto é, o modo de emissão de vórtices é 2S, como esperado para um cilindro fixo. Em alguns instantes, como na imagem para $t = 2,0s$, é possível observar o momento em que a circulação que alimenta um vórtice é interrompida pelo outro oposto, comprovando o modelo de Gerrard (1966) explicado na Figura 2.12

À medida que o número de Reynolds aumenta, a região de formação se aproxima do cilindro, encurtando o chamado comprimento de formação l_s . A Figura 4.21 identifica qualitativamente esta diminuição em função do aumento de Reynolds para $1,0 \times 10^3 < Re < 1,3 \times 10^4$. Na coluna de imagens do lado esquerdo verifica-se a formação do vórtice esquerdo do cilindro, enquanto na coluna da direita, identifica-se a geração do vórtice oposto para o mesmo valor de Reynolds.

Uma boa maneira de se quantificar o comprimento de formação l_s é a análise do escoamento médio ao longo de um número inteiro de ciclos de emissão. Contudo, este processo torna-se extremamente complicado à medida que Reynolds aumenta e já não é mais possível capturar um número razoável de imagens dentro de um mesmo ciclo para o cálculo de um escoamento médio com baixa incerteza. Para os valores de Reynolds mais elevados desta série é difícil até mesmo identificar a duração dos ciclos com PIV. Apesar disto, mesmo que qualitativamente, é possível chegar a uma expressão que modele aproximadamente a variação do comprimento de formação l_s em função de Reynolds, apresentada em [4.2]. Estes valores de comprimento de formação serão úteis durante as análises do efeito de interferência, para saber se há uma tendência de formação de esteira entre dois cilindros alinhados.

$$l_s \cong -1,6 \times 10^{-4} Re + 2,944 \quad [4.2]$$

Por fim, verifica-se também pela Figura 4.21, que o modo de emissão 2S com um vórtice sendo desprendido de cada lado perdura para toda a faixa de Reynolds estudada quando o cilindro isolado está fixo.

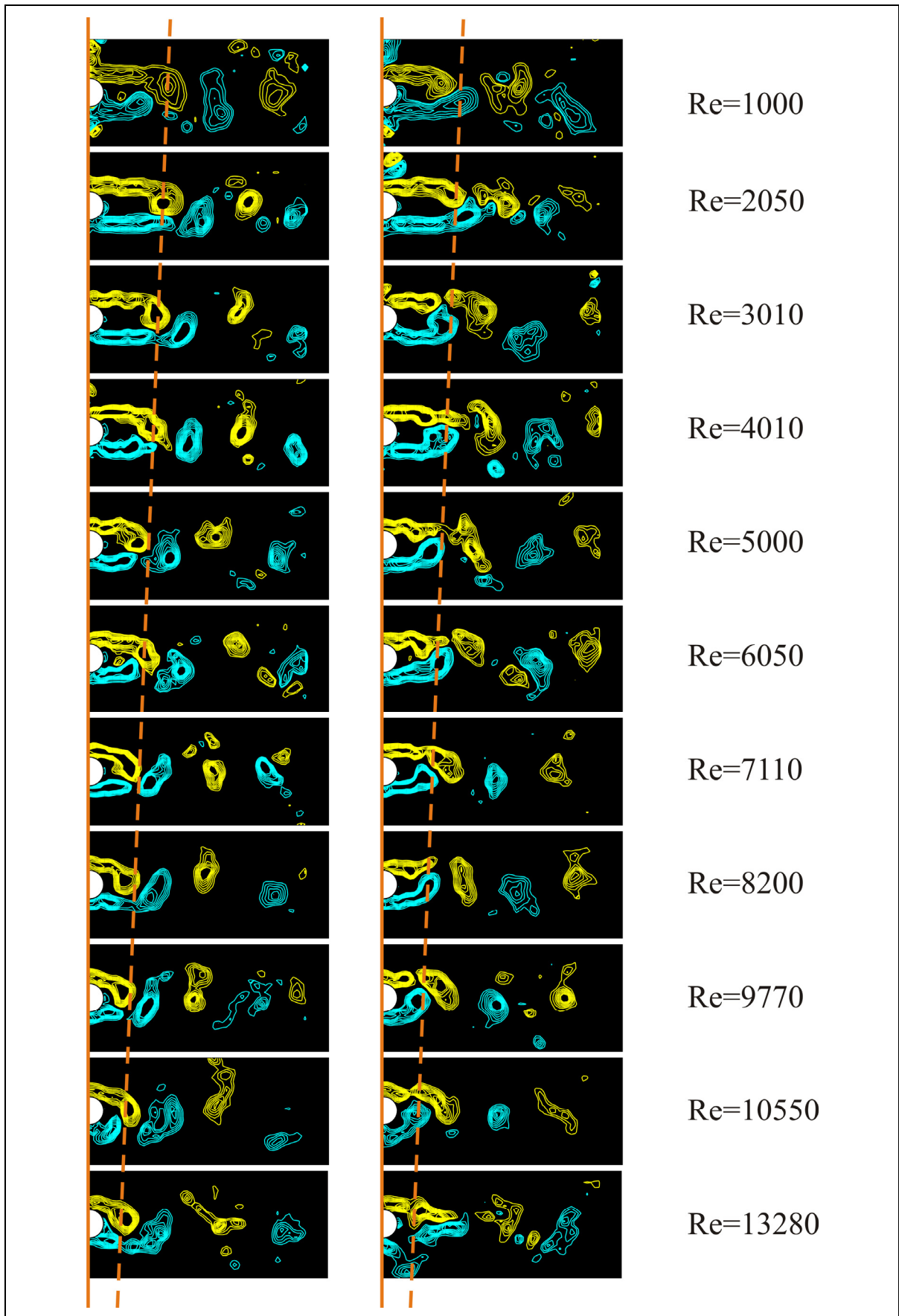


Figura 4.21: Estimativa qualitativa da variação do comprimento de formação em função do número de Reynolds. Dois vórtices, emitidos em lados opostos, para cada valor de Re.

Cilindro isolado oscilando

Como apresentado nas seções anteriores, a esteira de vórtices emitida de um cilindro oscilando apresenta características diferentes da de um cilindro isolado fixo. As próximas figuras apresentam imagens de PIV coletadas durante as oscilações livres de um cilindro isolado. No topo de cada uma delas mostra-se a série temporal do deslocamento do cilindro ao longo da tomada das imagens. Os pontos numerados de 1 a 20 mostram em que momento das oscilações a imagem foi capturada. Deste modo é possível identificar a exata posição e direção do movimento do cilindro em cada captura. Cada figura também informa o valor de Reynolds, a velocidade e a amplitude reduzidas e o intervalo entre as capturas de PIV, identificado por Δt .

A Figura 4.22 apresenta a dinâmica da esteira para uma velocidade reduzida $U^* = 4,4$, imediatamente antes do início da transição dos modos de emissão. Nesta região o padrão da esteira é claramente identificado por 2S. Nas capturas 4, 5, 12 e 16, por exemplo, é possível identificar apenas um vórtice sendo desprendido para cada lado. Já na Figura 4.23 para $U^* = 4,5$, inicia-se a faixa de transição, como apresentado na Figura 4.17, e o padrão da esteira começa a se alterar para 2P. Nas capturas 13 e 14 verifica-se a emissão de um par de vórtices por ciclo, com o segundo vórtice de intensidade mais fraca que o primeiro.

Este comportamento também é verificado até $U^* = 5,9$ na Figura 4.25, mas com o segundo vórtice ganhando força (exemplo das capturas 6, 16 e 20). A partir de $U^* = 6,5$ (Figura 4.26 em diante) a esteira apresenta sempre padrão 2P com os dois vórtices de forte intensidade. À medida que a velocidade cresce e a amplitude de oscilação aumenta, a esteira aumenta sua largura.

As imagens apresentadas nestas sete figuras serão utilizadas como referência para a comparação com os casos de interferência entre cilindros alinhados, apresentados na seqüência.

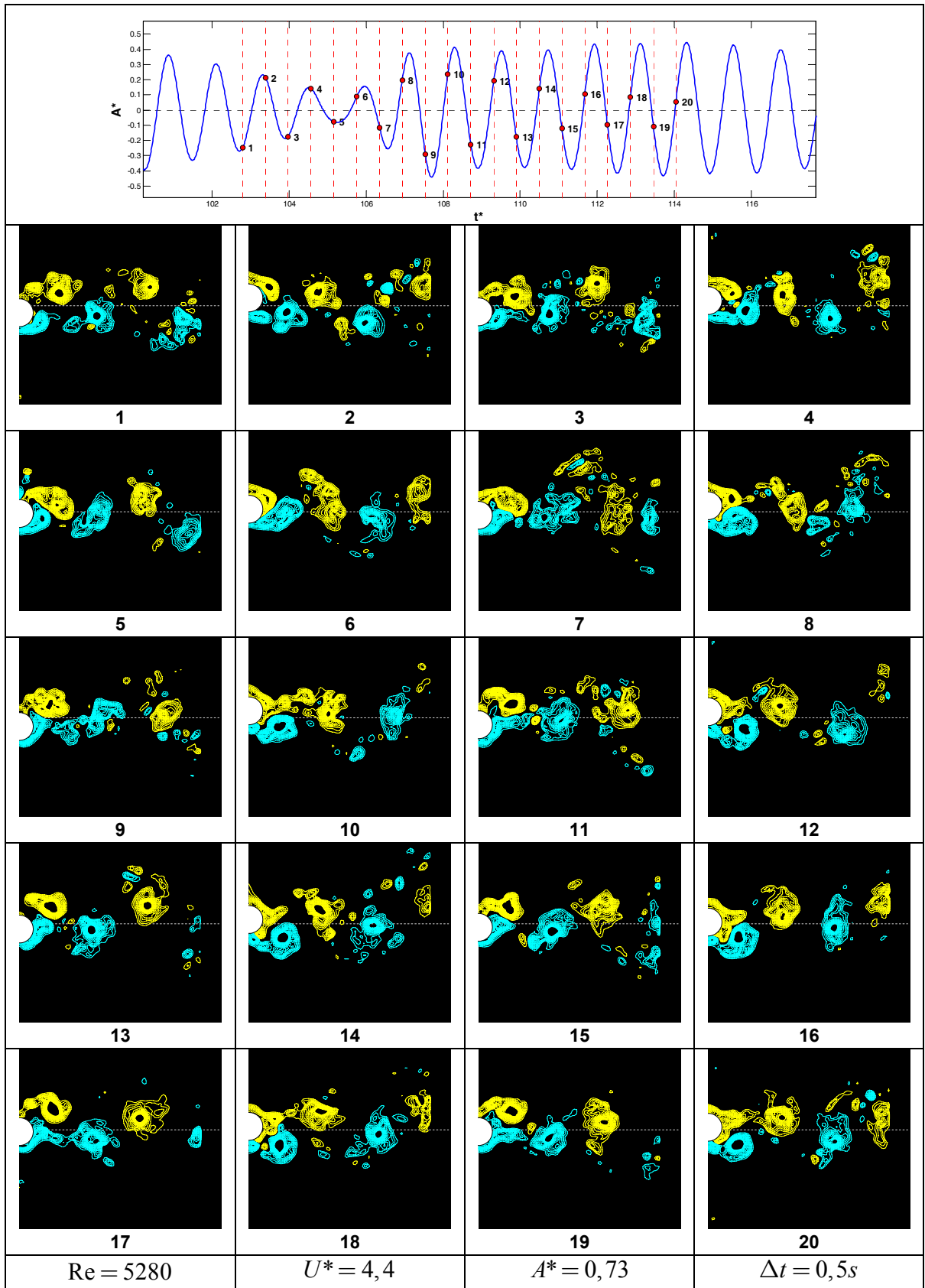


Figura 4.22: Dinâmica da esteira. Cilindro isolado oscilando transversalmente. $U^*=4,4$

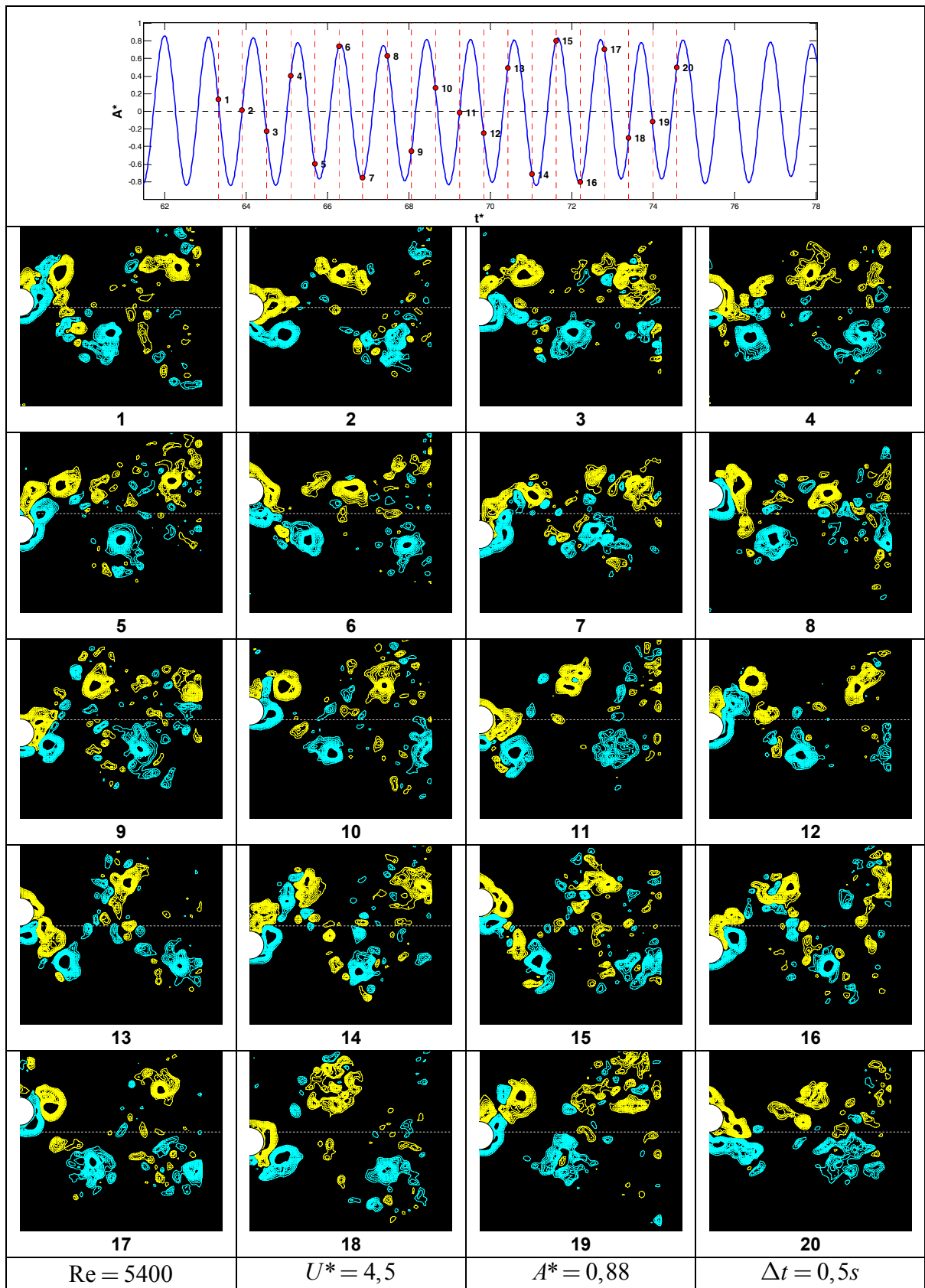


Figura 4.23: Dinâmica da esteira. Cilindro isolado oscilando transversalmente. $U^*=4,5$

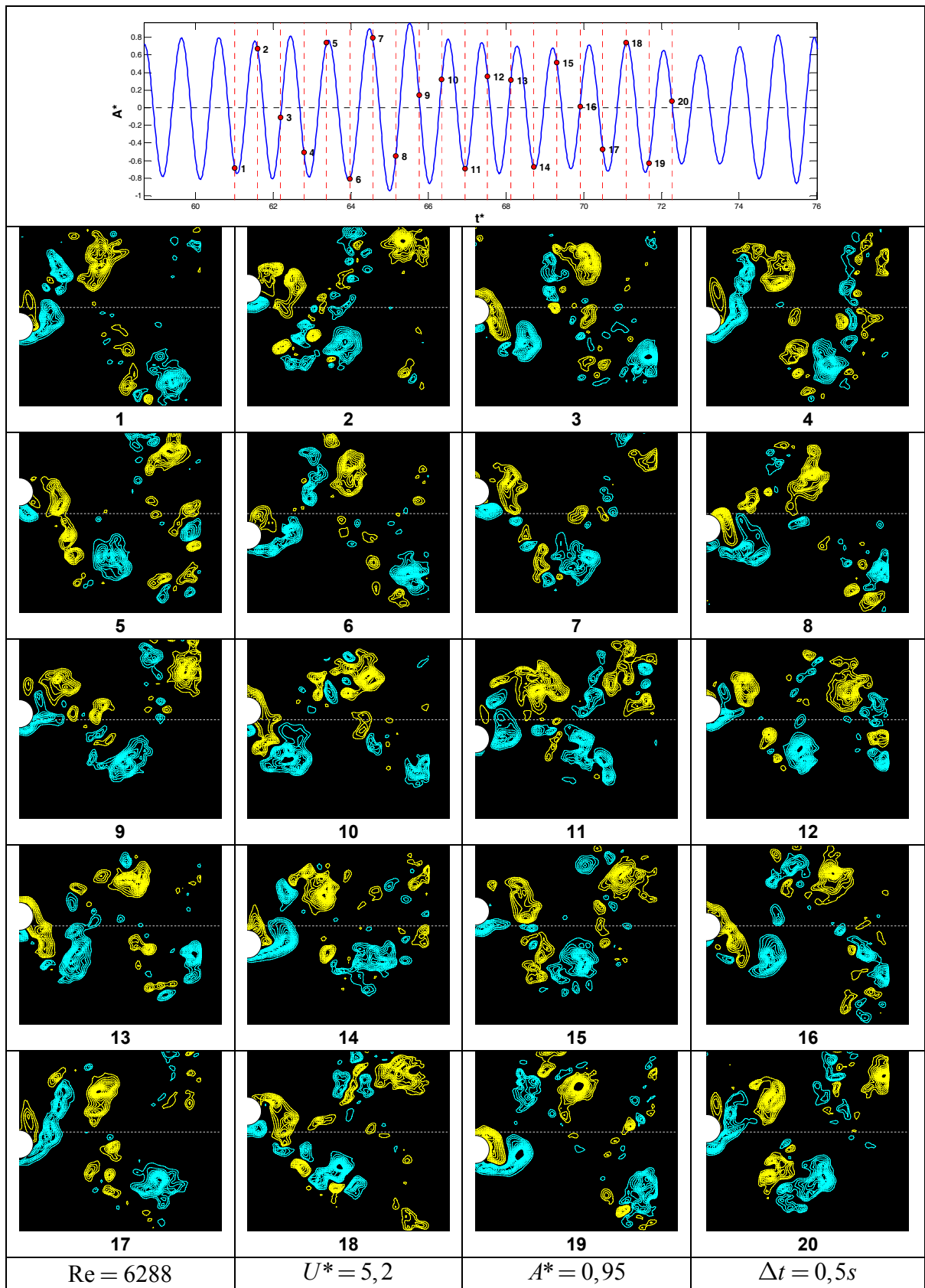


Figura 4.24: Dinâmica da esteira. Cilindro isolado oscilando transversalmente. $U^*=5,2$

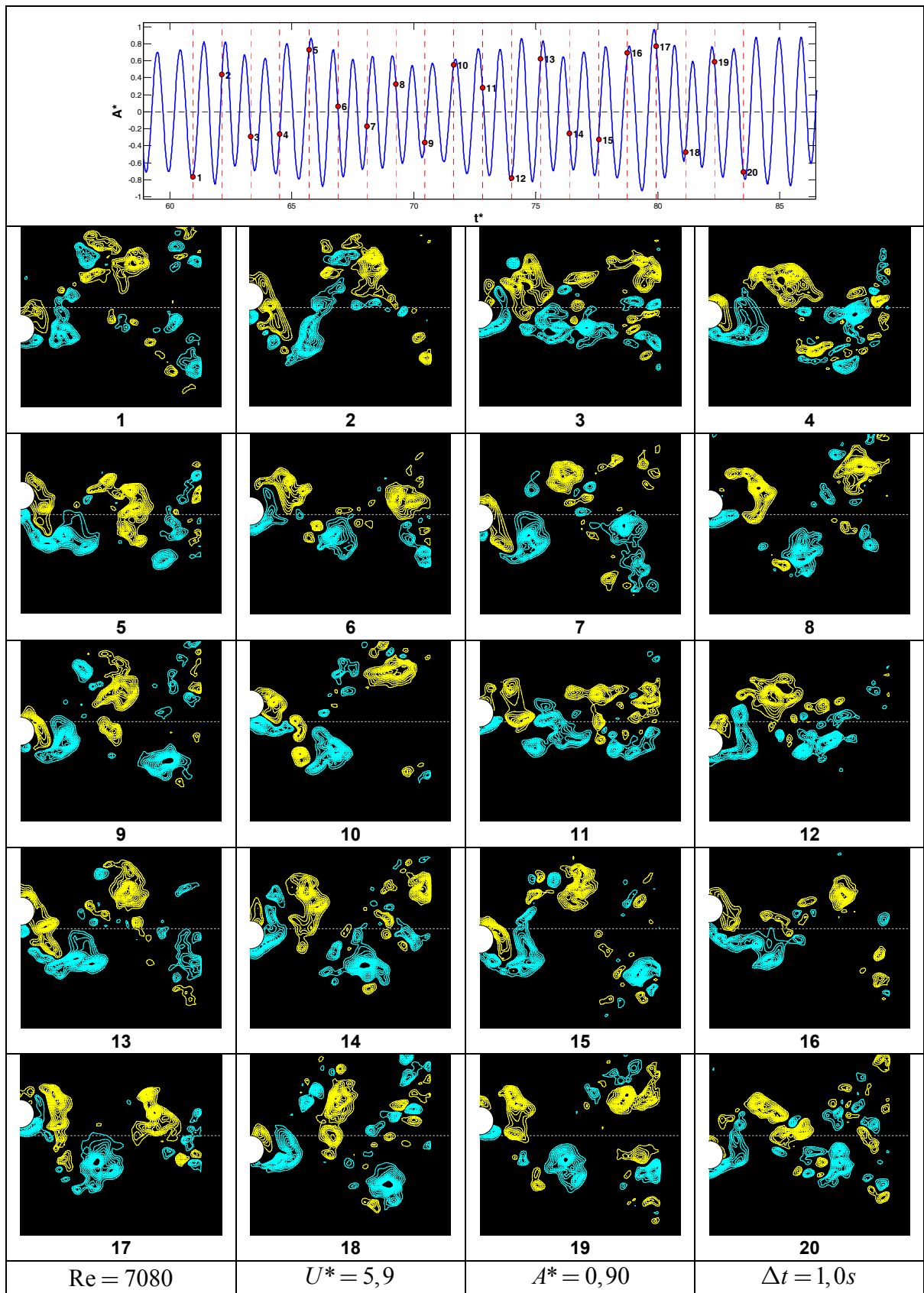


Figura 4.25: Dinâmica da esteira. Cilindro isolado oscilando transversalmente. $U^*=5,9$.

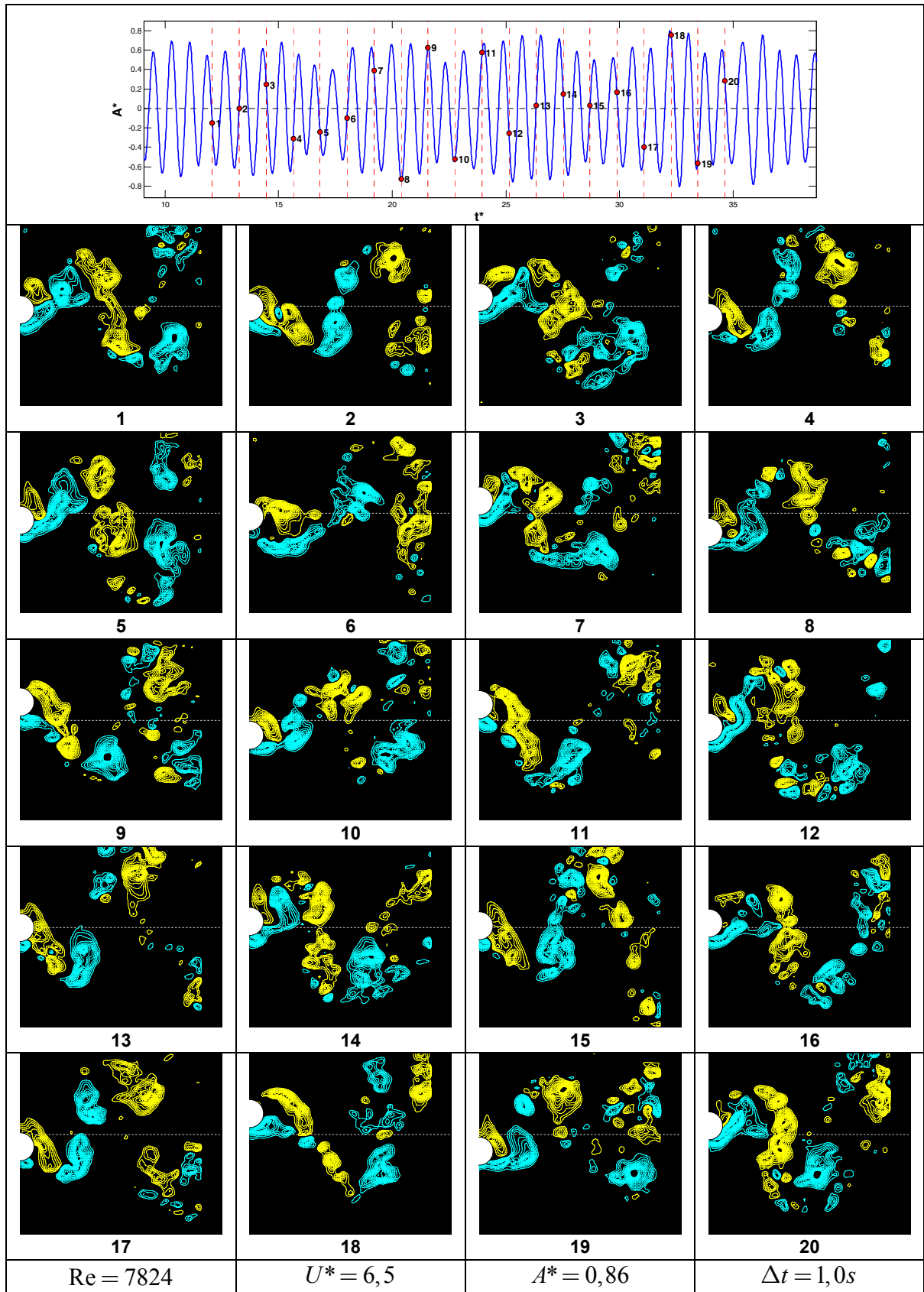


Figura 4.26: Dinâmica da esteira. Cilindro isolado oscilando transversalmente. $U^*=6,5$

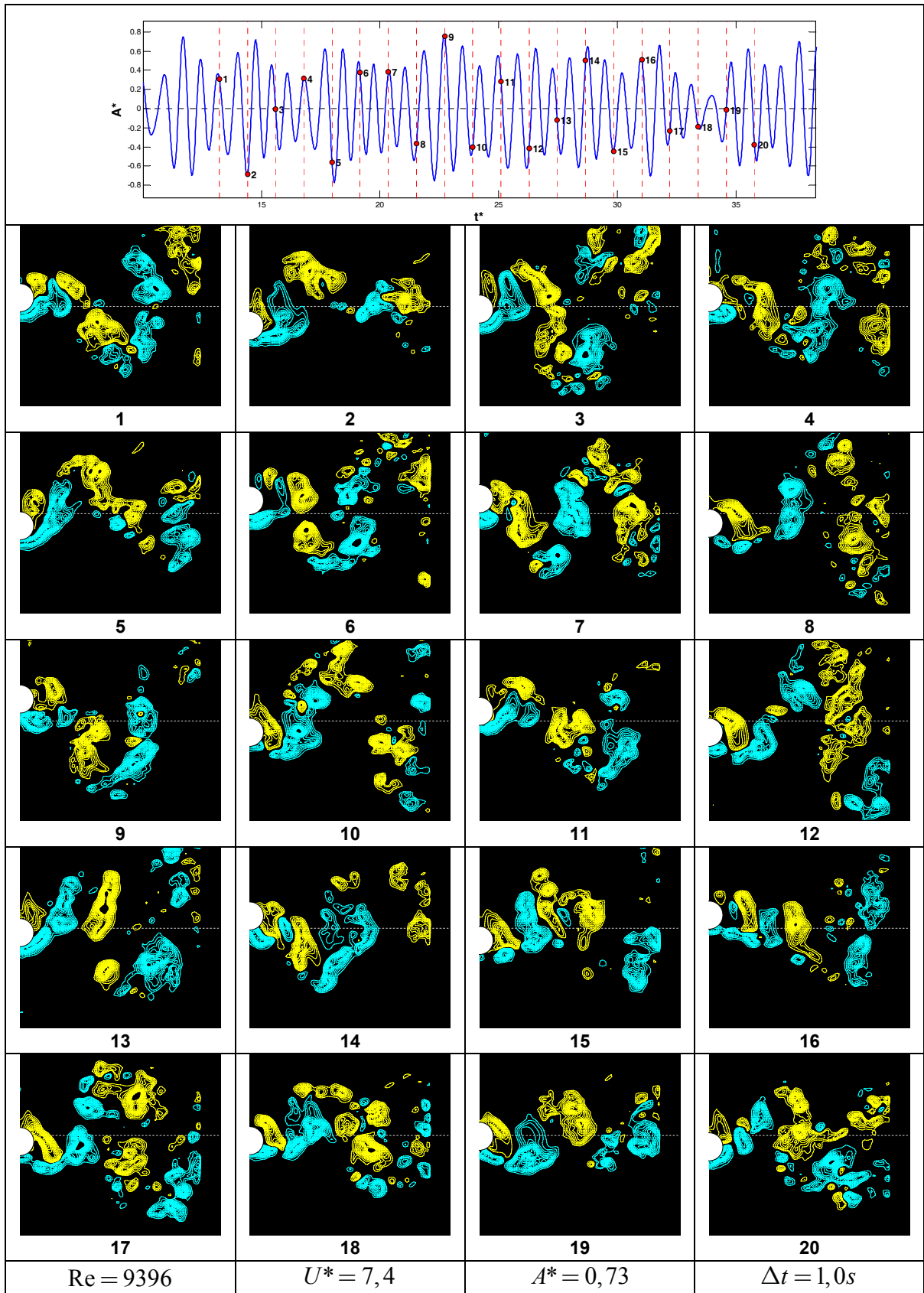


Figura 4.27: Dinâmica da esteira. Cilindro isolado oscilando transversalmente. $U^*=7,4$

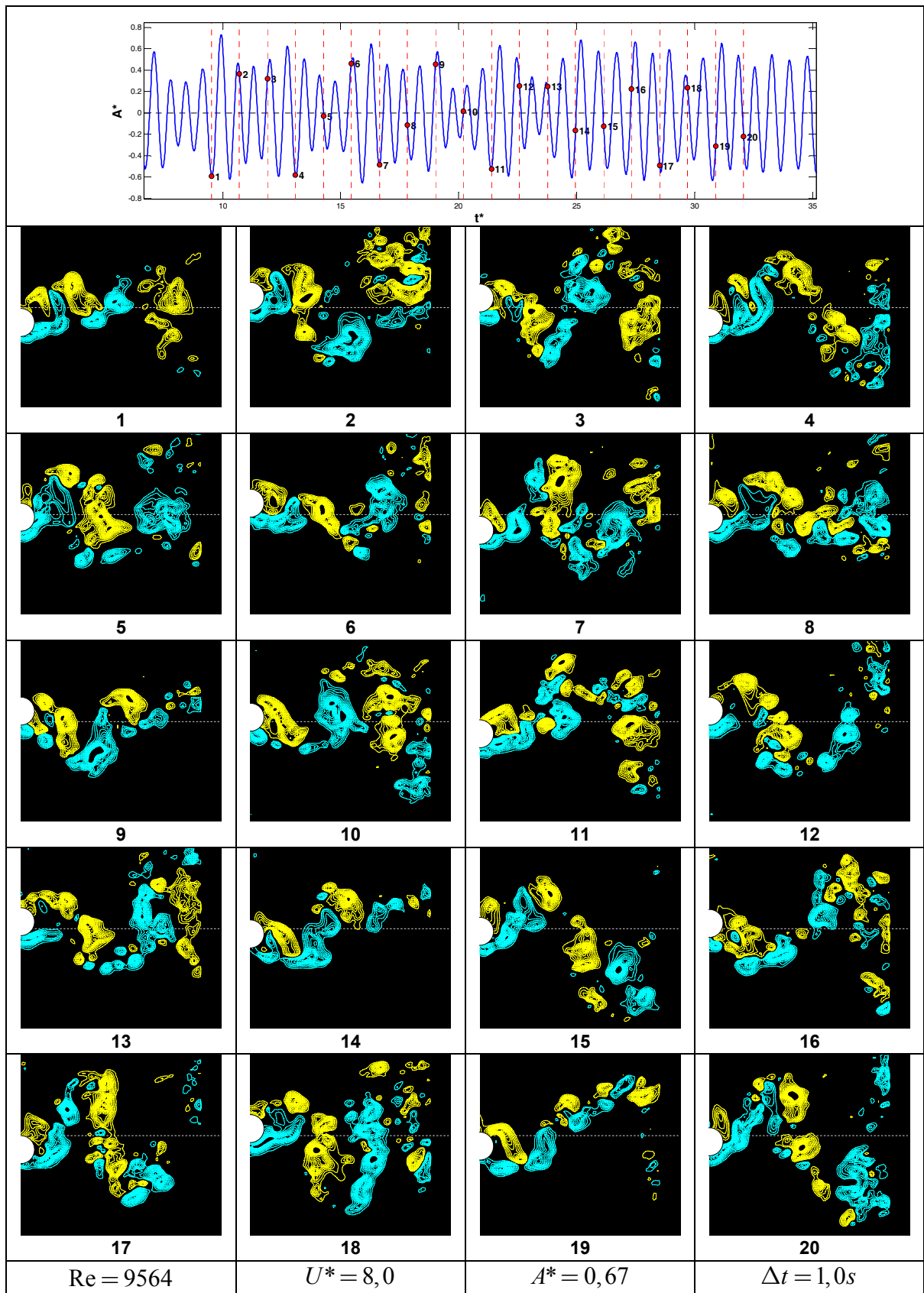


Figura 4.28: Dinâmica da esteira. Cilindro isolado oscilando transversalmente. $U^*=8,0$

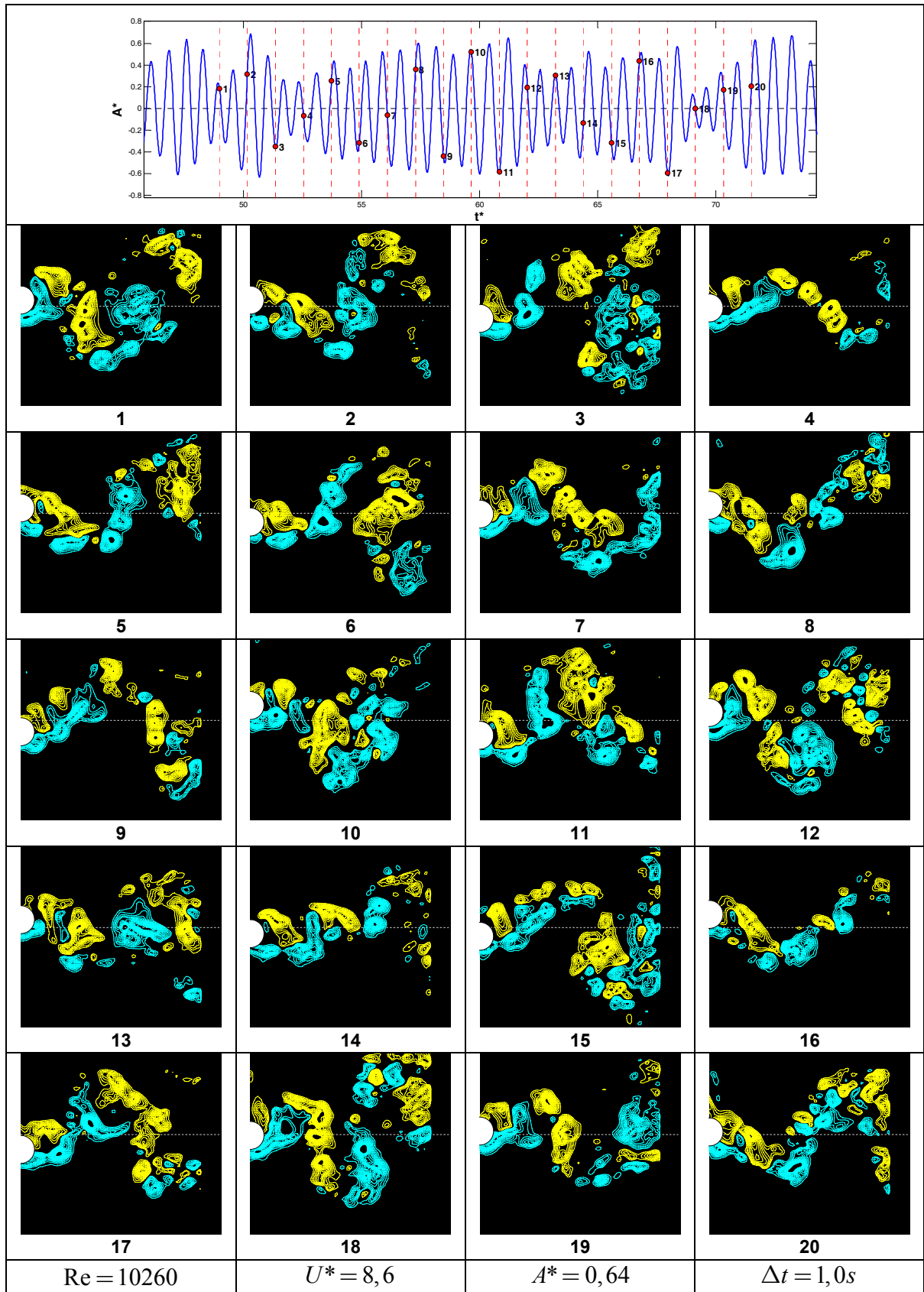


Figura 4.29: Dinâmica da esteira. Cilindro isolado oscilando transversalmente. $U^*=8,6$

Conclusão desta seção

Com as análises apresentadas até aqui comprovamos o comportamento já esperado para um cilindro isolado. Os ramos de resposta e as frequências dominantes de oscilação são dados importantes para futuras comparações e serão usados como referência neste texto. Os ramos superior e inferior não apresentaram uma descontinuidade nítida, como a verificada nos experimentos de Khalak & Williamson (1999). Mesmo assim, foi possível identificar o crescimento do ramo inicial, o pico de ressonância e o decrescimento das oscilações durante o ramo inferior.

Os parâmetros de massa analisados permitiram a escolha do modelo com $m^* \approx 2$ para a seqüência dos ensaios. Os efeitos combinados da massa e amortecimento também se mostraram de acordo com o esperado. Os dados coletados também colaboram na validação do novo modelo do “Griffin plot”, proposto recentemente por Williamson.

Os critérios para determinação da amplitude de oscilação A^* foram úteis para uma melhor compreensão da variação do envelope de oscilação para altas velocidades. Apesar da utilização do critério “10% max” ainda estar em discussão, ele será utilizado em todas as outras medições ao longo deste texto.

As curvas de frequência dominante de oscilação permitiram a identificação da faixa de sincronização, que se inicia com o ramo inicial e termina no final do ramo inferior. Durante este regime, verificamos que a frequência apresenta o desvio esperado da reta de $St = 0,2$, buscando um patamar. Como os experimentos foram limitados por uma velocidade da ordem de $U^* \approx 12,0$ não foi possível observar o retorno da frequência de oscilação para a reta $St = 0,2$ ao final da faixa de sincronização, como verificado nos dados da literatura comparada.

A transformada de Hilbert mostrou-se uma ferramenta essencial para a compreensão do comportamento do ângulo de fase entre a força fluida e o deslocamento do cilindro. Percebemos que, durante a transição, o ângulo de fase apresenta uma transição gradual no número de ciclos que saltam de $\phi = 0^\circ$ para $\phi = 180^\circ$ (lembrando mais uma vez que os valores reais de ϕ não são exatamente 0° nem 180° , mas estão próximos deste valor). Devemos recordar que a energia transferida do fluido para o corpo quando temos VIV é proporcional a $\sin \phi$.

As técnicas experimentais e a metodologia de tratamento de sinais foram validadas por estes experimentos iniciais, de modo que podemos aplicá-las para os próximos ensaios de interferência. A técnica de PIV mostrou-se uma poderosa ferramenta para mapeamento da esteira. Os padrões de emissão encontrados estão de acordo com os dados consagrados na literatura, de modo que este método também será utilizado para mapeamento do campo de velocidades nos casos de interferência. Outra importante conclusão, principalmente para os próximos ensaios de interferência, foi a observação do encurtamento do comprimento de formação à medida que Reynolds aumenta.

Em suma, estes ensaios preliminares com um cilindro oscilando isoladamente serviram para obtenção dos dados de referência para as próximas comparações. Além disso, serviram para a validação dos procedimentos empregados daqui em diante. Por exemplo: verificamos que a base elástica tripla resistiu melhor à flambagem; que o sinal de deslocamento pode ser medido tanto diretamente (com o sensor óptico de posição) quanto indiretamente (pela flexão das lâminas) com a mesma precisão, repetibilidade e sem prejuízos às medições de fase.

4.3. Síntese: Par alinhado: jusante oscilando

A partir deste ponto serão apresentados e discutidos os resultados dos fenômenos de interferência entre pares de cilindros alinhados com o escoamento. Especificamente, esta seção trata do arranjo de um par de cilindros onde o cilindro à montante está fixo e o cilindro à jusante encontra-se montado em base elástica livre apenas para oscilar na direção transversal ao escoamento.

Esta configuração é a mais interessante de acordo com os objetivos deste trabalho. As próximas seções, que tratam dos arranjos com o cilindro à montante livre para oscilar, não receberão o grau de detalhamento deste trecho.

Resposta dinâmica em amplitude e frequência

Nas subseções que se seguem, serão apresentados os gráficos de amplitude e frequência dominante de oscilação para cada uma das configurações de espaçamentos e parâmetros de massa. Os critérios empregados nesta análise são os mesmo descritos na seção relativa a um cilindro isolado.

Parâmetro de massa baixo: $m^* \approx 1$

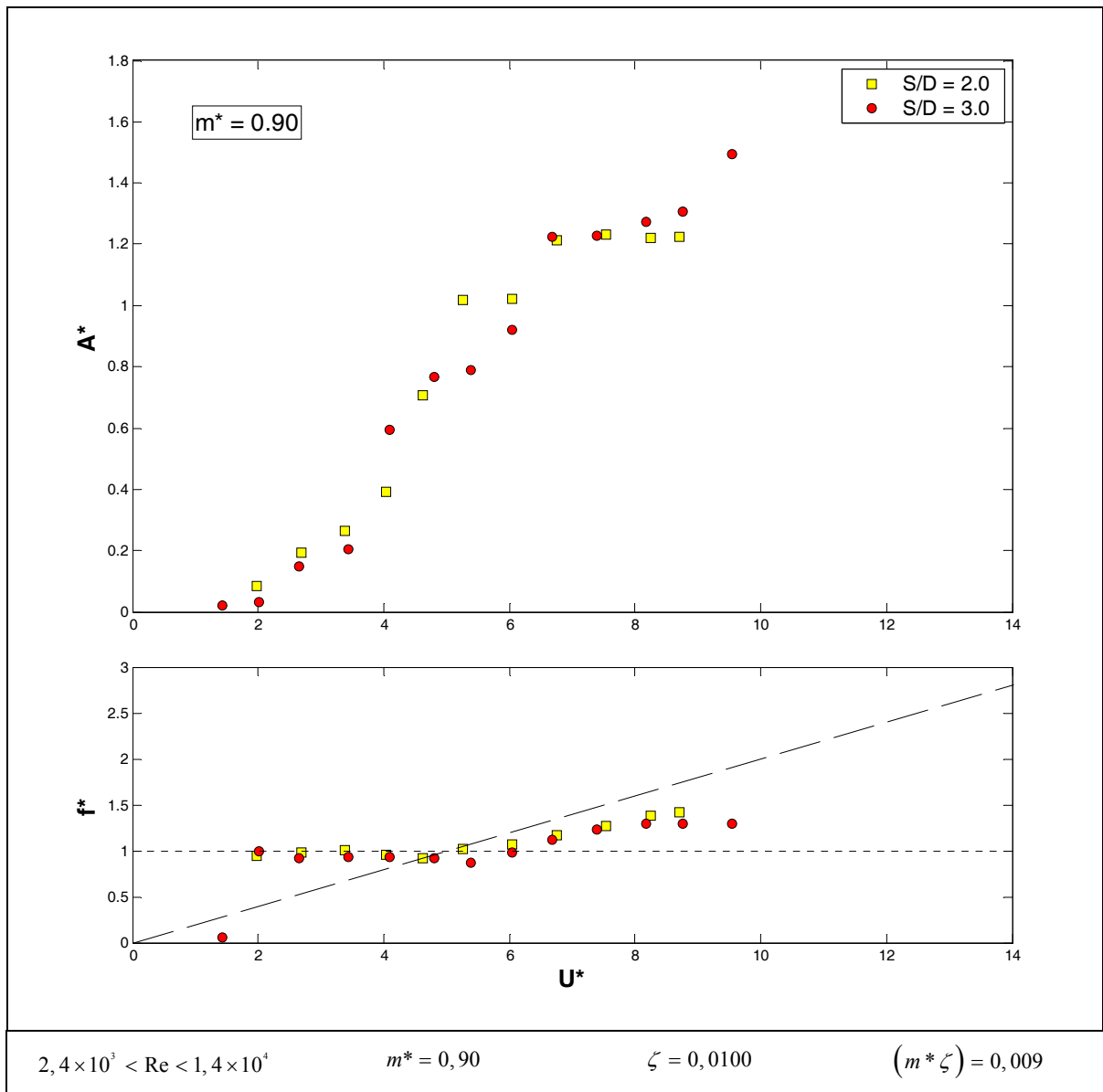


Figura 4.30: Curvas de amplitude e frequência reduzidas para a base fletora FLET_tripla_D. Dois cilindros alinhados, cilindro à jusante oscilando com parâmetro de massa baixo.

A Figura 4.30 apresenta a resposta dinâmica de um cilindro oscilando à jusante de um cilindro fixo, espaçados por 2,0 e 3,0 diâmetros, com $m^* = 0,90$. As oscilações se iniciam pouco abaixo de $U^* = 2$, crescendo monotonicamente até onde foi possível realizar o experimento. As amplitudes alcançam valores mais elevados que as observadas para um cilindro isolado, atingindo valores da ordem de $A^* \approx 1,6$ até onde verificado. As duas curvas para ambos os espaçamentos apresentam comportamento muito semelhante, inclusive apresentando valores de amplitude da mesma ordem.

Antes de $U^* = 5,0$ o cilindro oscila com frequência dominante igual à frequência natural do sistema. Após esta faixa, para $U^* > 7,5$, a frequência se afasta da reta e tende a tomar um patamar próximo de $f^* \approx 1,3$. Tal comportamento indica uma possível faixa de sincronização onde a frequência de emissão é capturada pela frequência de oscilação. Este ensaio foi limitado pelas condições da base elástica que não suportaria a elevada força de arrasto acima desta velocidade.

Parâmetro de massa intermediário: $m^* \approx 2$

A Figura 4.31 apresenta a resposta dinâmica de um cilindro oscilando à jusante de um cilindro fixo, espaçados por 2,0; 3,0 e 4,0 diâmetros, com $m^* = 1,82$. A grosso modo, o mesmo comportamento é verificado para as curvas dos três espaçamentos S/D . As oscilações se iniciam por volta de $U^* \approx 2,0$ crescendo até o limite deste ensaio próximo de $U^* \approx 12,0$. As curvas apresentam uma rampa inicial com curvatura para cima até $U^* \approx 5,0$. Em seguida, a curvatura se inverte e as amplitudes crescem até $U^* \approx 8,0$. A partir daí, as oscilações crescem sem apresentarem tendência de um patamar próximo. Destaca-se que a curva para $S/D = 2,0$ apresenta um pequeno “máximo local” de oscilação da ordem de $A^* \approx 0,1$ que se desenvolve entre $2,0 < U^* < 3,0$.

As inversões na tendência das curvas de amplitude coincidem com as mudanças no comportamento da curva de frequência. Quando a curva de amplitude apresenta curvatura para baixo, entre $5,0 < U^* < 8,0$, a curva de frequência cresce paralela à reta de $St = 0,2$. Após esta faixa, para $U^* > 8,0$, todas as curvas tendem a um patamar entre $1,2 < f^* < 1,4$, mostrando alguma captura de f_s por f . Porém, para valores $U^* < 5,0$, as curvas de frequência de oscilação apresentam um novo comportamento: enquanto as curvas para os espaçamentos 2,0 e 3,0 apresentam frequência dominante igual à frequência natural, a curva para $S/D = 4,0$ segue paralela à reta de $St = 0,2$. Tal fenômeno será analisado com detalhes mais adiante.

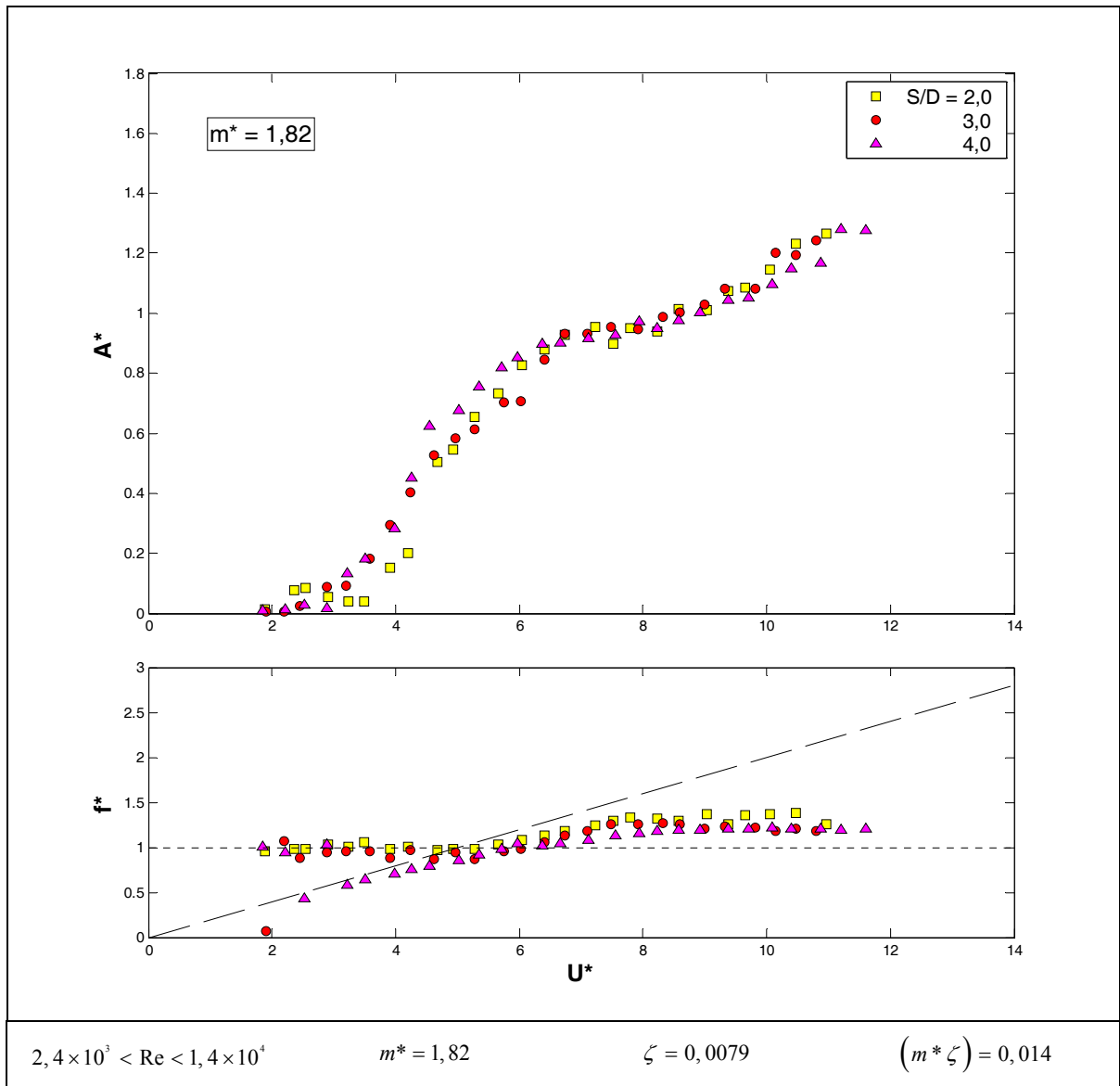


Figura 4.31: Curvas de amplitude e freqüência reduzidas para a base fletora FLET_tripla_F. Dois cilindros alinhados, cilindro à jusante oscilando com parâmetro de massa intermediário.

Em seguida, a Figura 4.32 apresenta a resposta dinâmica de um cilindro oscilando à jusante de um cilindro fixo, espaçados por 3,0; 4,0; 5,0 e 5,6 diâmetros, com $m^* = 1,92$. Novamente, o comportamento das curvas de amplitude é muito próximo, apresentando leves diferenças entre si. A rampa inicial entre $2,0 < U^* < 5,0$ apresenta curvatura para cima, com crescimento mais acentuado para os maiores espaçamentos. Entre $5,0 < U^* < 8,0$ a curvatura se inverte, coincidindo novamente com a aproximação da curva de freqüência à reta de $St = 0,2$. Nesta faixa, as curvas com maiores espaçamentos apresentam as maiores amplitudes. Após $U^* = 8,0$ as amplitudes voltam a crescer, mas as curvas para os maiores espaçamentos têm a tendência de assumirem um patamar de amplitudes mais baixo.

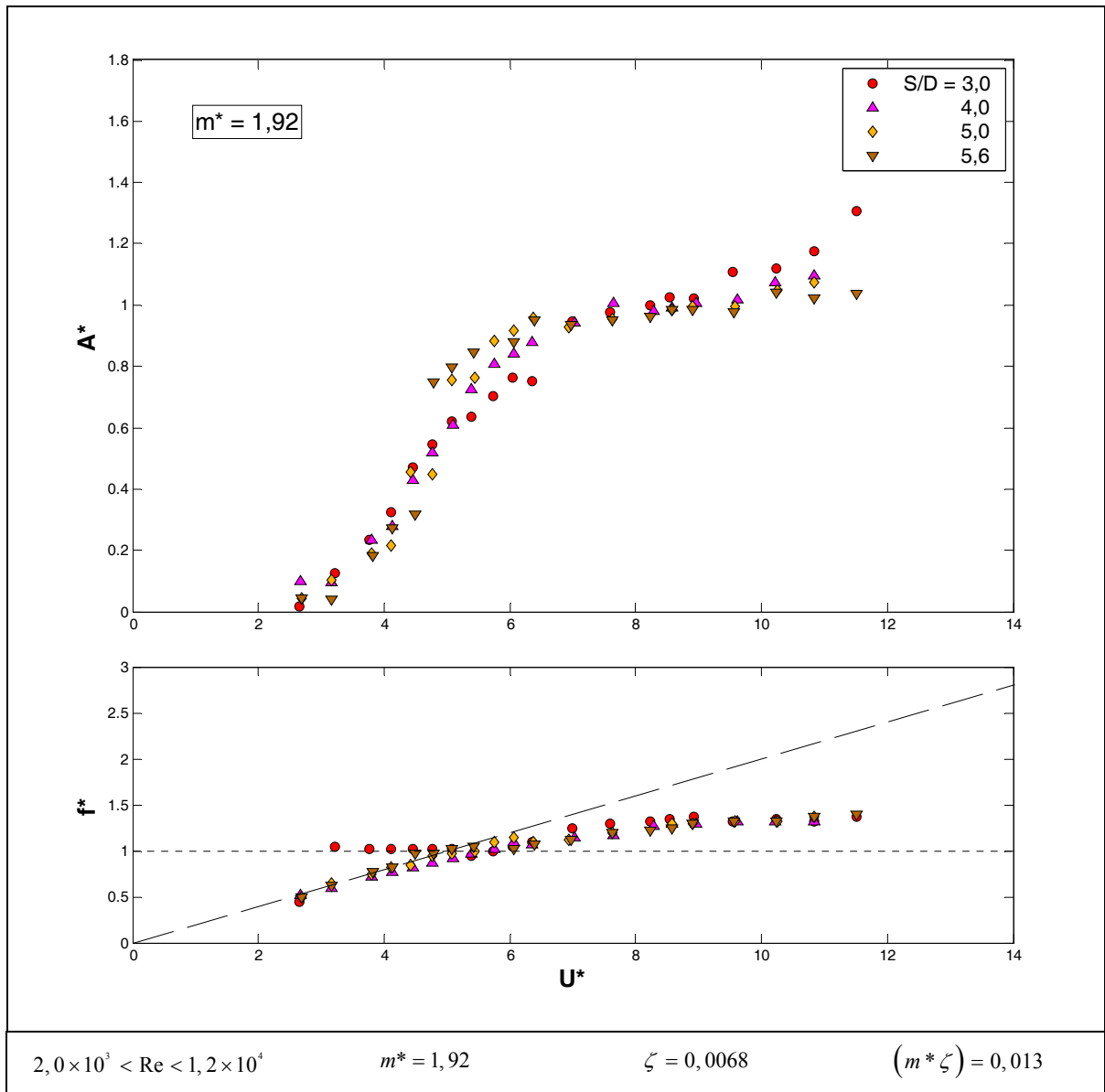


Figura 4.32: Curvas de amplitude e frequência reduzidas para a base fletora FLET_dupla_B. Dois cilindros alinhados, cilindro à jusante oscilando com parâmetro de massa intermediário.

Novamente, o mesmo comportamento característico das curvas de frequência foi verificado. Para os espaçamentos 4,0; 5,0 e 5,6 as curvas de frequência dominante de oscilação permanecem próximas à reta de $St = 0,2$ desde o início das oscilações até $U^* \approx 8,0$, apresentando um leve distanciamento a partir de $U^* \approx 6,0$. Para $U^* > 8,0$ elas assumem um patamar próximo de $f^* \approx 1,4$. Porém, a curva de frequência para $S/D = 3,0$ não apresenta aderência à reta de $St = 0,2$ antes de $U^* \approx 5,0$. Até este valor de velocidade reduzida o cilindro à jusante oscila predominantemente com sua frequência natural. Após esta faixa o comportamento desta curva segue o das demais.

