

# Escoamento ao redor de corpos rombudos bidimensionais e vibrações induzidas pela emissão de vórtices

PEF 6000 - Tópicos especiais em dinâmica de estruturas

Prof. Dr. Guilherme R. Franzini

- 1 Objetivos
- 2 escoamento ao redor de corpos submersos - introdução
- 3 escoamento ao redor de um cilindro estacionário
- 4 Vibrações induzidas pela emissão de vórtices (VIV)
  - VIV 1GL
  - VIV 2GL
  - VIV - cilindro flexível
- 5 Outras abordagens para o VIV

- Apresentação de aspectos físicos do escoamento incompressível ao redor de corpos rombudos bidimensionais.

- Apresentação de aspectos físicos do escoamento incompressível ao redor de corpos rombudos bidimensionais.
- Apresentação de aspectos gerais de geração e desprendimento de vórtices e do fenômeno de vibrações induzidas pela emissão de vórtices.

- Apresentação de aspectos físicos do escoamento incompressível ao redor de corpos rombudos bidimensionais.
- Apresentação de aspectos gerais de geração e desprendimento de vórtices e do fenômeno de vibrações induzidas pela emissão de vórtices.
- Referências para a aula: Livros escritos por Blevins (2001), Païdoussis et al (2011), Naudascher & Rockwell (2005) e artigos selecionados.

- Condição de aderência completa: A velocidade do fluido em um dado ponto na superfície de um corpo é igual à velocidade do corpo naquele mesmo ponto (velocidade relativa entre fluido e cada ponto na superfície do corpo é nula).

- Condição de aderência completa: A velocidade do fluido em um dado ponto na superfície de um corpo é igual à velocidade do corpo naquele mesmo ponto (velocidade relativa entre fluido e cada ponto na superfície do corpo é nula).
- Condição impenetrabilidade: A componente normal da velocidade relativa entre fluido e cada ponto na superfície do corpo é nula.

- O princípio da aderência completa está ligado à viscosidade do fluido.

- O princípio da aderência completa está ligado à viscosidade do fluido.
- Fluidos reais: Viscosidade não nula  $\rightarrow$  condição de aderência completa.

- O princípio da aderência completa está ligado à viscosidade do fluido.
- Fluidos reais: Viscosidade não nula  $\rightarrow$  condição de aderência completa.
- Fluidos ideal: Fluido invíscido  $\rightarrow$  condição de impenetrabilidade (**Base para o escoamento potencial.**)

Equação de movimento de uma partícula do fluido:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \mathbf{g} + \nu \nabla^2 \mathbf{u} \quad (1)$$

Equação da continuidade para escoamento incompressível:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2)$$

- A camada limite é uma fina camada de fluido desenvolvida junto à superfície do corpo onde os efeitos viscosos são importantes.

- A camada limite é uma fina camada de fluido desenvolvida junto à superfície do corpo onde os efeitos viscosos são importantes.
- No domínio afastado do corpo (e, portanto, afastado da camada limite), os efeitos viscosos são desprezíveis e a solução potencial leva a bons resultados.

- No ponto de estagnação frontal (velocidade nula), observa-se uma região de alta pressão que impele o fluido a contornar o corpo.

- No ponto de estagnação frontal (velocidade nula), observa-se uma região de alta pressão que impele o fluido a contornar o corpo.
- A presença de atrito (e, portanto, da viscosidade do fluido) e de um gradiente adverso de pressão tende a desacelerar a partícula de fluido.

- No ponto de estagnação frontal (velocidade nula), observa-se uma região de alta pressão que impele o fluido a contornar o corpo.
- A presença de atrito (e, portanto, da viscosidade do fluido) e de um gradiente adverso de pressão tende a desacelerar a partícula de fluido.
- Esta desaceleração pode fazer inverter o sentido da velocidade do fluido, causando a separação da camada limite.

- No ponto de estagnação frontal (velocidade nula), observa-se uma região de alta pressão que impele o fluido a contornar o corpo.
- A presença de atrito (e, portanto, da viscosidade do fluido) e de um gradiente adverso de pressão tende a desacelerar a partícula de fluido.
- Esta desaceleração pode fazer inverter o sentido da velocidade do fluido, causando a separação da camada limite.
- Presença de cantos vivos: Promove a fixação dos pontos de separação do escoamento.

- Um corpo rombudo (*bluff-body*) é aquele onde a separação do escoamento ocorre em uma porção significativa de sua superfície (Bearman (1984) e Meneghini (2002)).

- Um corpo rombudo (*bluff-body*) é aquele onde a separação do escoamento ocorre em uma porção significativa de sua superfície (Bearman (1984) e Meneghini (2002)).
- Um corpo afilado (*blunt-body*) é aquele onde a separação do escoamento ocorre em uma pequena superfície do corpo (**solução potencial oferece bom resultado**). Exemplo: Fólios na ausência de *stall*.

- Um corpo rombudo (*bluff-body*) é aquele onde a separação do escoamento ocorre em uma porção significativa de sua superfície (Bearman (1984) e Meneghini (2002)).
- Um corpo afilado (*blunt-body*) é aquele onde a separação do escoamento ocorre em uma pequena superfície do corpo (**solução potencial oferece bom resultado**). Exemplo: Fólios na ausência de *stall*.
- Foco desta aula: Cilindros de seção circular (exemplo clássico de corpo rombudo).

- Ao contrário de um quadrado, que apresenta separação da camada limite nos cantos vivos, a separação da camada limite no escoamento ao redor de um cilindro é dependente do número de Reynolds,  $Re = U_\infty D / \nu$  (ocorre por volta de  $80^\circ$ , medido a partir do ponto de estagnação frontal).

- Ao contrário de um quadrado, que apresenta separação da camada limite nos cantos vivos, a separação da camada limite no escoamento ao redor de um cilindro é dependente do número de Reynolds,  $Re = U_\infty D / \nu$  (ocorre por volta de  $80^\circ$ , medido a partir do ponto de estagnação frontal).
- A separação da camada limite leva à formação de duas camadas cisalhantes livres de circulação oposta e que interagem entre si. Desta interação resulta a formação de vórtices

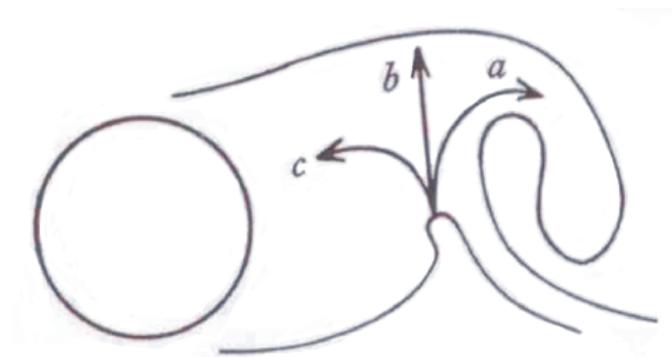


Figura: Extraído de Gerrard (1966).

Após a separação da camada limite, Gerrard propôs três caminhos resultantes da interação entre as camadas cisalhantes livres

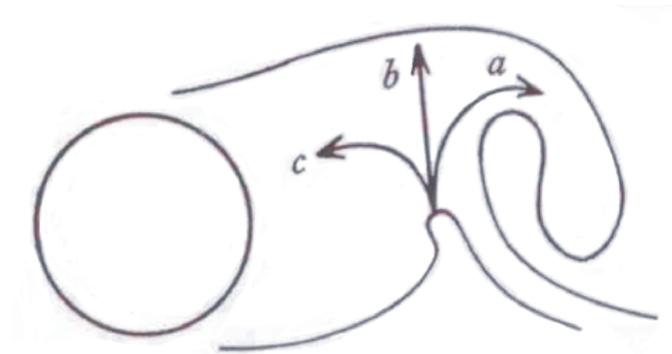


Figura: Extraído de Gerrard (1966).

Após a separação da camada limite, Gerrard propôs três caminhos resultantes da interação entre as camadas cisalhantes livres

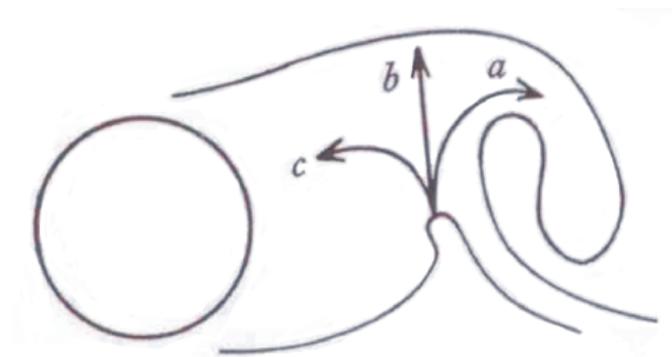


Figura: Extraído de Gerrard (1966).

Após a separação da camada limite, Gerrard propôs três caminhos resultantes da interação entre as camadas cisalhantes livres

- **Caminho a:** Diminui a intensidade do vórtice em formação.

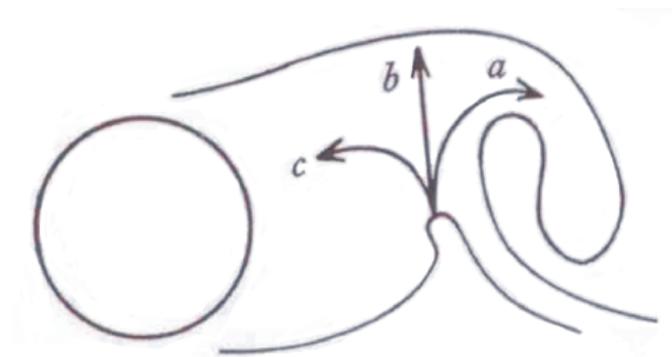


Figura: Extraído de Gerrard (1966).

Após a separação da camada limite, Gerrard propôs três caminhos resultantes da interação entre as camadas cisalhantes livres

- **Caminho a:** Diminui a intensidade do vórtice em formação.
- **Caminho b:** Atraído pelo vórtice em formação do lado oposto até que ele interrompa o processo de formação e cause o desprendimento do referido vórtice.

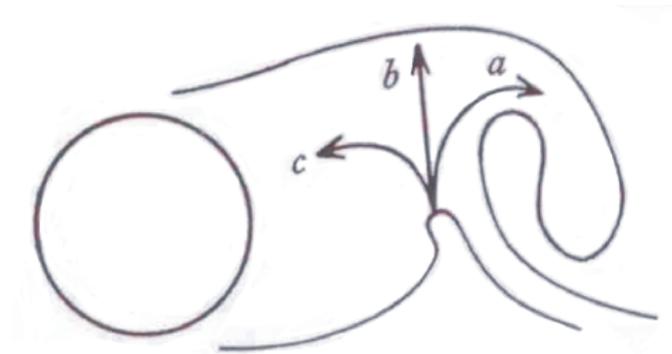


Figura: Extraído de Gerrard (1966).

Após a separação da camada limite, Gerrard propôs três caminhos resultantes da interação entre as camadas cisalhantes livres

- **Caminho a:** Diminui a intensidade do vórtice em formação.
- **Caminho b:** Atraído pelo vórtice em formação do lado oposto até que ele interrompa o processo de formação e cause o desprendimento do referido vórtice.
- **Caminho c:** Dá origem ao novo vórtice.

- O processo descrito anteriormente é repetido, dando origem à geração e desprendimento alternado de vórtices → **formação da esteira de vón Kármán.**

- O processo descrito anteriormente é repetido, dando origem à geração e desprendimento alternado de vórtices → **formação da esteira de vón Kármán**.
- Os vórtices são emitidos com frequência  $f_s$ . O número de Strouhal pode ser calculado então como  $St = f_s D / U_\infty$ . Para cilindros circulares e, em uma extensa faixa de número de Reynolds,  $St \approx 0,20$ .

- O processo descrito anteriormente é repetido, dando origem à geração e desprendimento alternado de vórtices → **formação da esteira de vón Kármán.**
- Os vórtices são emitidos com frequência  $f_s$ . O número de Strouhal pode ser calculado então como  $St = f_s D / U_\infty$ . Para cilindros circulares e, em uma extensa faixa de número de Reynolds,  $St \approx 0,20$ .
- Note que o campo de velocidades (e, portanto, o campo de pressões) ao redor do cilindro é oscilatório, dando origem à forças hidrodinâmicas oscilatórias.

