



ESTRUTURAS DE SEÇÃO CIRCULAR SOB AÇÃO DE VENTO VIA  
SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE ALTA FIDELIDADE

Marcela Lima Santos

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Civil, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Engenharia Civil.

Orientadores: Michèle Schubert Pfeil  
Alvaro Luiz Gayoso de Azeredo  
Coutinho

Rio de Janeiro  
Junho de 2019

ESTRUTURAS DE SEÇÃO CIRCULAR SOB AÇÃO DE VENTO VIA  
SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE ALTA FIDELIDADE

Marcela Lima Santos

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO ALBERTO LUIZ  
COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE ENGENHARIA (COPPE)  
DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS  
REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR  
EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA CIVIL.

Examinada por:

---

Prof. Michèle Schubert Pfeil, D.Sc.

---

Prof. Alvaro Luiz Gayoso de Azeredo Coutinho, D.Sc.

---

Prof. Renato Nascimento Elias, D.Sc.

---

Prof. Adriano Maurício de Almeida Côrtes , D.Sc.

---

Prof. Norberto Mangiavacchi, Ph.D.

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL  
JUNHO DE 2019

Santos, Marcela Lima

Estruturas de seção circular sob ação de vento via simulação numérica de alta fidelidade/Marcela Lima Santos. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2019.

XIX, 110 p.: il.; 29, 7cm.

Orientadores: Michèle Schubert Pfeil

Alvaro Luiz Gayoso de Azeredo

Coutinho

Tese (doutorado) – UFRJ/COPPE/Programa de Engenharia Civil, 2019.

Referências Bibliográficas: p. 106 – 110.

1. Desprendimentos de Vórtices. 2. Seção Circular. 3. Células de Vórtices. 4. Fluido Dinâmica Computacional. I. Pfeil, Michèle Schubert *et al.* II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Civil. III. Título.

*”Todo dia é dia de evolução e aprendizado  
e, como a lua cheia, quando paramos de  
crescer, começamos a diminuir.”*

VILMAR BERNA

*Aos meus avós,  
Maria (in memoriam) e Geraldo  
Luzia e Jóca (in memoriam)*

# Agradecimentos

À Deus pela oportunidade de estar aqui, adquirir conhecimento e deixar a minha contribuição

À minha família, é sempre muito difícil expressar o quanto sou grata a vocês! Nenhuma palavra nunca será suficiente... Mas, ainda assim, eu tento... Aos meus pais, por compreenderem a importância deste trabalho para meu crescimento pessoal e profissional. O apoio e incentivo de vocês me dá ânimo para continuar a caminhada. Obrigada! Aos meus irmãos. Rafaela provando que distância não é sinônimo de ausência. Obrigada por tudo! Inclusive esse sobrinho lindo que vocês me deram. (Valeu Bruno!) Hugo, titia te ama! A Maria Eduarda e Roberto, por me fazer sorrir na hora certa (e distrair na hora errada). Obrigada pela confiança que todos vocês depositaram em mim.

Ao William, meu amigo, namorado e noivo... minha fonte inesgotável de força! Obrigada por não me permitir fraquejar! Obrigada pela confiança e apoio! Obrigada por estar ao meu lado em todos os momentos! Obrigada... obrigada... e obrigada!

Aos meus orientadores Michèle e Alvaro, pessoas que muito admiro! Agradeço imensuravelmente pela oportunidade de trabalhar com vocês (a cada reunião saía extasiada pela quantidade de conhecimento proporcionado). Agradeço ainda mais pela paciência, apoio, incentivo e orientação. Um agradecimento especial à Michèle pela confiança e estímulo em iniciar esta caminhada. Muito obrigada!

Aos meus amigos Erlon, Gisele e Letícia, obrigada por compreenderem minha ausência, mais do que eu mesma! Obrigada por tudo e mais um pouco.

Aos meus colegas de trabalho do DTL/IM pela confiança, em especial às amigas Claudia, Carla e Brígida e ao Ronaldo. Sempre dispostos a me ajudar. Obrigada pela força e incentivo!

Às amigadas feitas nessa casa chamada LabEst, em especial: Andrea, Carolina, Iolanda, Mari e Natasha, que estiveram junto comigo desde o início desta jornada e Gabi, Fernanda e Monique amigadas feitas nos últimos anos. Foram muitas alegrias, congressos, conversas (queixas e desabafos), almoços sem hora para terminar (mas, principalmente, para começar!). Obrigada pela força! É sempre bom estar com vocês! Carlos Seruti, Carlos Rossigali e Rodolfo, amigos que me apoiaram no início desta caminhada. Não poderia deixar de agradecer a vocês!

À equipe NACAD, obrigada pela acolhida. À Mara e tia Sandra, sempre tão receptivas, com quem não cansava de conversar. Ao Orlando pelo big-suporte, sempre salvando uma usuária muito problemática (fazendo ressurgir das cinzas meu(s) HD(s) com resultados). À três mentes brilhantes (Obrigada pela paciência!): ao Renato por todo auxílio, conhecimento e ajuda (sem fim!); ao Camata por todo auxílio no início da minha caminhada com CFD, ajudando a trabalhar com o EdgeCFD e o Paraview (sempre resolvendo meus problemas!); ao Adriano pelos simples, mas não tão simples, empurrão quando tudo estava parado (que diferença faz uma malha otimizada... Obrigada pela Luz!).

Aos funcionários da secretaria do PEC. Sei que vocês trabalham muito, contribuindo, ainda que indiretamente, para o nosso trabalho!

A CAPES pelo apoio financeiro nos dois anos iniciais do doutorado.

Resumo da Tese apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Doutor em Ciências (D.Sc.)

## ESTRUTURAS DE SEÇÃO CIRCULAR SOB AÇÃO DE VENTO VIA SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE ALTA FIDELIDADE

Marcela Lima Santos

Junho/2019

Orientadores: Michèle Schubert Pfeil

Alvaro Luiz Gayoso de Azeredo Coutinho

Programa: Engenharia Civil

Estruturas esbeltas de torres e chaminés comumente apresentam seções transversais circulares e estão, recorrentemente, submetidas a ação do vento capaz de induzir significativas vibrações à estrutura devido ao fenômeno de desprendimento de vórtices. Portanto, é de fundamental importância compreender como o escoamento se desenvolve em torno da estrutura. Nesta perspectiva, o presente estudo focaliza o desenvolvimento de simulações numéricas de alta fidelidade do escoamento em torno de estruturas de seção circular rígidas fixas. Inicialmente, é estudado um caso de estrutura troncocônica sob regime transicional, de laminar para turbulento, e os resultados são comparados com resultados numéricos disponíveis na literatura. Em sequência são desenvolvidos uma série de 8 casos considerando dois tipos de geometria, cilíndrica e troncocônica, sob diferentes condições de escoamento permanente e transiente. A configuração de perfil de velocidade de vento é admitida como uniforme e cisalhante, a elevados números de Reynolds; alguns casos são comparados com resultados experimentais disponíveis na literatura. A solução das equações de Navier-Stokes incompressíveis em 3D é obtida pela Dinâmica dos Fluidos Computacional 3D (CFD), via método dos elementos finitos, considerando o modelo de turbulência LES de Smagorinsky. Os resultados enfatizam os efeitos tridimensionais decorrentes da variação de velocidade do vento incidente e do diâmetro do cilindro ao longo da altura além do efeito de topo nas características do escoamento relativas ao fenômeno de desprendimento de vórtices. Estes efeitos são revelados em função de um parâmetro adimensional proposto para este fim, o qual expressa a magnitude dos citados gradientes.



Abstract of Thesis presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Science (D.Sc.)

## CIRCULAR STRUCTURES UNDER WIND ACTION BY HIGH-FIDELITY NUMERICAL SIMULATION

Marcela Lima Santos

June/2019

Advisors: Michèle Schubert Pfeil

Alvaro Luiz Gayoso de Azeredo Coutinho

Department: Civil Engineering

Slender structures of towers and chimneys commonly have circular cross-sections and are repeatedly subjected to wind action capable of inducing significant vibrations to the structure due to the phenomenon of vortex detachment. The cylindrical or tapered structures are more susceptible to this phenomenon than those with great cross-section variation. Therefore, it is of fundamental importance to understand how the flow develops around the structure. In this perspective, the present study focuses on the development of high fidelity numerical simulations of the flow around rigid fixed circular structures. Initially, a case of tapered structure under a transitional regime, from laminar to turbulent, is studied, and the results are compared with numerical results available in the literature. In sequence, a series of 8 cases are developed considering two types of geometry, cylindrical and tapered, under different conditions of permanent and transient flow. The wind speed profile configuration is admitted as uniform and shear, at high Reynolds numbers; some cases are compared with experimental results available in the literature. The solution of the incompressible Navier-Stokes equations in 3D is obtained by 3D Computational Fluid Dynamics (CFD), using the finite element method, considering Smagorinsky's LES turbulence model. The results emphasize the three-dimensional effects from the variation of the incident wind velocity and the diameter along the height as well as the top effect on the flow characteristics related to the vortex shedding phenomenon. These effects are revealed as a function of a dimensionless parameter proposed for this purpose, which expresses the magnitude of these gradients.

# Sumário

<b>Lista de Figuras</b>	<b>xiii</b>
<b>Lista de Tabelas</b>	<b>xix</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
1.1 Motivação . . . . .	1
1.2 Objetivos . . . . .	3
1.3 Escopo do Trabalho . . . . .	4
<b>2 Desprendimento de Vórtices em Cilindros Fixos</b>	<b>5</b>
2.1 Modelo Matemático do Campo de Velocidade de Vento na Camada Limite Atmosférica . . . . .	5
2.2 Características Gerais do Fenômeno . . . . .	7
2.3 Regimes de Escoamento . . . . .	8
2.3.1 Coeficientes de força . . . . .	12
2.4 Influência da Turbulência do Escoamento Incidente . . . . .	14
2.5 Influência da Tridimensionalidade . . . . .	18
2.5.1 Estruturas Finitas - Esbeltez Finita . . . . .	18
2.5.2 Variação do Diâmetro e da Velocidade ao Longo da Altura . . . . .	22
2.5.2.1 Células de Vórtices . . . . .	22
2.5.3 Vórtices Oblíquos e Deslocamento de Vórtices . . . . .	24
<b>3 Modelagem de Escoamentos Incompressíveis</b>	<b>29</b>
3.1 Cenário Histórico . . . . .	29
3.2 Equações Governantes . . . . .	30
3.3 Modelagem da Turbulência . . . . .	31
3.3.1 Simulação de Grandes Escalas - LES . . . . .	33
3.3.1.1 Formulação do Método . . . . .	34
3.3.1.2 Modelo de Smagorinsky . . . . .	35
<b>4 Tratamento Computacional</b>	<b>37</b>
4.1 Software EdgeCFD . . . . .	37

4.2	Validação - Cilindro Circular à $Re = 100$ . . . . .	38
4.2.1	Características do Domínio . . . . .	38
4.2.2	Análises . . . . .	39
4.2.2.1	Número de Strouhal . . . . .	39
4.2.2.2	Coefficientes de força . . . . .	41
4.2.3	Nova Análise de Malha . . . . .	44
4.3	Campo de Velocidade do Vento Incidente - Tratamento de Condições de Contorno . . . . .	46
4.3.1	Condição de Semelhança . . . . .	46
4.3.2	Velocidade Média Variável ao Longo da Altura . . . . .	47
4.3.2.1	Aceleração Gradativa do Fluido - Construção da Condição Inicial . . . . .	47
4.3.3	Velocidade Flutuante . . . . .	49
4.4	Supercomputador Lobo Carneiro - LoboC . . . . .	51
<b>5</b>	<b>Resultados de Simulações Numéricas</b>	<b>52</b>
5.1	Aspectos Gerais . . . . .	52
5.1.1	Casos Estudados . . . . .	52
5.1.2	Caracterização do Domínio . . . . .	54
5.1.3	Geração da Malha . . . . .	55
5.1.4	Condições de Contorno da Entrada - Características do escoamento . . . . .	57
5.1.5	Apresentação dos Resultados . . . . .	58
5.2	Caso A - Transição de Regimes . . . . .	59
5.3	Casos 1-8 - Regime Subcrítico ( $Re \sim 10^4$ ) . . . . .	66
5.3.1	Cilindro Circular . . . . .	66
5.3.1.1	Caso 1 - Cilindro infinito sob escoamento uniforme permanente . . . . .	67
5.3.1.2	Caso 2 - Cilindro finito sob escoamento uniforme per- manente . . . . .	71
5.3.1.3	Caso 3 - Cilindro infinito sob escoamento cisalhante linear permanente . . . . .	75
5.3.1.4	Caso 4 - Cilindro infinito sob escoamento uniforme transiente . . . . .	80
5.3.2	Troncocônico . . . . .	81
5.3.2.1	Caso 5 - Cilindro infinito sob escoamento uniforme permanente . . . . .	82
5.3.2.2	Caso 6 - Cilindro finito sob escoamento uniforme per- manente . . . . .	85

5.3.2.3	Caso 7 - Cilindro infinito sob escoamento cisalhante linear permanente . . . . .	88
5.3.2.4	Caso 8 - Cilindro infinito sob escoamento cisalhante linear permanente . . . . .	92
5.4	Desempenho Computacional . . . . .	94
5.5	Síntese dos Resultados . . . . .	96
5.5.1	Correlação espacial . . . . .	96
5.5.2	Número e comprimento das células de vórtices . . . . .	97
5.5.3	Número de Strouhal em cada célula . . . . .	99
5.5.4	Parâmetro $R_{d,u}$ . . . . .	99
<b>6</b>	<b>Considerações Finais</b>	<b>103</b>
6.1	Conclusões . . . . .	103
6.2	Sugestões para Trabalhos Futuros . . . . .	105
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>106</b>