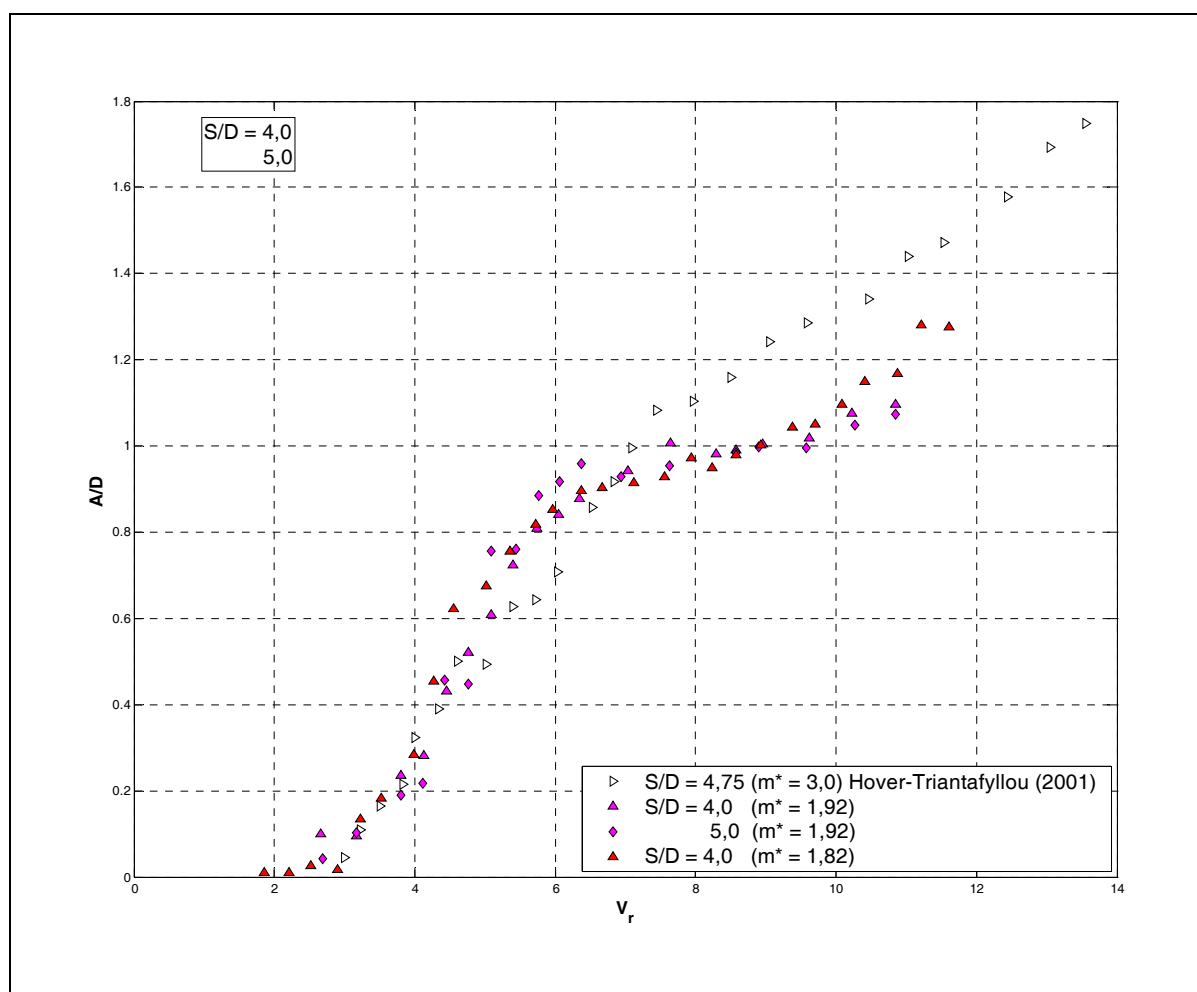


Figura 4.33: Comparação entre as curvas de amplitude reduzida apresentadas anteriormente e dados coletados na literatura: Hover & Triantafyllou (2001) $m^* = 3,0$, $\zeta = 0,04$, $(m^* \zeta) = 0,12$, $S/D = 4,75$. Dois cilindros alinhados, cilindro à jusante oscilando.

A Figura 4.33 compara alguns dos dados apresentados com uma curva obtida por Hover & Triantafyllou (2001). Apesar da curva da literatura apresentar parâmetros de massa e amortecimento ($m^* = 3,0$, $\zeta = 0,04$) e espaçamento entre os cilindros ($S/D = 4,75$) superiores aos empregados neste estudo, a comparação entre os dados mostra a tendência comum das curvas.

Hover & Triantafyllou (2001) alcançaram velocidades reduzidas mais elevadas, até $U^* \approx 17,0$, mostrando que a curva de amplitudes continua crescendo atingindo valores elevados próximos de $A^* = 1,9$ (Figura 4.34). Apesar da limitação de seus experimentos, os autores comentam que “é de se esperar que amplitudes ainda maiores ocorram para velocidades mais elevadas” por conta do caráter monotônico de crescimento das curvas. Os autores ainda afirmam que “para as configurações de interferência entre dois cilindros alinhados ocorre o fenômeno de galloping, sem nenhuma evidência clara de ressonância

pela emissão de vórtices”. Contudo, um comentário pertinente deve ser feito: os experimentos de Hover & Triantafyllou (2001) foram realizados com Reynolds constante, isto é, a velocidade reduzida foi ajustada alterando-se as constantes da mola do sistema. Assim, os efeitos de redução do comprimento de formação decorrentes do aumento de Reynolds não foram considerados em seus resultados.

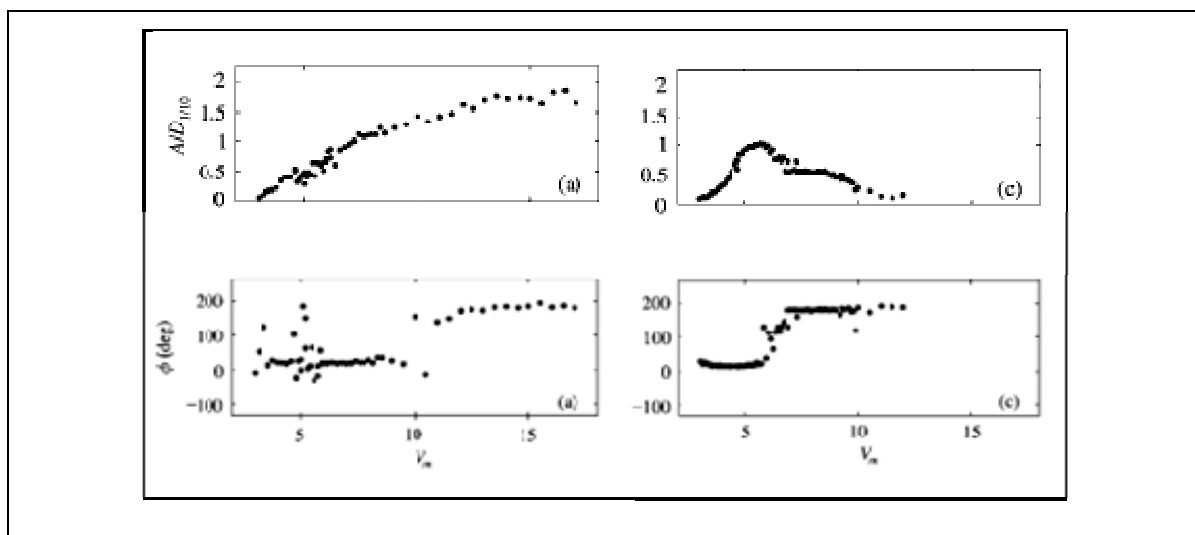


Figura 4.34: Curvas de amplitude reduzida e ângulo de fase para (esquerda) um cilindro oscilando à jusante de um cilindro fixo ($S/D = 4,75$); e (direita) um cilindro isolado oscilando. Adaptado de Hover & Triantafyllou (2001).

As curvas de Hover & Triantafyllou (2001) podem ser observadas na Figura 4.34. Os autores também comparam seus resultados para cilindros alinhados (coluna da esquerda) com as oscilações de um cilindro isolado (direita). As informações sobre o ângulo de fase serão utilizadas na análise da próxima seção.

Finalmente, a Figura 4.35 compara as curvas de amplitude e frequência reduzidas para um mesmo espaçamento $S/D = 3,0$ entre os três valores de parâmetro de massa apresentados neste texto. Assim como ocorre para as oscilações de um cilindro isolado, a redução do parâmetro de massa implica em maiores amplitudes. Um estudo paramétrico deste efeito não foi realizado neste trabalho, mas facilmente percebe-se que a curva de amplitude para $m^* = 0,9$ tem o mesmo comportamento das outras duas curvas, porém deslocada para um patamar superior de amplitudes.

O comportamento da curva de frequência dominante de oscilação não apresenta alterações significativas que dependam do parâmetro de massa. Para o espaçamento $S/D = 3,0$ as curvas descrevem três etapas bem definidas: a primeira com oscilação igual à frequência natural, a segunda com um paralelismo com a reta $St = 0,2$; e a terceira com

um patamar de captura com frequência superior à natural. As notáveis diferenças entre as curvas de frequência de oscilação estão relacionadas ao espaçamento entre os cilindros e não ao parâmetro de massa.

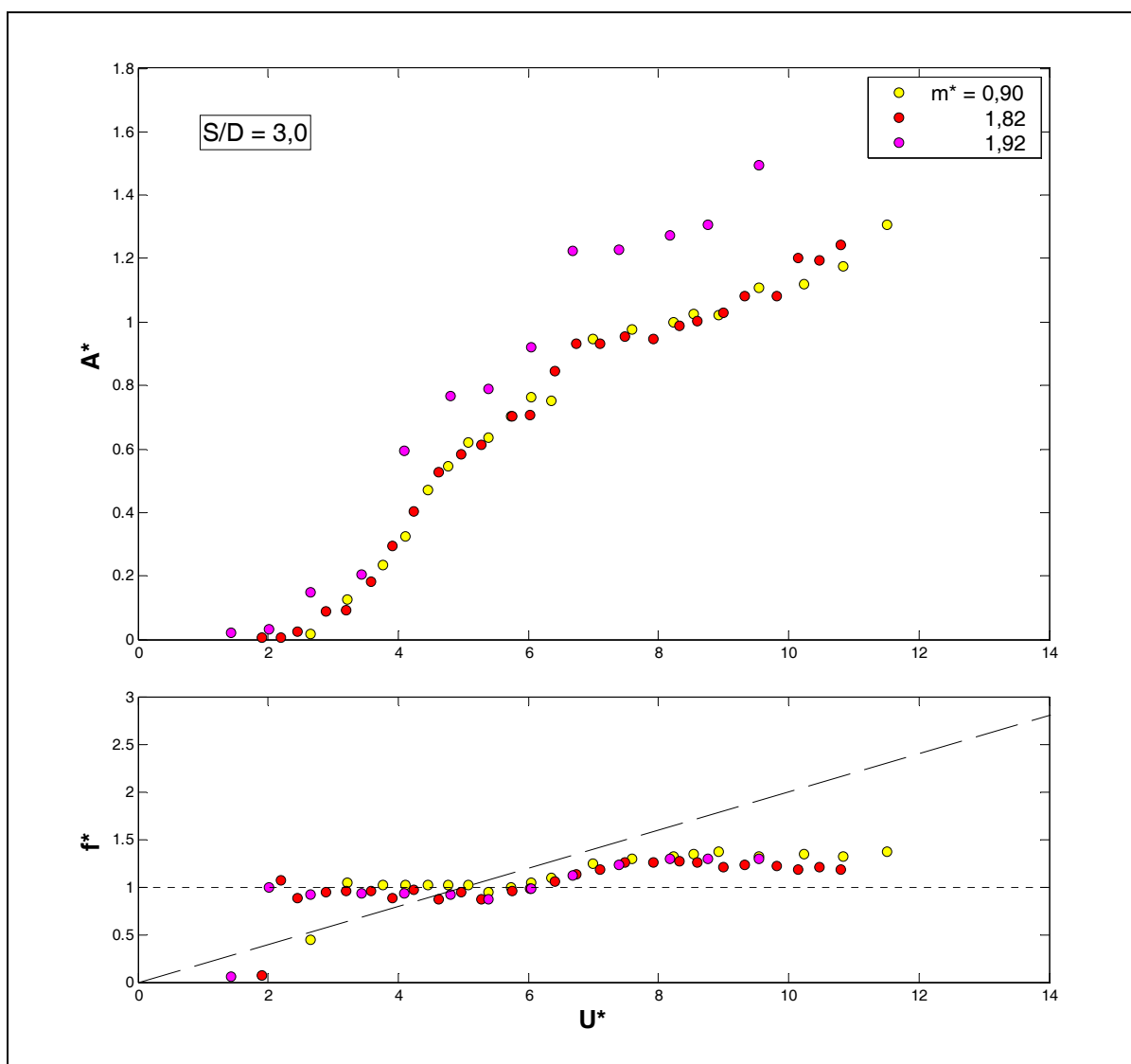


Figura 4.35: Comparação entre as curvas de amplitude e frequência parametrizadas pela massa reduzida. Cilindro oscilando à jusante de um cilindro fixo.

Conclusão desta seção

Nestes primeiros ensaios de interferência entre dois cilindros, verificamos que o comportamento típico de um cilindro oscilando à jusante de outro fixo é claramente distinto da resposta dinâmica de um cilindro isolado. As curvas de amplitude mostraram pouca diferença à medida que os cilindros são afastados. De igual modo, as amplitudes não variaram significativamente para as duas ordens de parâmetros de massa analisados. De um modo geral, identificamos três tendências nas resposta de amplitude: primeiramente a

curva cresce em um ramo inicial; em seguida, inverte sua curvatura para baixo próximo da região ressonância; e, por fim, assume uma tendência crescente com curvatura para cima quando a frequência de oscilação aumenta seu desvio da reta de $St = 0,2$.

Observando a curva de frequência reduzida para as velocidades onde a amplitude volta a crescer, verificamos que a faixa de sincronização ainda não acabou até o final destes experimentos, isto é, a frequência de oscilação ainda registra um patamar afastado de $St = 0,2$, mostrando uma provável captura da frequência de emissão de vórtices pela frequência de oscilação. Este comportamento é típico dos fenômenos de VIV, de modo que não podemos descartar a presença desta excitação nestes casos.

4.4. Análise: Par alinhado: jusante oscilando $m^* \approx 2$

Esta seção apresenta a análise detalhada da resposta dinâmica de um cilindro oscilando à jusante de um outro cilindro fixo. Dos casos apresentados na seção anterior, esta aborda apenas os arranjos com parâmetro de massa intermediário $m^* \approx 2,0$.

Amplitude instantânea

A primeira análise comparativa diz respeito à amplitude instantânea de oscilação. Como apresentado para um cilindro isolado, as séries temporais experimentais apresentam variações no envelope de amplitudes ao longo do tempo. Estas variações podem indicar regimes bem-comportados, instabilidades caóticas, fenômenos periódicos ou regiões de transição entre ramos de resposta.

A Figura 4.36 apresenta as curvas de amplitude para três valores de espaçamento com $m^* = 1,82$. Os critérios “10% max”, “10% min” e “RMS” foram definidos anteriormente na seção relativa à um cilindro isolado. As variações na amplitude máxima instantânea, calculadas pela transformada de Hilbert, revelam uma região de transição na vizinhança de $U^* \approx 5,76$, onde há uma nítida alternância entre os dois patamares. Já para uma velocidade um pouco superior, exemplificada pela série temporal de $U^* = 5,76$, verifica-se um comportamento bem definido, com uma amplitude máxima de oscilação estável. Para velocidades superiores, as instabilidades no sistema aumentam causando grandes variações no envelope, como mostrado na série de $U^* = 10,80$.

Estas variações podem ser identificadas pela diferença entre os pontos nas curvas de picos máximos “10% max” e seus correspondentes nas curvas de amplitudes mínimas “10% min”. Observa-se que os pontos de $S/D = 4,0$ apresentam maior diferença entre os picos máximos e mínimos do que os outros espaçamentos, especialmente dentro da faixa $5,0 < U^* < 8,0$. Isto indica que há uma maior alternância entre as amplitudes instantâneas evidenciando algum tipo de intermitência.

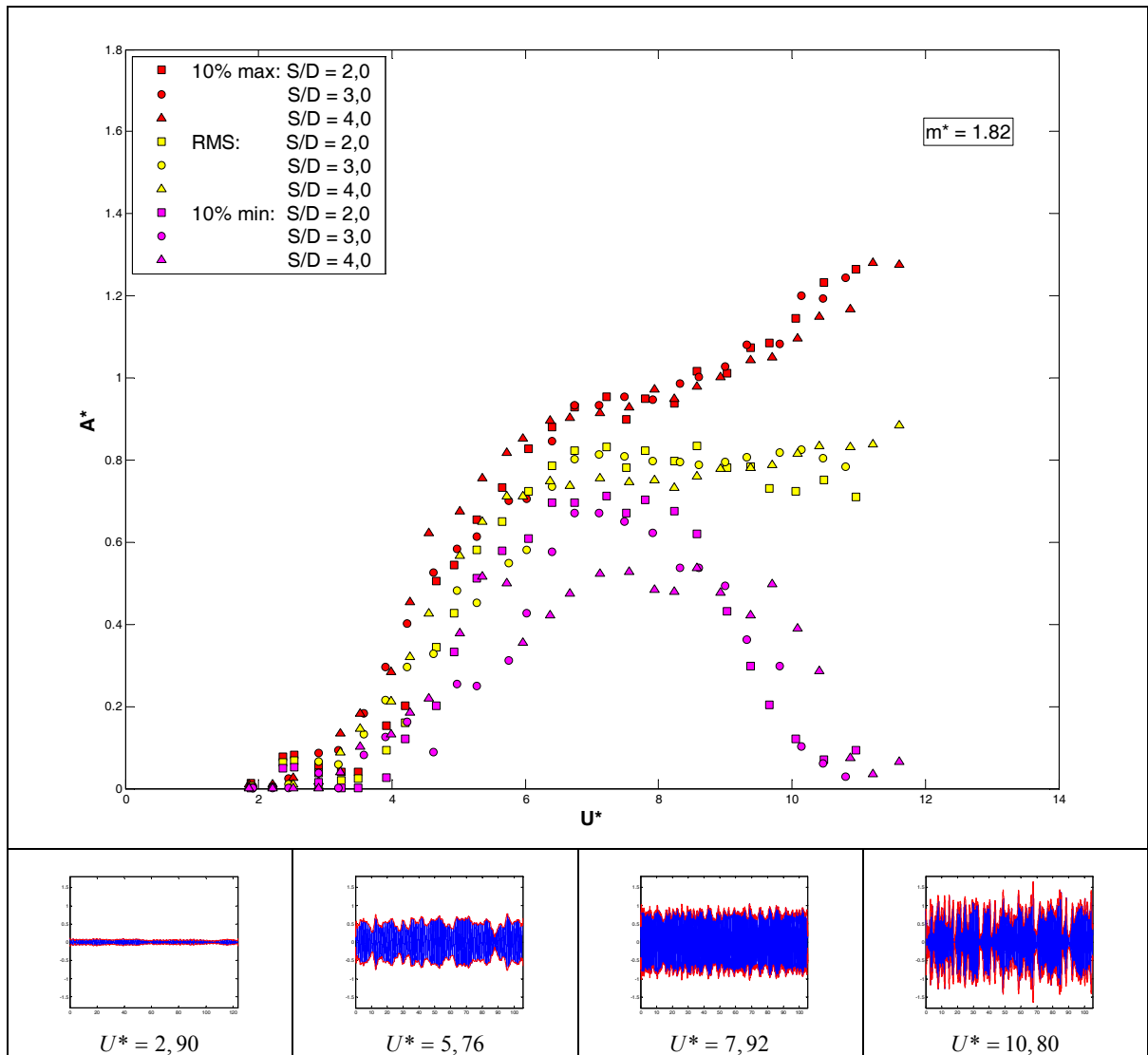


Figura 4.36: Séries temporais e amplitudes instantâneas para um cilindro oscilando à jusante de outro fixo. Critérios para amplitude máxima, média e mínima.

Esta diferença, que não ocorre para os espaçamentos menores que $S/D = 4,0$, é uma das evidências que existem dois tipos de comportamentos para a resposta de um cilindro oscilando na esteira de outro. O limite está em algum espaçamento crítico entre $3,0 < (S/D)_{cr} < 4,0$, onde acontece a inversão do arrasto e a formação de uma esteira de vórtices entre os dois cilindros. Assim, verificam-se uma curva característica para

espaçamentos menores que este valor crítico e uma outra resposta típica para espaçamentos maiores. É de se esperar que este espaçamento crítico varie com o número de Reynolds, uma vez que já foi mostrado que o comprimento de formação dos vórtices diminui à medida que Reynolds aumenta.

Identificação dos ramos de resposta

Na seção anterior foram identificados os três ramos de respostas para as oscilações de um cilindro isolado, os chamados: ramo inicial, ramo superior e ramo inferior. A priori, não é possível definir ramos de respostas apenas com os dados coletados neste trabalho, uma vez que as propriedades estruturais das bases limitaram a velocidade de ensaios. Desta forma, as curvas são interrompidas revelando apenas sua tendência para velocidades mais altas. O real comportamento ainda está oculto. Mesmo assim, ao final desta seção, será possível identificar os ramos aparentes dentro da faixa de velocidades obtida. A seguir, serão discutidos os três casos para espaçamentos 2,0; 3,0 e 4,0 diâmetros para um sistema de $m^* = 1,82$.

Amplitude, frequência e ângulo de fase para $S/D=2,0$

A Figura 4.37 apresenta as curvas de amplitude, ângulo de fase entre a força fluida e o deslocamento do cilindro e frequência dominante de oscilação em função da velocidade reduzida para um espaçamento $S/D = 2,0$. Inicialmente, a amplitude de oscilação tem um pequeno pico local centrado em $U^* \approx 2,5$ que se desenvolve para a faixa $2,0 < U^* < 3,5$. Esta pequena amplitude de oscilação pode estar relacionada às forças de excitação harmônica de fenômenos com frequências múltiplas da frequência natural do cilindro, uma vez que a frequência de resposta desta faixa coincide com a frequência natural do sistema. Mas, este pico local também pode ter sido excitado pelas pequenas flutuações na força de arrasto. De qualquer modo, as imagens da dinâmica da esteira capturadas com PIV indicam que não há formação de uma esteira entre os dois cilindros nesta faixa até $U^* \approx 4,0$.

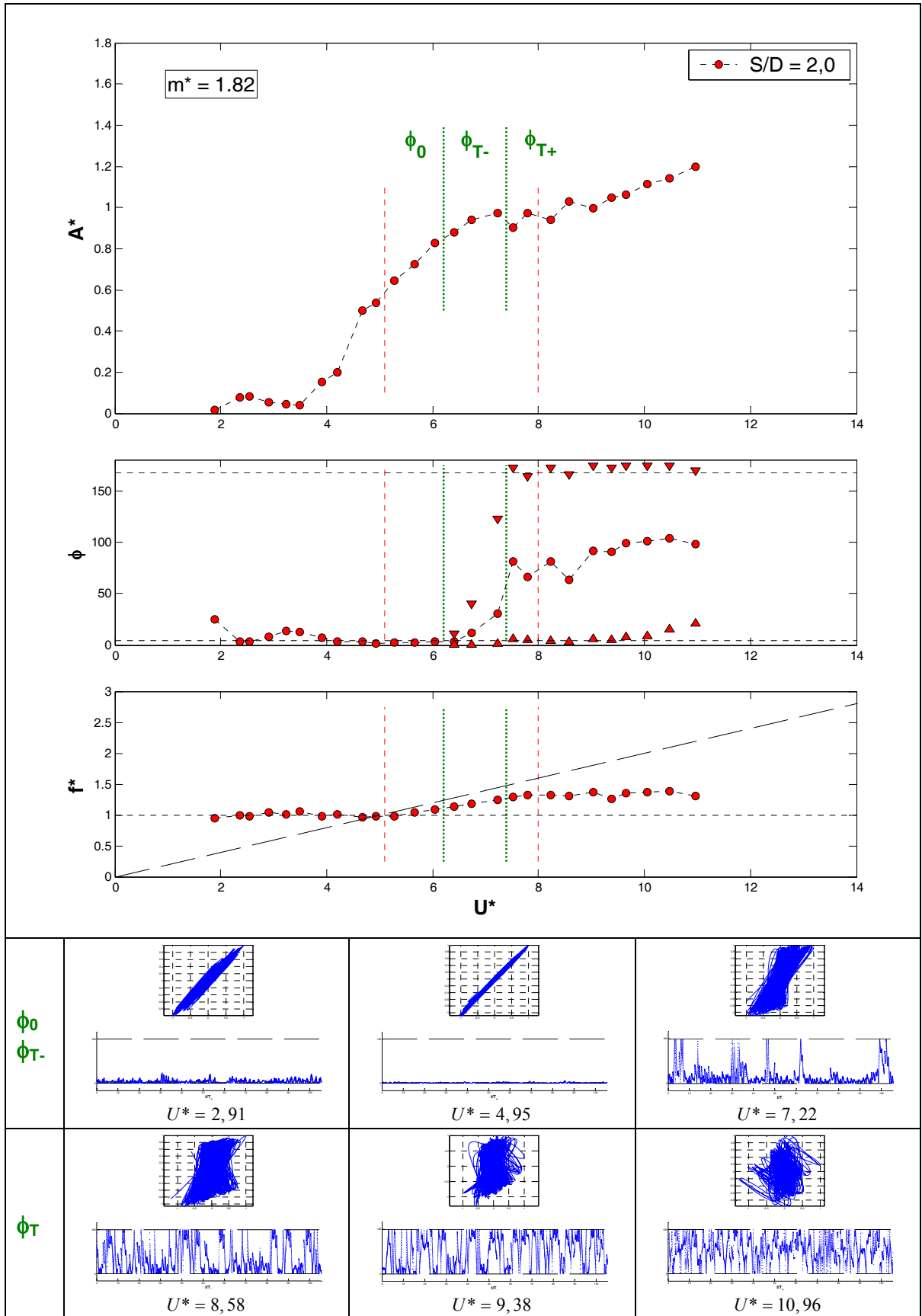


Figura 4.37: Curvas de amplitude, ângulo de fase e freqüência em função da velocidade. Figuras de Lissajous e ângulo de fase instantâneo. Cilindro oscilando à jusante de um cilindro fixo com $S/D=2,0$.

Porém, a partir de $U^* \approx 4,5$ a esteira que se forma entre os cilindros gera uma força de excitação fluida com a frequência de emissão de vórtices f_s , causando um salto na amplitude de oscilação que atinge $A^* \approx 0,5$. A curva de f^* cresce paralela à reta $St = 0,2$ até $U^* \approx 8,0$, trecho que está representado na Figura 4.37 entre as linhas tracejadas em vermelho. Nesta faixa, o cilindro está sujeito a duas frequências de excitação muito próximas, podendo até mesmo ser coincidentes: uma devido à sua própria emissão de vórtices e a outra oriunda na esteira do cilindro à montante.

O ângulo de fase entre o deslocamento do cilindro e a força fluida permanece nulo ao longo desta parte inicial da faixa de sincronismo. À medida que a velocidade aumenta, o cilindro ganha amplitude de movimento e sua frequência de emissão de vórtices é alterada, como no caso para um cilindro isolado. Para estas grandes amplitudes o ângulo de fase inicia sua transição para $\phi \approx 170^\circ$. Contudo, o cilindro ainda sofre a excitação da esteira gerada à montante, que tem modo 2S para um cilindro fixo. Quando o ângulo de fase $\phi = 180^\circ$ passa a predominar, a curva de frequência assume um patamar, se desviando da reta de $St = 0,2$.

As linhas verdes tracejadas indicam as faixas de transição do ângulo de fase. Durante toda a região de ϕ_0 verifica-se ângulo de fase predominantemente nulo. Agora, a região de transição foi dividida em duas partes: Em ϕ_{T-} ainda predomina a fase $\phi = 0^\circ$, mas já têm início algumas perturbações, como pode ser visto no exemplo de fases para $U^* = 7,22$. Já na região ϕ_T existe uma alternância entre os valores de fase atingindo alguns ciclos com $\phi = 180^\circ$, que tendem a predominar ao longo da faixa estudada. Entretanto, a completa transição para $\phi = 180^\circ$ não foi verificada neste trabalho. Hover & Triantafyllou (2001) observaram uma transição completa para 180° somente a partir de $U^* \approx 12$ para o espaçamento $S/D = 4,75$, como pode ser visto na Figura 4.34.

Como esta transição pode estar relacionada com a concorrência entre as excitações dos modos 2S à montante e 2P à jusante, é de se esperar que um salto completo para $\phi = 180^\circ$ ocorra ainda mais tarde para $S/D = 2,0$, onde a magnitude das forças de excitação do cilindro à montante está mais intensa por conta da proximidade e pouca dissipação. Assim, a faixa de transição no ângulo de fase que se inicia em $U^* \approx 6,2$ perdura para toda a faixa de velocidade analisada neste experimento, como pode ser visto

nos diagramas de fase e nas curvas de Lissajous para os exemplos mostrados em Figura 4.37.

Logo após o início da transição em $U^* \approx 6,2$ a amplitude volta a crescer monotonicamente. Este comportamento foi descrito como uma “resposta típica do fenômeno de galloping”. A verificação desta afirmação é o objeto deste estudo.

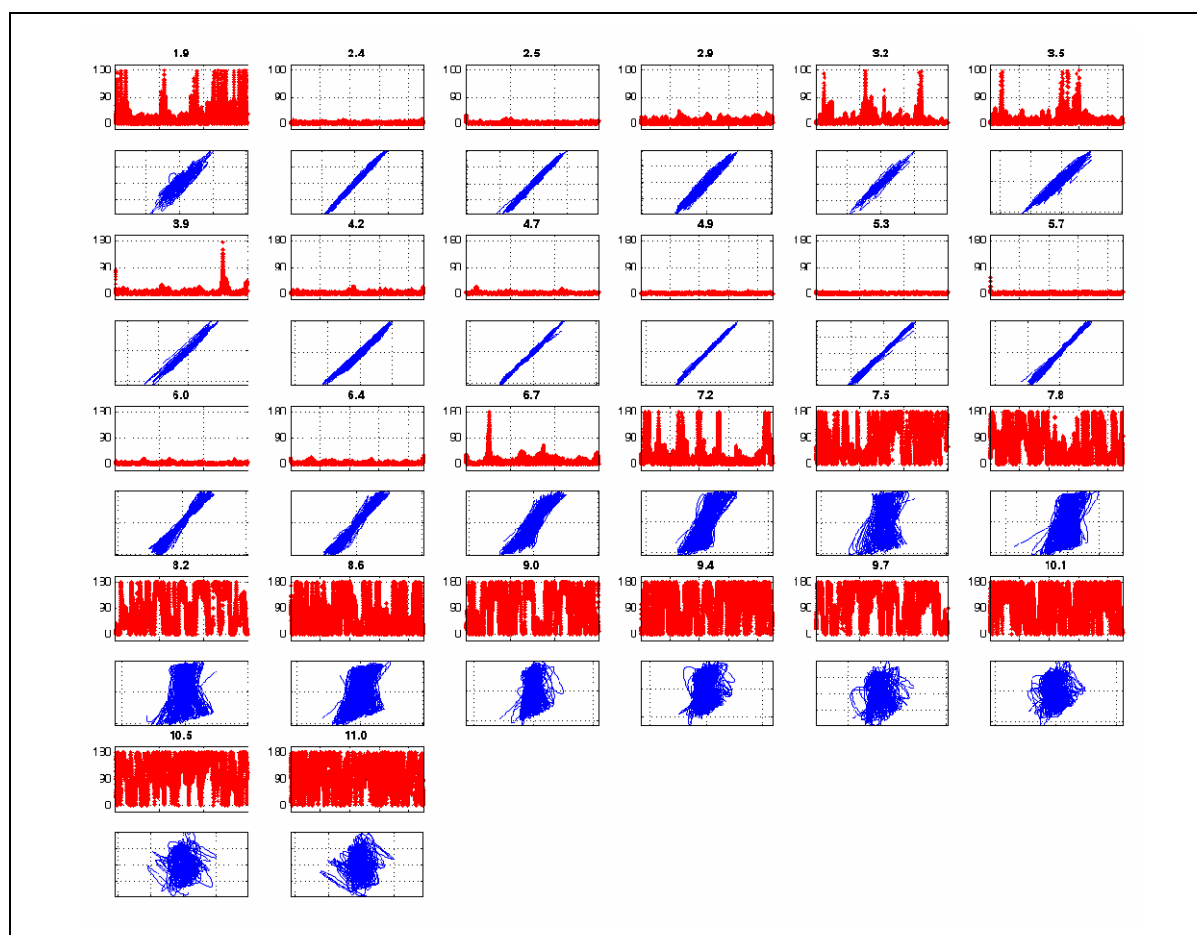


Figura 4.38: Ângulo de fase instantâneo e figuras de Lissajous para a série completa de velocidades. Cilindro oscilando à jusante de outro fixo com espaçamento $S/D=2,0$.

Por fim, a Figura 4.37 apresenta apenas alguns exemplos de figuras de Lissajous e ângulo de fase instantâneo que auxiliam na compreensão do fenômeno de transição. As demais curvas para a série completa de velocidades reduzidas estão apresentadas na Figura 4.38 e mostram que a região de transição se estende até o final da faixa de velocidades analisada.

Dinâmica da esteira para $S/D=2,0$

As próximas quatro figuras ilustram o comportamento da esteira na região entre os cilindros para um regime de interferência com espaçamento $S/D = 2,0$. Assim como nas imagens de um cilindro isolado, estas foram coletadas durante o movimento transversal livre do cilindro à jusante. Os instantes das vinte capturas de imagens estão destacados na série temporal no topo de cada figura. Os valores de Reynolds, velocidade e amplitude reduzidas são apresentados abaixo de cada conjunto.

Na Figura 4.39, para $U^* = 3,8$, verifica-se que as camadas cisalhantes desprendidas do primeiro cilindro se readerem ao cilindro à jusante, formando apenas uma esteira desenvolvida após os dois. As pequenas oscilações ainda não permitem a formação de uma esteira entre eles, de modo que o regime observado assemelha-se ao tipo C, segundo a nomenclatura de Igarashi (1981).

Com o aumento da velocidade para $U^* = 5,9$, o cilindro à jusante amplifica seus movimentos, permitindo maior interação entre as camadas, como observado nas capturas da Figura 4.40. Percebe-se o início da formação de um vórtice entre os cilindros, mas este atinge o segundo cilindro próximo da região de desprendimento.

Para uma velocidade de $U^* = 7,7$, na Figura 4.41, a formação de uma esteira entre os cilindros é mais evidente. As camadas cisalhantes já conseguem se enrolar entre os cilindros, especialmente quando o cilindro à jusante está na sua posição mais deslocada da linha de centro. Assim, pode-se observar a formação de uma forte estrutura de vorticidade oposta ao deslocamento do cilindro quando este se encontra na sua posição de maior amplitude. Como o vórtice é uma região de baixa pressão no escoamento, esta estrutura impõe uma força que tende a trazer o cilindro para linha de centro. Este fenômeno pode ser observado nas capturas 4, 8, 9 e 15 da Figura 4.41.

De modo análogo, para $U^* = 9,6$, a Figura 4.42 também apresenta grandes estruturas de vórtices impondo força de restauração no cilindro quando este está no pico de amplitude. As capturas 9 e 10 ilustram o fenômeno para esta velocidade. Nesta faixa, a amplitude de oscilação é ainda maior, de modo que o enrolamento das camadas cisalhantes formando vórtices bem definidos é verificado quando o cilindro está na posição oposta ao desprendimento. Convém ressaltar que todos estes quatro casos descritos acima sofrem influência do número de Reynolds, que tende a encurtar o comprimento de formação.

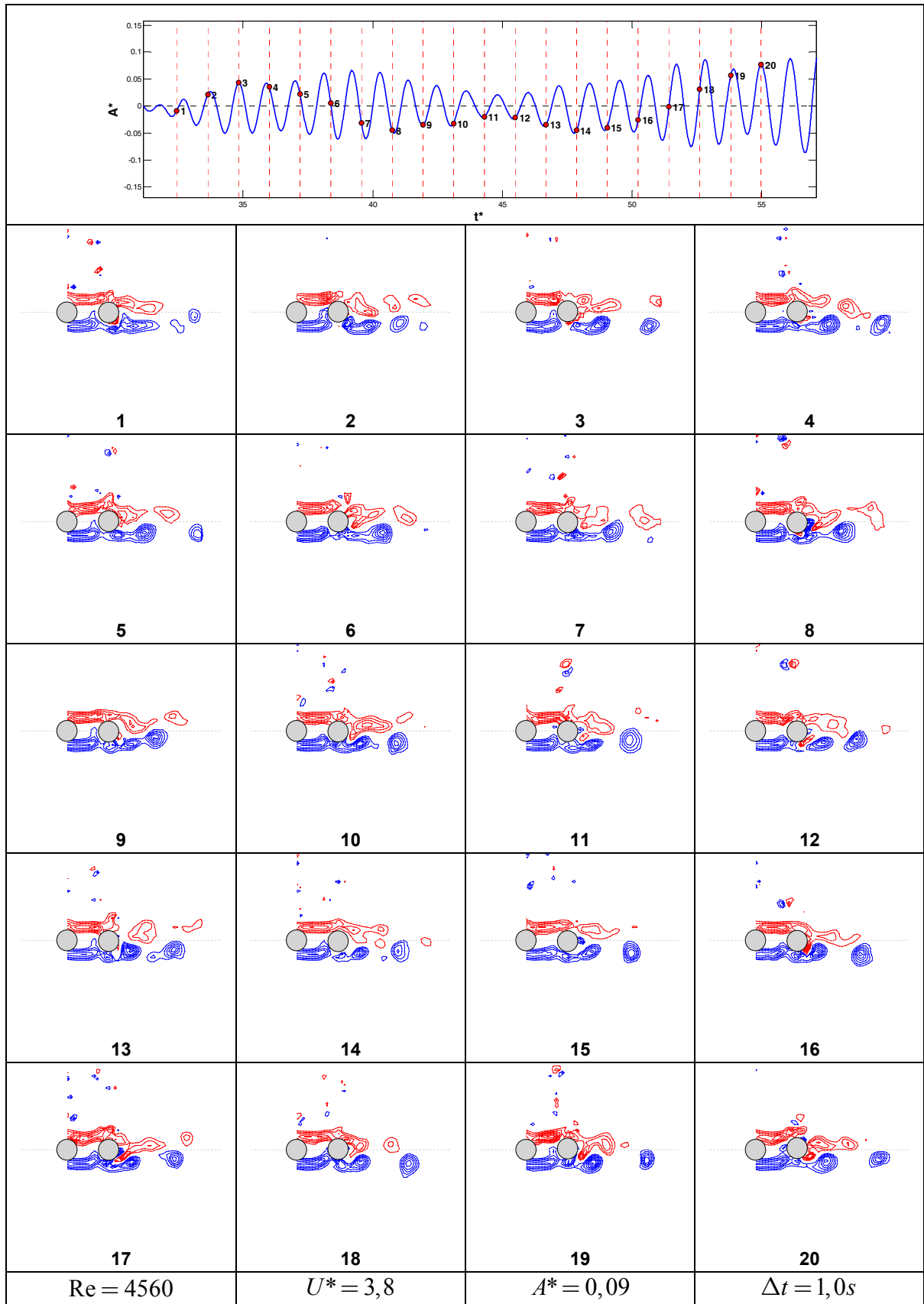


Figura 4.39: Dinâmica da esteira. Cilindro à jusante oscilando. $S/D = 2,0$.

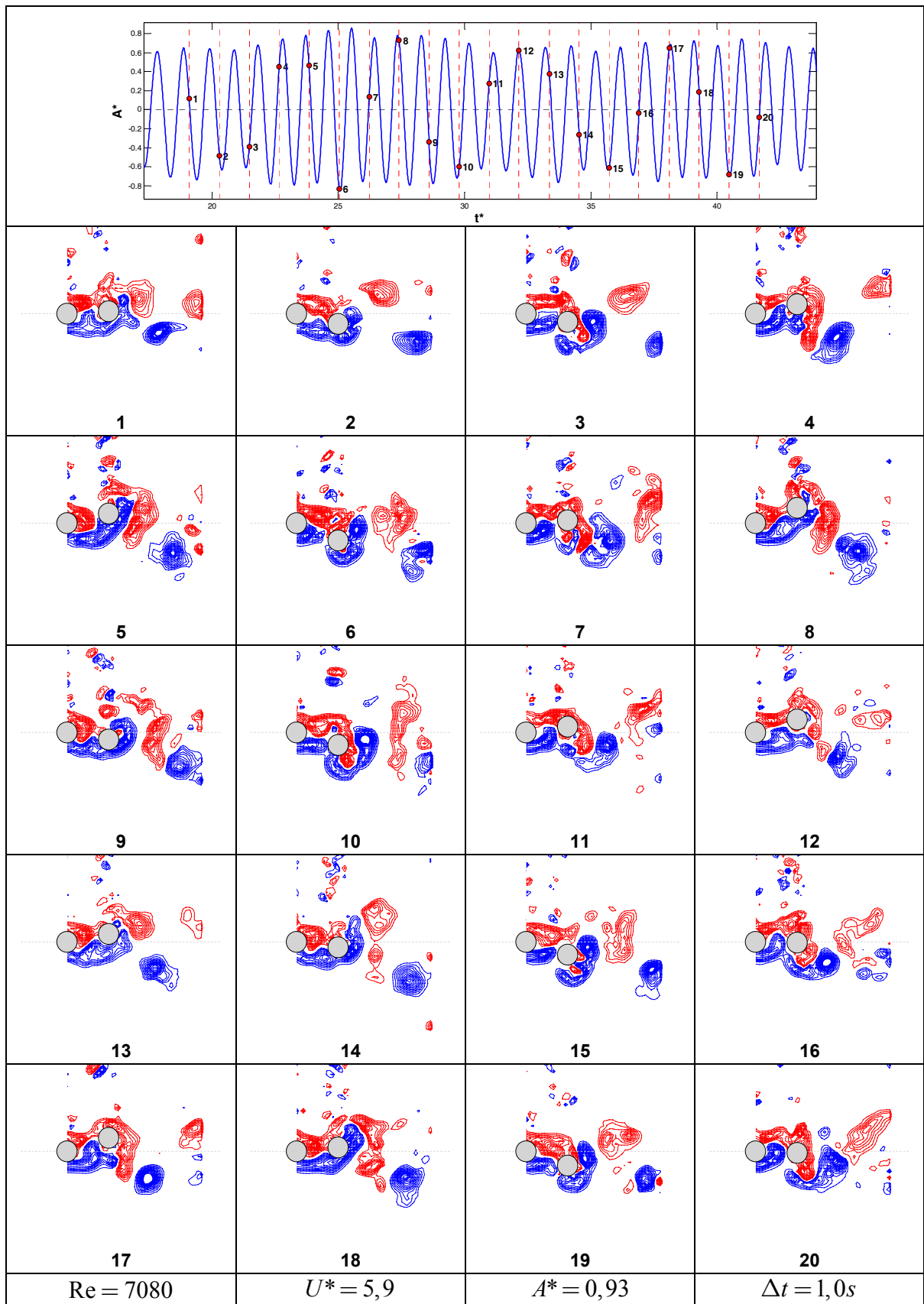


Figura 4.40: Dinâmica da esteira. Cilindro à jusante oscilando. $S/D = 2,0$.

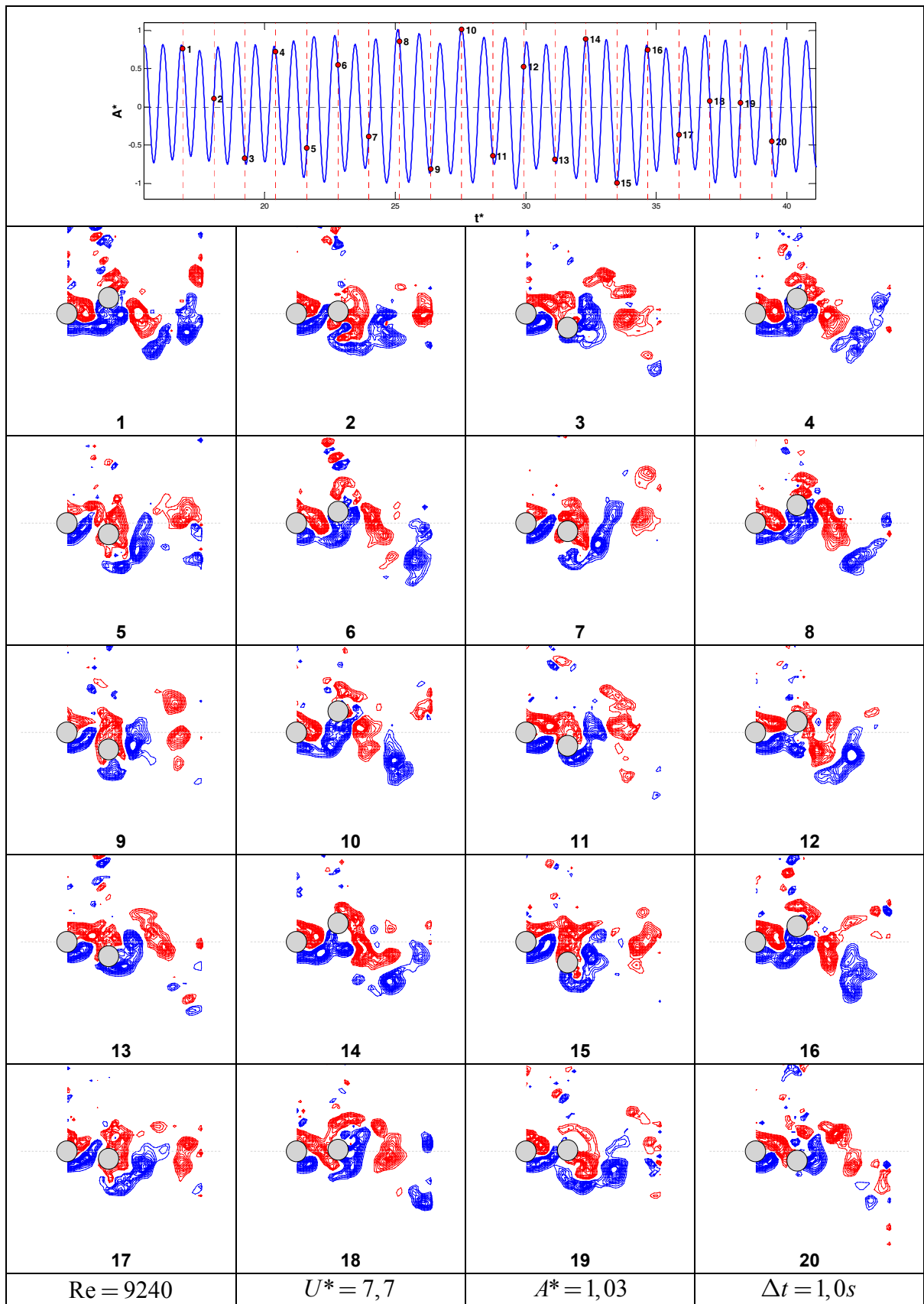


Figura 4.41: Dinâmica da esteira. Cilindro à jusante oscilando. $S/D = 2,0$.

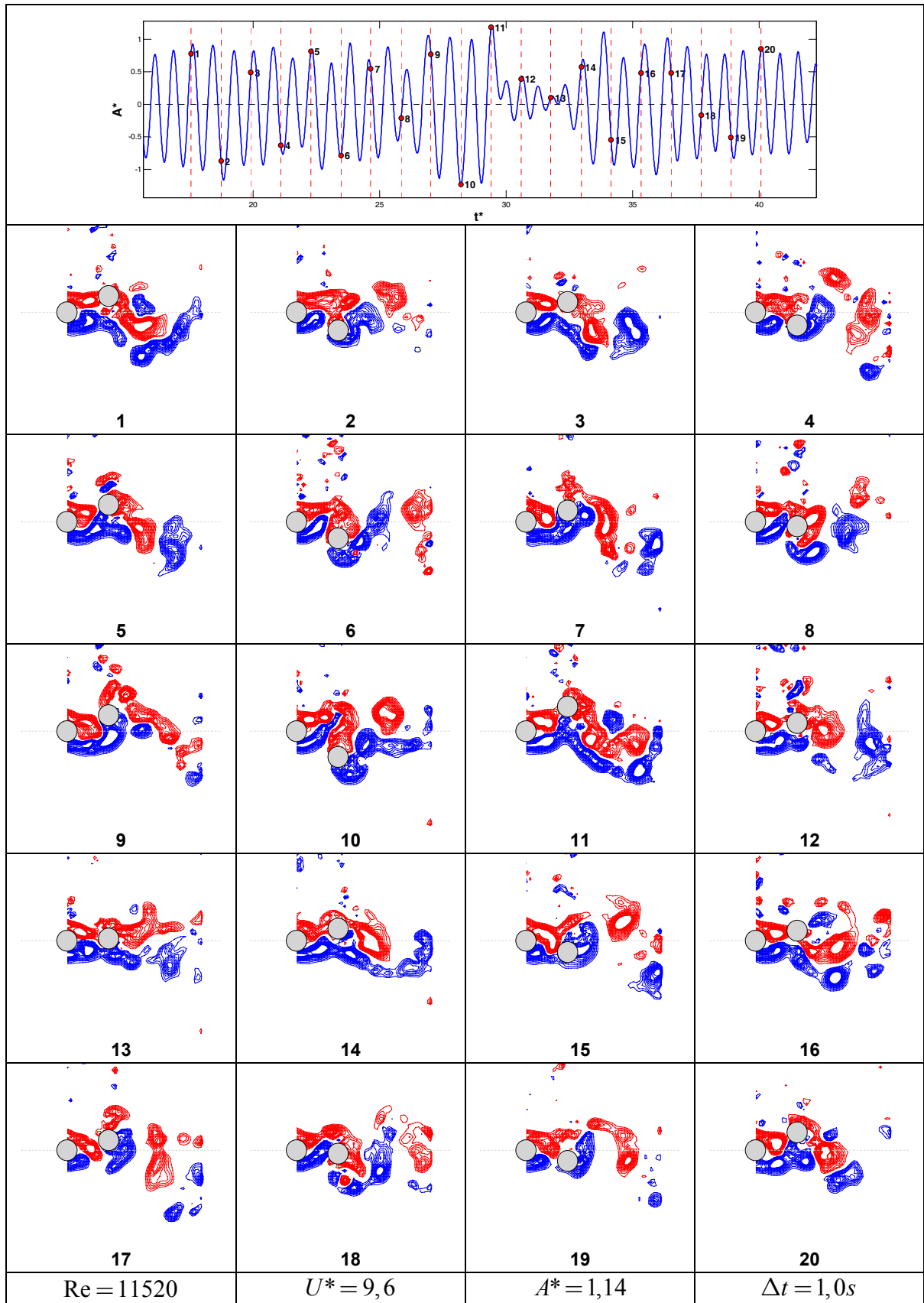


Figura 4.42: Dinâmica da esteira. Cilindro à jusante oscilando. $S/D = 2,0$.

Amplitude, frequência e ângulo de fase para $S/D=3,0$

Por sua vez, a Figura 4.43 apresenta as curvas de amplitude, ângulo de fase entre a força fluida e o deslocamento do cilindro e frequência dominante de oscilação em função da velocidade reduzida para um espaçamento $S/D = 3,0$. Diferentemente do espaçamento $S/D = 2,0$, a curva de amplitude não apresenta um pico local para baixas velocidades. A partir de $U^* \approx 2,1$ as oscilações iniciam uma rampa de crescimento até atingir uma amplitude de $A^* \approx 1,0$ para $U^* \approx 7,6$. Dentro desta faixa, percebe-se que há um trecho de paralelismo entre a frequência dominante de oscilação e a reta $St = 0,2$. Esta faixa tem início por volta de $U^* \approx 3,5$ e perdura até $U^* \approx 7,6$, demarcada pelas linhas tracejadas em vermelho nos gráficos.

Percebe-se também uma mudança de comportamento na curva quando tem início a transição de ângulo de fase. Até $U^* \approx 6,2$, antes da linha traceja em verde que representa a região ϕ_0 , o ângulo de fase é constante $\phi = 0^\circ$. Após esta velocidade, tem início a região denominada ϕ_{T-} , onde algumas transições começam a aparecer. Os saltos aumentam até $U^* \approx 7,2$ quando uma alternância entre ciclos de $\phi = 0^\circ$ e $\phi = 180^\circ$ é identificada. A partir daí, tem início a região ϕ_T , que perdura com alternância entre as fases até o limite deste ensaio. As transições de fase são exemplificadas pelos diagramas de fase e curvas de Lissajous apresentadas.

Como observado também para $S/D = 2,0$, a amplitude de oscilação toma um outro comportamento voltando a crescer quando a frequência dominante de oscilação se desvia da reta de $St = 0,2$, assumindo um patamar ao redor de $f^* \approx 1,3$. Novamente, este desvio mostra algum tipo de captura da frequência f_s pela frequência de oscilação do sistema. Mas, não é possível determinar seu comportamento para velocidades superiores, nem mesmo um valor limite para a amplitude, devido às limitações do experimento.

Por fim, a Figura 4.43 apresenta apenas alguns exemplos de figuras de Lissajous e ângulo de fase instantâneo que auxiliam na compreensão do fenômeno de transição. As demais curvas para a série completa de velocidades reduzidas estão apresentadas na Figura 4.44 e mostram que a região de transição se estende até o final da faixa de velocidades analisada.

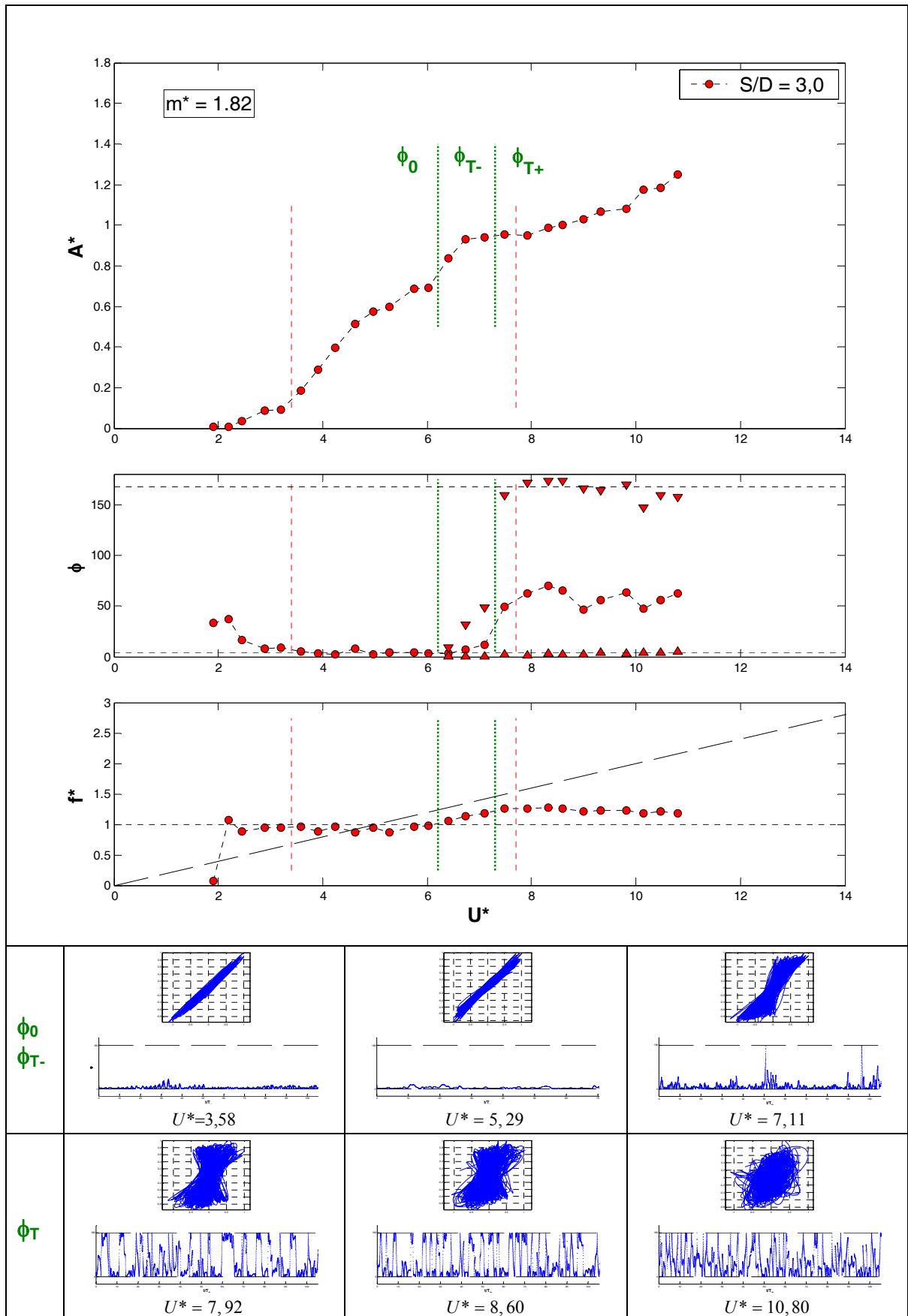


Figura 4.43: Curvas de amplitude, ângulo de fase e frequência em função da velocidade. Figuras de Lissajous e ângulo de fase instantâneo. Cilindro oscilando à jusante de um cilindro fixo com $S/D=3,0$.

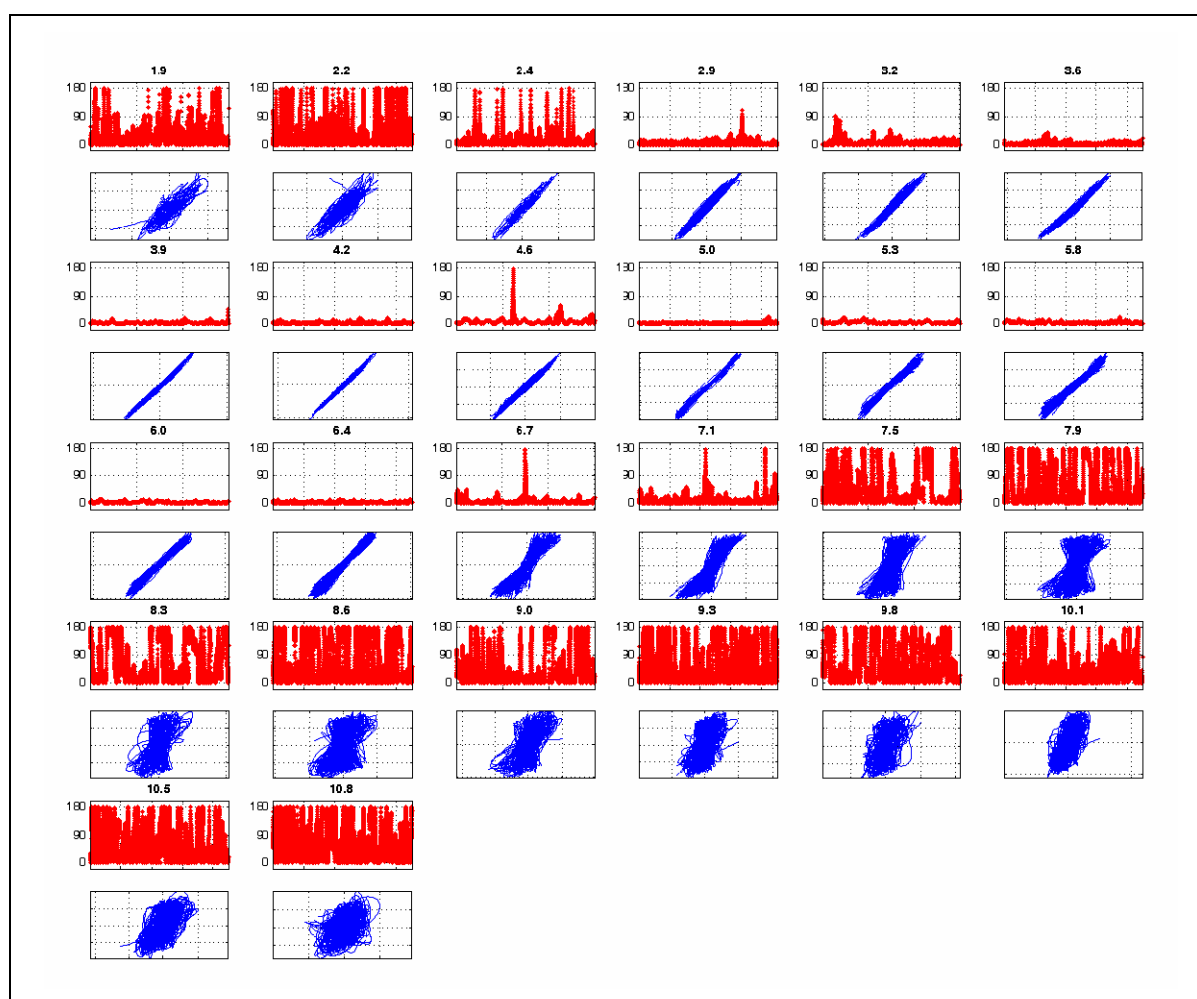


Figura 4.44: Ângulo de fase instantâneo e figuras de Lissajous para a série completa de velocidades. Cilindro oscilando à jusante de outro fixo com espaçamento $S/D=3,0$.