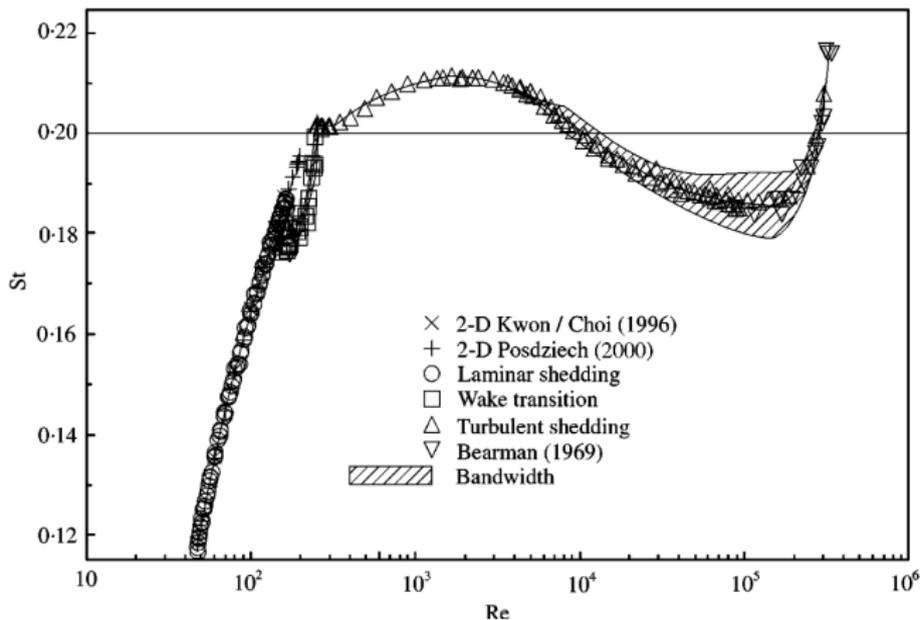


Figura: Extraído de Norberg (2001).

Simulação numérica realizada pelo aluno Rafael Koji Nagano (Re=200).

Para ver o vídeo, clique aqui.

As forças hidrodinâmicas podem ser separadas em três parcelas

- Arrasto de forma: Parcela associada ao campo de pressões (preponderante em corpos rombudos).

As forças hidrodinâmicas podem ser separadas em três parcelas

- Arrasto de forma: Parcela associada ao campo de pressões (preponderante em corpos rombudos).
- Arrasto de atrito: Parcela associada às tensões de cisalhamento (preponderante em corpos afilados).

As forças hidrodinâmicas podem ser separadas em três parcelas

- Arrasto de forma: Parcela associada ao campo de pressões (preponderante em corpos rombudos).
- Arrasto de atrito: Parcela associada às tensões de cisalhamento (preponderante em corpos afilados).
- Arrasto devido às ondas: Importante em escoamentos com superfície livre (por exemplo, navios).

As forças hidrodinâmicas também podem ser decompostas como

- Força de arrasto ( $F_D$ ): Parcela da força hidrodinâmica na direção da velocidade relativa de escoamento. Coeficiente de

$$\text{arrasto } C_D = \frac{F_D}{1/2\rho U_\infty^2 DL}$$

As forças hidrodinâmicas também podem ser decompostas como

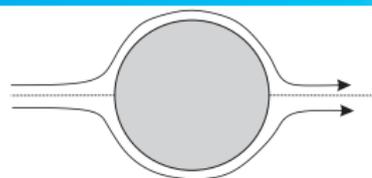
- Força de arrasto ( $F_D$ ): Parcela da força hidrodinâmica na direção da velocidade relativa de escoamento. Coeficiente de arrasto  $C_D = \frac{F_D}{1/2\rho U_\infty^2 DL}$
- Força de sustentação ( $F_L$ ): Parcela da força hidrodinâmica na direção ortogonal a da velocidade relativa de escoamento. Coeficiente de sustentação  $C_L = \frac{F_L}{1/2\rho U_\infty^2 DL}$

No escoamento ao redor de um cilindro circular, são boas aproximações:

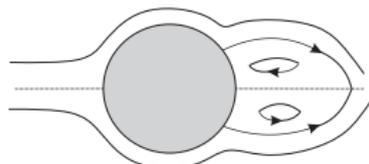
- $C_L(t) = \hat{C}_L \sin(\omega_s t)$

No escoamento ao redor de um cilindro circular, são boas aproximações:

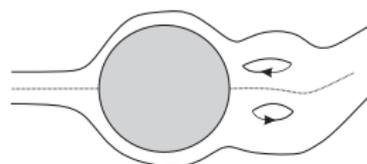
- $C_L(t) = \hat{C}_L \sin(\omega_s t)$
- $C_L(t) = \bar{C}_D + \hat{C}_D \sin(2\omega_s t + \phi)$



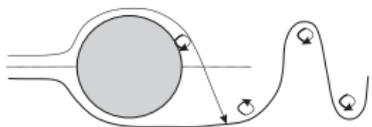
(a)  $Re < 5$ .



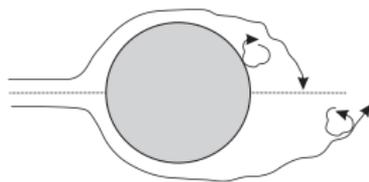
(b)  $5 < Re < 40$ .



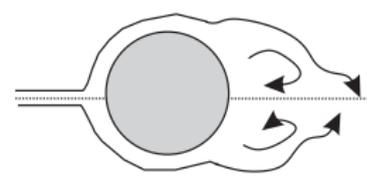
(c)  $90 < Re < 150$ .



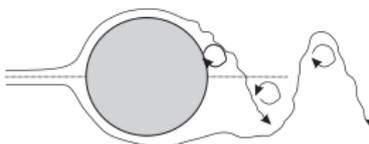
(d)  $90 < Re < 150$ .



(e)  $300 < Re < 1,5 \times 10^5$ .



(f)  $2,1 \times 10^5 < Re < 7,1 \times 10^5$ .



(g)  $Re > 7,1 \times 10^5$ .

Figura: Extraído de Franzini (2013).

Um cilindro imerso em um campo de escoamento pode tanto se movimentar tanto por meio de movimentos prescritos (oscilação forçada) ou em decorrência da própria interação fluido-estrutura. Esta última condição é objeto desta aula.

São efeitos da oscilação de um cilindro:

- Aumento da intensidade de vórtices.

Um cilindro imerso em um campo de escoamento pode tanto se movimentar tanto por meio de movimentos prescritos (oscilação forçada) ou em decorrência da própria interação fluido-estrutura. Esta última condição é objeto desta aula.

São efeitos da oscilação de um cilindro:

- Aumento da intensidade de vórtices.
- Aumento do comprimento de correlação.

Um cilindro imerso em um campo de escoamento pode tanto se movimentar tanto por meio de movimentos prescritos (oscilação forçada) ou em decorrência da própria interação fluido-estrutura. Esta última condição é objeto desta aula.

São efeitos da oscilação de um cilindro:

- Aumento da intensidade de vórtices.
- Aumento do comprimento de correlação.
- Aumento do coeficiente de arrasto médio.

Um cilindro imerso em um campo de escoamento pode tanto se movimentar tanto por meio de movimentos prescritos (oscilação forçada) ou em decorrência da própria interação fluido-estrutura. Esta última condição é objeto desta aula.

São efeitos da oscilação de um cilindro:

- Aumento da intensidade de vórtices.
- Aumento do comprimento de correlação.
- Aumento do coeficiente de arrasto médio.
- Mudança no padrão de emissão de vórtices.

Fenômeno auto-excitado, auto-limitado e ressonante.

Fenômeno auto-excitado, auto-limitado e ressonante.

- Vibrações induzidas pela emissão de vórtices em cilindros rígidos montados em base elástica com um grau de liberdade (VIV 1GL);

Fenômeno auto-excitado, auto-limitado e ressonante.

- Vibrações induzidas pela emissão de vórtices em cilindros rígidos montados em base elástica com um grau de liberdade (VIV 1GL);
- Vibrações induzidas pela emissão de vórtices em cilindros rígidos montados em base elástica com dois graus de liberdade (VIV 2GL);

Fenômeno auto-excitado, auto-limitado e ressonante.

- Vibrações induzidas pela emissão de vórtices em cilindros rígidos montados em base elástica com um grau de liberdade (VIV 1GL);
- Vibrações induzidas pela emissão de vórtices em cilindros rígidos montados em base elástica com dois graus de liberdade (VIV 2GL);
- Vibrações induzidas pela emissão de vórtices em cilindros flexíveis;

- 1 Objetivos
- 2 escoamento ao redor de corpos submersos - introdução
- 3 escoamento ao redor de um cilindro estacionário
- 4 Vibrações induzidas pela emissão de vórtices (VIV)**
  - VIV 1GL
  - VIV 2GL
  - VIV - cilindro flexível
- 5 Outras abordagens para o VIV



- Cilindro rígido, comprimento imerso  $L$ , montado em apoio elástico de rigidez  $k$ , constante de amortecimento  $c$ , massa total  $m$  (incluindo a massa do cilindro) e livre para oscilar somente na direção ortogonal à correnteza incidente, suposta constante e de intensidade  $U_\infty$ .

Direção da correnteza incidente:  $x$  (ortogonal ao plano do monitor).

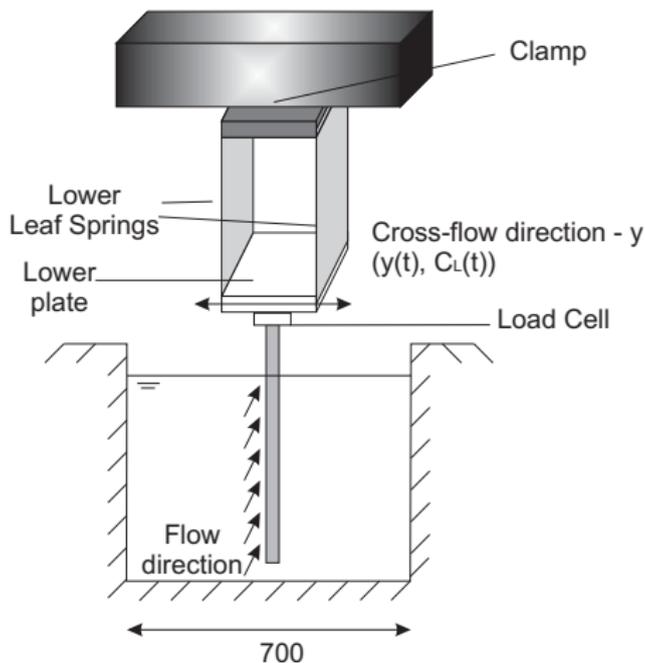


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

Tabela: Grandezas de interesse. Adaptado de Khalak & Williamson (1999).

Grandeza	Símbolo	Expressão
Parâmetro de massa reduzida	$m^*$	$\frac{m_s}{\rho \pi D^2 L/4}$
Taxa de amortecimento	$\zeta$	$\frac{c_s}{2\sqrt{k(m_s + m_a^{pot})}}$
Frequência natural em água	$f_N$	$\sqrt{\frac{k}{m + m_a^{pot}}}$
Velocidade reduzida	$V_R$	$\frac{U_\infty}{f_N D}$
Amplitude adimensional	$A^*$	$\frac{A_y}{D}$
Frequência adimensional	$f^*$	$\frac{f}{f_N}$
Coefficiente de arrasto	$C_D$	$\frac{F_D}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 DL}$
Coefficiente de sustentação	$C_L$	$\frac{F_L}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 DL}$
Número de Reynolds	$Re$	$\frac{U_\infty D}{\nu}$

- A massa adicional é um termo da força hidrodinâmica que está em fase com a aceleração do corpo. Também possui relação com a energia cinética do fluido.

- A massa adicional é um termo da força hidrodinâmica que está em fase com a aceleração do corpo. Também possui relação com a energia cinética do fluido.
- No contexto de teoria potencial, é a força que o fluido impõe a um corpo em movimento oscilatório  $F = -m_a \ddot{u}$ .

- A massa adicional é um termo da força hidrodinâmica que está em fase com a aceleração do corpo. Também possui relação com a energia cinética do fluido.
- No contexto de teoria potencial, é a força que o fluido impõe a um corpo em movimento oscilatório  $F = -m_a\ddot{u}$ .
- No contexto de teoria potencial, considerando um cilindro circular imerso em um fluido cujo domínio seja infinito, mostra-se que o coeficiente de massa adicional é  $C_a = m_a/m_d = 1$ , sendo  $m_d$  a massa de fluido deslocada pelo corpo.

- A massa adicional é um termo da força hidrodinâmica que está em fase com a aceleração do corpo. Também possui relação com a energia cinética do fluido.
- No contexto de teoria potencial, é a força que o fluido impõe a um corpo em movimento oscilatório  $F = -m_a\ddot{u}$ .
- No contexto de teoria potencial, considerando um cilindro circular imerso em um fluido cujo domínio seja infinito, mostra-se que o coeficiente de massa adicional é  $C_a = m_a/m_d = 1$ , sendo  $m_d$  a massa de fluido deslocada pelo corpo.
- No contexto de fluidos viscosos, o coeficiente de massa adicional pode ser diferente de 1.