# Lista de Figuras

2.1	Regiões do escoamento perturbado [1] . . . . .	7
2.2	Escoamento sem separação . . . . .	9
2.3	Início da separação, com formação de um par de vórtices isolados . . . . .	10
2.4	Desprendimento de vórtices com configuração laminar . . . . .	10
2.5	Transição para esteira turbulenta e esteira totalmente turbulenta . . . . .	11
2.6	a)Camada limite laminar submetida a transição turbulenta, com esteira estreita e desorganizada [2];b)Reestabelecimento da turbulência da esteira de vórtices [2] . . . . .	11
2.7	Número de Strouhal em função do número de Reynolds para Estruturas de Seção Transversal Circular [3] . . . . .	12
2.8	Variação dos coeficientes de força em função do número de Reynolds ([4], adaptado de [5]) . . . . .	13
2.9	Variação de $\tilde{C}_L$ em função $Re$ [3] . . . . .	14
2.10	Influência da turbulência no espectro da força de sustentação [6] . . . . .	16
2.11	Número de Strouhal versus número de Reynolds, para diferentes intensidades de turbulência [7] . . . . .	16
2.12	Valor médio do coeficiente de arrasto $\overline{C}_D$ versus número de Reynolds, para diferentes intensidades de turbulência [7] . . . . .	17
2.13	Valor rms do coeficiente de sustentação $\tilde{C}_L$ versus número de Reynolds, para diferentes intensidades de turbulência [7] . . . . .	17
2.14	Esquema de campo de velocidade para cilindros circulares finitos [8] . . . . .	19
2.15	Linhas de vórtices [9] . . . . .	20
2.16	Variação da Frequência e Número de Strouhal com a razão entre altura e diâmetro [10] . . . . .	20
2.17	Variação de $\overline{C}_D$ com a razão entre altura e diâmetro [10] . . . . .	21
2.18	Variação dos valores de $\tilde{C}_L$ e $\tilde{C}_D$ com a razão entre altura $y$ e diâmetro $d$ [10] . . . . .	21
2.19	Variação típica da velocidade transversal na esteira de um cilindro sob escoamento teoricamente bidimensional para $Re < 170$ [11] . . . . .	22
2.20	Autoespectro de velocidades transversais do escoamento [12] . . . . .	22

2.21	Comportamento do espectro de força ao longo da altura, em função da variação do diâmetro e da velocidade de vento [13] . . . . .	23
2.22	Espectro de frequência de desprendimento de vórtices de cilindro troncocônico sob escoamento cisalhante linear [14] . . . . .	24
2.23	Formação vórtices oblíquos [15] . . . . .	25
2.24	Desprendimento de vórtices paralelo, para $Re = 100$ , $H/D = 130$ e $\theta = 12$ - escoamento teoricamente bidimensional [15] . . . . .	25
2.25	Número de Strouhal descontínuo com o número de Reynolds [15] . . . . .	26
2.26	Desprendimento de vórtices oblíquo com formação de deslocamento de vórtices [15] . . . . .	27
2.27	Esquema para o deslocamento de vórtices [15] . . . . .	27
2.28	Esquema para o deslocamento de vórtices em estruturas troncocônicas sob escoamento uniforme [16] . . . . .	28
3.1	Representação esquemática da relação entre as metodologias DNS e LES [17] . . . . .	34
4.1	Condições de contorno e domínio truncado para cilindro circular . . . . .	38
4.2	Regiões de maior refinamento da malha . . . . .	39
4.3	Variação da velocidade na direção transversal para $z = 4$ . . . . .	40
4.4	Variação do coeficiente de arrasto ( $C_D$ ) com o tempo . . . . .	42
4.5	Variação do coeficiente de arrasto ( $C_D$ ) com o tempo, para o intervalo de 400 a 1000 . . . . .	42
4.6	Variação do coeficiente de sustentação ( $C_L$ ) com o tempo . . . . .	43
4.7	Variação do coeficiente de sustentação ( $C_L$ ) com o tempo, para o intervalo de 400 a 1000 . . . . .	43
4.8	Novas regiões de maior refinamento da malha . . . . .	45
4.9	Exemplo de malha para o caso 2.2 . . . . .	45
4.10	Perfil de velocidade média adimensional, para a lei potencial e uma aproximação linear do terço superior . . . . .	48
4.11	Variação da velocidade aplicada na entrada e o correspondente número de Reynolds com o tempo - 1 rampa . . . . .	49
4.12	Variação da velocidade aplicada na entrada e o correspondente número de Reynolds com o tempo - 2 rampas . . . . .	49
4.13	História de velocidade longitudinal normalizada $u'_x$ para $I_u = 10\%$ . . . . .	50
4.14	Espectro de Harris e espectro para um histórico de velocidade $u'_x$ gerado no programa TURBHARRIS, em escala semilogarítmica . . . . .	50
5.1	Características geométricas do domínio computacional . . . . .	55

5.2	Regiões de discretização diferente da malha. $z_1$ é uma zona mais refinada e $z_4$ é uma zona menos refinada . . . . .	56
5.3	Novo critério de discretização diferente da malha . . . . .	56
5.4	Detalhe do refinamento da malha próximo ao cilindro: (a) seção longitudinal - caso A, (b) seção transversal - demais casos . . . . .	56
5.5	Perfil vertical da velocidade média do vento incidente de acordo com a lei potencial e aproximação linear . . . . .	58
5.6	Esquema do exemplo estudado - Caso A . . . . .	60
5.7	Velocidade do fluxo cruzado temporal pelo número local de Reynolds: (a) de $2d_m$ a jusante [18]; (b) de $12d_m$ a jusante [18]; (c) a partir de $2d_m$ a jusante (presente estudo); (d) a partir de $12d_m$ a jusante (presente estudo) . . . . .	61
5.8	Frequência de desprendimento de vórtices via FFT para a história de velocidade em $12d_m$ a jusante: (a); (b) presente estudo . . . . .	61
5.9	Número de Strouhal pelo número de Reynolds local: (a) em $d_m$ ; (b) em $d_{local}$ . . . . .	62
5.10	Visualização das linhas de contorno da velocidade de transversal na linha vertical localizada nas coordenadas $(x = 12d_m, y = -1d_m)$ . . .	63
5.11	Detalhe da visualização das linhas de contorno da velocidade de transversal na linha vertical localizada nas coordenadas $(x = 12d_m, y = -1d_m)$ no trecho entre 80 e 180 . . . . .	63
5.12	Visualização das linhas de contorno da componente longitudinal de velocidade $u_x$ ao longo da linha localizada nas coordenadas $(x = 12d_m, y = -1d_m)$ . . . . .	64
5.13	Visualização das linhas de contorno da velocidade vertical $u_z$ ao longo da linha localizada nas coordenadas $(x = 12d_m, y = -1d_m)$ . . . . .	64
5.14	Velocidade do escoamento em diferentes alturas, no tempo $100d_2/u_{x_0}$ : (a) velocidade resultante; (b) velocidade longitudinal $u_x$ ; c) velocidade transversal $u_y$ . . . . .	65
5.15	Histórias de tempo dos coeficientes de forças resultantes no cilindro cônico (a) coeficiente de arrasto ( $C_D$ ); (b) coeficiente de sustentação ( $C_L$ ). . . . .	65
5.16	Esquema dos Casos 1-4 . . . . .	66
5.17	Resultados do Caso 1: (a) variação de $u_y$ com o tempo em vários pontos ao longo do eixo do cilindro; (b) espectro de frequência dos sinais da Figura a; (c) valores de $St$ . . . . .	67
5.18	Visualização das linhas de contorno da velocidade de transversal - Caso 1 . . . . .	68

5.19	Distribuição de velocidade em diferentes alturas, no tempo 1000: (a) velocidade resultante; (b) velocidade transversal $u_y$ - Caso 1 . . . . .	69
5.20	Isosuperfície do critério Q de $650[s^{-2}]$ colorida pela velocidade resultante, no tempo 1000: (a) vista 3D; (b) vista superior - Caso 1 . . . . .	70
5.21	Histórias de tempo dos coeficientes de forças (a) de arrasto - $C_D$ ; (b) de sustentação - $C_L$ - Caso 1. . . . .	70
5.22	FFT dos históricos de coeficiente de sustentação - Caso 1 . . . . .	71
5.23	Resultados do Caso 2: (a) variação de $u_y$ com o tempo em vários pontos ao longo do eixo do cilindro; (b) espectro de frequência dos sinais da Figura a; (c) valores de $St$ . . . . .	71
5.24	Visualização das linhas de contorno da velocidade de transversal - Caso 2 . . . . .	72
5.25	Distribuição de velocidade em diferentes alturas, no tempo 1000: (a) velocidade resultante; (b) velocidade transversal $u_y$ - Caso 2 . . . . .	73
5.26	Isosuperfície do critério Q de $650[s^{-2}]$ colorida pela velocidade resultante, no tempo 1000: (a) vista 3D; (b) vista superior - Caso 2 . . . . .	74
5.27	Histórias de tempo dos coeficientes de forças (a) de arrasto - $C_D$ ; (b) de sustentação - $C_L$ - Caso 2. . . . .	74
5.28	FFT dos históricos de coeficiente de sustentação - Caso 2 . . . . .	75
5.29	Resultados do Caso 3: (a) variação de $u_y$ com o tempo em vários pontos ao longo do eixo do cilindro; (b) espectro de frequência dos sinais da Figura a; (c) valores de $St$ . . . . .	76
5.30	Visualização das linhas de contorno da velocidade de transversal - Caso 3 . . . . .	77
5.31	Distribuição de velocidade em diferentes alturas, no tempo 1000: (a) velocidade resultante; (b) velocidade transversal $u_y$ - Caso 3 . . . . .	77
5.32	Isosuperfície do critério Q de $650[s^{-2}]$ colorida pela velocidade resultante, no tempo 1000: (a) vista 3D; (b) vista superior - Caso 3 . . . . .	78
5.33	Histórias de tempo dos coeficientes de forças (a) de arrasto - $C_D$ ; (b) de sustentação - $C_L$ - Caso 3. . . . .	79
5.34	FFT dos históricos de coeficiente de sustentação - Caso 3 . . . . .	79
5.35	Localização dos pontos utilizados para verificação da velocidade longitudinal. . . . .	80
5.36	Histórico de velocidade longitudinal $u_x$ para diferentes pontos, para $y = 5d_0$ e $z = H/2$ . . . . .	81
5.37	Histórias de tempo dos coeficientes (a) de arrasto - $C_D$ ; (b) de sustentação - $C_L$ - Caso 4 . . . . .	81
5.38	Esquema dos Casos 5-8 . . . . .	82



5.39	Frequência de desprendimento de vórtices a partir FFT dos histórico de velocidade transversal ao longo da altura - Caso 5 . . . . .	83
5.40	Resultados do Caso 5: (a) variação de $u_y$ com o tempo em vários pontos ao longo do eixo do cilindro; (b) espectro de frequência dos sinais da Figura a; (c) valores de $St$ . . . . .	83
5.41	Visualização das linhas de contorno da velocidade de transversal - Caso 5 . . . . .	84
5.42	Histórias de tempo dos coeficientes de forças (a) de arrasto - $C_D$ ; (b) de sustentação - $C_L$ - Caso 5. . . . .	84
5.43	FFT dos históricos de coeficiente de sustentação - Caso 5 . . . . .	85
5.44	Resultados do Caso 6: (a) variação de $u_y$ com o tempo em vários pontos ao longo do eixo do cilindro; (b) espectro de frequência dos sinais da Figura a; (c) valores de $St$ . . . . .	86
5.45	Visualização das linhas de contorno da velocidade de transversal - Caso 6 . . . . .	87
5.46	Histórias de tempo dos coeficientes de forças (a) de arrasto - $C_D$ ; (b) de sustentação - $C_L$ - Caso 6. . . . .	87
5.47	FFT dos históricos de coeficiente de sustentação - Caso 6 . . . . .	88
5.48	Frequência de desprendimento de vórtices a partir FFT dos histórico de velocidade transversal ao longo da altura - Caso 7 . . . . .	89
5.49	Resultados do Caso 7: (a) variação de $u_y$ com o tempo em vários pontos ao longo do eixo do cilindro; (b) espectro de frequência dos sinais da Figura a; (c) valores de $St$ . . . . .	90
5.50	Visualização das linhas de contorno da velocidade de transversal - Caso 7 . . . . .	90
5.51	Histórias de tempo dos coeficientes de forças (a) de arrasto - $C_D$ ; (b) de sustentação - $C_L$ - Caso 7. . . . .	91
5.52	FFT dos históricos de coeficiente de sustentação - Caso 7 . . . . .	91
5.53	Frequência de desprendimento de vórtices a partir FFT dos histórico de velocidade transversal ao longo da altura - Caso 8 . . . . .	92
5.54	Resultados do Caso 8: (a) variação de $u_y$ com o tempo em vários pontos ao longo do eixo do cilindro; (b) espectro de frequência dos sinais da Figura a; (c) valores de $St$ . . . . .	93
5.55	Visualização das linhas de contorno da velocidade de transversal - Caso 8 . . . . .	94
5.56	Histórias de tempo dos coeficientes de forças (a) de arrasto - $C_D$ ; (b) de sustentação - $C_L$ - Caso 8. . . . .	94
5.57	FFT dos históricos de coeficiente de sustentação - Caso 8 . . . . .	95

5.58	Correlação espacial dos históricos de velocidade transversal - Casos 1, 3, 5, 7 e 8 . . . . .	96
5.59	Correlação espacial dos históricos de velocidade transversal - Casos 1, 2, 5, 6 . . . . .	97
5.60	Comprimento das Células de vórtices Casos 1, 2, 3, 5, 6, 7 e 8 . . . . .	97
5.61	Número de Strouhal médio da célula de vórtices ao longo da altura . . . . .	99
5.62	Número de Células de vórtices em função da razão $R_{d,u}$ . . . . .	100
5.63	Relação entre o Número de Strouhal médio das células de vórtices e o Número de Strouhal para escoamento 2D (Caso 1) em função da razão $R_{d,u}$ . . . . .	101
5.64	Relação entre o Número de Strouhal das células e o Número de Strouhal para escoamento 2D (Caso 1) em função da razão $R_{d,u}$ . . . . .	101
5.65	Relação entre o coeficiente de arrasto das células e o coeficiente de arrasto para escoamento 2D (Caso 1) em função da razão $R_{d,u}$ . . . . .	102
5.66	Relação entre o coeficiente de sustentação das células e o coeficiente de sustentação para escoamento 2D (Caso 1) em função da razão $R_{d,u}$ . . . . .	102

# Lista de Tabelas

4.1	Características das malhas analisadas . . . . .	39
4.2	Valores de número de Strouhal para diferentes cotas e malhas . . . . .	41
4.3	Valores de coeficiente de arrasto ( $C_D$ ) para as diferentes malhas . . . . .	42
4.4	Valores rms de coeficiente de sustentação ( $\tilde{C}_L$ ) para as diferentes malhas . . . . .	44
4.5	Valores de $St$ , $CD$ e $CL$ para diferentes cotas e malhas . . . . .	44
4.6	Características das novas malhas analisadas . . . . .	45
4.7	Valores de $St$ , $CD$ e $CL$ para as novas malhas . . . . .	46
5.1	Características dos exemplos estudados . . . . .	53
5.2	Dimensões do domínio computacional . . . . .	55
5.3	Características da malha . . . . .	56
5.4	Detalhes das características do escoamento em todos os casos estudados	57
5.5	Valores médios, rms e frequência dos coeficientes de força - Caso 2 . . . . .	75
5.6	Valores médios, rms e frequência dos coeficientes de força - Caso 3 . . . . .	79
5.7	Valores médios, rms e frequência dos coeficientes de força - Caso 5 . . . . .	85
5.8	Valores médios, rms e frequência dos coeficientes de força - Caso 6 . . . . .	88
5.9	Valores médios, rms e frequência dos coeficientes de força - Caso 7 . . . . .	91
5.10	Valores médios, rms e frequência dos coeficientes de força - Caso 8 . . . . .	94
5.11	Características de Processamento para os Casos 1-8 . . . . .	95

# Capítulo 1

## Introdução

### 1.1 Motivação

Edifícios, torres altas e pontes de grandes vãos são exemplos de estruturas sensíveis à ação do vento podendo apresentar esforços predominantes devidos ao vento, além de comportamento dinâmico conduzindo a situações de vibração excessiva. O caráter turbulento do vento, efeitos de interferência e o fenômeno de desprendimento cadenciado de vórtices são as fontes usuais para este comportamento.

