

See discussions, stats, and author profiles for this publication at: <https://www.researchgate.net/publication/305323921>

RUIDO E VIBRAÇÃO INDUZIDOS POR VÓRTICES

Chapter · October 2010

CITATIONS

0

READS

207

8 authors, including:



Julio R Meneghini

University of São Paulo

116 PUBLICATIONS 1,352 CITATIONS

[SEE PROFILE](#)



Gustavo R S Assi

University of São Paulo

44 PUBLICATIONS 408 CITATIONS

[SEE PROFILE](#)



Bruno Souza Carmo

University of São Paulo

28 PUBLICATIONS 329 CITATIONS

[SEE PROFILE](#)



Rafael S Gioria

University of São Paulo

23 PUBLICATIONS 48 CITATIONS

[SEE PROFILE](#)

Some of the authors of this publication are also working on these related projects:



Sound Scattering - Multiport Characterization [View project](#)



PIV_br [View project](#)

All content following this page was uploaded by [Reinaldo Orselli](#) on 15 July 2016.

The user has requested enhancement of the downloaded file.

7

RUIDO E VIBRAÇÃO INDUZIDOS POR VÓRTICES

Julio R. Meneghini, Gustavo R.S. Ássi,
Reinaldo M. Orselli, Bruno S. Carmo, Fábio Saltara, Rafael S. Gioria, André
Bonatto, Stérgios Tsiloufas
Núcleo de Dinâmica e Fluidos, NDF
Universidade de São Paulo – USP
Escola Politécnica
São Paulo, SP

7.1 INTRODUÇÃO

Uma descrição detalhada acerca do fenômeno de geração e desprendimento de vórtices e sua relação com a vibração induzida pelo escoamento e o ruído gerado por estruturas aerodinâmicas são apresentadas neste capítulo. Inicialmente, é feita uma revisão que tem como base o material apresentado na EETT 2002. Após esta revisão, são apresentados resultados recentes acerca da estabilidade do escoamento e sua relação com o fenômeno de vibração-induzida por vórtices. Nas ultimas seções desta capítulo, por sua vez, é apresentada a relação da geração de vórtices com a origem do ruído aerodinâmico. Na apresentação do fenômeno é utilizada parte do material didático relacionado aos cursos de pós-graduação PMC 5874 - *Geração e Desprendimento de Vórtices e Vibração Induzida pelo Escoamento* e PMC 5013 *Aerodinâmica I*, ministrados na Escola Politécnica da USP.

7.2 O FENÔMENO DE GERAÇÃO DE VÓRTICES E SUA FÍSICA

7.2.1 Vórtices ao longo da história

A fascinação exercida na mente popular por escoamentos de turbilhões, tais como tufões e tornados, é verificada através de citações que remontam à pré-história. A forma espiralada no período paleontológico representava um símbolo mágico e religioso referente à vida mas, no entanto, com uma forma estática e relacionada a uma cavidade. Quando no período mesolítico a humanidade passou a produzir alimentos a partir da agricultura, os homens começaram a se preocupar com os

ciclos encontrados na natureza, i.e. os períodos diurnos e noturnos, as estações climáticas, etc. Esta mudança ocorreu conjuntamente com a mudança da característica e simbologia da forma de espiral, a qual passou a ter uma conotação dinâmica relacionada à vida, crescimento e energia. No passado, encontramos citações de vórtices sempre como uma conotação mitológica ou como elementos artísticos. Em Lugt, 1983, podemos encontrar uma excelente leitura sobre aspectos históricos e mitológicos relativos a vórtices.

Na escola milesiana pré-socrática de filosofia, Anaxamander respondeu a questão de como a matéria se formou no início do mundo: através de um vórtice (veja em Russel, 1949). Anaxagoras, o primeiro a introduzir a filosofia aos atenienses, acreditava que a terra era mantida no centro do universo através de um turbilhão cósmico. Empedocles acreditava que a terra tinha sido formada no centro de um vórtice primordial. Os atomistas, através de Democritos, acreditavam que o movimento de um vórtice era uma entidade fundamental no qual estava incluída a lei geral da natureza. É neste ponto que podemos encontrar uma alteração fundamental na forma dos antigos analisarem o problema. A partir daí, começaram a procurar uma visão racional sobre a questão.

Com este ponto de vista mecanicista, a primeira evidência do fenômeno de geração de vórtices ocorreu quando os gregos descreveram os “Aeolian Tones.” Estes eram causados pela vibração de um fio tensionado quando imerso no vento. Na Roma antiga encontramos também citações de rodamosinhos e turbilhões. Seneca, no início da era cristã, escreveu sobre as causas destes rodamosinhos observando o escoamento de rios e o papel de obstruções na geração de vórtices (veja em Lugt, 1983). Talvez esta seja a primeira evidência sobre o estudo de escoamentos sujeitos a separação.

Na Renascença, Leonardo da Vinci era fascinado com o estudo de escoamentos com vórtices. Na figura 1, podemos ver alguns dos desenhos dele com a presença de turbilhões. É interessante notar nesta figura que a esteira, na forma proposta por Leonardo, é simétrica. Apesar de sua extrema capacidade de observação, ele falhou neste ponto! Não obstante, as observações de Leonardo podem ser consideradas como um elo de ligação entre as idéias da idade média e os tempos modernos. Após Descartes e Newton, começamos o período clássico da mecânica e a forma de analisarmos os vórtices começa a se aproximar do método atual de investigação. A partir daqueles tempos, começaram a surgir os pesquisadores e engenheiros que investigaram o fenômeno de geração de vórtices e escoamento ao redor de corpos rombudos com um intuito científico e, principalmente, prático.

7.2.2 Corpos rombudos e Separação da Camada Limite

Um corpo rombudo é definido como sendo aquele que, no caso de ser imerso em um corrente de fluido, gera separação do escoamento e esta ocorre em uma porção considerável de sua superfície. A ocorrência de separação em um corpo com seção transversal bidimensional faz com que haja a formação de duas camadas cisalhantes livres na região imediatamente posterior ao corpo. Estas duas camadas possuem vorticidade de sinal oposto e elas constituem um sistema instável quando pequenas

perturbações estão presentes e certas condições são satisfeitas. A interação destas duas camadas cisalhantes de fluido são não-lineares e representam a razão principal da formação e desprendimento de vórtices atrás do corpo.

A separação pode ocorrer devido às condições impostas pelo escoamento sobre a camada limite ou devido à geometria do corpo. Se a forma do corpo for afilada em relação às linhas de corrente, poderá ocorrer separação se houver um gradiente adverso de pressão. Se a forma do corpo não for suavemente afilada em relação às linhas de corrente, o fluido na camada limite poderá não conseguir se manter próximo à parede na região em que o gradiente de pressão é adverso, podendo, neste caso, ocorrer separação. A Figura 1 ilustra as linhas de corrente aderidas a um corpo afilado e a região de escoamento separado à jusante de um corpo rombudo.

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.

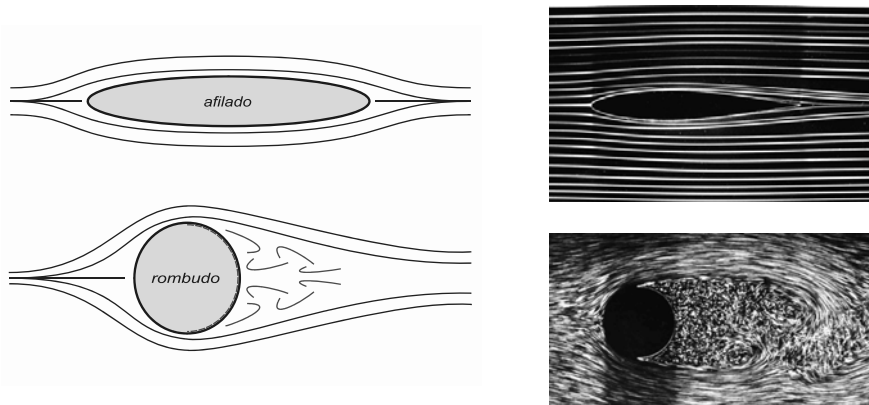


Figura 1: Esquema e visualizações do escoamento ao redor de um corpo afilado e um corpo rombudo. Destaque para a superfície do corpo rombudo exposta ao escoamento separado (em vermelho). Imagens reproduzidas de Van Dyke (1982) e adaptadas por Ássi (2005).

Foi apenas em 1878 que Strouhal realizou a primeira investigação científica acerca do fenômeno da geração e desprendimento de vórtices. Ele estudou a vibração de um fio sujeito a uma corrente de ar e concluiu que a frequência f_s do som emitido resultante do movimento dele variava apenas com o seu diâmetro D e a velocidade U do movimento relativo (Rayleigh, 1896). Ele também descobriu que quando a frequência do som coincidia com uma das frequências naturais do fio, o qual estava livre para oscilar, o som era intensificado. A relação entre esses parâmetros por ele encontrada era

$$f_s = 0.185 \frac{U}{D} \quad (1)$$

Em 1879, enquanto observava uma corda de violino vibrando devido a uma corrente de ar ao redor dela, Lord Rayleigh descobriu que a oscilação ocorria na direção transversal em relação ao escoamento. Previamente, pensava-se que a vibração ocorria na direção da corrente. É interessante notar que foi apenas em 1896 que Lord Rayleigh definiu um número adimensional que veio a ser conhecido como número de Strouhal (St). Por se tratar de um fenômeno que envolve a geração e desprendimento de vórtices de maneira 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

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

O próximo importante fato histórico relativo ao estudo do escoamento ao redor de corpos rombudos é o trabalho de von Kármán, 1911, sumarizado em Goldstein (ed.), 1938. A fileira dupla de vórtices que se forma atrás de um corpo rombudo bidimensional pode ser idealizada, para um fluido invíscido, de forma que cada vórtice é admitido como tendo circulação concentrada ao longo de uma linha perpendicular ao plano do escoamento, conforme a Figura 2.

A fileira dupla de vórtices é estável quando da aplicação de uma perturbação na posição dos mesmos apenas se um valor particular da relação entre o espaçamento longitudinal e transversal entre as linhas for satisfeito. Utilizando conceitos de estabilidade é possível provar que a configuração será estável apenas se

$$\sinh \frac{\pi h_w}{a_w} = 1 \quad (3)$$

a qual fornece a relação

$$\frac{h_w}{a_w} = 0.281 \quad (4)$$

Reconhecendo a importância das descobertas de von Kármán e o trabalho dele na área, uma fileira dupla de vórtices na região da esteira do escoamento ao redor de um corpo rombudo é chamada usualmente de esteira de von Kármán. No entanto, deve ser lembrado que a sua análise foi feita na ausência de um corpo, sem considerar a viscosidade do fluido e o fenômeno de turbulência. Von Kármán sabia destas limitações, mas, naquela época, ele estava apenas preocupado com as propriedades de estabilidade da esteira atrás de um corpo e na possibilidade de representá-la através de uma distribuição ideal de vórtices.

O efeito da geometria do corpo torna-se importante principalmente devido à possibilidade de ocorrência de ângulos diferentes da linha de corrente separando-se da parede do corpo. A magnitude deste ângulo é determinada pela natureza do processo de separação, o qual pode ocorrer em um canto vivo, um bordo de fuga chanfrado, ou em uma superfície contínua com fluido sujeito a um gradiente adverso de pressão. Neste último caso haverá uma influência do número de Reynolds (Re), já que em uma superfície contínua sem pontos fixos de separação a posição em que esta última ocorrerá é altamente dependente de Re . No entanto, deve ser lembrado que alguma influência no número de Reynolds poderá ocorrer também quando este influencia o desenvolvimento da camada cisalhante.

O número de Reynolds, Re , é definido como

$$Re = \frac{UD}{\nu} \quad (5)$$

U é a velocidade característica do escoamento em questão, D é um comprimento característico (o diâmetro no caso de um cilindro) e ν é a viscosidade cinemática do fluido.

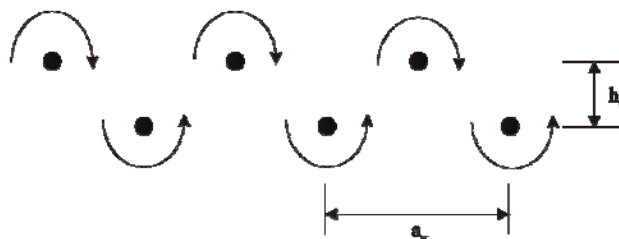


Figura 2: A fileira dupla de vórtices que se forma atrás de um corpo rombudo, na forma idealizada por von Kármán, 1911.

O efeito da geometria particular do corpo rombudo na forma como a linha de corrente se separa é mostrada na Figura 3. Como pode ser visto em Roshko, 1954b, existem alguns aspectos qualitativos que são característicos do escoamento ao redor de corpos rombudos.

Intuitivamente, é de se esperar que quanto mais rombudo for o corpo maior será o coeficiente de arrasto. Além disso, observa-se que o número de Strouhal varia inversamente com a largura transversal da esteira, isto é quanto mais rombudo for o corpo menor será o número de Strouhal. Para corpos mais rombudos, a esteira é mais larga transversalmente fazendo com que a comunicação entre as camadas cisalhantes seja dificultada. Esta comunicação mais difícil acaba implicando em uma frequência de desprendimento de vórtices menor. Estas observações podem ser facilmente corroboradas com aquilo que é mostrado na Figura 3. O corpo mais rombudo apresentado nesta figura é uma placa plana a 90° em relação ao escoamento. O número de Strouhal observado é igual a 0.14 e o coeficiente de arrasto é aproximadamente igual a 2. Na mesma figura podemos ver que para o cilindro o número de Strouhal é consideravelmente maior e o arrasto menor. O último corpo mostrado nesta figura é um corpo com bordo de fuga chanfrado, e este tem o maior número de Strouhal e o menor coeficiente de arrasto de todos. Outra observação experimental é que um aumento da pressão na base é acompanhado por uma diminuição da frequência de desprendimento de vórtices.

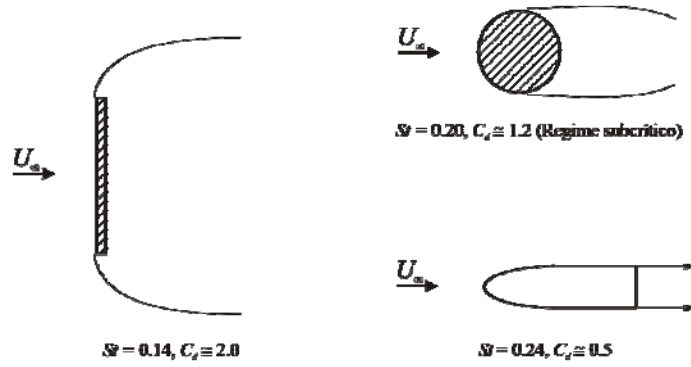


Figura 3: Configurações de corpos diferentes e os efeitos destas no número de Strouhal (St) e do coeficiente de arrasto (C_d).