- Vimos que, para o escoamento ao redor de um cilindro fixo, a força de sustentação pode ser considerada como harmônica e de frequência igual à frequência de emissão de vórtices:

$$F_L(t) = \hat{F}_L \sin \omega_s t, \quad \omega_s = 2\pi f_s = 2\pi \frac{StU_\infty}{D}.$$

- Vimos que, para o escoamento ao redor de um cilindro fixo, a força de sustentação pode ser considerada como harmônica e de frequência igual à frequência de emissão de vórtices:

$$F_L(t) = \hat{F}_L \sin \omega_s t, \quad \omega_s = 2\pi f_s = 2\pi \frac{StU_\infty}{D}.$$

- No caso de um cilindro rígido em base elástica, sua frequência natural é  $f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m+m_a^{pot}}}$ .

- Vimos que, para o escoamento ao redor de um cilindro fixo, a força de sustentação pode ser considerada como harmônica e de frequência igual à frequência de emissão de vórtices:

$$F_L(t) = \hat{F}_L \sin \omega_s t, \quad \omega_s = 2\pi f_s = 2\pi \frac{StU_\infty}{D}.$$

- No caso de um cilindro rígido em base elástica, sua frequência natural é  $f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m+m_a^{pot}}}$ .
- Se  $f_s \approx f_N \rightarrow$  **Ressonância**.

- Vimos que, para o escoamento ao redor de um cilindro fixo, a força de sustentação pode ser considerada como harmônica e de frequência igual à frequência de emissão de vórtices:

$$F_L(t) = \hat{F}_L \sin \omega_s t, \quad \omega_s = 2\pi f_s = 2\pi \frac{StU_\infty}{D}.$$

- No caso de um cilindro rígido em base elástica, sua frequência natural é  $f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m+m_a^{pot}}}$ .
- Se  $f_s \approx f_N \rightarrow$  **Ressonância**.
- **Lock-in**:  $3 < V_R < 12$  e é onde  $f_s \approx f_N \rightarrow$ . **As oscilações do cilindro modificam a esteira de vórtices, alterando assim o número de Strouhal.**

- Vimos que, para o escoamento ao redor de um cilindro fixo, a força de sustentação pode ser considerada como harmônica e de frequência igual à frequência de emissão de vórtices:

$$F_L(t) = \hat{F}_L \sin \omega_s t, \quad \omega_s = 2\pi f_s = 2\pi \frac{StU_\infty}{D}.$$

- No caso de um cilindro rígido em base elástica, sua frequência natural é  $f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m+m_a^{pot}}}$ .
- Se  $f_s \approx f_N \rightarrow$  **Ressonância**.
- **Lock-in**:  $3 < V_R < 12$  e é onde  $f_s \approx f_N \rightarrow$ . **As oscilações do cilindro modificam a esteira de vórtices, alterando assim o número de Strouhal.**
- No *lock-in* o cilindro passa a ter uma resposta oscilatória à excitação proveniente do fluido, com amplitude máxima da ordem de um diâmetro.

Ensaio conduzidos em água apresentam valores de  $m^*$  inferiores àqueles conduzidos em ar.

Franzini et al (2012): Ensaio em água,  $m^* = 2,6$ ;  $m^*\zeta = 0,0018$

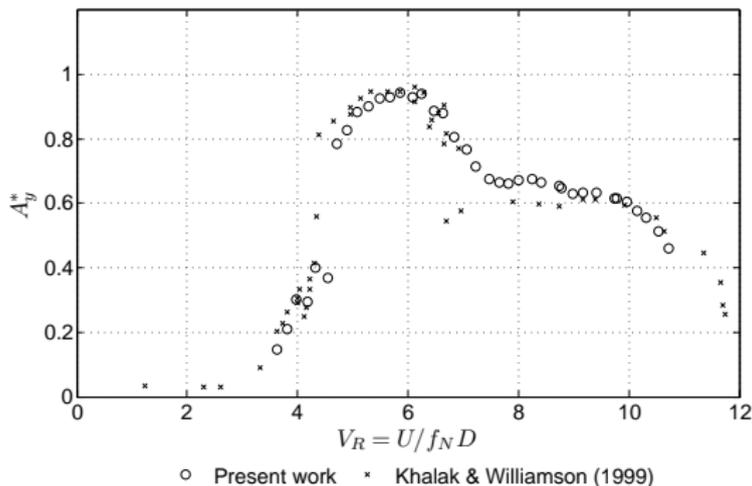


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

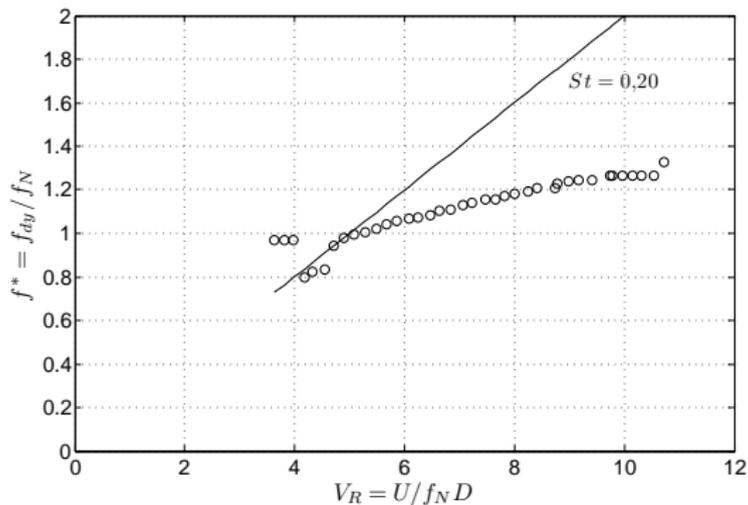


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

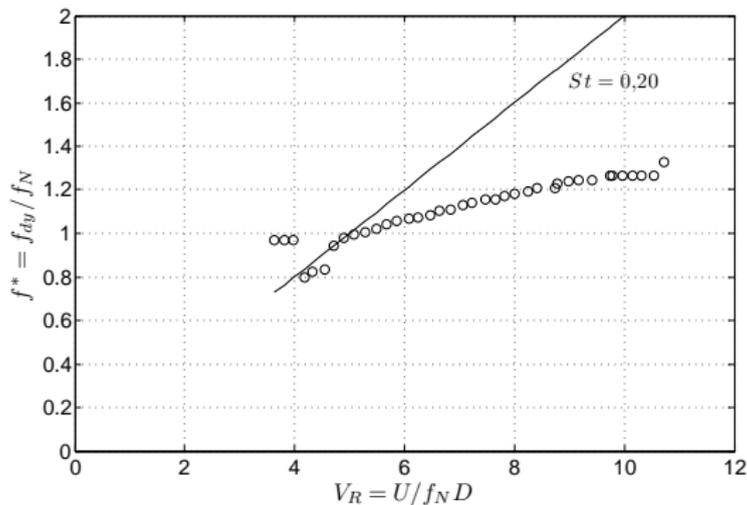


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

- Frequência natural não fica constante e igual a 1 para sistemas com baixo valor de  $m^* \zeta$ .

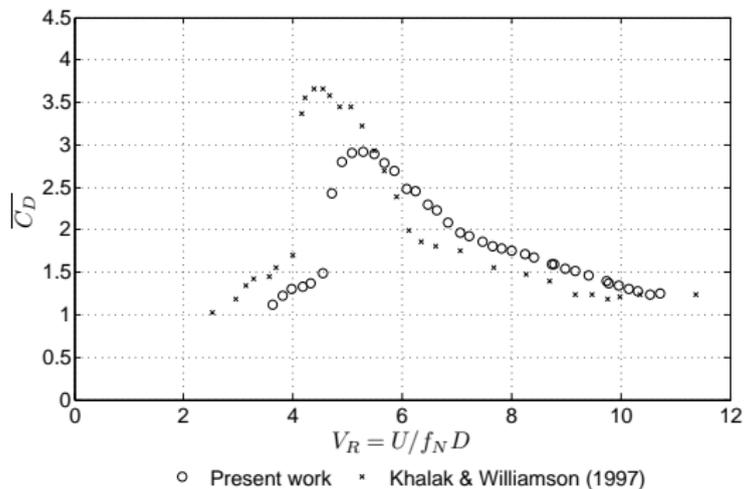


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

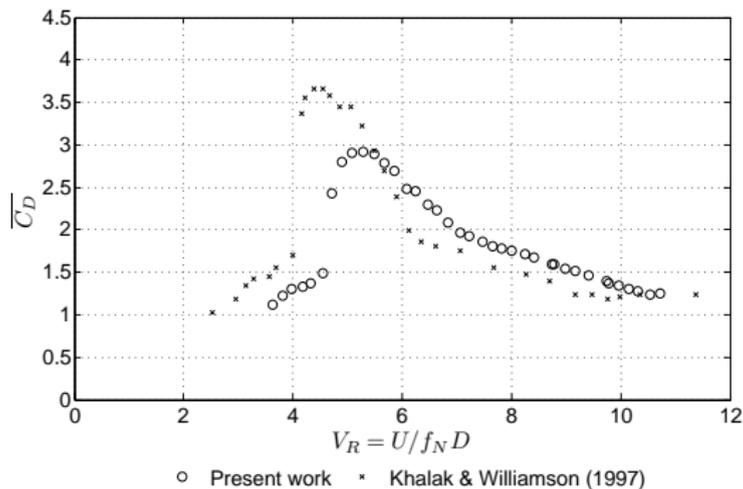


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

- Amplificação do coeficiente de arrasto médio na faixa de *lock-in*.

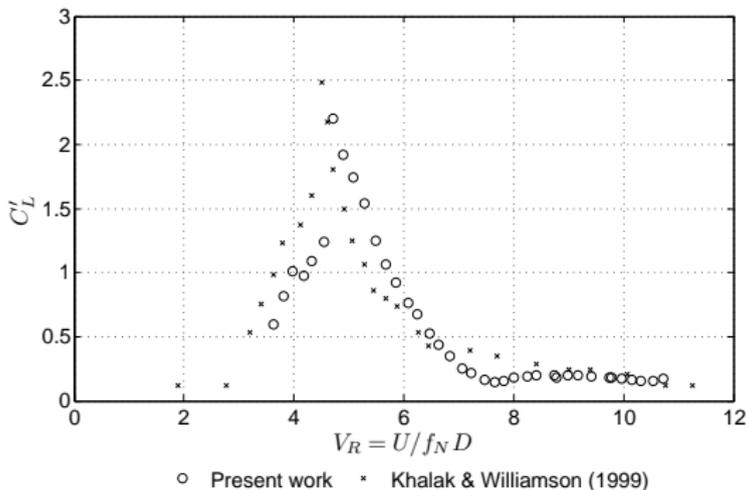


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

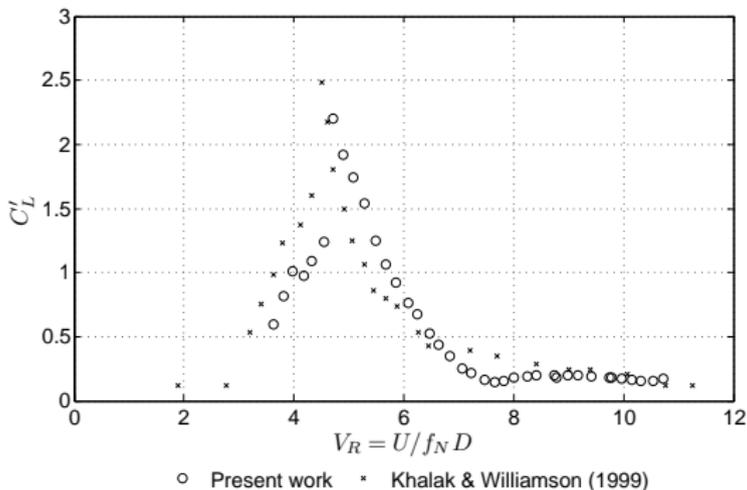


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

- Amplificação do valor rms do coeficiente de sustentação na faixa de *lock-in*.

Experimentos de Feng (1968):  $m^* = 248$

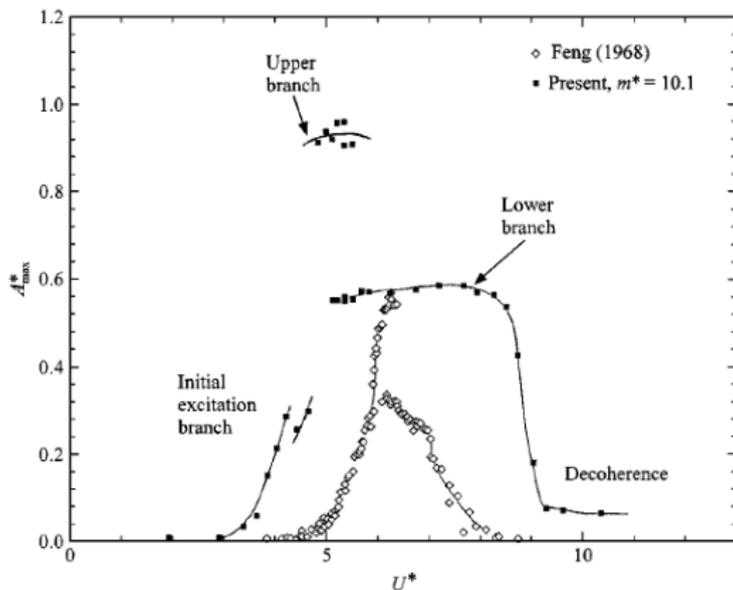


Figura: Extraído de Khalak & Williamson (1999).