Tradicionalmente, os efeitos da ação do vento em estruturas são investigados por meio de ensaios de modelos reduzidos em túnel de vento. Para o caso de estruturas convencionais e de geometria padronizada esses resultados são incorporados em normas de projeto para determinação das forças e outros efeitos. Já no caso das estruturas sensíveis ao vento em geral é necessário recorrer ao túnel de vento para ensaios de modelos específicos.

Com o crescente avanço dos recursos de computação de alto desempenho, simulações numéricas têm sido desenvolvidas por meio de modelos de fluidodinâmica computacional (Computational Fluid Dynamics - CFD), área dedicada ao estudo de dinâmica dos fluidos via métodos numéricos objetivando obter uma solução aproximada para as equações de Navier-Stokes. Estas são equações diferenciais parciais não-lineares que descrevem o escoamento de fluidos incompressíveis, cuja solução analítica existe apenas para problemas sujeitos a simplificações diversas.

É possível vislumbrar, como já ocorre na indústria aeroespacial, que resultados de ensaios em túnel de vento e de modelos numéricos por meio de CFD venham a ser utilizados complementarmente, tanto em projetos preliminares quanto para validar projetos finais de estruturas especialmente sensíveis ao vento. O uso de CFD pode facilitar a análise de uma estrutura quando considerada mudança em sua configuração, dispensando a realização de um novo modelo físico, bem como pode oferecer resultados de todas as variáveis e em todo o domínio, condições não contempladas

em experimentos laboratoriais. Para justificar o mais lento (em relação à engenharia aeroespacial) desenvolvimento de CFD aplicado a engenharia do vento, DING et al. [19] citam a característica aerodinâmica dos perfis aerofólios em contraste aos perfis de arestas vivas ou arredondadas típicos das estruturas civis, nos quais ocorre a separação no escoamento, promovendo um escoamento reverso entre a camada limite<sup>1</sup> e a superfície da estrutura para uma dada velocidade, aspectos que apresentam desafios para a simulação numérica. Além disso, os autores citam como aspecto em discussão a introdução da turbulência do vento incidente na modelagem, satisfazendo suas condições descritivas como perfil vertical de velocidade média, espectros de turbulência e correlação espacial.

Estruturas de seção transversal circular tem sido amplamente utilizada em diferentes campos da engenharia. Por exemplo, as estruturas de torres e chaminés geralmente têm seção transversal circular de diâmetro constante ou cônica. Cabos de linhas aéreas de transmissão de energia elétrica e cabos para suspensão de pontes e coberturas são também exemplos de elementos de seção circular. Embora essas estruturas apresentem uma geometria simples, quando submetidas à ação do vento exibem comportamento complexo relacionado à separação do escoamento e à física da esteira que, nesse caso, depende fortemente do número de Reynolds. Por essa razão, o comportamento do escoamento na esteira de estruturas circulares tem sido extensivamente investigado em trabalhos teóricos, numéricos e experimentais, sendo a formação e o desprendimento de vórtices as principais características investigadas na literatura.

O caso de cilindro infinito imerso em escoamento uniforme e permanente é considerado teoricamente bidimensional. Entretanto, características tridimensionais do escoamento foram experimentalmente identificadas e atribuídas a não uniformidades do escoamento e da estrutura em todas as faixas de números de Reynolds [20]. As principais fontes de tridimensionalidade no escoamento da esteira de uma estrutura de seção circular são a variação do diâmetro da seção transversal, o efeito de comprimento finito, a variação da velocidade média ao longo da altura e a turbulência do escoamento incidente.

O fenômeno de desprendimento cadenciado de vórtices produz nas estruturas forças de caráter harmônico transversais à direção do vento capazes de induzir vibração de grandes amplitudes e também elevados esforços solicitantes. As normas de projeto apresentam métodos semi-empíricos (alguns válidos também para seção com arestas vivas ou arredondadas) para estimativa de esforços solicitantes e amplitudes de vibração, mas os resultados desses métodos divergem consideravelmente

---

<sup>1</sup>Quando um fluido escoar sobre uma superfície, a parte do fluido imediatamente em contato com a parede adere à mesma. Entende-se por "Camada Limite" a região do fluido nas imediações da superfície de um corpo, onde as forças de atrito se fazem importantes, acarretando na redução de velocidade, fazendo-se sentir os efeitos difusivos e a dissipação da energia mecânica.

entre si [21, 22], deixando o projetista inseguro quanto à validade dos métodos. Um dos aspectos que geram a citada discordância é a consideração da turbulência do vento, que atenua o fenômeno reduzindo os esforços e as amplitudes de vibração.

Nessa perspectiva, torna-se possível compreender a relevância em desenvolver estudos acerca da ação dinâmica de vento em estruturas de seção circular por meio de modelos de simulação numérica.

## 1.2 Objetivos

Este trabalho focaliza o comportamento do escoamento em torno de cilindros fixos de seção circular por meio de fluidodinâmica computacional com o uso software EdgeCFD <sup>2</sup> e tem por objetivos:

- Validar a modelagem 3D de cilindro troncocônico fixo frente a resultados de simulação numérica para regime transicional de números de Reynolds;
- Validar a modelagem 3D de cilindro troncocônico fixo frente a resultados experimentais de modelos reduzidos em túnel de vento a valores moderados de números de Reynolds;
- Desenvolver um estudo dos efeitos dos principais parâmetros que influenciam no comportamento do escoamento à esteira de um cilindro circular, a saber: condição de extremidade superior livre, variação do perfil de velocidade com a altura (gradiente de velocidade/escoamento cisalhante), variação do diâmetro do cilindro;
- Estudar o campo de velocidade de vento em termos de células de vórtices;
- Definir um parâmetro adimensional para caracterizar a influência do gradiente de diâmetro e/ou de velocidade no número de células de vórtices, número de Strouhal e coeficientes de arrasto e de sustentação.

O software EdgeCFD é uma ferramenta computacional que viabiliza o estudo de problemas relativos a escoamento incompressíveis, via método dos elementos finitos para simulação numérica de alta fidelidade. Para consideração da variação do perfil de velocidade com o tempo, realizou-se a implementação de inclusão de uma parcela de flutuação de velocidade a partir de histórias de velocidade geradas pelo método de auto-regressão considerando a correlação espacial dos sinais.

---

<sup>2</sup>Programa desenvolvido no Núcleo Avançado de Computação de Alto Desempenho - NACAD, COPPE/UFRJ

## 1.3 Escopo do Trabalho

O presente trabalho encontra-se estruturado em seis capítulos da seguinte forma:

O capítulo 1 apresenta a relevância do tema de estudo, bem como os objetivos e a estrutura de desenvolvimento do trabalho.

O capítulo 2 focaliza na caracterização do fenômeno de desprendimento de vórtices, além de definir os conceitos fundamentais para análise de efeitos da ação do vento em estruturas alteadas de seção circular.

No capítulo 3, apresenta-se a formulação matemática para escoamentos incompressíveis, considerando as particularidades do tratamento computacional para solução das equações à elevados números de Reynolds.

O capítulo 4 é destinado a apresentação do tratamento computacional, visando apresentar as características do software EdgeCFD, dedicando atenção as estratégias computacionais para busca de consideração do passo de tempo adaptativo, bem como uma breve verificação do software EdgeCFD. Adicionalmente, apresenta-se a formulação e estratégias para tratamento computacional do campo de velocidade.

No capítulo 5, são desenvolvidas as análises dos resultados para um modelo de cilindro troncocônico ( $R_T = 75$ ) em Regime Transicional (número de Reynolds variando com a altura do cilindro troncocônico, na faixa de 102 – 300) e modelos cilíndricos e troncocônico em Regime Subcrítico, com número de Reynolds na ordem de  $10^4$ .

Finalizando, o capítulo 6 é destinado às conclusões e propostas de continuidade para o estudo.

# Capítulo 2

## Desprendimento de Vórtices em Cilindros Fixos

O presente capítulo se destina a apresentação dos principais conceitos e resultados disponíveis na literatura referentes ao fenômeno de desprendimento de vórtices em cilindro fixos de seção circular. Apresenta-se inicialmente e de forma breve alguns conceitos sobre a descrição matemática do campo de velocidade de vento na camada limite atmosférica.

### 2.1 Modelo Matemático do Campo de Velocidade de Vento na Camada Limite Atmosférica

Para ventos fortes originários de ciclones extratropicais, o campo de velocidade de vento incidente  $\mathbf{u}$  é definido considerando a contribuição de duas parcelas: uma parcela média  $\bar{\mathbf{u}}$  invariante no tempo e atuante em uma direção dita direção principal do vento; e uma parcela flutuante  $\mathbf{u}'$ , e é expresso como [13]:

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}' = (\bar{u}_x + u'_x, \bar{u}_y + u'_y, \bar{u}_z + u'_z) \quad (2.1)$$

em que  $x$ ,  $y$  e  $z$  designam, respectivamente, a direção principal do vento, transversal à esta e vertical.

A velocidade média  $\bar{\mathbf{u}}$  varia ao longo da altura  $z$  acima do terreno compondo o denominado "escoamento cisalhante". Assume-se que as componentes de velocidade nas direções transversal e vertical apresentam média nula ( $\bar{u}_y = 0$  e  $\bar{u}_z = 0$ ). Com isso, essa variação de velocidade, pode ser expressa a partir da **lei potencial** como:

$$\bar{u}_x(z) = \bar{u}_{x_{ref}} \cdot \left( \frac{z}{z_{ref}} \right)^p \quad (2.2)$$



a partir de uma altura  $z_{ref}$  cuja velocidade  $\bar{u}_{x_{ref}}$  é conhecida. Recorrentemente, utiliza-se como referência a velocidade a uma altura de 10m. Considerando as condições de rugosidade do terreno, associadas à altura média dos obstáculos, por meio do parâmetro  $p$ .

As flutuações de velocidade são provenientes, quase que exclusivamente, da variação da velocidade média do escoamento em função da rugosidade da superfície terrestre, formando turbilhões de dimensão diversas, apresentando uma sequência aleatória de frequências e intensidade [23]. A caracterização de um escoamento turbulento pode ser estabelecida a partir dos parâmetros: comprimento de macroescala ou escala longitudinal,  $L_{u_x}$ , responsáveis por avaliar as dimensões dos turbilhões das componentes flutuantes na direções  $x$ ,  $y$  e  $z$ ; as intensidades de turbulência  $I_{u_x}$ ,  $I_{u_y}$  e  $I_{u_z}$ ; as funções de densidade espectral das componentes flutuantes  $S_{u_x}$ ,  $S_{u_y}$  e  $S_{u_z}$  e espectros cruzados. Cabe observar que, com registros de valores para  $L_{u_x}$  e  $I_{u_x}$ , é possível estimar os outros parâmetros de escala e intensidade de turbulência.

A intensidade de turbulência  $I_{u_x}(z)$  traduz a contribuição da flutuação  $u'_x$  para perturbação da velocidade média do vento em um altura  $z$ , como a razão:

$$I_{u_x}(z) = \frac{\sigma_{u_x}}{\bar{u}_x(z)} \quad (2.3)$$

onde  $\sigma_x$  é o desvio padrão das flutuações na direção  $x$  e  $\bar{u}_x(z)$  é a velocidade média na altura  $z$ .

A função de densidade espectral  $S_{u_x}$  da componente flutuante  $u'_x$  compõe a descrição do escoamento. Várias funções teóricas foram ajustadas a dados experimentais como, por exemplo, a função de Harris [23]:

$$\frac{f S_{u_x}(f)}{\sigma_{u_x}^2} = \frac{0,6X_1}{(2 + X_1^2)^{5/6}} \quad (2.4)$$

em que  $X_1$  é a frequência adimensional, dada por

$$X_1 = \frac{f L}{\bar{u}_x(z)} \quad (2.5)$$

onde  $L$  é a "constante de comprimento", independente da altura do terreno, igual a 1800m. Esta consideração foi estabelecida com base em medições realizadas entre 18m e 180m. O comprimento de escala longitudinal corresponde ao tamanho médio dos maiores turbilhões na direção principal do vento, obtido como a área sob a curva da função de correlação cruzada da componente longitudinal entre dois pontos separados longitudinalmente por uma distância  $r_x$ , medidos simultaneamente, em

uma determinada cota  $z$ . Harris [23] propõe a expressão:

$$L_{u_x} = 151(z/10)^p \quad (2.6)$$

em que  $p$  é o mesmo adotado na Equação (2.2).