Dinâmica da esteira para $S/D=3,0$

Seguindo o mesmo padrão do caso anterior, as próximas quatro figuras ilustram o comportamento da esteira na região entre os cilindros, para um regime de interferência com espaçamento $S/D=3,0$. As imagens foram coletadas durante o movimento transversal livre do cilindro à jusante e os instantes das vinte capturas estão destacados na série temporal no topo de cada figura. Os valores de Reynolds, velocidade e amplitude reduzidas são apresentados abaixo de cada conjunto.

A Figura 4.45, onde $U^*=3,9$ apresenta um regime de interferência mais próximo do padrão E de Igarashi (1981). As capturas 8, 10, 18 e 20 mostram com clareza quando as camadas cisalhantes começam a se interagir imediatamente antes do segundo cilindro. As pequenas amplitudes de oscilação ainda não permitem que os vórtices se definam entre os cilindros.

Já na Figura 4.46, para $U^* = 5,6$, as amplitudes são maiores e permitem que algumas estruturas de vórtices se desenvolvam antes do segundo cilindro, principalmente quando este está em sua posição mais deslocada. As capturas 10, 11, 16 e 17 mostram um fenômeno interessante (que será detalhado mais adiante): o vórtice mais intenso (região de baixa pressão) encontra-se impondo uma força que amplifica o movimento do corpo próximo da posição de máxima amplitude, isto é, pode-se dizer que o vórtice impõe uma força em fase com o deslocamento. Este fenômeno coincide com a região onde uma fase $\phi = 0^\circ$ predomina, como visto na Figura 4.43.

O mesmo fenômeno é observado agindo de maneira contrária quando o ângulo de fase predominante passa para $\phi = 180^\circ$. As capturas 11, 12, 13 e 14 da Figura 4.47 mostram que vórtices fortes impõem força restauradora ao corpo nas posições de pico, isto é, força em antifase com o movimento. Para esta velocidade $U^* = 7,9$ os vórtices conseguem se formar entre os dois cilindros.

Por fim, na Figura 4.48, o mesmo comportamento é verificado para uma velocidade $U^* = 10,3$, exemplificado nas capturas 9 e 20. Mais uma vez deve-se destacar que o número de Reynolds também tem efeito sobre a formação de uma esteira desenvolvida entre os cilindros (como será discutido adiante).

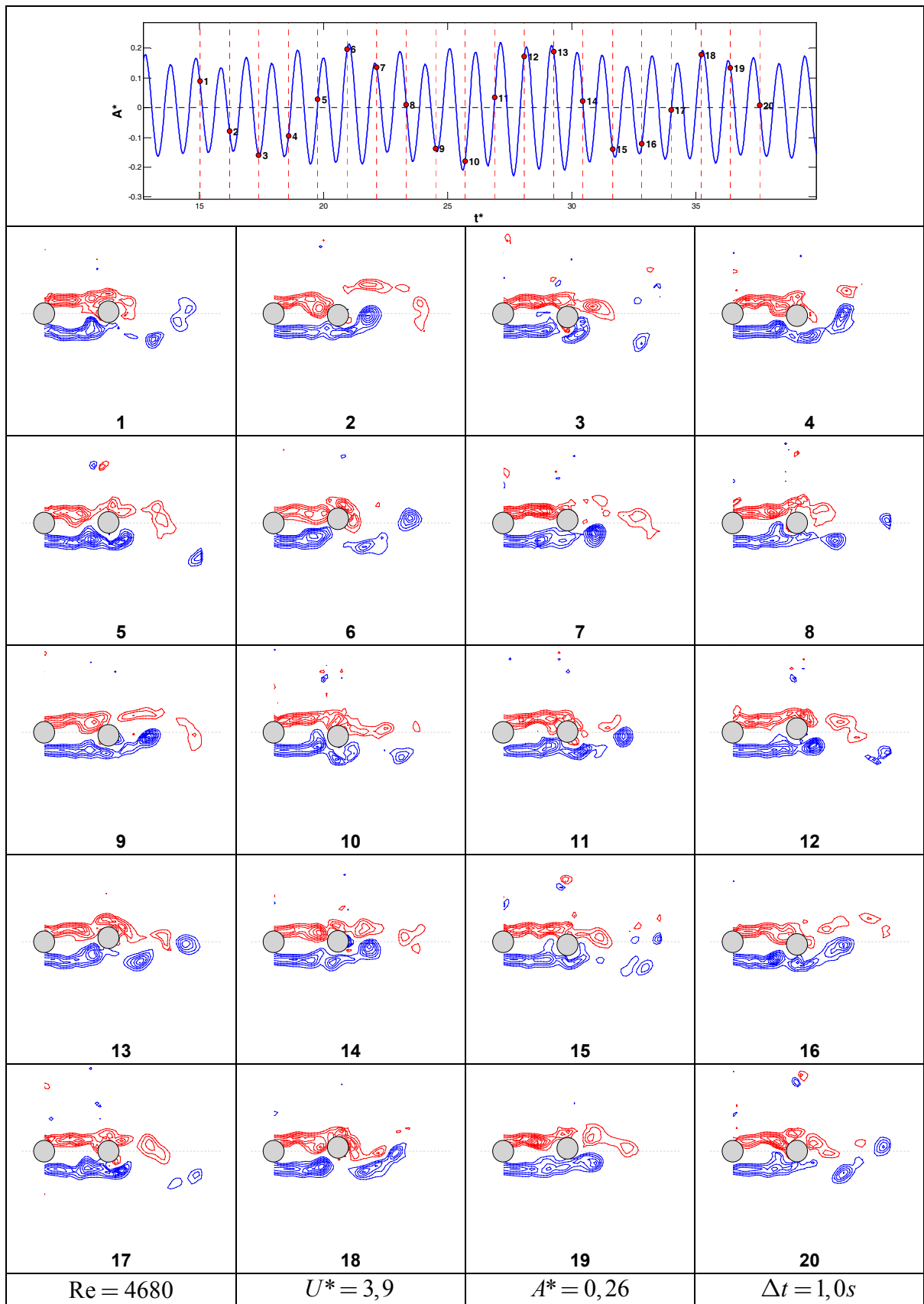


Figura 4.45: Dinâmica da esteira. Cilindro à jusante oscilando. $S/D = 3,0$.

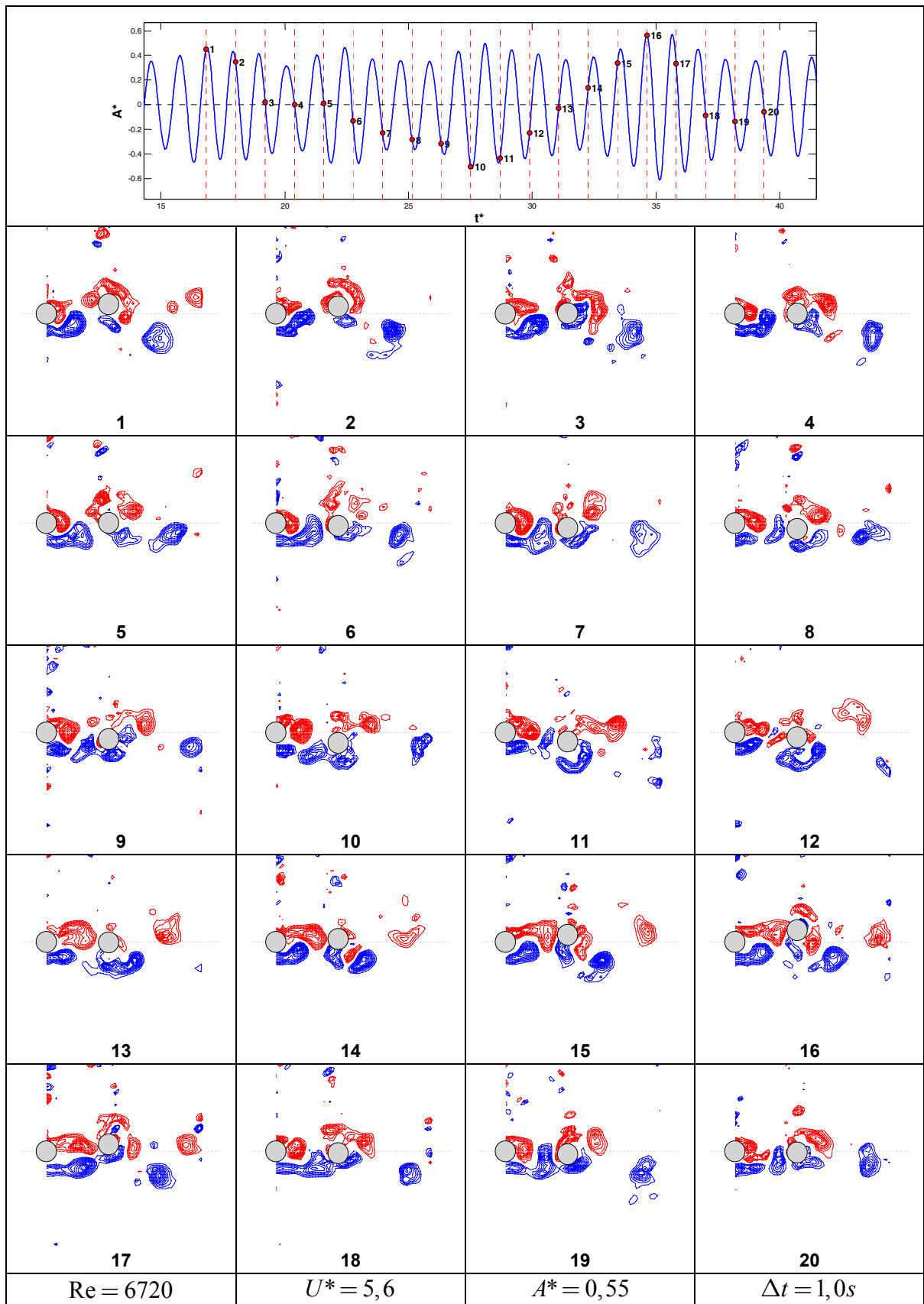


Figura 4.46: Dinâmica da esteira. Cilindro à jusante oscilando. $S/D = 3,0$.

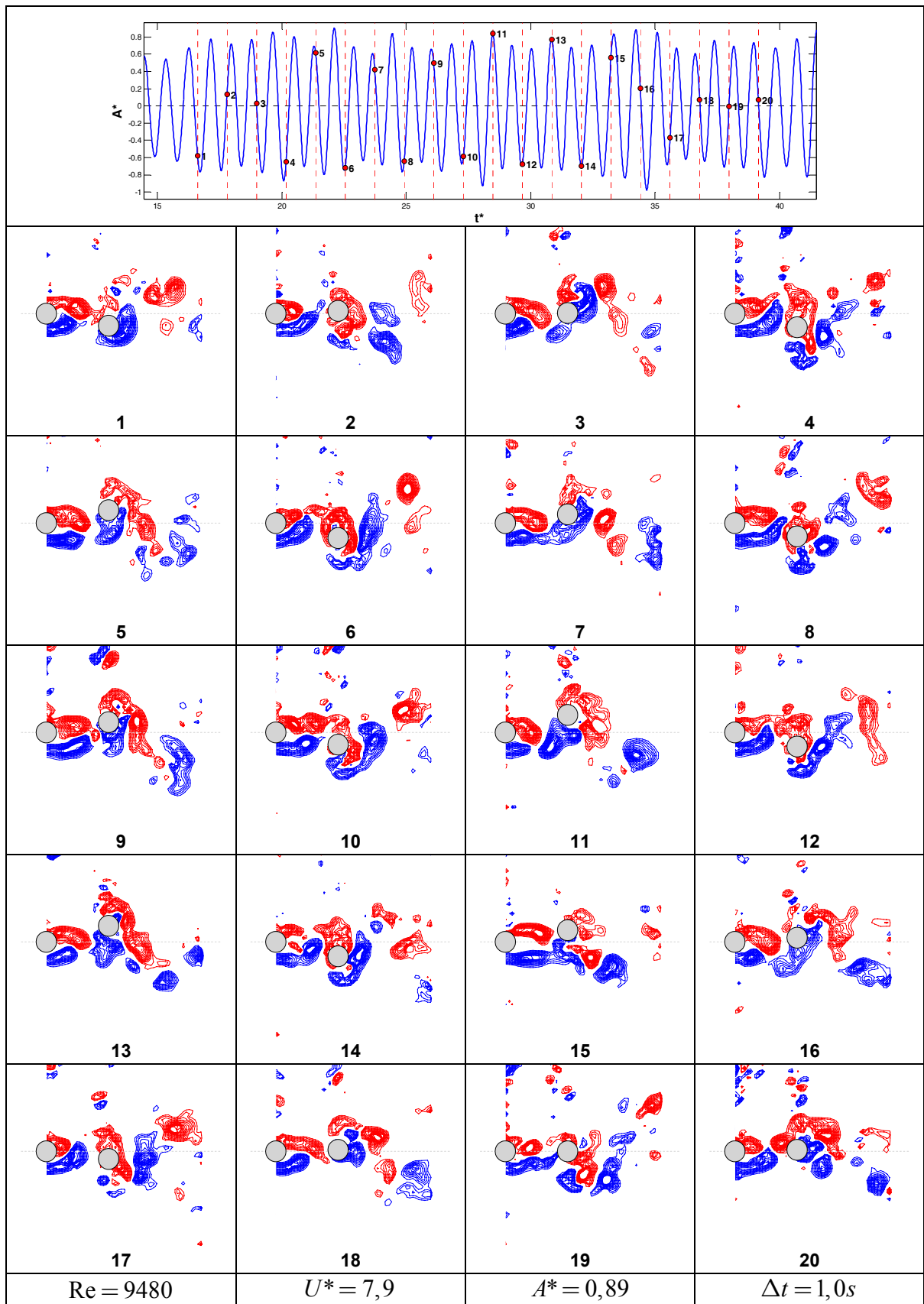


Figura 4.47: Dinâmica da esteira. Cilindro à jusante oscilando. $S/D = 3,0$.

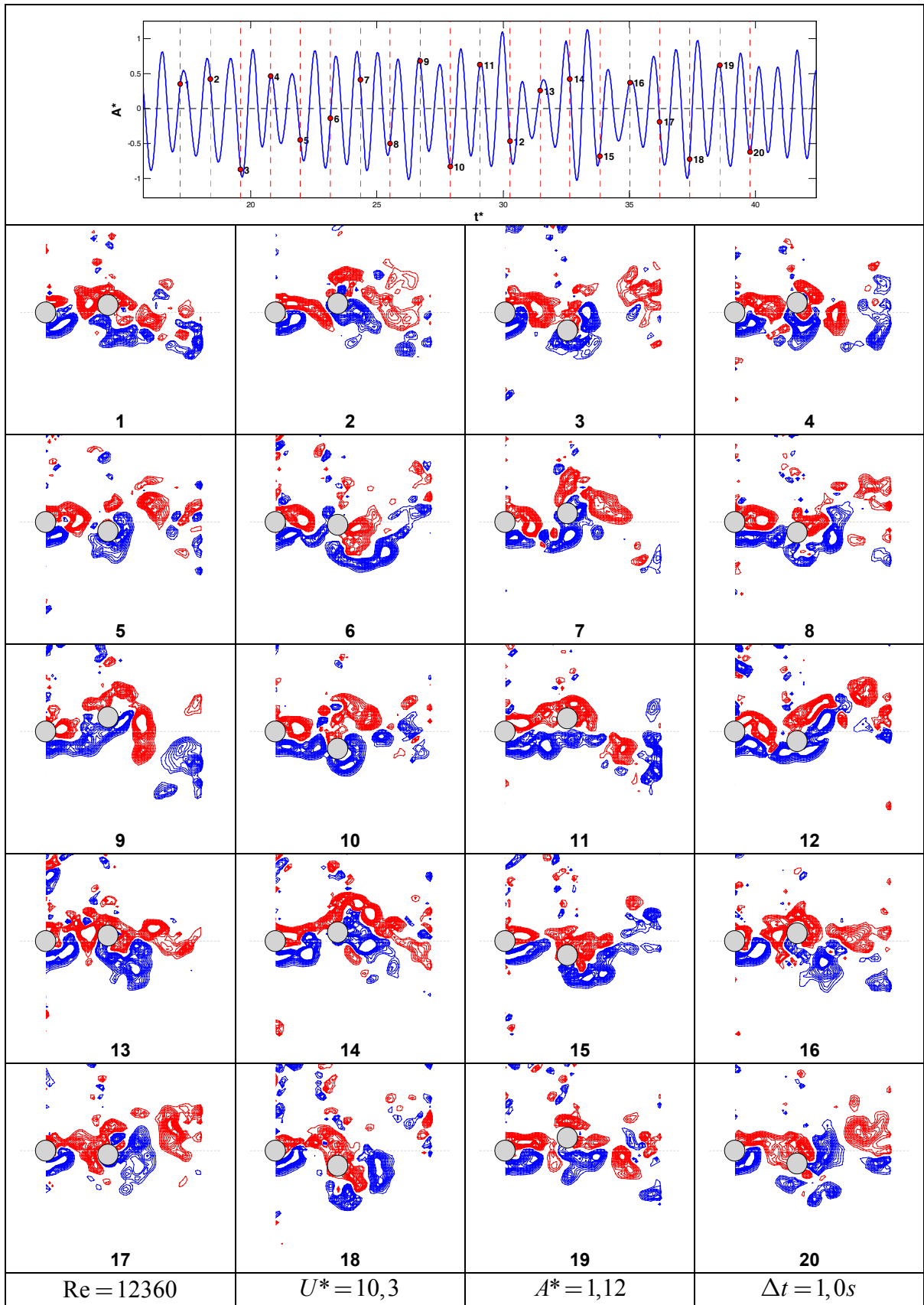


Figura 4.48: Dinâmica da esteira. Cilindro à jusante oscilando. $S/D = 3,0$.

Amplitude, frequência e ângulo de fase para $S/D=4,0$

Na seqüência, a Figura 4.49 apresenta as curvas de amplitude, ângulo de fase entre a força fluida e o deslocamento do cilindro e frequência dominante de oscilação em função da velocidade reduzida para um espaçamento $S/D = 4,0$. Novamente, um pico local não é verificado para baixas velocidades. As oscilações começam com uma rampa ascendente por volta de $U^* \approx 3,0$ atingindo um valor de $A^* \approx 0,9$ para $U^* \approx 7,3$. O paralelismo da curva de f^* com a reta $St = 0,2$ é verificado desde o início desta faixa e perdura até $U^* \approx 7,3$. Como os cilindros estão mais espaçados, a formação da esteira entre eles é responsável pela antecipação da faixa de excitação. Após $U^* \approx 7,3$, tem início um novo comportamento da curva de amplitude que responde, novamente, com amplitudes crescentes até a máxima velocidade ensaiada. A frequência dominante de oscilação apresenta um desvio da reta de $St = 0,2$, mostrando que ainda existe uma faixa de sincronização e assumindo um patamar ao redor de $f^* \approx 1,2$.

Os diagramas de fases e as figuras de Lissajous exemplificam o comportamento do ângulo de fase para alguns pontos da resposta. Até $U^* \approx 6,0$, o ângulo de fase é predominantemente $\phi = 0^\circ$. Após esta velocidade, mas ainda dentro da faixa de paralelismo das frequências, tem início a região de transição ϕ_{T-} com alguns saltos no ângulo de fase se intensificando até $U^* \approx 11,0$. A partir daí, verifica-se a região de transição ϕ_T com alternância entre ciclos com $\phi = 0^\circ$ e outros com $\phi = 180^\circ$. Uma predominância de ângulo de fase em $\phi = 180^\circ$ não foi verificada para as velocidades ensaiadas.

Comparando-se estes dados com os obtidos para os espaçamentos menores apresentados anteriormente, verifica-se que a região de paralelismo de f^* com a reta $St = 0,2$ é ainda mais antecipada. A presença de uma esteira completamente desenvolvida entre os dois cilindros se forma para velocidades mais baixas quando o espaçamento é maior. Por outro lado, verifica-se que a faixa de transição ϕ_{T-} se estende por um regime muito maior que nos outros dois casos, ultrapassando os limites da região de sincronismo.

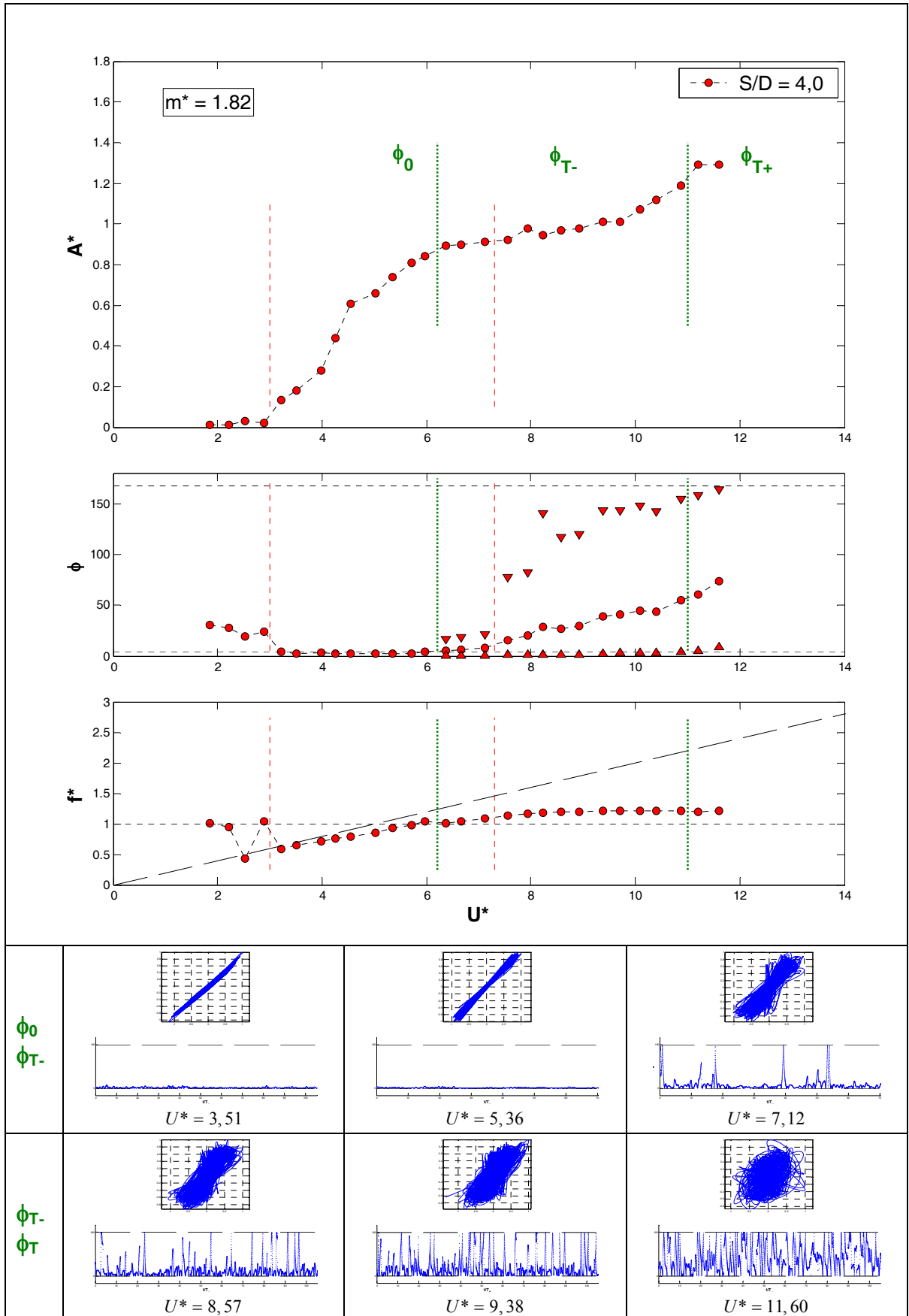


Figura 4.49: Curvas de amplitude, ângulo de fase e frequência em função da velocidade. Figuras de Lissajous e ângulo de fase instantâneo. Cilindro oscilando à jusante de um cilindro fixo com $S/D=4,0$.

Por fim, a Figura 4.49 apresenta apenas alguns exemplos de figuras de Lissajous e ângulo de fase instantâneo que auxiliam na compreensão do fenômeno de transição. As demais curvas para a série completa de velocidades reduzidas estão apresentadas na Figura 4.50 e mostram que a região de transição se estende até o final da faixa de velocidades analisada.

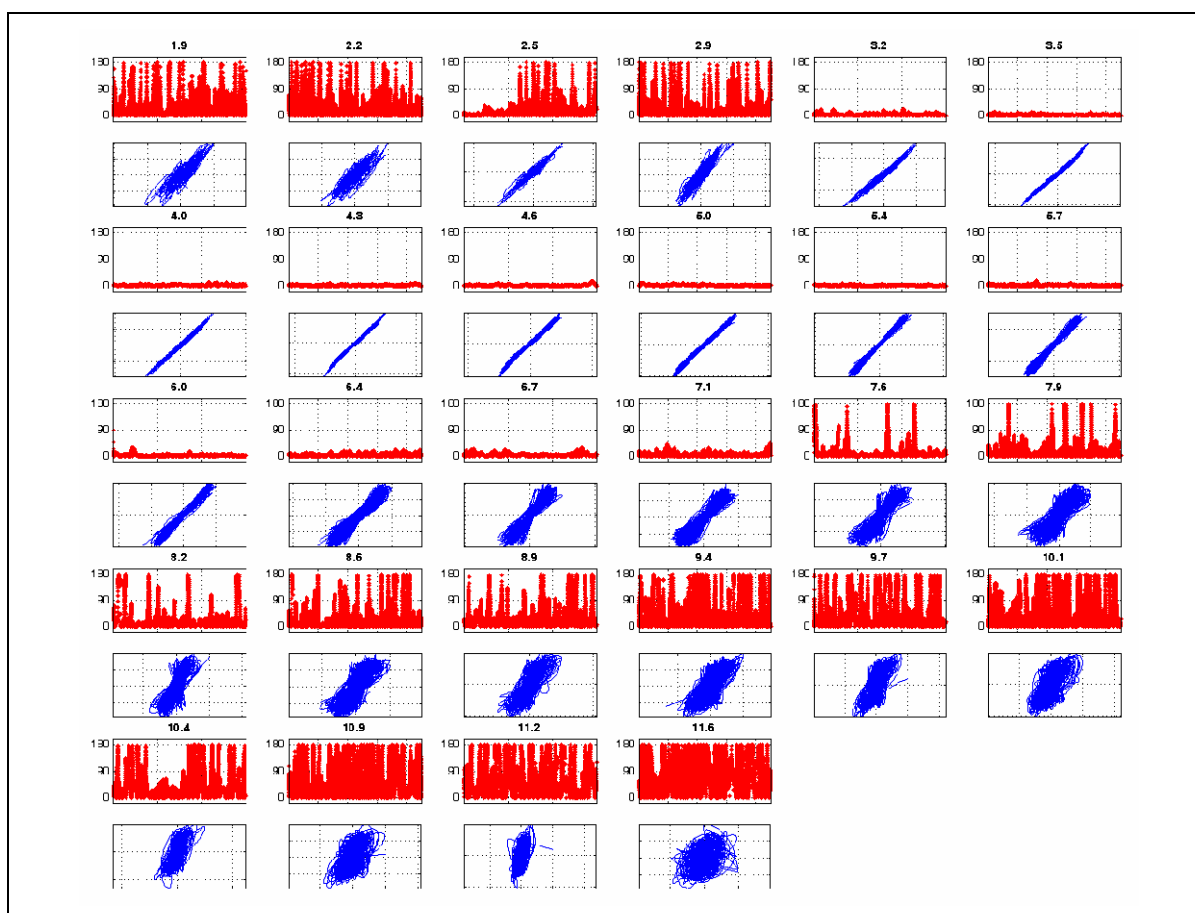


Figura 4.50: Ângulo de fase instantâneo e figuras de Lissajous para a série completa de velocidades. Cilindro oscilando à jusante de outro fixo com espaçamento $S/D=4,0$.

Dinâmica da esteira para $S/D=4,0$

Na seqüência, as próximas quatro figuras ilustram o comportamento da esteira na região entre os cilindros para um regime de interferência com espaçamento $S/D = 4,0$. As imagens foram coletadas durante o movimento transversal livre do cilindro à jusante e os instantes das vinte capturas estão destacados na série temporal no topo de cada figura. Os valores de Reynolds, velocidade e amplitude reduzidas são apresentados abaixo de cada conjunto.

Na Figura 4.51, para $U^* = 4,0$, verifica-se a formação de vórtices desenvolvidos entre os cilindros mesmo para pequenas oscilações. As capturas 3, 7, 14 e 19 ilustram o mesmo fenômeno verificado para o espaçamento anterior: a formação de vórtices de grande intensidade gerando uma força em fase com o deslocamento próximo das amplitudes máximas. A fase predominante nesta faixa antes da transição é claramente $\phi = 0^\circ$.

Ainda antes da transição, a Figura 4.52 apresenta capturas com vórtices desenvolvidos entre os cilindros e que geram forças em fase com o deslocamento na amplitude máxima, como exemplificado pelas capturas 1, 4, 10 e 13 para $U^* = 5,7$.

Quando a velocidade aumenta para $U^* = 7,6$, já dentro da faixa de transição descrita na Figura 4.49, verifica-se a formação de vórtices que geram força fluida em fase e em antifase com o deslocamento, como pode ser verificado nas capturas 16 e 3 da Figura 4.53, respectivamente.

O mesmo comportamento transitório é verificado para as capturas da Figura 4.54. As imagens 1 e 2 apresentam forças em antifase, enquanto a capturas 20, em fase com o deslocamento. À medida que a velocidade aumenta, a fase $\phi = 180^\circ$ tende a predominar.

Nas quatro velocidades analisadas verifica-se o desenvolvimento de uma esteira entre os cilindros. Mais uma vez, destaca-se que este fenômeno depende do número de Reynolds, discutido a seguir.

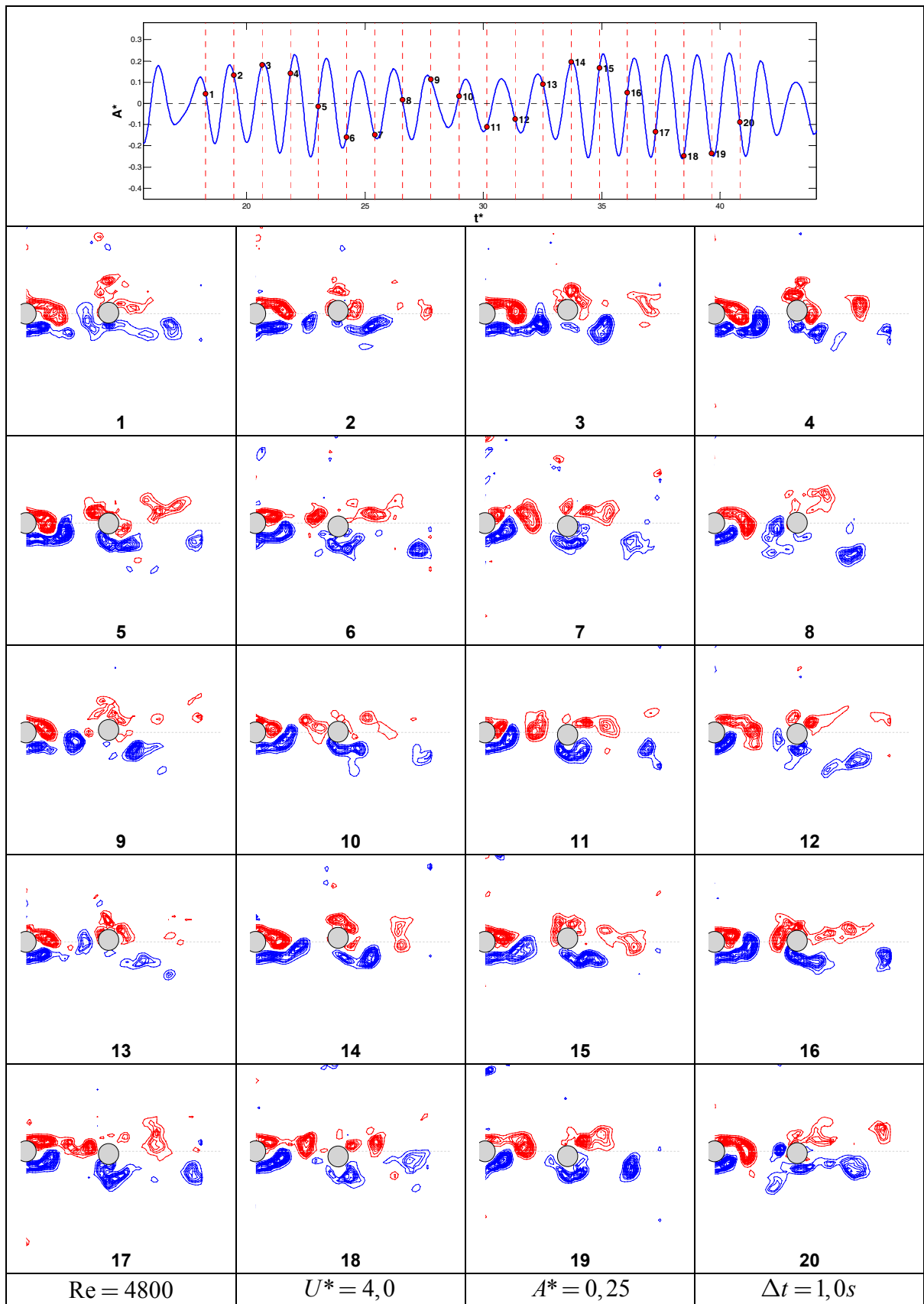


Figura 4.51: Dinâmica da esteira. Cilindro à jusante oscilando. $S/D = 4,0$.

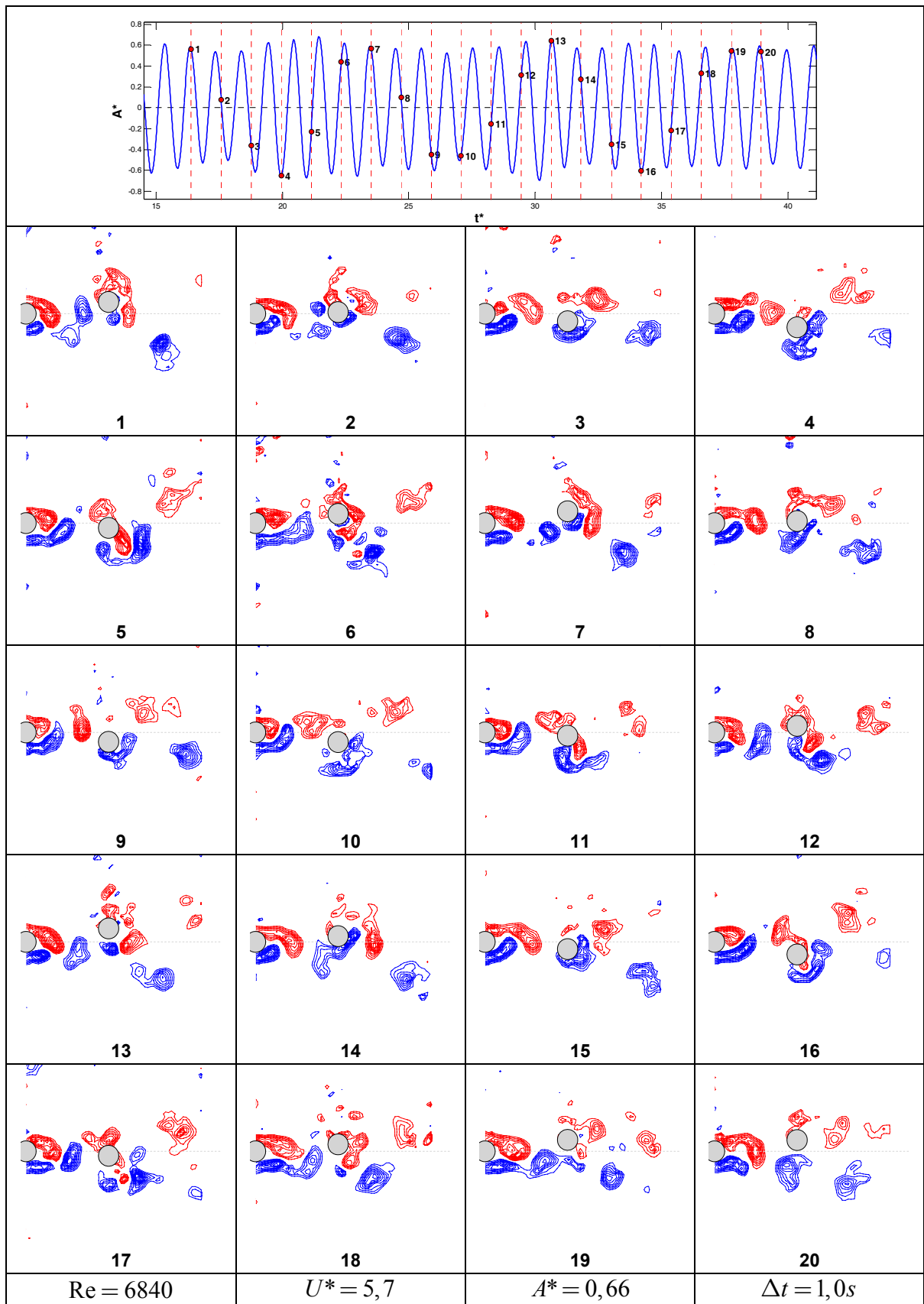


Figura 4.52: Dinâmica da esteira. Cilindro à jusante oscilando. $S/D = 4,0$.

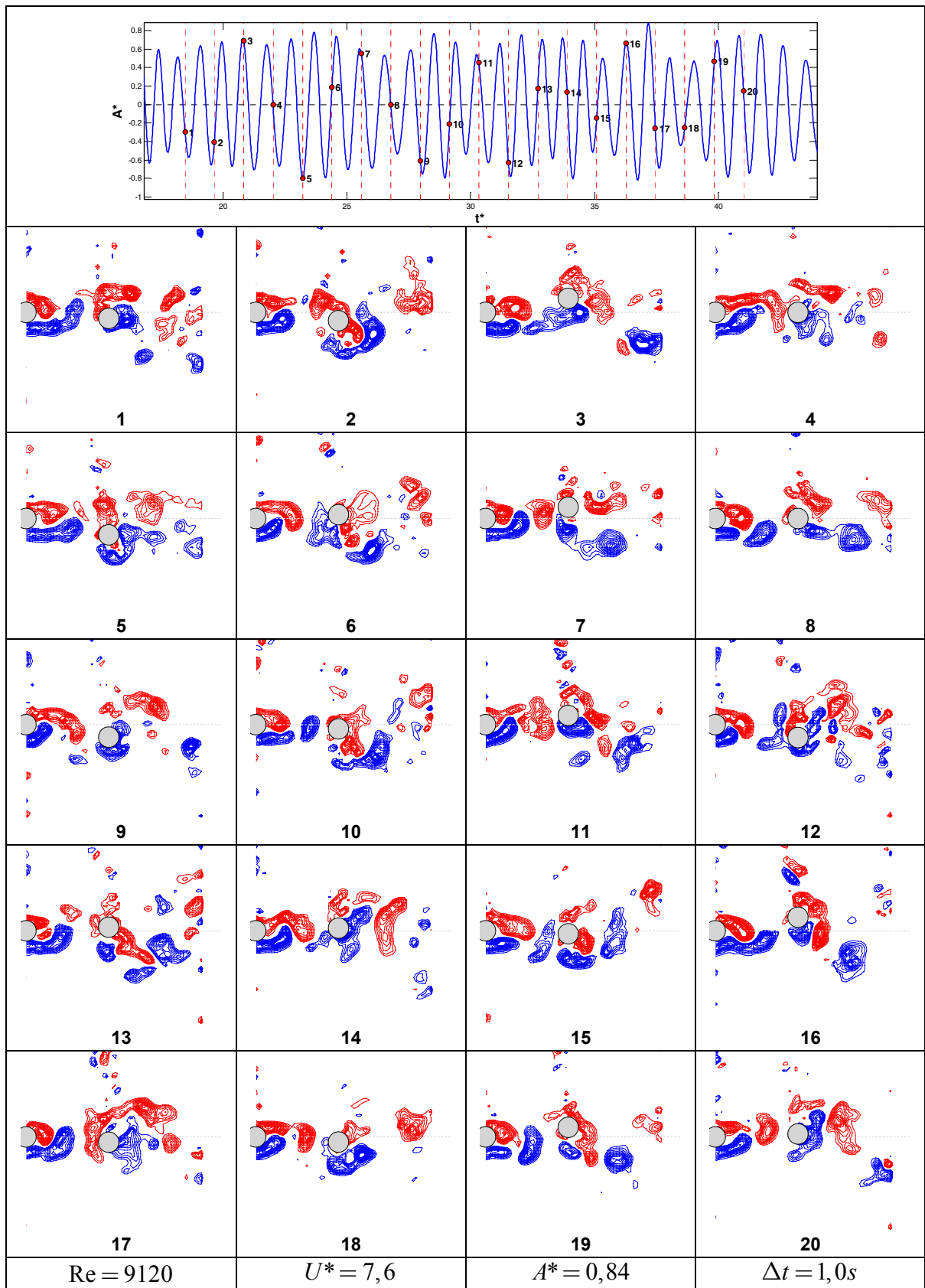


Figura 4.53: Dinâmica da esteira. Cilindro à jusante oscilando. $S/D = 4,0$.

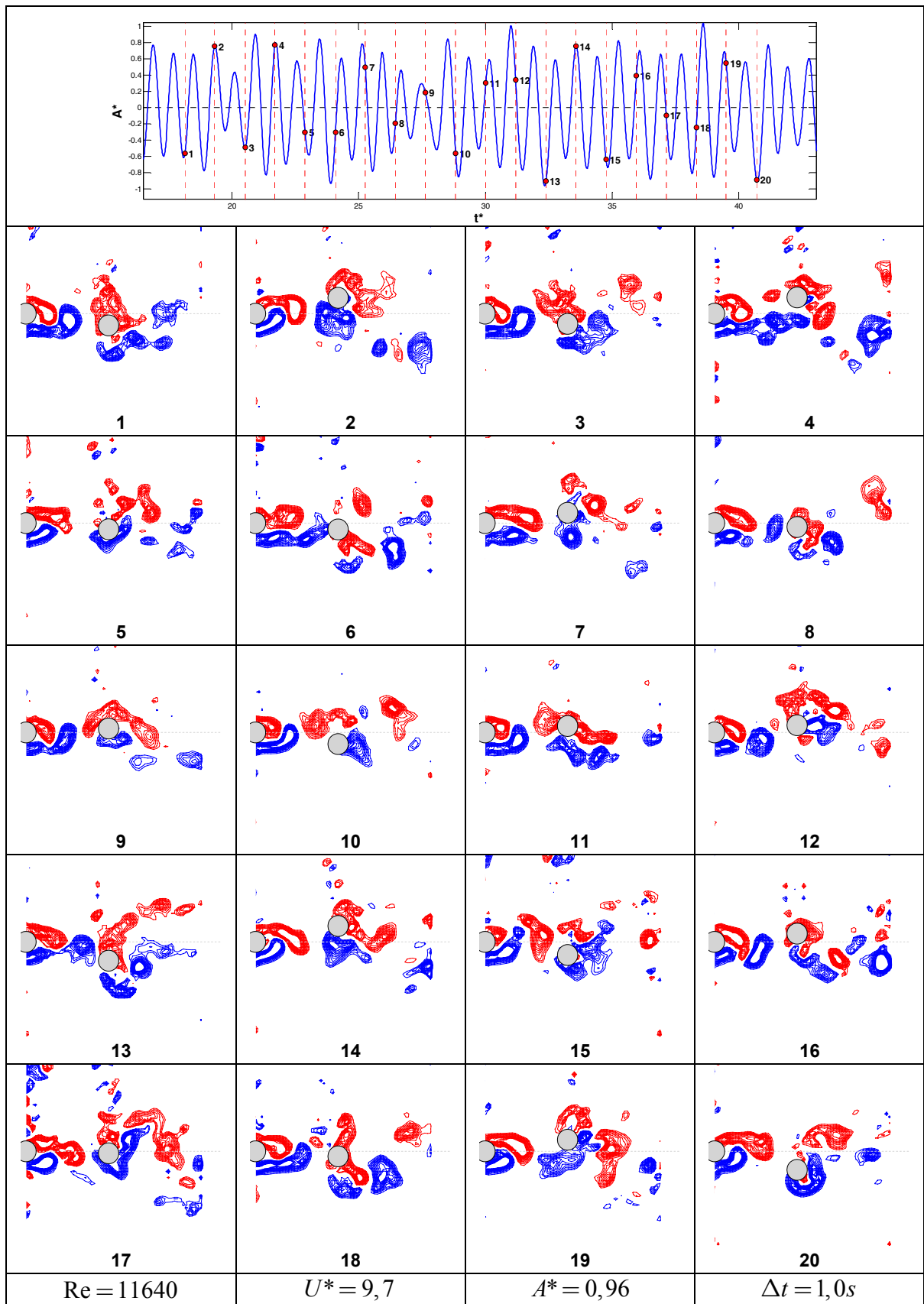


Figura 4.54: Dinâmica da esteira. Cilindro à jusante oscilando. $S/D = 4,0$.

Comparação com um cilindro isolado

Comparando-se as curvas de amplitude e frequência obtidas para um cilindro isolado com as curvas de um cilindro oscilando à jusante de outro fixo, é possível identificar os diferentes comportamentos causados pelo efeito de interferência. A Figura 4.55 apresenta esta comparação.

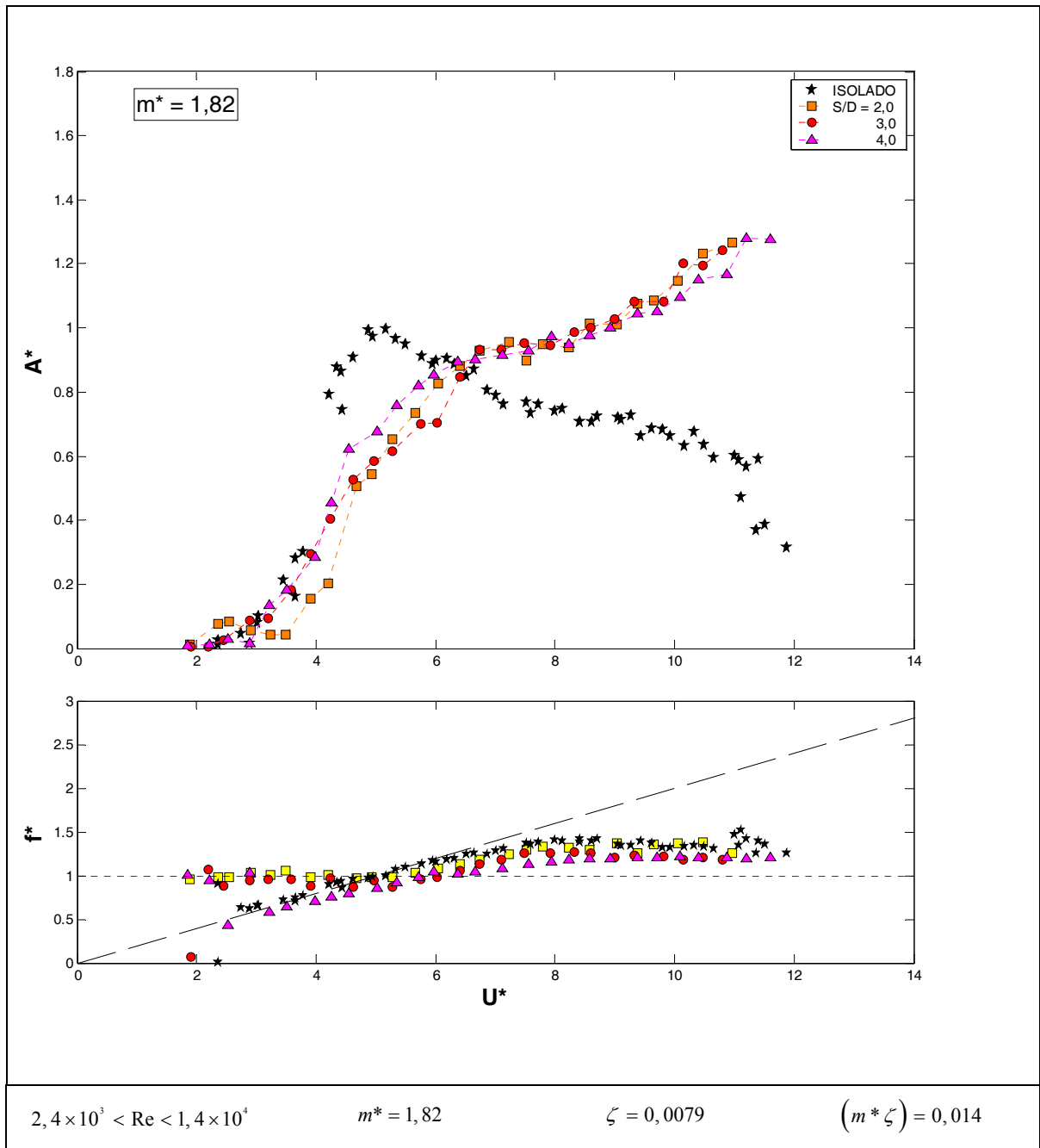


Figura 4.55: Comparação entre as curvas de amplitude e frequência dominante de oscilação para um cilindro isolado e cilindros oscilando à jusante de outro fixo.

A curva de um cilindro isolado apresenta a resposta típica do fenômeno puro de VIV. Um pico de amplitude próximo de $U^* = 5,0$ com três ramos de resposta: inicial, superior e inferior. A frequência de oscilação está paralela à reta de $St = 0,2$ desde o início das oscilações e se desvia na região de sincronização, mostrando que há captura da frequência de emissão de vórtices. Tal fato também é verificado para dois cilindros com espaçamento $S/D = 4,0$, mostrando que desde as primeiras oscilações até o final da faixa de sincronização há excitação pela emissão de vórtices (tanto do cilindro à montante quanto do próprio cilindro oscilante). Para espaçamentos menores (2,0 e 3,0), quando não há formação de uma esteira entre os cilindros, a frequência dominante de oscilação é igual à frequência natural dos sistemas.

Para todos os casos, tanto para cilindros alinhados quanto para cilindro isolado, o comportamento da curva de frequência muda em $U^* \approx 8,0$, quando se verifica um desvio da reta de $St = 0,2$ e a adoção de um patamar. Para um cilindro isolado, esta transição é marcada pela transição para o ramo inferior, modo de emissão 2P e uma redução na amplitude de vibração. Mas, para os cilindros alinhados a amplitude de oscilação não adota um ramo inferior, pelo contrário, inicia uma rampa ascendente. Este comportamento não está de acordo com uma resposta pura de VIV. Contudo, o patamar adotado pela frequência reduzida mostra que a faixa de sincronização perdura, indicando que ainda há captura da frequência de emissão de vórtices.

Dependência do número de Reynolds

As capturas da dinâmica da esteira mostram que o comprimento de formação de vórtices tem uma dependência forte com o número de Reynolds. Está claro que esta região se encurta à medida que Reynolds aumenta. Este comportamento é verificado tanto para um cilindro isolado quanto em arranjos alinhados. Obviamente, o espaçamento do cilindro à jusante interfere na interação entre as camadas cisalhantes, de modo que a redução do comprimento de formação ocorre, mas não é idêntica à encontrada em um cilindro isolado.

Exemplificando os casos discutidos anteriormente, a Figura 4.56 apresenta em detalhes a dinâmica da esteira entre dois cilindros com espaçamento $S/D = 3,0$ para $Re \approx 3200$. Verifica-se que não há formação de vórtices desenvolvidos entre os cilindros, apenas o início da interação entre as camadas cisalhantes. Quando o número de Reynolds

aumenta, atingindo $Re \approx 7300$ na Figura 4.57, verifica-se que uma esteira desenvolvida se forma entre os corpos. Neste caso, a região de baixa pressão (vórtice mais intenso) encontra-se sempre na direção do movimento do corpo, gerando um ângulo $\phi = 0^\circ$ entre a força de excitação e o deslocamento do cilindro.

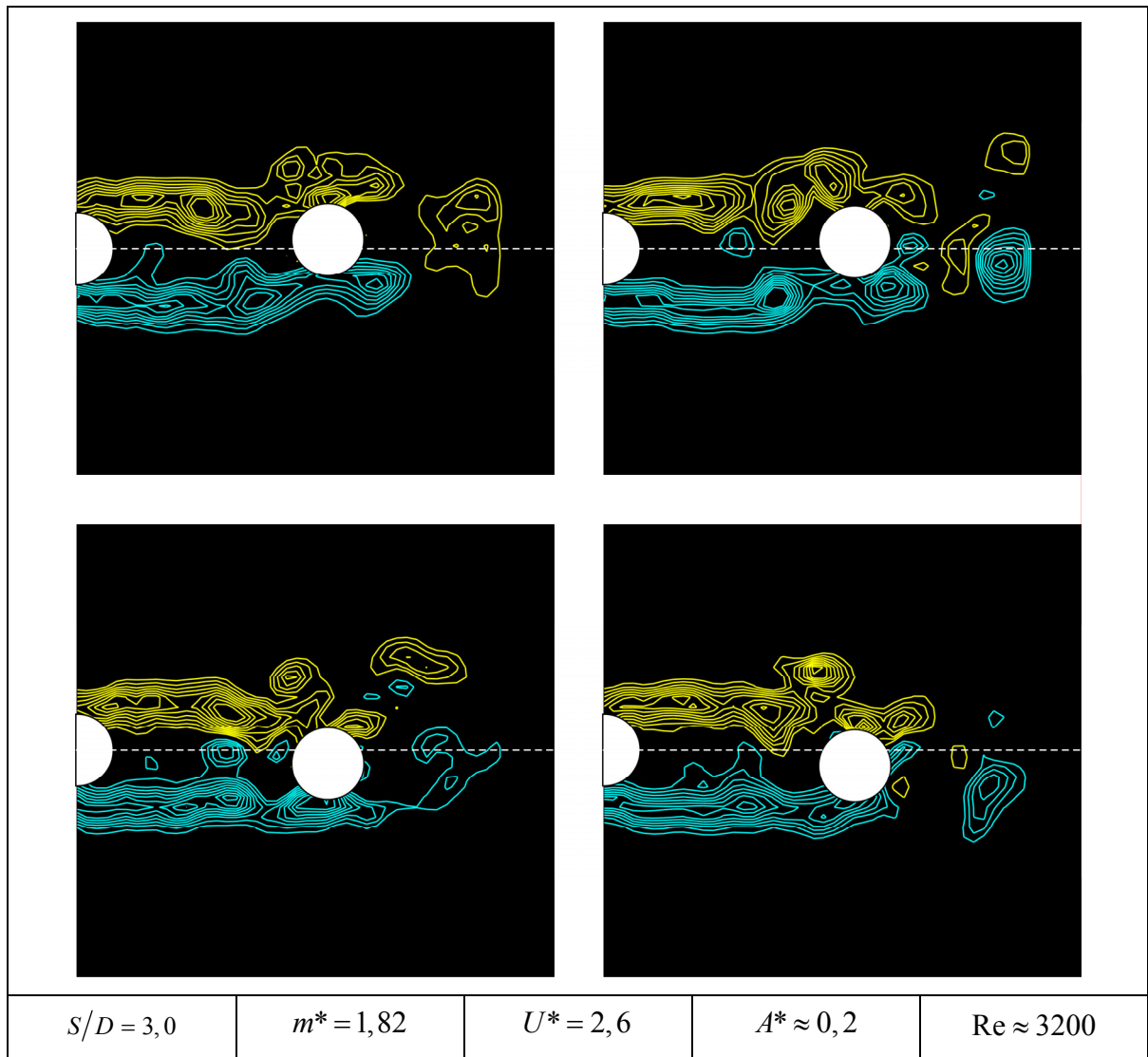


Figura 4.56: Contornos de vorticidade para um cilindro oscilando à jusante de um cilindro fixo.