Dependendo do ramo de resposta, o padrão de emissão de vórtices pode ser alterado.

Padrão 2S: Dois vórtices simples emitidos a cada ciclo de oscilação.

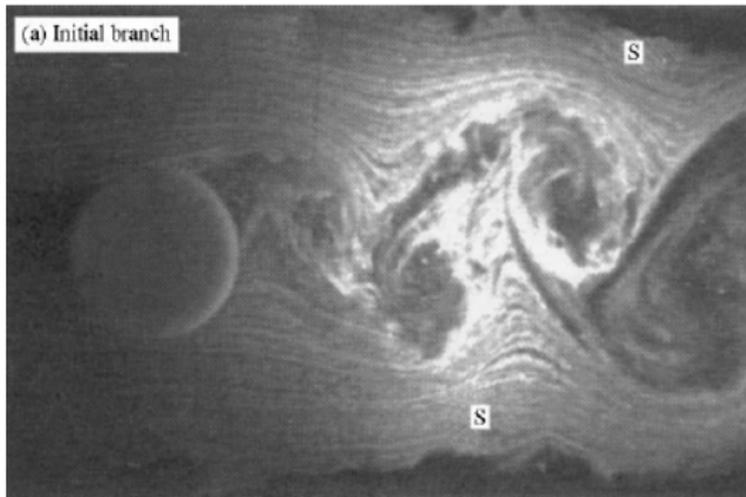


Figura: Extraído de Khalak & Williamson (1999).

Padrão 2P: Dois pares de vórtices simples emitidos a cada ciclo de oscilação.

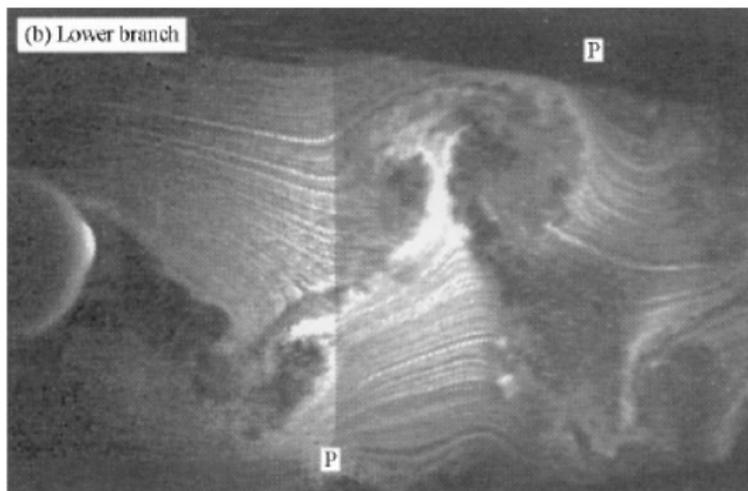


Figura: Extraído de Khalak & Williamson (1999).

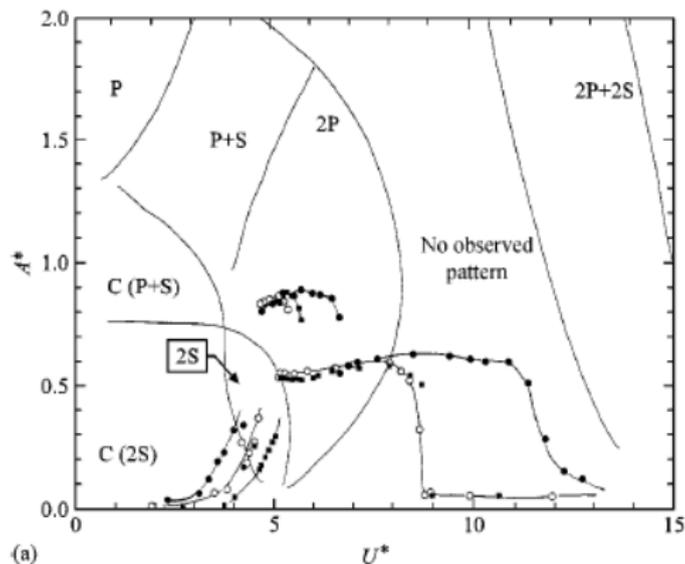


Figura: Extraído de Khalak & Williamson (1999).

- 1 Objetivos
- 2 escoamento ao redor de corpos submersos - introdução
- 3 escoamento ao redor de um cilindro estacionário
- 4 Vibrações induzidas pela emissão de vórtices (VIV)**
  - VIV 1GL
  - VIV 2GL
  - VIV - cilindro flexível
- 5 Outras abordagens para o VIV

Foco da aula  $f_{N,x} = f_{N,y}$

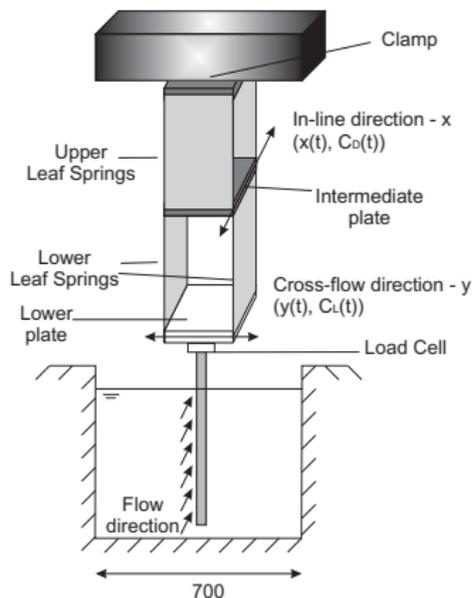


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

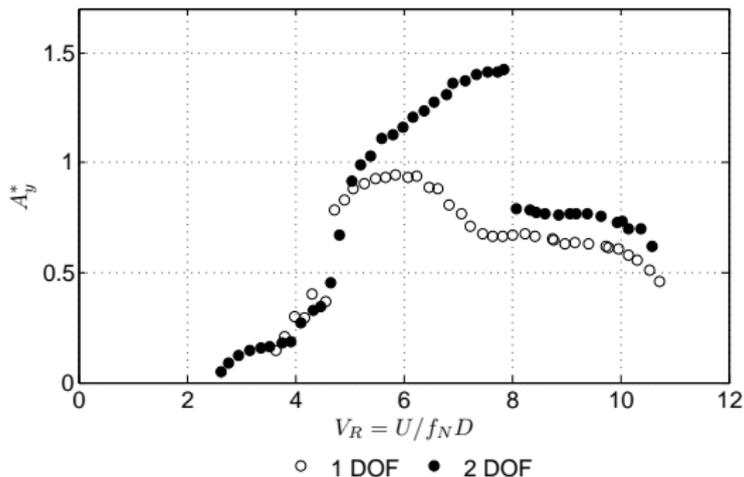


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

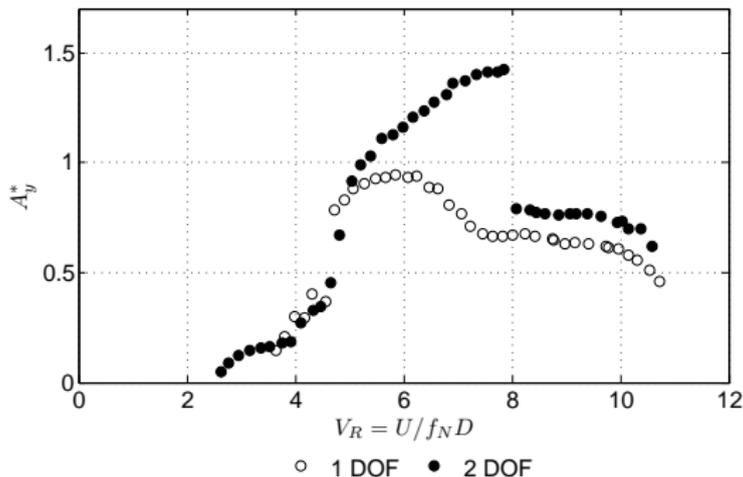


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

- A presença de oscilações na direção da correnteza aumenta as amplitudes na direção transversal a ela.

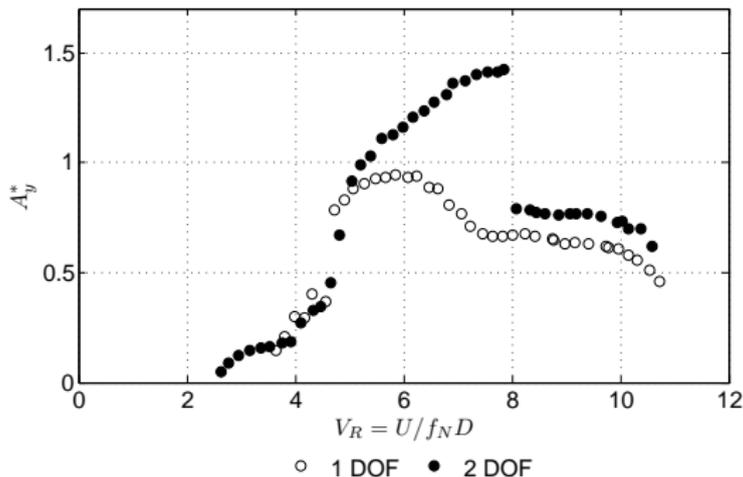


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

- A presença de oscilações na direção da correnteza aumenta as amplitudes na direção transversal a ela.
- Pico de amplitude ocorre para  $V_R \approx 8$

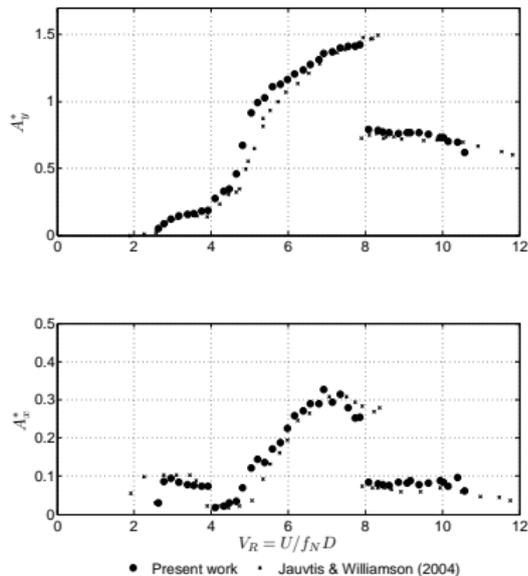
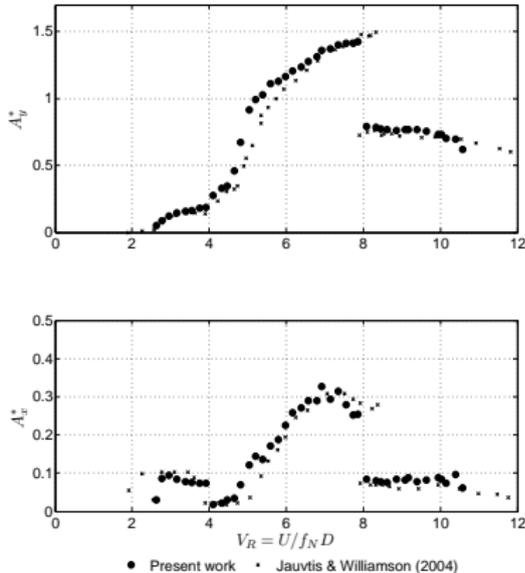
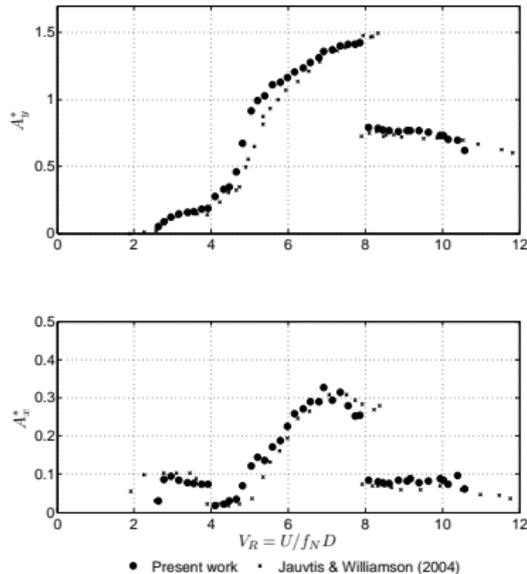


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).