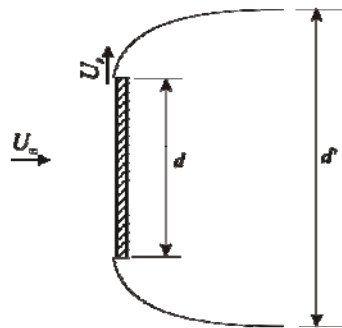


Figura 4: Parâmetros utilizados na definição do número de Strouhal universal, reproduzido de Roshko, 1954a.

Em face destas observações, Roshko, 1954b, derivou uma expressão para o número de Strouhal com comprimento característico igual à largura transversal da esteira e com velocidade característica igual à velocidade do escoamento próxima ao ponto de separação. Em uma primeira aproximação, este número adimensional é universal para muitas geometrias diferentes de corpos rombudos e para uma ampla faixa de número de Reynolds. Roshko chamou este número adimensional de *número de Strouhal da esteira*. Este número foi definido como sendo

$$S^* = \frac{f_s d'}{U_s}$$

onde f_s é a frequência de desprendimento, d' é a largura da esteira e U_s é a velocidade próxima ao ponto de separação (veja Figura 4).

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 5. 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.

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 6.

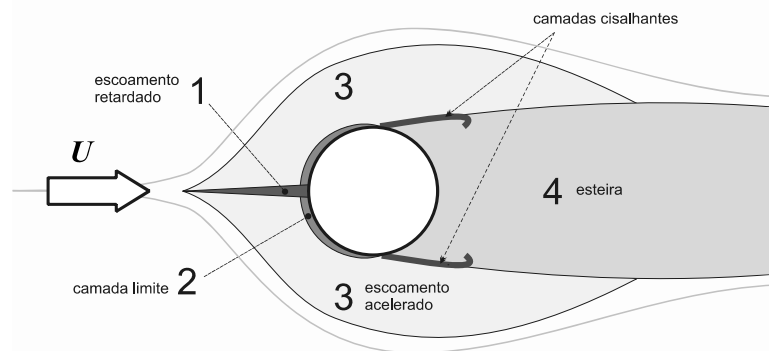


Figura 5: Regiões de escoamento perturbado pela presença do corpo rombudo. Adaptado de Zdravkovich (1997).

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 7 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.

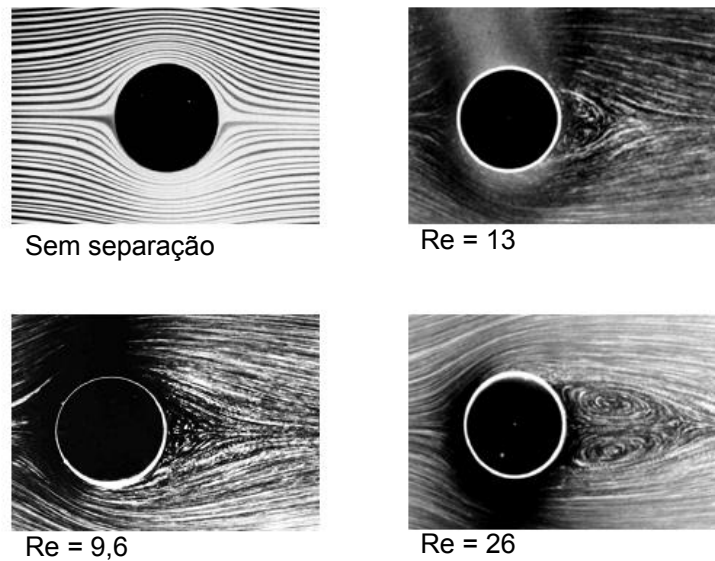


Figura 6: Estágios da separação do escoamento e formação de bolhas de recirculação na esteira próxima. Visualizações reproduzidas de Van Dyke (1982).

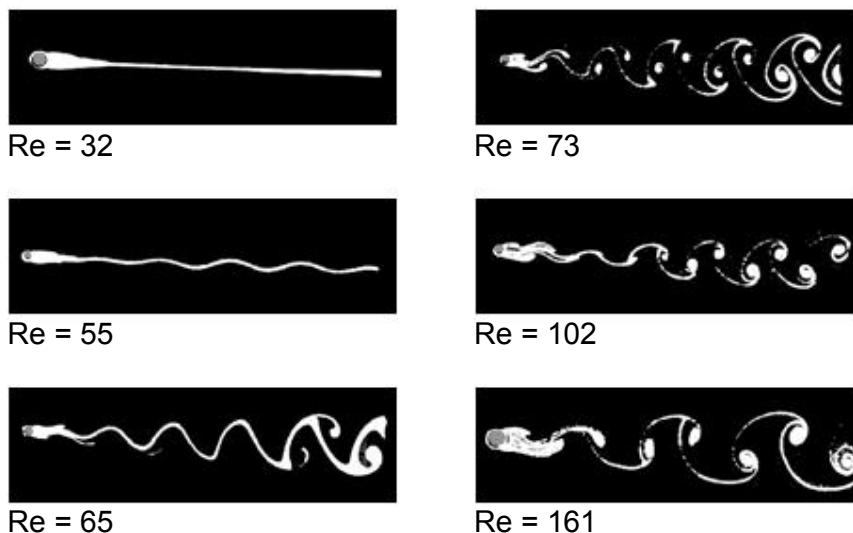


Figura 7. Início da instabilidade da esteira em regime laminar. Adaptado de Batchelor (1967).

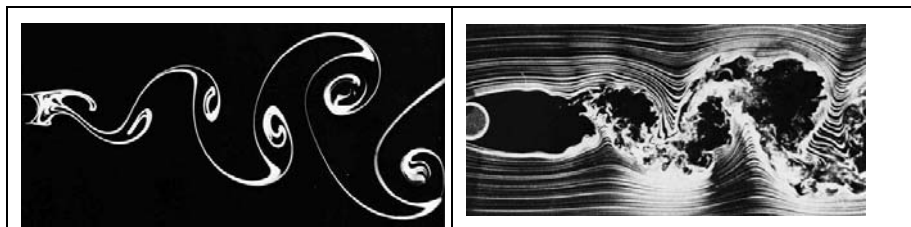


Figura 8: Esteira de vórtices de von Kármán para dois regimes de escoamento: laminar ($Re=140$) e turbulento ($Re=10^4$). Reproduzido de van Dyke (1982).

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 fôlios. Porém, apenas no início do século XX, Theodore von Kármán (1911) descreveu 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 escoamentos em cilindros, de modo que sua caracterização será analisada em detalhes nas seções seguintes.

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 8. 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 8 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 8.

Para um valor do número de Reynolds no intervalo $50 : 70 < Re < 180 : 200$, ocorre um processo de formação e desprendimentos regulares de vórtices na forma de uma esteira de von Kármán. Este regime é chamado de regime laminar e as linhas de corrente instantâneas para este caso são vistas na Figura 9.

A variação do número de Strouhal nesta faixa de número de Reynolds foi estudada por (Roshko, 1954b), e é apresentada na Figura 10. É interessante notar que neste intervalo diferentes aparatos experimentais forneceram frequências de geração de vórtices muito dispersas e uma descontinuidade na curva $St \times Re$. Williamson, 1991, mostrou que a existência da descontinuidade na curva para um valor aproximado de $Re = 64$ é devido a uma transição entre modos oblíquos e paralelos de geração e desprendimento de vórtices. Mesmo na faixa de geração e desprendimento laminar, existem tridimensionalidades suaves no escoamento.

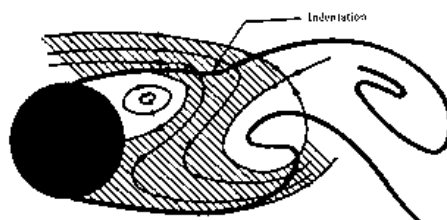


Figura 9: Geração e desprendimento de vórtices laminares no escoamento ao redor de um cilindro ($50 \sim 70 < Re < 180 \sim 200$), reproduzida de Perry *et al.*, 1982.

Geração e desprendimento de vórtices do tipo oblíquo são influenciados pelas

condições de contorno e podem ser alterados através da manipulação das mesmas. Williamson, 1991, mostrou que podemos manipular estas condições de contorno de forma a termos geração e desprendimento de vórtices com linhas paralelas em relação ao eixo do cilindro. Este modo paralelo pode ser obtido até um valor máximo do número de Reynolds igual à aproximadamente 200. Fazendo com que isto ocorra, a curva $St \times Re$ resultante é completamente contínua, não apresentando a dispersão de resultados experimentais observada por Roshko, 1954b. Isto também mostra que a razão desta dispersão é devida ao fato dos resultados de Roshko serem provenientes de experimentos realizados em túneis de vento diferentes e com cilindros com condições de contorno ligeiramente diversas. Em alguns ensaios, provavelmente, ocorria desprendimento paralelo, e em outros oblíquos. Estes modos diferentes repercutiam em frequências diferentes de desprendimento.

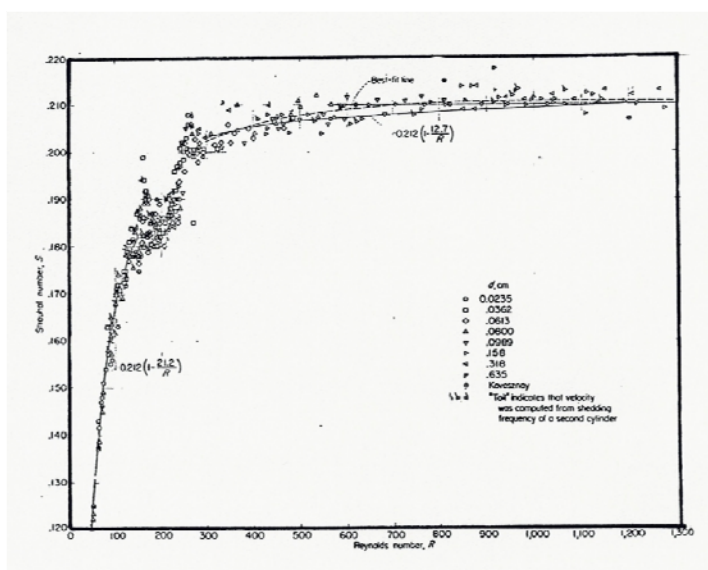


Figura 10: Curva da variação do número de Strouhal com o número de Reynolds, reproduzida de Roshko, 1954b.

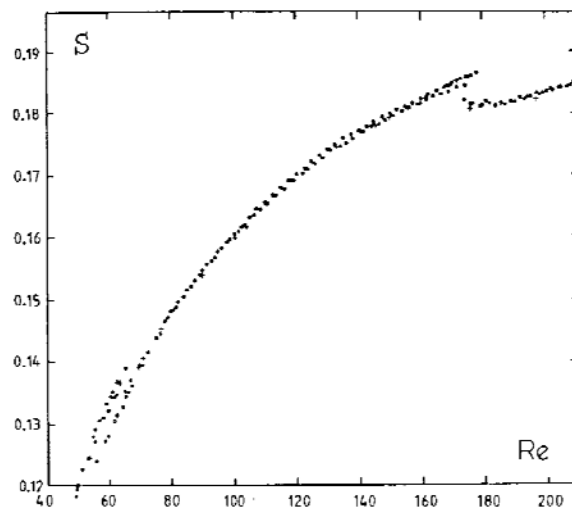


Figura 11: Curva da variação do número de Strouhal com o número de Reynolds no regime laminar e de transição para esteira turbulenta, reproduzida de Williamson, 1991.

A curva obtida por Williamson é apresentada na Figura 11. Ele utilizou placas planas inclinadas nas extremidades do cilindro de forma a causar regiões de baixa pressão nas extremidades e induzir o desprendimento de vórtices paralelos em relação ao eixo do corpo. Isto é mostrado na Figura 12 e de maneira esquemática na Figura 13. A obtenção de modos paralelos de desprendimento de vórtices nos fornece as condições ideais de experimento. Com estas condições, somos capazes de comparar resultados experimentais com simulações numéricas bidimensionais.

Para números de Re mais elevados, instabilidades na camada cisalhante formada a partir da separação causam uma transição para turbulência antes da formação dos vórtices. Isto resulta em flutuações turbulentas da pressão na esteira e da frequência de desprendimento. Além disto, surgem tridimensionalidades de grande escala. Para explicar estas observações experimentais, Williamson, 1991, propôs que o aparecimento de tubos fechados de vórtices alinhados na direção do escoamento (“streamwise vortex tubes”) era o que causava a transição de uma esteira bidimensional para uma tridimensional. O advento e a presença intermitente destes tubos seriam, em última instância, a razão pela existência da descontinuidade na curva $St \times Re$ para um valor de $Re \approx 180$. Por sua vez, a descontinuidade no intervalo $Re \approx 230 - 260$, corresponde a uma mudança para uma escala menor destas estruturas de vórtices alinhadas na direção do escoamento. Williamson

chamou de modo A de desprendimento de vórtices aquele que corresponde à primeira descontinuidade. Neste modo a tridimensionalidade se expressa através de uma instabilidade com comprimento de onda de aproximadamente $4D$. Na segunda descontinuidade, $Re \approx 230 - 260$, o comprimento de onda da instabilidade passa a ser da ordem de $1D$, a este Williamson chamou de modo B de geração de vórtices. As visualizações obtidas por Williamson, 1991, e simulações numéricas recentes obtidas por Barkley and Henderson, 1996, e Siqueira, 1999, comprovam a existência destes modos na forma proposta.



Figura 12: Visualização dos diferentes modos de geração e desprendimento de vórtices: (a) sem controle nas condições de contorno nas bordas do cilindro; (b) com controle nas condições de contorno utilizando placas inclinadas, reproduzida de Williamson, 1991.

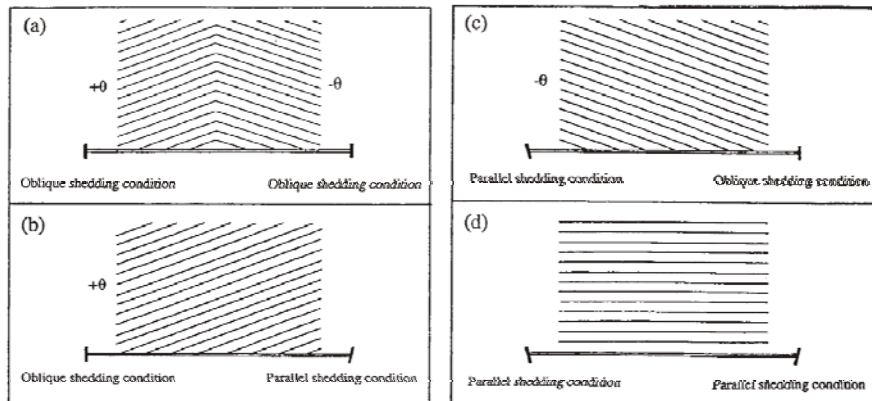


Figura 13: Visualização esquemática dos modos oblíquos de geração e desprendimento de vórtices e formas de controle das extremidades do cilindro através do uso de placas planas inclinadas, reproduzida de Williamson, 1991.