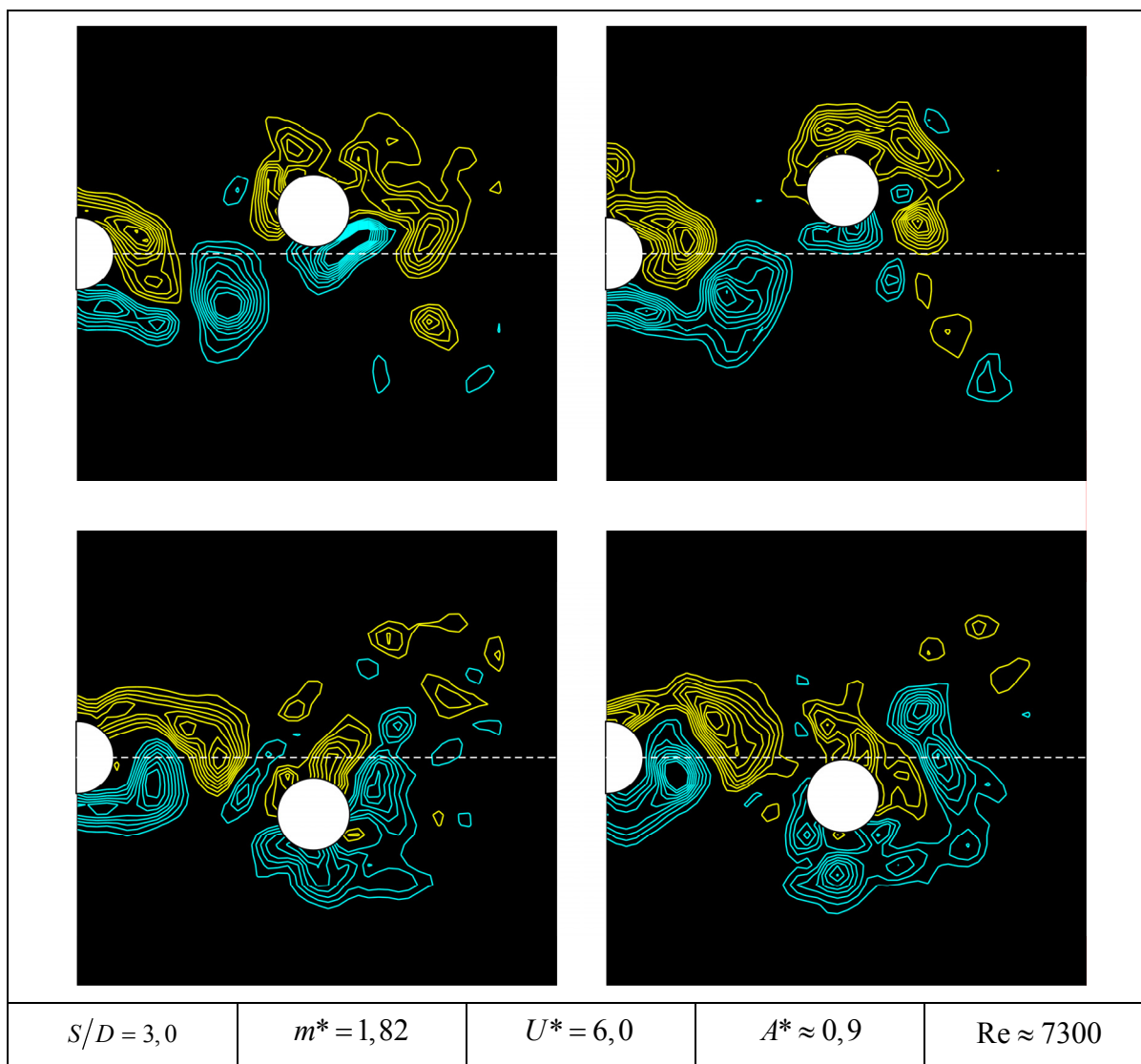


Figura 4.57: Contornos de vorticidade para um cilindro oscilando à jusante de um cilindro fixo.

Contudo, além da influência de Reynolds, a amplitude de oscilação do cilindro à jusante também tem efeito sobre a formação desta esteira entre os corpos. Quanto maiores as amplitudes, maior a tendência para o desprendimento de vórtices desenvolvidos do cilindro à montante. Neste raciocínio, alguns experimentos foram realizados a fim de se compreender melhor o comportamento do cilindro em função do número de Reynolds e do espaçamento. Nestes ensaios, o número de Reynolds foi mantido constante e o espaçamento entre os cilindros variou entre $1,75 < S/D < 5,0$. A Figura 4.58 apresenta as curvas de amplitude e frequência dominante de oscilação parametrizadas por Reynolds em função do espaçamento.

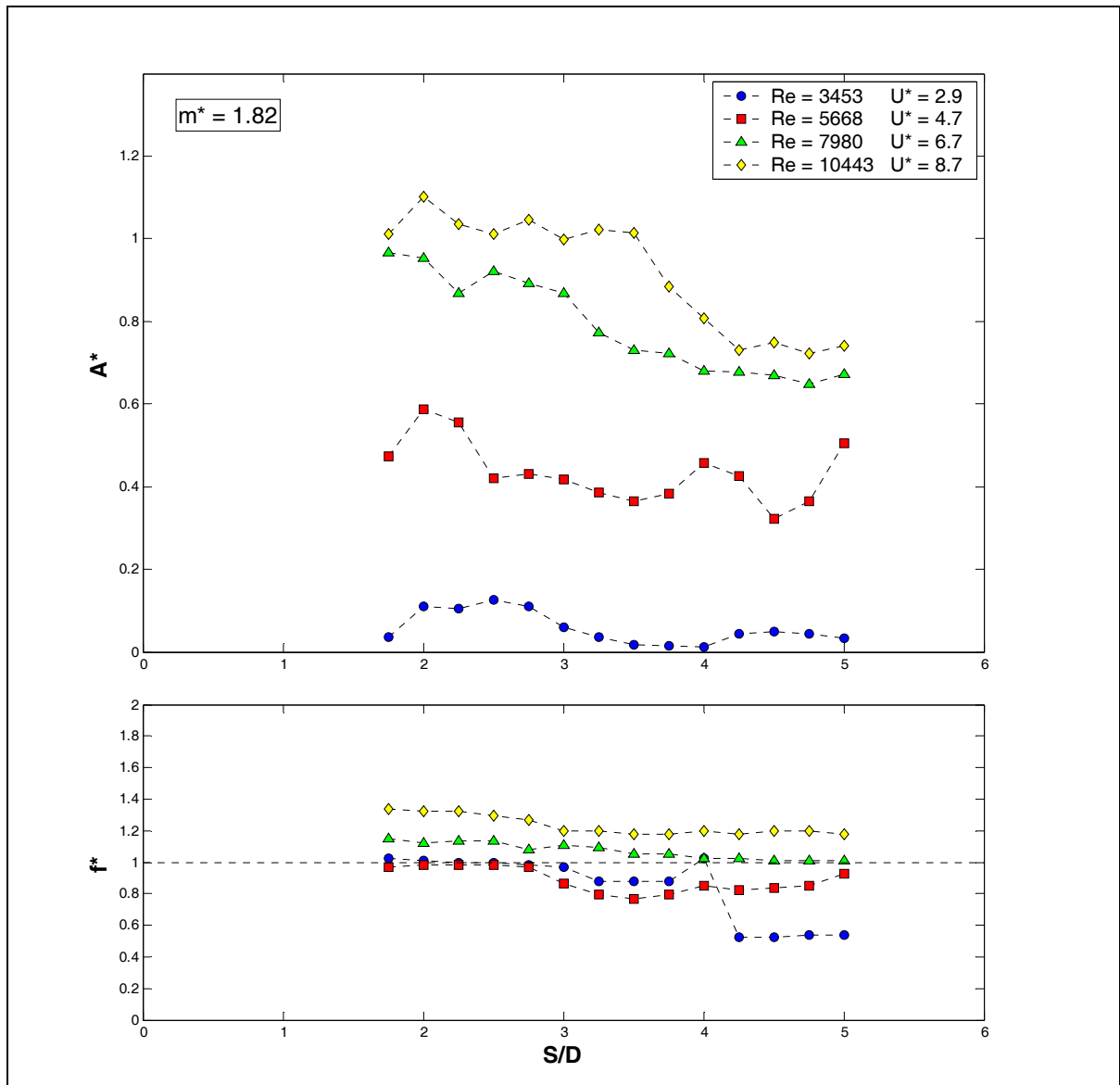


Figura 4.58: Dependência da amplitude pelo espaçamento com o número de Reynolds.

Como verificado nas curvas até aqui apresentadas, a amplitude de oscilação aumenta com o número de Reynolds, mostrando a diferença entre as curvas parametrizadas para os quatro valores analisados. Uma descontinuidade nas curvas de amplitude não pode ser verificada apenas com os dados apresentados. Um refinamento dos espaçamentos é necessário para perceber descontinuidades mais sutis. A princípio, procura-se alguma evidência de mudança de comportamento relacionada à formação de uma esteira desenvolvida entre os cilindros. As duas próximas figuras auxiliam nesta compreensão.

A Figura 4.59 apresenta capturas da dinâmica da esteira para $Re \approx 4,7 \times 10^3$ variando-se três valores de espaçamento. Observa-se que as camadas cisalhantes iniciam uma interação mais forte próximo de $S/D = 3,0$. Antes deste espaçamento não há formação de vórtices entre os cilindros, após este valor, há uma esteira desenvolvida entre

eles. Assim, observa-se que, para este valor de Reynolds, a formação de uma esteira se dá em algum ponto entre $3,0 < S/D < 4,0$. Voltando para as curvas de amplitude da Figura 4.58, nenhuma descontinuidade é verificada nas curvas dentro desta faixa. Contudo, uma leve deflexão com amplitudes menores é observada nesta região (curvas azul e vermelha).

Por outro lado, a curva de frequência para $Re = 3453$ (azul) apresenta uma descontinuidade evidente em $S/D \approx 4,0$. As curvas para os dois menores valores de Reynolds (azul e vermelha) também apresentam uma leve deflexão na mesma região das curvas de amplitude.

Por sua vez, na Figura 4.60 verifica-se o comportamento da esteira para os mesmos espaçamentos para $Re \approx 1,2 \times 10^4$. Neste caso, observa-se a formação de estruturas de vórtices desenvolvidos para os três espaçamentos. Assim, espera-se que a esteira não se desenvolverá entre os cilindros até alcançar um valor crítico menor que $S/D = 2,0$. Para os dois maiores valores de Reynolds da Figura 4.58 (pontos em verde e amarelo), verifica-se um comportamento diferente das outras duas curvas. A deflexão na amplitude não é verificada, mas sim uma redução contínua a partir de $S/D \approx 3,0$.

As curvas de frequência para os dois valores mais altos (verde e amarelo) permanecem sempre acima de $f^* = 1,0$, enquanto as curvas dos valores mais baixos se desviam da unidade por conta da deflexão.

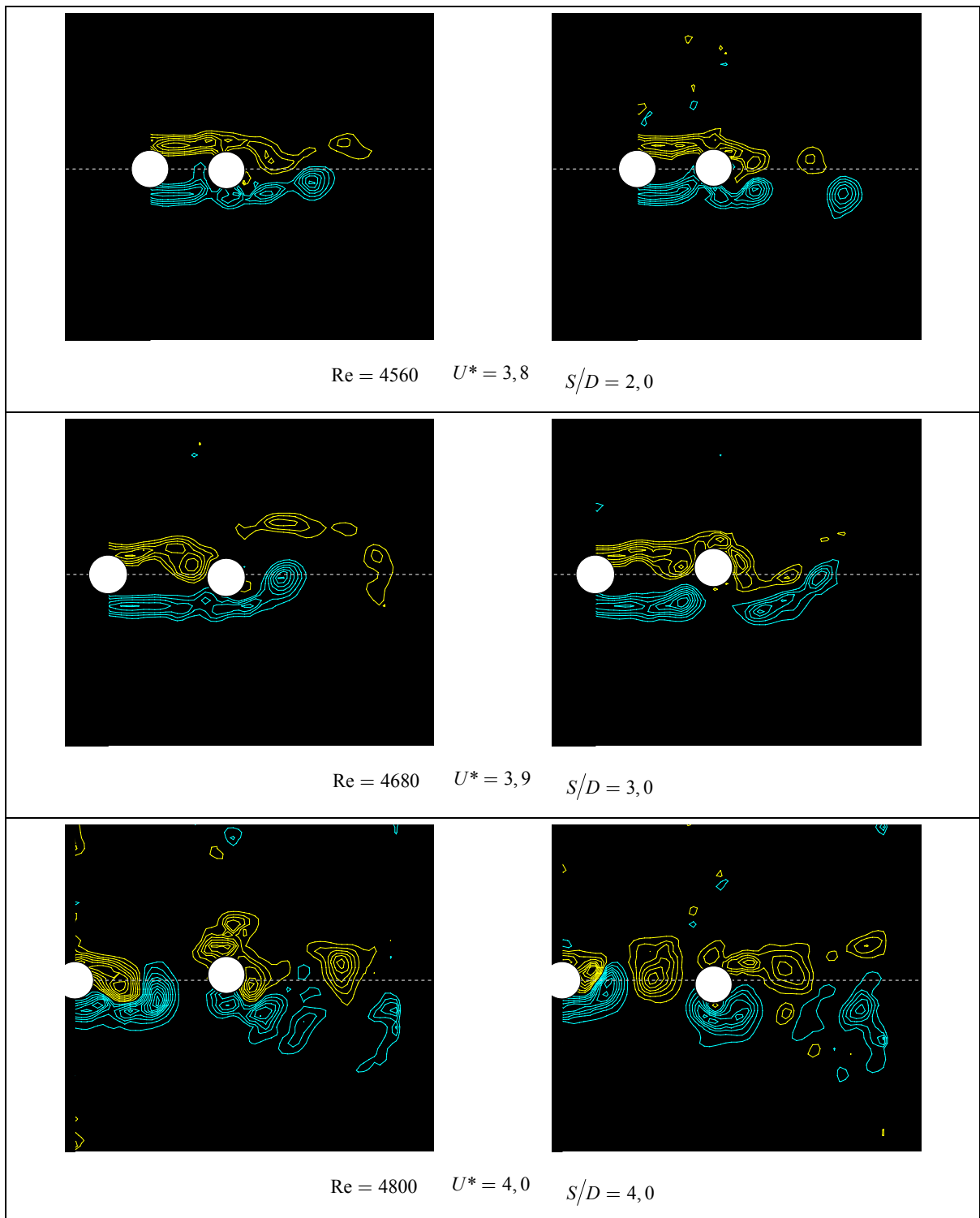


Figura 4.59: Dinâmica da esteira. Comparação entre três espaçamentos para $Re \approx 4,7 \times 10^3$.

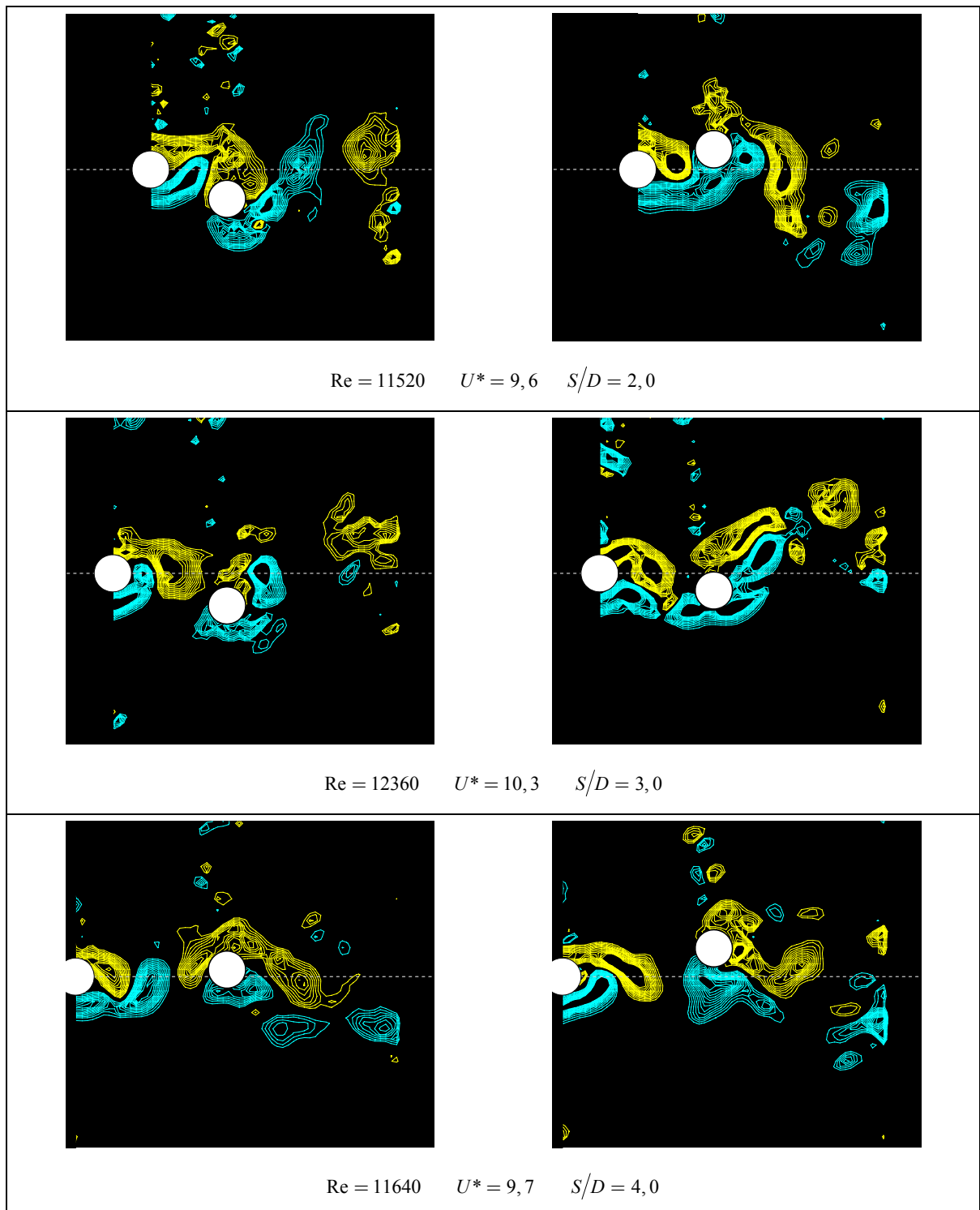


Figura 4.60: Dinâmica da esteira. Comparação entre três espaçamentos para $Re \approx 1,2 \times 10^4$.

Conclusão desta seção

Esta conclusão final complementa as conclusões apresentadas para cada espaçamento. De imediato, após analisarmos o comportamento dinâmico dos cilindros oscilando com interferência de um outro fixo à montante, concluímos que a resposta dinâmica não apresenta características de VIV pura. Mas, também não podemos afirmar que a resposta seja exclusivamente gerada pelo fenômeno de galloping.

Para uma resposta pura de VIV esperaríamos uma queda da amplitude de oscilação com o fim da faixa de sincronização. Mas, verificamos o oposto para todos os espaçamentos. Após a amplificação, próxima da ressonância, encontramos um novo ramo crescente de amplitude que já foi atribuído ao fenômeno de galloping por outros autores. Contudo, as excitações por galloping se caracterizam por estarem em fase com o deslocamento. Tal fato não foi verificado, uma vez que este novo ramo se desenvolve exatamente na faixa de transição, com ciclos em fase e outros em antifase.

As visualizações com PIV da dinâmica da esteira permitiram a identificação de estruturas de vórtices que geram forças em fase e em antifase com o deslocamento. Estas capturas estão de acordo com as curvas de ângulo de fase ϕ que mostram as regiões de transição. Experimentos com velocidades reduzidas mais elevadas são necessários para compreensão desta transição.

4.5. Análise: Par alinhado: montante oscilando $m^* \approx 2$

Esta seção apresenta a análise detalhada da resposta dinâmica de um cilindro oscilando à montante de um outro cilindro fixo. Quatro espaçamentos entre os centros dos cilindros são apresentados para um sistema com parâmetro de massa intermediário $m^* \approx 2,0$.

Comparação com um cilindro isolado

Em primeiro lugar, diferentemente das seções anteriores, será apresentada a comparação entre as curvas de amplitude e frequência dominante de oscilação entre os diferentes casos de espaçamentos e o caso típico de um cilindro isolado analisado anteriormente. Desta forma, entende-se que será mais fácil apresentar ao leitor o comportamento geral da resposta antes de cada um dos casos a serem analisados individualmente.

Como era de se esperar, conforme discutido por Zdravkovich (1977, 1988), Chen (1986), Brika & Laneville (1999) e outros autores, um cilindro oscilando transversalmente à montante de outro cilindro fixo apresenta o mesmo comportamento típico de um cilindro oscilando isoladamente. Apesar de haver interferência do segundo cilindro sobre a esteira do primeiro, este efeito não afeta a esteira próxima para os espaçamentos analisados. Desta forma, um comportamento típico de VIV é verificado para todos os quatro casos deste estudo.

A Figura 4.61 apresenta esta comparação. Para os quatro casos, verifica-se uma boa concordância com a curva de um cilindro isolado. O ramo inicial tem início a partir de $U^* \approx 2,5$ crescendo em amplitude até $U^* \approx 4,5$. Neste ramo a frequência dominante de oscilação cresce com a frequência de emissão de vórtices, como pode ser verificado na concordância dos pontos com a reta de $St = 0,2$. O ramo superior apresenta um pico de amplitude da ordem de $A^* \approx 0,9$ na faixa $4,5 < U^* < 6,5$. Após $U^* \approx 6,5$, os pontos de frequência iniciam um desvio da reta de $St = 0,2$ adotando um patamar típico do ramo inferior, capturando a frequência de emissão com a frequência de oscilação. As vibrações tendem a diminuir até o limite de velocidade destes experimentos, por volta de $U^* \approx 12,0$.

Como pode ser visto nos gráficos, as curvas dos quatro espaçamentos apresentam respostas muito próximas, com pequenas variações nas amplitudes. De um modo geral, elas apresentam comportamento análogo. Em todos os ensaios foi utilizada a base fletora dupla “FLET_dupla_B” com parâmetro de massa $m^* = 1,92$ e parâmetro combinado $(m^* \zeta) = 0,013$.

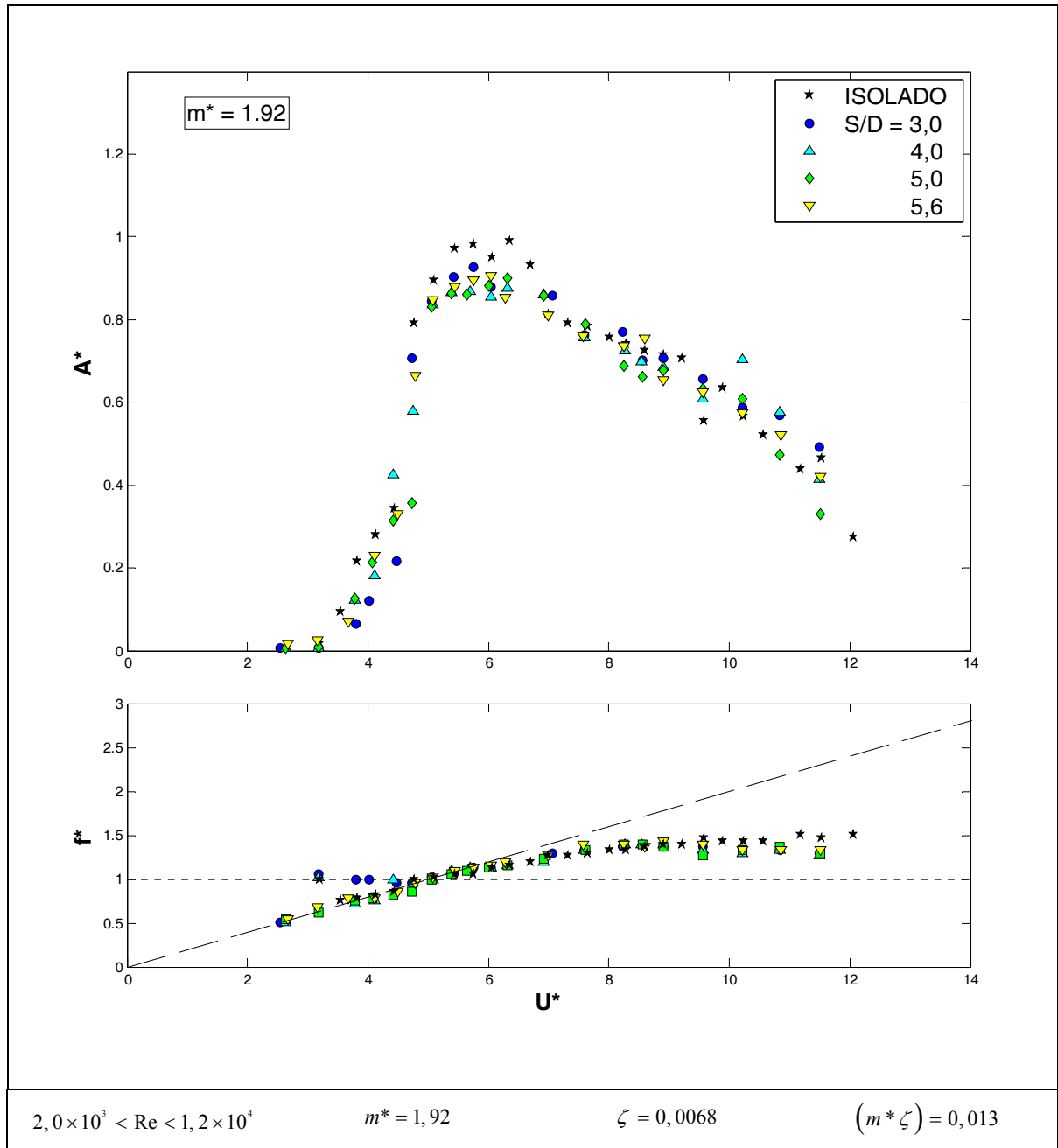


Figura 4.61: Comparação entre as curvas de amplitude e freqüência dominante de oscilação para um cilindro isolado e cilindros oscilando à montante de outro fixo.

Resposta dinâmica em amplitude e frequência

Nas subseções que se seguem, serão apresentados individualmente os gráficos de amplitude e frequência dominante de oscilação para cada uma das configurações de espaçamentos comparadas na Figura 4.61. Nas figuras a seguir, as linhas tracejadas em vermelho representam os limites dos ramos de resposta identificados. Os critérios empregados nesta análise são os mesmo descritos na seção relativa a um cilindro isolado.

Amplitude e frequência para $S/D=3,0$

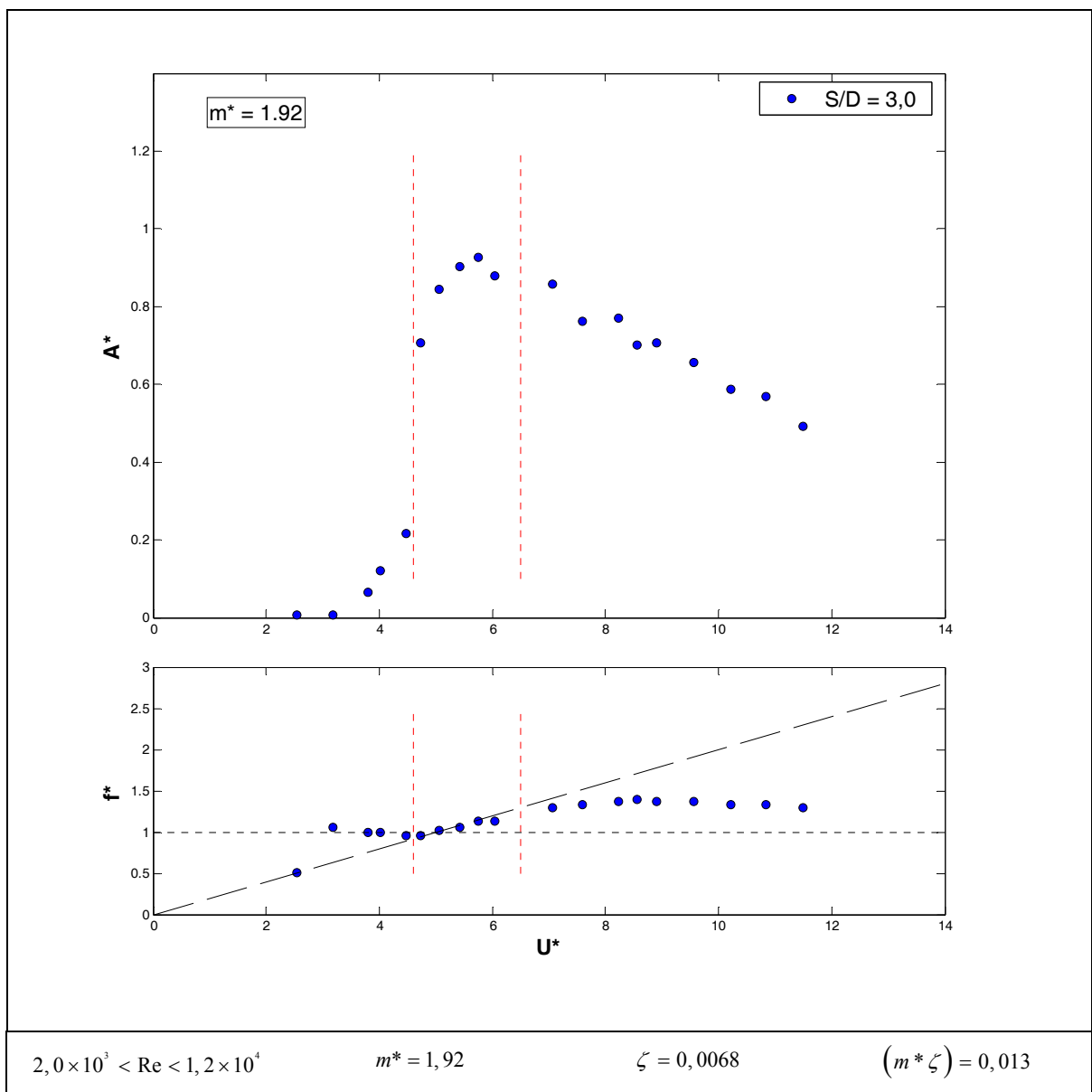


Figura 4.62: Curvas de amplitude e frequência reduzidas para a base fletora FLET_dupla_B. Dois cilindros alinhados, cilindro à montante oscilando, cilindro à jusante fixo. $S/D = 3,0$.

Amplitude e frequência para $S/D=4,0$

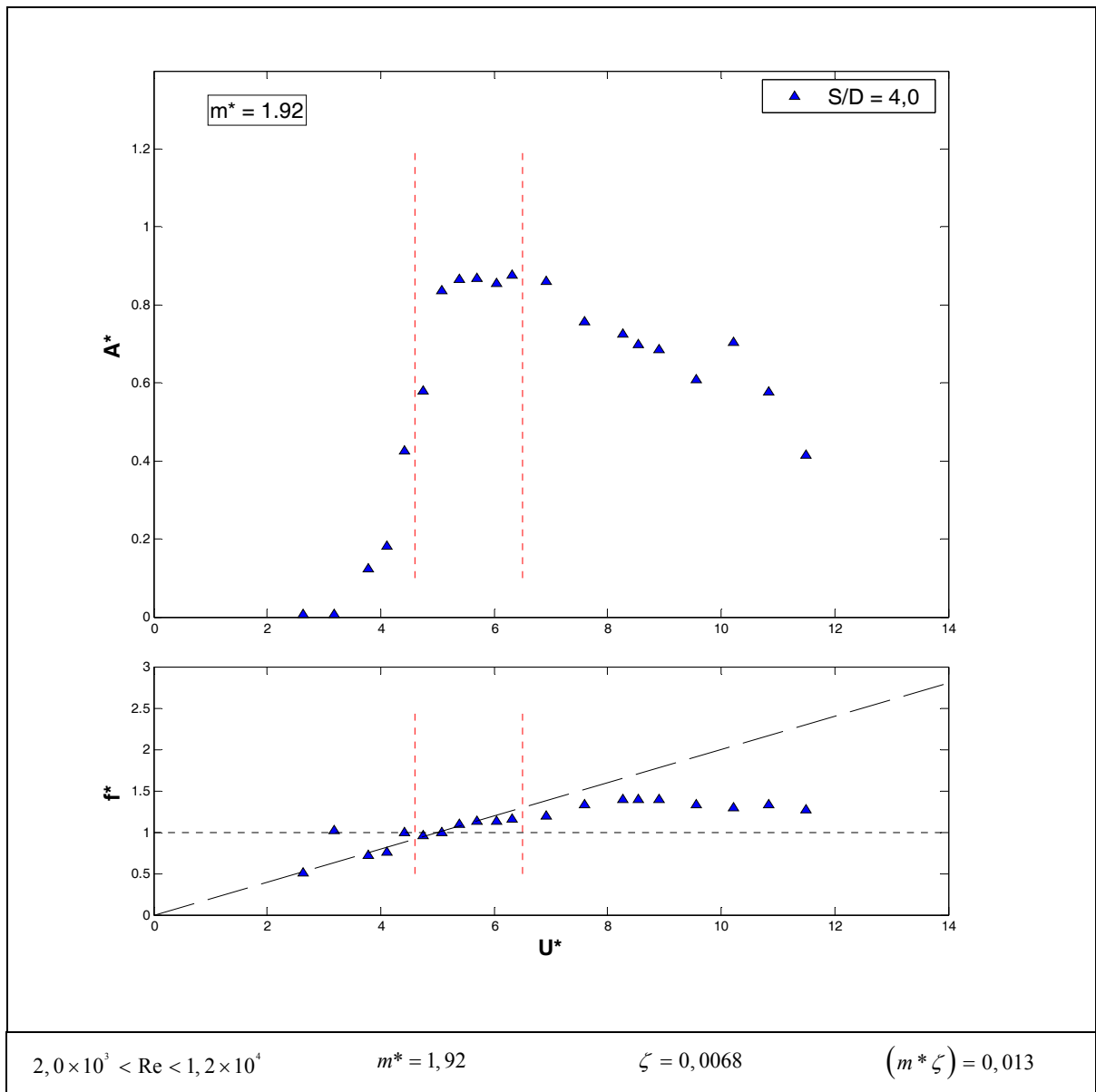


Figura 4.63: Curvas de amplitude e frequência reduzidas para a base fletora FLET_dupla_B. Dois cilindros alinhados, cilindro à montante oscilando, cilindro à jusante fixo. $S/D = 4,0$.

Amplitude e frequência para $S/D=5,0$

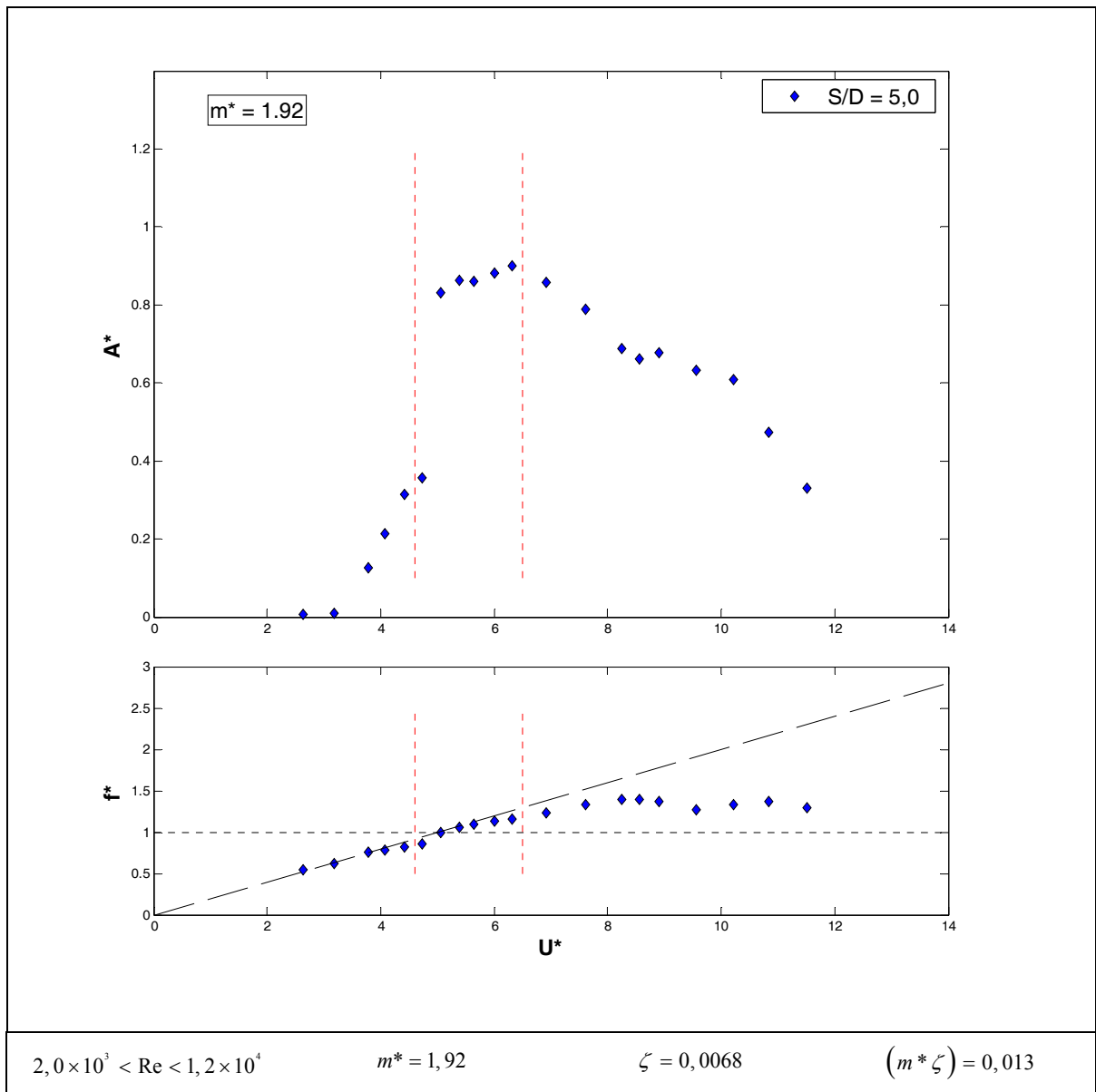


Figura 4.64: Curvas de amplitude e frequência reduzidas para a base fletora FLET_dupla_B. Dois cilindros alinhados, cilindro à montante oscilando, cilindro à jusante fixo. $S/D = 5,0$.

Amplitude e frequência para $S/D=5,6$

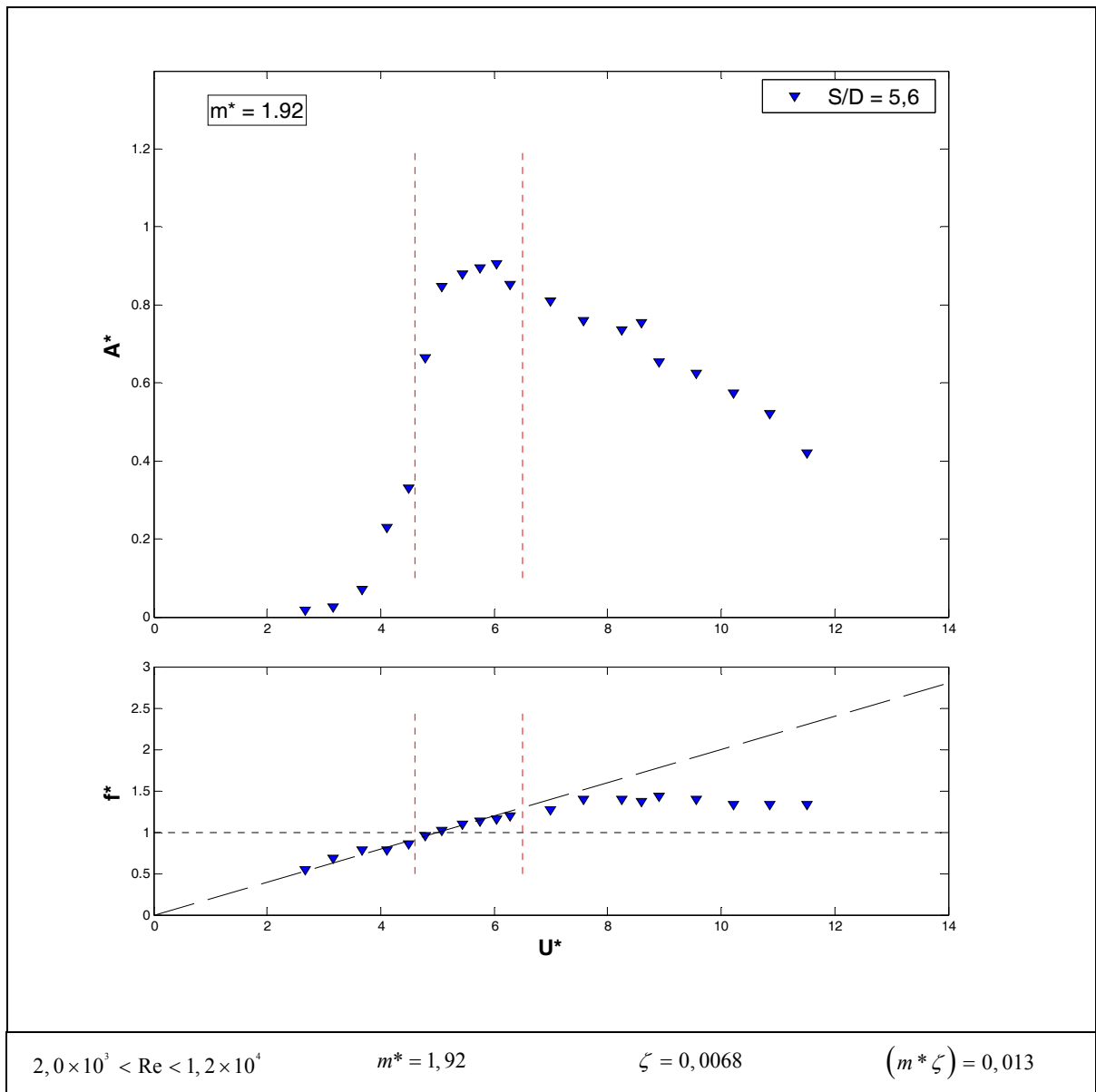


Figura 4.65: Curvas de amplitude e frequência reduzidas para a base fletora FLET_dupla_B. Dois cilindros alinhados, cilindro à montante oscilando, cilindro à jusante fixo. $S/D = 5,6$.

Conclusão desta seção

Para todos os casos apresentados nesta seção, quando apenas o cilindro à montante está livre para oscilar, verificamos um comportamento de resposta típica de excitação por VIV. O cilindro apresentou um ramo de excitação inicial, um ramo superior de amplitudes mais elevadas e um ramo decrescente inferior para todos os espaçamentos. Como pode ser visto na Figura 4.61, o comportamento é similar à resposta encontrada para um cilindro isolado. Também não verificamos diferenças significativas de amplitude entre as curvas dos diferentes espaçamentos. Todas apresentam o mesmo comportamento com a mesma ordem de grandeza de amplitudes.

As curvas de frequência dominante de oscilação também apresentam comportamento semelhante à curva de um cilindro isolado. As frequências se desviam para um mesmo patamar durante a faixa de sincronização. Também verificamos que a duração desta faixa sincronizada não sofre alterações, perdurando para as mesmas velocidades do caso isolado.

Concluimos que, para as configurações de espaçamentos analisadas neste estudo, um cilindro fixo à jusante não oferece efeitos de interferência significativos na resposta dinâmica de um cilindro oscilando à montante. O primeiro cilindro apresenta resposta típica de excitação por emissão de vórtices. Contudo, esperamos que o segundo cilindro comece a oferecer interferência no primeiro à medida que se aproxima da esteira próxima, alterando a interação da força fluida com o cilindro oscilante na região de formação.

4.6. Análise: Par alinhado: ambos oscilando $m^* \approx 2$

Esta seção apresenta a análise da resposta dinâmica de dois cilindros oscilando alinhados com o escoamento, isto é, tanto o cilindro à montante quanto o cilindro à jusante estão livres para oscilar transversalmente. Não há nenhum tipo de acoplamento mecânico entre os modelos, de modo que a única conexão entre as respostas se dá pelo efeito de interferência hidrodinâmica (apenas acoplamento fluidodinâmico). Quatro espaçamentos entre os centros dos cilindros são apresentados para a um sistema com parâmetro de massa intermediário $m^* \approx 2,0$. Neste ponto, convém lembrar o leitor que ψ representa o ângulo de fase entre os deslocamentos dos dois cilindros (definido anteriormente).

Resposta dinâmica em amplitude e frequência

Nas subseções que se seguem, são apresentados os gráficos de amplitude e frequência dominante de oscilação para cada uma das configurações de espaçamentos. Os critérios para determinação da amplitude máxima empregados nesta análise são os mesmo descritos na seção relativa a um cilindro isolado.

Amplitude e frequência para $S/D=3,0$

A Figura 4.66 apresenta as curvas de amplitude, frequência dominante de oscilação e ângulo de fase ψ entre as oscilações dos dois cilindros alinhados para um espaçamento de $S/D=3,0$. A Figura 4.67 mostra o ângulo de fase ψ instantâneo e as curvas de Lissajous para todos os pontos da série para este espaçamento.

O cilindro à montante (pontos em azul) apresenta um comportamento próximo da resposta típica de VIV de um cilindro isolado. O ramo inicial é identificado a partir de $U^* \approx 2,5$. Um salto de amplitude para o ramo superior ocorre por volta de $U^* \approx 4,5$, atingindo um pico de amplitude próximo de $A^* = 0,9$ em $U^* = 5,5$. A partir daí, as amplitudes diminuem caracterizando um ramo inferior que perdura até o limite dos experimentos em $U^* \approx 12,0$. Em contraste com este comportamento, o cilindro à jusante (pontos em vermelho) apresenta uma resposta distinta, fruto da interferência da esteira gerada no primeiro cilindro. As oscilações crescem em amplitude a partir de $U^* \approx 2,5$

atingindo um máximo local de $A^* \approx 0,6$ pouco antes de $U^* = 6,0$. A partir daí, outro ramo se inicia com $A^* \approx 0,5$ crescendo em amplitude até o limite deste experimento, atingindo $A^* \approx 1,0$ em $U^* \approx 12,0$.

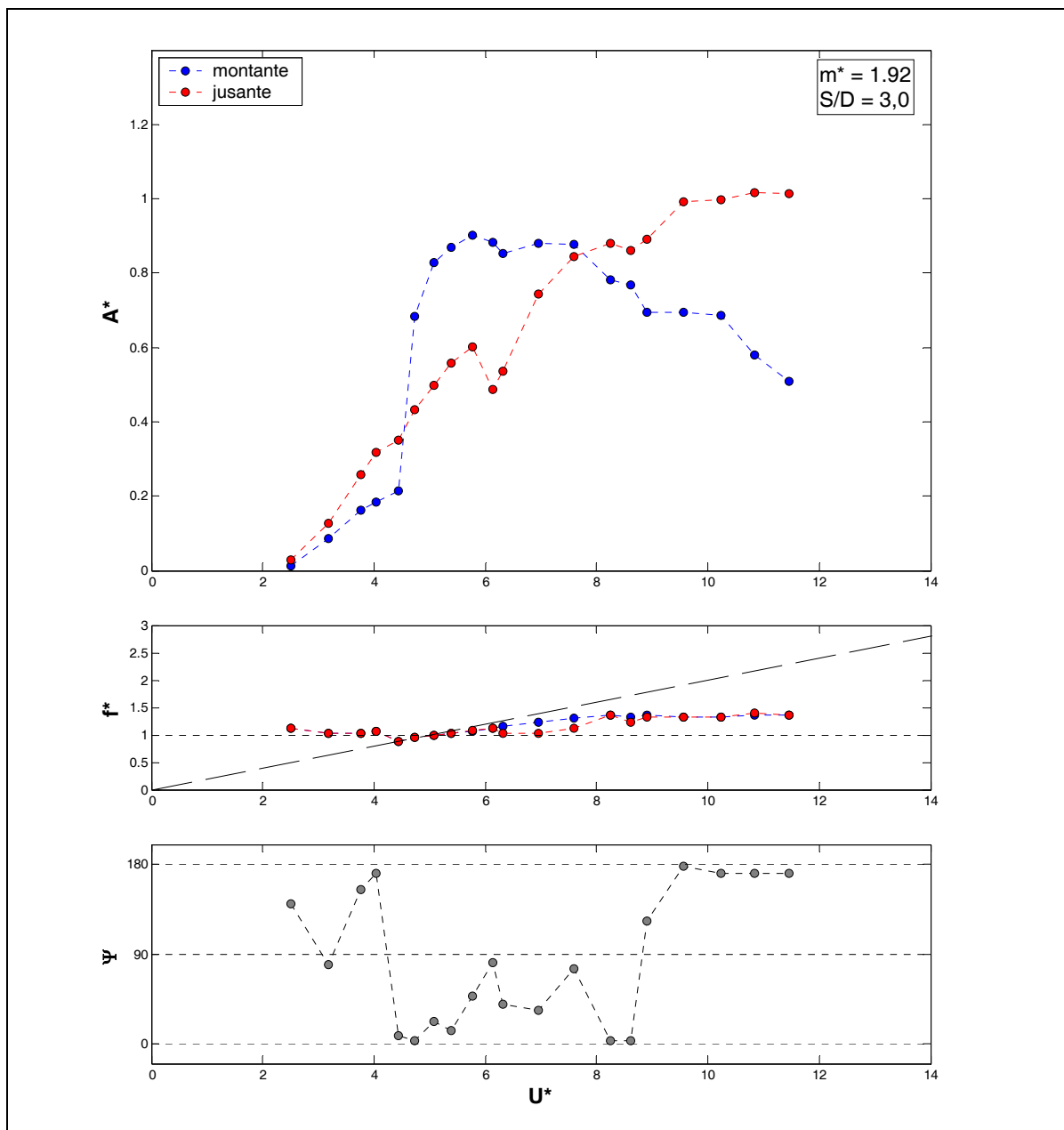


Figura 4.66: Curvas de amplitude, frequência e ângulo de fase entre os deslocamentos de dois cilindros alinhados oscilando com espaçamento $S/D=3,0$.

As curvas de frequência apresentam uma ligeira diferença. Enquanto a curva do cilindro à montante segue o comportamento típico de um cilindro isolado, a curva do cilindro à jusante apresenta um leve desvio da reta de $St = 0,2$ para a faixa $6,0 < U^* < 8,0$. Nesta região, a frequência de oscilação do cilindro à jusante se aproxima da frequência natural ($f^* = 1,0$), enquanto o cilindro à montante segue paralelo à reta $St = 0,2$.

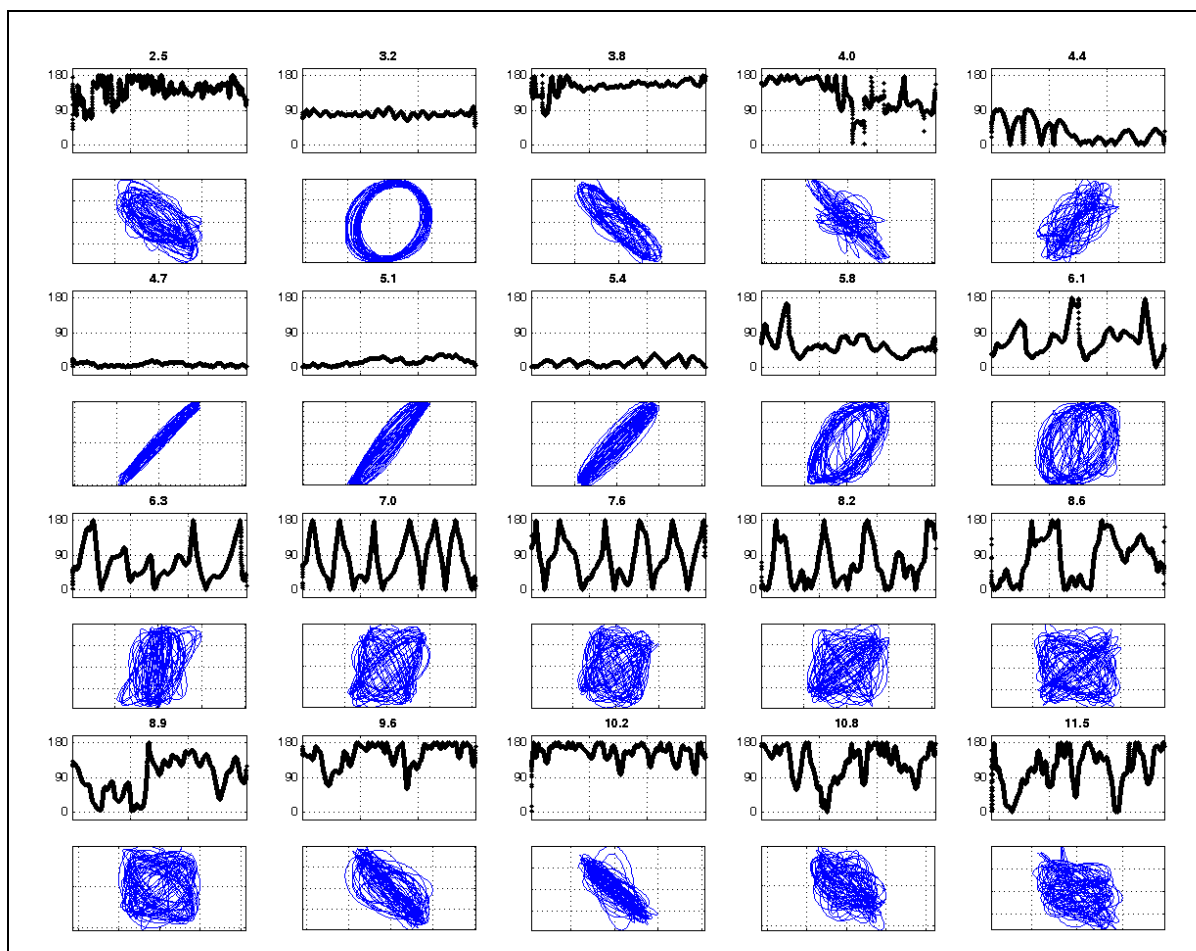


Figura 4.67: Ângulo de fase instantâneo (entre as oscilações dos dois cilindros) e figuras de Lissajous para a série completa de velocidades. Fase ψ entre os deslocamentos dos dois cilindros oscilando com espaçamento $S/D=3,0$.

O ângulo de fase ψ entre as oscilações dos dois cilindros não apresenta uma resposta bem-comportada. Como pode ser visto na Figura 4.67, as fases instantâneas variam muito ao longo dos ciclos. As figuras de Lissajous e as curvas de fase instantâneas ilustram a ausência de um comportamento cíclico ou de transição. Por exemplo, as curvas para $U^* = 3,2$ apresentam uma fase bem determinada de $\psi = 90^\circ$. Nas duas velocidades seguintes há uma predominância de $\psi = 180^\circ$. Entre $4,4 < U^* < 5,4$ a fase permanece constante próxima de $\psi = 0^\circ$. Mas, a partir de $U^* = 5,8$ tem início as bruscas transições que não permitem a identificação de um patamar predominante, nem a verificação de intermitência entre dois patamares. A curva mostrada na Figura 4.66 representa o comportamento médio de ψ ao longo dos ciclos coletados.

Amplitude e frequência para $S/D=4,0$

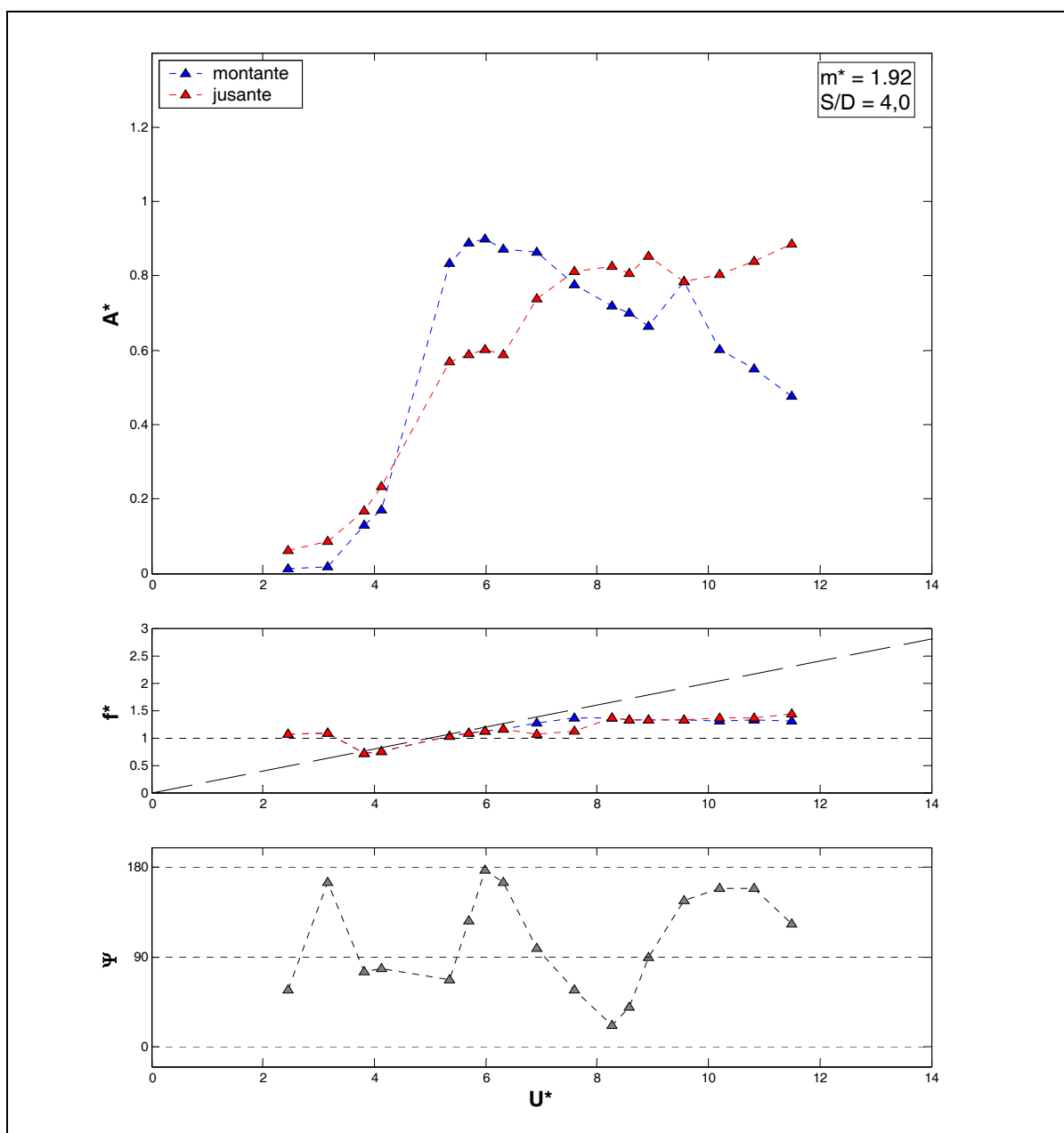


Figura 4.68: Curvas de amplitude, frequência e ângulo de fase entre os deslocamentos de dois cilindros alinhados oscilando com espaçamento $S/D=4,0$.

A Figura 4.68 apresenta as curvas de amplitude, frequência dominante de oscilação e ângulo de fase ψ entre as oscilações dos dois cilindros alinhados para um espaçamento de $S/D=4,0$. A Figura 4.69 mostra o ângulo de fase ψ instantâneo e as curvas de Lissajous para todos os pontos da série para este espaçamento.

Como no caso anterior, a curva de amplitude para o cilindro à montante apresenta uma resposta típica de VIV com identificação dos três ramos de resposta. O ramo inicial se desenvolve entre $2,5 < U^* < 4,5$. O ramo superior atinge um pico de amplitude de

$A^* \approx 0,9$ em $U^* \approx 6,0$ e o ramo inferior decresce em amplitude até o final da faixa de velocidades deste ensaio. O cilindro à jusante apresenta comportamento distinto. Um primeiro ramo atinge um patamar de $A^* \approx 0,6$ próximo de $U^* \approx 6,0$, justamente no local do pico de amplitude do cilindro à montante. Um novo ramo se inicia crescendo em amplitude e atinge $A^* \approx 0,9$ ao final da faixa deste experimento.