- Oscilações na direção da correnteza são de menor amplitude.

Figura: Extraído de Franzini et al (2012).



- Oscilações na direção da correnteza são de menor amplitude.
- Ressonância na direção da correnteza  $2 < V_R < 4$ .

Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

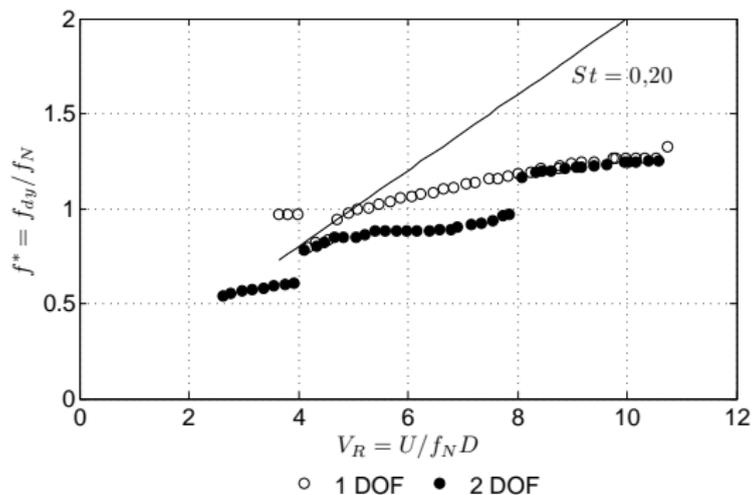


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

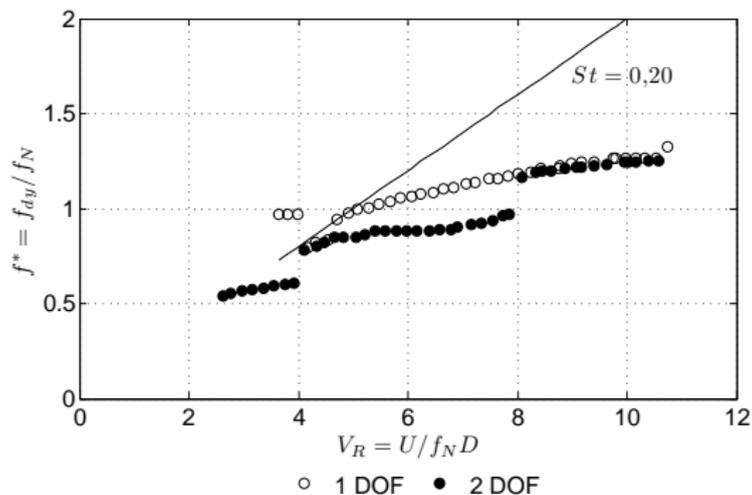


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

- Frequência natural não fica constante e igual a 1 para sistemas com baixo valor de  $m^* \zeta$

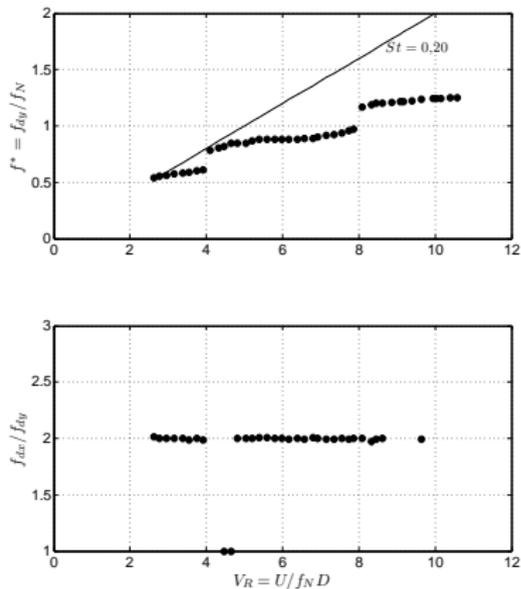
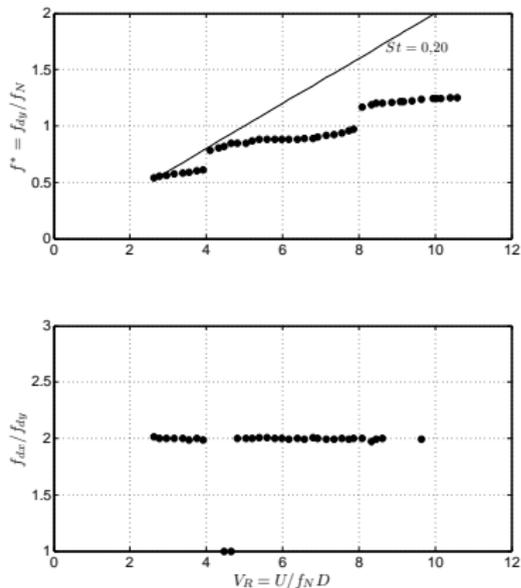


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).



- Oscilações na direção da correnteza:  
 $f_{d,x} = 2f_{d,y}$ .

Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

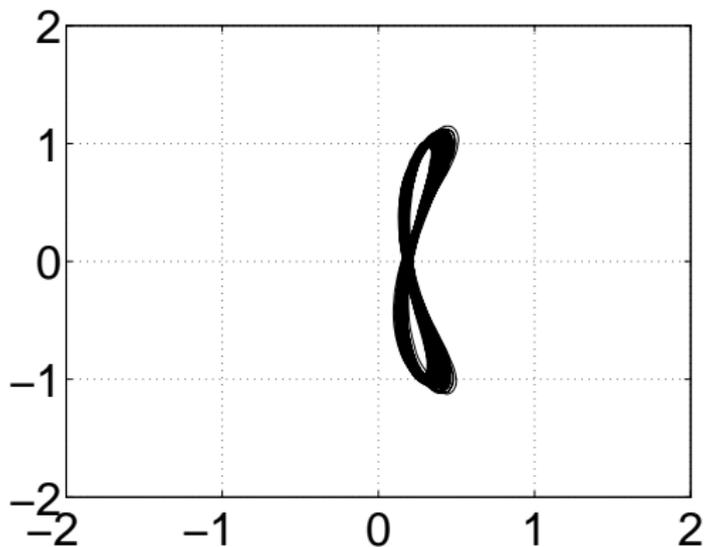


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

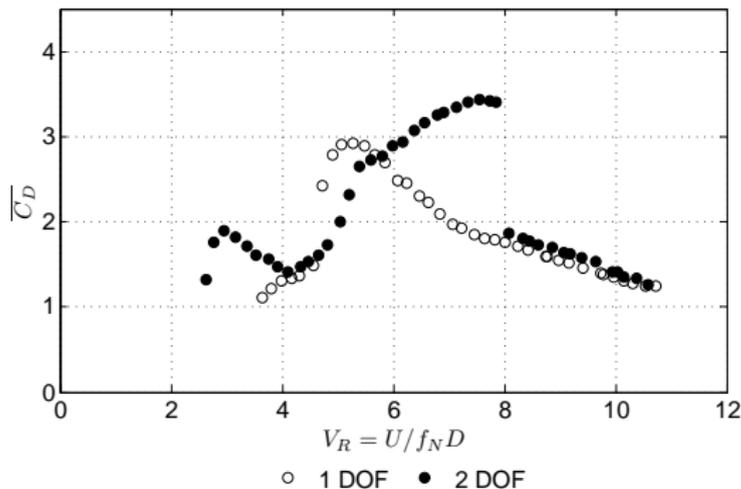


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

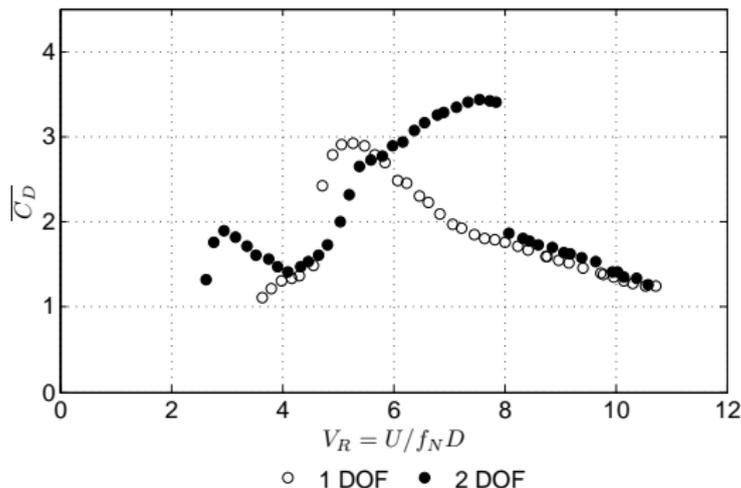


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

- Amplificação do coeficiente de arrasto médio segue o aumento da amplitude de oscilação.

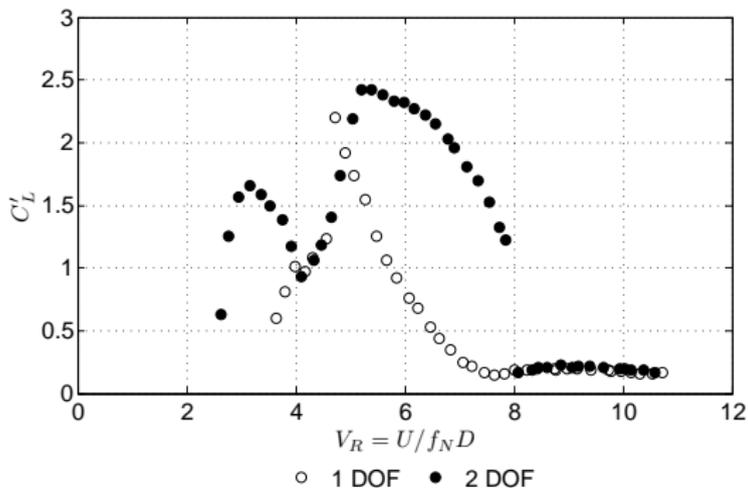


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

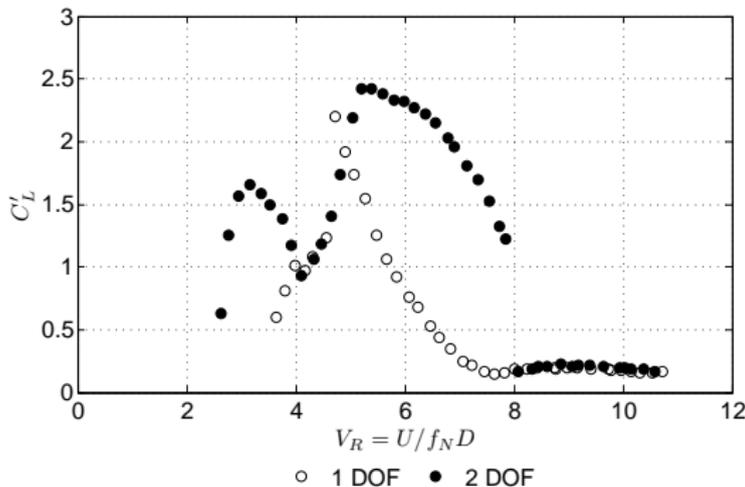


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

- Amplificação do valor rms do coeficiente de sustentação na faixa de *lock-in*.

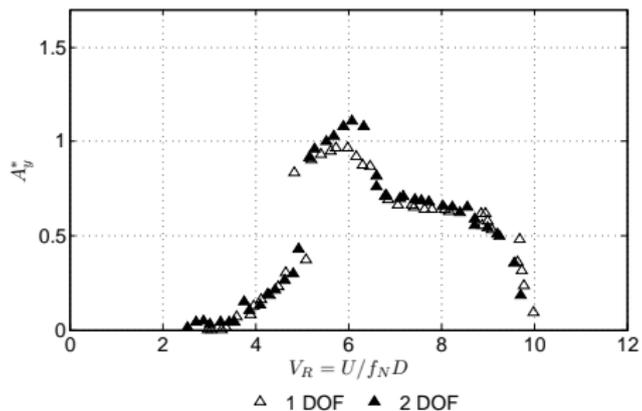


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

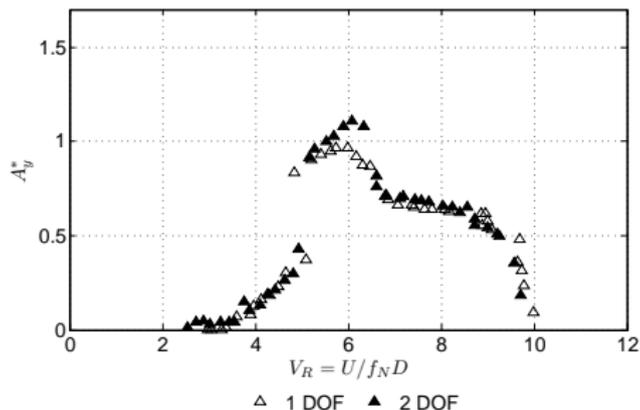


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

- Mesmo com liberdade de oscilação na direção da correnteza, as respostas nesta direção são desprezíveis e as oscilações na direção transversal à correnteza praticamente coincidem com aquela obtida para 1GL.