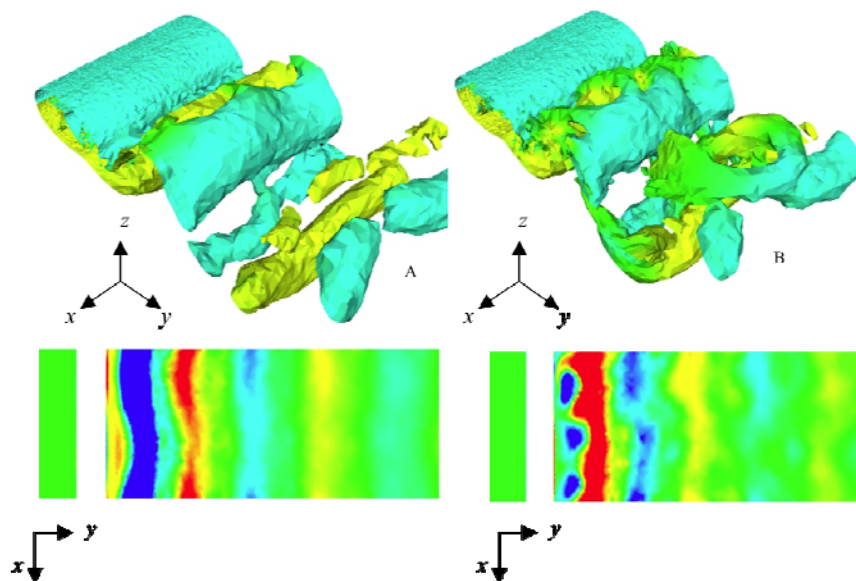


Figura 14: Isocontornos de vorticidade na direção do eixo de um cilindro com comprimento $L = 5D$. a) $Re = 200$; b) $Re = 250$, reproduzida de Siqueira, 1999.

Siqueira, 1999, utilizou um método de elementos finitos para resolver o escoamento tridimensional ao redor do cilindro. Detalhes do método podem ser encontradas nesta referência. Para a simulação com $Re = 200$, Siqueira observou uma instabilidade na esteira com o comprimento $4D$ similar àquela observada experimentalmente por Williamson, 1991.

Na Figura 14(a) podemos ver contornos de vorticidade para $Re = 200$ e um corte ao longo da esteira com uma vista em planta da vorticidade neste plano. O comprimento de onda da instabilidade vista em planta é $4D$. As visualizações dos experimentos de Williamson são mostradas na figura 14(a) e tem o comprimento similar ao das simulações. Aumentando-se o número de Reynolds para aproximadamente 230, passamos a ter o modo B de geração de vórtices, com uma instabilidade com comprimento de onda da ordem do diâmetro do cilindro. Na Figura 14(b) é apresentada a esteira para esta condição. Na Figura 15 podemos verificar o resultado experimental. A concordância está mais uma vez presente. Nas figuras com as simulações, para o caso de $Re \geq 230$ fica clara a presença dos vórtices alinhados com a corrente, eles se parecem com “dedos” penetrando nos vórtices alinhados com o eixo do cilindro.

No chamado regime subcrítico de geração de vórtices ($350 < Re < 2 \sim 5 \times 10^5$), ondas de instabilidade começam a aparecer nas camadas cisalhantes formadas a partir dos pontos de separação. Estes pontos oscilam de alguns graus em torno do ponto localizado a aproximadamente 80° . Mesmo aqueles vórtices próximos à região da base do cilindro são turbulentos. A principal característica do escoamento neste regime é o deslocamento para montante do ponto de transição para turbulência na camada cisalhante à medida que o número de Reynolds é aumentado. Como pode ser visto na Figura 16, reproduzida de Basu, 1985, nesta faixa de Reynolds a camada limite é laminar quando ocorre a separação. O ponto de transição para turbulência ocorre apenas na camada cisalhante na região de formação dos vórtices. Esta transição, por ocorrer próxima ao corpo, faz com que a maior parte da camada cisalhante seja turbulenta.

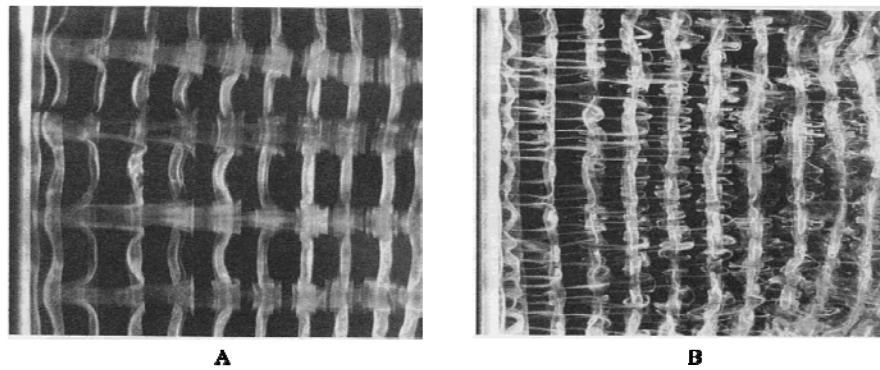


Figura 15: Visualizações da esteira no escoamento ao redor de um cilindro visto em planta: a) Modo A de geração de vórtices ($Re \approx 200$); b) Modo B de geração de vórtices ($Re \geq 230$), reproduzida de Williamson, 1992.

À medida que o número de Reynolds é elevado, entramos no regime crítico ($2 \times 10^5 < Re < 7 \times 10^5$) e o escoamento sofre uma alteração dramática de suas características. O ponto de separação está muito próximo do ponto de transição, mas ainda o precede. Existe uma tendência da camada cisalhante colar novamente na superfície do corpo, conforme pode ser visto na Figura 17. A região entre a separação laminar e o recolamento turbulento foi chamado por Roshko, 1961, de bolha de separação-recolamento. Neste pequeno intervalo de Re o escoamento é muito sensível a perturbações externas como, por exemplo, rugosidade da parede ou nível de turbulência do escoamento ao longe. Neste regime crítico a estabilidade da bolha de separação é muito baixa e bolhas podem aparecer simultaneamente em ambos os lados do cilindro ou em apenas um dos seus lados. Esta possível quebra da simetria do escoamento acarreta uma força de sustentação na média diferente de zero (veja Bearman, 1969).

Elevando ainda mais o número de Reynolds, o ponto de transição move-se para montante até que ele alcança o ponto de separação, fazendo com que a bolha desapareça. A transição para turbulência na camada limite ocorre imediatamente antes da separação. Devido ao fato de uma camada limite turbulenta resistir mais a um gradiente adverso de pressão, a separação passa a ocorrer para um ângulo de aproximadamente 120° . À medida que o número de Reynolds é aumentado, entramos no regime pós-crítico. As camadas cisalhantes voltam a fazer com que haja geração de vórtices de maneira regular e a separação ocorre aproximadamente a $100^\circ \sim 110^\circ$, conforme mostrado na Figura 18.

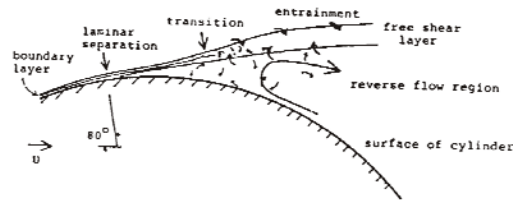


Figura 16: Separação da camada limite e camada cisalhante próxima à superfície, regime subcrítico ($350 < Re < 2 \sim 5 \times 10^5$), reproduzida de Basu, 1985.

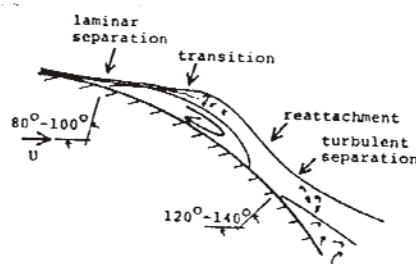


Figura 17: Separação da camada limite e camadas cisalhantes próxima à superfície, regime crítico ($2 \sim 5 \times 10^5 < Re < 7 \times 10^5$), reproduzida de Basu, 1985.

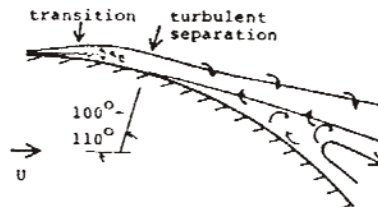


Figura 18: Separação da camada limite e camadas cisalhantes próxima à superfície, regime pós-crítico ($3.5 \times 10^5 < Re$), reproduzida de Basu, 1985.

Estes diferentes regimes de geração e desprendimento de vórtices causam pronunciadas alterações nas curvas do coeficiente de arrasto (C_d) e do número de Strouhal (St) em função do número de Reynolds (Re). Na Figura 19, é apresentada a curva $C_d \times Re$. Analisando esta curva é possível notar claramente o efeito das diferentes condições do escoamento no C_d para cada um dos regimes de escoamento. Inicialmente, no regime laminar, C_d decresce linearmente à medida que Re aumenta. No regime pré-crítico, C_d varia muito pouco até que o regime crítico é alcançado quando, então, existe uma queda acentuada deste coeficiente. Para valores maiores de Re , C_d inicialmente aumenta e a seguir torna-se aproximadamente constante. O motivo deste comportamento é claro quando notamos que, devido ao fato da esteira ser mais estreita na direção transversal quando a separação é turbulenta, a base do cilindro fica imersa numa região menor com baixa pressão. O efeito integral deste fato é um arrasto menor.

A curva $St \times Re$ é mostrada na Figura 20. Esta curva apresenta um comportamento similar à curva $C_d^{-1} \times Re$. Para o regime laminar, St aumenta linearmente à medida que Re é elevado. A seguir, existe uma descontinuidade nesta curva conforme explicado anteriormente nesta seção. No regime subcrítico, St permanece aproximadamente constante. Quando o regime crítico é alcançado, St aumenta consideravelmente. À medida que entramos no regime pós-crítico, St volta a cair.

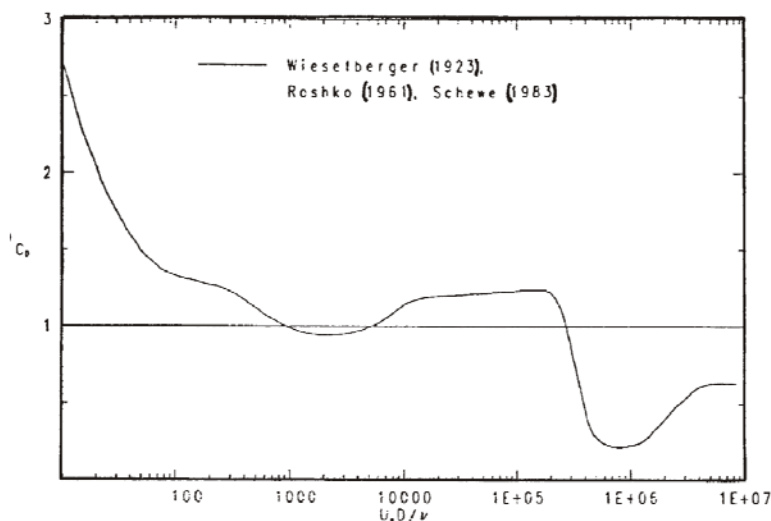


Figura 19: Variação do coeficiente de arrasto em função do número de Reynolds.

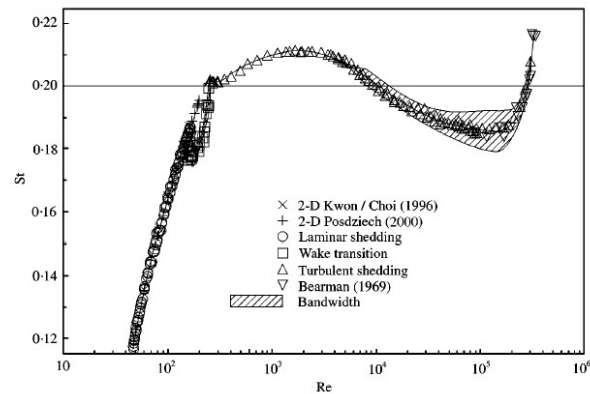


Figura 20: Relação entre o número de Strouhal e número de Reynolds.
Extraído de Norberg (2000)

A Figura 20 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 $St \approx 0,2$. Resultados numéricos e experimentais do número de Strouhal são apresentados na Tabela 1.

Tabela 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 $\left(\frac{1}{2}\rho U_\infty^2\right)$ 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 nas equações (6) e (7):

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 DL}; \quad (6)$$

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 DL} \quad (7)$$

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' :

$$C_D = \bar{C}_D + C'_D; \quad (8)$$

$$C_L = \bar{C}_L + C'_L \quad (9)$$

O coeficiente de arrasto pode ser dividido conforme as naturezas da força de arrasto em (10). 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} .

$$C_D = C_{Df} + C_{Dp}. \quad (10)$$

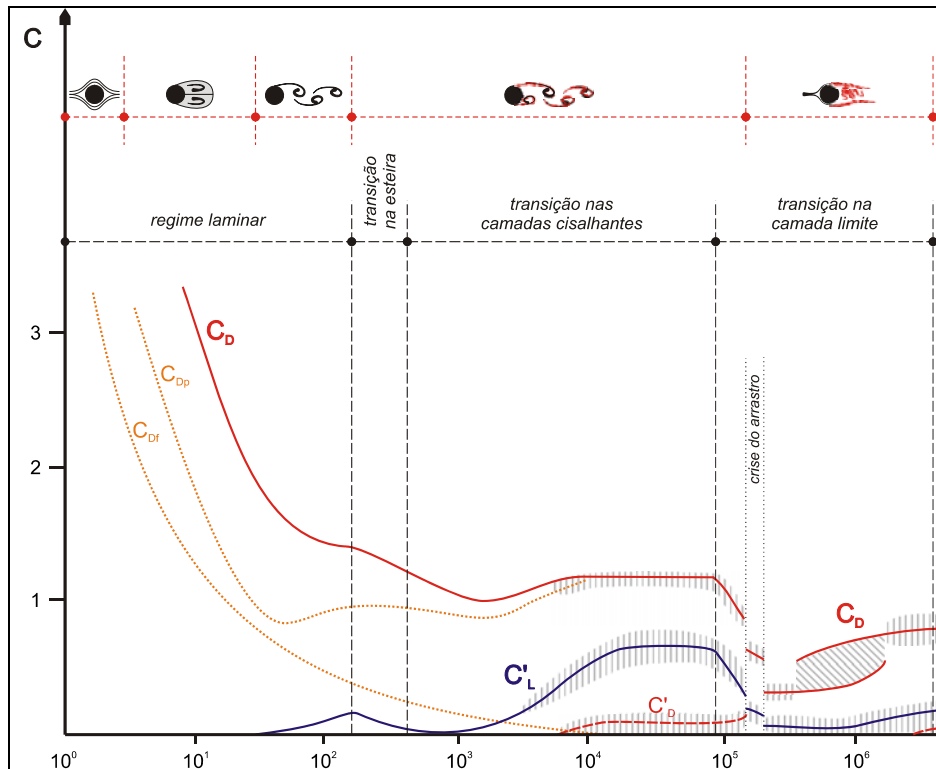


Figura 21: Comportamento dos coeficientes de pressão comparados com os regimes do escoamento e configurações de esteira. Curvas de $C \times Re$ adaptadas de Zdravkovich (1997).