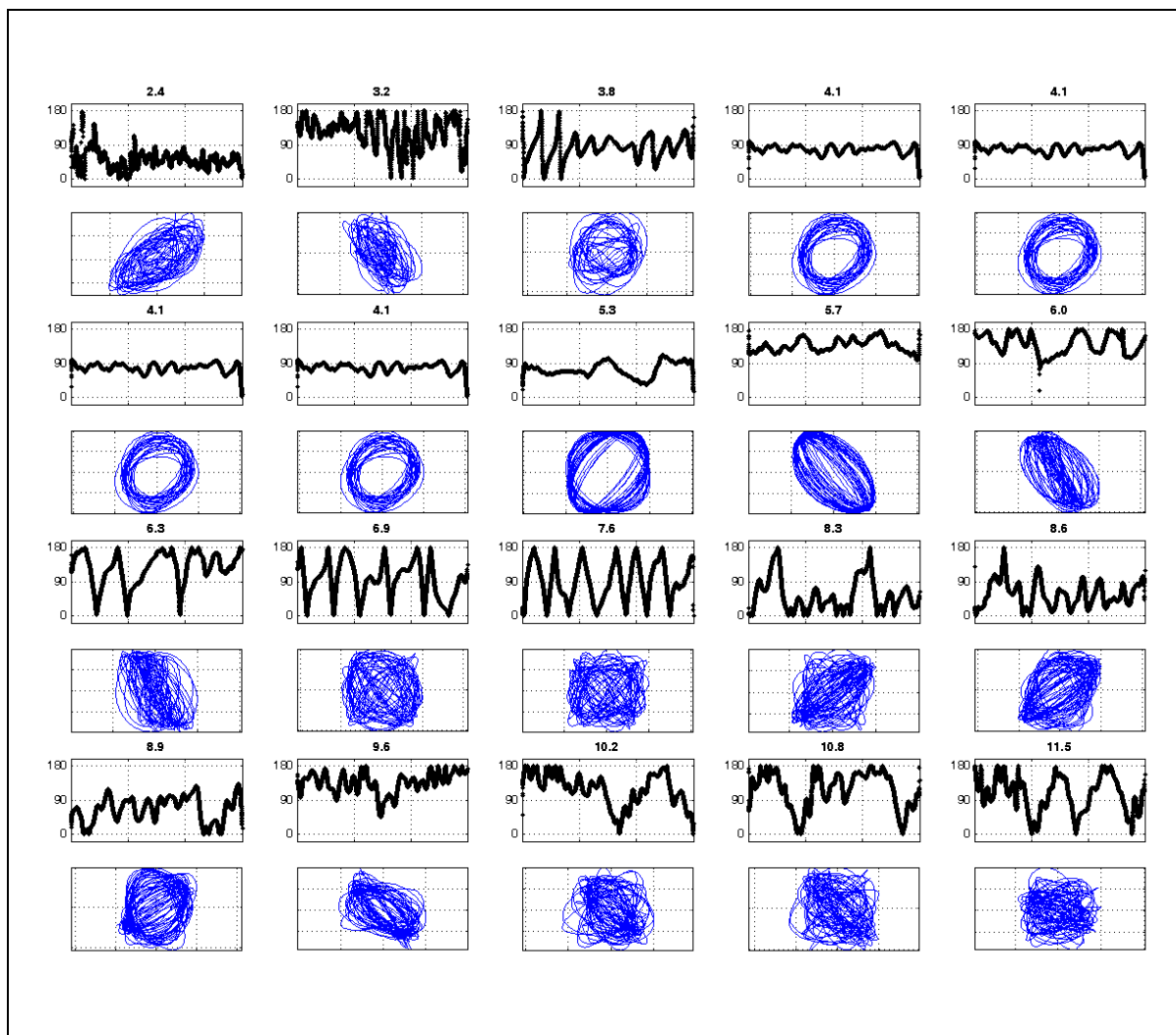


Figura 4.69: Ângulo de fase instantâneo (entre as oscilações dos dois cilindros) e figuras de Lissajous para a série completa de velocidades. Fase ψ entre os deslocamentos dos dois cilindros oscilando com espaçamento $S/D=4,0$.

Novamente, as curvas de frequência dominante de oscilação apresentam um desvio no mesmo local do caso anterior, para $6,0 < U^* < 8,0$. Enquanto a frequência do cilindro à montante segue paralela à reta de $St = 0,2$, a curva do cilindro à jusante se desvia para $f^* \approx 1,0$.

Analisando a Figura 4.69 verifica-se a resposta do ângulo de fase ψ entre os movimentos dos cilindros. Na faixa $4,1 < U^* < 5,3$ há uma predominância clara de

$\psi = 90^\circ$, também mostrada pelo círculo traçado pelas figuras de Lissajous. Porém, acima desta velocidade, um comportamento aleatório na transição entre as fases não permite identificar patamares predominantes. A curva mostrada na Figura 4.68 representa o comportamento médio de ψ ao longo dos ciclos coletados.

Amplitude e frequência para $S/D=5,0$

Na seqüência, a Figura 4.70 apresenta as curvas de amplitude, frequência dominante de oscilação e ângulo de fase ψ entre as oscilações dos dois cilindros alinhados para um espaçamento de $S/D = 5,0$. A Figura 4.71 mostra o ângulo de fase ψ instantâneo e as curvas de Lissajous para todos os pontos da série para este espaçamento.

O cilindro à montante continua com uma resposta típica do fenômeno de VIV. O ramo inicial se desenvolve para $2,5 < U^* < 4,5$. Em seguida, o ramo superior atinge um pico de $A^* \approx 0,9$ para a velocidade $U^* \approx 5,5$ e o ramo inferior decresce em amplitude até o final da faixa de velocidades atingida. Como nos casos anteriores, o cilindro à jusante apresenta resposta diferente do primeiro cilindro. É observado um ramo inicial com amplitude máxima da ordem de $A^* \approx 0,5$ ao redor de $U^* \approx 5,5$. A partir de $U^* \approx 6,0$, um segundo ramo se desenvolve crescendo em amplitude até atingir um patamar de $A^* \approx 0,8$ no limite deste experimento.

As curvas de frequência dominante de oscilação apresentam o mesmo comportamento dos outros espaçamentos anteriores. Enquanto o cilindro à montante responde tipicamente como VIV, o cilindro à jusante apresenta um leve desvio na curva de frequência. Dentro da faixa $6,0 < U^* < 8,0$ a curva do cilindro à montante permanece próxima da reta de $St = 0,2$, enquanto o cilindro à jusante se desvia para $f^* \approx 1,0$, a frequência natural de oscilação do corpo.

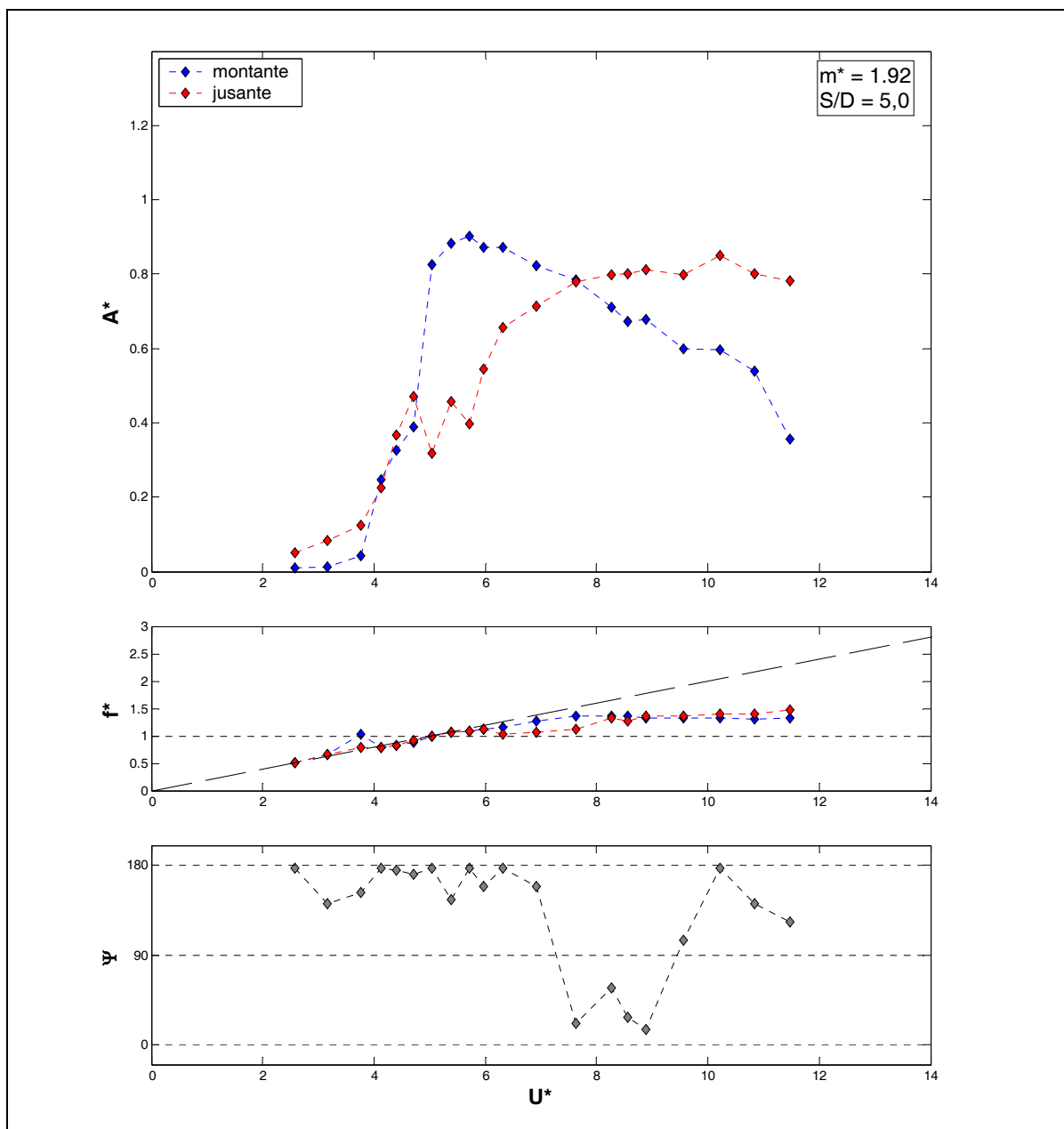


Figura 4.70: Curvas de amplitude, frequência e ângulo de fase entre os deslocamentos de dois cilindros alinhados oscilando com espaçamento $S/D=5,0$.

Na Figura 4.71, pode-se observar o mesmo comportamento desordenado de ψ encontrado nos outros espaçamentos. Apesar das figuras de Lissajous mostrarem um comportamento predominante de $\psi = 180^\circ$ para a faixa $4,1 < U^* < 5,0$, os constantes saltos de fase não permitem a identificação de nenhum comportamento bem definido. Desta forma, a curva encontrada na Figura 4.70 representa apenas o comportamento médio de ψ ao longo dos ciclos coletados.

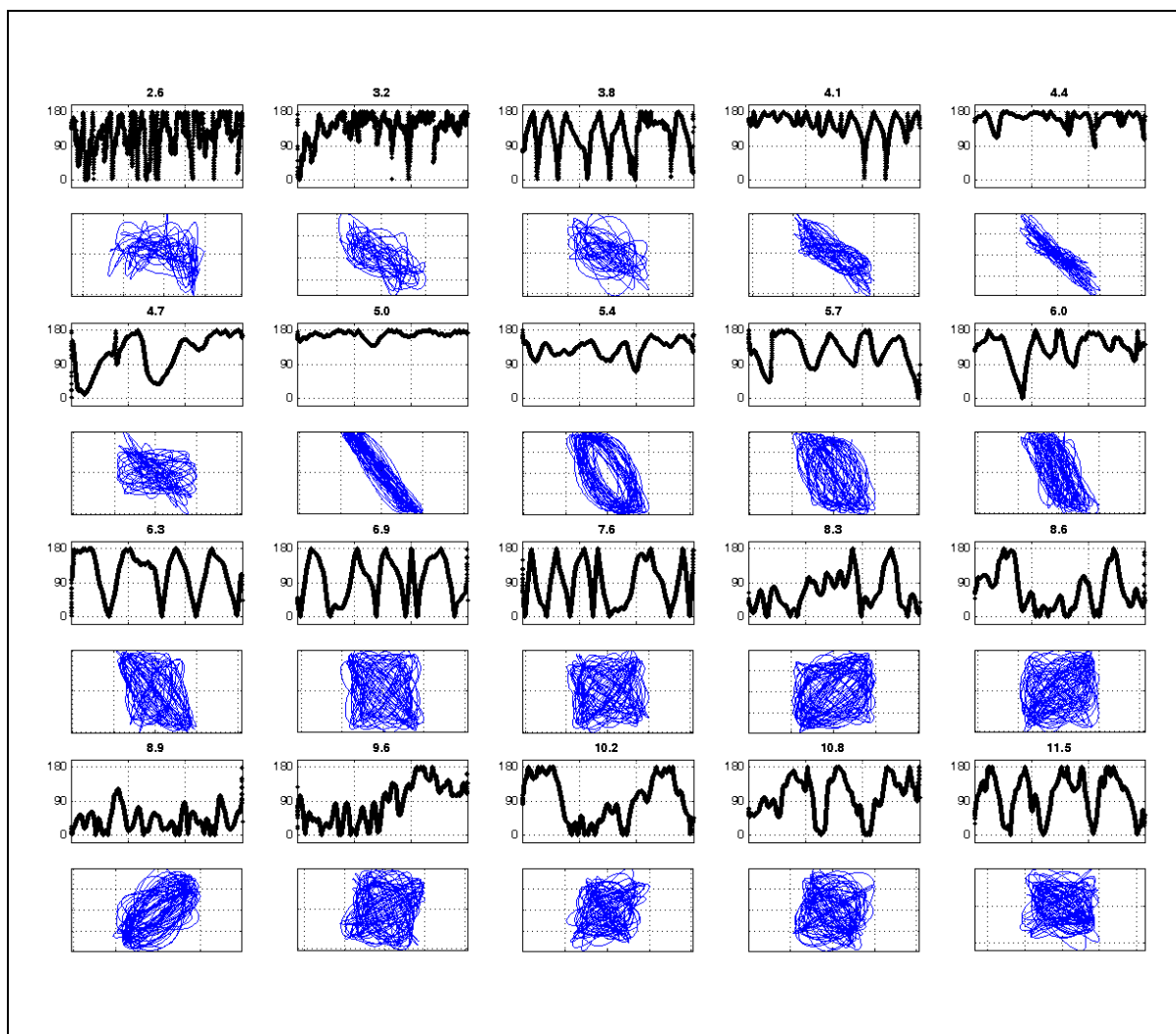


Figura 4.71: Ângulo de fase instantâneo (entre as oscilações dos dois cilindros) e figuras de Lissajous para a série completa de velocidades. Fase ψ entre os deslocamentos dos dois cilindros oscilando com espaçamento $S/D=5,0$.

Amplitude e frequência para $S/D=5,6$

Finalmente, a Figura 4.72 apresenta as curvas de amplitude, frequência dominante de oscilação e ângulo de fase ψ entre as oscilações dos dois cilindros alinhados para um espaçamento de $S/D=5,6$. A Figura 4.73 mostra o ângulo de fase ψ instantâneo e as curvas de Lissajous para todos os pontos da série para este espaçamento.

Mais uma vez, o cilindro à montante apresenta o comportamento típico de VIV encontrado para um cilindro isolado. O ramo inicial é verificado para $2,5 < U^* < 4,5$ com amplitudes crescentes nesta faixa. O pico do ramo superior, com $A^* \approx 0,9$, ocorre para $U^* \approx 5,5$. Em seguida, o ramo inferior decresce em amplitude até o final deste experimento. Em contraste, o cilindro à jusante apresenta comportamento distinto. Seu

ramo inicial atinge um máximo local de $A^* \approx 0,5$ ao redor de $U^* \approx 4,5$. Em seguida, um novo ramo se inicia em $U^* \approx 6,0$ com amplitudes crescentes até o patamar de $A^* \approx 0,8$, verificado até o final das velocidades deste ensaio.

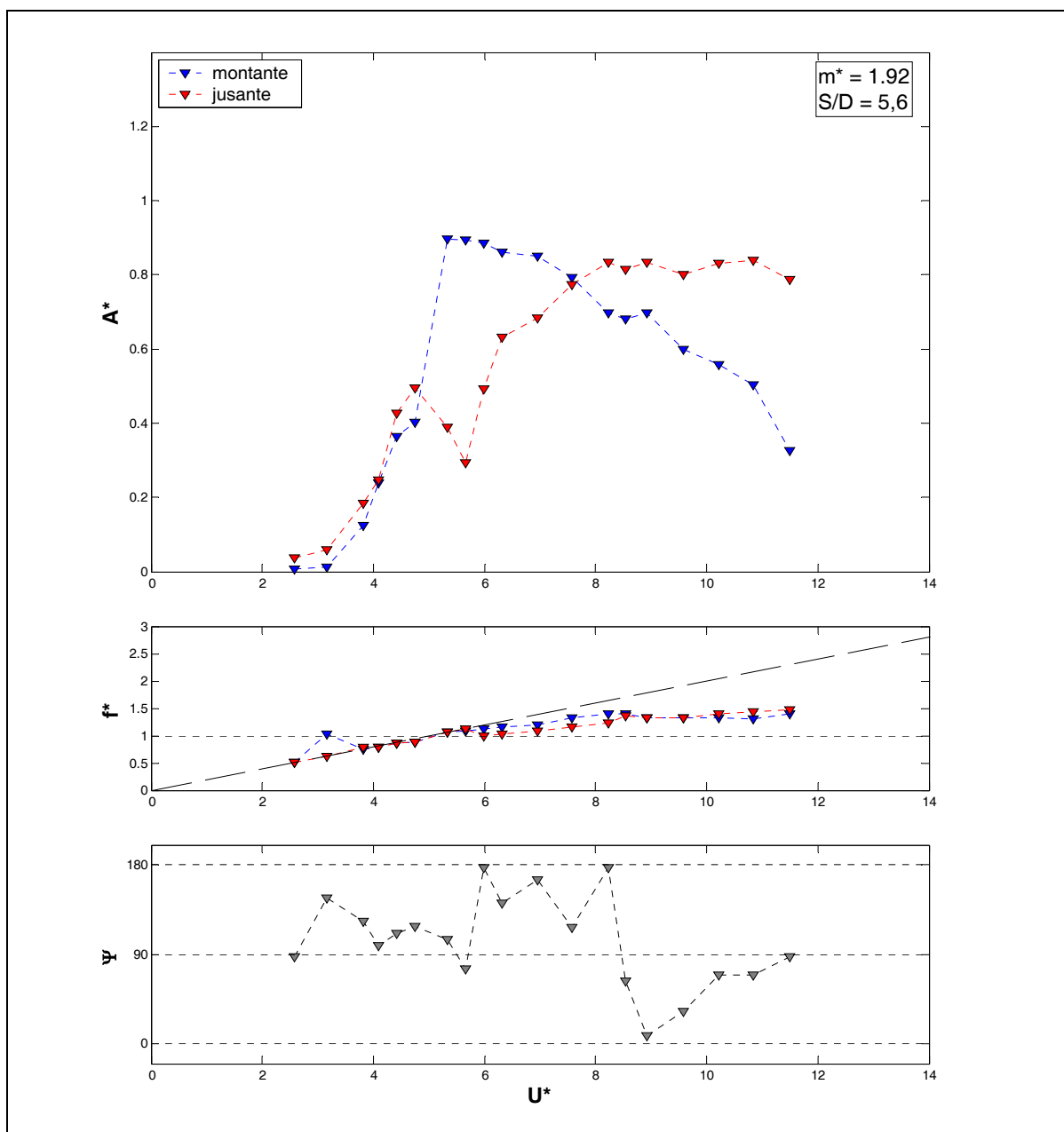


Figura 4.72: Curvas de amplitude, frequência e ângulo de fase entre os deslocamentos de dois cilindros alinhados oscilando com espaçamento $S/D=5,6$.

As curvas de frequência dominante de oscilação também apresentam o mesmo comportamento verificado para os espaçamentos anteriores. Na região $6,0 < U^* < 8,0$ a curva do cilindro à montante segue paralela à reta de $St = 0,2$, enquanto o cilindro à jusante desvia para $f^* \approx 1,0$. Contudo, apesar de apresentar este desvio, a diferença entre as curvas é menor que a encontrada para espaçamentos menores.

Novamente, as curvas de ângulo de fase ψ instantâneo entre os cilindros e as figuras de Lissajous, mostradas na Figura 4.73, não permitem identificar um comportamento ordenado. Pelo contrário, neste espaçamento os saltos entre as fases parecem ainda mais caóticos. A curva encontrada na Figura 4.72 representa apenas o comportamento médio de ψ ao longo dos ciclos coletados.

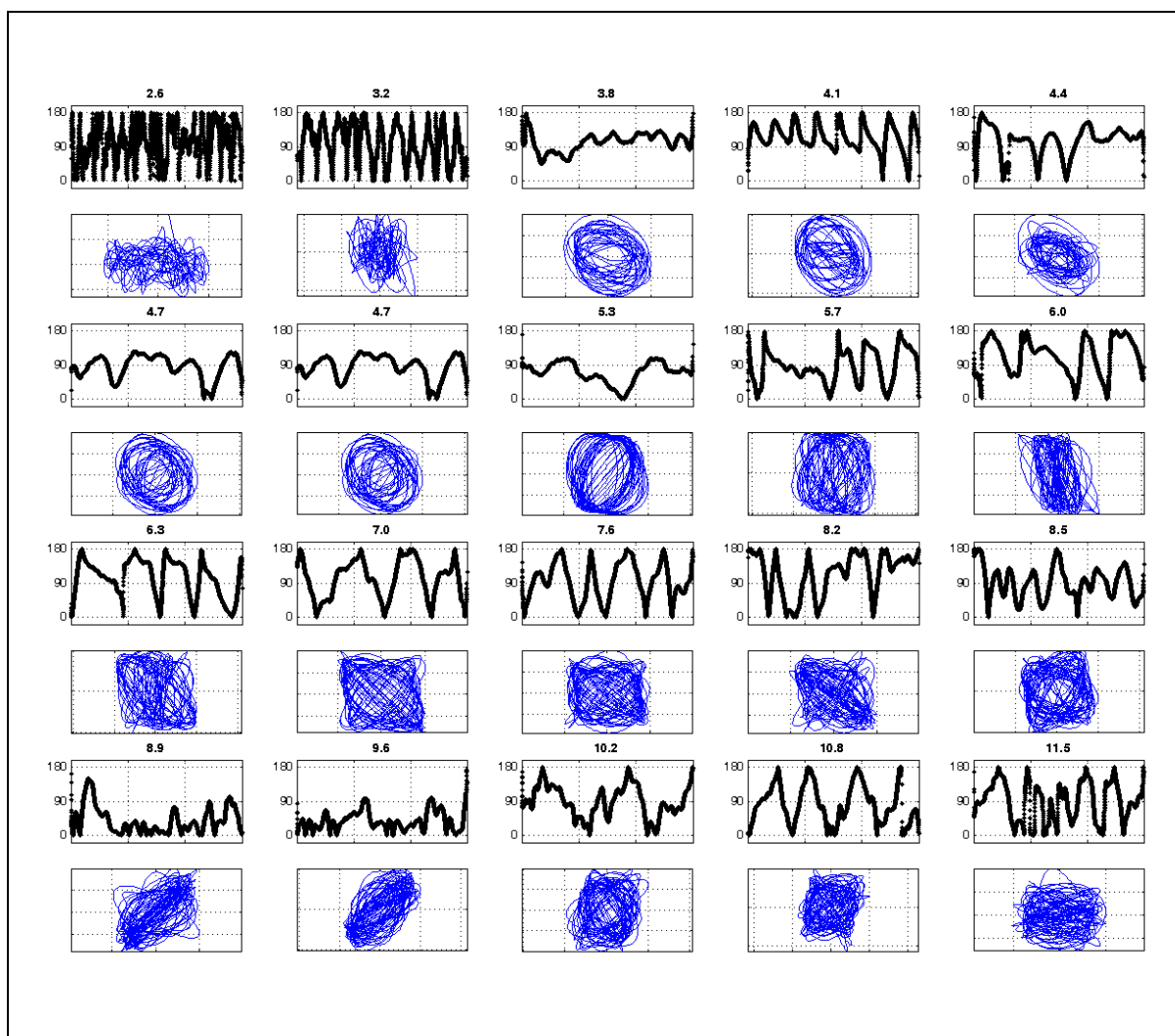


Figura 4.73: Ângulo de fase instantâneo (entre as oscilações dos dois cilindros) e figuras de Lissajous para a série completa de velocidades. Fase ψ entre os deslocamentos dos dois cilindros oscilando com espaçamento $S/D=5,6$.

Comparação com cilindro isolado

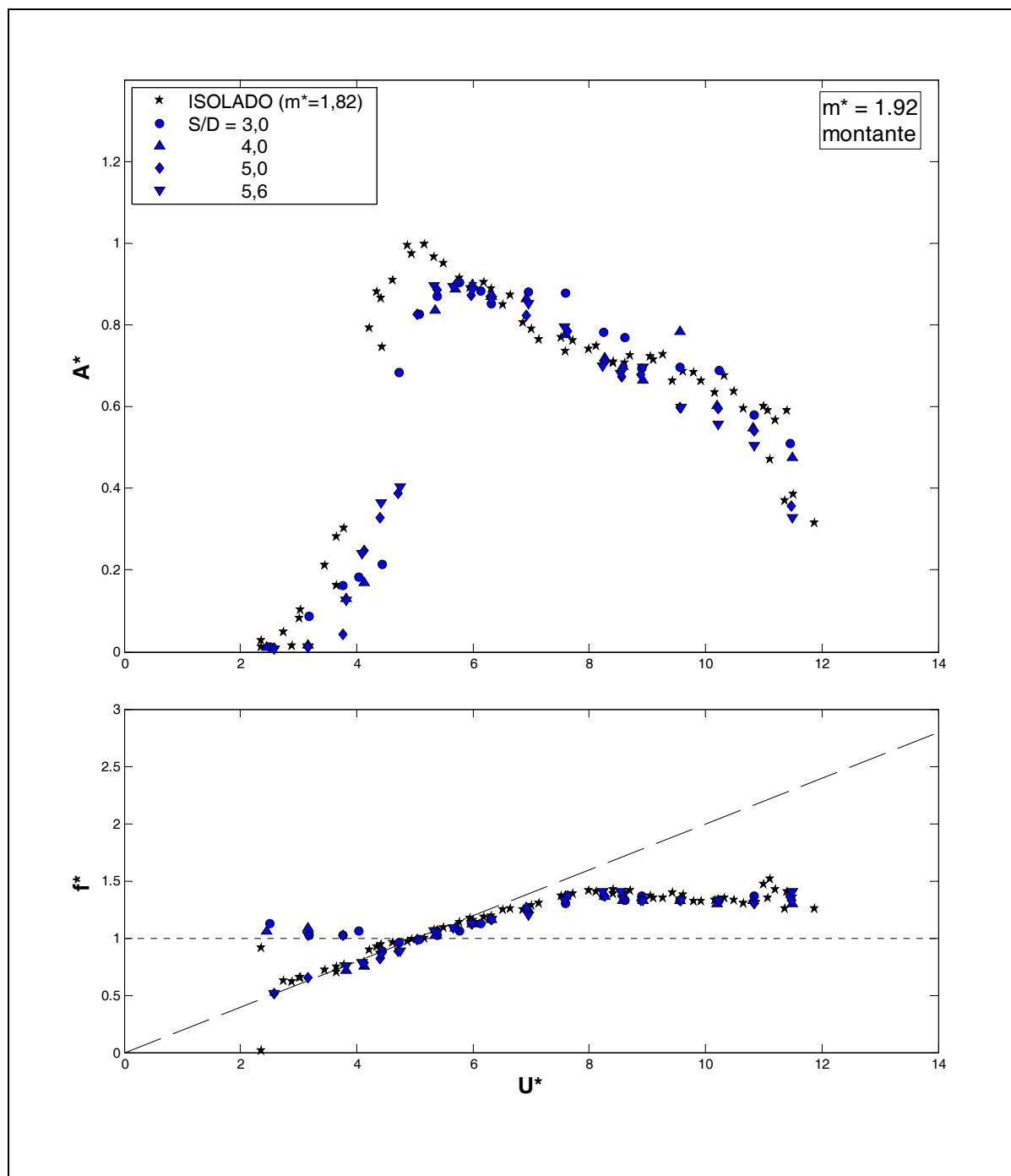


Figura 4.74: Comparação das curvas de amplitude e frequência entre um cilindro isolado e o cilindro à montante de um par alinhado onde ambos estão oscilando. Vários espaçamentos.

Conforme verificado em todas as curvas de amplitudes e frequências mostradas anteriormente, o cilindro à montante apresenta um comportamento típico de resposta ao fenômeno de VIV. A Figura 4.74 comprova esta observação comparando a resposta de um cilindro isolado oscilando transversalmente com as curvas dos cilindros à montante

apresentadas nesta seção. Apesar do pequeno deslocamento entre as curvas no eixo das velocidades reduzidas, o comportamento geral dos ramos de respostas é análogo em todos os casos. A diferença nos picos de amplitudes pode ser associada à pequena diferença no parâmetro de massa-amortecimento entre os sistemas. As curvas de frequência também mostram que o comportamento entre as duas configurações é semelhante.

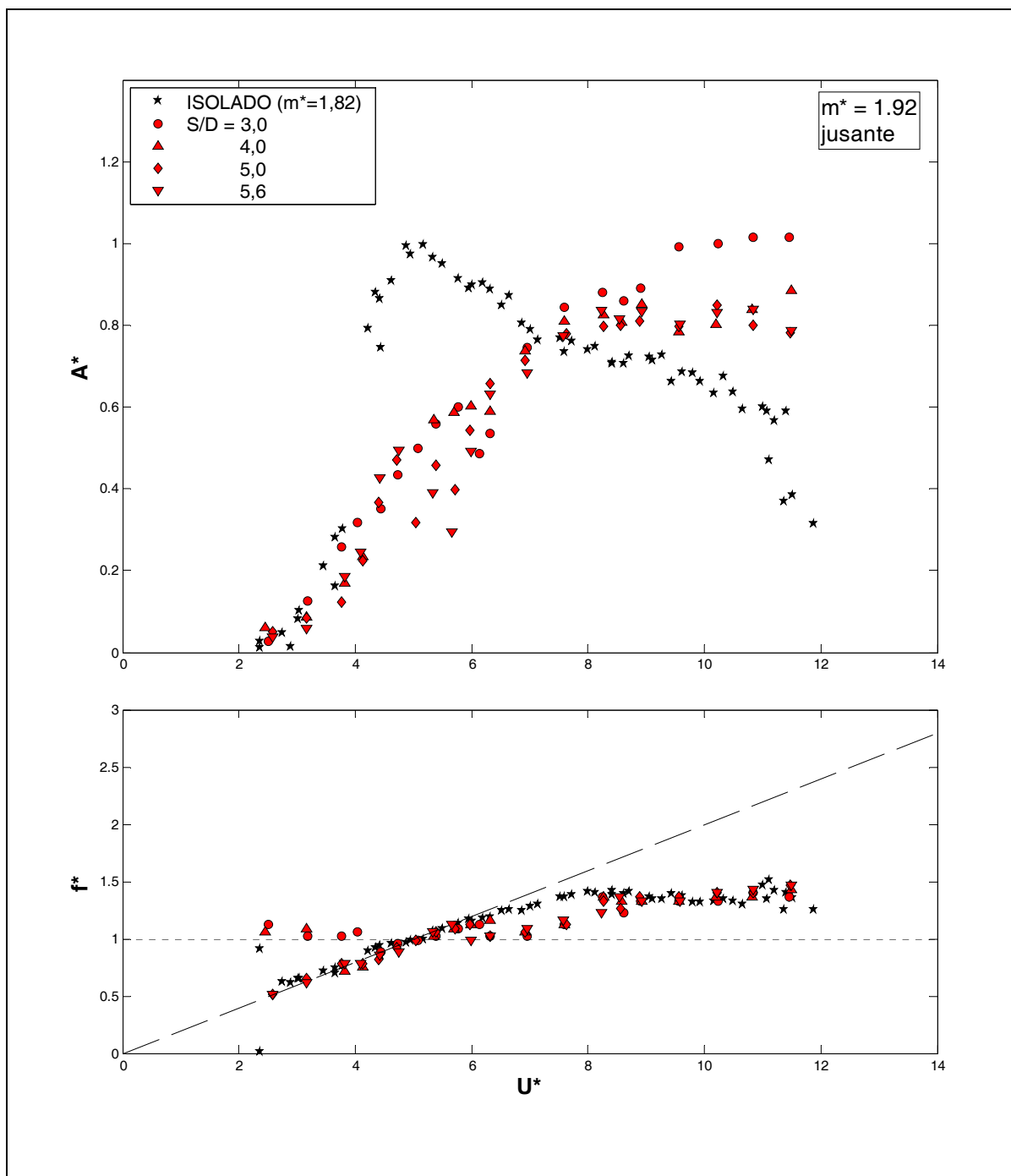


Figura 4.75: Comparação das curvas de amplitude e frequência entre um cilindro isolado e o cilindro à jusante de um par alinhado onde ambos estão oscilando. Vários espaçamentos.

A Figura 4.75 apresenta a comparação entre a resposta de amplitude e frequência de um cilindro isolado e as curvas apresentadas para os cilindros oscilando à jusante de outro

cilindro também em movimento livre. A resposta dos cilindros desta seção é bem diferente do comportamento típico de VIV do cilindro isolado. O pico do ramo superior não é verificado. E um outro ramo com amplitudes crescentes é observado no lugar do ramo inferior (decrecente). As curvas de frequência de oscilação mostram que o desvio da reta de $St = 0,2$ ocorre para todos os espaçamentos na faixa $6,0 < U^* < 8,0$. Este desvio não é verificado para a resposta de um cilindro isolado.

Comparação entre cilindros oscilando à jusante

Por fim, a Figura 4.76 confronta as respostas de amplitude para os dois casos de cilindros oscilando à jusante de outro: no primeiro caso, o cilindro oscila à jusante de um cilindro fixo; no segundo, à jusante de um cilindro que também se movimenta livremente. Como verificado anteriormente, as duas configurações apresentam respostas bem diferentes do comportamento típico de VIV para um cilindro isolado. Para os dois espaçamentos comparados, verifica-se que a amplitude cresce seguindo o mesmo comportamento. Mas, as amplitudes do cilindro oscilando à jusante de outro fixo são sempre maiores que as amplitudes de oscilação do outro caso.

Verifica-se também que a curva dos cilindros oscilando à jusante de outro fixo não apresentam a descontinuidade por volta de $U^* \approx 6,0$ que caracteriza dois ramos crescentes. Enquanto um caso apresenta um patamar (ou máximo local), o outro cresce continuamente sem apresentar saltos.

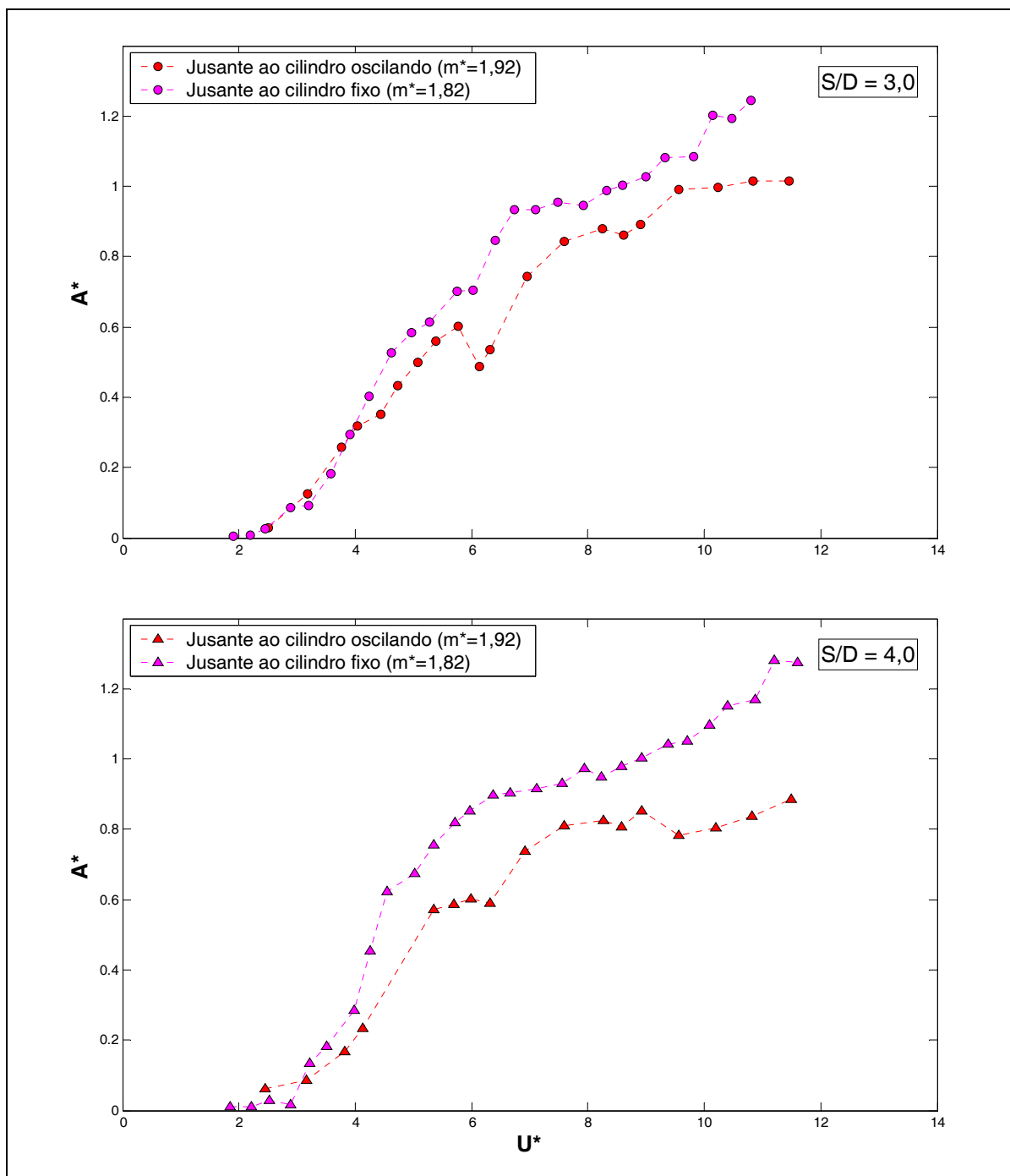


Figura 4.76: Comparação entre as curvas de amplitude para um cilindro oscilando à jusante de um cilindro fixo e um cilindro oscilando à jusante de outro também oscilando.

Conclusão desta seção

A resposta dinâmica do sistema quando ambos os cilindros estão livres para oscilar apresenta algumas semelhanças com os casos anteriormente analisados. O cilindro à montante apresenta uma resposta típica de VIV, com ramos de resposta e faixa de sincronização bem definidos, como vemos na Figura 4.74. Assim, podemos concluir que a

presença do segundo cilindro oscilando não interfere na resposta do cilindro à montante para as faixas de espaçamento analisadas. Novamente, esperamos que a resposta do cilindro à montante sofra alguma interferência quando o espaçamento aproximar o segundo cilindro da região de formação, atrapalhando a retroalimentação da esteira.

Por sua vez, a resposta dinâmica do cilindro à jusante, que sofre interferência da esteira gerada no primeiro corpo, apresenta um comportamento com amplitudes crescentes semelhante ao encontrado para um cilindro oscilando à jusante de outro fixo. Este comportamento é diferente da resposta típica de VIV puro, como vemos na comparação da Figura 4.75. As tendências de comportamento das curvas são semelhantes nos dois casos, como vemos na Figura 4.76, mas o primeiro caso apresenta amplitudes maiores para toda a faixa de velocidades estudada. Ainda nas curvas do cilindro à jusante, verificamos a existência de uma descontinuidade, sempre ao redor de $U^* \approx 6$, que define dois ramos de respostas: um ramo inicial seguido de outro ramo crescente com outra tendência.

Não identificamos um padrão característico nas curvas do ângulo de fase ψ entre as oscilações. Algumas velocidades apresentaram ciclos com fase $\psi = 90^\circ$, mas não podemos sintetizar um modelo para este comportamento ao longo da faixa de velocidades. Nestes experimentos, não medimos o comportamento do ângulo de fase ϕ entre o deslocamento e a força fluida. Esta tarefa fica como sugestão para estudos futuros, uma vez que seu comportamento pode mostrar alguma transição ou salto de fases que justifique a descontinuidade nos ramos. Vale ressaltar que o grande número de variáveis nas configurações em que ambos os cilindros oscilam dificulta a análise dos sistemas.

Mais uma vez, concluímos que o cilindro à montante praticamente não sofre interferência do segundo cilindro, mesmo oscilando, respondendo com um comportamento típico de VIV. Por outro lado, verificamos que o segundo cilindro apresenta um comportamento distinto de uma resposta de VIV pura, muito parecido com o caso em que o cilindro à montante está fixo.

Capítulo 5: CONCLUSÃO

5.1. Cilindro isolado

Os experimentos realizados para um cilindro isolado permitiram a validação de todos os métodos e procedimentos empregados neste estudo. Como resposta, observamos o comportamento esperado típico de vibrações induzidas por vórtices. Verificamos que as curvas de amplitude e frequência dominante de oscilação estão de acordo com os dados comparados na literatura. As medições do ângulo de fase entre a força fluida e o deslocamento permitiram identificar as transições entre os ramos e os modos de emissão da esteira. Também concluímos que a medição do ângulo de fase instantâneo, calculado pela transformada de Hilbert, é essencial para compreensão dos fenômenos. Sem a aplicação desta técnica não seria possível constatar a intermitência do ângulo de fase saltando entre os patamares $\phi \approx 0^\circ$ e $\phi \approx 180^\circ$.

As capturas com PIV permitiram a identificação dos modos 2S, 2P e 2P de emissão, correspondentes aos ramos inicial, superior e inferior, respectivamente. Os parâmetros utilizados na técnica de PIV para estas primeiras medições foram validados e repetidos em todos os outros ensaios deste trabalho. A respeito dos métodos para determinação de A^* , concluímos que o critério “10% max” é o mais adequado, uma vez que A^* significa a amplitude máxima de oscilação. O critério “RMS” daria uma idéia da amplitude média de oscilação para uma série temporal. Contudo, a comparação entre os três critérios, “10% max”, “RMS” e “10% min”, facilita a compreensão sobre a dispersão dos picos de amplitude. Esta dispersão aumenta com o número de Reynolds.

Outra importante constatação foi a redução do comprimento de formação em função do número de Reynolds. Este fenômeno torna-se ainda mais importante quando um outro cilindro está posicionado na região da esteira próxima. Tal fato justifica a necessidade dos futuros experimentos serem realizados com Reynolds constante. Finalmente, concluímos que o parâmetro de massa $m^* \approx 2$ seria o mais adequado para a realização dos experimentos de interferência. Apesar de não ser possível observar de maneira clara o final da faixa de sincronização, este arranjo permitiu uma investigação mais ampla dentro da faixa de sincronismo.

5.2. Interferência

Par alinhado: montante oscilando

Observando as curvas de amplitude e frequência para um cilindro oscilando à montante de outro fixo, verificamos que seu comportamento é muito semelhante à resposta de um cilindro isolado. Assim, concluímos que o cilindro à jusante não oferece interferência significativa nas oscilações do primeiro cilindro. Sua resposta apresenta um comportamento típico de excitação por emissão de vórtices, com a identificação dos ramos de amplitudes e a faixa de captura da frequência de emissão pela frequência de oscilação.

Acreditamos que um efeito de interferência do cilindro à jusante sobre o primeiro somente será significativo quando o segundo estiver posicionado muito próximo da região da esteira próxima. Tal fato também requer uma investigação com Reynolds constante, uma vez que o comprimento de formação é sensível a este parâmetro.

Par alinhado: jusante oscilando

Este arranjo, de um cilindro oscilando à jusante de outro fixo, representa o foco deste trabalho. Para todos os casos de espaçamento analisados, na faixa $2,0 < S/D < 5,6$, verificou-se que o cilindro à jusante sofre forte interferência da esteira desenvolvida no primeiro cilindro. O comportamento se difere significativamente da curva de um cilindro isolado, apresentando novos ramos com tendências distintas, como é explicado na Figura 5.1. A duração destes três ramos coincide com os ramos típicos de VIV para um cilindro isolado (inicial, superior e inferior). Ambos os casos apresentam um ramo inicial de excitação na mesma região. Em seguida, o cilindro isolado salta para o ramo superior, enquanto o arranjo com interferência desenvolve um ramo com crescimento suave e curvatura para baixo. Estes ramos perduram até que a curva de frequência saia da ressonância e inicie seu desvio da reta da frequência de emissão de vórtices. Quando as frequências reduzidas assumem o patamar de sincronização (ou captura) a curva do cilindro isolado entra no ramo inferior até o final da faixa. Na mesma região, a curva de amplitudes do caso com interferência começa a crescer.

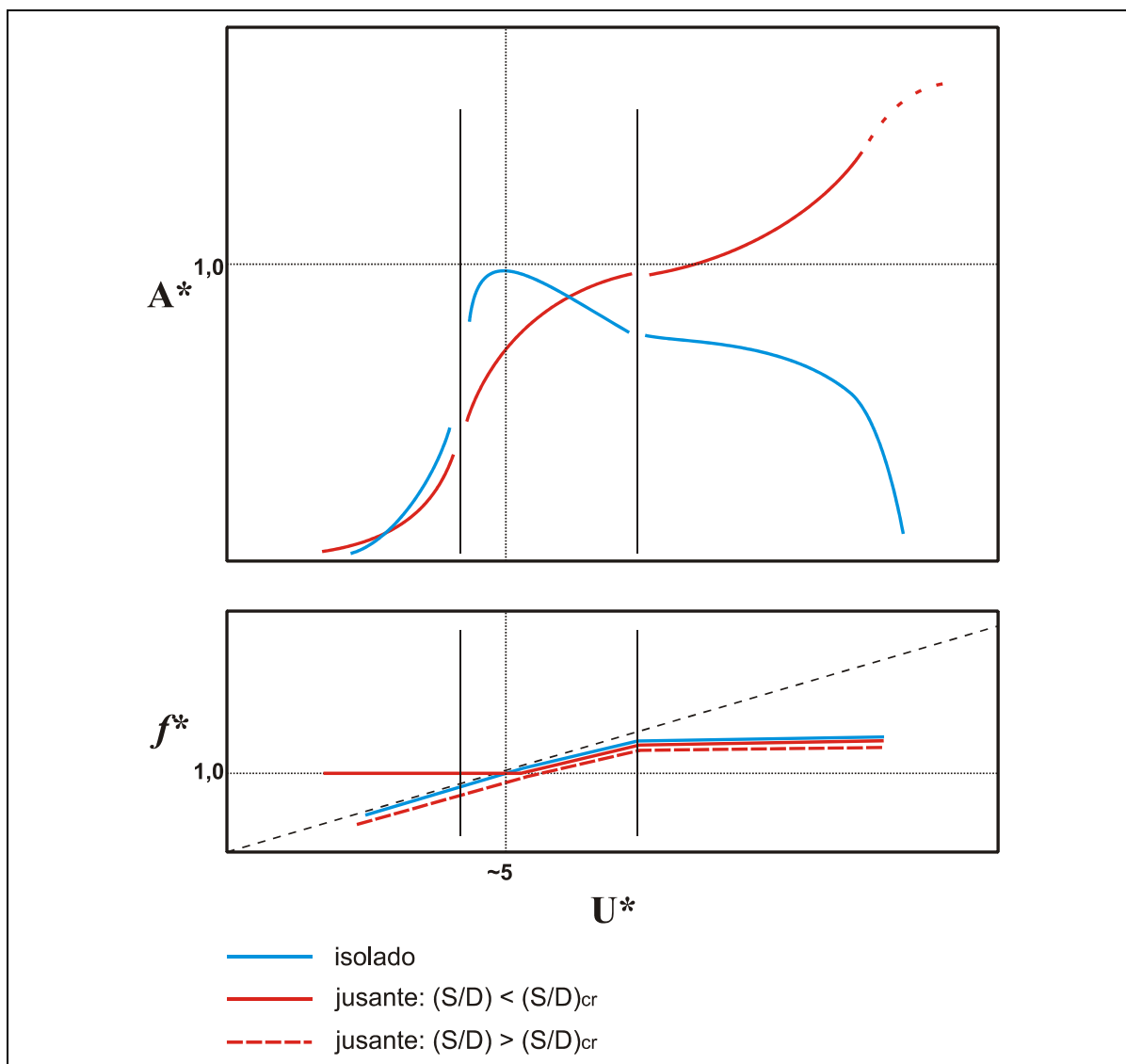


Figura 5.1: (vermelho) Comportamento observado para um cilindro à jusante de outro fixo comparado à (azul) resposta típica de VIV de um cilindro isolado. Identificação de três ramos com tendências distintas. Curvas de frequência dependem do espaçamento crítico.

Outra constatação interessante foi verificada nas curvas de frequência. Existe um espaçamento crítico $(S/D)_{cr}$ onde a formação de uma esteira desenvolvida entre os cilindros excita o cilindro à jusante na frequência de emissão de vórtices. Para espaçamentos maiores que o valor crítico, a curva de frequência reduzida segue a reta de emissão de vórtices. Para espaçamentos menores que $(S/D)_{cr}$, verifica-se que o cilindro oscila com sua frequência natural. Este comportamento é observado nas curvas vermelhas (contínua e tracejada) da Figura 5.1.

O crescimento da amplitude iniciado no terceiro ramo deve continuar para velocidades mais altas, porém esta verificação não foi observada por causa das limitações dos experimentos. O modelo de Bokaian (1989) mostra que a amplitude crescerá

assintoticamente para um valor limite. Este comportamento vem sendo identificado por “galloping” ao longo da literatura porque as amplitudes crescem com a velocidade. Neste estudo, procuramos fatos que justifiquem esta atribuição. A natureza do fenômeno que excita este novo ramo crescente é mesmo galloping?

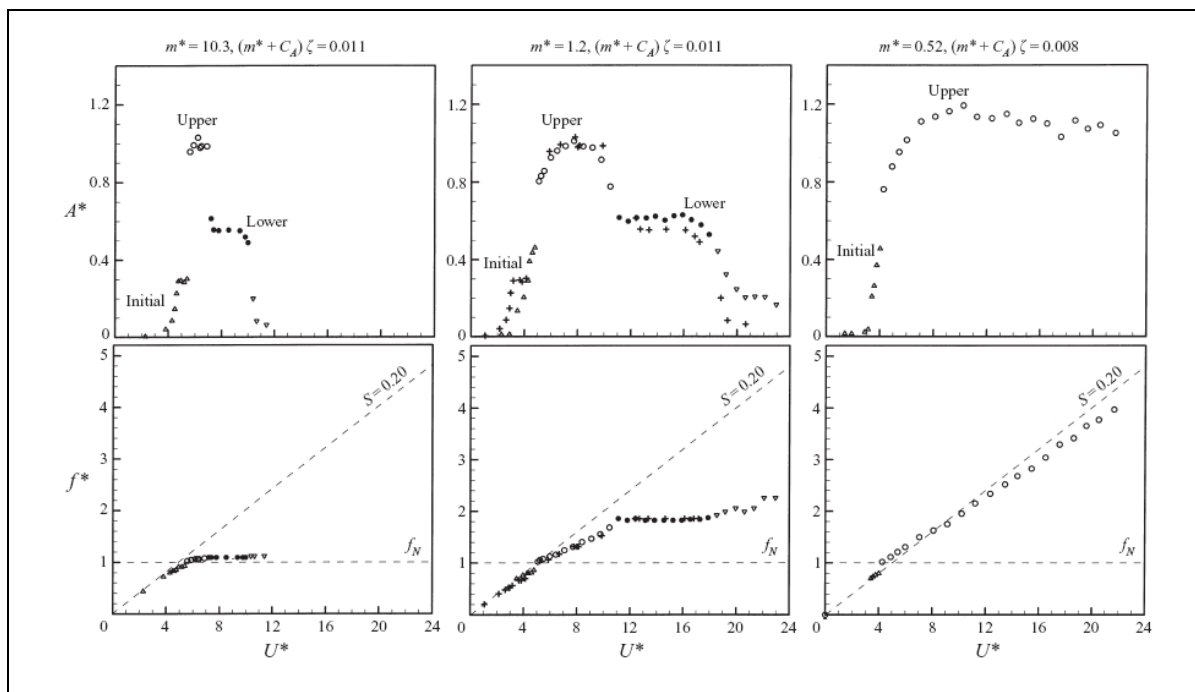


Figura 5.2: Existência de uma massa crítica ($m_{cr}^* = 0,54$) para o fenômeno de VIV. Nos dois primeiros casos o parâmetro de massa está acima deste valor crítico, no terceiro, está abaixo. Reproduzido de Govardhan & Williamson (2000).

Em seus experimentos com um cilindro rígido oscilando à jusante de outro fixo, Hover & Triantafyllou (2001) afirmam que “foi verificada excitação por galloping sem nenhuma evidência de VIV” apenas porque as amplitudes não cessaram dentro de uma faixa limitada. Ora, Govardhan & Williamson (2002) já comprovaram que existe uma massa crítica para qual um cilindro isolado (apenas excitado por VIV) permanece oscilando indefinidamente, sem apresentar uma faixa limitada onde as vibrações terminem. E mais, durante todo este regime “infinito” (até onde foi possível de se investigar com experimentos) verifica-se que não há captura da frequência de emissão pela frequência de oscilação do cilindro, mas esta primeira cresce continuamente com a velocidade. Este comportamento também foi analisado ao limite com modelos fenomenológicos. Estes fenômenos são ilustrados na Figura 5.2 para três valores de parâmetro de massa, verificando que a massa crítica para um cilindro isolado vale $m_{cr}^* = 0,54 \pm 0,01$ (de acordo com Govardhan & Williamson, 2002).

Os autores também mostram que a existência e manutenção deste regime infinito se devem à componente da força de sustentação em fase com a aceleração, representada pelo chamado coeficiente de massa adicional efetiva (C_{EA}), como definido em [2.18] e reapresentado a seguir.

$$C_{EA} = \frac{1}{2\pi^3} \frac{C_L \cos(\phi)}{A^*} \left(\frac{U^*}{f^*} \right)^2$$

Como vimos anteriormente, esta parcela da força fluida depende, além de outros parâmetros do ângulo de fase ϕ , da magnitude da força de sustentação (expressa pelo coeficiente) e da velocidade do escoamento incidente. Como o arranjo de dois cilindros alinhados apresenta interferência no escoamento, é provável que as variações destes três parâmetros com origem no escoamento resultem em uma massa crítica diferente para um cilindro oscilando à jusante de outro fixo. Govardhan & Williamson (2002) já mostraram que esta massa crítica é diferente para uma esfera oscilando por VIV. Mas, também mostraram que apresenta outro valor para um cilindro isolado oscilando em regime laminar (cujo valor encontrado é da ordem de 0,25). Neste caso, apenas as características do escoamento mudaram. Será que as alterações no escoamento causadas pela interferência não poderiam alterar este valor de massa crítica?

Assim, não podemos descartar a hipótese de que haja um valor crítico de massa para o arranjo de um cilindro oscilando sob interferência abaixo do qual o regime de oscilação seja prolongado ou até mesmo não termine. Este valor não precisa ser necessariamente igual ao do cilindro isolado. Se isto ocorrer, a natureza das excitações pode ser atribuída à emissão de vórtices na esteira, ou ainda melhor, à interferência causada pela esteira desenvolvida à montante e a outra desprendida à jusante. Contudo, um cilindro oscilando abaixo de sua massa crítica apresenta a frequência de oscilação seguindo a frequência de excitação de emissão de vórtices, como verificado na Figura 5.3. Nesta condição não há captura da frequência de emissão e a curva de f^* não se desvia da reta de excitação por vórtices. Esta pode ser uma evidencia de que o nosso arranjo de cilindros alinhados não está abaixo de sua massa crítica, uma vez que a captura (desvio da reta de emissão) foi verificada. Assim, a permanência das oscilações no ramo superior, ou o desenvolvimento de um novo ramo crescente, também não podem ser atribuídos ao fenômeno de massa crítica nos casos deste estudo.

Hover & Triantafyllou (2001) verificaram um ramo de resposta com amplitudes monotonicamente crescentes. Por causa das limitações da faixa de velocidades não podemos saber se esta curva cresce indefinidamente ou tende assintoticamente para um valor. Este segundo comportamento estaria de acordo com os modelos de resposta de galloping propostos por Bokaian (1989). Mas, por definição, o fenômeno de galloping sempre apresenta força de excitação proporcional à velocidade do corpo, isto é, para uma excitação pura de galloping o ângulo de fase entre a força fluida e o deslocamento do corpo será sempre $\phi = 90^\circ$. Neste trabalho, não verificamos um ângulo de fase $\phi = 90^\circ$ predominante que correspondesse a este ramo crescente. Pelo contrário, encontramos uma região de transição onde o ângulo de fase apresenta saltos desordenados entre valores próximos de $\phi = 0^\circ$ e $\phi = 180^\circ$. Hover & Triantafyllou (2001) também não verificaram um valor $\phi \approx 0^\circ$, mas alcançaram uma região onde a transição se dá por completo para $\phi \approx 180^\circ$. Mesmo assim, o comportamento crescente da curva de amplitude foi denominado “galloping like” pelos autores.

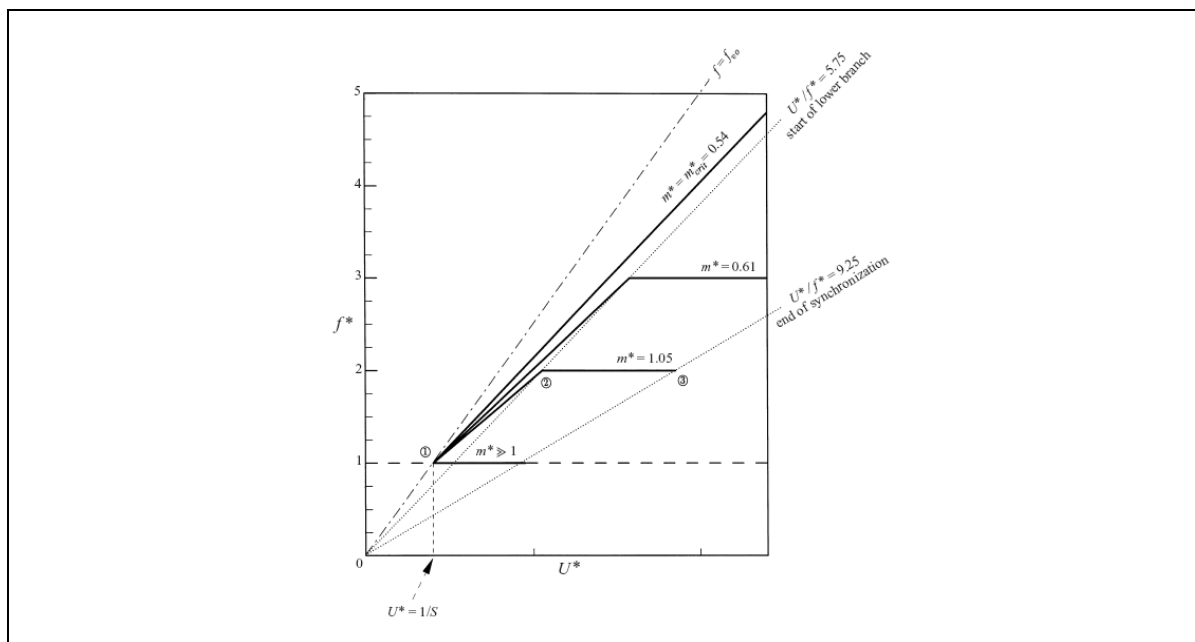


Figura 5.3: Dependência da frequência reduzida de com o parâmetro de massa. Associação com os ramos de resposta e efeito da massa crítica. Reproduzido de Govardhan & Williamson (2000).