## 2.2 Características Gerais do Fenômeno

Considerando um cilindro imerso em um escoamento incidente de velocidade média  $\bar{u}_x$ , surgem regiões de escoamento perturbado ao seu redor e na esteira, caracterizadas pela variação de velocidade local  $u$ , como se pode observar na Figura 2.1, em que:

- Escoamento retardado é a região que apresenta uma redução nas velocidades  $u < \bar{u}_x$ , caracterizando uma divisão no escoamento a barlavento (montante);
- Camada limite corresponde à região do fluido nas imediações da superfície do cilindro, na qual as forças de atrito se tornam significativas, acarretando na redução da velocidade  $u < \bar{u}_x$ , fazendo-se sentir os efeitos difusivos e a dissipação da energia mecânica;
- Escoamento acelerado é a região que apresenta um aumento nas velocidades  $u > \bar{u}_x$ , consequência do escoamento deslocado pela presença do corpo;
- Esteira é a região a sotavento (jusante) do escoamento separado, com velocidade  $u < \bar{u}_x$ . Devido a separação podem surgir turbilhões próximos ao corpo que, sob certas condições, poderão ser convectados para longe do corpo.

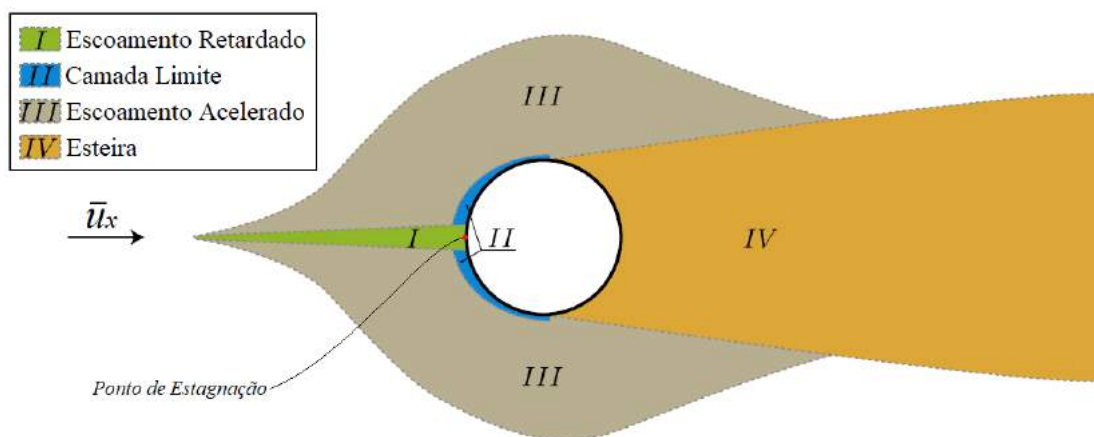


Figura 2.1: Regiões do escoamento perturbado [1]

As características não aerodinâmicas do corpo promovem, a partir de uma determinada velocidade, o descolamento (separação) no escoamento, causando um fluxo reverso e formando uma zona de recirculação a sotavento do corpo. O escoamento inverso propicia a formação de turbilhões que se enrolam e se desprendem sendo arrastados pelo escoamento principal.

Esse comportamento é caracterizado pelo número de Reynolds ( $Re$ ), parâmetro adimensional que corresponde à razão entre as forças de inércia e as forças de viscosidade, expresso por:

$$Re = \frac{\bar{u}_x \cdot d}{\nu} \quad (2.7)$$

onde  $\bar{u}_x$  é a velocidade média do vento,  $d$  é a dimensão característica do corpo e  $\nu$  é a viscosidade cinemática do fluido.

A partir de um determinado número de Reynolds, os turbilhões passam a se destacar alternadamente de ambos os lados do corpo. Este processo pode assumir dois tipos de comportamento: o desprendimento aleatório, ou o desprendimento alternado e ordenado com frequência bem definida, ditos vórtices de Kármán.

O número de Strouhal é um segundo parâmetro adimensional de significativa importância em escoamentos ao redor de cilindros. Este parâmetro busca relacionar a frequência de desprendimento de um par de vórtices  $f_v$ , a dimensão característica do corpo  $d$  e a velocidade média do vento  $\bar{u}_x$ , por meio da expressão:

$$St = \frac{f_v \cdot d}{\bar{u}_x} \quad (2.8)$$

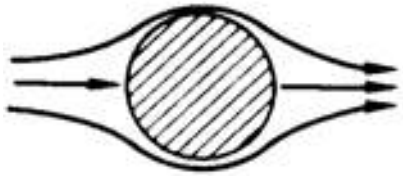
traduzindo a proporcionalidade entre a razão  $\bar{u}_x/d$  e a razão  $\bar{u}_x/l_v$ , em que  $l_v$  corresponde a distância entre dois vórtices rotacionais de mesmo sentido [13].

## 2.3 Regimes de Escoamento

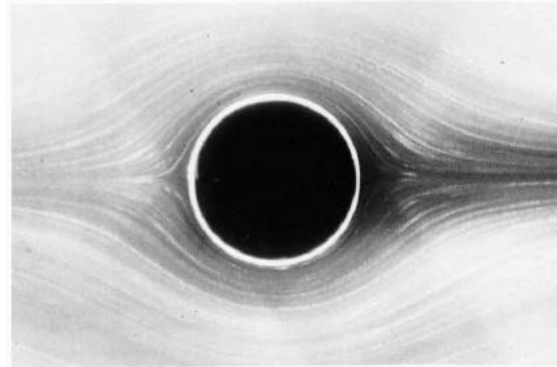
Diversas campanhas experimentais propiciaram a identificação de padrões na física do escoamento bidimensional em torno de cilindros, categorizando-o em diferentes faixas de números de Reynolds. Cabe observar que não existem valores exatos para limitar estes intervalos, de modo que pequenas variações nestes valores não comprometem a caracterização. Os trabalhos de Lienhard [2], Blevins [3], Williamson [20], Blessmann [24], Demartino e Ricciardelli [1], dentre outros, sintetizam as observações disponíveis na literatura.

Para valores de  $Re < 5$ , as forças inerciais são insignificantes, comparativamente a predominância das forças viscosas, o processo dominante no escoamento é a difusão da vorticidade para longe do cilindro. Conseqüentemente, o fluido irá se arrastar em torno do cilindro sem promover separação, apresentando comportamento quase

simétrico a barlavento (montante) e a sotavento (jusante) do corpo, semelhante a um fluido ideal (Figura 2.2).



a) Esquema geral para  $Re < 5$  [2]



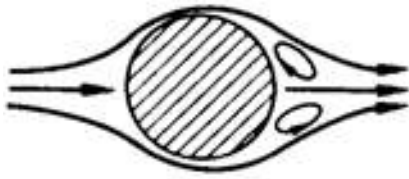
b) Resultado experimental para  $Re = 0,16$  [25]

Figura 2.2: Escoamento sem separação

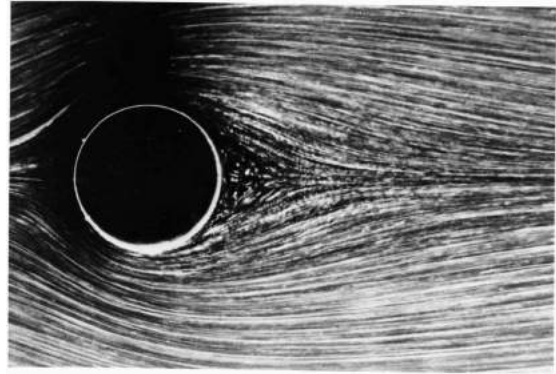
À medida que o número de Reynolds aumenta ( $5 < Re < 40$ ), a difusão da vorticidade se torna menos eficaz. O fluido chega ao cilindro e acaba por ser desviado, afastando-se dele antes de atingir o ponto de simetria posterior, gerando uma assimetria no escoamento. Contudo, surgem linhas de corrente fechadas na parte posterior do cilindro. Além disso, a esteira compreende uma região de recirculação constante de dois vórtices estacionários posicionados simetricamente em cada lado, como resultado da convecção de vorticidade à sotavento do cilindro. O escoamento fortalece a movimentação destes turbilhões, tornando-os cada vez mais alongados na direção do escoamento à medida que o número de Reynolds aumenta, como pode ser observado nas Figura 2.3. Os vórtices permanecem confinados na parte posterior do cilindro até que um valor crítico de aproximadamente  $Re = 40$ .

Para valores de  $Re$  relativamente superiores ( $40 < Re < 200$ ), surgem instabilidades a sotavento, assumindo uma oscilação senoidal a partir do ponto de estagnação posterior, aproximando-se do cilindro com o aumento do número de Reynolds até aproximadamente 100. Quando o número de Reynolds se eleva, na faixa de  $100 < Re < 200$ , as oscilações assumem grandes amplitudes, exercendo uma influência sobre os dois vórtices estacionários confinados atrás do cilindro. O comprimento dos turbilhões é reduzido e estes passam a oscilar lateralmente juntos, permitindo que os mesmos se descolem e se desloquem alternadamente, propiciando a formação de novos turbilhões. As oscilações da esteira são puramente periódicas ao longo deste regime, de tal forma que o derramamento dos vórtices seja paralelo ao eixo do cilindro, caracterizando os ditos vórtices de Kármán, mostrado na Figura 2.4.

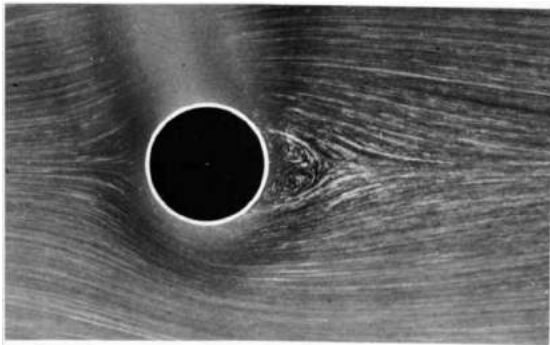
A faixa de valores entre 200 e 300, caracteriza uma transição de regimes, do laminar para o turbulento. O escoamento deixa de apresentar padrão bidimensional,



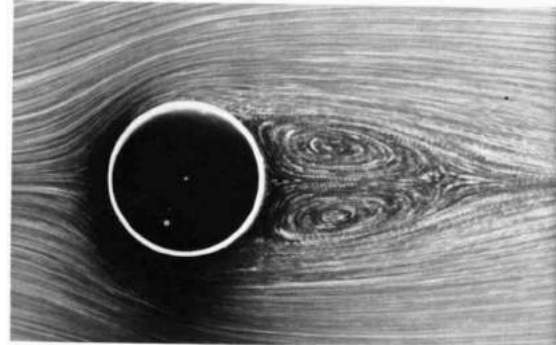
a) Esquema geral para  $5 < Re < 40$  [2]



b) Resultado experimental para  $Re = 9,6$  [25]

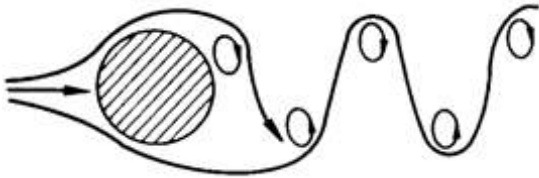


c) Resultado experimental para  $Re = 13,1$  [25]



d) Resultado experimental para  $Re = 26,0$  [25]

Figura 2.3: Início da separação, com formação de um par de vórtices isolados



a) Esquema geral para  $40 < Re < 200$ [2]



b) Resultado experimental para  $Re = 105$  [25]

Figura 2.4: Desprendimento de vórtices com configuração laminar

sendo as características tridimensionais provenientes de instabilidades da esteira (ver Figura 2.5). O intervalo superior ( $300 < Re < 3 \times 10^5$ ) é marcado por uma esteira turbulenta com maior diversidade de escalas de comprimento, preservando o ponto de separação laminar.

Na faixa de  $3 \times 10^5 < Re < 3,5 \times 10^6$  (Figura 2.6a) surgem borbulhas (pequenos turbilhões) próximo ao ponto de separação laminar acarretando em um segundo ponto de separação a juzante. Combinado a este fato, tem-se que uma transição turbulenta da camada limite acarretando em um estreitamento e desorganização na

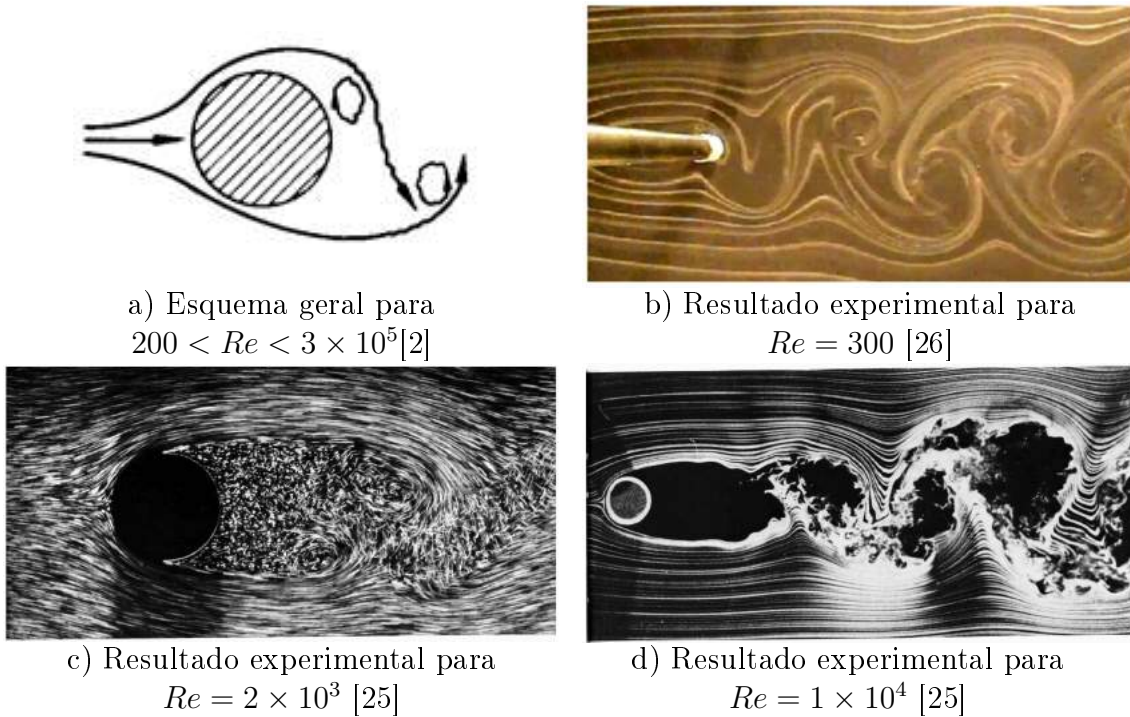


Figura 2.5: Transição para esteira turbulenta e esteira totalmente turbulenta

esteira.