A Figura 21 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 $Re \approx 10^4$.

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.

7.2.3 Fluxo de Circulação e o Mecanismo de Formação 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.

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 de velocidade na direção perpendicular à parede, o rotacional do campo não é nulo e surge a vorticidade na camada limite.

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 (11). 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.

$$\Gamma = \oint \vec{V} \cdot d\vec{l} = \int (\nabla \times \vec{V}) dx dy = \int \omega dx dy \quad (11)$$

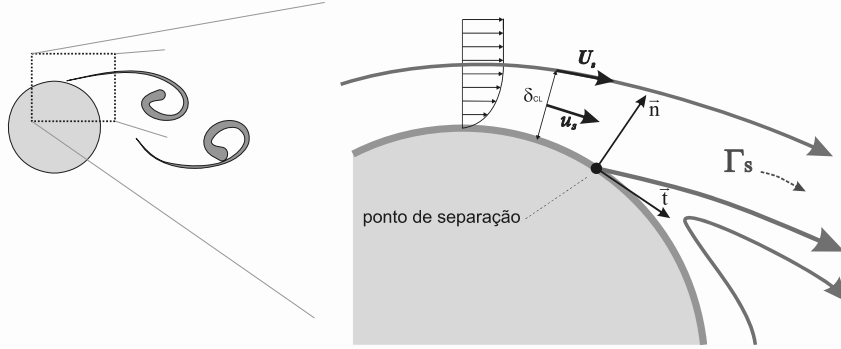


Figura 22: Toda a circulação distribuída na esteira é gerada na camada limite e liberada no ponto de separação.

A Figura 22 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 n e 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 Eq. (12), uma vez que $\frac{\partial u}{\partial n} \gg \frac{\partial v}{\partial t}$ dentro da espessura da camada limite.

$$\omega_s = \frac{\partial u}{\partial n} - \frac{\partial v}{\partial t} \approx \frac{\partial u}{\partial n} \quad (12)$$

Aplicando o teorema de Stokes, 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 (11). 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.

$$\Gamma_s = \int_0^{\delta_{CL}} u_s \omega_s dn = \int_0^{\delta_{CL}} u_s \frac{du_s}{dn} dn = \frac{u_s^2}{2} \Big|_{u_s=0}^{u_s=U_s} = \frac{U_s^2}{2} \quad (13)$$

Após os pontos de separação, as camadas limite com vorticidade encontram-se livres na esteira próxima, formando as camadas cisalhantes. A Figura 23 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.

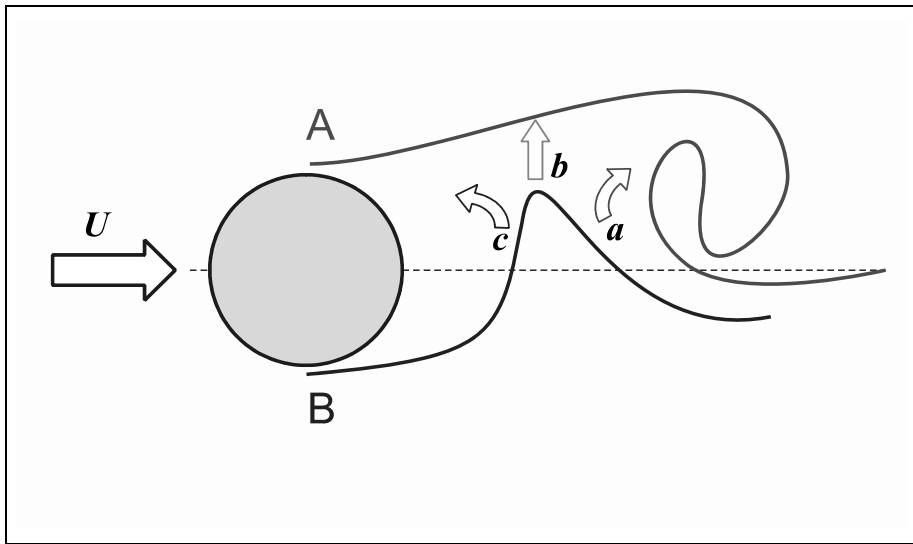


Figura 23: Modelo de alimentação de vorticidade na esteira. Gerrard (1966).

Gerrard sugeriu que a interação mútua entre as duas camadas cisalhantes, formadas devido à separação da camada limite, constitui-se em um elemento decisivo no processo de formação dos vórtices da esteira. Gerrard postulou que um vórtice cresce ganhando circulação oriunda da camada cisalhante a qual ele está conectado. Em um certo instante, o vórtice que está crescendo torna-se suficientemente intenso para atrair a camada cisalhante oposta. Esta atração se dá devido à

velocidade induzida pelo vórtice em crescimento. A aproximação de fluido com vorticidade oposta, em uma concentração suficiente intensa, interrompe a alimentação de circulação do vórtice em crescimento e então, ele é desconectado da camada cisalhante e a seguir, convectado para jusante formando a esteira.

O modelo de formação de vórtices de Gerrard é apresentado esquematicamente na Figura 23, onde o filamento emitido do lado B do cilindro está sendo atraído pela velocidade induzida pela circulação do lado A. Ele postulou que as partículas de fluido da camada cisalhante, a qual é atraída pela induzida pela camada oposta, seguem um dos seguintes caminhos: **a)** elas podem imiscuir-se com o vórtice que está se formando no lado oposto da esteira; **b)** elas podem mover-se em direção da camada cisalhante oposta, a qual possui vorticidade de sinal inverso; e **c)** elas podem voltar na direção da região da esteira próxima ao corpo. O balanço da quantidade de fluido que segue cada um destes caminhos controla a frequência de geração e desprendimento de vórtices, a intensidade dos mesmos e a pressão na região posterior do corpo (pressão de base).

A parcela do escoamento que segue o caminho indicado pela seta **a**, mistura-se com o fluido que está formando um vórtice na região superior da esteira. Devido ao fato desta parcela possuir vorticidade de sinal contrário àquela do fluido formando um novo vórtice, ela colabora para uma diminuição da circulação total deste último.

Aquela parcela que segue em direção à camada cisalhante oposta (caminho **b**) tem um papel muito importante no que se refere à estabilidade do escoamento. Havendo uma diminuição da pressão, a camada cisalhante que está se separando do corpo torna-se mais intensa, por conseguinte o vórtice também se torna mais intenso. Com isto, uma parcela maior da camada cisalhante oposta atravessará a linha de centro da esteira e uma porção maior de fluido com vorticidade oposta chocar-se-á com esta camada fazendo com que haja uma diminuição da intensidade do vórtice que está crescendo. Isto, em última instância, causa a interrupção da alimentação de circulação para este vórtice. Após esta interrupção, o vórtice adquire sua circulação final e desprende-se da camada cisalhante a partir da qual ele se formou.

Finalmente, a parcela de fluido que segue o caminho indicado pela seta **c**, colabora para a formação de um novo vórtice este agora na parte inferior da esteira, fechando desta maneira o ciclo de geração e desprendimento de vórtices. 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.

A Figura 24, 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 $Re = 500$.

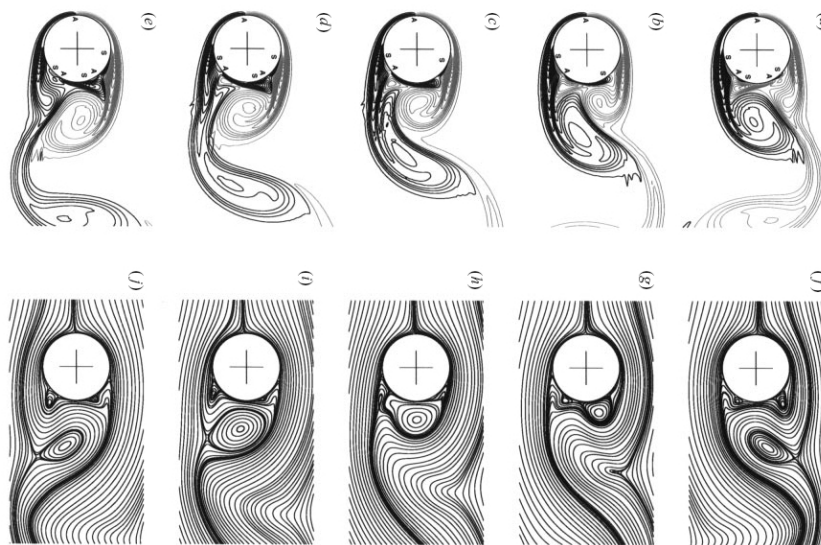


Figura 24: Mecanismo de geração e desprendimento de vórtice em meio ciclo de emissão para $Re = 500$. Reproduzido de Blackburn & Henderson (1999).

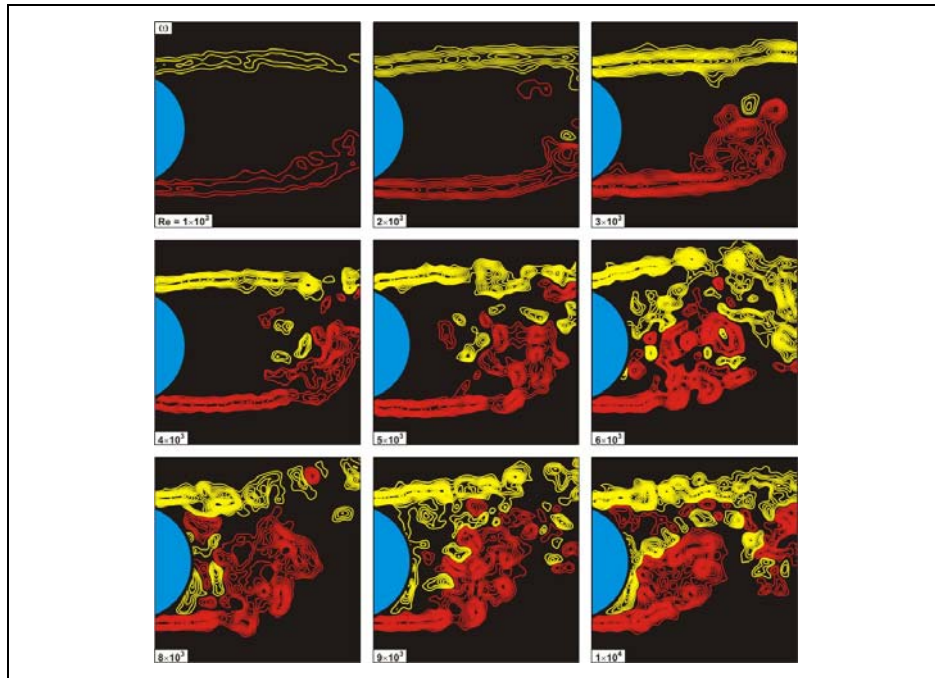


Figura 25: Interação entre camadas cisalhantes e geração de vórtices na região de formação de um cilindro para $10^3 < Re < 10^4$. Reproduzida de Saelim & Rockwell (2004).

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 25 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.

7.3 ESTEIRA DESENVOLVIDA PARA CILINDRO ISOLADO FIXO

7.3.1 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.

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 26 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, 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. Maiores detalhes sobre o desenvolvimento e estabilidade das esteiras são encontrados também em Meneghini (2002).

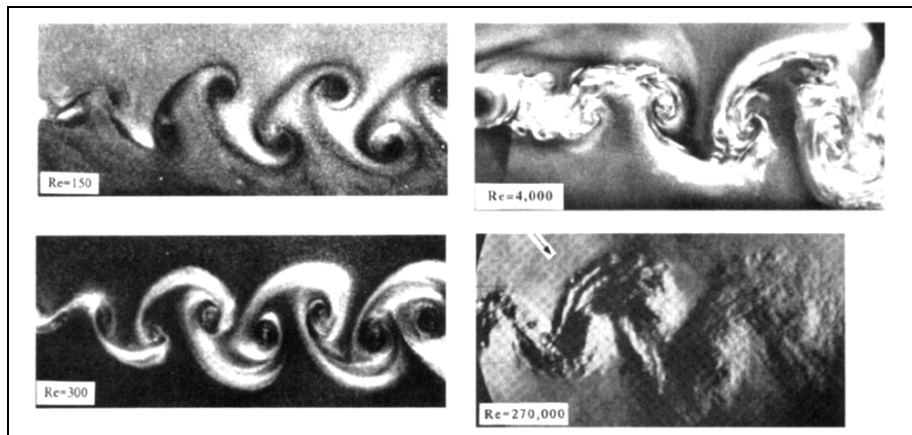


Figura 26: Existência de uma esteira estável para uma ampla faixa de Reynolds. Adaptado de Williamson (1996b)

7.3.2 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.

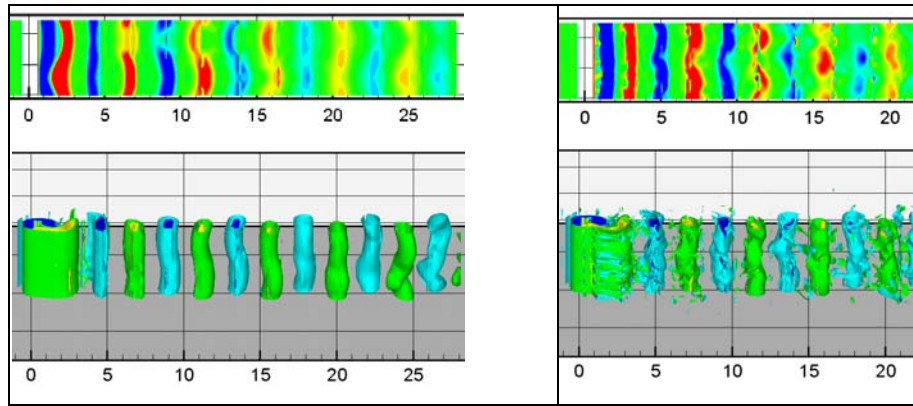


Figura 27: Esteira de vórtices tridimensional obtida com simulações numéricas. Modo A para $Re=195$ (esquerda); Modo B para $Re=270$ (direita). Reproduzida de Carmo (2005).