Além disso, sabemos que a teoria quasi-steady, empregada para modelar os fenômenos de galloping, é limitada para fenômenos onde a frequência de excitação é muito maior que a frequência natural dos sistemas. Isto não é verificado nas faixas de velocidade deste estudo. A frequência de excitação fluida, gerada na esteira à montante ou no próprio cilindro à jusante, possui frequência da mesma ordem da frequência natural do sistema!

Pelos motivos justificados nos parágrafos anteriores, concluímos que atribuir o desenvolvimento deste ramo crescente unicamente ao fenômeno de galloping isolado não é adequado. Visto que temos evidências suficientes que mostram que ele não ocorre sozinho na faixa de velocidades deste trabalho. Por outro lado, atribuir a resposta obtida exclusivamente ao típico fenômeno de vibrações induzidas por vórtices também não está de acordo com as evidências que observamos. Uma possibilidade seria atribuir o fenômeno à presença de ambos os efeitos combinados, mas não temos evidências suficientes que permitam a identificação da ocorrência de cada um deles individualmente.

Assim, concluímos que o comportamento do cilindro nesta faixa é governado tanto pelas flutuações do campo de velocidades do escoamento que se desenvolve entre os cilindros, quanto pela excitação causada pela emissão de vórtices do próprio cilindro à jusante. Para descrever este fenômeno, responsável pelo desenvolvimento deste ramo de resposta crescente, sugerimos uma nova nomenclatura: Vibrações por Interferência da Esteira, batizada com a sigla “WIV” do inglês “Wake-Interference Vibrations”.

Este comportamento de WIV apresenta: o fenômeno de sincronização com captura da frequência de emissão pela frequência de oscilação (típico de VIV) e uma tendência crescente na amplitude à medida que a velocidade aumenta (comportamento típico de galloping). Mas, não apresenta força de excitação com $\phi = 90^\circ$ nem $\phi = 0^\circ$ com o deslocamento. Nos experimentos realizados neste trabalho não pudemos verificar se a faixa de sincronização termina para velocidades mais altas. Novos ensaios para faixas mais altas são essenciais.

Com o auxílio das visualizações com PIV, também concluímos que o número de Reynolds é um parâmetro muito importante para os fenômenos de interferência. Com a redução do comprimento de formação, o desenvolvimento de uma esteira entre os dois cilindros é mais provável à medida que Reynolds aumenta. Os experimentos realizados variando-se o espaçamento para um valor de Reynolds constante mostraram que as amplitudes de oscilação diminuem à medida que o espaçamento aumenta quando há uma esteira desenvolvida entre os cilindros. As estruturas de vorticidades na esteira também mostraram que os vórtices se formam com mais facilidade entre os cilindros quando as amplitudes do cilindro à jusante são maiores.

Finalmente, a pergunta proposta nos objetivos não pode ser por completo esclarecida: Qual a natureza dos fenômenos que induzem vibrações em um cilindro

oscilando à jusante de outro fixo quando o par alinhado apresenta fenômenos de interferência fluidodinâmica? Os dados compilados neste estudo mostram que as amplitudes crescentes são confusamente atribuídas ao fenômeno de galloping puro, uma vez que a força de excitação não está em fase com a velocidade, mas apresenta variações intermitentes. Se a excitação for gerada pelo fenômeno de emissão de vórtices, então este ramo representa um novo comportamento de VIV decorrente do efeito de interferência, complementar à clássica resposta com uma faixa de oscilação limitada. Assim, chamamos de Vibrações por Interferência da Esteira (WIV) o fenômeno que excita este ramo de amplitudes crescente.

Par alinhado: ambos oscilando

Complementando, o caso em que ambos os cilindros estão livres para oscilar sob interferência apresenta muitos parâmetros envolvidos no sistema. Para uma melhor análise dos fenômenos é necessário que as variáveis sejam exaustivamente analisadas em função umas das outras. A Figura 5.4 ilustra o comportamento de um par de cilindros alinhados oscilando com interferência. De um modo geral, podemos observar um comportamento de resposta típica de VIV para o cilindro à montante, mas a diferença entre o ramo superior e o inferior ficou ainda menos evidente. Por sua vez, cilindro à jusante apresentou dois ramos de resposta com uma descontinuidade entre eles. O primeiro ramo crescente aumenta sua amplitude de oscilação continuamente, enquanto o cilindro à montante desenvolve os ramos inicial e superior. Quando o primeiro cilindro apresenta a descontinuidade associada à transição do ramo superior para o inferior, o segundo cilindro também apresenta uma descontinuidade na curva de oscilação, tomando um novo ramo crescente. Este segundo ramo parece crescer até um valor limite para a faixa de velocidades estudada.

De acordo com os experimentos de Brika & Laneville (1999) com cilindros flexíveis, é de se esperar que uma nova descontinuidade na curva do segundo cilindro aconteça quando a faixa de sincronização do primeiro terminar. Daí, espera-se que o cilindro à jusante tome um outro ramo de oscilação. Contudo, este comportamento não foi verificado neste trabalho por conta das limitações dos experimentos. Mais uma vez, verificamos a necessidade da realização de experimentos com velocidades reduzidas mais elevadas. Novamente, a realização de experimentos com Reynolds constante também é

fundamental para uma melhor compreensão dos efeitos de interferência, uma vez que, pelo menos, um parâmetro seria reduzido.

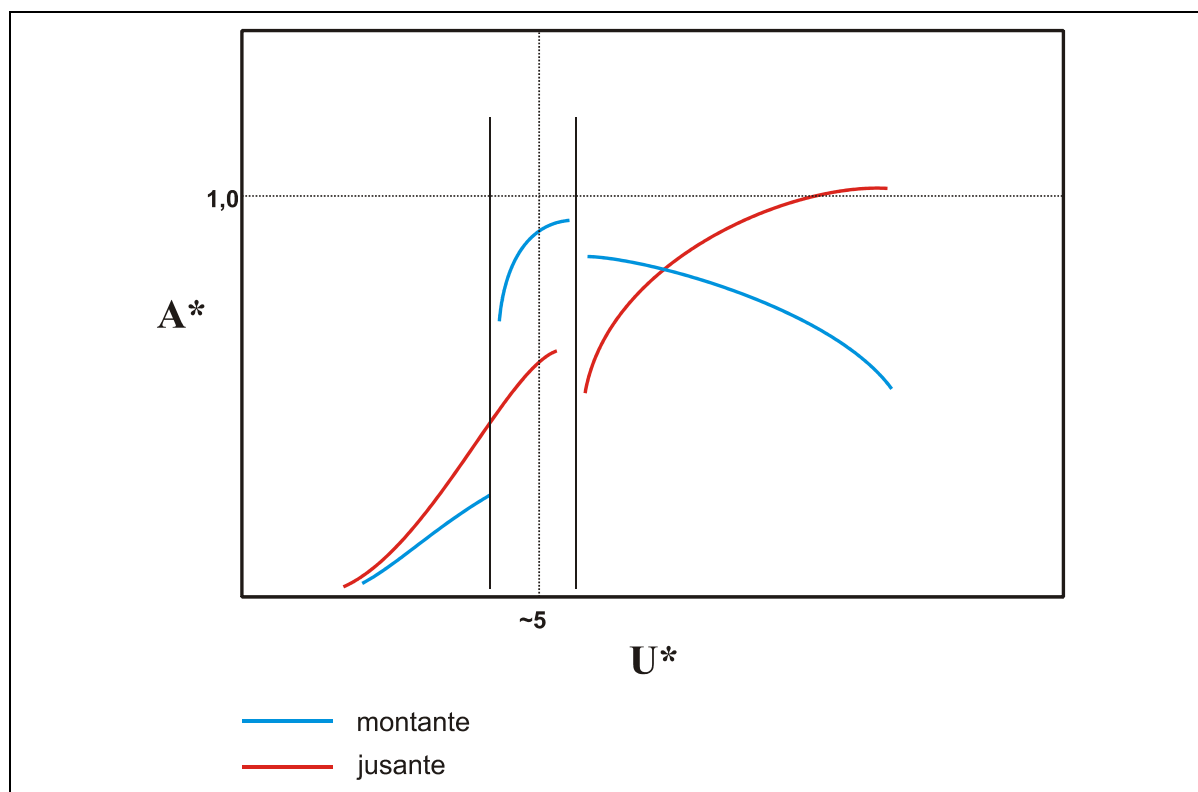


Figura 5.4: Comportamento observado para um par de cilindros alinhados com interferência. Ambos os cilindros apresentam oscilação transversal.

5.3. Considerações Finais

Concluimos que as técnicas experimentais e de tratamento de sinais foram validadas para futuros experimentos com vibrações induzidas pelo escoamento em arranjos de cilindros. Observamos que as verificações do ângulo de fase instantâneo através da transformada de Hilbert e de figuras de Lissajous mostraram-se bastante eficazes. A técnica de PIV foi satisfatoriamente empregada, fornecendo resultados muito interessantes da dinâmica da esteira.

Apesar da metodologia dos experimentos ter se mostrado eficaz, ela pode ser aprimorada melhorando a qualidade dos dados. Além do desenvolvimento de bases elásticas de menor amortecimento e maior rigidez na direção do escoamento (possibilitando atingir velocidades mais elevadas), a construção de bases com coeficiente de restauração k ajustável permitiria a realização de experimentos com Reynolds constante.

Os pontos coletados na faixa de velocidades podem ser refinados, construindo curvas com menor dispersão e modelos de incerteza mais baixa. Com um refinamento também é possível verificar a existência dos fenômenos de intermitência e histerese. A aquisição de séries temporais mais longas também coopera para a melhoria dos dados, uma vez que um maior número de ciclos de oscilação é coletado para cada regime.

Também apresentamos este trabalho como o primeiro estudo experimental desenvolvido no Canal de Água Circulante do NDF. Conforme observado, concluímos que o canal apresenta uma seção de testes bem comportada e extremamente versátil para o desenvolvimento de experimentos de vibrações induzidas pelo escoamento.

5.4. Trabalhos futuros

Como consequência deste estudo, apresentamos algumas propostas para a continuidade destas pesquisas:

Realização de experimentos com coeficiente de restauração ajustável, possibilitando varreduras na faixa de velocidade reduzida com Reynolds constante. Desenvolvimento de bases elásticas com amortecimento estrutural ainda mais baixo. Construção de arranjos com parâmetro de massa menor, permitindo observações dos fenômenos abaixo da massa crítica.

Determinação da força fluida aplicada ao redor do cilindro através do campo de vorticidades medido com PIV. Medição do ângulo de fase entre as oscilações e a força fluida para ambos os cilindros. Medição dos coeficientes de pressão nos pontos base e de estagnação e em pontos ao redor do diâmetro e do comprimento, permitindo análises de correlação tridimensional. Medição simultânea da flutuação da força de arrasto para verificação do critério de galloping descrito em Blevins (1990).

Obtenção direta do número de Strouhal pela medição da taxa de emissão de vórtices na esteira empregando anemometria de filme quente ou anemometria a laser Doppler. Aprimoramento da técnica de PIV para mapeamento do campo de velocidade em diversos pontos dentro de um ciclo de emissão. Obtenção das estruturas tridimensionais da esteira com PIV aplicado nos dois planos paralelos ao comprimento do cilindro. Aquisição de sinais com técnica de “conditional sampling”.

Desenvolvimento de bases elásticas com dois graus de liberdade. Aplicação da base elástica de baixo amortecimento com mancais a ar comprimido, atingindo velocidades mais altas, sem apresentar o problema de flambagem e com possível variação do conjunto de molas.

Estudo de interferência ente outros arranjos de cilindros (lado a lado e oblíquos) com refinamento dos espaçamentos. Interferência entre cilindros flexíveis e também modelos longos. Experimentos com oscilações forçadas, reduzindo o número de parâmetros durante a análise.

REFERÊNCIAS

Referências citadas

- ALAM, M.M.; MORIYA, M.; TAKAI, K. SAKAMOTO, H. (2003); Fluctuating fluid forces acting on two circular cylinders in tandem arrangement at a subcritical Reynolds number; *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*; 91, 139-154.
- ÁSSI, G.R.S.; MENEGHINI, J.R.; ARANHA, J.A.P.; COLETO, W.G.P. (2005); Design, Assembling and Validation of a Circulating Water Channel for Fluid Dynamics Experiments; *Proceedings of the 18th COBEM – International Congress of Mechanical Engineering*; Ouro Preto.
- ÁSSI, G.R.S. (2003a); Obtenção do campo de pressões no escoamento ao redor de cilindros posicionados lado a lado; XIX Congresso de Iniciação Científica e Tecnológica em Engenharia; São Carlos.
- ÁSSI, G.R.S. (2003b); Calibração de um anemômetro a laser Doppler; XIX Congresso de Iniciação Científica e Tecnológica em Engenharia; Menção Honrosa no XI SIICUSP; São Carlos.
- ÁSSI, G.R.S. (2003c); Desenvolvimento de um canal de água circulante para experimentos em dinâmica dos fluidos; XIX Congresso de Iniciação Científica e Tecnológica em Engenharia; São Carlos.
- BATCHELOR, G.K. (1967); *An introduction to fluid dynamics*; Cambridge University Press; Cambridge.
- BEARMAN, P.W.; ZDRAVKOVICH, M.M. (1978); Flow around circular cylinder near a plane boundary; *Journal of Fluid Mechanics*; 89, 33-48.
- BEARMAN, P.W. (1984); Vortex shedding from oscillating bluff bodies; *Annual Review of Fluid Mechanics*; 16, 195–222.
- BLACKBURN, H.M.; GOVARDHAN, R.; WILLIAMSON, C.H.K. (2000); A complementary numerical and physical investigation of vortex-induced vibration; *Journal of Fluids and Structures*; 15, 481-488.
- BLACKBURN, H.M.; HENDERSON, R.D. (1999); A study of two-dimensional flow past an oscillating cylinder; *Journal of Fluid Mechanics*; v. 385, p. 255-286.
- BLEVINS, R.D. (1990); *Flow-induced Vibrations*; Van Nostrand Reinhold; New York.
- BOKAIAN, A.; GEOOLA, F. (1984); Wake-induced galloping of two interfering circular cylinders; *Journal of Fluid Mechanics*; 146, 383-415.
- BOKAIAN, A. (1989); Galloping of a circular cylinder in the wake of another; *Journal of Sound and Vibration*; 128, 71-85.
- BRANKOVIC, M. (2004); *Vortex-Induced Vibration Attenuation of Circular Cylinders with Low Mass and Damping*; PhD Thesis, Imperial College – University of London.
- BRIKA, D., LANEVILLE, A. (1993); Vortex-induced galloping of two interfering circular cylinders; *Journal of Fluid Mechanics*; 146, 383-415.
- BRIKA, D., LANEVILLE, A. (1999); The flow interaction between a stationary cylinder and a downstream flexible cantilever; *J. Fluids Structures*; 13, 579-606.
- CARMO, B.S. (2005); *Estudo numérico do escoamento ao redor de cilindros alinhados*; Dissertação de mestrado apresentada à Escola Politécnica da Universidade de São Paulo.

- CHEN, S.S. (1986); A review of flow-induced vibration of two cylinders in crossflow; ASME Journal of Pressure Vessel Technology; 108, 382-393.
- CIMBALA, J.M.; NAGIB, H.M.; ROSHKO, A. (1988); Large structure in the far wakes of two dimensional bluff bodies; Journal of Fluid Mechanics; v. 190, p. 265-298.
- CLUTTER, D.W.; SMITH, A.M.O.; Aerospace Engineering; v. 20, p. 24-27; 1961.
- COHEN, L. (1995); Time-Frequency Analysis; Prentice-Hall; New Jersey.
- DALTON, C.; XU, Y.; OWEN, J.C. (2001); The Suppression of Lift on a Circular Cylinder due to Vortex Shedding at Moderate Reynolds Numbers; Journal of Fluids and Structures; 15; 617-628.
- DURST, F. (1990); Optical Techniques for Fluid Flow and Heat Transfer; Experimental Thermal and Fluid Science; 3, 33-51.
- FENG, C.C. (1968); The measurements of vortex-induced effects in flow past a stationary and oscillating circular and D-section cylinders; MSc Thesis, University of British Columbia, Vancouver, Canada.
- FUJARRA, A.L.C (2002); Estudos experimentais e analíticos das vibrações induzidas pela emissão de vórtices em cilindros flexíveis e rígidos; Tese de doutorado apresentada à Escola Politécnica da Universidade de São Paulo.
- GELLER, E.W. (1955); Journal of Aeronautic Sciences; 22, 869-870.
- GERRARD, J.H. (1966); The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies; Journal of Fluid Mechanics; 25 (2), 401-413.
- GRIFFIN, O.M.; RAMBERG, S.E. (1974); The vortex street wakes of vibrating cylinders. Journal of Fluids Mechanics; 66, 553-576.
- GOVARDHAN, R.N.; WILLIAMSON, C.H.K. (2000); Modes of vortex formation and frequency response of a freely vibrating cylinder; Journal of Fluid Mechanics, 420, 85-130.
- GOVARDHAN, R.N.; WILLIAMSON, C.H.K. (2002); Resonance forever: existence of a critical mass and an infinite regime of resonance in vortex-induced vibration; Journal of Fluid Mechanics, 473, 147-166.
- GOVARDHAN, R.N.; WILLIAMSON, C.H.K. (2005); Defining the “modified Griffin plot” in vortex-induced vibration: Revealing the effect of Reynolds number using controlled positive and negative damping; submitted to Journal of Fluid Mechanics.
- GU, W.; CHYU, C.; ROCKWELL, D. (1994); Timing of vortex formation from oscillating cylinder; Physics of Fluids; 6, 3677-3682.
- HAHN, S.L. (1996) Hilbert Transforms in Signal Processing, Artech House.
- HINSCH, K.D. (1995); Three-dimensional particle velocimetry; Measurement Science Technology; 6, 742-753.
- HOVER, F.S., TRIANTAFYLLOU, M.S. (2001); Galloping response of a cylinder with upstream wake interference; Journal of Fluids and Structures; 15, 503-512.
- IGARASHI, T. (1981); Characteristics of the flow around two circular cylinders arranged in tandem; Bulletin of the JSME; 24, 188, 323-331.
- KANTZ, H.; KURTHS, J.; MAYER-KRESS, G. (1998); Nonlinear Analysis of Physiological Data; Springer Press; Berlin.
- KÁRMÁN, T.; RUBACH, H. (1912); Über den Mechanismus dees Flüssigkeits und Luftwiderstandes.; Phys. Z; 13; 49-59.
- KHALAK, A.; WILLIAMSON, C.H.K. (1999); Motions, forces and mode transitions in vortex-induced vibrations at low mass-damping; Journal of Fluids and Structures; 13, 813-851.

- KING, L.V. (1914); On the Convection of Heat from Small Cylinders in a Stream of Fluid; *Philosophical Transactions of the Royal Society*; 214, 14, 373-432.
- KING, R.; JOHNS, D.J. (1976); Wake interaction experiments with two flexible circular cylinders in flowing water; *Journal of Sound and Vibration*; 45, 259-283.
- LANEVILLE, A; BRIKA, D. (1999); The fluid and mechanical coupling between two circular cylinders in tandem arrangement; *Journal of Fluids and Structures*; 13, 967-986.
- LIN, J.C.; ROCKWELL, D. (1996); Force identification by vorticity fields: techniques based on flow imaging; *Journal of Fluids and Structures*; 10, 663-668
- LIN, J.C.; YANG, Y.; ROCKWELL, D. (2002); Flow past two cylinders in tandem: instantaneous and average flow structure; *Journal of Fluids and Structures*; 16 (8), 1059-1071.
- LJUNGKRONA, L.; NORBERG, C.H.; SUNDÉN, B. (1991); Free-stream turbulence and tube spacing effects on surface pressure fluctuations for two tubes in an inline arrangement; *Journal of Fluids and Structures*; 5, 701-727.
- LONG, D.G. (2004); Comments on Hilbert Transform Based Signal Analysis; Technical Report, Department of Electrical and Computer Engineering, Brigham Young University.
- LONG, S.R. et al. (1995); The Hilbert Techniques: An alternate Approach for Non-Steady Time Series Analysis; *IEEE Geosciences and Remote Sensing Society Newsletter*; 6-11.
- MARTINS, C.A. (2000); Uma ferramenta expedita para estudo de viabilidade de risers rígidos em catenária; Resenha de livre docência apresentada à Escola Politécnica da Universidade de São Paulo.
- MASKELL, E. (1963); A theory of the blockage effect on bluff bodies and stalled wings in a closed wind tunnel; ARC R&M 3400.
- MENEGHINI, J.R. (1993); Numerical simulation of bluff body flow control using a discrete vortex method; PhD Thesis, Imperial College – University of London.
- MENEGHINI, J.R.; BEARMAN, P.W. (1995); Numerical simulations of a high amplitude oscillatory flow about a circular cylinder; *Journal of Fluids and Structures*; 9, 435-455.
- MENEGHINI, J.R. (2002); Projetos de pesquisa no tópico de geração e desprendimento de vórtices no escoamento ao redor de cilindros; Resenha de livre docência apresentada à Escola Politécnica da Universidade de São Paulo.
- MOE, G.; OVERNIK, T. (1982); Current-induced motions of multiple risers; *Proceedings of BOSS-82, Behavior of Offshore Structures*; 1, 618-639.
- NG, T.W. (2003); The optical mouse as a two-dimensional displacement sensor; *Sensors and Actuators A*; 107, 21-25.
- NG, T.W.; ANG, K.T. (2004); The optical mouse for vibratory motion sensing; *Sensors and Actuators A*; 116, 205-208.
- NORBERG, C. (2000); Flow around a circular cylinder: aspects of fluctuating lift. *Journal of Fluids and Structures*, 15; 459-469.
- OPPENHEIM, A.V.; SCHAFER, R.W.; BUCK, J.R. (1998); *Discrete-time signal processing*; Prentice Hall, 2nd Ed.
- PERRY, A.E.; CHONG, M.S.; LIM, T.T. (1982); The vortex-shedding process behind two-dimensional bluff bodies; *Journal of Fluid Mechanics*; 116, 77-90.
- PESCE, C.P. (1997); Mecânica de cabos e tubos submersos lançados em catenária: uma abordagem analítica e experimental; Resenha de livre docência apresentada à Escola Politécnica da Universidade de São Paulo.

- PRANDTL, L. (1904); Fluid motion with very small friction; Proceedings of the Third International Congress of Mathematics (em alemão), Heidelberg. Tradução para o inglês disponível como NACA TM 452 (1928).
- RAMOS Jr., R. (2001); Modelos analíticos no estudo do comportamento estrutural de tubos flexíveis e cabos umbilicais; Tese de doutorado apresentada à Escola Politécnica da Universidade de São Paulo.
- ROSHKO, A. (1954); On the drag and shedding frequency of two-dimensional bluff bodies; NACA TN 3169.
- RUSCHEWEYH, H.P. (1983); Aeroelastic interference effects between slender structures; Journal of Wind engineering and Industrial Aerodynamics; 14, 129-140.
- SAELIM, N.; ROCKWELL, D. (2004); Near-Wake of a Cylinder in the Range of Shear Layer Transition, submitted to Physics of Fluids.
- SARPKAYA, T. (1995); Hydrodynamic damping, flow-induced vibrations, and biharmonic response; ASME Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering; 117, 232-238.
- SARPKAYA, T. (2004); A critical review of the intrinsic nature of vortex-induced vibration; Journal of Fluids and Structures; 19, 389-447.
- SHIRAISHI, N.; MATSUMOTO, M.; SHIRATO, H. (1986) On aerodynamic instabilities of tandem structures; Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics; 23, 437-447.
- TANIDA, Y.; OKAJIMA, A.; WATANABE, Y. (1973); Stability of a circular cylinder oscillating in uniform flow or in a wake; Journal of Fluid Mechanics; 61, 769-784.
- TIMOSHENKO & GERE (1961); Theory of Elastic Stability; McGraw Hill Books, 2nd Ed.
- TROPEA, C. (1995); Laser Doppler anemometry: recent developments and future challenges; Measurement Science Technology; 6, 605-619.
- VAN DYKE M.D. (1982); An Album of Fluid Motion. Stanford, CA: Parabolic Press.
- VIKESTAD, K.; VANDIVER, J.K.; LARSEN, C.M. (2000); Added mass and oscillation frequency for a circular cylinder subjected to vortex-induced vibrations and external disturbance; Journal of Fluids and Structures; 14, 1071-1088.
- WERLE, H. (1973); Hydrodynamic Flow Visualization; Annual Review of Fluid Mechanics; 5, 361-386.
- WHITE, F.M. (1991); Viscous Fluid Flow; McGraw-Hill Inc.; 2^a Ed.
- WILLIAMSON, C.H.K. (1996a); Three-dimensional wake transition; Journal of Fluid Mechanics; 328, 345-407.
- WILLIAMSON, C.H.K. (1996b); Vortex dynamics in the cylinder wake; Annual Review of Fluid Mechanics; 28, 477-539.
- WILLIAMSON, C.H.K.; GOVARDHAN, R. (2004); Vortex-Induced Vibrations; Annual Review of Fluid Mechanics; 36, 413-455.
- WILLIAMSON, C.H.K.; ROSHKO, A. (1988); Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder; Journal of Fluids and Structures; 2, 355-381.
- ZDRAVKOVICH, M.M. (1977) Review of flow interference between two cylinders in various arrangements; ASME Journal of Fluids Engineering.; 99, 618-633.
- ZDRAVKOVICH, M.M. (1981); Review and classification of various aerodynamic and hydrodynamic means for suppressing vortex shedding; Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics; 7 (2), 145-189.

- ZDRAVKOVICH, M.M. (1988); Review of interference-induced oscillations in flow past two parallel circular cylinders in various arrangements; *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*; 28,183-200.
- ZDRAVKOVICH, M.M. (1997); *Flow around circular cylinders: Vol. 1 Fundamentals*; Oxford University Press.

Bibliografia Recomendada

- ÁSSI, G.R.S.; MENEGHINI, J.R.; BEARMAN, P.W.; ARANHA, J.A.P.; CARMO, B.S.; CASAPRIMA, E. (2005a); Experimental investigation of the flow-induced vibrations interference between two circular cylinders in tandem arrangements; *Proceedings of the OMAE 2005 – 24th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*; Halkidiki.
- ÁSSI, G.R.S.; MENEGHINI, J.R.; BEARMAN, P.W.; ARANHA, J.A.P.; CARMO, B.S.; CASAPRIMA, E. (2005b); Experimental investigation of the flow-induced vibrations interference between a single and two circular cylinders in tandem arrangements; *Proceedings of the BBVIV – Fourth Conference on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibrations*; Santorini.
- BEARMAN, P.W. (1964); Investigation of the flow behind a two-dimensional model with a blunt trailing edge and fitted with splitter plates.; *Journal of Fluid Mechanics*, n. 21, p.16.
- BEARMAN, P.W., Brankovic, M. (2004); Experimental studies of passive control of vortex-induced vibration; *Europ. J. Mech. B: Fluids*, 23, 9-15.
- BOKAIAN, A., GEOOLA, F. (1984) Wake-Induced Galloping of Two Interfering Circular Cylinders; *J. Fluid Mech.*; 146, 383-415.
- BRADSHAW, P. (1971); *An Introduction to Turbulence and Its Measurements*; Pergamon Press; New York.
- BRIKA, D., LANEVILLE, A. (1997) Wake Interference Between Two Circular Cylinders; *J. Wind Eng. & Ind. Aerod.*; 72, 61-70.
- FLATSCHART, R.B. (2001); Estudo do escoamento ao redor de um agrupamento de cilindros; *Dissertação de mestrado apresentada à EPUSP*; São Paulo.
- GOLDSTEIN, S. (1943); *Modern Developments in fluid dynamics.*; 2; 553-571; Oxford University Press.
- GOLDSTEIN, R.J. (1983); *Fluid Mechanics Measurements*; Hemisphere Publishing Corporation.
- HOOKE, S.G. (1936); On the action of viscosity in increasing the spacing ratio of vortex street.; *Proc. Roy. Soc. A*; 154; 67-89.
- KHALAK, A.; WILLIAMSON, C.H.K. (1996); Dynamics of a hydroelastic structure with very low mass and damping. *Journal of Fluids and Structures*; 11, 973-982.
- KOVASZNAY, L.S.G. (1949); Hot-wire investigation of the wake behind cylinders at low Reynolds numbers.; *Proc. Roy. Soc. A*; 198; 175-190.
- KOVASZNAY, L.S.G. (1959); *Turbulence Measurements*; *Applied Mechanics Reviews*; v. 12, n. 6, p. 375-380.
- LIMA, A.A.; FURLANETO, D.N.; MENEGHINI, J.R.; ÁSSI, G.R.S.; FERRARI Jr., J.A. (2004); Simulações numéricas de decaimento no movimento de roll de um casco de VLCC (Dinâmica dos Fluidos Computacional); 20^o Congresso da SOBENA – Sociedade Brasileira de Engenharia Naval; Rio de Janeiro.

- MENEGHINI, J.R., SALTARA, F., SIQUEIRA, C.R., Ferrari Jr. , J.A. (2001); Numerical simulation of flow between two circular cylinders in tandem and side-by-side arrangements.; *Journal of Fluids and Structures*; 15, 327-350.
- MILNE-THOMSON, L.M. (1968); *Theoretical hydrodynamics.*; 5^a ed., MacMillan & Co; Londres.
- OWEN, J.C., BEARMAN, P.W., SZEWCZYK, A.A. (2001) Passive Control of VIV with Drag Reduction; *Journal of Fluids and Structures*; 15, 597–605.
- ROSHKO, A. (1953); On the development of turbulent wakes from vortex streets; NACA TN 2913.
- SALTARA, F. (1999); Simulação numérica do escoamento ao redor de cilindros; Tese de doutorado apresentada à Escola Politécnica da Universidade de São Paulo.
- SIQUEIRA, C.R. (1999); Simulação numérica de escoamento tridimensional ao redor de cilindro; Tese de doutorado apresentada à Escola Politécnica da Universidade de São Paulo.
- TAIRA, N.M. (1994); Estudo de contrações para geração de escoamento uniforme em túneis de vento; Dissertação de mestrado apresentada à Escola Politécnica da Universidade de São Paulo.
- TANEDA, S. (1952); Studies on wake vortices (II), ,experimental investigation of the wake behind cylinders and plates at low Reynolds numbers.; *Res. Inst. Appl. Mech*; 1, 29-40.
- TIMME, A. (1957); Über Die Geschwindigkeitsverteilung in Wirbeln.; *Ingen. Archiv.*; Bd XXV; 205-225.
- TYLER, E. (1930); A hot-wire method for measurement of the distribution of vortices behind obstacles.; *Phil. Mag.* (7); 9; 1113-1130.
- WILLIAMSON, C.H.K. (1985); Evolution of a single wake behind a pair of bluff bodies; *Journal of Fluid Mechanics*, 158, 1-18.
- ZDRAVKOVICH, M.M. (1987); The effects of interference between circular cylinders in cross flow; *J. Fluids Structures*; 1, 239-261.

Apêndice 1: CARACTERIZAÇÃO ANALÍTICA DA ESTEIRA DE VÓRTICES

Introdução

Em seu experimento para investigar o campo de velocidades gerado por um escoamento viscoso, Schaefer & Eskinazi (1958) mapearam a esteira de vórtices formada por um cilindro sob escoamento de ar. Também estudaram o comportamento da esteira em três regiões básicas: região de formação, região estável e região instável. Como resultados, determinaram a geometria da esteira em suas regiões e apresentaram resultados experimentais com anemometria de fio quente comprovando o modelo analítico desenvolvido. Tyler (1930) foi um dos pioneiros a utilizar técnicas de anemometria de fio quente para medições de velocidades na esteira de Kármán. Desde então esta técnica vem sendo empregada com ótimos resultados e aprimoramentos.

Solução analítica

Assim como todo sistema fluido, a física do escoamento ao redor de um cilindro é representada analiticamente pelas equações de Navier-Stokes, expressas em [6.1] na sua forma vetorial. Onde: \mathbf{V} é campo vetorial de velocidades; p é o campo escalar de pressões; e \mathbf{g} é o campo vetorial da aceleração da gravidade.

$$\rho \frac{D\mathbf{V}}{Dt} = -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \mu \nabla^2 \mathbf{V} \quad [6.1]$$

No entanto, a solução fechada das equações de Navier-Stokes para um sistema de vórtices em fluido viscoso não é possível em sua forma geral devido à não linearidade do termo viscoso. Assim, Schaefer & Eskinazi (1958) propõem uma solução baseada no método de superposição de soluções linearizadas. A solução da equação de Navier-Stokes para um vórtice isolado gerado pela viscosidade (vórtice viscoso isolado) se propagando no tempo será considerada a solução elementar no método de superposição. Primeiramente será apresentada a solução para um vórtice viscoso isolado. Em seguida, apresenta-se a composição de uma esteira de vórtices potenciais que é complementada com a solução obtida para um vórtice viscoso.

Solução para o vórtice viscoso isolado

A equação de Navier-Stokes de vorticidades para um escoamento viscoso bidimensional no plano (x,y) é apresentada em [6.2], onde ω é a vorticidade e ν a viscosidade cinemática do fluido.

$$\frac{D\omega}{Dt} = \nu \left\{ \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right\} \quad [6.2]$$

No caso de vórtices isolados e alinhados, a equação [6.2] reduz-se a forma apresentada em [6.3], tendo como parâmetro a distância radial r do centro de rotação de um vórtice em coordenadas polares.

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \nu \left\{ \frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \omega}{\partial r} \right\} \quad [6.3]$$

Conseqüentemente, tomando um vórtice isolado de magnitude inicial $\Gamma_0/2\pi$ concentrado ao longo de seu eixo de rotação, a vorticidade em um instante t em qualquer posição distante r do centro de rotação é dada pela expressão [6.4], solução analítica de [6.3]. A circulação ao redor de uma circunferência de raio r é calculada na expressão [6.5], onde θ é o ângulo de coordenada polar.

$$\omega = \frac{\Gamma_0}{4\pi\nu t} \exp\left(-\frac{r^2}{4\nu t}\right). \quad [6.4]$$

$$\Gamma = \int_0^{2\pi} v_\theta r d\theta = \int_0^{2\pi} \int_0^r \omega r dr d\theta = \Gamma_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{4\nu t}\right) \right] \quad [6.5]$$

Finalmente, a velocidade polar gerada por um vórtice viscoso é apresentada em [6.6]. Uma rápida análise mostra que para tempos e viscosidades muito pequenos e raios muito grandes a solução se reduz à solução de um vórtice potencial. A comparação é apresentada na Figura 5.5. Sinteticamente, a hipótese de um vórtice potencial não leva o valor da velocidade periférica para zero no centro do vórtice, pelo contrário, a velocidade tende a infinito. Quando a equação [6.6] da velocidade recebe o termo de decaimento viscoso, verifica-se que a velocidade periférica tende a zero no centro do vórtice ($r/r^* = 0$), definindo uma região de máxima velocidade ($V/V_{\max} = 1$). Esta região é o chamado núcleo do vórtice viscoso, definida por $r/r^* = 1$.

$$v_{\theta} = \frac{\Gamma}{2\pi r} = \frac{\Gamma_0}{2\pi r} \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{4\nu t}\right) \right]. \quad [6.6]$$

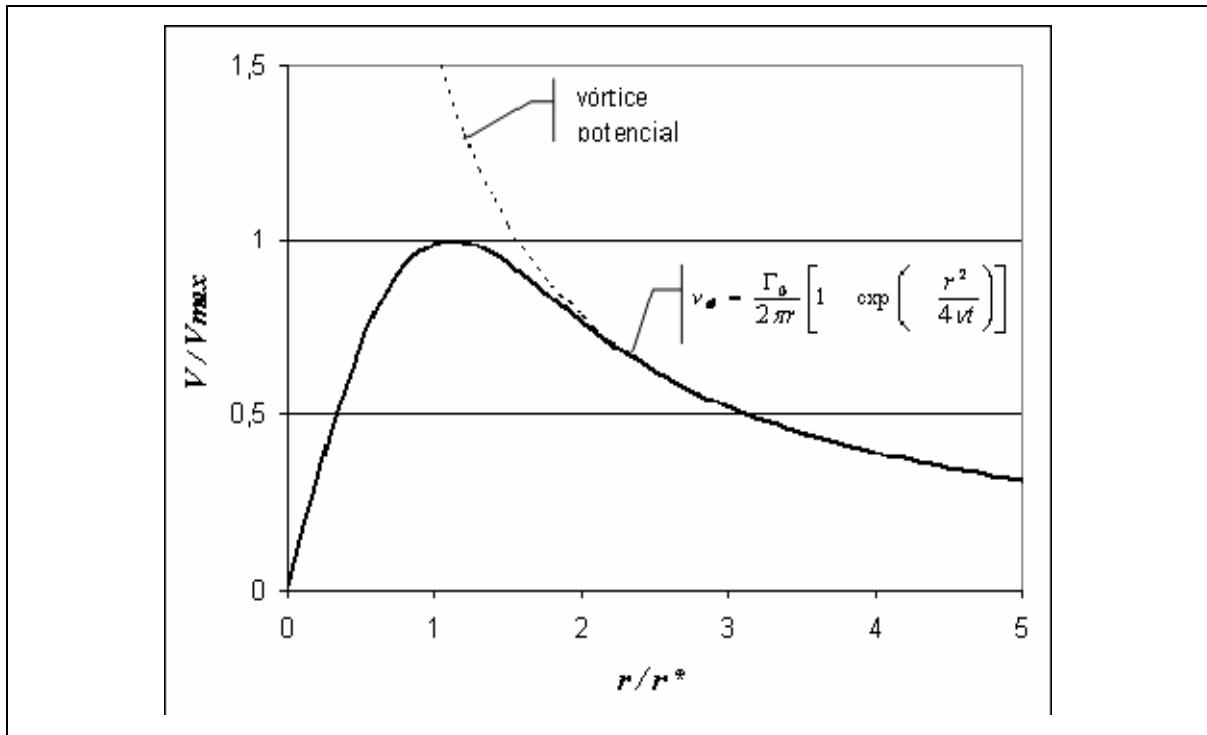


Figura 5.5: Velocidade periférica de um vórtice viscoso isolado.

A esteira de vórtice potencial

Para melhor compreensão das equações, adota-se o sistema de coordenadas proposto na Figura 5.6. A coordenada x é a distância à jusante do cilindro de referência ao ponto de estudo no escoamento $P(x, y)$. Analogamente, y é a distância vertical da linha de centro do cilindro ao ponto de estudo. O parâmetro s é a distância na direção x do vórtice mais próximo à montante (esquerda na figura) do ponto $P(x, y)$. Este vórtice à montante de P é considerado como vórtice de referência $n = 0$.

A distância a representa o espaçamento entre os vórtices na esteira. O índice n representa qualquer outro vórtice de distância $(n \cdot a)$ na direção x à jusante (direita na figura) do vórtice de referência. O sinal negativo para este índice indica que o vórtice está à montante de P ; e positivo, à jusante. Conseqüentemente, o termo $(x - s + na)$ é a distância do cilindro de referência para qualquer vórtice n . De igual modo, $\frac{(x - s + na)}{2af_s}$ é

o tempo de vida de qualquer vórtice gerado no cilindro (lembrando que f_s é a frequência de emissão de vórtices).

De acordo com o sistema de coordenadas apresentado, as componentes da velocidade no ponto de estudo $P(x,y)$ causadas por uma esteira de Kármán de comprimento infinito, formada por vórtices potenciais ideais, são dadas pelas somas apresentadas em [6.7]. Nesta equação, h é a distância transversal da linha de centro da esteira ao centro do vórtice.

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{\Gamma}{2\pi} \sum_{\pm n=0}^{\infty} (-1)^{|n|} \frac{y - (-1)^{|n|} h}{(|n|a \mp s)^2 + (y - (-1)^{|n|} h)^2} \\ v &= \frac{\Gamma}{2\pi} \sum_{\pm n=0}^{\infty} \pm (-1)^{|n|} \frac{|n|a \mp s}{(|n|a \mp s)^2 + (y - (-1)^{|n|} h)^2} \end{aligned} \right\} [6.7]$$

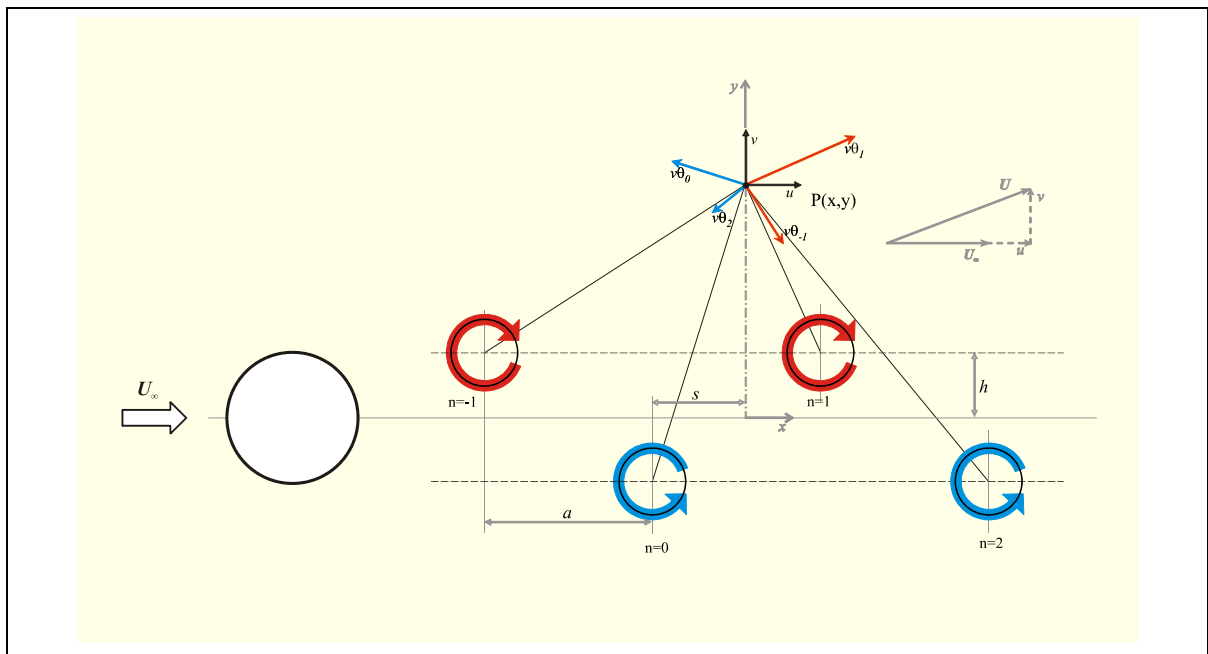


Figura 5.6: Esteira de vórtices idealizada; geometria e coordenadas.

A esteira de vórtice viscoso

Hooker (1936) utilizou o conceito de núcleo de vorticidade, apresentou uma análise em que apenas o vórtice mais próximo do ponto de estudo é considerado vórtice viscoso. Como a velocidade periférica fora do núcleo de vorticidade varia com $1/r$, um vórtice viscoso se comportaria essencialmente como um vórtice potencial fora do núcleo. Assim, vórtices distantes do ponto de interesse seriam considerados vórtices potenciais. Este

método sugere uma esteira de vórtices potenciais com um único vórtice viscoso (descrito pela equação [6.6]) substituindo o vórtice mais próximo do ponto de interesse P .

No entanto, uma solução geral para uma esteira finita e de geometria variável de vórtices viscosos foi desenvolvida a partir de [6.7] incorporando os termos de dissipação viscosa (dados pela equação [6.6]) e a variável de geometria da esteira h_n de cada vórtice, as componentes da velocidade passam a ser dada por [6.8]. Para uma esteira finita o limite da soma k não precisa ser o mesmo para a parte negativa e positiva de n . A equação [6.8] reduz-se à solução de Hooker quando $k = \infty$, $h_n = constante$ e $n = 0$ apenas no termo de decaimento.

$$\begin{aligned}
 u &= \frac{\Gamma_0}{2\pi} \sum_{\pm n=0}^k \left\{ \left[(-1)^{|n|} \frac{y - (-1)^{|n|} h_n}{(n|a \mp s)^2 + (y - (-1)^{|n|} h_n)^2} \right] \times \left[1 - \exp \left(- \frac{(|n|a \mp s)^2 + (y - (-1)^{|n|} h_n)^2}{4\nu[(x - s + na)/2af]} \right) \right] \right\} \\
 v &= \frac{\Gamma_0}{2\pi} \sum_{\pm n=0}^k \left\{ \left[\pm (-1)^{|n|} \frac{|n|a \mp s}{(n|a \mp s)^2 + (y - (-1)^{|n|} h_n)^2} \right] \times \left[1 - \exp \left(- \frac{(|n|a \mp s)^2 + (y - (-1)^{|n|} h_n)^2}{4\nu[(x - s + na)/2af]} \right) \right] \right\}
 \end{aligned} \tag{6.8}$$

Por causa da dificuldade de se estimar previamente o valor da vorticidade Γ_0 a equação [6.8] é mais útil na sua forma adimensional, onde D é o diâmetro do cilindro de referência usado como parâmetro de comprimento. Esta simplificação é apresentada em

[6.9], onde $q_x = \frac{2\pi D}{\Gamma_0} u$ e $q_y = \frac{2\pi D}{\Gamma_0} v$:

$$\begin{aligned}
 q_x &= \sum_{\pm n=0}^k \left\{ \left[(-1)^{|n|} \frac{\frac{y}{D} - (-1)^{|n|} \frac{h_n}{D}}{\left(|n| \frac{a}{D} \mp \frac{s}{D} \right)^2 + \left(\frac{y}{D} - (-1)^{|n|} \frac{h_n}{D} \right)^2} \right] \cdot \left[1 - \exp \left(- \frac{\left(|n| \frac{a}{D} \mp \frac{s}{D} \right)^2 + \left(\frac{y}{D} - (-1)^{|n|} \frac{h_n}{D} \right)^2}{4\nu \left[\frac{(x - s + na)/D}{2(a/D)f_s D^2} \right]} \right) \right] \right\} \\
 q_y &= \sum_{\pm n=0}^k \left\{ \left[\pm (-1)^{|n|} \frac{|n| \frac{a}{D} \mp \frac{s}{D}}{\left(|n| \frac{a}{D} \mp \frac{s}{D} \right)^2 + \left(\frac{y}{D} - (-1)^{|n|} \frac{h_n}{D} \right)^2} \right] \cdot \left[1 - \exp \left(- \frac{\left(|n| \frac{a}{D} \mp \frac{s}{D} \right)^2 + \left(\frac{y}{D} - (-1)^{|n|} \frac{h_n}{D} \right)^2}{4\nu \left[\frac{(x - s + na)/D}{2(a/D)f_s D^2} \right]} \right) \right] \right\}
 \end{aligned} \tag{6.9}$$

Nas regiões à jusante, muito próximas do cilindro de prova, os resultados desta teoria não apresentam uma concordância próxima da realidade. Tal fato se dá pela proximidade do cilindro e da região da esteira próxima, onde os vórtices são gerados e ainda não podem ser modelados como núcleos de vorticidade concentrados. O funcionamento deste modelo pode ser mais bem compreendido pela Figura 5.7.

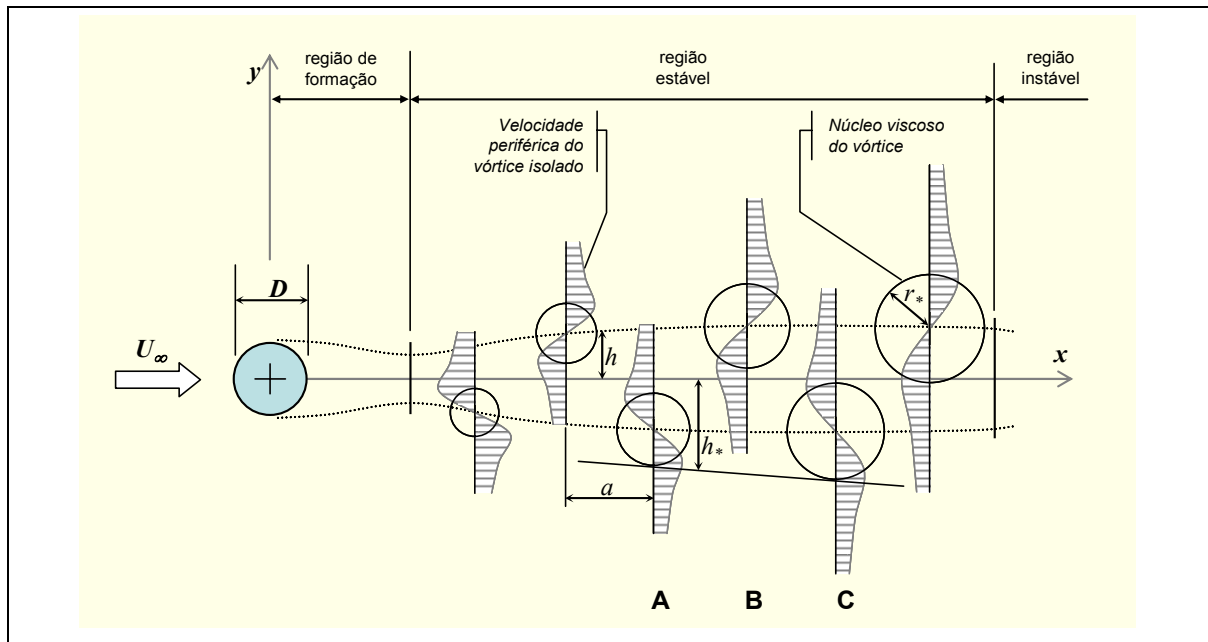


Figura 5.7: Configuração da esteira de vórtices.

Método de avaliação do campo de velocidades

A determinação das velocidades na esteira de vórtices pela equação [6.9] requer o conhecimento preciso de parâmetros geométricos básicos ao longo da região estável. Estes parâmetros podem ser determinados analítica e experimentalmente. O espaçamento longitudinal a foi determinado experimentalmente. Na região de esteira estável verificou-se espaçamento constante entre os vórtices ao longo de x para dados números de Reynolds.

A periodicidade (relacionada à frequência de emissão de vórtices f_s) foi obtida através da flutuação da velocidade nos pontos da esteira e se mostrou constante ao longo de x para toda a região estável. O ponto e instante de formação de um vórtice foram atribuídos ao ponto $x=0$, no eixo do cilindro de prova. Assim, como citado anteriormente, o tempo de vida de um vórtice n é dado pela expressão [6.10].

$$t_n = \frac{(x - s + na)}{2af_s} \quad [6.10]$$

Em um vórtice viscoso, a vorticidade está concentrada em um núcleo finito e circular que cresce com o tempo de acordo com [6.4]. O limite deste núcleo é definido por $r = r_*$ e representa a região onde a velocidade é máxima, como apresentado na Figura 5.5.

Este valor, calculado pela diferenciação da equação [6.6], é dado por $\frac{r_*}{4\nu t} \cong 1,26$. Assim, o núcleo viscoso de um vórtice, adimensionalizado pelo diâmetro, é aproximado pela expressão [6.11].

$$\frac{r_*}{D} \cong \sqrt{5,04 \frac{\nu \cdot t}{D^2}} \quad [6.11]$$

Uma análise preliminar indica que a máxima flutuação da velocidade não ocorre no trajeto do centro do vórtice, como se pensava há anos atrás. Uma análise baseada na configuração geométrica da esteira (Figura 5.7) verifica que a máxima flutuação da velocidade ocorre na vizinhança do limite do núcleo, na borda mais distante do centro da esteira. Seguindo a Figura 5.7, sendo h_* a distância da linha de centro, visualize um anemômetro em algum ponto P do trajeto h_* . Quando os vórtices A e C passam por este ponto induzem sua máxima velocidade periférica no anemômetro. Porém, quando o vórtice B passa exatamente acima do anemômetro ele induz sua velocidade mais fraca em sentido oposto. Variando a posição do anemômetro em h_* para qualquer distância y verifica-se que a magnitude da velocidade vai decrescer em qualquer uma das direções que se mova. Assim, a posição em y de maior flutuação de velocidade é na vizinhança de h_* . Esta posição é facilmente obtida experimentalmente. Como ela ocorre muito próxima ao limite do núcleo de vorticidade o trajeto adimensionalizado do centro do vórtice é dado pela Equação 10:

$$\frac{h}{D} = \frac{h_* - r_*}{D} \quad [6.12]$$

O valor da viscosidade cinemática ν necessário para determinação de $\frac{r_*}{D}$ na equação [6.11] foi considerado como o da viscosidade molecular do fluido, uma vez que a esteira foi descrita em estado de oscilação laminar. Timme (1957) mostrou que nas faixas de Reynolds em que a esteira de vórtices se mostra estável a viscosidade molecular determina a dissipação dos vórtices e conseqüente decaimento do processo.

A velocidade nos pontos da esteira relativa à velocidade do escoamento incidente ao longe U_∞ é determinada pelas por [6.8] e [6.9]. Contudo, a vorticidade inicial Γ_0 é muito difícil de ser estimada. Por isso, utiliza-se a composição das velocidades relativas

adimensionalizadas q_x e q_y . A solução deduzida descreve a velocidade adimensionalizada resultante da distribuição dos vórtices da esteira gerada atrás de um cilindro se deslocando com velocidade U_∞ em fluido parado. Se uma velocidade adimensionalizada Q_0 for superposta à solução, obtêm-se a solução para um escoamento ao redor de um cilindro estacionário.

Assim, o vetor de velocidade total resultante das deduções é dado por:

$$\bar{Q} = \bar{Q}_0 + \bar{q} \quad [6.13]$$

onde :

$$\bar{Q}_0 = \frac{2\pi i U_\infty D}{\Gamma_0}, \quad [6.14]$$

$$\bar{q} = i\bar{q}_x + j\bar{q}_y. \quad [6.15]$$

Assim, o valor de Q_0 é determinado comparando-se a velocidade medida em um ponto de referência com a solução calculada pela expressão [6.9]. Tal comparação deve ser feita levando em conta a igualdade [6.16], onde Q_T e U_T são as velocidades médias medidas em um ciclo. Finalmente, pode-se calcular a velocidade em qualquer ponto $P(x, y)$ substituindo na equação [6.13] o valor de Q_0 (obtido) e as soluções da equação [6.9].

$$\frac{Q_T}{Q_0} = \frac{U_T}{U_\infty} \quad [6.16]$$

Comprovação experimental

Baseado em sua sensibilidade às pequenas flutuações de velocidade e alta resposta em frequência, o anemômetro de fio quente foi empregado em todas as medições de velocidades do experimento de Schaefer & Eskinazi (1958), tanto na medição do campo quanto na determinação da geometria do escoamento. A esteira em análise foi gerada por um cilindro de seção circular fixado em um túnel de vento de baixa turbulência. Os vórtices foram gerados nas frequências definidas dependendo do número de Reynolds; esta frequência foi preservada ao longo de toda região estável da esteira. Assim, a variação da

velocidade em um ciclo para um determinado ponto fixo $P(x,y)$ é muito estável e consistente para faixas de Reynolds moderadas. O anemômetro fixado no ponto $P(x,y)$ registra a flutuação da velocidade no tempo.

O espaçamento h_* é obtido plotando-se o desvio padrão da flutuação de velocidades. O espaçamento longitudinal a é determinado com dois anemômetros espaçados ao longo da esteira; comparando-se a fase dos sinais medidos pelos dois encontra-se a distância entre os vórtices (mesma fase na flutuação). A velocidade do escoamento incidente ao longe é determinada por um tubo de Pitot, posicionado na seção de testes do túnel, e um micromanômetro.

Schaefer e Eskinazi efetuaram a comparação entre as velocidades para os pontos em $\frac{x}{D} = 10$ e $\frac{x}{D} = 20$ quando $Re = 62$. Os resultados analíticos mostraram concordância favorável com o experimento realizado. A análise permitiu as seguintes conclusões: A real esteira de vórtices comporta-se aproximadamente de acordo com o modelo analítico proposto, de modo que uma análise da esteira pela expressão [6.8] é uma boa aproximação. O raio do núcleo de vorticidade é bem determinado por [6.11] e a extremidade do núcleo coincide próxima à região de máxima flutuação de velocidade. A análise simplificada da esteira feita pela expressão [6.8] é uma boa aproximação das condições reais. O espaçamento transversal entre os vórtices é bem expressado por [6.12]. A atribuição de $x = 0$ como origem da geração dos vórtices foi bem justificada.

No entanto, sabemos atualmente através dos estudos de Williamson (1996), Bearman (1984) e Szepessy (1991) que a esteira de vórtices apresenta tridimensionalidades que explicam as discrepâncias do modelo apresentado com os experimentos.

Circulação

A velocidade adimensionalizada obtida para o escoamento incidente ajustando os resultados analíticos e experimentais foi $Q_0 = 2,565$. Da definição de Q_0 , a circulação total para um vórtice em estado totalmente desenvolvido é apresentado em [6.17] e [6.18].

$$\Gamma_0 = \frac{2\pi D}{Q_0} U_\infty \cong (24,25 \times 10^{-4}) m^2/s. \quad [6.17]$$

$$\Gamma_0 \cong 0,343 \frac{U_\infty^2}{f_s} \quad [6.18]$$

Geometria da esteira

O valor do espaçamento longitudinal entre vórtices a é constante para dado valor de Reynolds. Isto também foi verificado em outros experimentos por Taneda (1952), Goldstein (1943) e Roshko (1953). A variação do espaçamento a por Reynolds é apresentada na Figura 5.8.

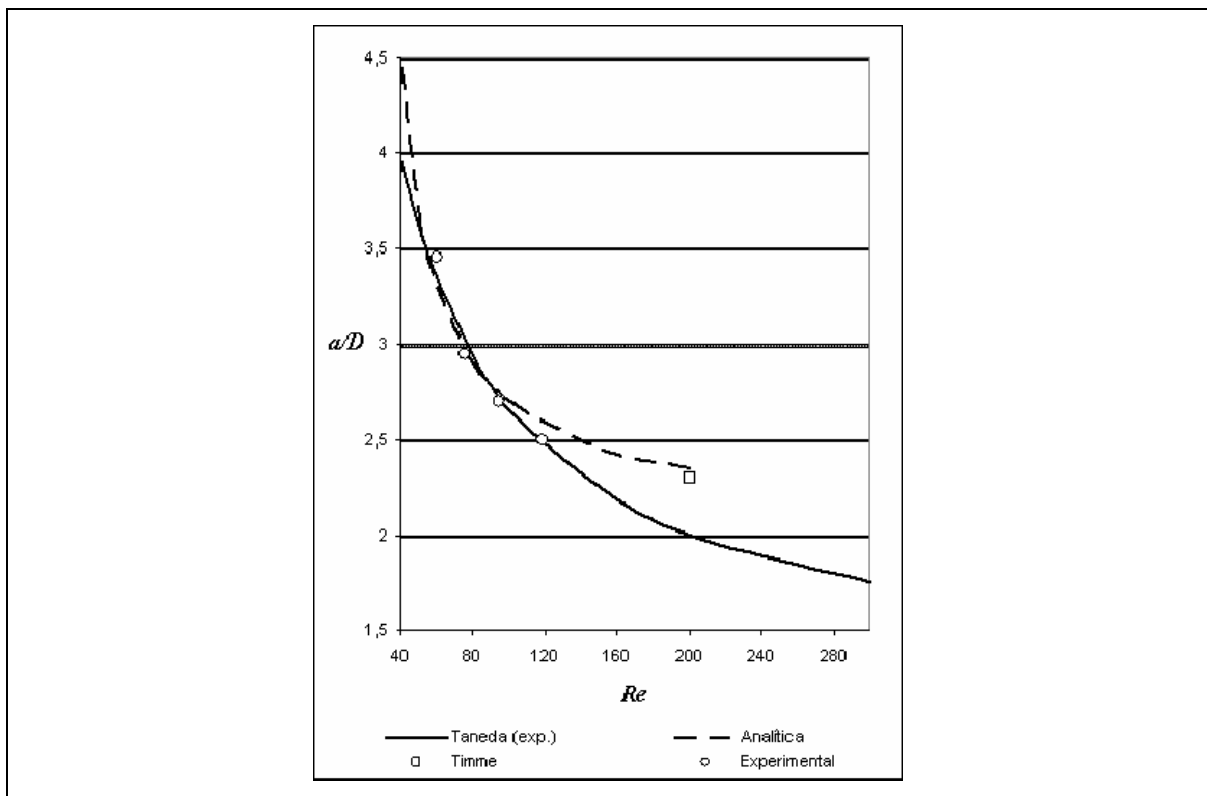


Figura 5.8: Espaçamento longitudinal adimensionalizado.