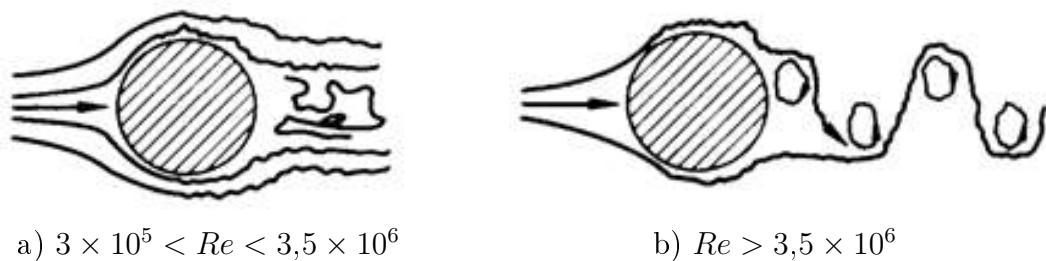


Figura 2.6: a) Camada limite laminar submetida a transição turbulenta, com esteira estreita e desorganizada [2]; b) Reestabelecimento da turbulência da esteira de vórtices [2]

Em condições de  $Re > 3,5 \times 10^6$  (Figura 2.6b), a transição da camada limite ocorre em algum ponto entre os pontos de estagnação e de separação. O aumento do número de Reynolds implica em um avanço deste ponto em direção ao ponto de estagnação. Este cenário propicia um reestabelecimento da turbulência da camada limite, com reaparecimento de vórtices regulares na esteira.

A Figura 2.7 apresenta o gráfico da variação do número de Strouhal com o número de Reynolds [2] elaborado a partir de resultados de ensaios experimentais de cilindros circulares em condições de escoamento bidimensional na faixa de números de Reynolds entre  $4 \times 10^2$  e  $1 \times 10^7$ . Na mesma figura, encontra-se a caracterização da dinâmica fluido-estrutura em todos os intervalos Número de Reynolds [2]. Verifica-se que  $St$  varia entre 0,18 e 0,21 na faixa 4, em que o escoamento é de-

nominado subcrítico. Nas faixas 5 e 6 não se verifica uma frequência definida de desprendimento de vórtices, dependendo da rugosidade da superfície do cilindro.

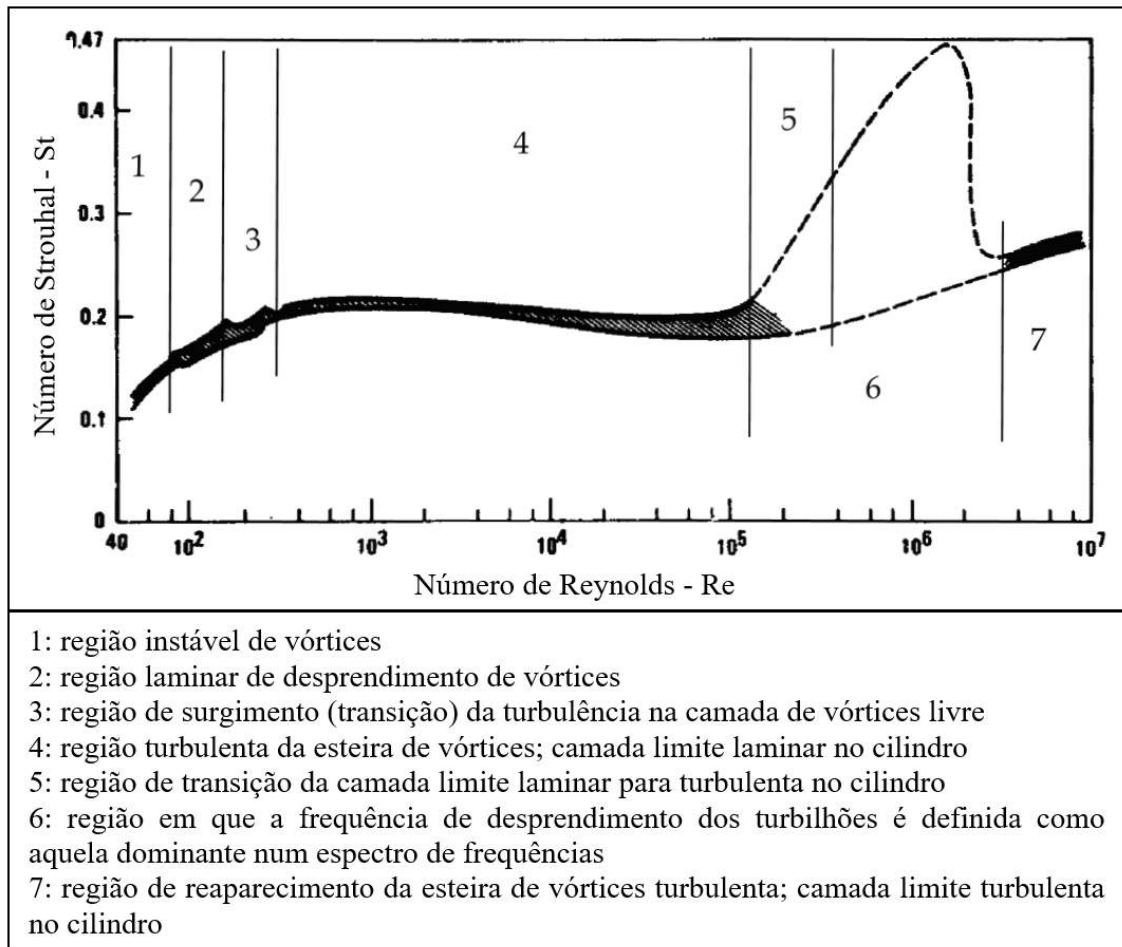


Figura 2.7: Número de Strouhal em função do número de Reynolds para Estruturas de Seção Transversal Circular [3]

### 2.3.1 Coeficientes de força

As forças atuantes no cilindro devidas ao escoamento são constituídas das contribuições viscosa, associada a fricção predominantemente na direção do escoamento, e de pressão. Dessa forma, os diferentes regimes de escoamento apresentam significativa influência nas mesmas. Estas forças são comumente analisadas em termos adimensionais considerando suas parcelas:  $C_D$ , na direção principal do escoamento (força de arrasto) e  $C_L$ , transversalmente a esta (força de sustentação). A adimensionalização é realizada em termos da pressão dinâmica ( $\frac{1}{2}\rho\bar{u}_x^2$ ) e da área de obstrução do escoamento  $A = H \cdot d$ , como:

$$C_D = \frac{F_x}{\frac{1}{2}\rho \bar{u}_x^2 A} \quad \text{e} \quad C_L = \frac{F_y}{\frac{1}{2}\rho \bar{u}_x^2 A} \quad (2.9)$$

onde  $\rho$  é a massa específica do fluido.

A dinâmica do escoamento implica diretamente em uma variação temporal das forças no cilindro. Designa-se por  $\bar{C}_D$  o valor médio do coeficiente de arrasto e  $\tilde{C}_D$  a raiz do seu valor quadrado médio (rms). Analogamente, define-se  $\bar{C}_L$  como o valor médio do coeficiente de sustentação, que para seção circular é nulo, e  $\tilde{C}_L$  é o seu valor rms.

A Figura 2.8 [4] apresenta, para diferentes configurações de regime, a variação típica dos coeficiente médio de arrasto, e suas parcelas de pressão  $C_{Dp}$  e fricção  $C_{Df}$ , e o valor rms do coeficiente de sustentação. Como esperado, observa-se que as forças viscosas apresentam grande contribuição para baixos números de Reynolds. Para estruturas civis, o regime de escoamento é igual ou superior ao regime subcrítico ( $10^4 < Re$ ), a partir do qual as forças viscosas não estão presentes.

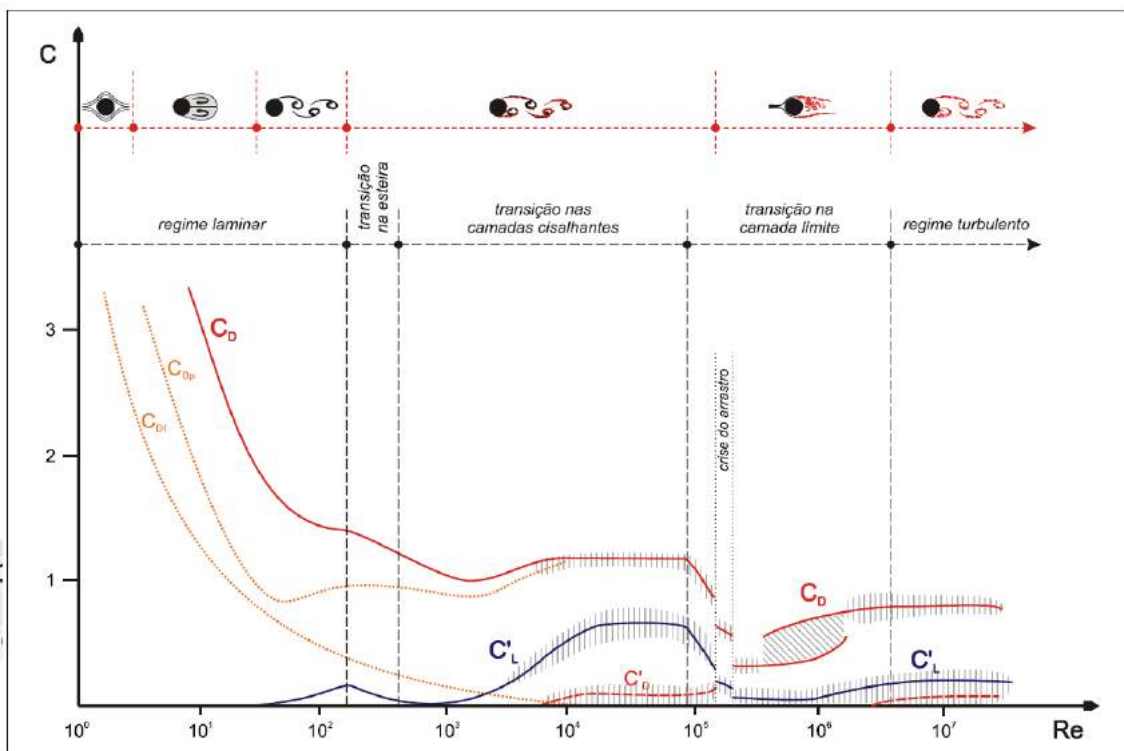


Figura 2.8: Variação dos coeficientes de força em função do número de Reynolds ([4], adaptado de [5])

O início da esteira de vórtices marca a formação das forças flutuantes de sustentação, caracterizada pela assimetria na distribuição das pressões consequência do desprendimento alternado de vórtices, que aumenta gradativamente com a intensidade da esteira. Adicionalmente, há um aumento na contribuição da parcela de pressão para a força de arrasto. A faixa de transição na esteira estabiliza as forças de arrasto, em contrapartida, a força de sustentação apresenta uma redução consequência das instabilidades do escoamento a sotavento.



O regime subcrítico ( $10^4 < Re < 10^5$ ) é caracterizado por uma contribuição mínima das forças viscosas e por um patamar nos valores de forças de arrasto e sustentação flutuante. O início da transição na camada limite, regime crítico, é marcado por uma significativa redução nestas forças, combinado com uma ampla faixa de número de Strouhal. Em regime ultracrítico ( $3,5 \times 10^6 < Re$ ), o desprendimento de vórtices de Kármán é retomado. Este padrão organizado da esteira se reflete diretamente nas forças que assumem um novo patamar, com valores reduzidos devido ao regime turbulento.

A Figura 2.9 reúne resultados provenientes de diferentes campanhas experimentais, na qual é possível verificar uma significativa dispersão de valores de  $\tilde{C}_L$  na faixa de  $5 \times 10^3 < Re < 2 \times 10^5$ , associada principalmente ao regime crítico. Para intervalo superior  $10^5 < Re$ , o valor de  $\tilde{C}_L$  tende a se manter constante, próximo de 0,2.

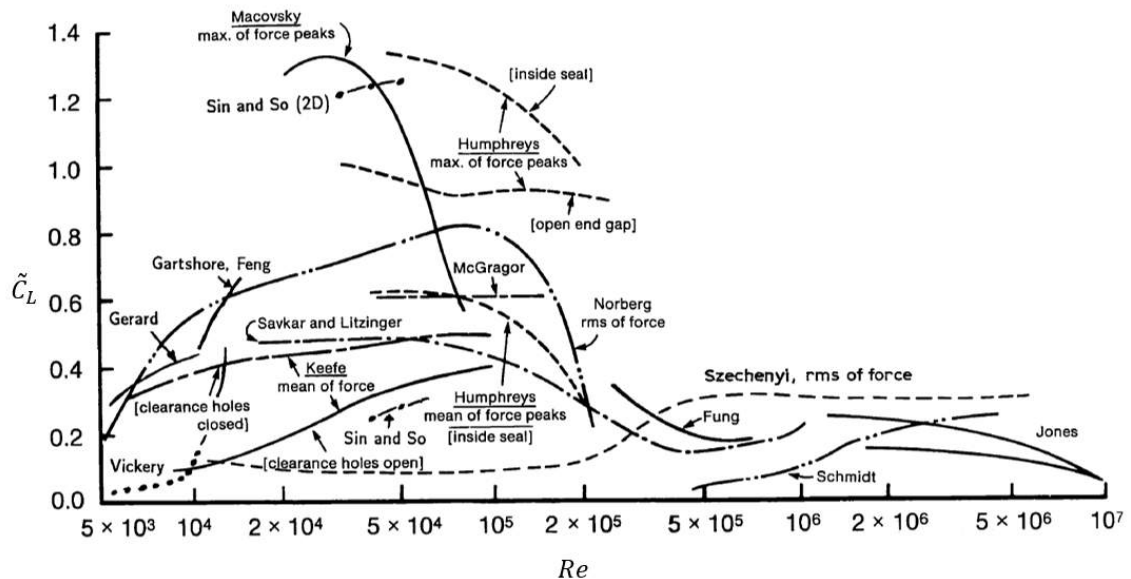


Figura 2.9: Variação de  $\tilde{C}_L$  em função  $Re$  [3]

## 2.4 Influência da Turbulência do Escoamento Incidente

Como explicitado anteriormente, a macroescala da componente longitudinal da turbulência  $L_{u_x}$  e a intensidade da componente longitudinal da turbulência  $I_u$  são dois parâmetros de fundamental importância para caracterização de escoamentos turbulentos.