Como ilustração, a Figura 27 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.

Conforme já discutimos anteriormente, as tridimensionalidades mais intensas ocorrem 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. 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 27 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 (14), 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 (14), 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.

$$r(C_{pb(a)}, C_{pb(b)}) = \frac{\overline{C'_{pb(a)} \cdot C'_{pb(b)}}}{\sqrt{\overline{C'^2_{pb(a)}}} \cdot \sqrt{\overline{C'^2_{pb(b)}}}} \quad (14)$$

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 *****, 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.

$$L_r = \int_{z=0}^{z \rightarrow \infty} r \left(C_{pb(a)} C_{pb(b)} \right) dz \quad (15)$$

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.

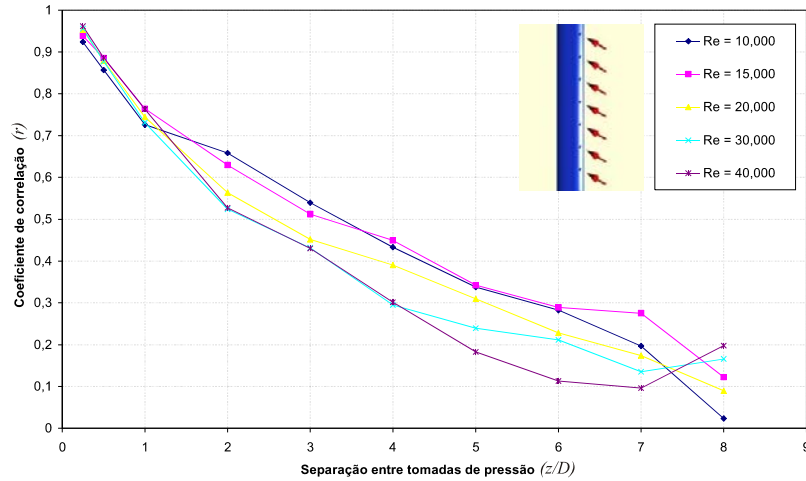


Figura 28: Coeficiente de correlação para pontos de tomada de pressão ao longo da geratriz de um cilindro para $10^4 < Re < 4 \times 10^4$. Adaptado de Ássi (2003a).

A Figura 28 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.

7.4 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.

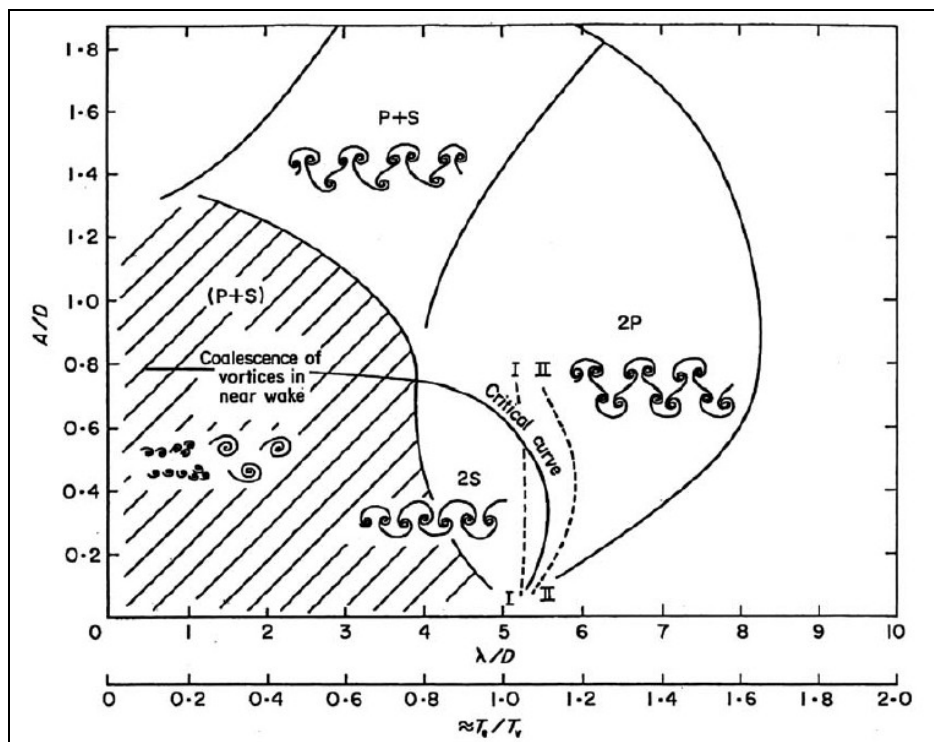


Figura 29: Mapa dos modos de emissão para um cilindro isolado sob oscilação forçada. Reproduzido de Williamson & Roshko (1988).

A Figura 29 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.

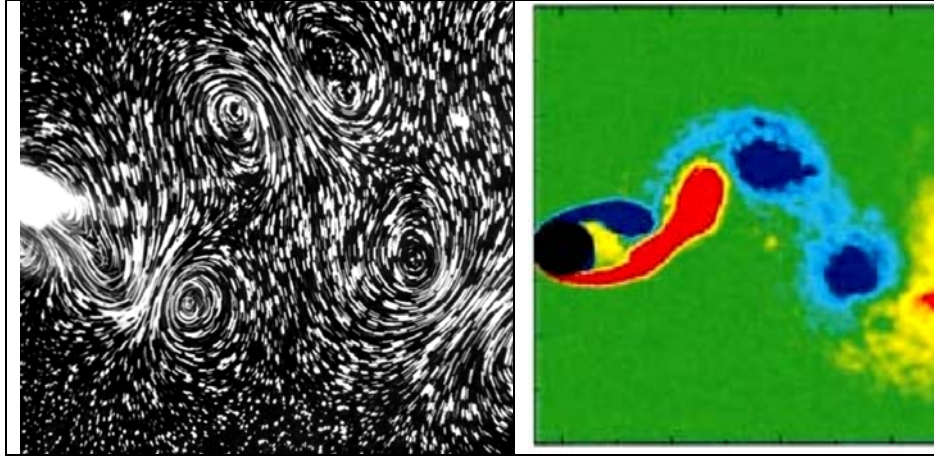


Figura 30: Modo de emissão 2P: (esquerda) visualização experimental de Williamson & Roshko (1988); e (direita) simulação numérica de Blackburn *et al.* (2000).

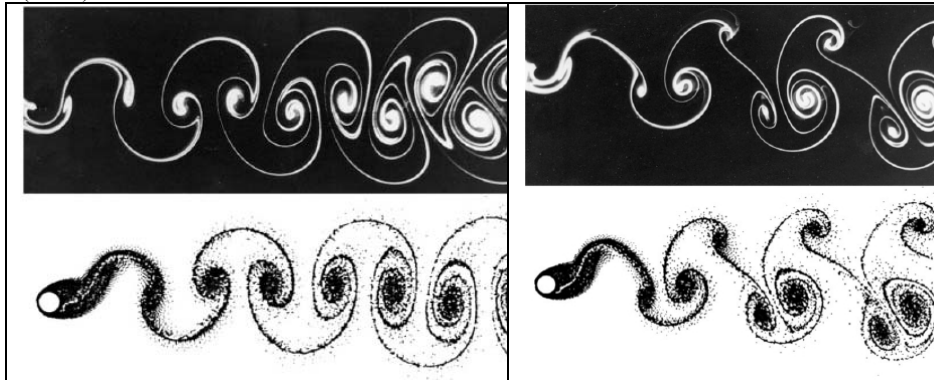


Figura 31: Modos de emissão: (esquerda) 2S; e (direita) P+S. Visualizações de Williamson & Govardhan (2004) e simulações numéricas de Meneghini & Bearman (1995).

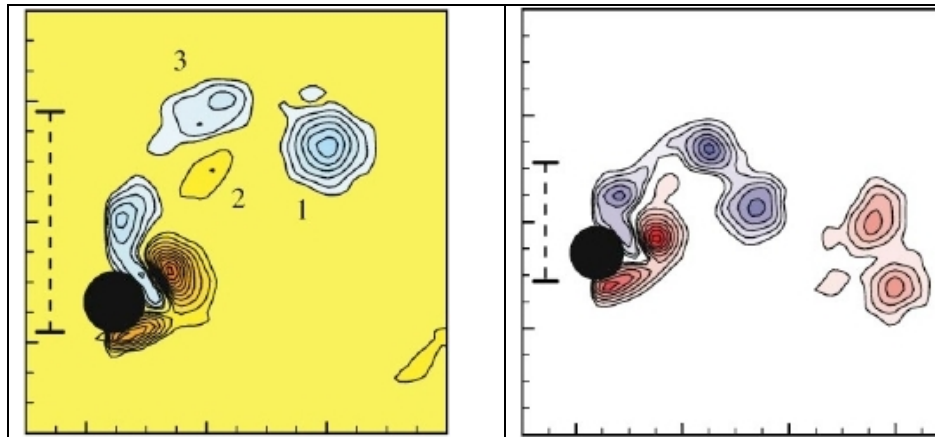


Figura 32: Modos de emissão: (esquerda) 2T; e (direita) 2C. Medições experimentais com PIV adaptadas de Williamson & Govardhan (2004).

As técnicas experimentais de visualização e as simulações numéricas de escoamentos ilustram com perfeição estes modos. A Figura 30 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 31 também apresenta a comparação entre imagens obtidas com técnica experimental de visualização com tinta 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 32 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 32 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 frequências. 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 frequência de emissão é capturada pela frequência 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).

7.5 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 resume os dois tipos de VIE discutidos neste texto e seus fenômenos fluidos associados.

Tabela 2: 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.
Galloping¹	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. “Galloping”, 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 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.

¹ 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.

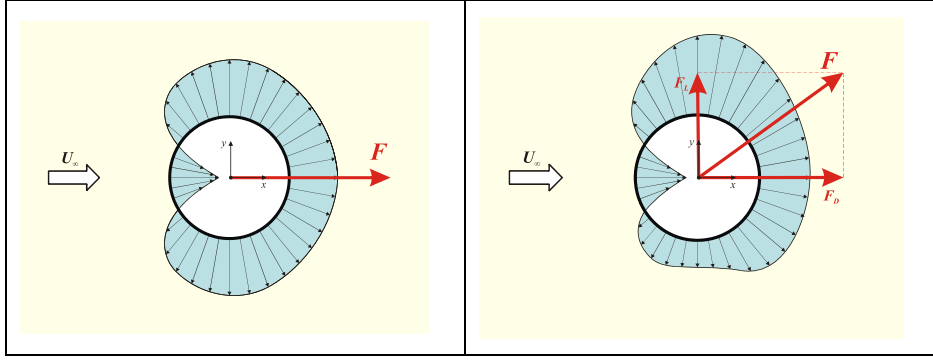


Figura 33: Distribuição de pressão na parede de um cilindro (esquerda) com sustentação nula e (direita) com componente de sustentação.

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 33 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 34) do cilindro rígido pode ser expresso pela equação (16), 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.

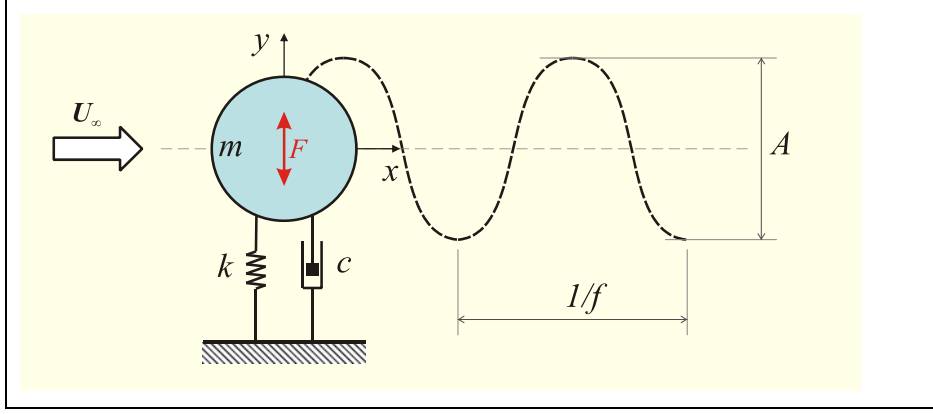


Figura 34: Sistema de um cilindro oscilando com um grau de liberdade transversal.

$$m\ddot{y} + c\dot{y} + ky = F(t) \quad (16)$$

$$F(t) = F_0 \sin(\omega t + \phi) \quad (17)$$

$$y(t) = y_0 \sin(\omega t) \quad (18)$$

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 (17) e (18). 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 (19). O período natural também pode ser definido como o inverso da frequência f_{N0} , em (20). 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.

$$2\pi f_{N0} = \omega_{N0} = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (19)$$

$$T_{N0} = \frac{1}{f_{N0}} \quad (20)$$

Seguindo 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 3e serão constantemente citados ao longo deste texto.

Tabela 3: Parâmetros adimensionais.