A variação do espaçamento transversal, representada pelos parâmetros $\frac{h_*}{D}$, $\frac{r_*}{D}$ e $\frac{h}{D}$ ao longo da esteira para três faixas de Reynolds é apresentada na Figura 5.9. Como observado, o trajeto dos centros dos vórtices apresenta um comportamento similar para as três faixas estudadas. Facilmente percebe-se um afunilamento do trajeto (pescoço ou gargalo) logo após o cilindro de referência; o trajeto é alargado ao seu valor máximo e vai se estreitando até o final da esteira. A distância $\frac{x}{D}$ onde se encontra o maior afunilamento no trajeto dos vórtices coincide com a região de maior flutuação de velocidade na esteira.

Este ponto é definido como o início da região de esteira completamente desenvolvida. A região entre o cilindro de prova e este ponto é denominada região de formação da esteira. Esta região é caracterizada pelo desenvolvimento do vórtice e pela dissipação de sua vorticidade inicial. Kovaszny (1949) observou que a formação dos vórtices não ocorria nas paredes do cilindro, mas se desenvolvia a uma pequena distância à jusante, devido às instabilidades nas camadas cisalhantes. A região da esteira compreendida entre a região de formação e a região instável é onde a esteira se apresenta completamente desenvolvida, por isso é chamada de região de esteira estável.

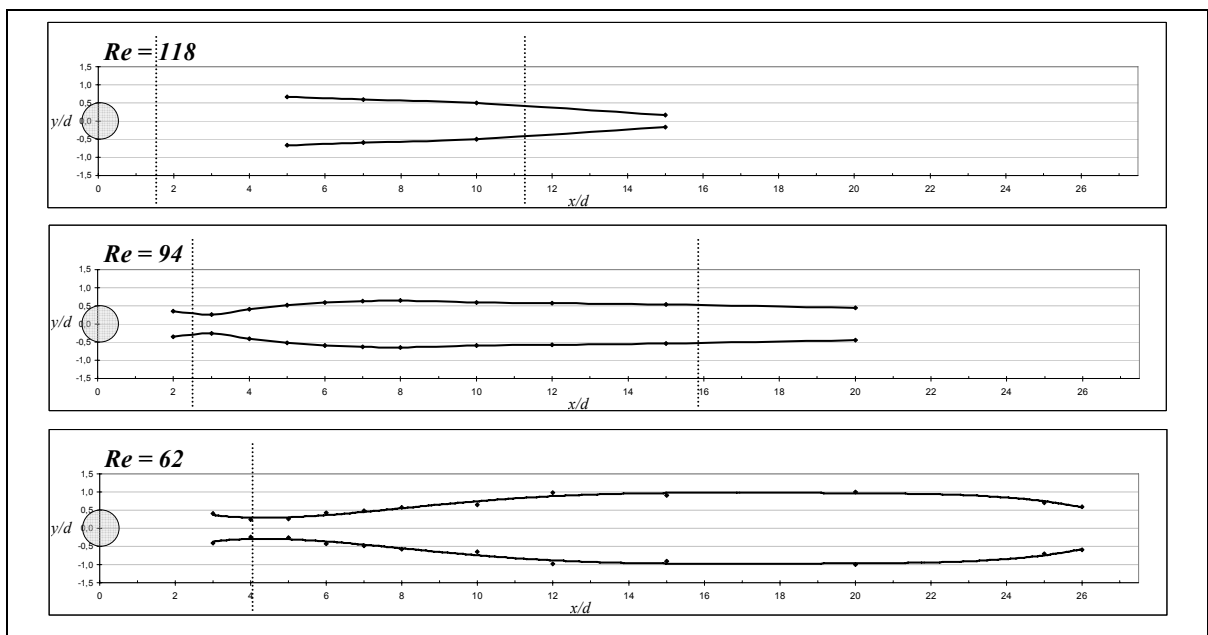


Figura 5.9: Espaço transversal h do trajeto dos vórtices na esteira.

A instabilidade da esteira começa a ocorrer onde o núcleo de vorticidade ultrapassa o trajeto do centro dos vórtices da linha de emissão oposta, isto é, quando $\frac{h}{D} = \frac{r_*}{2D}$. A região onde $\frac{h}{D} < \frac{r_*}{2D}$ é denominada como a região de esteira instável. Esta região é caracterizada pelo comportamento irregular da esteira e eventual transição para turbulência. Taneda (1952) observou dois fenômenos possíveis: uma transição para turbulência e o eventual desenvolvimento de uma esteira de maior escala.

Tyler (1930) assumiu a incorreta relação $\frac{h}{D} = \frac{h_*}{D}$ em seus experimentos com anemômetros de fio quente. Hooker (1936) mostrou que esta conclusão estava incorreta; mostrou que o ponto de máxima vorticidade, o centro do vórtice, não coincide com o ponto

de velocidade nula. A máxima razão obtida entre os espaçamentos $\frac{h}{a}$ muito se aproximou dos valores encontrados por Kármán (1912) $\frac{h}{a} = 0,281$ em sua análise ideal. Plotando-se as relações $\frac{h}{D}$ e $\frac{a}{D}$, encontraram-se: $\left(\frac{h}{a}\right)_{\max} = 0,28$ para $Re = 62$; e $\left(\frac{h}{a}\right)_{\max} = 0,24$ para $Re = 94$ e $Re = 118$.

Velocidades

A Figura 5.10 apresenta o comportamento da velocidade média do escoamento na esteira para cada posição. A posição $\frac{y}{D}$ de máximo valor entre pico a pico da flutuação de velocidade coincide com a posição de maior desvio padrão na flutuação para todos os casos. A variação do desvio padrão da flutuação das velocidades pode ser observada na Figura 5.11. Também foi possível comprovar a relação verificada por Kovaszny (1949) e Roshko (1953) válida para $40 < Re < 150$. A relação entre o número de Strouhal e o número de Reynolds validada é apresentada por [6.19], que também pode ser representada em termos de uma frequência de emissão de vórtices adimensionalizada $f' = \frac{f_s D^2}{\nu}$ em [6.20].

$$St = 0,212 \left(1 - \frac{21,2}{Re} \right) \quad [6.19]$$

$$f' = (0,212 \cdot Re) - 4,5 \quad [6.20]$$

Como outro exercício, sugere-se a comparação entre os resultados experimentais relatados com as simulações numéricas de Flatschart (2001). A Figura 5.12 apresenta o campo de vorticidades da esteira para os três valores de Reynolds simulados numericamente. A Figura 5.13 apresenta a geometria das esteiras simuladas para serem comparadas com os resultados experimentais da Figura 5.9. Os resultados desta comparação são satisfatórios e mostram uma boa coerência para o problema simulado numericamente.

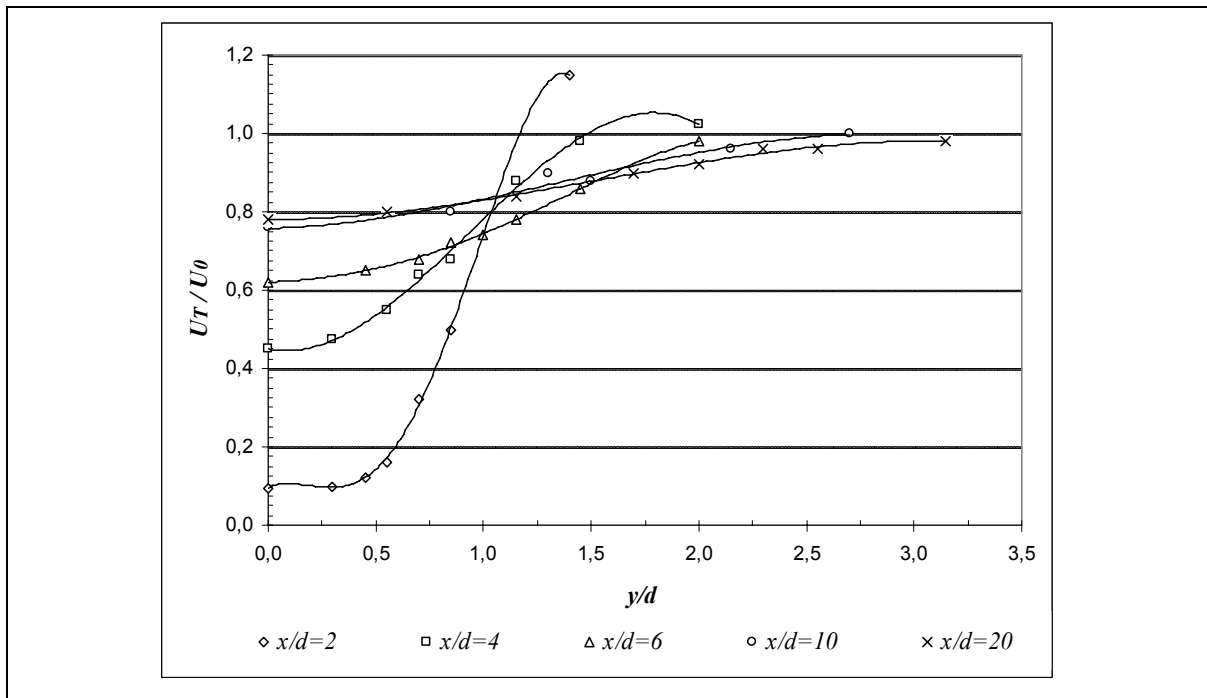


Figura 5.10: Velocidade média total para $Re = 62$. Nesta figura, d representa o diâmetro D do cilindro e U_0 a velocidade do escoamento incidente.

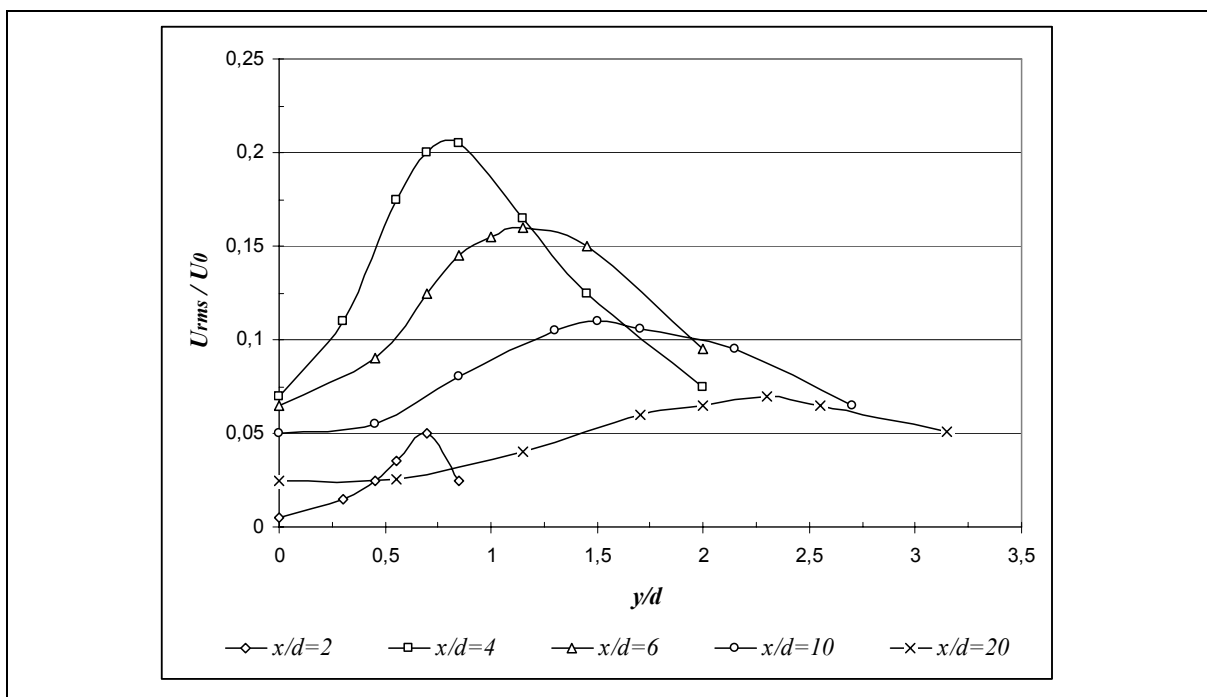


Figura 5.11: Desvio padrão experimental da flutuação de velocidades para $Re = 62$. Nesta figura, d representa o diâmetro D do cilindro e U_0 a velocidade do escoamento incidente.

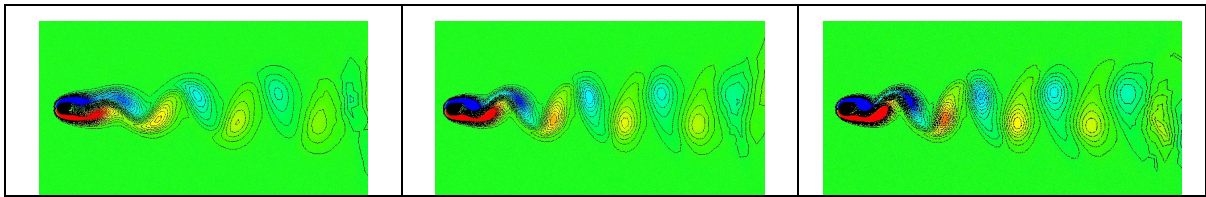


Figura 5.12: Contornos de vorticidades para as três condições simuladas por Flatschart (2001).
 $Re = 62$; $Re = 94$; $Re = 118$, respectivamente.

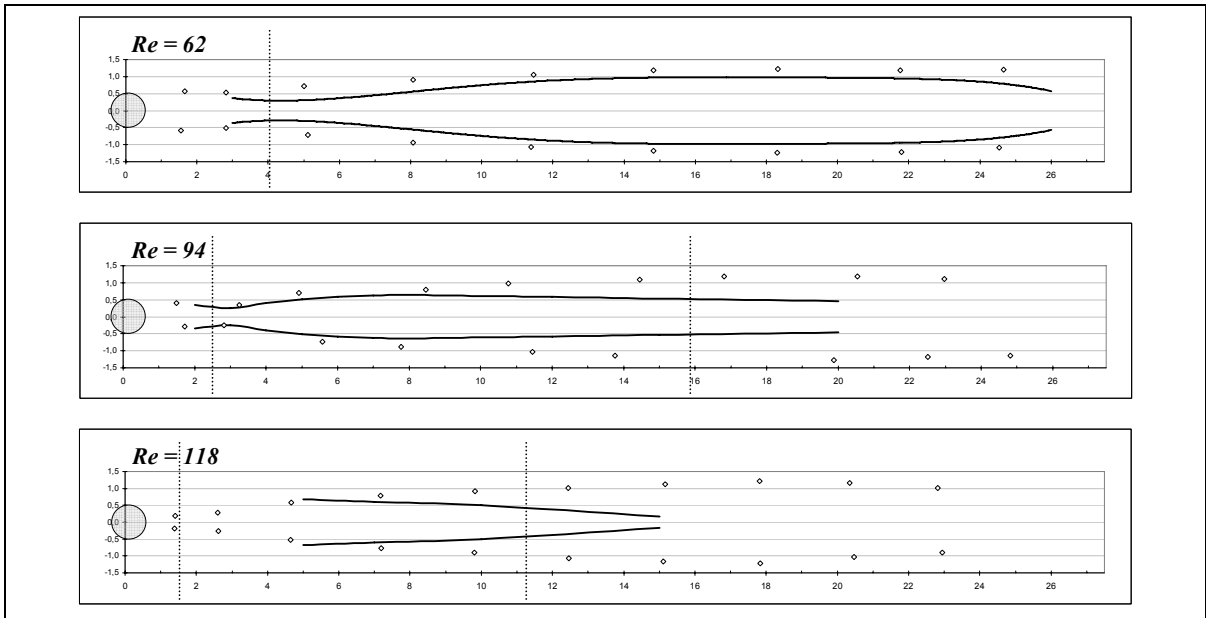


Figura 5.13: (pontos \diamond) Geometria das esteiras simuladas por Flatschart (2001); comparada aos (linhas contínuas) resultados experimentais de Schaefer e Eskinazi (1958)

A comparação com as simulações de Flatschart (2001) mostrou boa coerência na geometria da esteira. Facilmente verifica-se a região de formação dos vórtices e as três etapas da esteira são claramente identificadas. A pequena diferença observada na geometria da esteira pode ser atribuída ao modelo de dissipação de turbulência utilizado nas simulações. Percebe-se que os vórtices numéricos demoram mais tempo para se dissiparem, prolongando a esteira e mantendo sua largura acima de 20 diâmetros. Nos dados experimentais verifica-se uma dissipação viscosa mais rápida, de modo que a esteira diminui de largura após um comprimento característico para cada valor de Reynolds.

Referências deste apêndice

- BEARMAN, P.W. (1984); Vortex shedding from oscillating bluff bodies; *Annual Review of Fluid Mechanics*; 16, 195–222.
- FLATSCHART, R.B. (2001); Estudo do escoamento ao redor de um agrupamento de cilindros; Dissertação de mestrado apresentada à Escola Politécnica da Universidade de São Paulo.
- GOLDSTEIN, S. (1943); *Modern Developments in fluid dynamics.*; Vol 2; pp. 553-571; Oxford University Press.
- HOOKE, S.G. (1936); On the action of viscosity in increasing the spacing ratio of vortex street.; *Proc. Roy. Soc. A*; 154; 67-89.
- KÁRMÁN, T. and RUBACH, H. (1912); Über den Mechanismus dees Flüssigkeits und Luftwiderstandes.; *Phys. Z*; 13; 49-59.
- KOVASZNAY, L.S.G. (1949); Hot-wire investigation of the wake behind cylinders at low Reynolds numbers.; *Proc. Roy. Soc. A*; 198; 175-190.
- ROSHKO, A. (1953); On the development of turbulent wakes from vortex streets; NACA TN 2913.
- SCHAEFER, J.W., ESKINAZI, S. (1958); An analysis of the vortex street generated in a viscous fluid; *Journal of Fluid Mechanics*, 6, 16.
- SZEPESSY, S. (1991); On the three-dimensionality of vortex shedding from a circular cylinder; PhD Thesis, Chalmers University of Technology, Goteborg, Suécia.
- TANEDA, S. (1952); Studies on wake vortices (II), ,experimental investigation of the wake behind cylinders and plates at low Reynolds numbers.; *Res. Inst. Appl. Mech*; 1, 29-40.
- TIMME, A.(1957); Über Die Geschwindigkeitsverteilung in Wirbeln.; *Ingen. Archiv.*; Bd XXV; 205-225.
- TYLER, E. (1930); A hot-wire method for measurement of the distribution of vortices behind obstacles.; *Phil. Mag. (7)*; 9; 1113-1130.
- WILLIAMSON, C.H.K. (1996); Vortex dynamics in the cylinder wake; *Annual Review of Fluid Mechanics*; 28, 477-539.

Apêndice 2: DESENVOLVIMENTO DE UMA BASE ELÁSTICA DE BAIXO AMORTECIMENTO COM MANCAIS A AR COMPRIMIDO

Concepção

Como explicado ao longo deste texto, as bases fletoras apresentaram o fenômeno de flambagem das lâminas limitando a velocidade máxima do ensaio. Com o objetivo de se alcançar velocidades reduzidas mais elevadas, uma nova base elástica foi desenvolvida: a chamada base elástica com mancais a ar comprimido. Trata-se de uma base elástica montada sobre cilindros que deslizam dentro de mancais com colchões de ar comprimido em alta pressão. A restauração elástica se dá pela instalação de um jogo de molas, de modo que se torna muito fácil ajustar o parâmetro de restauração k apenas trocando o conjunto de molas. Por causa dos mancais a ar comprimido esta base apresenta baixo fator de amortecimento, porém, a massa total de todos os elementos que oscilam com o cilindro ainda é superior à da base fletora. Por conta disto esta base ainda está em desenvolvimento e será aprimorada para experimentos futuros.

A Figura 5.14 esquematiza a concepção da base. A base é instalada na estrutura do canal, de modo que o cilindro vertical fica imerso na água. Uma plataforma usinada em acrílico faz a ligação entre o cilindro vertical e os outros dois cilindros horizontais. Nesta plataforma podem ser montadas células de carga ou mais de um cilindro. Os cilindros horizontais servem de guias e deslizam dentro dos quatro mancais com ar comprimido. As molas e o sensor óptico de posição são instalados no centro da plataforma. A medição do deslocamento do cilindro é obtida pela instalação do mesmo sensor óptico desenvolvido neste trabalho (descrito anteriormente). A resolução do sensor é da ordem de $0,1mm$, suficiente para a medição das amplitudes de oscilação do cilindro em questão. Os quatro mancais são alimentados por uma rede de ar comprimido seco e filtrado com pressão controlada da ordem de 40psi.

A Figura 5.15 mostra a base com mancais a ar comprimido instalada na seção de testes do Canal de Água Circulante do NDF. Destaca-se a rede de ar comprimido que alimenta os mancais e um par de molas instalado na plataforma. O cilindro rígido está imerso na água do canal.

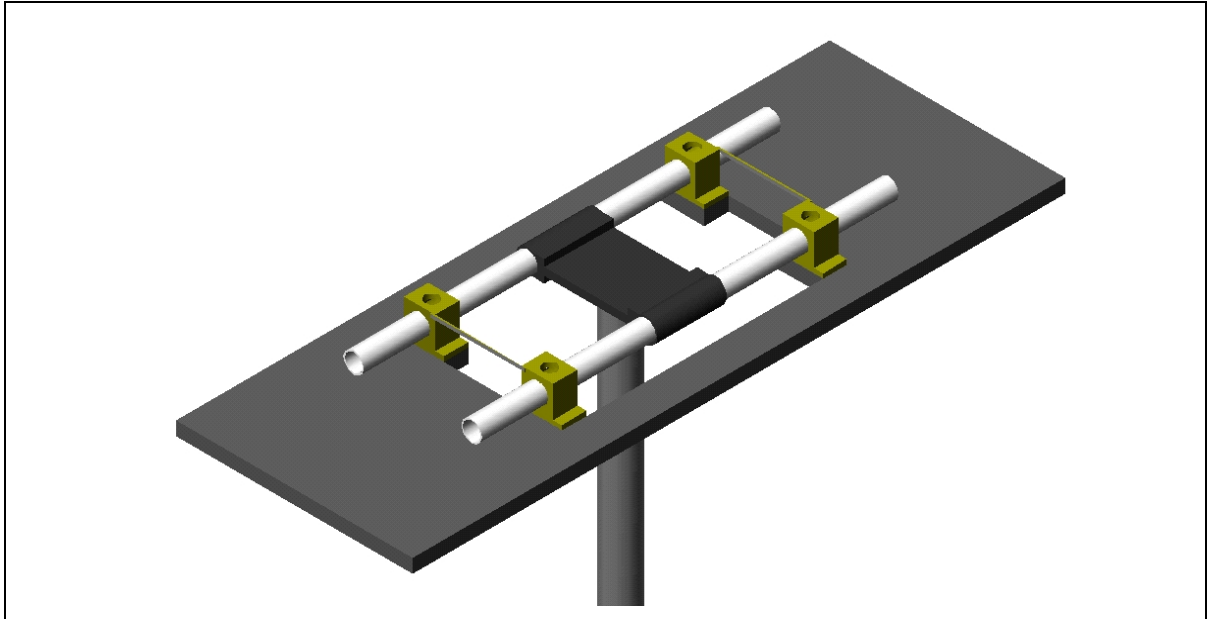


Figura 5.14: Esquema simplificado da base elástica com mancais a ar comprimido.

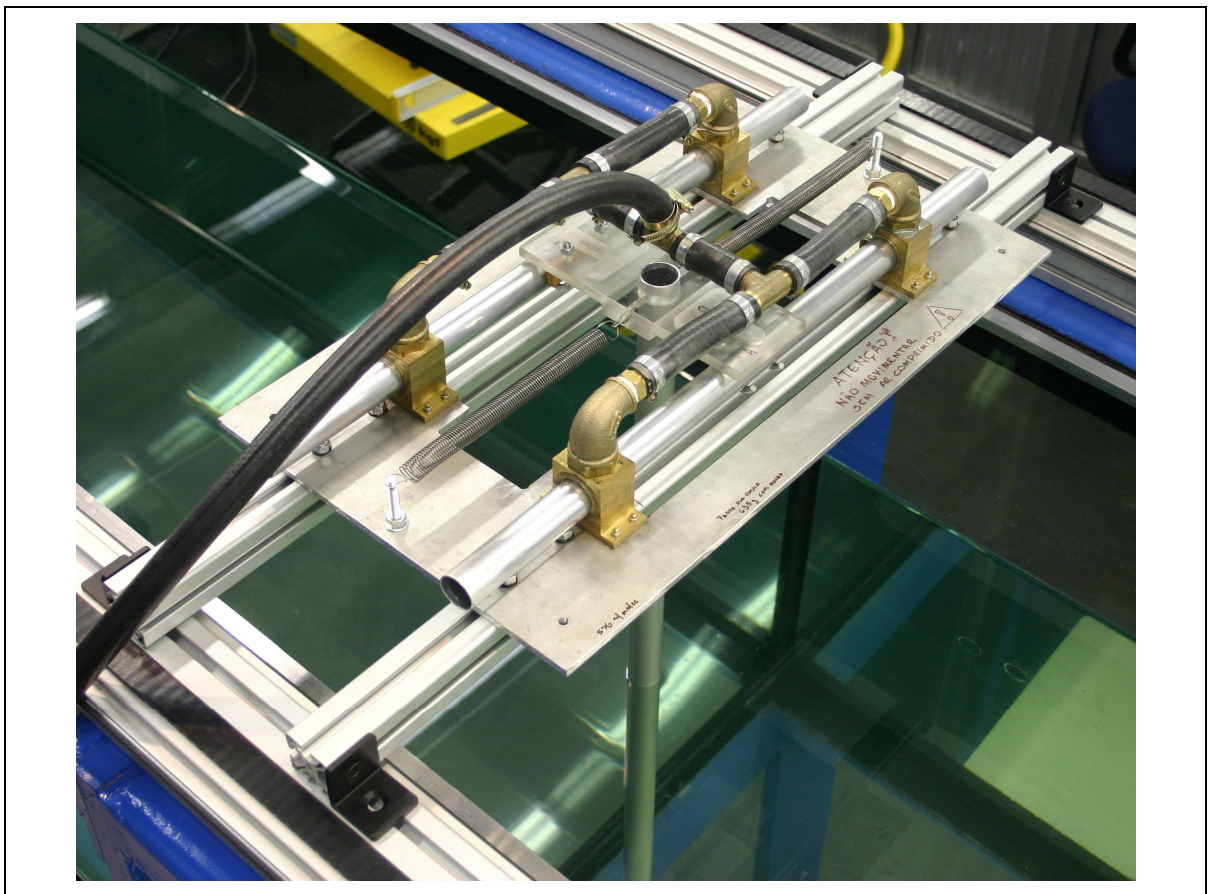


Figura 5.15: Base elástica com mancais a ar comprimido instalada na seção de testes do Canal de Água Circulante do NDF

Aplicação neste trabalho

Alguns testes preliminares mostraram as potencialidades deste sistema de baixo amortecimento. A Figura 5.16 apresenta a curva de amplitudes para a resposta dinâmica de VIV de um cilindro isolado oscilando na base elástica com mancais a ar comprimido.

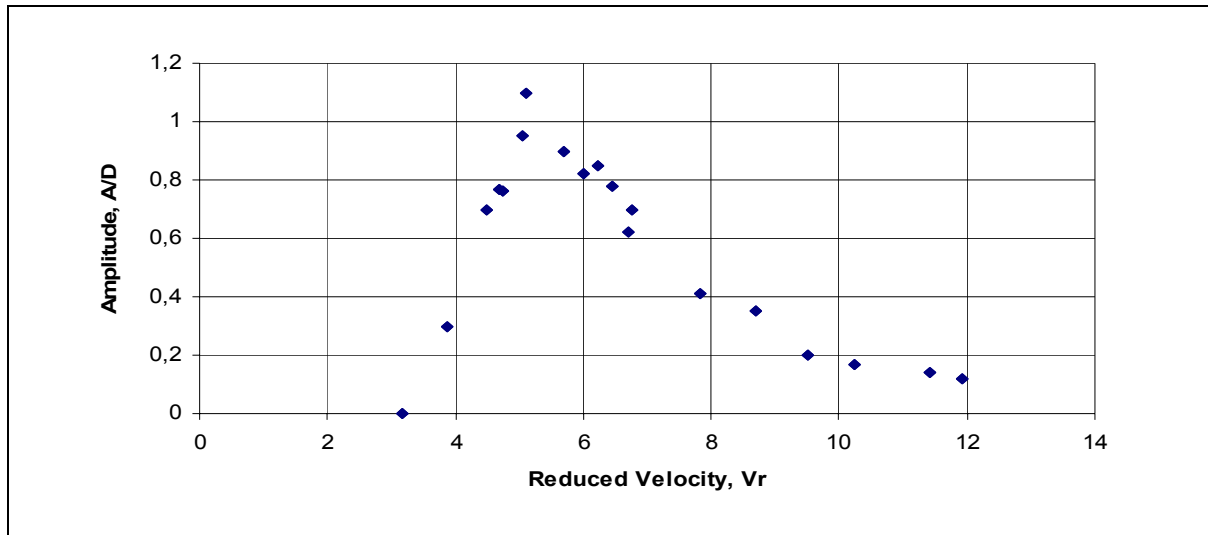


Figura 5.16: Resposta dinâmica de VIV de um cilindro rígido isolado oscilando na base com mancais a ar comprimido: $m^* \approx 3,0$; $\zeta \approx 0,01$.

Referências deste apêndice

- BRANKOVIC, M. (2004); Vortex-Induced Vibration Attenuation of Circular Cylinders with Low Mass and Damping; PhD Thesis, Imperial College – University of London.
- KHALAK, A.; WILLIAMSON, C.H.K. (1996); Dynamics of a hydroelastic structure with very low mass and damping. *Journal of Fluids and Structures*; 11, 973-982.
- MEDEIROS, D.F.; SANTOS, F.C.L.; COTAIT, P.L.A.; ÁSSI, G.R.S.; MENEGHINI, J.R.; SALTARA, F. (2005); Design of elastic bases for VIV experiments. *Proceedings of the 18th COBEM – International Congress of Mechanical Engineering*; Ouro Preto.
- MEDEIROS, D.F. (2005); Desenvolvimento e Implementação de uma Base Elástica com Mancais a Ar Comprimido para Experimentos de VIV. Relatório de Iniciação Científica apresentado à FAPESP.

Apêndice 3: DESENVOLVIMENTO DE UM CANAL DE ÁGUA CIRCULANTE PARA EXPERIMENTOS EM DINÂMICA DOS FLUIDOS

Introdução

Dentro do escopo deste projeto temático está a abordagem experimental do fenômeno de VIV. Este enfoque somente apresenta contribuição efetiva quando os ensaios são realizados em condições controladas, em equipamentos apropriados e com análises confiáveis. Apenas assim um experimento consegue traduzir, em linguagem técnica instrumentada, um fenômeno físico real com fidelidade. Nesta linha de pensamento, a construção de um Canal Experimental representa um grande avanço em termos de ferramentas tecnológicas. Um canal de provas, corretamente projetado e instrumentado, possibilita a realização de inúmeros ensaios experimentais fundamentais para a verificação dos fenômenos estudados.

O principal objetivo de um canal de provas é a geração de um fluxo constante e uniforme de escoamento em uma seção de testes instrumentada. Nesta seção podem ser dispostas diversas configurações de modelos e instrumentos possibilitando uma análise do fenômeno por tempo indeterminado. Quando ensaios experimentais são realizados em tanques de reboque ou canais abertos o tempo de duração do ensaio é um forte limitante, isto é, não se pode rebocar um modelo em um canal de comprimento infinito. Porém, em um canal circulante bem projetado, a seção de testes apresenta sempre as mesmas características nos campos de pressão e velocidade ao longo do tempo, podendo-se estender a duração do ensaio o tanto quanto se queira.

Como foi mencionado anteriormente, a boa qualidade de um equipamento deste nível depende, em primeira instância, do projeto hidrodinâmico do canal e da instrumentação aplicada na seção. Um mau projeto hidrodinâmico pode afetar totalmente as características do escoamento na seção de testes comprometendo a qualidade do canal. De igual modo, um bom investimento em instrumentação adequada garantirá maior fidelidade nas grandezas medidas e, conseqüentemente, maior compreensão dos fenômenos estudados. Com base nos argumentos relatados até aqui é que se apresenta o Canal de Água Circulante do NDF – Núcleo de Dinâmica e Fluidos.

Canais e túneis experimentais

Um canal ou túnel de testes tem o principal objetivo de gerar uma condição de escoamento adequado para os ensaios em uma determinada região de testes. O comportamento do escoamento nesta seção não precisa ser, necessariamente, uniforme. Em alguns casos deseja-se que o escoamento apresente um perfil de velocidades diferente do perfil plano. Podem-se destacar os túneis de vento de camada limite atmosférica, onde o perfil de velocidades na seção de testes não deve ser plano, mas próximo de um perfil parabólico ou como se queira.

Basicamente, estes canais podem ser projetados para operação com qualquer fluido de trabalho. Evidentemente, por causa do custo e facilidade, a grande maioria de canais trabalha com ar ou água em seu interior. Esta variedade existe porque cada fenômeno fluido necessita condições específicas de estudo, de modo que se pode estudar um mesmo fenômeno por abordagens distintas em túneis de ar ou canais de água. Além do fluido de trabalho, os canais apresentam outra característica preliminar: eles podem ser divididos conforme o circuito do escoamento.

Circuitos do escoamento

Circuito aberto

É constituído por um duto aberto em suas extremidades de entrada e saída. O sistema de propulsão do fluido fica localizado em uma de suas extremidade. O fluido coletado pelo bocal de entrada é novamente liberado para o meio após a seção de testes. O modelo é apresentado na Figura 5.17. Esta configuração apresenta maior facilidade de construção, uma vez que o fluido é conduzido por um trecho de duto linear e comparativamente curto. Também apresenta vantagens quando se deseja visualizar o escoamento com vapor, fumaça ou outras partículas e na realização de ensaios com combustão.

Porém, esta configuração apresenta uma maior dificuldade de regularização do escoamento na seção de testes, uma vez que o circuito está aberto e vulnerável às condições do fluido no ambiente. O canal aberto demanda maior potência para propulsão do fluido. Além disto, diversas técnicas experimentais necessitam a injeção homogênea de partículas no escoamento. Por se tratar de um circuito aberto, estas partículas são

continuamente desperdiçadas para o meio. Quando se trabalha com partículas de vapor de água ou glicerina em fluxos de ar não se encontram maiores problemas com perdas. Porém, quando as partículas desperdiçadas são bolhas de nitrogênio ou pó de alumina, os custos deste desperdício passam a ser relevantes.

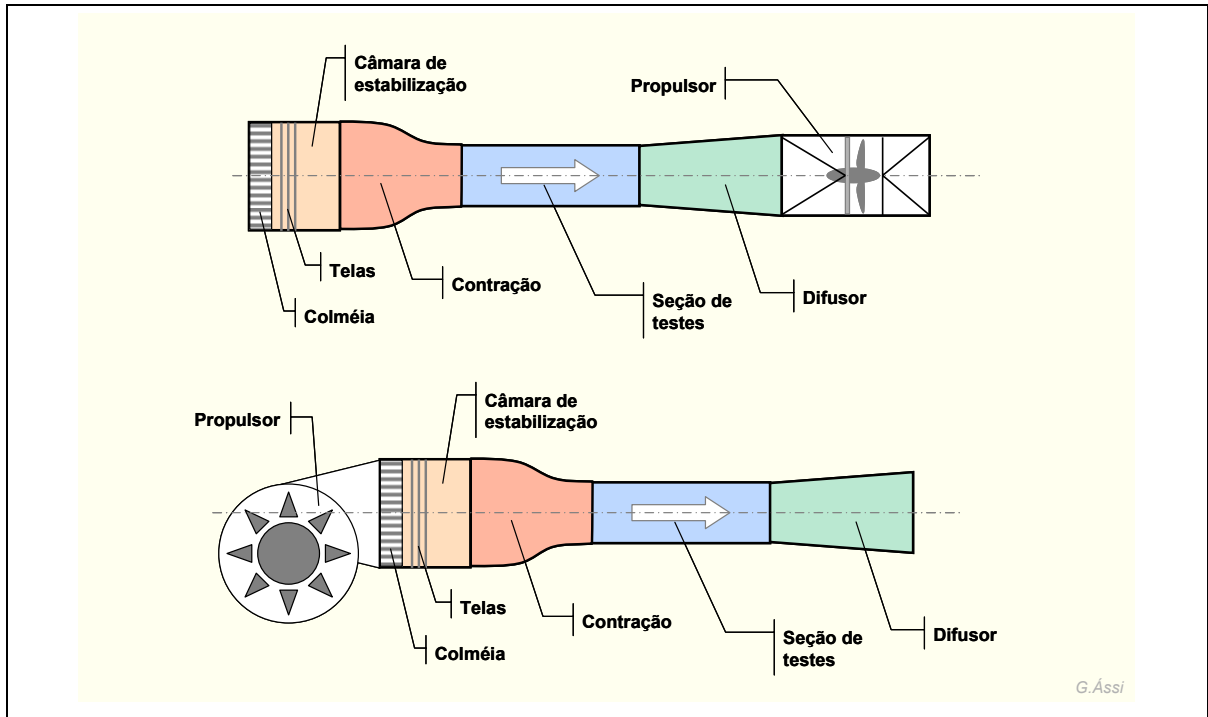


Figura 5.17: Túneis experimentais de circuito aberto: (a) com propulsor axial à jusante da seção de testes e (b) com propulsor centrífugo à montante.



Figura 5.18: Túnel de vento experimental de camada limite atmosférica (circuito aberto) Agrupamento de Vazão do Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Estado de São Paulo.

Facilmente constatamos que os canais de circuito aberto são amplamente empregados para escoamentos de ar como fluido de trabalho. Nesta categoria podem ser

destacados o Túnel de Vento do Laboratório de Anemometria e o Túnel de Vento de Camada Limite Atmosférica, ambos do Agrupamento de Vazão do IPT – Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Estado de São Paulo, este último na Figura 5.18.

Circuito fechado

Este modelo é formado por um circuito de duto fechado por onde percorre o fluido de trabalho, de modo que não existem extremidades abertas para o meio, isto é, pode-se dizer que dentro do duto existe sempre “o mesmo” fluido. Assim, uma partícula fluida passará basicamente sempre pelo mesmo trajeto durante seu percurso. Este tipo de circuito pode apresentar três tipos de retorno, ou seja, após passar pela seção de testes o fluido pode retornar a ela de três maneiras distintas: por um duto simples, por dutos duplos ou por anéis. Estes tipos de retorno são exemplificados na Figura 5.19.

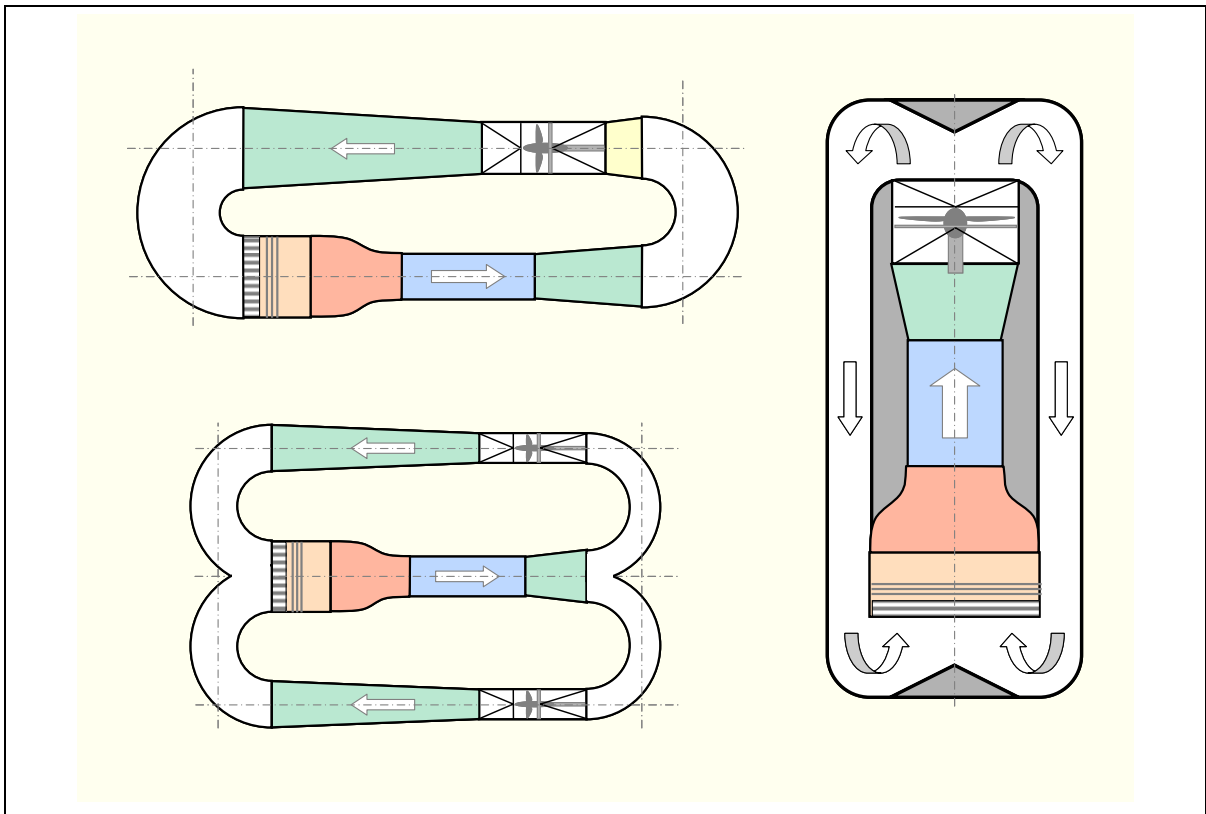


Figura 5.19: Configurações mais comuns para Túneis de circuito fechado: (a) retorno simples, (b) retorno duplo e (c) retorno por anéis.

Os canais e túneis de circuito fechado apresentam a importante vantagem de se controlar com mais precisão a qualidade do escoamento, uma vez que as características do fluido estão sob controle durante todo o seu percurso até chegar à seção de testes. Também apresentam boa vantagem quando há a necessidade de alimentar o escoamento com partículas de uma forma homogênea. Por exemplo, para o uso de Particle Image

Velocimetry e Laser Doppler Velocimetry, técnicas que requerem um bom controle da densidade de partículas no fluxo. Como não há liberação do fluido para o meio, as partículas, uma vez injetadas, permanecerão no fluido continuamente. Em certos momentos isto prejudica a utilização de algumas técnicas de visualização de escoamento que utilizam a injeção de partículas concentradas para identificação das linhas de emissão. Dependendo da densidade de partículas já existente no fluido o contraste das linhas definidas pelas novas partículas deixa de ser evidente.

Canais fechados ainda apresentam um ganho de potência em relação aos modelos abertos. A inércia que o fluido adquire dentro do duto permite que um grupo propulsor de menor potência seja utilizado. Ainda, como este grupo propulsor está inserido dentro do duto do canal, a produção de ruído no ambiente é menor comparada com os túneis abertos. Porém, estes canais apresentam uma grande complexidade de construção, já que todo o duto deve ser projetado para proporcionar uma condição adequada do fluido na seção de testes. Este duto fechado também dificulta a entrada para manutenção e limpeza e causa maiores transtornos quando há necessidade de desmontagem.

A grande maioria dos canais que utilizam água como fluido de trabalho apresenta configuração de circuito fechado. Dois canais japoneses fabricados pelo West Japan Fluid Engineering Laboratory Co. são apresentados na Figura 5.20.



Figura 5.20: (a) Canal de água utilizado para ensaios aerodinâmicos e (b) para ensaios de engenharia de pesca. Ambos são canais de circuito fechado vertical.

O Canal Experimental do NDF será especialmente construído para ensaios de vibração induzida por vórtices e aereelasticidade. Em fenômenos desta natureza os modos de vibração são excitados pelos efeitos dinâmicos do fluido sobre a estrutura dos corpos. Nestes fenômenos o estudo do parâmetro de massa e das massas adicionais de fluido é de extrema importância. Assim, para que as condições de ensaio sejam favoráveis para se obter os modos de excitação desejados, o fluido de trabalho deve ser necessariamente água

(por causa de sua massa específica superior à do ar). Conseqüentemente, a solução mais indicada é um canal de circuito fechado.

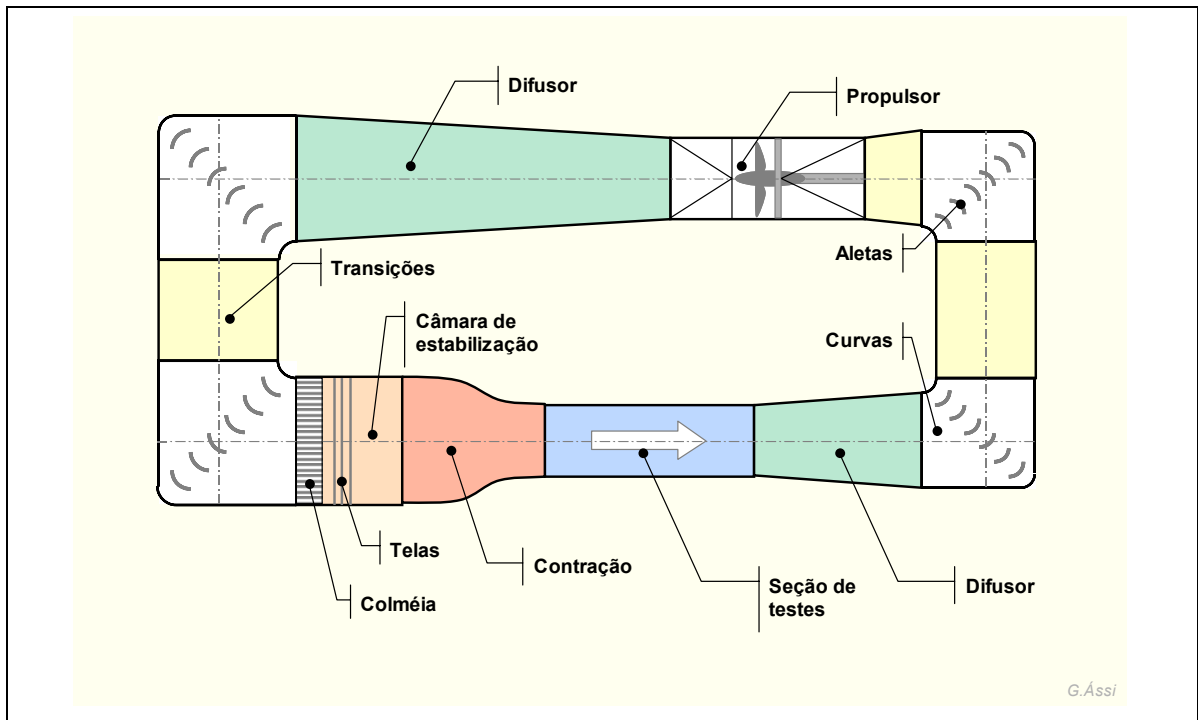


Figura 5.21: Modelo esquemático de um canal de água de circuito fechado e seus elementos.

A seguir serão apresentadas as características de um canal de circuito fechado. Cada elemento que compõe esta solução será rapidamente apresentado. Um esquema genérico do modelo de um Canal de água de circuito fechado, onde destacam-se os elementos que o compõem, é apresentado na Figura 5.21.

Elementos de um canal

Seção de testes

A seção de testes é o principal elemento de um Canal. Este trecho de paredes paralelas é preparado para receber os modelos e instrumentação durante os ensaios. Todo o projeto do canal deve ser adequado de modo a produzir as condições de escoamento desejadas na seção de testes. Por exemplo, o perfil de velocidades, o índice de turbulência, a pressão, a temperatura, o nível de ondas, etc. Ela recebe o escoamento desenvolvido na contração. Segundo Mehta & Bradshaw (1979) o escoamento leva cerca de 0,5 diâmetro (diâmetro hidráulico da seção) para alcançar os níveis de uniformidade adequados.

Esta seção deve ser adequada para as técnicas de instrumentação de cada ensaio. Em alguns casos pode ser necessária apenas a medição da velocidade em algum ponto do

modelo, porém, em outros ensaios, pode ser necessária uma visualização do escoamento. Na grande maioria dos casos a seção de testes é revestida com material transparente, vidro ou polímero, permitindo que o escoamento seja observado. O método de construção desta seção também é muito importante, já que as paredes devem possuir rugosidade e alinhamento controlados para não perturbar o escoamento.

Contração

A contração tem a principal finalidade de acelerar a velocidade do escoamento. Deste modo, todo o fluido pode percorrer o circuito do canal em uma velocidade inferior e apenas ser acelerado logo antes da seção de testes. Assim, a perda de carga nas singularidades e elementos do canal é reduzida já que o fluido está com velocidade inferior. Mas, a contração também apresenta o importante papel de atenuar as vorticidades no escoamento. Quando as linhas de fluxo que passam pela contração são alinhadas as vorticidades são “esticadas” de modo que a turbulência após este trecho se reduz. Este fenômeno é conhecido como “vortex stretching” na literatura.

Mehta & Bradshaw (1979) afirmam que o projeto de uma contração se baseia na geração de um fluxo uniforme e bem comportado no seu contorno, de modo que não haja separação do escoamento. Outros critérios de decisão também são relevantes: a espessura da camada limite no final da contração e o menor comprimento de trecho possível, minimizando o espaço. É possível obter um escoamento perfeitamente sem descolamento fazendo contrações muito longas, sacrificando o espaço destinado ao canal. Quanto mais curta for a contração, maiores são as chances do escoamento se descolar nas paredes do contorno.

O parâmetro de projeto mais significativo é a razão da contração (r). Ele relaciona a área de entrada com a área de saída do bocal, representando o ganho na velocidade do escoamento. Tanto melhor será a contração quanto maior for esta razão, de modo que a perda de carga nos outros trechos será muito reduzida por causa das baixas velocidades. Porém deve-se considerar o compromisso com o espaço disponível. Canais de água de porte médio apresentam razão de contração da ordem de $6 < r < 10$. A geometria da contração também deve garantir que o escoamento apresente uma uniformidade tolerável após este trecho. Mehta e Bradshaw (1979) resumem que um projeto consistente e satisfatório deve ser tal que não exista separação, e a não-uniformidade na saída seja igual

à máxima tolerável para uma dada aplicação (geralmente variando em torno de 0,5% da velocidade média na seção).

Pensando em contrações quadrangulares, isto é, contorno de quatro paredes, elas ainda podem ser classificadas como bidimensionais (quando apresentam duas faces paralelas) ou tridimensionais (quando todas as quatro faces apresentam a geometria típica de um bocal). Ambos os tipos possuem características próprias que vão interferir no escoamento à jusante. A priori, pode-se afirmar que contrações bidimensionais possuem comprimento cerca de 25% maior para apresentar uma mesma uniformidade no escoamento. Todavia, contrações tridimensionais apresentam complicações na construção além de ocupar maior espaço.

Os métodos para obtenção da geometria das contrações é um dos assuntos mais discutidos por pesquisadores da área e rendeu um grande número de publicações. Apenas para adiantar, a geometria deve ser a mais suave possível tangenciando as paredes dos elementos à montante e à jusante. (câmara de estabilização e seção de testes).

Câmara de estabilização

Esta câmara de estabilização fica localizada à montante da contração e tem a função de modificar o escoamento para entrar no bocal. O fluxo, proveniente do propulsor e curvas, apresenta-se mal comportado, com grandes não-uniformidades nos campos de velocidades e pressão, bem como com um índice de turbulência geralmente superior ao aceitável. Assim, a câmara possui certos elementos especialmente desenvolvidos para cada uma destas funções: a colméia e as telas. Resumindo, a câmara de estabilização tem o objetivo de reduzir a turbulência e homogeneizar as vorticidades no escoamento (aumentar a isotropia da turbulência).

A colméia, como o próprio nome indica, geralmente possui a geometria de um favo de abelhas. Consiste numa estrutura tubular formada por diversos dutos de pequeno diâmetro e comprimento relativo alongado. Além da geometria hexagonal (verdadeira colméia) também são comuns as colméias quadradas ou circulares. Por causa do pequeno diâmetro de seus dutos, comparado ao comprimento da colméia, ela mostra-se muito eficiente eliminando as componentes transversais do campo de velocidades. Após passar pela colméia as grandes vorticidades do fluxo serão eliminadas de modo que o escoamento praticamente apresentará apenas componentes axiais de velocidades. Na realidade as vorticidades não são eliminadas, mas são reduzidas à ordem de grandeza do diâmetro dos

elementos da colméia. Uma grande vantagem deste dispositivo é a pequena perda de carga imposta no fluxo. Mehta & Bradshaw (1979) afirmam que o ângulo de incidência do fluxo na colméia não deve ser superior a *10 graus*.

Por sua vez, as telas são malhas estruturais também utilizadas para amenizar a turbulência no escoamento. Diferentemente da colméia, as telas aproveitam seu efeito de elevada perda de carga para homogeneizar os campos de velocidades e pressão. Tornam o campo de velocidades mais uniforme impondo uma perda de carga proporcional à velocidade ao quadrado. Como o efeito da perda de carga age com maior intensidade nas regiões com velocidades maiores, o campo tende a melhorar sua uniformidade em torno de uma velocidade média. Certamente a perda de carga está diretamente relacionada à densidade da malha.

A colméia elimina as componentes transversais do campo de velocidades, já as telas são eficientemente utilizadas para reduzir a variação das velocidades axiais, isto é, no sentido do fluxo. Outra importante característica é a diminuição da camada limite, proporcionando um campo com menor gradiente de pressão. Normalmente as telas são alocadas à jusante da colméia e um conjunto de telas geralmente é utilizado. As telas também podem ser empregadas fora da câmara de estabilização adicionando perda de carga nas regiões que se deseja, sempre uniformizando o escoamento.

A Figura 5.22 esquematiza o funcionamento destes dois dispositivos na câmara de estabilização. Estes elementos também são temas estudados por diversos pesquisadores, de modo que não serão aprofundados neste texto.

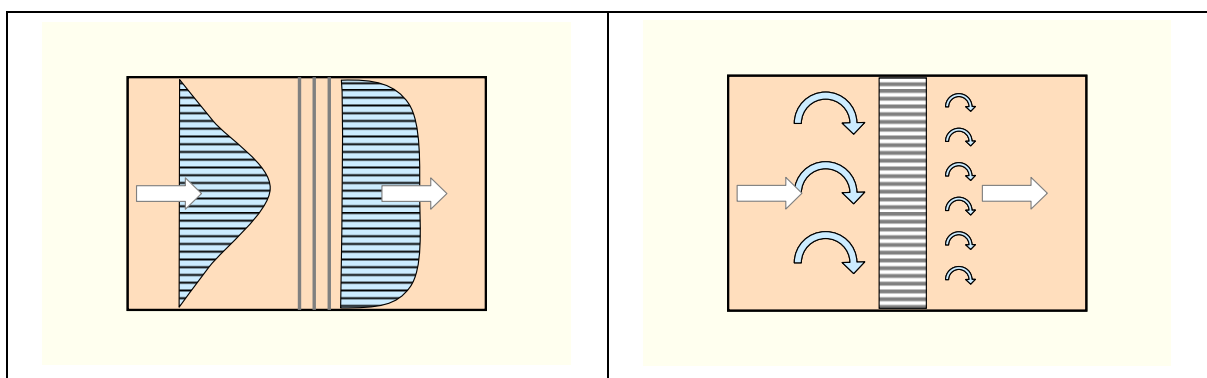


Figura 5.22: (esquerda) Ação das telas sobre a uniformidade do escoamento e (direita) da colméia sobre as velocidades transversais.

Curvas

Em canais de circuito fechado, as curvas são utilizadas para direcionar o fluxo à jusante da seção de testes para a câmara de estabilização. Neste percurso diversas perturbações são adicionadas ao escoamento (especialmente pelo propulsor), uma delas é a vorticidade gerada nas curvas. Basicamente podem-se distinguir dois tipos de curvas de 90 graus empregadas em canais de água: as curvas *quadrangulares* e as de *raio constante*.

A princípio, as curvas com raio constante causam menores perturbações no escoamento. Porém, as curvas quadrangulares apresentam uma considerável variação de área durante o percurso do fluido. Deste modo, o escoamento é desacelerado na região mais crítica da curva, onde a área é maior, e novamente acelerado ao passar por ela. Este efeito deve ser considerado quando as curvas apresentam aletas retificadoras de fluxo, que serão estudadas a seguir. Como as aletas são recomendadas na grande maioria dos canais, as curvas quadrangulares apresentam grande vantagem, pois, por possuírem velocidade mais baixa nesta região, apresentam menor perda de carga nas aletas. Por outro lado, geram mais vorticidade no escoamento.

Aletas

A geometria das aletas retificadoras pode variar de simples chapas planas curvadas a robustos fôlios com altas curvaturas. Devem ser instaladas de modo que seus bordos de ataque e fuga estejam alinhados com o sentido do fluxo. O uso de aletas é indicado especialmente na última curva à montante da câmara de estabilização, a fim de direcionar o escoamento com ângulo dentro dos limites aceitáveis da colméia. Cada formato de aleta apresenta uma perda de carga associada. Na Figura 5.23 encontram-se alguns tipos de aletas e suas respectivas perdas de carga adimensionalizadas.

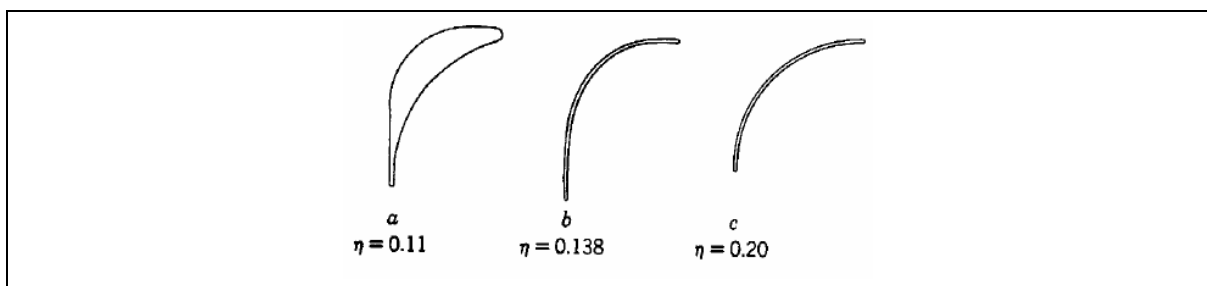


Figura 5.23: Geometrias de aletas direcionadoras e suas respectivas perdas de carga adimensionalizadas. Reproduzido de Wang (1997).