Uma vez que a turbulência atmosférica é composta por uma gama significativa de escalas de comprimento, com turbilhões da ordem da espessura da camada li-

mite atmosférica à ordem de grandeza do milímetro (Blessmann, 1995), torna-se importante identificar as escalas que apresentam maior efeito para escoamentos em torno de cilindros circulares. Dessa forma, a partir da razão entre o comprimento da macroescala e o diâmetro do cilindro ( $L_{u_x}/d$ ), Basu (1982) sugeriu a seguinte divisão:

- quando esta razão é maior que aproximadamente 10, predominam os efeitos das maiores escalas;
- quando esta razão é próxima de 1, isto é, tem-se uma combinação dos efeitos associados às maiores e menores escalas;
- se a macroescala é da ordem da espessura da camada limite, separada ou não, naturalmente predominam os efeitos das menores escalas.

Na condição de turbulência com relação  $L_{u_x}/d > 10$ , as flutuações da velocidade são lentas comparativamente às flutuações na camada limite e na esteira do cilindro, de modo que as flutuações longitudinais são "percebidas" como mudanças na magnitude da velocidade média e as flutuações laterais como alterações na direção do vento. Como resultado, as maiores escalas da turbulência atuam como moduladores da frequência de desprendimento de vórtices e das forças geradas por tal fenômeno [27].

Nos casos em que o escoamento apresenta pequena escala de turbulência, as camadas mais próximas à superfície do cilindro são afetadas de maneira mais efetiva. Uma consequência direta deste efeito é a antecipação da transição entre regimes a determinados valores do número de Reynolds, bem como uma alteração nas magnitudes das pressões e forças médias e flutuantes exercidas pelo escoamento no cilindro [27].

As funções de densidade espectral de força lateral consequente do desprendimento de vórtices em um cilindro em escoamento de baixa e alta turbulência apresentam o aspecto mostrado na Figura 2.10. Para condição de baixa turbulência, tem-se um pico pronunciado centrado na frequência de desprendimento de vórtices, representado pelo número de Strouhal. Na condição de alta turbulência este pico apresenta uma redução, permanecendo centrado na mesma frequência, à medida que a largura de banda apresenta um aumento. Esse comportamento indica que a estrutura fica submetida ao fenômeno de desprendimento de vórtices, ainda que os valores de velocidade de vento variem em torno de sua média.

Cheung e Melbourne [7] desenvolveram ensaios em túnel de vento em cilindro a elevados números de Reynolds, considerando diferentes valores de intensidade de turbulência, variando de  $I_u = 0,4\%$  a  $9,1\%$ . No que se refere às características de frequência, as mesmas foram avaliadas por meio do Número de Strouhal, traçado

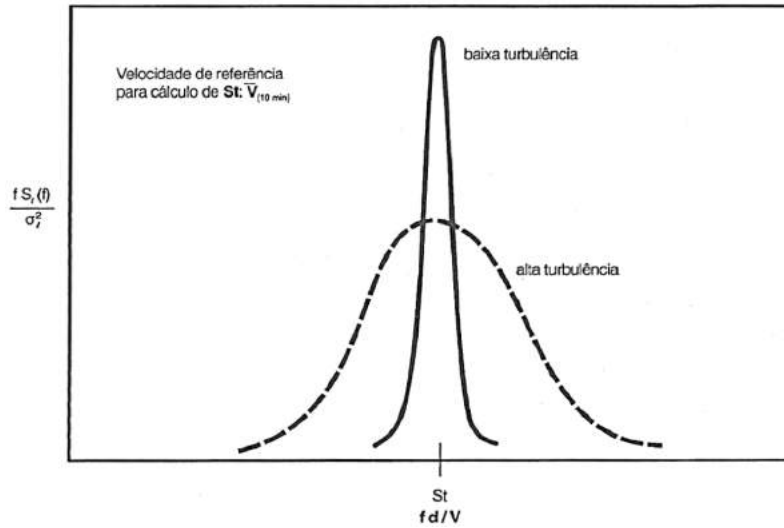


Figura 2.10: Influência da turbulência no espectro da força de sustentação [6]

contra o número de Reynolds para diferentes intensidades de turbulência como mostrado na Figura 2.11. Os autores observaram que o pico de número de Strouhal ocorre a um número de Reynolds mais baixo à medida que a intensidade da turbulência aumenta, em conformidade ao identificado por outros autores.

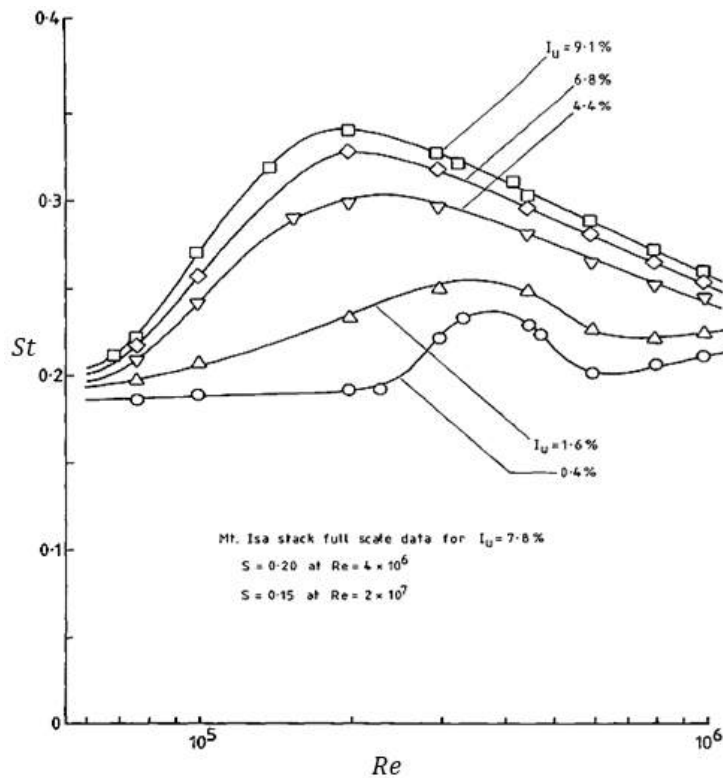


Figura 2.11: Número de Strouhal versus número de Reynolds, para diferentes intensidades de turbulência [7]

As Figura 2.12 e Figura 2.13 ilustram a influência da turbulência do escoamento incidente nos valores de  $\overline{C}_D$  e  $\tilde{C}_L$ , respectivamente. Vê-se que os valores de  $\overline{C}_D$  e  $\tilde{C}_L$

apresentam uma redução com o aumento da intensidade de turbulência para  $Re < 2 \times 10^5$ , isto é, em regimes de escoamento subcrítico e crítico. O contrário ocorre para  $Re > 2 \times 10^5$ , ao fim do regime crítico e início do supercrítico. A turbulência acarreta em uma significativa modificação no comportamento dos coeficientes de  $\bar{C}_D$  e  $\tilde{C}_L$ , com o número de Reynolds.

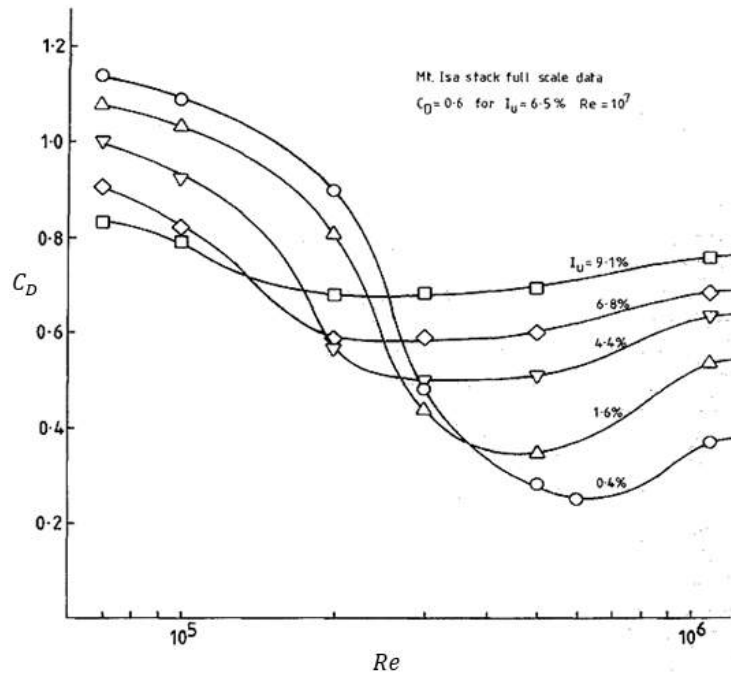


Figura 2.12: Valor médio do coeficiente de arrasto  $\bar{C}_D$  versus número de Reynolds, para diferentes intensidades de turbulência [7]

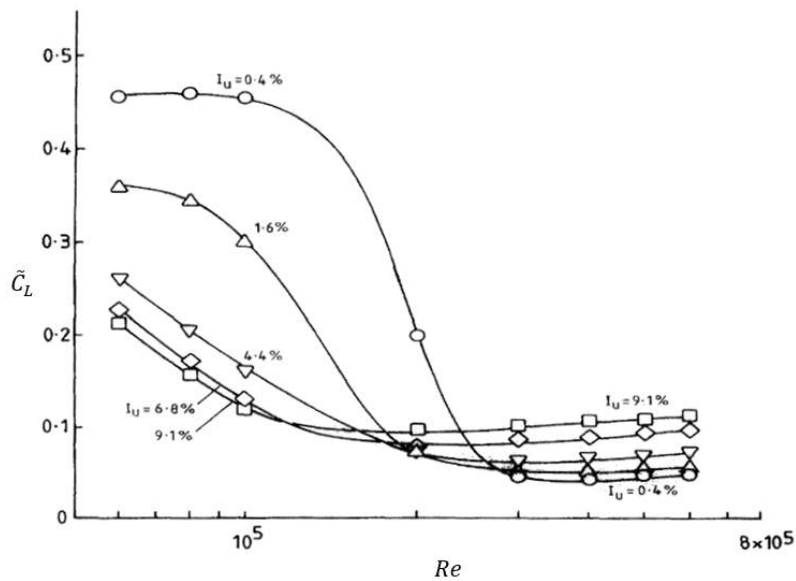


Figura 2.13: Valor rms do coeficiente de sustentação  $\tilde{C}_L$  versus número de Reynolds, para diferentes intensidades de turbulência [7]

## 2.5 Influência da Tridimensionalidade

Os aspectos do fenômeno discutidos anteriormente foram observados em ensaios experimentais de escoamento teoricamente bidimensional em torno de cilindros. Esta designação é estabelecida ao tentar reproduzir escoamento uniforme sobre cilindro "infinito", por meio de modelo de cilindro com seção circular constante e cujo comprimento se estende sobre toda a largura/altura do túnel de vento, ou utilizando de placas de extremidade.

No entanto, na maioria das aplicações civis práticas, as estruturas têm comprimento finito (uma extremidade livre e outra ligada a uma superfície), estando submetidas a um perfil de velocidade variável com a altura, em virtude da camada limite atmosférica e em função da rugosidade do terreno. Além disso, torres e chaminés são, recorrentemente, constituída de diâmetro variável ao longo da altura, apresentando geometria tronco-cônica. Estas configurações de escoamento à barlavento e de geometria da estrutura introduzem características tridimensionais ao escoamento à sotavento. Como resultado, as características de desprendimento de vórtices sofrem alterações, bem como o comportamento das forças de arrasto e de sustentação.

### 2.5.1 Estruturas Finitas - Esbeltez Finita

No caso de cilindros com comprimento finito, a deflexão do escoamento na extremidade livre poderá exercer uma interferência significativa no comportamento do escoamento na esteira. Kawamura et al. [8] conduziram experimentos em túnel de vento em cilindros finitos com cinco razões de esbeltez ( $H/d = 1, 2, 4, 6$  e  $8$ ) e  $Re = 3,2 \times 10^4$  (regime crítico). Eles caracterizaram o campo de escoamento ao redor de um cilindro de altura finita identificando os vórtices de fuga atuante no topo (*trailing vortex*) e o colar de vórtices (*necklace vortex*) - os vórtice de base - em todos os casos, como pode ser observado na Figura 2.14. Em cilindro mais longo do que o comprimento crítico para o desprendimento de vórtice, uma formação inclinada de vórtice Kármán pode surgir devido à presença de extremidade livre.

Outros autores apresentaram resultados semelhantes, identificando padrões de comportamento na esteira em função da razão de aspecto ( $H/d$ ). Tanaka e Murata [9] investigaram experimentalmente cilindros finitos em quatro razões de esbeltez ( $H/d = 1, 2, 5, 5$  e  $10$ ) e  $Re = 3,7 \times 10^4$ . Estes autores traçaram linhas de vórtices, que conectam vetores de vorticidade média e são análogas a linhas de escoamento (Figura 2.15).

Tanaka e Murata [9] observaram que os vórtices de extremidade consiste da interação entre o escoamento que flui pela extremidade livre com o par de vórtices de Kármán, unindo-os no topo do cilindro antes de serem destacados. Adicionalmente,

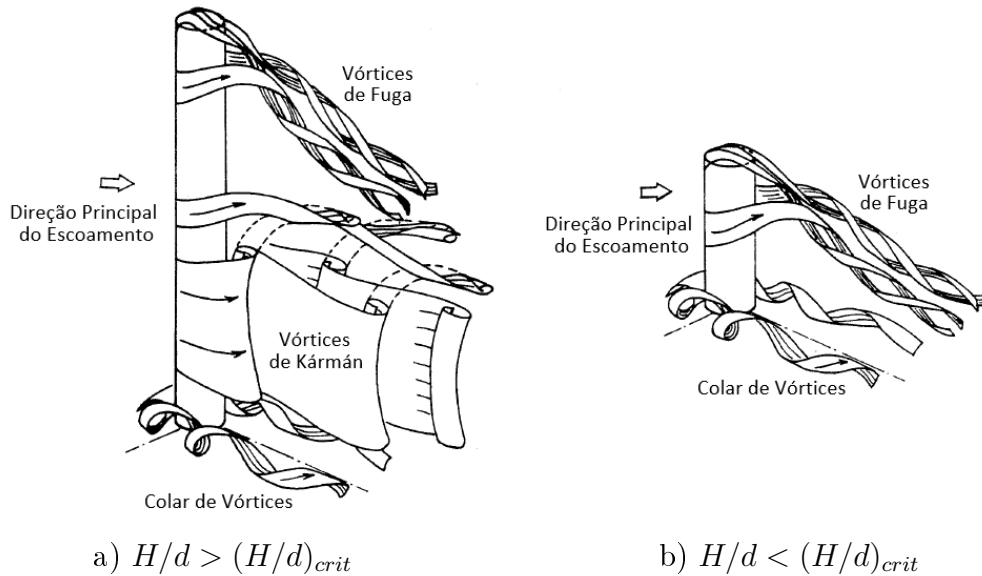


Figura 2.14: Esquema de campo de velocidade para cilindros circulares finitos [8]

verificaram a ocorrência de uma inclinação na estrutura do vórtice. Embora, este comportamento tenha sido observado em todas as razões de aspecto, identificou-se uma maior influência para os casos em que  $H/d \leq 5$ . Para razões de aspecto altas ( $H/d = 10$ ), as linhas de vórtice têm sua forma comparada a grampos de cabelo, em que a estrutura principal do par de vórtices correspondem à duas "pernas" e a parte referente a união é consideradas a "cabeça", de aproximadamente 1 a  $1,5d$  no sentido da envergadura a partir do topo. A inclinação da "cabeça" é mais pronunciada a uma longa distância do cilindro, como resultado, a altura das linhas de vórtices apresenta uma redução.