$A^* = \frac{y_0}{D} = \frac{A}{D}$	<i>Amplitude reduzida:</i> relação entre a amplitude de oscilação do cilindro e seu diâmetro ($y_0 \equiv A$).
$U_0^* = \frac{U_\infty}{f_{N0} D}$	<i>Velocidade reduzida:</i> velocidade (U_∞) do escoamento incidente dividida pela frequência natural de oscilação do sistema no vácuo (f_{N0}); e o diâmetro do cilindro (D).
$m^* = \frac{m}{m_\vee} = \frac{m}{\frac{\pi D^2}{4} L_w \rho}$	<i>Parâmetro de massa:</i> 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.
$f_0^* = \frac{f}{f_{N0}}$	<i>Frequência reduzida:</i> razão entre a frequência de oscilação do cilindro (f) e a frequência natural do sistema no vácuo (f_{N0}).
$\zeta = \frac{c}{c_{cr}} = \frac{c}{2\sqrt{km}}$	<i>Parâmetro de amortecimento:</i> 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 (21). 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.

$$C_A = \frac{m_a}{m_v} \quad (21)$$

$$C_{EA} = \frac{1}{2\pi^3} \frac{C_L \cos(\phi)}{A^*} \left(\frac{U^*}{f^*} \right)^2 \quad (22)$$

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 (22). 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 água² f_N , eq. (23), que será diferente da frequência natural de oscilação no vácuo f_{N0} , eq. (19), uma vez que as massas envolvidas na oscilação passam a conter a massa adicional. Analogamente, o parâmetro de amortecimento na água ζ_w , eq. (24), e a velocidade reduzida U^* , eq. (25), também serão diferentes dos parâmetros obtidos no vácuo. Khalak e Williamson (1999) ainda definem a amplitude reduzida e a frequência reduzida, introduzindo a massa adicional da água, resultando nas expressões (26) e (27).

$$f_N = \frac{1}{T_N} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{(m + m_a)}} \quad (23)$$

$$\zeta_w = \frac{c}{2\sqrt{k(m + m_a)}} \quad (24)$$

$$U^* = \frac{U_\infty}{f_N D} \quad (25)$$

² Água será o meio fluido de todos os experimentos realizados neste trabalho.

$$A^* = \frac{1}{4\pi^3} \frac{C_L \sin(\phi)}{(m^* + C_A)} \left(\frac{U^*}{f^*} \right)^2 f^* \quad (26)$$

$$f^* = \frac{f}{f_N} = \sqrt{\frac{m^* + C_A}{m^* + C_{EA}}} \quad (27)$$

Assim, conforme descrito detalhadamente em Meneghini (2002), a equação do movimento apresentada em (16) pode ser expressa, para um sistema no vácuo, em termos dos parâmetros adimensionais listados até aqui, resultando na equação (28). Da mesma forma, o oscilador que representa o cilindro rígido oscilando imerso em água pode ser modelado conforme a expressão eq. (29) 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.

$$\mathfrak{M} + (4\pi\zeta) \mathfrak{M} + (4\pi^2)y = \frac{2}{\pi m^*} (U^*)^2 C_L \quad (28)$$

$$\mathfrak{M} + \left(4\pi\zeta \sqrt{1 + \frac{C_A}{m^*}} \right) \mathfrak{M} + \left(4\pi^2 \left(1 + \frac{C_A}{m^*} \right) \right) y = C_L \frac{2}{\pi} \frac{(U_w^*)^2}{m^*} \quad (29)$$

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 (30), onde \mathcal{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.

$$E_s = -\pi C_L^0 A^* \sin(\phi) \quad (30)$$

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 4.

Tabela 4: 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 na equação (31); e que o movimento do cilindro à jusante seja dado pela expressão (32). Supondo que as frequências de oscilação sejam muito próximas, pode-se definir ψ como o ângulo de fase entre os deslocamentos dos cilindros.

$$y_M(t) = y_{0M} \sin(\omega t) \quad (31)$$

$$y_J(t) = y_{0J} \sin(\omega t + \psi) \quad (32)$$

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.

7.6 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.

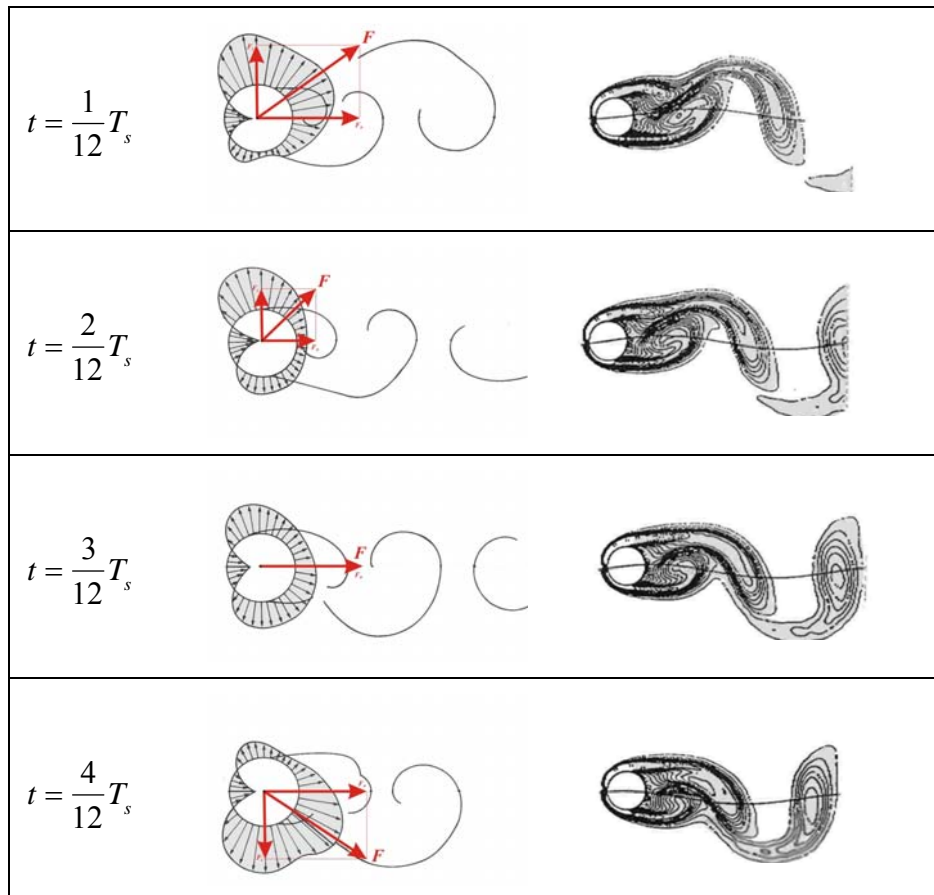


Figura 35: Variação do campo de pressão na parede para aproximadamente um terço do ciclo de emissão de vórtices. Adaptado de Blevins (1990) e Meneghini (1993).

A Figura 35 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 convencionada 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. Consequentemente, 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 na equação (23). De um modo geral, todo

oscilador linear reponde 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. Consequentemente, 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 em função do número de Reynolds 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 36 e o pico de ressonância, contido nesta faixa, ocorre aproximadamente para uma velocidade reduzida $U^* \approx 5$, como mostrado nas equações (33) e (34).

$$f_{s0} = \frac{U_\infty St}{D} \approx 0,2 \frac{U_\infty}{D} \quad (33)$$

$$U^* = \frac{U_\infty}{f_N D} \approx \frac{U_\infty}{f_s D} \approx \frac{1}{0,2} = 5 \quad (34)$$

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 36 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 $(m^* \zeta) \approx 3,28$, 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 37. O experimento de Khalak & Williamson (1999) foi realizado em água, enquanto o de Feng (1968), em ar.

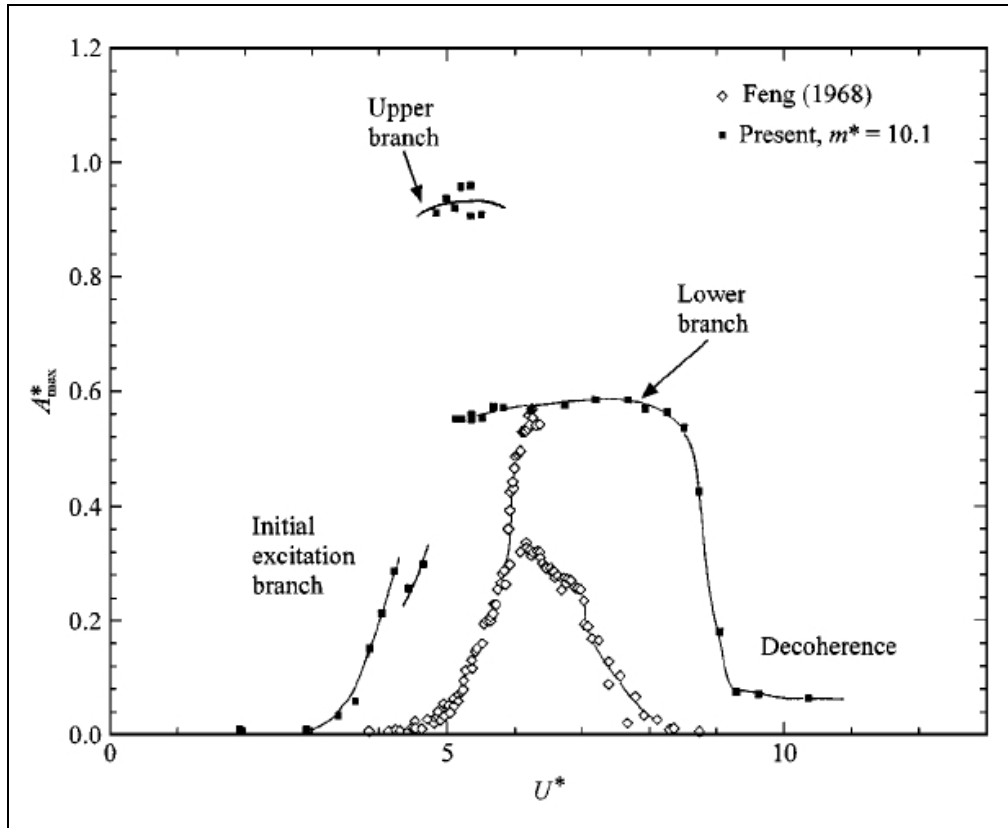


Figura 36: Amplitude de resposta para dois casos de cilindros rígidos oscilando transversalmente com $(m^*\zeta)$ distintos. Feng (1968): $m^* = 248$ e $(m^*\zeta) \cong 3,28$; Khalak & Williamson (1999): $m^* = 10,1$ e $(m^*\zeta) = 0,13$. Reproduzido de Khalak & Williamson (1999)

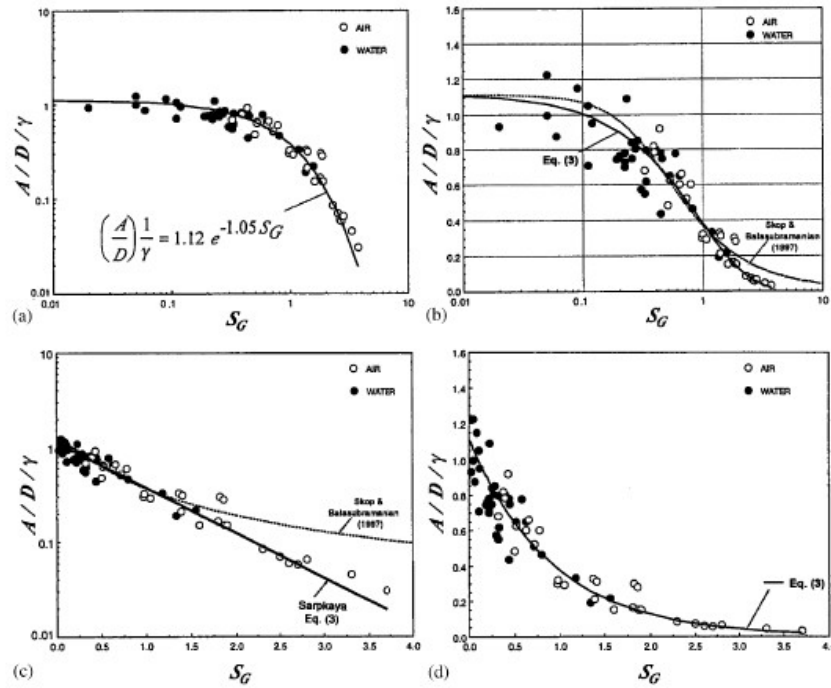


Figura 37: Curva de Griffin para o comportamento das amplitudes de VIV em função do parâmetro combinado de massa-amortecimento S_G . Reproduzido de Sarpkaya (2004)

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 37, 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 36. 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

decrecente 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 38 resume com perfeição os ramos de respostas descritos acima. É possível compará-lo à Figura 36 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.

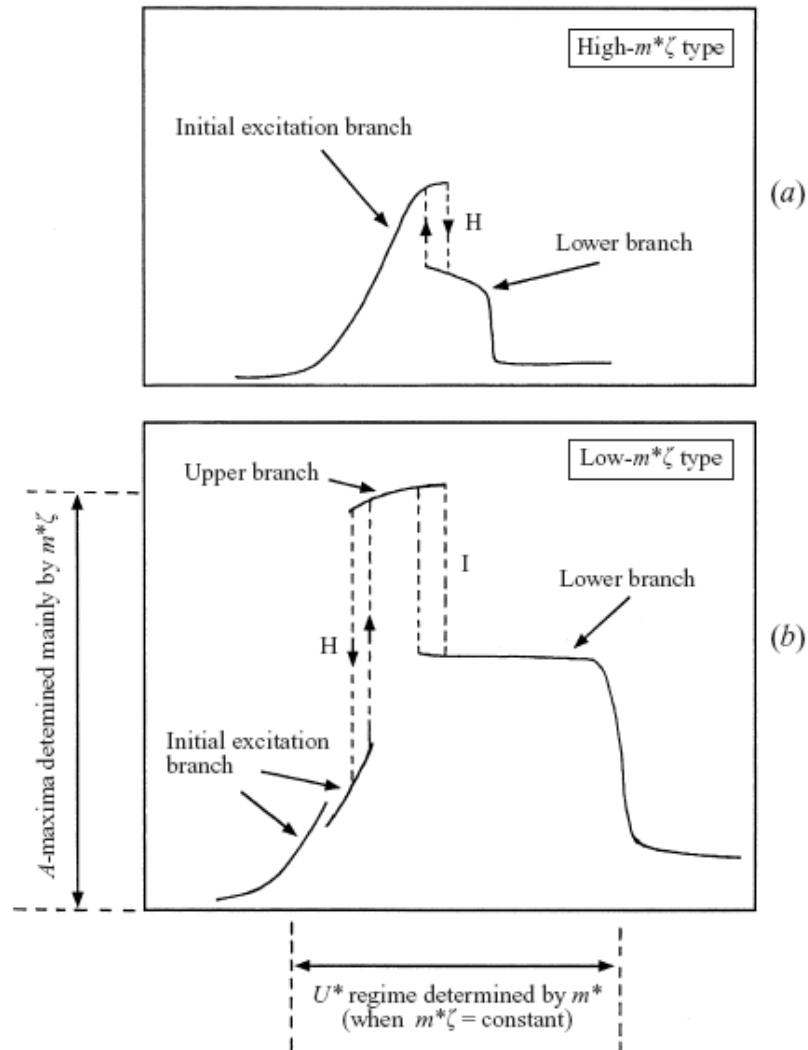


Figura 38: Esquema dos modos de resposta para um cilindro rígido montado em base elástica. Atenção para a dependência dos parâmetros de massa e amortecimento e efeitos de transição entre os modos. Reproduzido de Khalak & Williamson (1999).

Do mesmo modo que foi feito para o ramo superior, também é possível aproximar as amplitudes do ramo inferior na Curva de Griffin. Figura 39, 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.