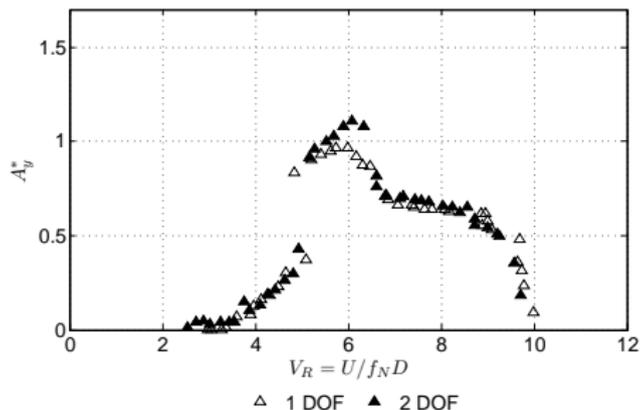


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

- Mesmo com liberdade de oscilação na direção da correnteza, as respostas nesta direção são desprezíveis e as oscilações na direção transversal à correnteza praticamente coincidem com aquela obtida para 1GL.
- Jauvtis & Williamson apontam  $m^* \approx 6$  como o crítico, acima do qual o sistema não oscila na direção da correnteza.

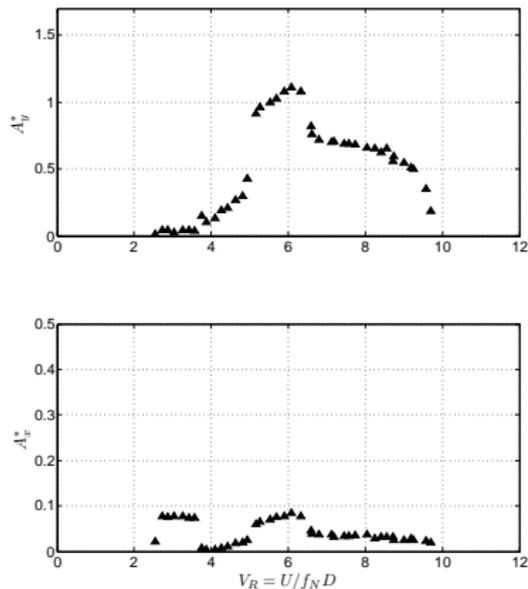
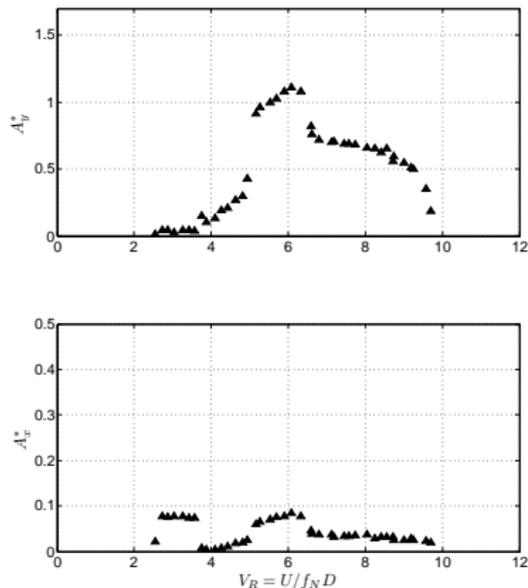
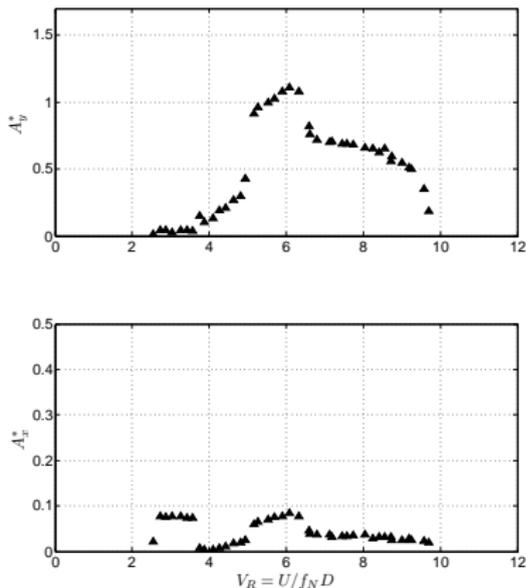


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).



- Oscilações na direção da correnteza são desprezíveis.

Figura: Extraído de Franzini et al (2012).



- Oscilações na direção da correnteza são desprezíveis.
- Ressonância na direção da correnteza  $2 < V_R < 4$ .

Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

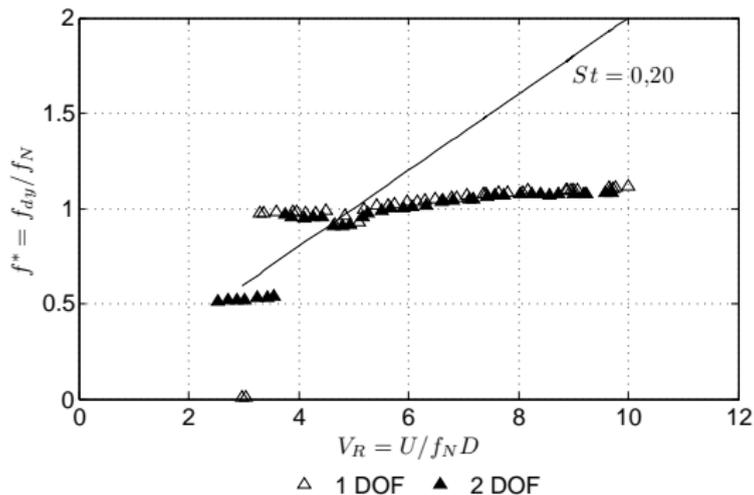


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

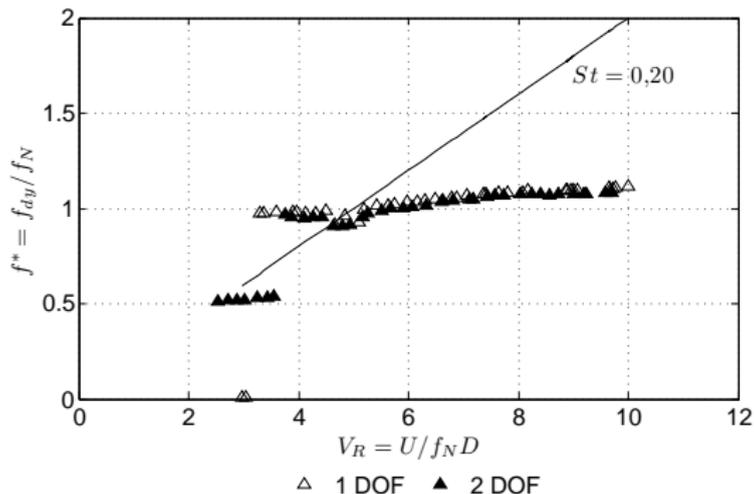


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

- Frequência natural tende a ficar constante e a 1 para sistemas com valor mais elevado de  $m^* \zeta$ .

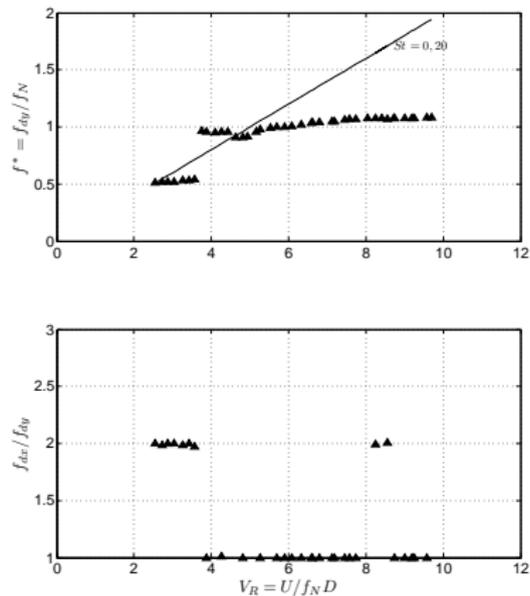
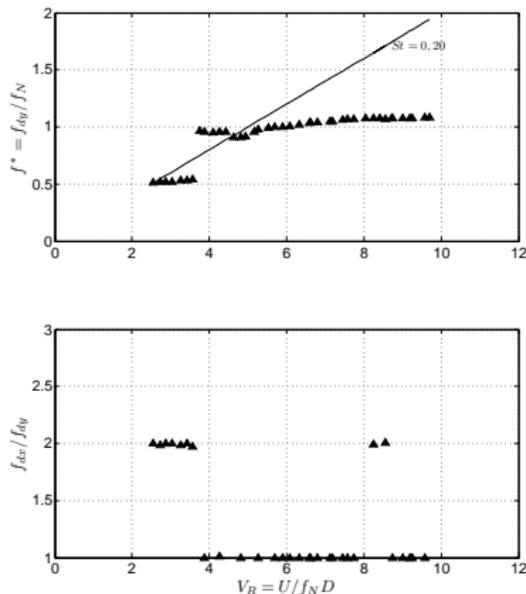


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).



- Oscilações na direção da correnteza apresentam espectro mal definido.

Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

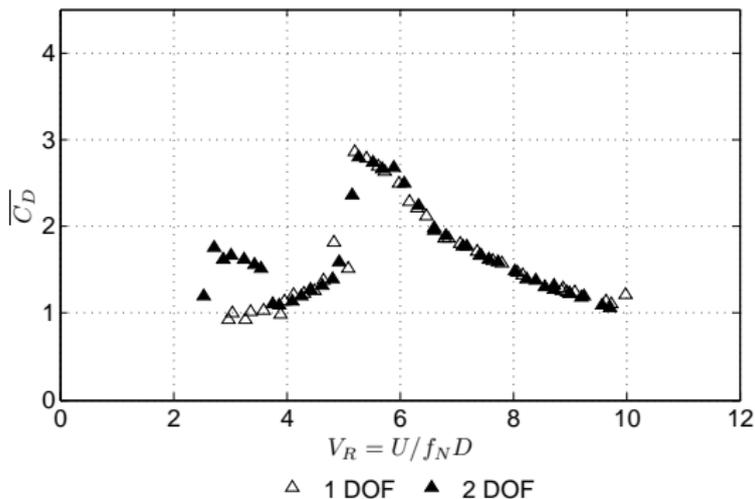


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

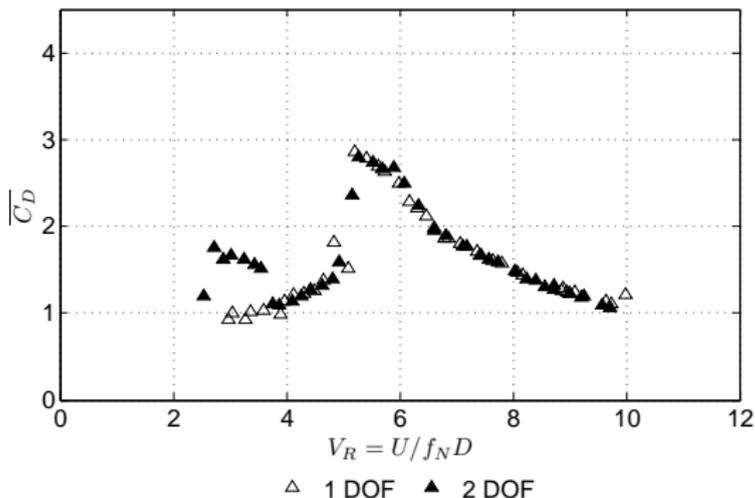


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

- Amplificação do coeficiente de arrasto médio segue o aumento da amplitude de oscilação. (pouca distinção entre 1GL e 2GL.)