Difusor

Como as perdas de carga no escoamento são proporcionais à velocidade, os difusores são utilizados para desacelerar o escoamento recuperando a pressão. São os elementos responsáveis pelas mudanças de seção no duto que causam desaceleração do escoamento, isto é, são as transições onde a área da seção do duto aumenta gradualmente fazendo com que a velocidade do fluido diminua, gerando uma recuperação de pressão. Basicamente, em um canal de ensaios, existem dois tipos de difusores, chamados: *difusores de saída* e *difusores de ângulo largo*. O projeto dos difusores deve ser muito criterioso, pois neles pode ocorrer separação intermitente ou permanente do escoamento, causando flutuação da pressão, variação da carga no propulsor e conseqüente vibração no canal.

O *difusor de saída* localiza-se logo à jusante da seção de testes. Apresenta uma expansão suave para que não haja descolamento da camada limite e conseqüente flutuação de pressão. É muito importante que haja um escoamento bem comportado para não prejudicar a seção de testes. O difusor de ângulo largo encontra-se à jusante do grupo propulsor, antes da câmara de estabilização. É responsável pela maior queda na velocidade do canal. Na maioria dos casos, por se tratar de um ângulo muito aberto, o descolamento do fluxo é inevitável. Assim, deve-se identificar o ponto onde ocorre o descolamento e corrigi-lo com técnicas de controle de camada limite, como: aletas retificadoras, telas, geradores de vórtices, etc.

Propulsor

O grupo propulsor é a fonte de energia para movimentar o fluido no canal de provas. Deve ser projetado para as condições ótimas de operação do canal. Especificamente no caso de um canal de água circulante de circuito fechado horizontal, onde o grupo propulsor está praticamente no mesmo nível da seção de testes, deseja-se um propulsor que consiga uma alta vazão sem a necessidade de uma elevada carga manométrica. Assim, a máquina hidráulica mais utilizada nestas condições é uma Bomba Kaplan. Outras máquinas hidráulicas poderiam ser utilizadas, tais como bombas centrífugas, porém não operariam nas condições ideais de projeto. Além disso, por se tratar de um canal de circuito fechado, deve-se aproveitar a inércia adquirida pelo fluxo no duto, de modo que a estrutura propulsora deve apresentar a menor perda possível.

Instrumentação

Depois de ser bem projetado, um canal experimental deve apresentar as condições necessárias para que os ensaios realizados possam ser mensurados com precisão. De nada adiantaria um canal cujo escoamento fosse perfeitamente controlado, mas que os ensaios fossem impossíveis de serem efetuados. Assim, a qualidade das técnicas de instrumentação utilizadas na seção de testes é de extrema importância. A seção de testes, em seu projeto, deve ser concebida de modo que possa receber, em sua estrutura, a instrumentação pretendida para o canal. Por exemplo, deve possuir paredes transparentes se a intenção for a visualização do escoamento, deve possuir trilhos alinhados para a instalação de sistemas de posicionamento, deve possuir a geometria mais simples favorecendo a disposição dos instrumentos, dentre outros requisitos.

A finalidade e quantidade dos instrumentos variam de acordo com os experimentos realizados no canal. Por isso, a seção deve estar pronta para receber todos os instrumentos pretendidos em condições de operação. O Canal de Água Circulante do NDF já está instrumentado para a realização de variados ensaios. Destaca-se a instrumentação para medição de velocidade e visualização de escoamento dentre os equipamentos listados na

Tabela 5.1: Instrumentação instalada no Canal de Água Circulante do NDF.

Plataforma de aquisição de dados com conexão à rede de computadores do NDF.

Sistema de aquisição National Instruments SCXI com: 8 canais de extensometria ou outras pontes excitadas; 8 canais de acelerometria ou outros sensores com excitação de corrente; 16 canais para sensores variados. Placa conversora A/D de 16 bits série M com 200KS/s.

Sistema de posicionamento (“traverse”) controlado com motores de passo utilizado para posicionamento dos sensores e reboque de modelos.

Sistema PIV (Particle Image Velocimetry) de alta resolução (TSI Incorporated): laser pulsante de 20Hz e câmera digital de 4 megapixels.

Câmera fotográfica digital de alta resolução (Canon 6 megapixels); câmera de vídeo Hi-8.

Sistema de CTA (Constant Temperature Anemometry) com 8 canais de 100KS/s (Dantec Dynamics).

Sistema para visualização de escoamento: iluminação ultravioleta para tintura fluorescente e PLIF (Planar Laser Induced Fluorescence); e bolhas de hidrogênio.

Balança dinamométrica com 6 componentes para forças e momentos.

Linha de alta pressão de ar comprimido filtrado.

Estrutura

A estrutura do canal também deve receber atenção especial na fase de projeto. Além de ser construído de material compatível com o fluido de trabalho, deve ser suficientemente robusta para suportar os efeitos dinâmicos do fluido em movimento nos dutos, além do seu peso próprio (no caso de canais de água são utilizadas estruturas metálicas para grandes e médios canais). Deve ser projetada de modo a facilitar o acesso de verificação às câmaras e a limpeza dos elementos (especialmente as telas e aletas). Além disso, deve minimizar a transmissão de vibração, principalmente gerada pelo grupo propulsor. Uma recomendação é que se faça a fundação civil da estrutura do canal independente da fundação do grupo propulsor. Também deve ser considerada a utilização materiais absorventes de vibrações entre as estruturas (por exemplo, a vedação com gaxetas de borracha entre os módulos metálicos).

Após a construção, ensaios para determinação dos modos e frequências naturais de vibração da estrutura do canal são fundamentais. O Canal do NDF não possui nenhum elemento oxidante em contato com a água. Sua estrutura é confeccionada com vigas e pilares de aço carbono, porém, os dutos e reservatórios são todos confeccionados em fibra de vidro.

Canal Experimental do NDF

O Canal Experimental do NDF foi construído para ser empregado em aplicações são muito variadas, podendo abrigar experimentos de engenharia do petróleo, hidrodinâmica de embarcações, aerodinâmica veicular, aerelasticidade, dentre muitos outros.

Solução preliminar

Antes de a atual solução ser apresentada, convém gastar algumas linhas descrevendo o primeiro projeto, já descartado, mas que serviu de referência para as atuais modificações. Este antigo projeto consiste em um canal de água circulante com circuito fechado horizontal, isto é, o grupo propulsor fica praticamente no mesmo nível da seção de testes. A seção de testes é aberta e possui as dimensões de $800 \times 600 \times 3000 \text{ mm}$, isto é, não há cobertura na face superior da seção, onde serão posicionados os modelos e a

instrumentação utilizada. Porém, o fato da seção de testes ser aberta traz novas complicações: o canal possui um nível de água determinado para sua correta operação; o canal opera em pressão atmosférica; os elementos devem ser projetados de modo a não transbordar água na seção; deve-se desenvolver um estudo detalhado para avaliação do nível de ondas neste trecho, uma vez que apresenta superfície livre; entre outras.

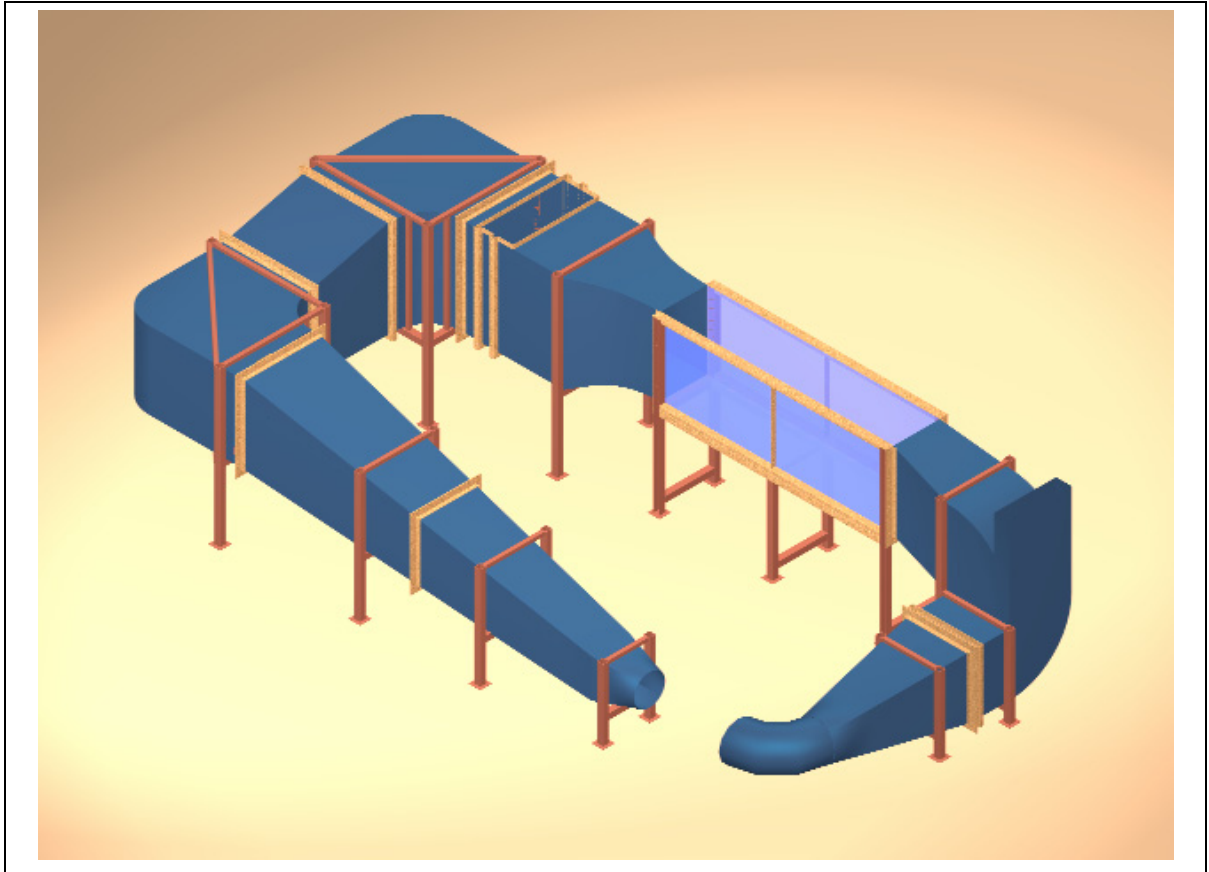


Figura 5.24: Representação do projeto preliminar do Canal Experimental do NDF.

A escolha da água como fluido de trabalho permite uma melhor análise dos fenômenos que possuem forte influência da inércia adicional causada pela massa de fluido deslocada. Este é o caso do fenômeno das vibrações induzidas por vórtices. Toda a seção de testes é revestida por paredes de acrílico transparente, de modo que todo o escoamento neste trecho possa ser visualizado pelo PIV. O projeto inicial prevê um escoamento de velocidade média próxima a $1m/s$ na seção de testes. Assim, a vazão ao longo do canal deve ser da ordem de $0,48m^3/s$. Um esboço da solução preliminar pode ser visualizado na Figura 5.24.

Modelo reduzido

Um modelo em escala 1:4 foi construído a fim de se avaliar o comportamento da primeira solução. Este foi confeccionado com chapas de poliestireno e acrílico. Também foram instalados uma colméia e um conjunto de telas difusoras. Neste modelo também houve uma preocupação na construção de uma seção de testes que possibilitasse medições reais, sendo também muito útil para a familiarização com as técnicas de PIV. A Figura 5.25 representa o modelo em escala.

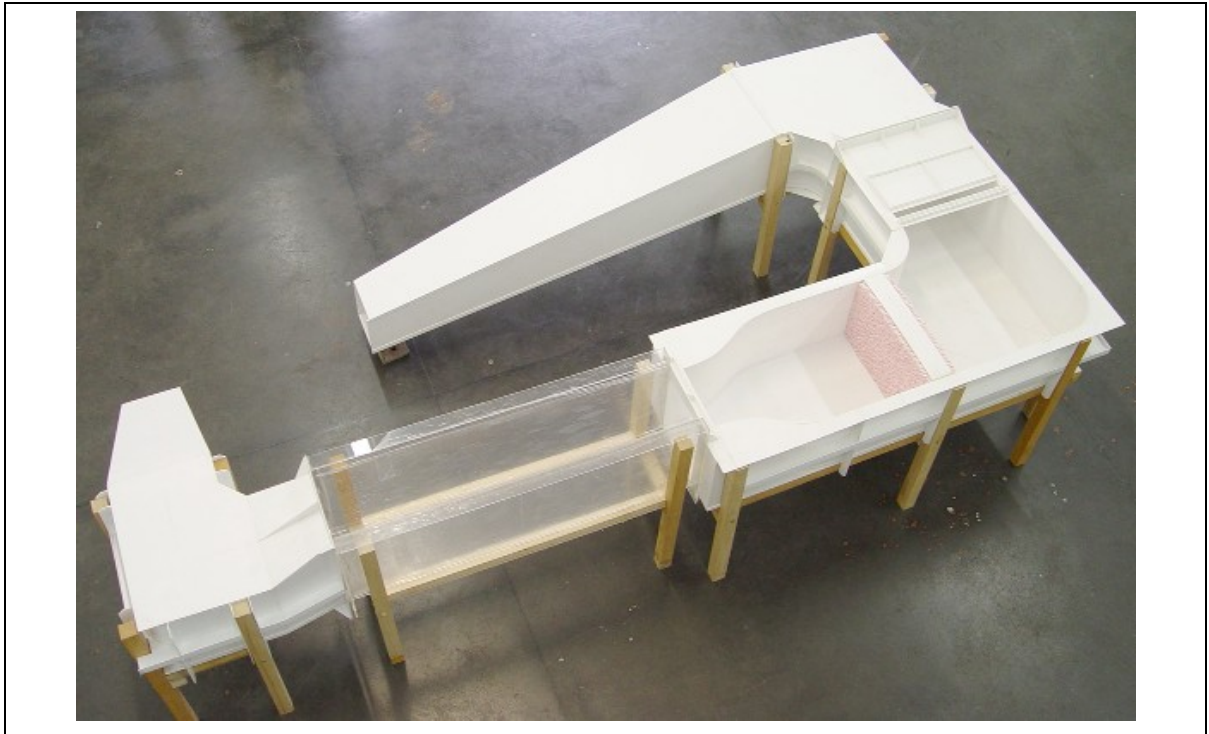


Figura 5.25: Modelo da solução antiga em escala 1:4.

O modelo em escala reduzida foi utilizado para alguns testes iniciais de medição da esteira de vórtices com PIV. Os modelos de cilindros foram confeccionados com tubos de cobre e fixados nas configurações: isolado e par alinhado. Esta montagem pode ser verificada na Figura 5.26. Detalhe para a coloração esverdeada da água devido à adição de tinta fluorescente para intensificar o brilho das partículas na captura das imagens de PIV. A Figura 5.27 mostra um momento dos ensaios de PIV com dois cilindros alinhados. Destaque para o plano horizontal iluminado pelo feixe de laser cruzando a seção de testes.

Como resultado, a série apresentada na Figura 5.28 destaca o campo de velocidades ao longo da esteira para um cilindro isolado, enquanto a série da Figura 5.29, verifica-se a interação do escoamento ao redor de dois cilindros alinhados. Estes ensaios iniciais realizados no canal em escala forma extremamente úteis para familiarização da técnica de

PIV aplicada neste estudo, além de validar o projeto preliminar do Canal Experimental do NDF.

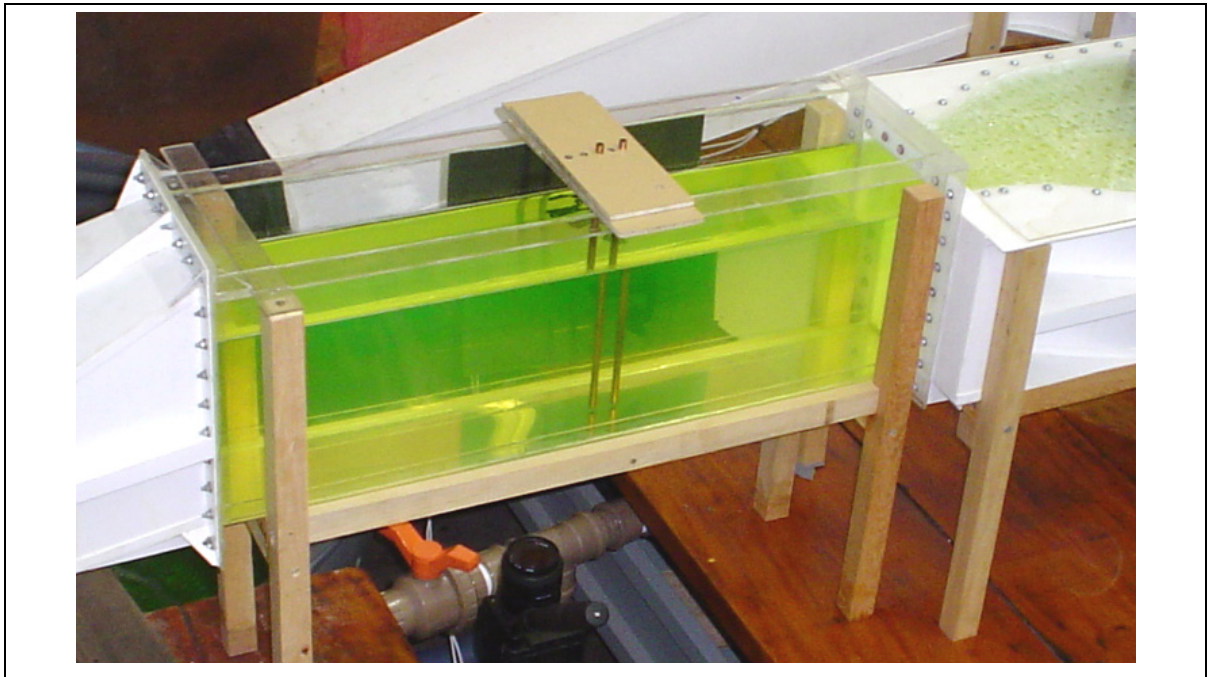


Figura 5.26: Montagem dos cilindros em tandem na seção de testes do modelo em escala do canal. Ensaio para medição da esteira com PIV.

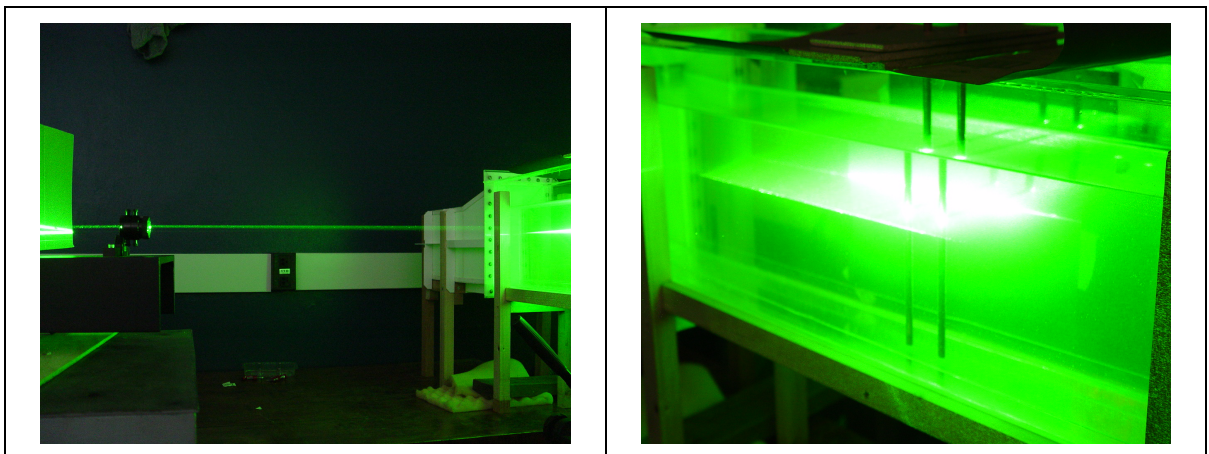


Figura 5.27: Momento dos ensaios de PIV no canal em escala 1:4.

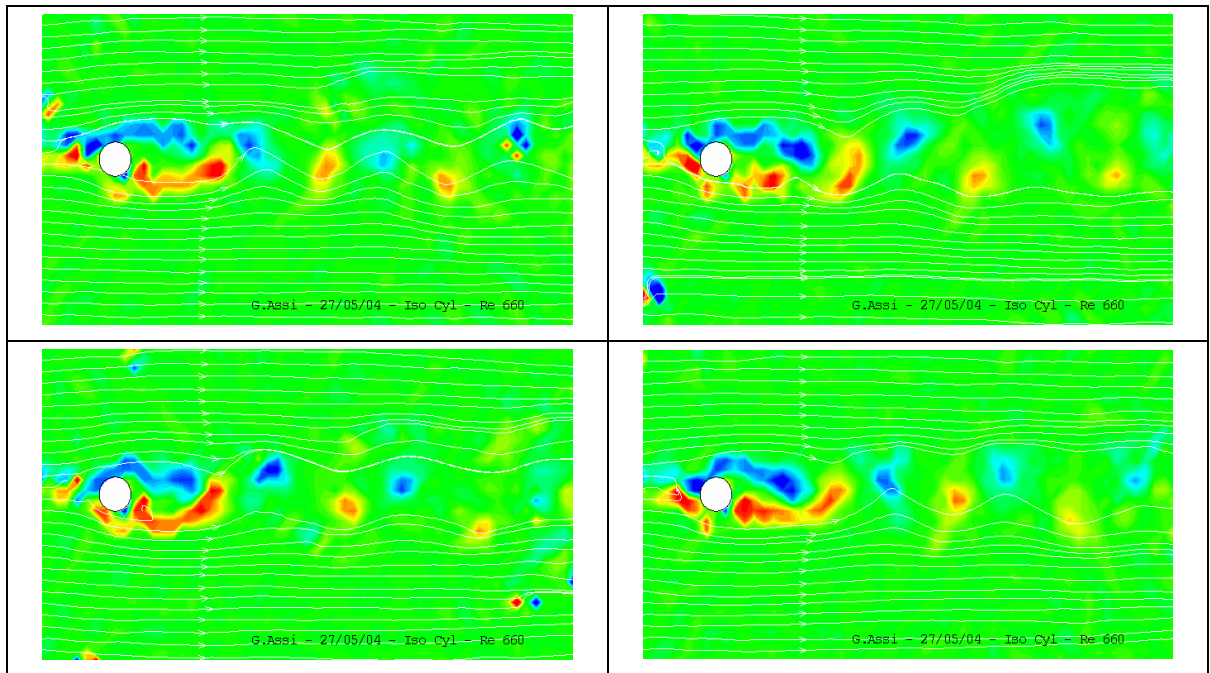


Figura 5.28: Mapeamento do campo de velocidades na região da esteira de um cilindro isolado.

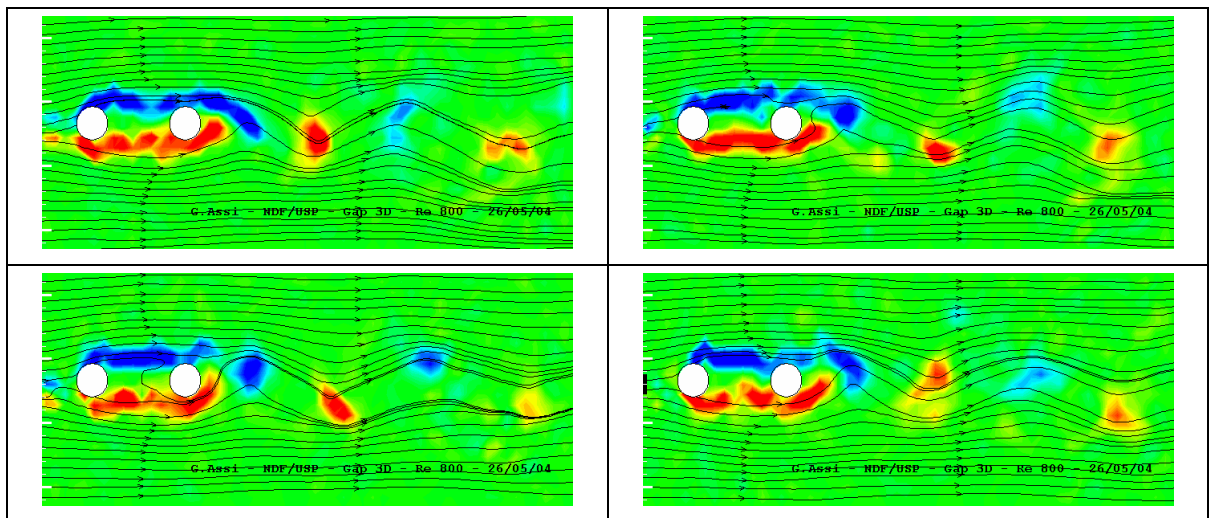


Figura 5.29: Mapeamento do campo de velocidades na esteira e região de interferência do escoamento ao redor de dois cilindros alinhados.

Projeto atual

Baseado no primeiro projeto, a chamada solução preliminar, a concepção do canal tomou outro rumo. Primeiramente, optou-se pela construção de um canal mais versátil, isto é, com uma seção de testes onde fosse possível a realização de ensaios de naturezas diferentes. Uma vez que o canal é um patrimônio da Universidade, é importante que futuras atividades acadêmicas possam nele ser realizadas, auxiliando os professores nos cursos de graduação e pós-graduação.

A primeira decisão tomada diz respeito à faixa de velocidade. O projeto seria mais versátil se a seção de testes fosse maior, com o espaço do laboratório mais bem aproveitado, mesmo que isto implicasse na redução da máxima velocidade de escoamento. Enquanto a concepção antiga proporcionaria facilmente uma velocidade superior a $1,0\text{m/s}$ na seção de testes, este foi o teto escolhido na nova solução. Assim, com uma seção mais profunda e mais larga, o canal se torna mais versátil. A atual seção mede $7000 \times 900 \times 7500\text{m}$. A Figura 5.30 apresenta um esquema do atual projeto do canal.

Imediatamente verifica-se que a seção não apenas foi ampliada na largura e profundidade, mas também no comprimento! Passando de uma seção de $3,0\text{m}$ para uma de $7,5\text{m}$, mais que dobrando de tamanho. A grande vantagem (que também ganha na versatilidade) está no fato de agora ter-se um canal de reboque, isto é, com uma seção deste comprimento alguns ensaios de reboque de modelos (embarcações, veículos, etc.) são facilmente realizáveis. Ainda mais quando sobre toda esta longa seção será instalado um par de trilhos paralelos controlados por motores de passo, posicionando os modelos com precisão em qualquer trecho do canal.

A Figura 5.31 apresenta uma vista do laboratório do NDF onde pode ser visto o Canal de Água Circulante. Destaca-se o equipamento de PIV posicionado sobre a plataforma pantográfica amarela. Ao fundo, percebe-se a plataforma de instrumentação com os computadores, sistemas de controle, aquisição e outros instrumentos. A Figura 5.32 mostra uma representação em vistas do projeto do Canal.

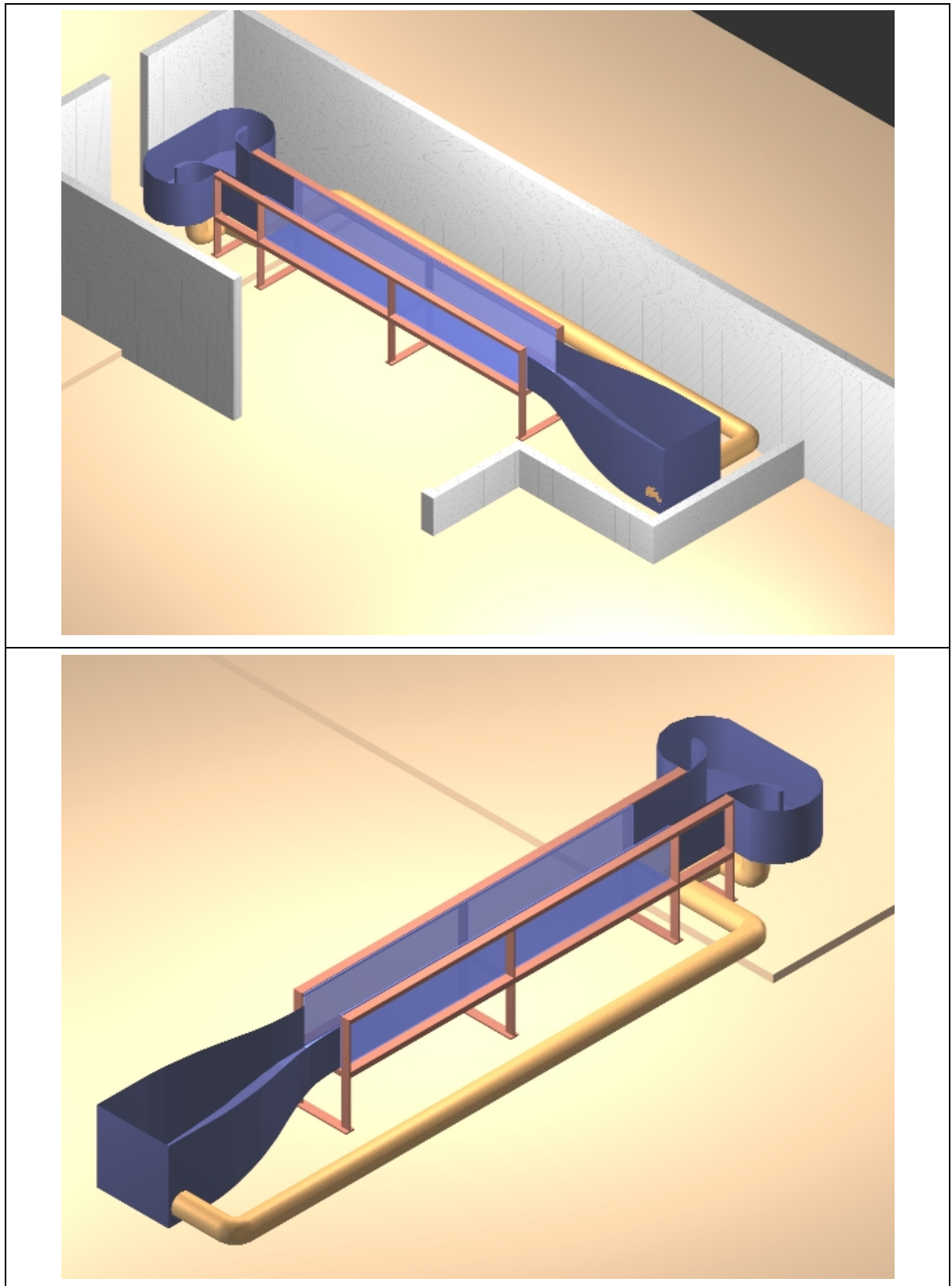


Figura 5.30: Representação do atual projeto do Canal de Água Circulante do NDF.



Figura 5.31: Foto do Canal de Água Circulante no Laboratório do NDF.

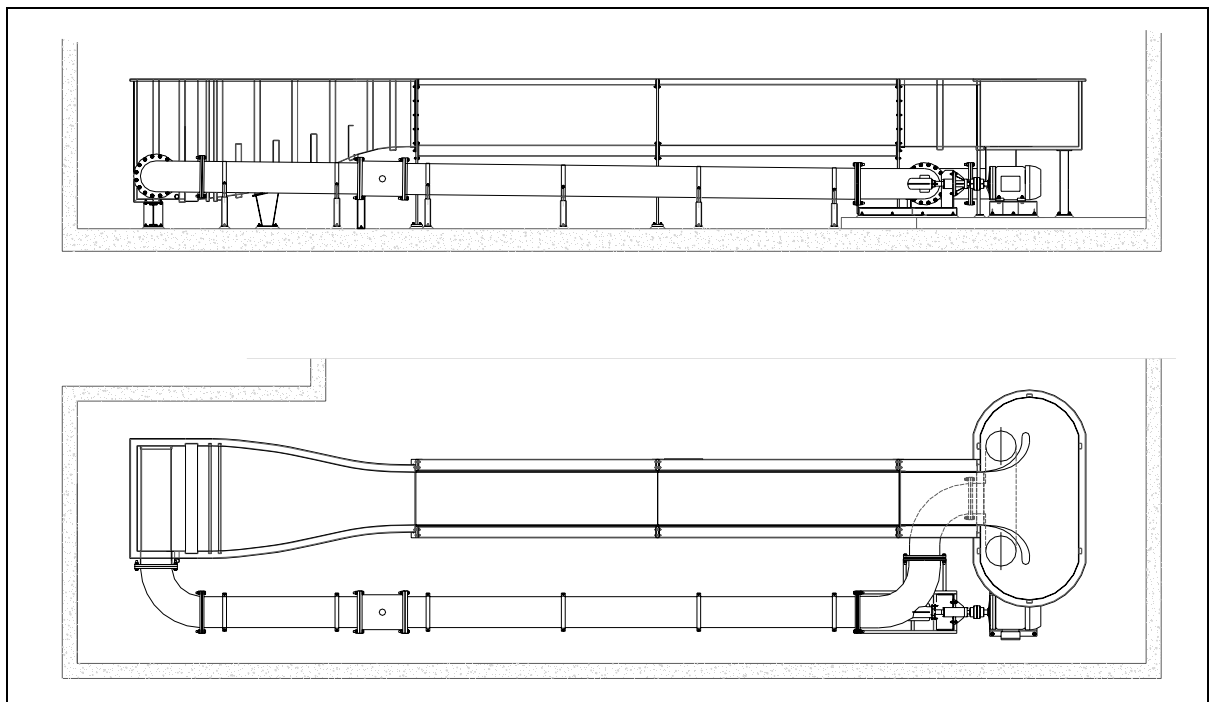


Figura 5.32: Representação em vistas do canal de água circulante do NDF.

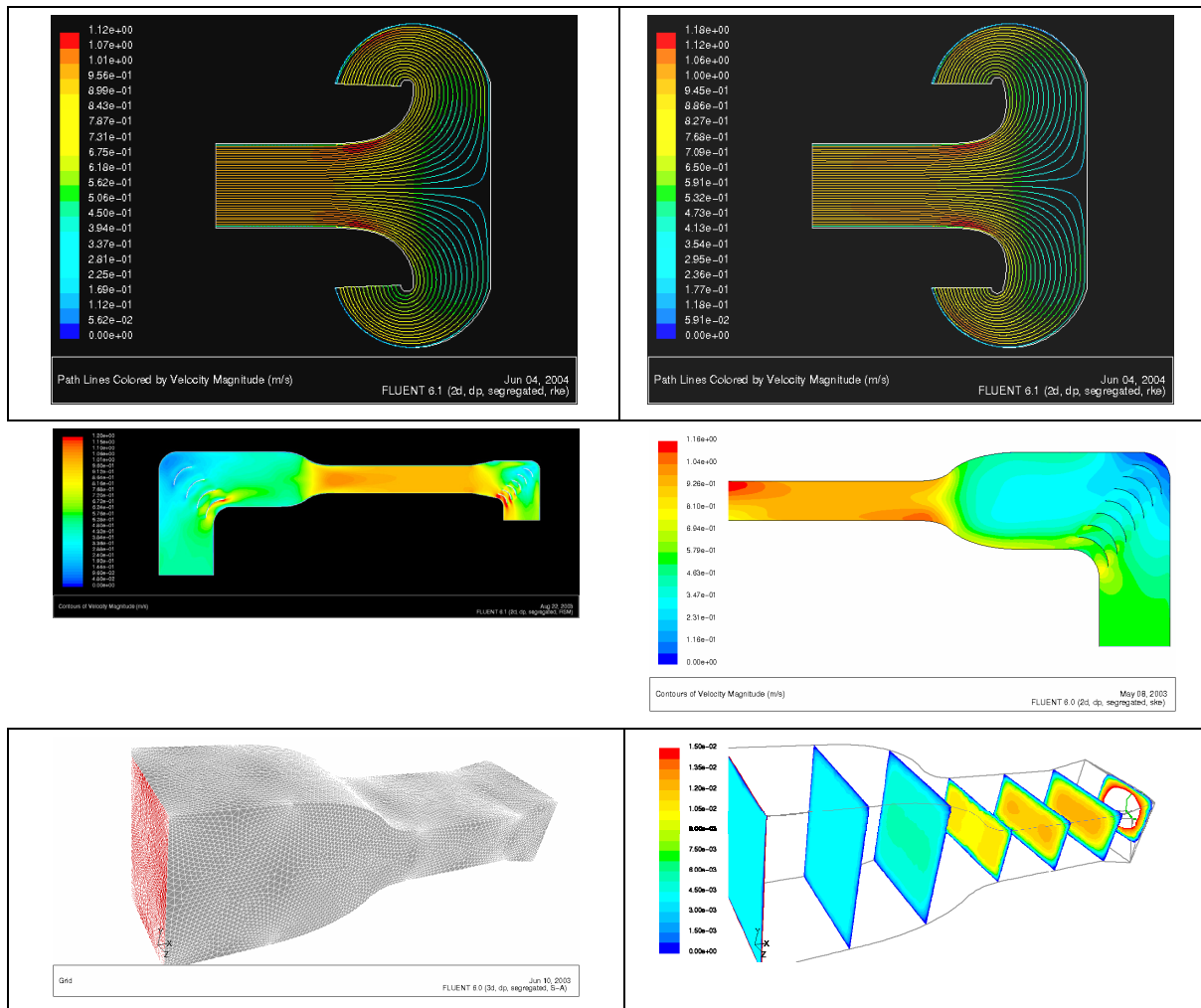


Figura 5.33: Simulações numéricas do escoamento (acima) bidimensional em duas geometrias de sorvedouros; (no centro) bidimensional nos trechos da contração, seção de testes e curvas; e (abaixo) tridimensional na contração.

Outra grande alteração neste atual projeto trata do circuito da água. Continua sendo horizontal, mas agora tem uma tubulação de 400mm de diâmetro para o retorno. Desta forma, se ganha muito em espaço dentro do laboratório, o que permitiu a ampliação da seção de testes. Com esta solução de retorno foi necessária a adaptação da contração e o desenvolvimento de um novo elemento, denominado sorvedouro. Algumas simulações numéricas foram empregadas para determinar a correta geometria dos elementos do canal, como a contração e o sorvedouro. Algumas delas estão representadas na Figura 5.33. Através destas simulações e dos ensaios com um novo modelo em escala foi possível determinar uma melhor geometria para este elemento.

Uma diferença significativa está no projeto do grupo moto-propulsor, ilustrado na Figura 5.34. Enquanto no projeto antigo seria utilizada uma bomba centrífuga de alta vazão, nesta solução foi desenvolvida uma bomba axial (tipo Kaplan) confeccionada com um hélice naval embutido dentro do tubo de fibra de vidro. O motor tem potência de

30KW. Com a curva característica do hélice foi possível determinar a faixa de operação do canal, projetada para uma vazão de até $0,5m^3/s$. O dimensionamento estrutural do canal também é muito importante para a rigidez do sistema e conter a propagação de vibrações, principalmente vindas do grupo propulsor para a seção de testes.



Figura 5.34: Montagem do canal. Destaque do hélice de três pás do grupo propulsor.

Modelo reduzido

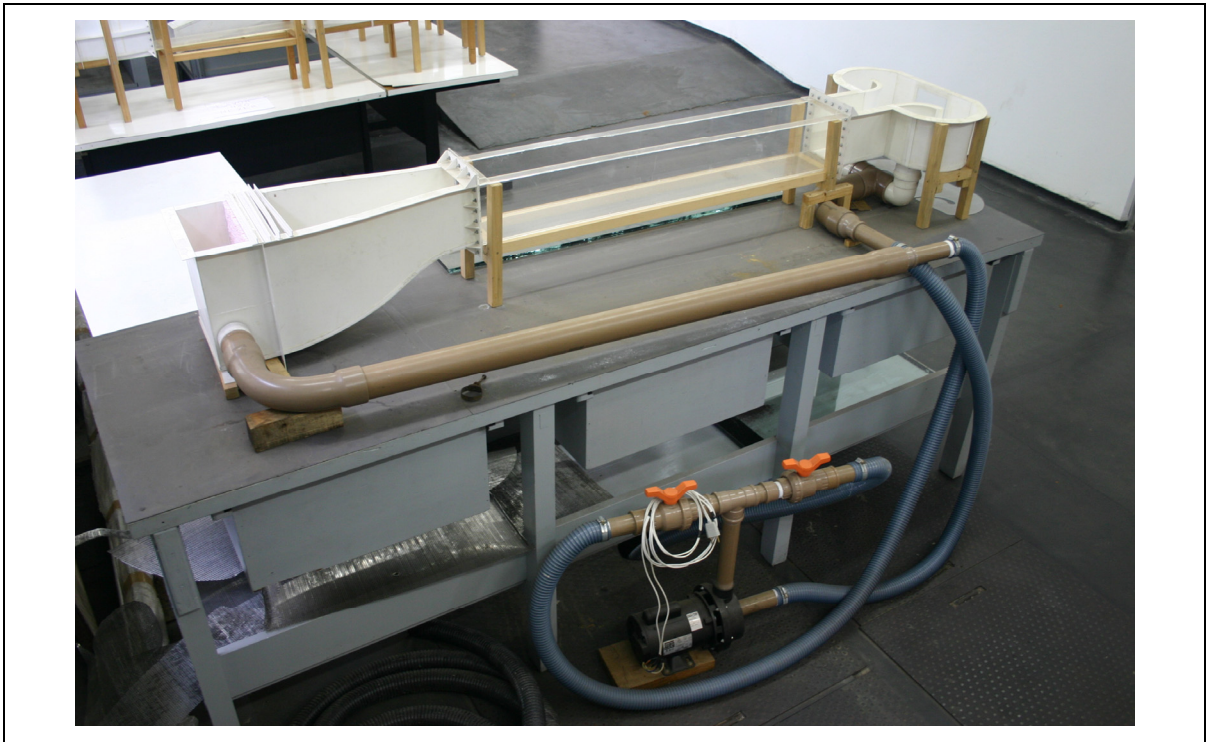


Figura 5.35: Modelo do atual projeto do canal em escala 1:5. Experimentos em escala Reynolds e Froude.

Assim como foi realizado para testar e validar os parâmetros de projeto da solução antiga, um modelo em escala 1:5 foi construído para verificar o comportamento do escoamento nos elementos no canal atual. A Figura 5.35 apresenta o modelo construído com chapas e poliestireno e acrílico. Este modelo foi importante para definição da geometria das aletas difusoras do sorvedouro. Ensaios em com velocidade do escoamento em escala Reynolds e Froude também foram realizados para estudos de separação e instabilidade por formação de ondas na seção, respectivamente.

Verificação da seção de testes.

A verificação do escoamento na seção de testes representa a primeira análise necessária para avaliar o funcionamento do Canal. Esta seção apresenta os resultados experimentais obtidos pelo mapeamento dos campos de velocidade e truculência na seção. Nestas medições foram utilizados anemômetros de filme quente. As medições de velocidade foram executadas na primeira metade do comprimento da seção de teste, 1,0m à jusante do final da contração. A sonda de filme quente possui 2mm de comprimento e um fio sensor de 2 μ m de diâmetro. Ao leitor mais interessado, recomenda-se a leitura de

Bruun (1995) para revisão da técnica de anemometria de filme quente, que não será discutida neste apêndice.

Uma série temporal de velocidade $u(t)$ pode ser definida em termos de uma parcela média \bar{u} e uma componente flutuante u' , tal que $u' = u(t) - \bar{u}$. A intensidade de turbulência TI é definida pela razão entre a flutuação RMS (“root-mean-square”) e a velocidade média, como mostrado na expressão [6.21].

$$TI = \frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}} \quad [6.21]$$

Todas as dimensões de comprimento são adimensionalizadas pela largura da seção de testes $W = 0,7m$. O número de Reynolds também é calculado em função desta dimensão característica, como segue.

$$Re = \frac{uW}{\nu_{\text{água}}} \quad [6.22]$$

Perfil de velocidades na linha de centro vertical

Posicionando o sensor de velocidades de filme quente em diversos pontos da linha de centro vertical da seção, registra-se o perfil médio de velocidades para quatro faixas de velocidades ($0,1m/s$; $0,2m/s$; $0,3m/s$ e $0,4m/s$), como apresentado na Figura 5.36. As linhas vermelhas no gráfico indicam o desvio padrão das medições em torno da velocidade média no trajeto.

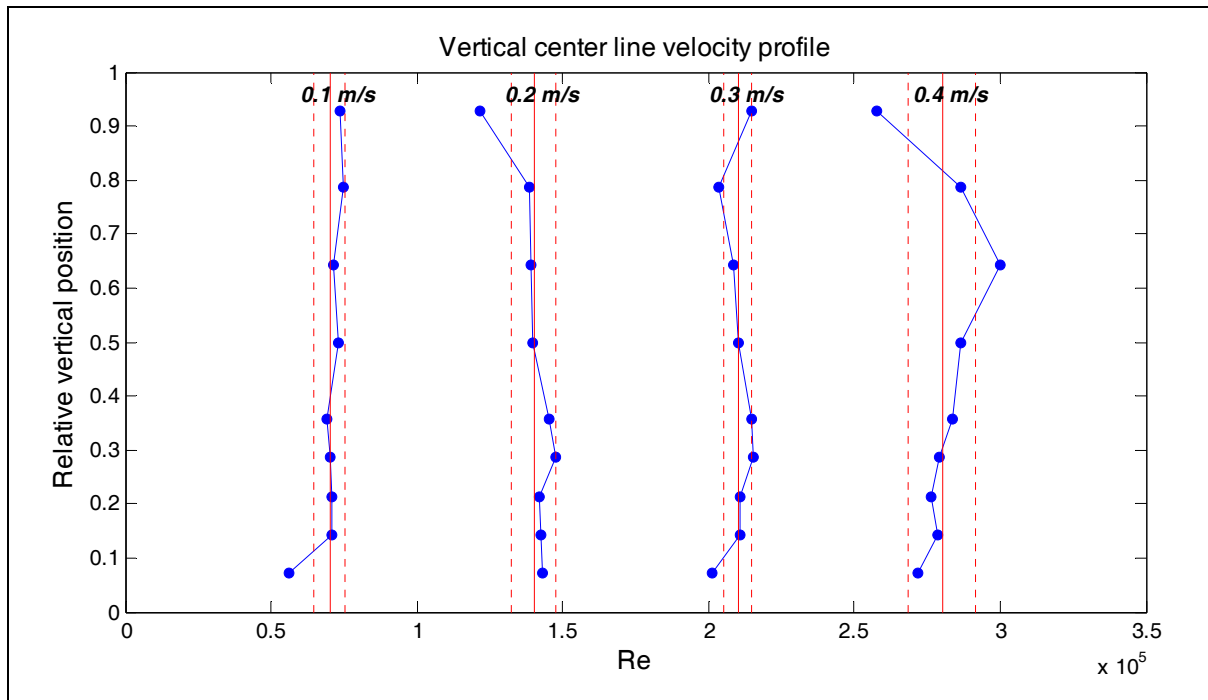


Figura 5.36: Perfil médio de velocidades ao longo da linha de centro vertical da seção de testes do Canal do NDF para quatro faixas de velocidades.

As curvas para as três primeiras faixas de velocidade mostram uma estreita variação ao redor de 5% do valor médio. Um perfil vertical muito próximo do plano foi encontrado. Por outro lado, a curva correspondente a $0,4\text{m/s}$ mostrou uma aceleração do escoamento próximo à superfície livre seguido por uma súbita redução. Neste último caso, o perfil de velocidade apresentou desvio superior a 5%. Este é o comportamento típico esperado para um escoamento de alta velocidade com superfície livre, mas esta irregularidade deve ser corrigida nos próximos aprimoramentos da câmara de estabilização.

Variação da turbulência

A fim de se estimar a variação da intensidade de turbulência com a velocidade do escoamento, um sensor de velocidade foi posicionado no ponto central da seção. As flutuações de velocidade foram adquiridas para 14 condições de escoamento, variando de $0,05\text{m/s}$ à $0,5\text{m/s}$. A Figura 5.37 apresenta a curva de intensidade de turbulência (TI) variando com Reynolds nestas condições. A linha vermelha contínua representa a intensidade de turbulência média, enquanto as linhas vermelhas tracejadas, o desvio padrão das medições.

Considerando os dados coletados, o canal apresenta intensidade de turbulência $TI = 0,022 \pm 0,004$, valor que pode ser considerado baixo para canais de água. Apesar disto, uma variação de 20% em torno do valor médio pode ser reduzida melhorando as

condições na câmara de estabilização: uma terceira tela pode ser instalada ou a densidade da malha das atuais duas telas pode ser alterada.

Além disso, este índice de turbulência representa apenas uma idéia da ordem de grandeza da turbulência na seção, mas não pode ser considerado como o valor de referência do Canal. O índice correto e completo deve levar em conta a turbulência medida em diversos pontos da seção e em outras regiões do seu comprimento.

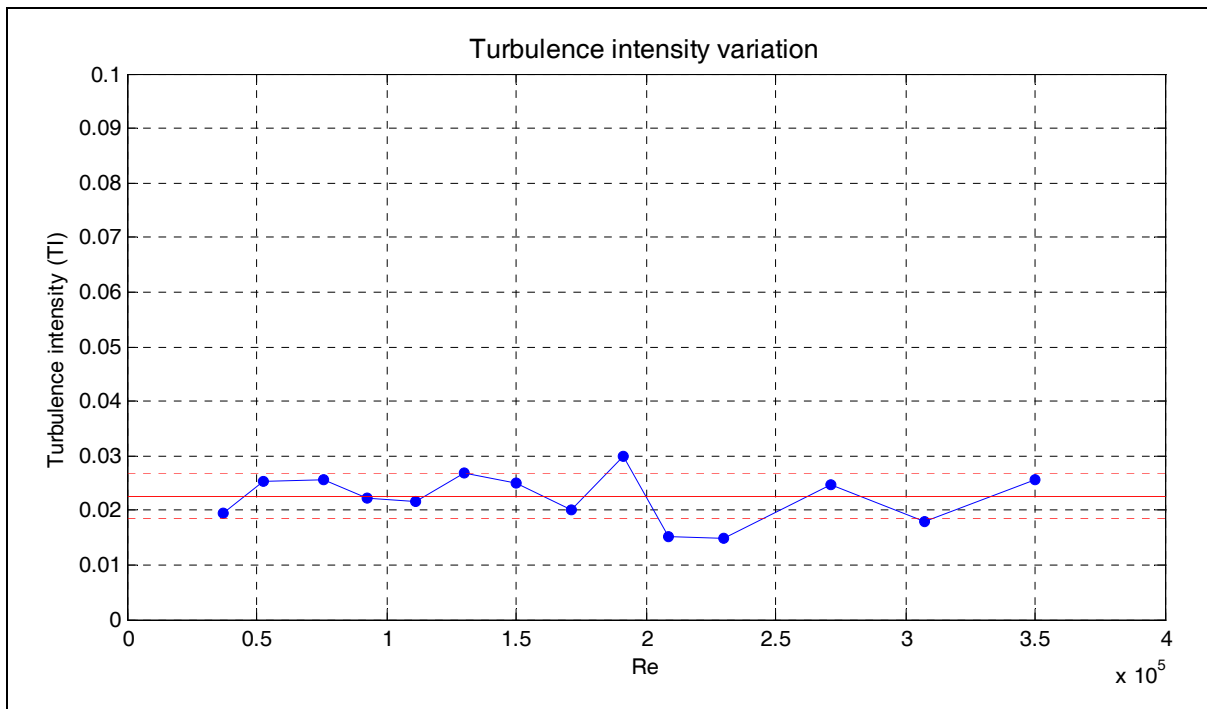


Figura 5.37: Variação da intensidade de turbulência com Reynolds no ponto central da seção de teste do canal. Intensidade média $TI = 0,022 \pm 0,004$.

Perfis no plano transversal da seção de testes

Para se verificar o perfil de velocidades e turbulência no plano transversal da seção de testes, foi realizada uma medição unidirecional de velocidades ao longo da altura e largura da seção com 49 pontos de aquisição. A Figura 5.38 apresenta o perfil de velocidades obtido para duas condições do escoamento: $0,3m/s$ e $0,4m/s$. Os contornos de velocidade são apresentados em relação à velocidade média da seção, enquanto as dimensões de comprimento são adimensionalizadas pela largura $W=0,7m$.

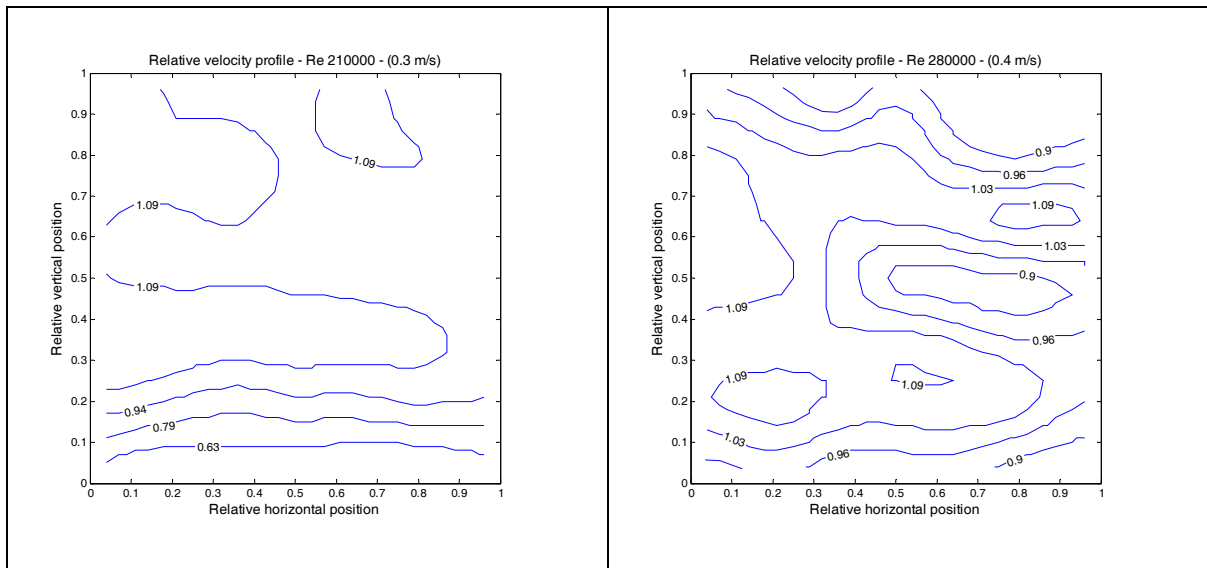


Figura 5.38: Perfil de velocidades no plano transversal da seção de testes. Contornos de velocidade relativos à velocidade média na seção.

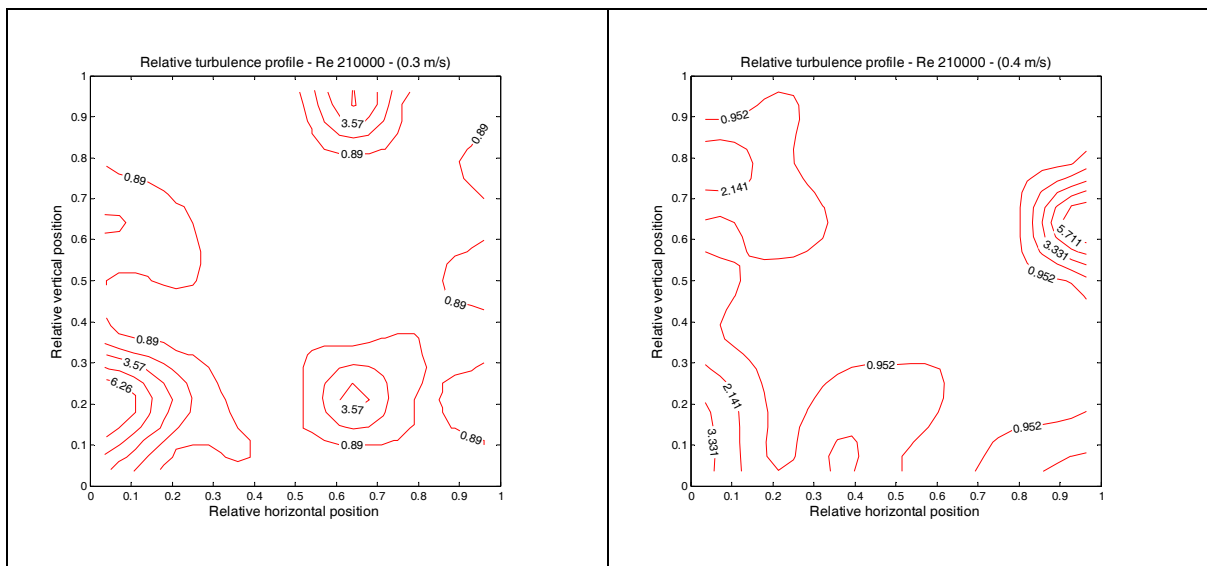


Figura 5.39: Perfil de intensidade de turbulência no plano transversal da seção de testes. Contornos de intensidade de turbulência relativos à intensidade média na seção.

Para a velocidade média $0,3\text{m/s}$ o quarto inferior do plano apresenta um perfil crescente característico do desenvolvimento da camada limite no fundo do canal. Este efeito viscoso é reduzido quando Reynolds aumenta para $0,4\text{m/s}$. a camada limite do fundo atinge a velocidade média da seção à uma distância da parede por volta 10% da profundidade. No primeiro caso, um perfil plano mais bem-comportado é verificado, enquanto no segundo, uma assimetria da ordem de 10% em torno da velocidade média foi encontrada.

Do mesmo modo, os perfis de intensidade de turbulência apresentados na Figura 5.39 mostram que uma intensidade de turbulência mais elevada é verificada para as regiões

próximas das paredes e da superfície livre. Em ambos os casos a ordem da intensidade média de turbulência vale 2%..

Referências deste apêndice

- BARLOW, J.B., RAE, W.H., POPE, A. (1999); Low-speed wind tunnel testing; 3rd edition; John Wiley & Sons.
- BELL, J.H., MEHTA, R.D. (1989); Boundary-layer predictions for small low-speed contractions; AIAA Journal; v. 27, n.3, p.372-374.
- BRUUN, H.H.; (1995); Hot-wire anemometry: Principles and signal analysis; Oxford Science Publications.
- FANG, F.; (1997); A design method for contraction with square and sections; ASME Journal of Fluids Engineering; v.119, p. 454-458.
- FANG, F., CHEN, J.C., HONG, Y.T.; (2001); Experimental and analytical evaluations of flow in a square-to-square wind tunnel contraction; Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics; v. 89, p. 247-262.
- GORDON, R., IMBABI, M.; (1998); CFD simulation and experimental validation of a new closed circuit wind/water tunnel design; ASME Journal of Fluids Engineering; v. 120, p. 311-318.
- MEHTA, R.D., BRADSHAW, P.; (1979); Design rules for small low speed wind tunnels; Aeronautical Journal of the Royal Aeronautical Society; p.443-449.
- MOREL, T.; (1975); Comprehensive design of axisymmetric wind tunnel contractions; ASME Journal of Fluids Engineering; v. 97, p. 225-233.
- MOREL, T.; (1977); Design of two-dimensional wind tunnel contractions; ASME Journal of Fluids Engineering; v. 99, p. 371-377.
- SNAJ; (1986); Directory of ship hydrodynamics research laboratories in Japan; 2nd edition; Japan Towing Tank Committee; The Society of Naval Architects of Japan.
- WOLF, T.; (1995); Design of a variable contraction for a full-scale automotive wind tunnel; Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics; v. 56, p. 1-21.