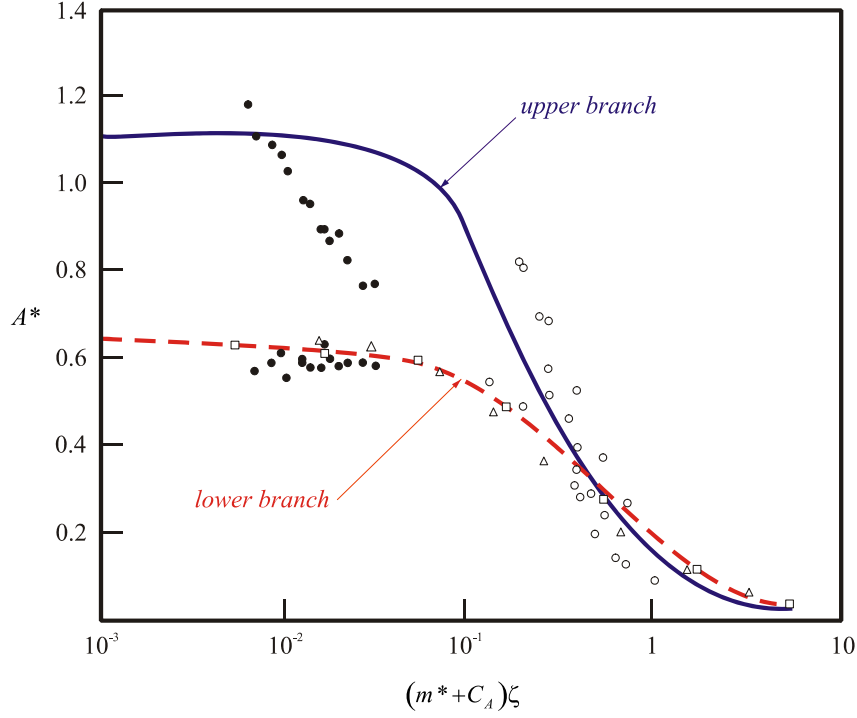


Figura 39: Ramos de resposta de amplitude em função do parâmetro combinado $(m^* + C_A)\zeta$. Adaptado de Fuarra (2002).

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 (22), 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 (27). 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 38 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 38.

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 38). 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.

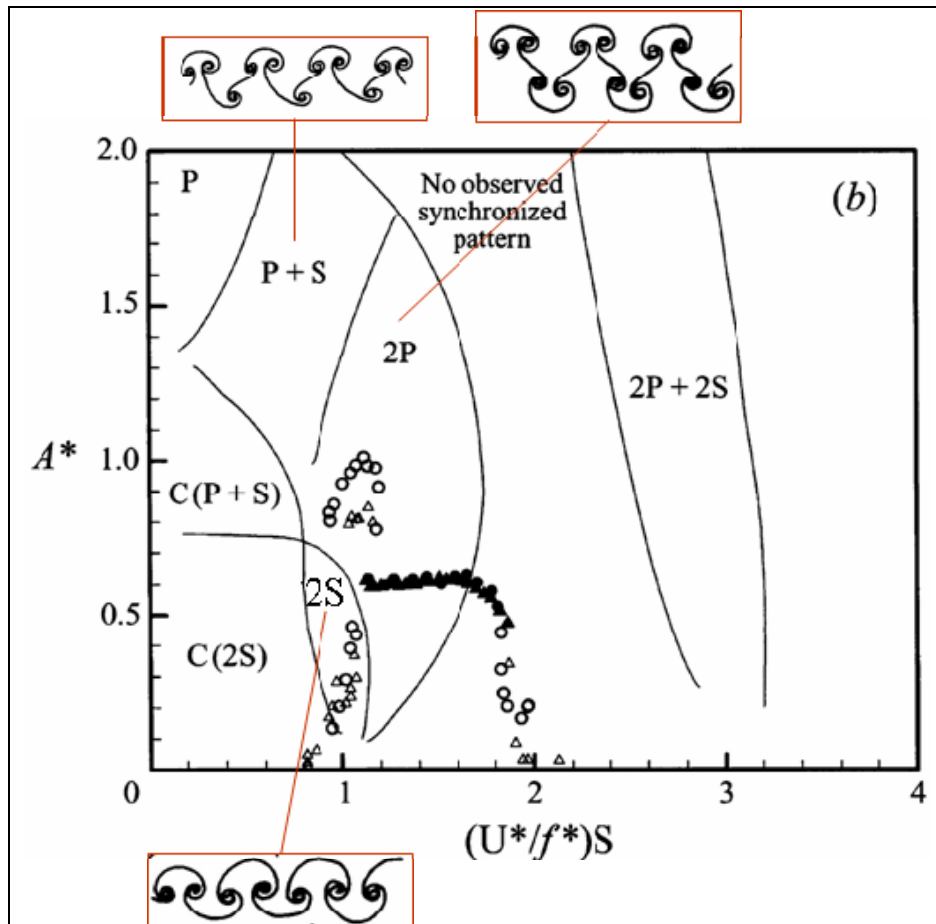


Figura 40: Mapa dos diversos modos de emissão de vórtices. Adaptado de Williamson & Govardhan (2004).

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 40. 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 41 ilustra esta constatação.

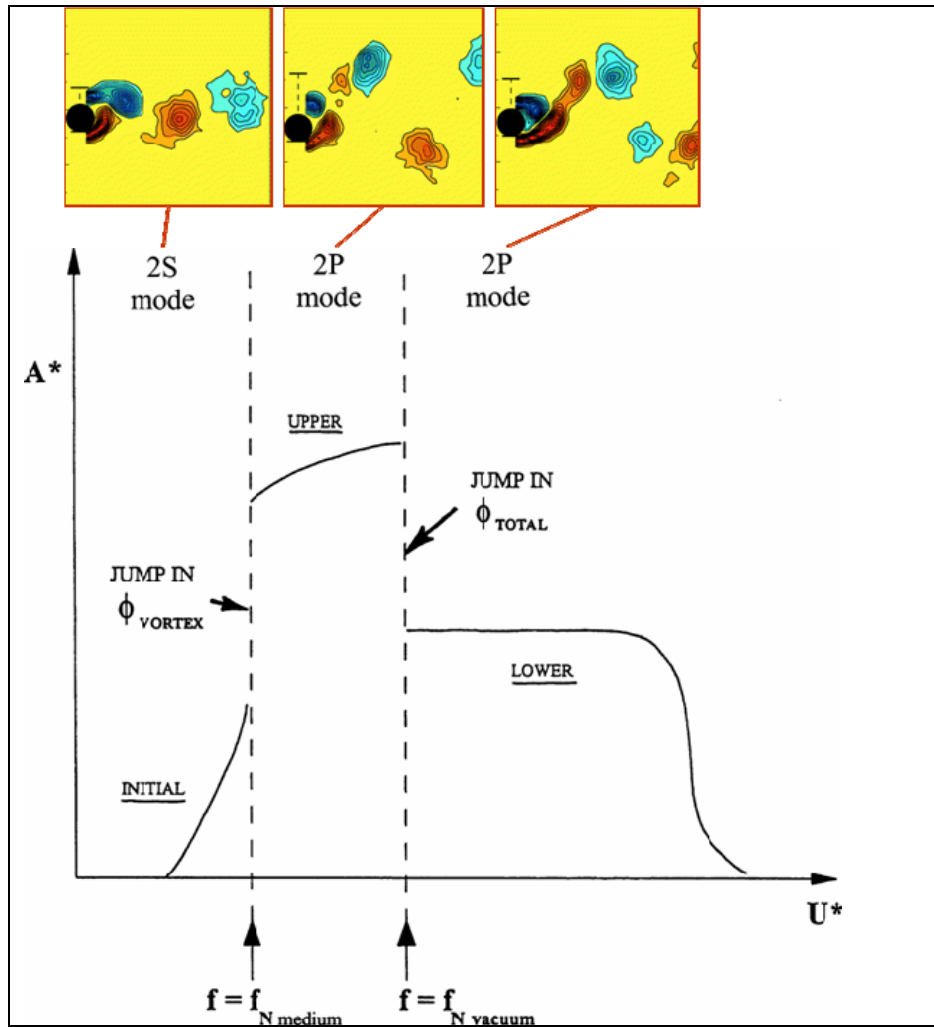


Figura 41: Modos de emissão e transição dentre os ramos de resposta. Adaptado de Williamson & Govardhan (2004).

Apenas estes dois modos 2S e 2P são obtidos quando um cilindro está livre para oscilar transversalmente. Os demais modos no mapa da Figura 41 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.

7.7 RUIDO GERADO POR VÓRTICES

7.7.1 Introdução

O estudo do ruído aerodinâmico, também chamado de aeroacústica, pode ser definido como qualquer tipo de previsão ou análise de som gerado pela movimentação turbulenta ou não estacionária de fluido e sua interação com superfícies fixas ou móveis. Neste contexto, destaca-se a movimentação de fluido devido aos vórtices que geram ruído. Particularmente a interação desses vórtices com superfícies fixas ou móveis é bastante eficiente na geração sonora.

No que tange a simulação numérica de ruído aerodinâmico ou aeroacústica computacional diversas metodologias têm sido utilizadas na literatura com diferentes graus e níveis de sofisticação e aplicação. As metodologias mais conhecidas são (em ordem decrescente de custo computacional):

- a) Método direto (DNC, “Direct Noise Computational”): o som é calculado de maneira acoplada ao campo fluido-dinâmico através das equações do escoamento compressível. Exemplos do uso desta metodologia são apresentados em [Mitchell et al (1992), Mitchell et al (1995)];
- b) Método integral baseado em analogia acústica (as mais utilizadas são a analogia de Lightill, 1952 e, para superfícies em movimento, analogia de Ffowcs Williams & Hawkings, 1969): o som é computado de maneira separada (ou desacoplada) ao campo fluido-dinâmico (também conhecido por metodologia híbrida ou indireta);
- c) Modelos estatísticos de banda larga para a fonte: o campo acústico é obtido através de resultados numéricos do campo médio do escoamento (isto é, das equações de Reynolds médias ou metodologia RANS), podem-se citar as referências [Proudman (1952), Goldstein & Rosenbaum (1973), Bailly et al (1997) e Khavaran & Bridges (2005)];

Como a energia associada às ondas sonoras é normalmente muito menor que aquela associada às flutuações temporais do escoamento, pequenos erros na previsão numérica do escoamento podem interferir significativamente no resultado final do som irradiado. Assim, de maneira geral, para se obter resultados numéricos satisfatórios do campo acústico é necessário que as informações do histórico temporal do campo fluido-dinâmico sejam suficientemente completas e consideravelmente bem determinadas (ou precisas). Além disso, na simulação numérica em aeroacústica as malhas computacionais devem se estender até pontos mais distantes para incluir todas as fontes sonoras de interesse e abranger pelos menos parte do campo acústico mais próximo. Desta forma, a obtenção de resultados satisfatórios na previsão numérica em aeroacústica está normalmente

associada a custos computacionais muito elevados sendo, muitas vezes (dependendo da complexidade da geometria), ainda uma tarefa impraticável nos dias de hoje.

7.7.2 Analogia acústica

O custo computacional pode ser significativamente reduzido caso possa-se desacoplar as flutuações aerodinâmicas (fonte do ruído) da propagação sonora (campo acústico). Ou seja, a flutuação temporal do campo aerodinâmico é utilizada como fonte para o cálculo do campo acústico. Isso possibilita a utilização de métodos específicos mais apropriados e de menor custo computacional para o cálculo do campo acústico cuja flutuação de pressão é normalmente muito menor que a flutuação típica do campo aerodinâmico. É neste contexto que se insere a analogia acústica que consiste em obter o campo acústico resolvendo-se uma equação de propagação sonora com termo fonte oriundo do campo aerodinâmico.

Para escoamentos com número de Mach baixo (menor que 0,3) e sem efeitos de ressonância nota-se que assim que as perturbações acústicas são geradas elas pouco interferem no escoamento. Nestes casos, o problema pode ser simplificado (uma aproximação) desacoplando-se o campo fluido-dinâmico do campo acústico. Nesta aproximação assume-se que não há reflexão, refração ou dispersão durante a propagação sonora. Primeiro resolve-se o escoamento utilizando técnicas tradicionais de CFD e em uma segunda etapa o campo acústico é calculando tendo como base os resultados do campo fluido-dinâmico.

A analogia acústica consiste em separar matematicamente um problema de acústica em uma parte que rege a dinâmica da propagação sonora (geralmente um operador de onda linear, sem efeitos dissipativos) e um termo fonte (geralmente não linear) responsável pela geração do som (Wang et al., 2006). Ou seja, a analogia acústica baseia-se na hipótese de que a propagação acústica ocorre de maneira independente havendo uma fonte (ou várias fontes) responsável pela geração sonora. Baseando-se neste conceito, Lighthill (1952) manipulou a equação da continuidade e da quantidade de movimento de Navier-Stokes para obter uma equação de onda em que a propagação sonora (operador de onda linear) é separada da sua geração (flutuações fluido-dinâmicas). Desprezando-se as forças de campo, a equação da continuidade e da quantidade de movimento para escoamento compressível é dada por:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (35)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial p}{\partial x_i} \quad (36)$$

onde τ_{ij} é o tensor de tensões viscosas cuja expressão, para fluido newtoniano, segue abaixo:

$$\tau_{ij} = \mu \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right] \quad (37)$$

Derivando no tempo a equação da continuidade eq. (35) e aplicando o operador divergente na equação da quantidade de movimento eq. (36) tem-se:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial t} (\rho u_i) = 0 \quad (38)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho u_i u_j) = \frac{\partial^2 \tau_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} \quad (39)$$

Substituindo a equação (39) em (38) obtém-se:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho u_i u_j) - \frac{\partial^2 \tau_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} \quad (40)$$

Subtraindo o termo $c_\infty^2 (\partial^2 \rho' / \partial x_i^2)$ (com $\rho' = \rho - \rho_\infty$) em ambos os lados da equação chega-se a equação de Lighthill:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_\infty^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (41)$$

onde c_∞ é a velocidade do som do escoamento não perturbado e T_{ij} é o tensor de Lighthill dado por:

$$T_{ij} = \rho u_i u_j - \tau_{ij} + (p - c_\infty^2 \rho') \delta_{ij} \quad (42)$$

Na equação de Lighthill (41), o termo do lado esquerdo é exatamente a equação de propagação da onda e o termo do lado direito representa o termo fonte de geração de ruído devido às flutuações fluido-dinâmicas. Essa abordagem é conhecida como analogia de Lighthill. A separação entre a propagação e geração sonora (da equação Lighthill) permite facilmente aplicar a metodologia em que o som se propaga de maneira desacoplada ao escoamento. Neste caso, supõe-se que o ruído seja gerado em uma determinada região ou volume de controle onde é calculado as variáveis fluido-dinâmicas do termo T_{ij} . Em seguida, com os valores de T_{ij} é possível calcular (através da equação de Lighthill) a propagação sonora nas regiões não contidas pelo volume de controle. Neste modelo assume-se, então, que som se propaga de maneira desacoplada ao escoamento. Estabelece-se uma região onde há somente geração de ruído e outra em que o som se propaga de maneira independente ao escoamento. A região de geração sonora é determinada pelos locais em que as flutuações fluido-dinâmicas são maiores (campo próximo) e considera-se que a propagação sonora ocorre fora desta região (campo afastado). Desta forma, recomenda-se o uso do modelo de propagação sonora desacoplada para calcular o campo acústico em regiões afastadas dos locais de geração sonora.