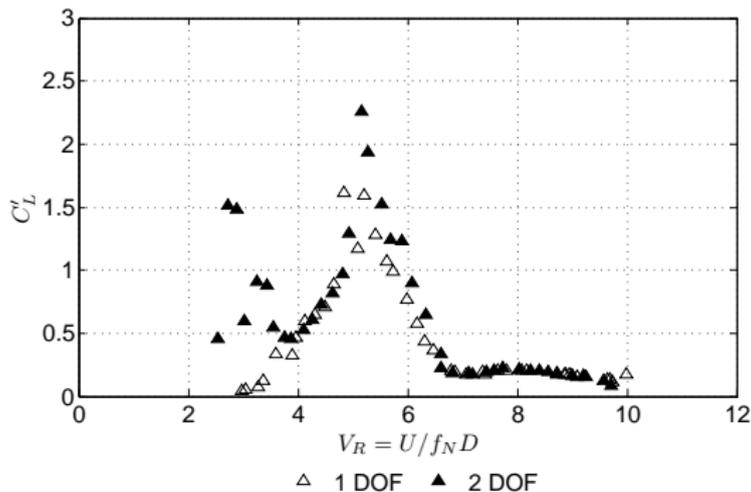


Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

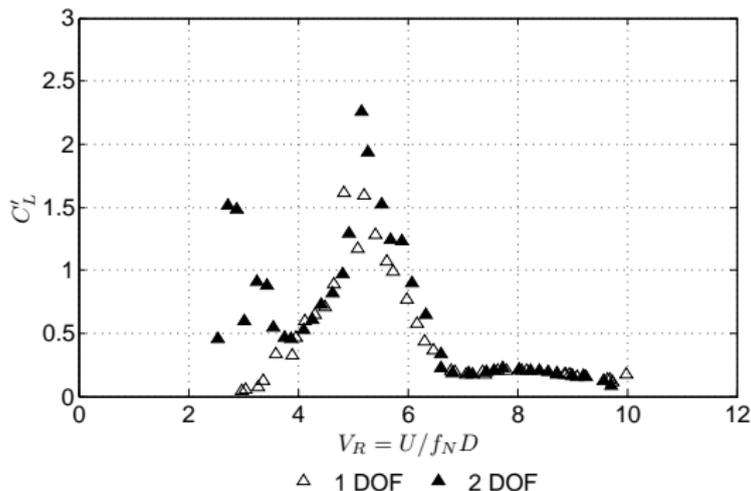
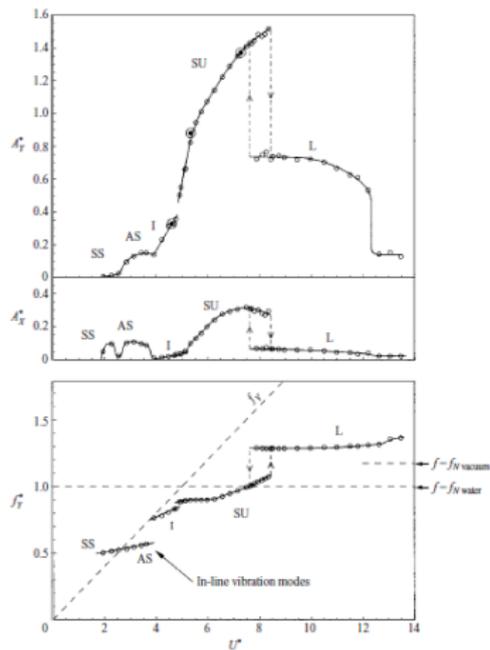


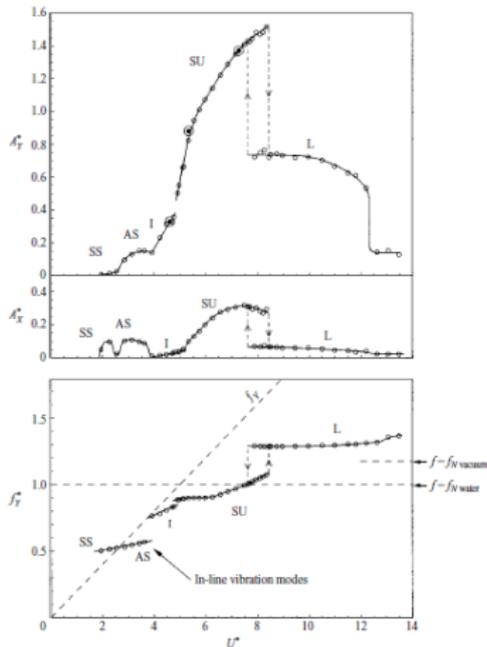
Figura: Extraído de Franzini et al (2012).

- Amplificação do valor rms do coeficiente de sustentação na faixa de *lock-in*. (pouca distinção entre 1GL e 2GL.)



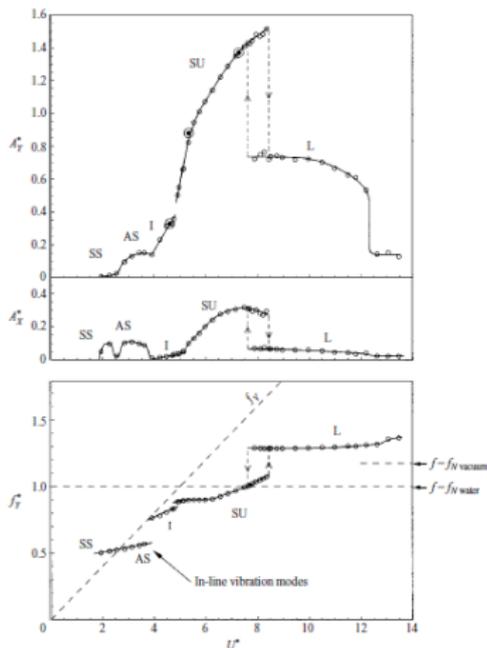
- $m^* = 2.6$ .

Figura: Extraído de Jauvtis & Williamson (2004).



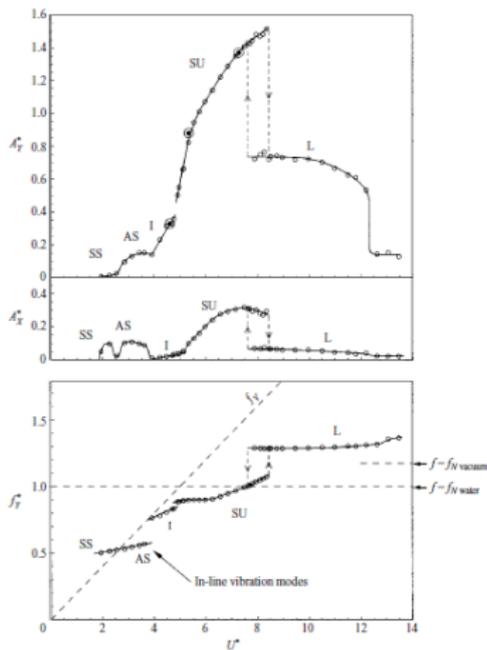
- $m^* = 2.6$ .
- SS: Emissão simétrica de vórtices.

Figura: Extraído de Jauvtis & Williamson (2004).



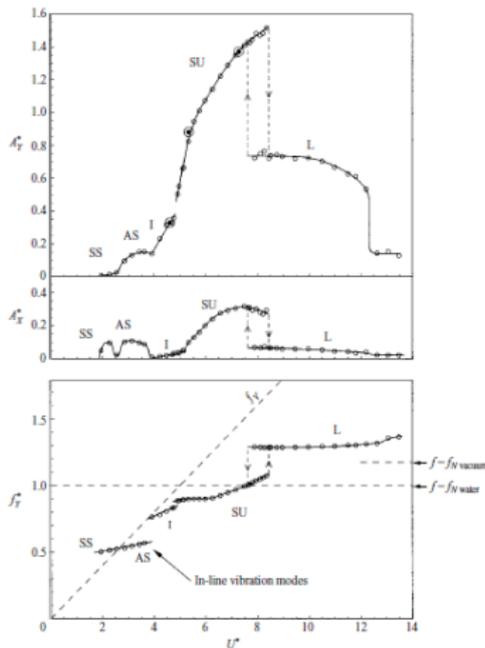
- $m^* = 2.6$ .
- SS: Emissão simétrica de vórtices.
- AS: Emissão assimétrica de vórtices.

Figura: Extraído de Jauvtis & Williamson (2004).



- $m^* = 2.6$ .
- SS: Emissão simétrica de vórtices.
- AS: Emissão assimétrica de vórtices.
- I: *Initial branch*

Figura: Extraído de Jauvtis & Williamson (2004).



- $m^* = 2.6$ .
- SS: Emissão simétrica de vórtices.
- AS: Emissão assimétrica de vórtices.
- I: *Initial branch*
- SU: *Super upper branch*

Figura: Extraído de Jauvtis & Williamson (2004).

No *super-upper branch*, duas trincas de vórtices são emitidos por ciclo de oscilação (Padrão 2T).

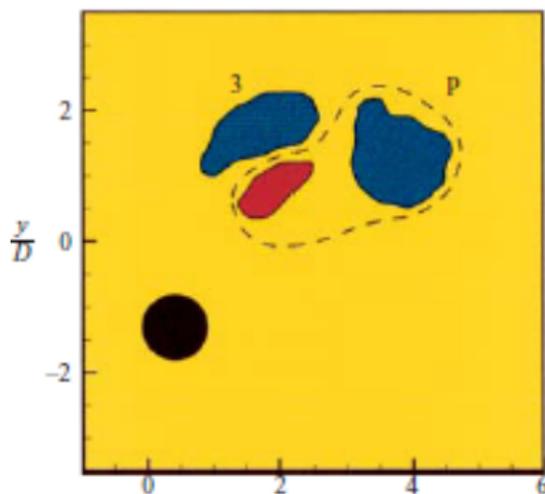


Figura: Extraído de Jauvtis & Williamson (2004).

- 1 Objetivos
- 2 escoamento ao redor de corpos submersos - introdução
- 3 escoamento ao redor de um cilindro estacionário
- 4 Vibrações induzidas pela emissão de vórtices (VIV)**
  - VIV 1GL
  - VIV 2GL
  - VIV - cilindro flexível
- 5 Outras abordagens para o VIV

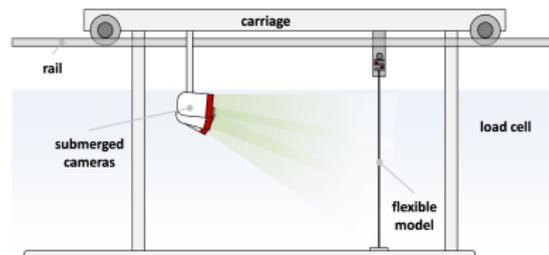
- Diferentes amplitudes de oscilação ao longo do modelo.

- Diferentes amplitudes de oscilação ao longo do modelo.
- Possibilidade de excitação multi-modal (mais de um modo pode ser excitado simultaneamente).

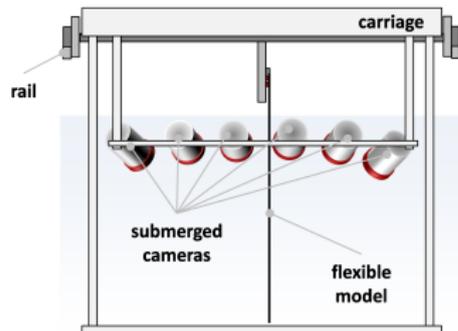
- Diferentes amplitudes de oscilação ao longo do modelo.
- Possibilidade de excitação multi-modal (mais de um modo pode ser excitado simultaneamente).
- Presença de ondas progressivas na estrutura.

- Diferentes amplitudes de oscilação ao longo do modelo.
- Possibilidade de excitação multi-modal (mais de um modo pode ser excitado simultaneamente).
- Presença de ondas progressivas na estrutura.
- Dinâmica naturalmente mais complexa do que as de um cilindro rígido montado em apoio elástico.

- Diferentes amplitudes de oscilação ao longo do modelo.
- Possibilidade de excitação multi-modal (mais de um modo pode ser excitado simultaneamente).
- Presença de ondas progressivas na estrutura.
- Dinâmica naturalmente mais complexa do que as de um cilindro rígido montado em apoio elástico.
- Possibilidade de *lock-in* simultâneo em mais do que um modo de vibrar...



(a) Sketch of the side view.



(b) Sketch of the back view.

Figura: Extraído de Franzini et al (2016).

Amplitude de resposta em um ponto em  $z/L_0 = 0.22$ .