Fox et al. [10] realizaram ensaio em túnel de vento para um cilindro circular,  $d = 31,7mm$  e  $H/d = 30$  liso fixo imerso em escoamento uniforme de baixa turbulência incidente, para  $Re \sim 4,4 \times 10^4$ . Os autores identificaram a variação da frequência de desprendimento de vórtices com a altura (Figura 2.16a) e os números de Strouhal correspondentes(Figura 2.16b).

Os autores observaram que o espectro na região próximo à extremidade livre,  $y/d < 2$  tem dois picos com amplitudes quase iguais e é semelhante ao identificado por outros autores. Adicionalmente, é possível identificar um estreitamento na largura de banda e um aumento da frequência com o distanciamento do extremo livre. Avaliando o número de Strouhal ao longo da altura medida a partir do topo  $y/d$  (ver Figura 2.16b), os autores identificaram uma variação semelhante a um degrau, próximo da extremidade livre, de modo que, em até cerca de  $2d$ ,  $St$  vale aproximadamente 0,075, passando a  $St = 0,15$  (até  $5d$ ). Isso sugere a ocorrência de um desprendimento de vórtice celular na região perturbada, com valor constante da frequência dentro das células. Os valores de números de Strouhal são inferiores

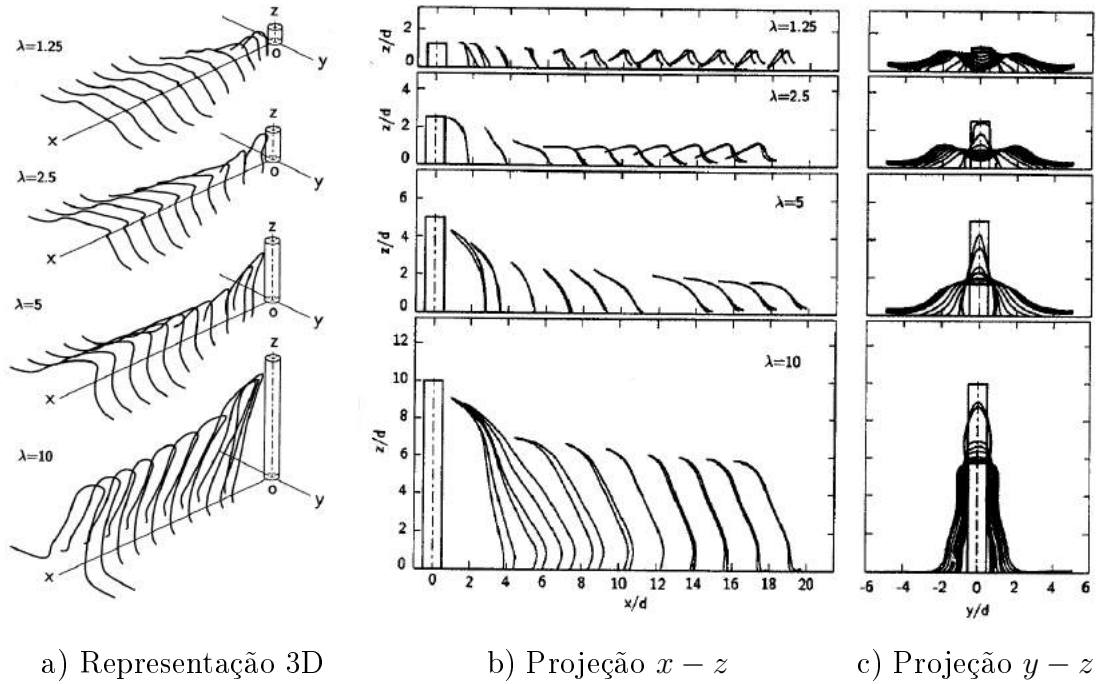


Figura 2.15: Linhas de vórtices [9]

ao esperado em condições bidimensionais e esta redução se faz mais expressiva para valores de esbeltezes  $\lambda$  menores.

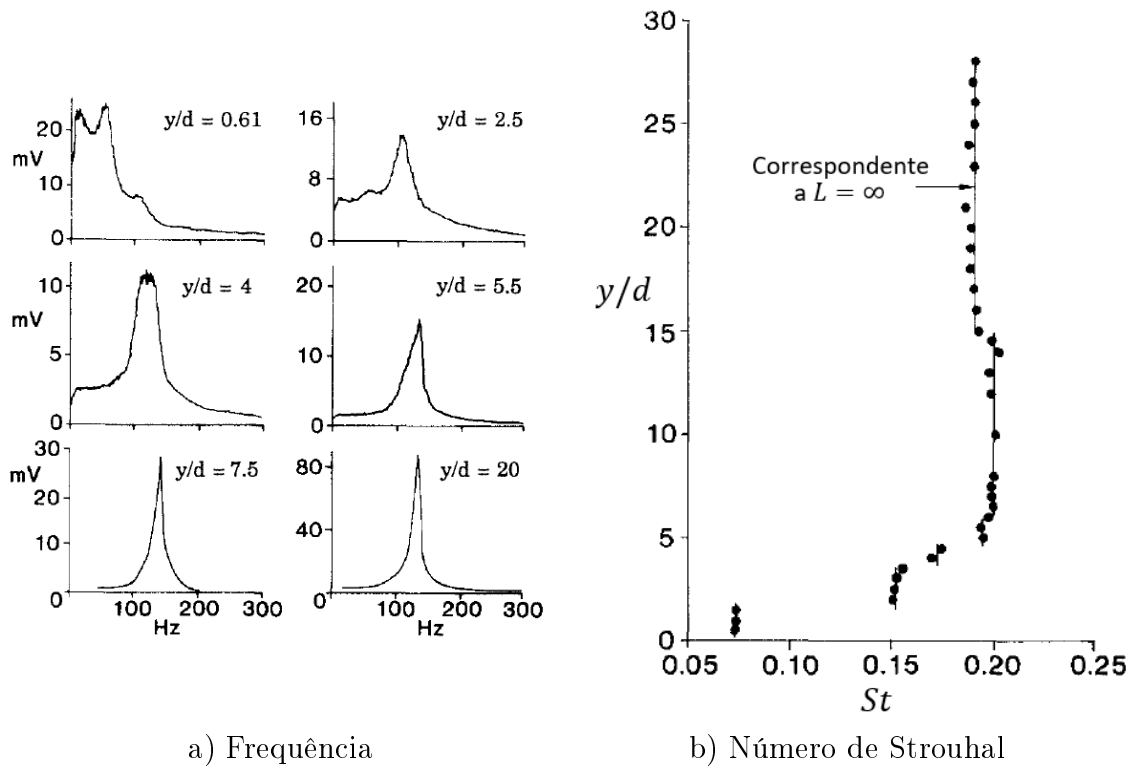


Figura 2.16: Variação da Frequência e Número de Strouhal com a razão entre altura e diâmetro [10]

No que se refere aos coeficientes de força, Fox et al. [10] verificaram que os efeitos

de tridimensionalidade no escoamento acarretam em um diferencial de pressão entre as faces de barlavento e sotavento, reduzindo a pressão de base, em termos absolutos, provocando uma queda local do coeficiente de arrasto médio. O valor não perturbado de  $\overline{C}_D$  é alcançado na faixa  $y/d > 20$ , conforme pode ser observado na Figura 2.17.

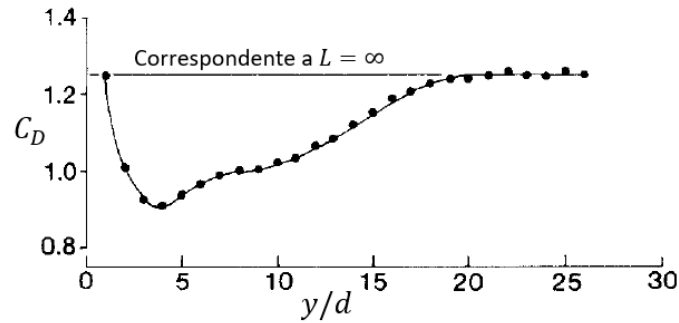


Figura 2.17: Variação de  $\overline{C}_D$  com a razão entre altura e diâmetro [10]

Na Figura 2.18, observa-se que os valores rms dos coeficientes de arrasto e de sustentação reproduzem as interferências da vorticidade adicional na extremidade livre, que se estende a distância de até aproximadamente  $20d$ , como observado para o valor médio do coeficiente de arrasto.

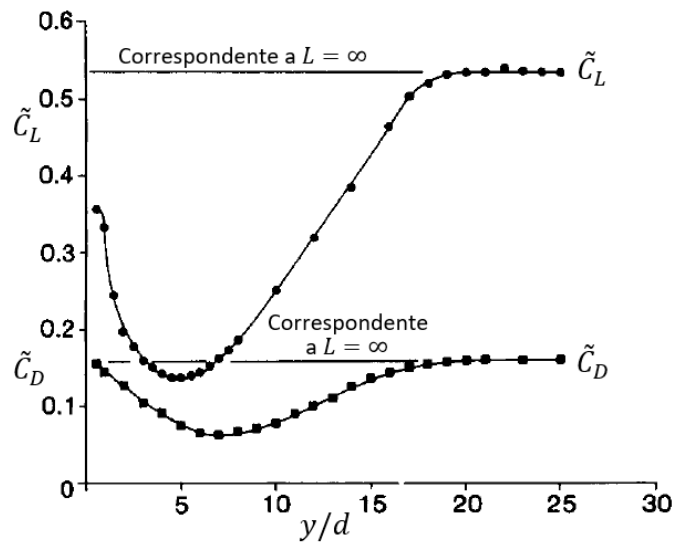


Figura 2.18: Variação dos valores de  $\tilde{C}_L$  e  $\tilde{C}_D$  com a razão entre altura  $y$  e diâmetro  $d$  [10]



## 2.5.2 Variação do Diâmetro e da Velocidade ao Longo da Altura

Diferentes estudos foram desenvolvidos em cilindros com diâmetro variável e escoamento com velocidade gradiente, nos quais foram identificados dois aspectos de fundamental importância: o padrão celular do fenômeno e a formação de vórtices oblíquos, incluindo, ou não, o deslocamento de vórtices (*vortex dislocation*).

### 2.5.2.1 Células de Vórtices

A frequência de desprendimento de vórtices pode ser determinada a partir dos registros, ao longo do tempo, da componente transversal de velocidade do fluido em pontos a sotavento. Quando a estrutura apresenta diâmetro constante sob escoamento uniforme, obtém-se uma variação harmônica de velocidade transversal (vide Figura 2.19), caracterizando uma frequência constante e bem-definida para toda estrutura, resultando em um desprendimento de vórtices uniforme com a altura.

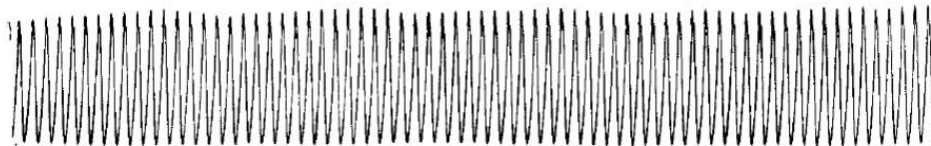


Figura 2.19: Variação típica da velocidade transversal na esteira de um cilindro sob escoamento teoricamente bidimensional para  $Re < 170$  [11]

Os autoespectros dos sinais de velocidade transversal ao longo da altura ilustrados na Figura 2.20a mostram que o desprendimento de vórtices é uniforme apresentando frequências alinhadas e bem definidas, com picos proeminentes e banda estreita, ao longo de todo o comprimento.

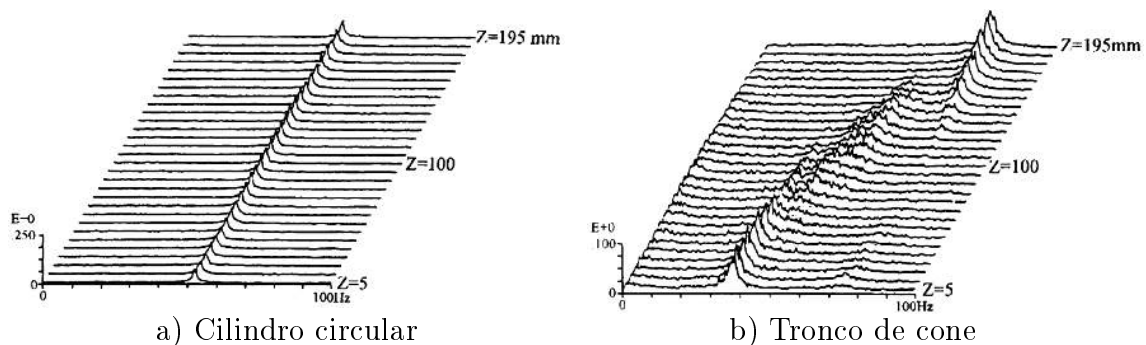


Figura 2.20: Autoespectro de velocidades transversais do escoamento [12]

Considera-se agora estruturas de diâmetro variável submetidas a um escoamento uniforme, admitindo que o número de Strouhal permaneça constante, ainda na mesma faixa de número de Reynolds. Como consequência direta da Equação 2.8,

a frequência de desprendimento de vórtices apresenta variação com a altura, como mostra a Figura 2.20b. Além disso, observa-se nos espectros havendo o aumento da largura de banda em torno dos picos em comparação aos espectros do caso de cilindro de diâmetro constante. Verifica-se na Figura 2.20b que existem regiões em que a frequência de desprendimento de vórtices apresenta pouca variação (alinhamento dos picos), podendo ser admitida como constante dentro da região, as ditas células de vórtices. O comprimento destas células é influenciado, ainda que de forma não determinística por diferentes fatores, como a velocidade do escoamento incidente, a razão de conicidade, as condições de contorno, a rugosidade superficial e, quando sob a condição de movimento, as amplitudes de deslocamento.