A analogia de Lighthill não identifica claramente o efeito de superfícies na geração sonora. Uma diferente abordagem, mais geral, para o mesmo problema foi proposta por Ffowcs Williams & Hawkings (1969). Nesta abordagem as equações de Navier-Stokes são manipuladas utilizando funções generalizadas de modo que as equações sejam válidas em todo o domínio. No final chega-se a uma equação da onda (equação de Ffowcs-Williams & Hawkings) com novos termos fontes que levam em conta os efeitos de superfícies em movimento arbitrário (a dedução da equação pode ser vista em detalhes em Larsson, 2002). A equação de Ffowcs-Williams & Hawkings (FW-H) e sua solução são apresentadas segundo formatação de Brentner & Farassat (1998). A equação da onda de FW-H é apresentada abaixo:

$$\begin{aligned} \frac{1}{c_\infty^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' &= \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \{T_{ij} H(f)\} \\ &- \frac{\partial}{\partial x_i} \{ [P_{ij} n_j + \rho u_i (u_n - v_n)] \delta(f) \} \\ &+ \frac{\partial}{\partial t} \{ [\rho_\infty v_n + \rho (u_n - v_n)] \delta(f) \} \end{aligned} \quad (43)$$

onde $p = p - p_\infty$, u_i e v_i são, respectivamente, as velocidades do fluido e da superfície na direção x_i , u_n e v_n são as respectivas velocidades na direção normal a superfície. Uma superfície (S) é definida matematicamente pela função f de forma que $f = 0$ indica a própria superfície S , $f < 0$ representa a região interior a S e $f > 0$ corresponde à região ilimitada externa a S . Além disso, $\delta(f)$ é a função delta de Dirac e $H(f)$ é a função Heaviside. n_i representa a componente i do vetor unitário normal a superfície S , por exemplo, a projeção de u_i em n_i é dada por $u_n = u_i n_i$. O tensor de Lighthill (T_{ij}) é o mesmo da equação Lighthill, eq. (42).

A equação (43) é similar a equação de Lighthill, excetuando pelos termos fontes adicionais que levam em conta os efeitos de superfície. Para resolução do problema é admitido uma superfície qualquer no qual dentro da mesma assume-se que ocorra toda a geração sonora. Em seguida a equação de FW-H é integrada tendo como base a superfície escolhida. A solução é, então, obtida aplicando-se o produto de convolução utilizando funções de Green de espaço livre $G(g) = \delta(g)/4\pi r$, onde $g = t - \tau - r/c$ com t e τ sendo, respectivamente, os tempos associados a uma mesma onda sonora localizada na fonte e no observador (ou receptor). Desta forma, a solução completa é dada por integrais de volume e superfície podendo-se associar o integrando aos termos fontes da equação de FW-H. O primeiro termo a direita da equação de FW-H (com o tensor de Lighthill) gera uma solução na forma de uma integral de volume. Esta integral representa aproximadamente uma fonte sonora volumétrica cuja propagação é mais intensa (nível sonoro mais elevado) em quatro direções preferenciais. A representação gráfica polar da intensidade sonora se caracteriza por quatro grandes lóbulos equiespaçados (isto é, quatro direções preferenciais para a propagação sonora), daí o nome de fonte sonora tipo quadripolo. A integral volume do tensor de Lighthill corresponde ao ruído gerado pelas flutuações das tensões cisalhantes (não influenciada por efeitos de parede) atuando no fluido. O produto de convolução aplicado ao segundo termo a direita da equação de FW-H é dado por uma integral de superfície. Na representação gráfica polar da intensidade sonora observam-se dois grandes lóbulos com níveis sonoros mais elevados (ou seja, duas direções preferenciais), neste caso a fonte sonora é do tipo bipolar (dipolo). Este termo, não observado na equação de Lighthill, leva em conta a geração de ruído devido a flutuação de forças (normalmente de pressão) fluido-dinâmicas agindo em superfícies. A integração do último termo a direita da equação de FW-H também gera uma integral de superfície, na representação em gráfico polar do nível sonoro nenhuma direção preferencial é observada (a forma é aproximadamente circular), dá-se nome de fonte sonora tipo monopolo. Este termo, também não observado na equação de Lighthill, considera a geração ruído devido a flutuações de massa de fluido causadas pela movimentação de superfícies.

Para escoamentos em torno de superfícies e com número de Mach baixo a contribuição das integrais de volume é pouco significativa. Além disso, o custo computacional para calcular os termos com integrais de volume é bastante elevado. Caso a superfície de integração ($f = 0$) englobe todas as fontes de ruído e os efeitos não-lineares, pode-se mostrar que a integral de volume é nula, assumindo que todo ruído gerado se propagará até cruzar a linha de fronteira da superfície escolhida. Esta abordagem é conhecida como formulação de FW-H porosa, pois a superfície é permeável permitindo a passagem de fluido.

A superfície de integração pode ser colocada teoricamente em qualquer região do domínio computacional, desde que englobe parte ou todas as fontes sonoras. Em escoamentos externos com número de Mach baixo em torno de superfícies (parede), uma aproximação muito utilizada é coincidir a superfície de integração com a parede do corpo desprezando-se as fontes sonoras de directividade quadripolar (relacionados originalmente às integrais de volume) que são pouco significativas. Se a superfície não coincidir com o corpo (parede), pode-se mostrar que os efeitos (parcial ou total) do som de directividade quadripolar são considerados no cálculo do campo acústico segundo essa formulação de FW-H porosa.

7.7.3 Analogia acústica aplicada ao cálculo do ruído em torno de um cilindro

A formulação de FW-H foi utilizada para o cálculo do ruído gerado pelo escoamento em torno de um cilindro. Resultados experimentais de ruído foram obtidos por Revell et al (1977) para um escoamento ao redor de um cilindro com $Re = 90.000$ (baseado no diâmetro do cilindro) e número de Mach 0,2. O som foi medido através de um microfone posicionado a 128 diâmetros (D) acima do cilindro (90° em relação ao ponto de estagnação).

O escoamento em torno do cilindro ($Re = 90.000$) foi calculado numericamente discretizando-se o domínio computacional pelo método de volumes finitos (código Fluent) e para tratar a turbulência foi utilizado o modelo LES dinâmico ("Large Eddy Simulation", Versteeg & Malalasekera, 2007). Como o número de Mach é baixo, o som de directividade quadripolar, gerado pela flutuação de velocidade e pressão em regiões não adjacente a superfícies, representa uma parcela muito pequena em relação ao som gerado pela flutuação de pressão na parede cilindro (directividade bipolar). Desta forma, uma boa aproximação foi utilizar a superfície de integração coincidente à parede do cilindro, ou seja, apenas as flutuações de pressão na parede é que foram consideradas como fontes sonoras. Sendo o número de Mach de 0,2 e a superfície de integração coincidente a parede do cilindro o escoamento foi resolvido como incompressível.

Maiores detalhes da simulação numérica tridimensional do escoamento e do cálculo ruído gerado estão disponíveis em Orselli et al (2009), a Figura 42 apresenta uma

visualização tri-dimensional da esteira de vórtices ao redor do cilindro. Ao longo da simulação numérica o histórico temporal da flutuação de pressão na superfície do cilindro foi armazenado cujos valores foram utilizados para o cálculo do ruído (equação FW-H) para um observador localizado a $128 D$ do cilindro. A figura 44 mostra o espectro obtido do nível de pressão sonora (SPL) em decibéis (dB). Os níveis de pressão sonora obtidos numericamente concordam qualitativamente com os níveis medidos no experimento de Revell et al (1977). É importante observar que, segundo a formulação de FW-H, a qualidade do cálculo do campo acústico está diretamente relacionada aos resultados da simulação numérica do campo aerodinâmico.

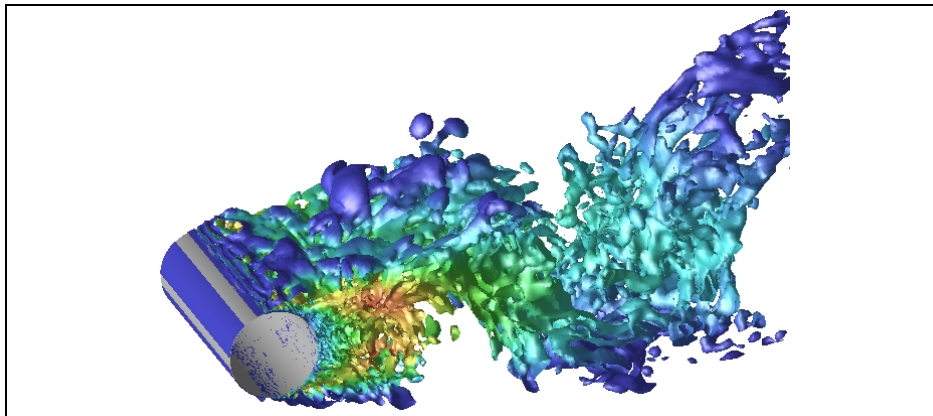


Figura 42: Visualização tridimensional da esteira de vórtices obtida pela simulação numérica com o modelo LES. Iso-superfície do segundo invariante do tensor gradiente de velocidade. As cores na superfície representam os valores da energia cinética turbulenta. Referência, Orselli et al (2009).

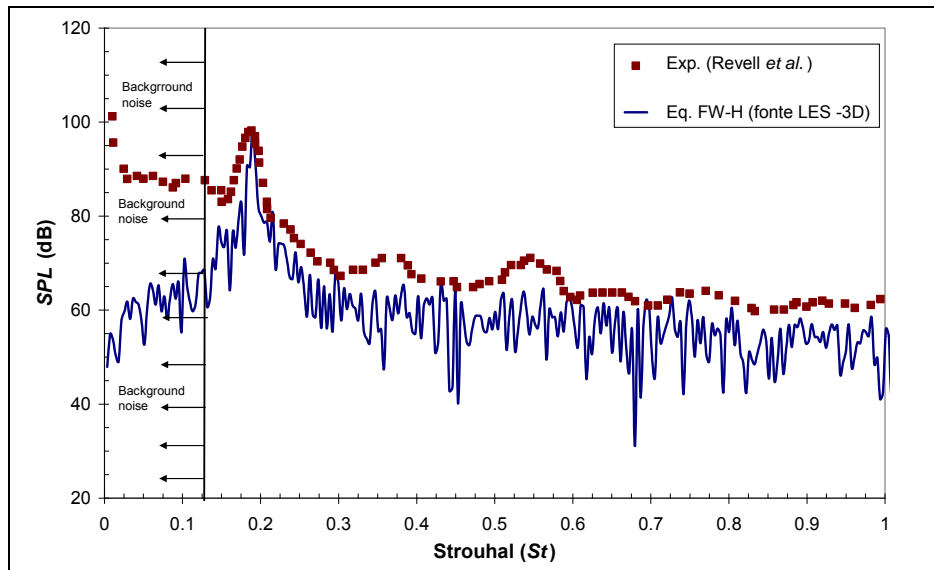


Figura 43: Espectro do nível de pressão Sonora (SPL) obtido pela equação de FW-H para um observador localizado a $128D$ acima do cilindro. Os resultados são comparados com os resultados experimentais de Revell et al (1977).

7.9 AGRADECIMENTOS

Os autores gostariam de agradecer à FAPESP, CNPq, CAPES, Petrobras e Embraer pelo apoio financeiro para desenvolvimento dos projetos de pesquisa cujos resultados foram apresentados nesta monografia.

7.8 REFERÊNCIAS

- 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.
- BACHELOR, 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 des 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.; 2ª 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.

Ffowes Williams, J. E. and Hawkings, D. L., 1969, "Sound Generated by
Turbulence and Surfaces in Arbitrary Motion", Philosophical Transactions of the
Royal Society, Vol. A264, No. 1151, pp. 321-342.

Revell, J. D., Prydz, R. A. and Hays, A.P., "Experimental Study of Airframe Noise
vs. Drag Relationship for Circular Cylinders", Lockheed Report 28074, Final Report
NASA Contract NAS1-14403, 1977.

Lighthill, M. J., "On Sound Generated Aerodynamically, I: General Theory", Proc.
Royal Society, Vol. A221, 1952, pp.564-587.

Versteeg, H. K., Malalasekera, W., An Introduction to Computational Fluid
Dynamics, 2nd ed., Pearson Education Ltd., Harlow, England, 2007, Chaps. 3, 6.

Brentner, K. S. and Farassat, F., "Analytical Comparison of the Acoustic Analogy
and Kirchhoff Formulations for Moving Surfaces", AIAA Journal, Vol. 36, No. 8,
1998, pp.1379-1386.

Wang, M., Freund, J.B., Lele, S.K., Computational prediction of flow-generated
sound, Annu. Rev. Fluid. Mech., Vol. 38, p.483-512, 2006.

Mitchell B.E., Lele S.K., Moin P., Direct computation of the sound from a
compressible co-rotating vortex pair, 30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit,
AIAA-1992-374, Reno, 1992.

Mitchell B.E., Lele S.K., Moin P., Direct computation of the sound from a
compressible co-rotating vortex pair, J. Fluid Mech., Vol 285, p.181-202, 1995.

Proudman, I., The generation of noise by isotropic turbulence. Proc. Roy. Soc.,
A214:119, 1952.

Goldstein, M.E. & Rosenbaum, B., Effect of anisotropic turbulence on aerodynamic
noise, Journal of the Acoustical Society of America, Vol.54, p. 630-645, 1973.

Bailly C., Lafon P. & Candel S., Subsonic and supersonic jet noise predictions from
statistical source models. AIAA J., Vol. 35, n.11, p.1688-1696, 1997.

Khavaran, A. & Bridges J., Modelling of fine-scale turbulence mixing noise, Journal
of Sound and Vibration, Vol. 279 (3-5), p.1131-1154, 2005.

Orselli R. M., Meneghini J.R. and Saltara F., Two and three-dimensional simulation of sound generated by flow around a circular cylinder, 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA 2009-3270, Miami, Florida, 2009.

Larsson, J., “Computational Aeroacoustics for Vehicular Applications,” PhD Thesis, Chalmers University of Technology, 2002.

KARMAN, TH. VON. 1911 Über den Mechanismus des Widerstandes den ein bewegter Körper in einer Flüssigkeit erfährt. Gottinger Nachrichten, math. phys.Kl.pp. 509-17, 1911.

GOLDSTEIN, S. (ed.). 1938 Modern Developments in Fluid Dynamics. Oxford: The Clarendon 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.
- KOVASZNYI, L.S.G. (1949); Hot-wire investigation of the wake behind cylinders at low Reynolds numbers.; *Proc. Roy. Soc. A*; 198; 175-190.
- KOVASZNYI, 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); 20º 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.*; 5ª 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.