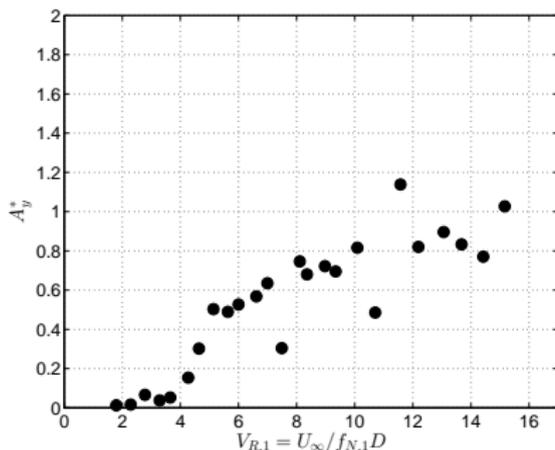
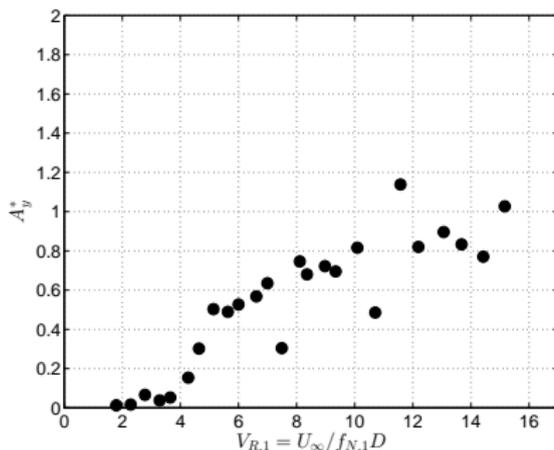


Figura: Extraído de Franzini et al (2016).

Amplitude de resposta em um ponto em  $z/L_0 = 0.22$ .



- Não possui similaridades com os resultados para cilindros rígidos.

Figura: Extraído de Franzini et al (2016).

Espectro de amplitude em um ponto em  $z/L_0 = 0.22$ .

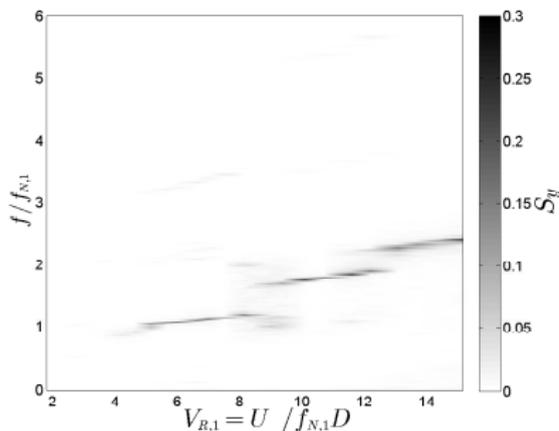
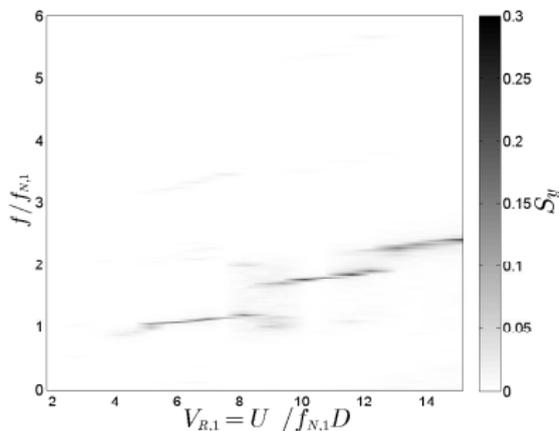


Figura: Extraído de Franzini et al (2016).

Espectro de amplitude em um ponto em  $z/L_0 = 0.22$ .



- Indicativo de lock-in com diversos modos (ensaios de decaimento permitiram afirmar que  $f_{N,2} \approx 2f_{N,1}$  e  $f_{N,3} \approx 3f_{N,1}$ ).

Figura: Extraído de Franzini et al (2016).

Série temporal em um ponto em  $z/L_0 = 0.43$ .

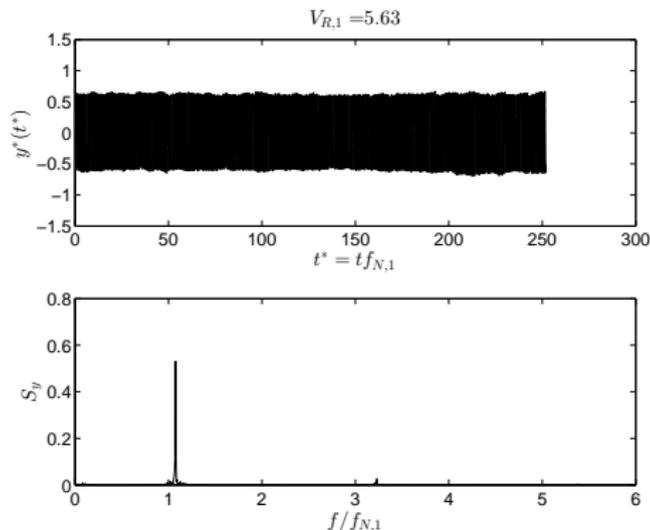
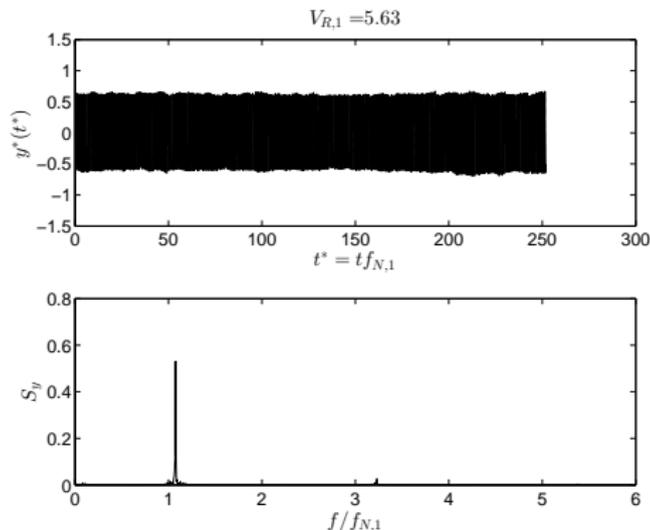


Figura: Extraído de Franzini et al (2017).

Série temporal em um ponto em  $z/L_0 = 0.43$ .



- Série temporal com pouca modulação em amplitude.

Figura: Extraído de Franzini et al (2017).

Série temporal em um ponto em  $z/L_0 = 0.43$ .

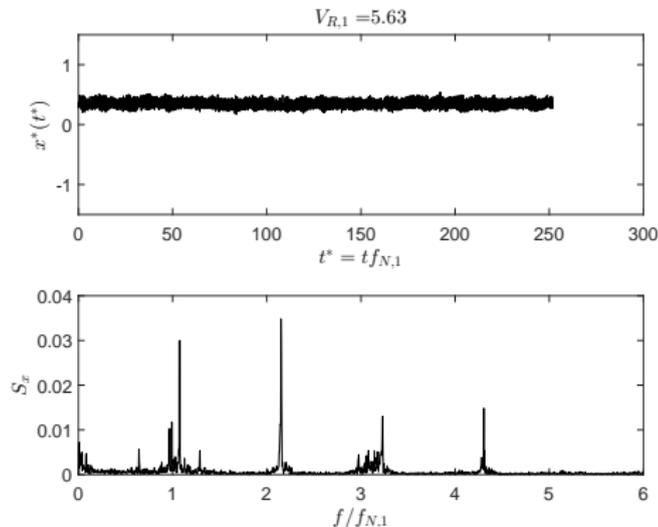
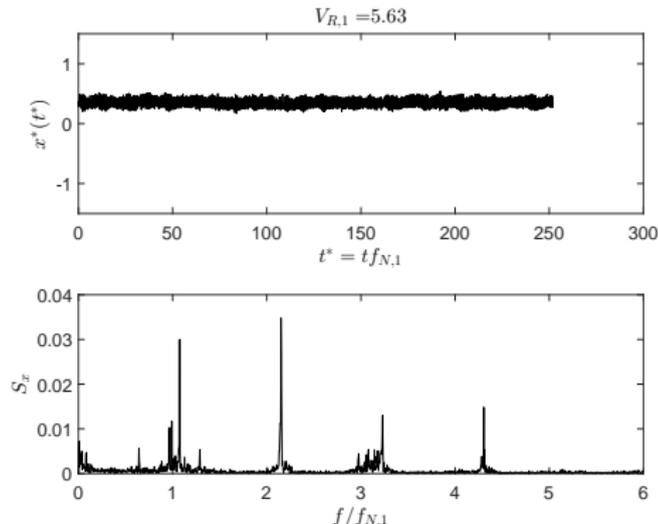


Figura: Extraído de Franzini et al (2017).

Série temporal em um ponto em  $z/L_0 = 0.43$ .



- Série temporal com pouca modulação em amplitude, porém com rico conteúdo em frequência.

Figura: Extraído de Franzini et al (2017).

Espectro de amplitude - direção transversal à correnteza.

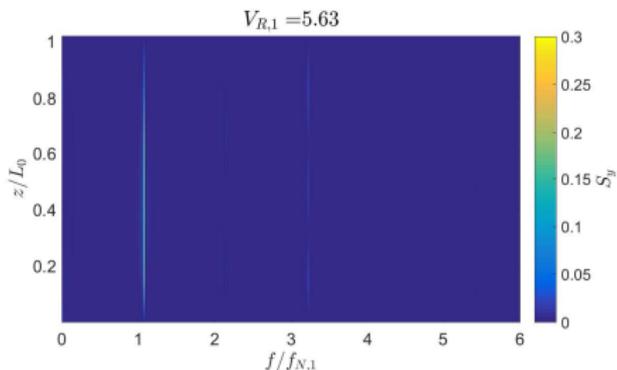
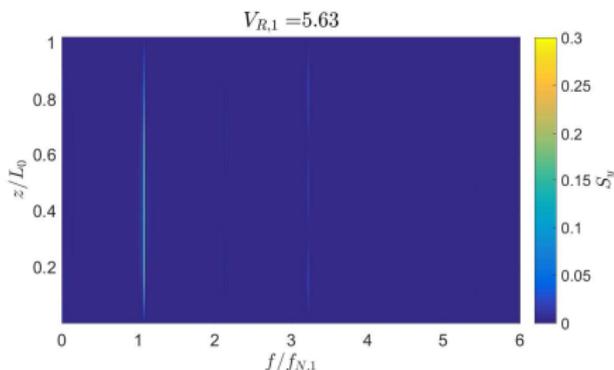


Figura: Extraído de Franzini et al (2017).

Espectro de amplitude - direção transversal à correnteza.



- Resposta predominante nos modos ímpares.

Figura: Extraído de Franzini et al (2017).

Espectro de amplitude - direção transversal à correnteza.

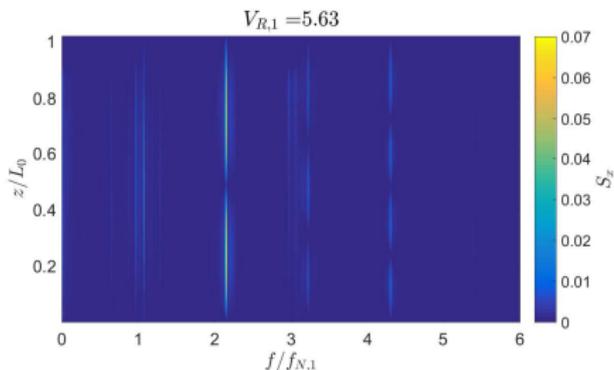
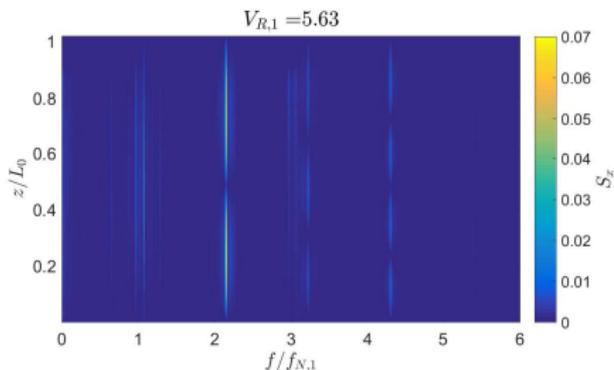


Figura: Extraído de Franzini et al (2017).

Espectro de amplitude - direção transversal à correnteza.



- Resposta multimodal, com predomínio dos modos pares.

Figura: Extraído de Franzini et al (2017).

Além da abordagem experimental, o VIV pode ser estudado segundo outras duas abordagens que devem ser vistas como **complementares** à experimental.

- Dinâmica de Fluidos Computacional (CFD): Discretização do domínio correspondente ao fluido para resolução das Equações de Navier-Stokes → **Modelagem de turbulência pode ser complexa; elevado custo computacional**

Além da abordagem experimental, o VIV pode ser estudado segundo outras duas abordagens que devem ser vistas como **complementares** à experimental.

- Dinâmica de Fluidos Computacional (CFD): Discretização do domínio correspondente ao fluido para resolução das Equações de Navier-Stokes → **Modelagem de turbulência pode ser complexa; elevado custo computacional**
- Modelos fenomenológicos (*wake-oscillator models*): Modelos de ordem reduzida → **Uso de equações não-lineares para representar a dinâmica do fluido, demandando calibração experimental de coeficientes (objeto de aula futura da disciplina).**