Nos resultados obtidos por Hsiao e Chiang [12] (Figura 2.20b) é possível verificar a ocorrência de duas células de vórtices localizadas nas extremidades do cilindro. Adicionalmente, verifica-se a ocorrência de uma região intermediária caracterizada por banda larga de espectros sem picos proeminentes, dita região de transição. Esta região será tão maior quanto forem as variações de frequência entre células.

Dyrbye e Hansen [13] ilustram esquematicamente, com a Figura 2.21, a influência da variação de diâmetro e da variação de velocidade com a altura nos espectros de força lateral devida ao desprendimento de vórtices. Na Figura 2.21a é ilustrado o comportamento esperado em caso de seção e escoamento incidente de velocidade constante, confirmado pelos resultados de [12].

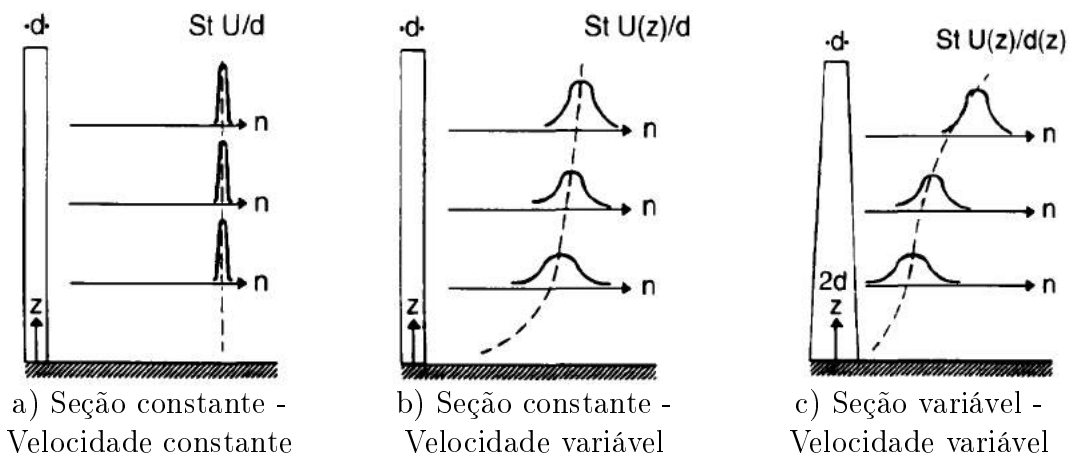


Figura 2.21: Comportamento do espectro de força ao longo da altura, em função da variação do diâmetro e da velocidade de vento [13]

Admitindo, agora, uma estrutura de diâmetro constante sob escoamento cisalhante, a constância do número de Strouhal implicará na variação da frequência de desprendimentos de vórtices e, portanto, este é um segundo parâmetro que resulta no surgimento das células de vórtices (Figura 2.21b).

A combinação da variação de diâmetro e variação de velocidade de escoamento intensifica o comportamento na esteira, de modo que o não alinhamento das frequências seja mais expressivo, resultando em um aumento da região de transição de

frequências(Figura 2.21c). Isto se confirma nos resultados de modelos reduzidos em túnel de vento elaborados por Balasubramanian et al. [14] e mostrados na Figura 2.22 a qual ilustra os espectros de frequência de desprendimento de vórtices, em cilindro troncocônico,  $d_m = 3,888$  e  $H/d_m = 10,6$ , sob escoamento cisalhante linear,  $Re \sim 3 \times 10^4$ .

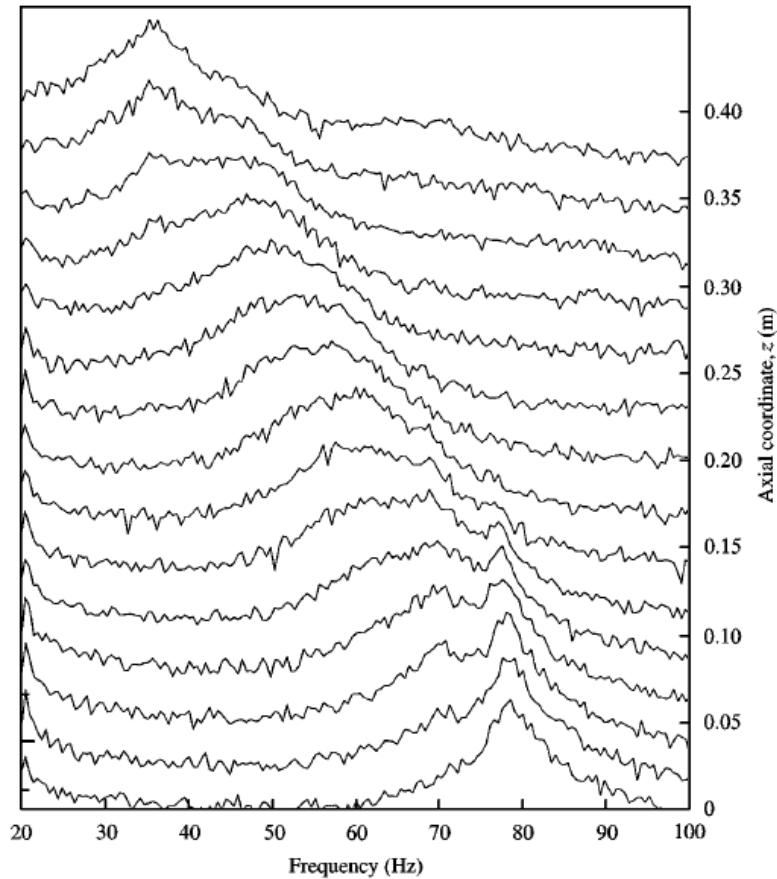


Figura 2.22: Espectro de frequência de desprendimento de vórtices de cilindro troncocônico sob escoamento cisalhante linear [14]

### 2.5.3 Vórtices Oblíquos e Deslocamento de Vórtices

O padrão oblíquo de desprendimento de vórtices foi observado em inúmeros trabalhos. Contudo, o trabalho de Williamson [15] se destaca dos demais dado a significativa atenção dedicada à compreensão e caracterização deste padrão de formação dos vórtices. A Figura 2.23 ilustra duas formas de desprendimentos de vórtices oblíquo para cilindros circulares em diferentes condições de extremidade para sob escoamento uniforme laminar, a pequenos valores de  $Re$ . Na Figura 2.23a observa-se um desprendimento de vórtices periódico e oblíquo com mesma inclinação, que se prolonga até 1/2 do vão com frequência constante. A Figura 2.23b ilustra um desprendimento "quase" periódico e oblíquo, com padrão celular a dife-

rentes frequências, em que a célula central apresenta frequência de valor superior à frequência dos extremos.

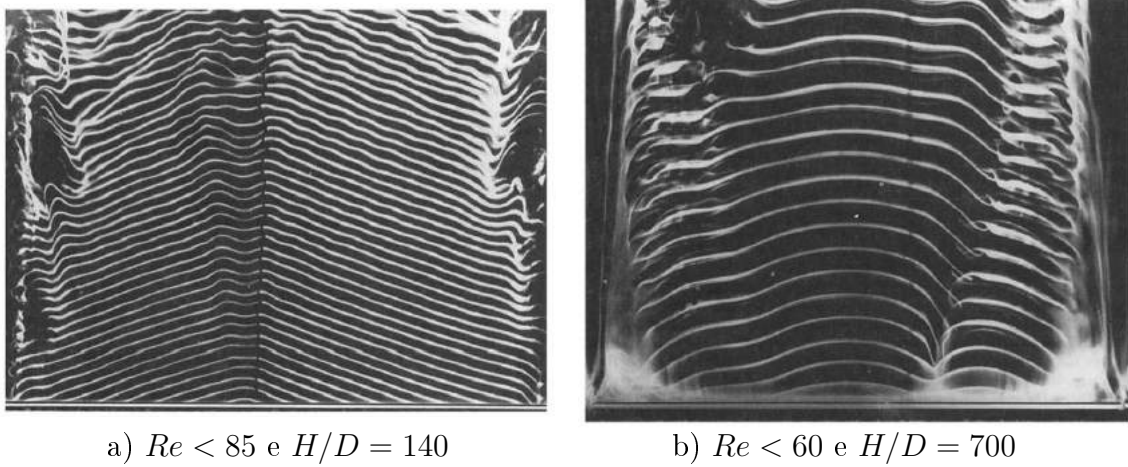


Figura 2.23: Formação vórtices oblíquos [15]

Williamson [15] apresentou diversos resultados que permitiram concluir que as condições de extremidade do cilindro interferem no padrão de desprendimento de vórtices combinado a relação  $H/D$ , propondo o uso de placas de extremidade dispostas com determinado ângulo  $\theta$ . A Figura 2.24 confirma a eficiência desta alternativa, que permite reproduzir a formação e desprendimentos paralelos dos vórtices, caracterizando o escoamento teoricamente bidimensional, para  $Re = 100$ ,  $H/D = 130$  e  $\theta = 12$  em ensaio de túnel de vento.

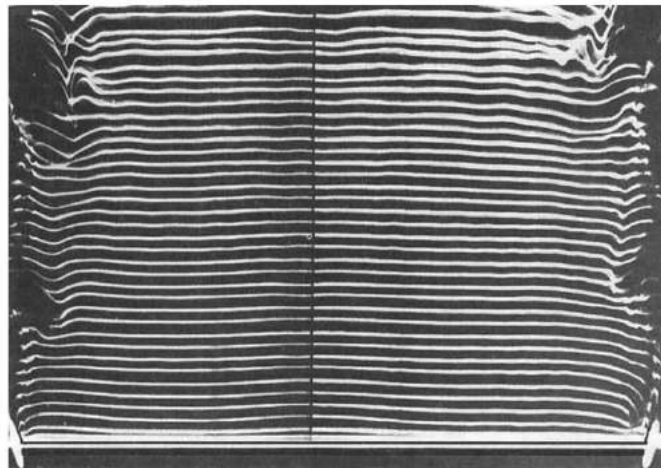


Figura 2.24: Desprendimento de vórtices paralelo, para  $Re = 100$ ,  $H/D = 130$  e  $\theta = 12$  - escoamento teoricamente bidimensional [15]

Williamson [15] verificou que a formação oblíqua dos vórtices resulta em uma mudança no modo e frequência com que os vórtices se desprendem, acarretando em uma descontinuidade na função do números de Strouhal mostrado na Figura 2.25.

A partir de  $Re = 170$  passa a ocorrer o "loop de vórtices" denominado modo A caracterizado por ...

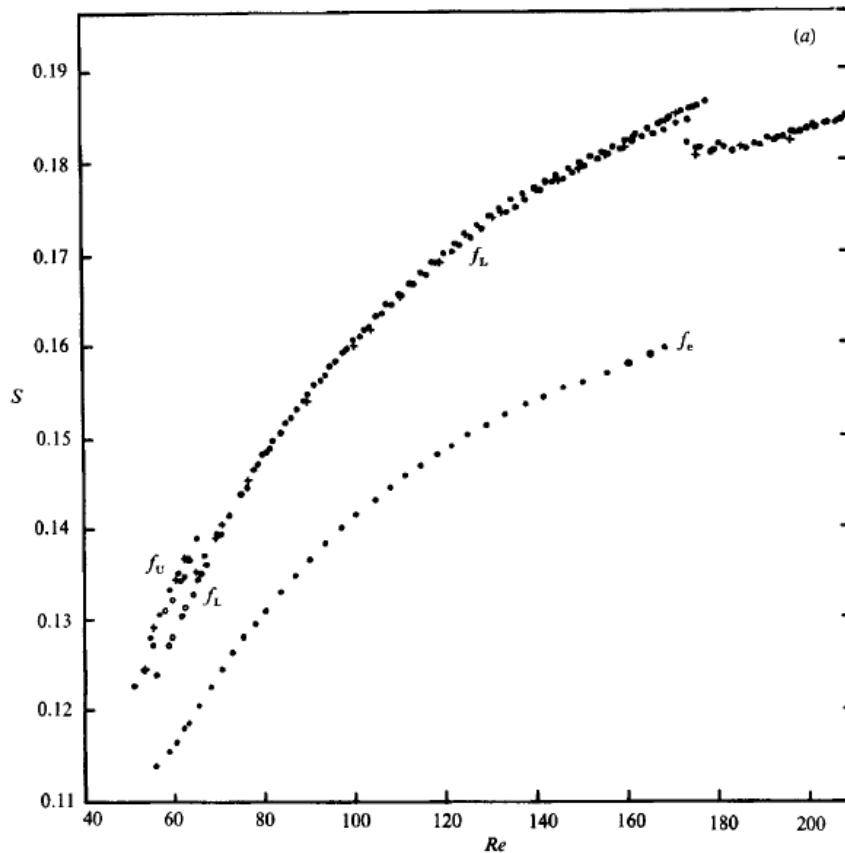


Figura 2.25: Número de Strouhal descontínuo com o número de Reynolds [15]

Neste mesmo trabalho, Williamson [15] identificou que a formação oblíqua celular dos vórtices apresenta uma peculiaridade: quando os vórtices em duas células adjacentes estão próximos a entrarem em fase, os vórtices na célula de menor frequência tendem a ser induzidos pelos vórtices de maior frequência da célula vizinha. A justificativa para tal comportamento, consiste de que a fase de desprendimento de vórtices de uma fração do vórtice é influenciada pela distribuição de vorticidade da esteira. É por esse processo de interferência celular que os vórtices desenvolvem padrão oblíquo. Quando estas células estão fora de fase, no entanto, surge um "emaranhado" de vórtices na fronteira das células, como ilustrado na Figura 2.26. Williamson [15] nomeou este comportamento de deslocamento de vórtices (*vortex dislocation*), ilustrado esquematicamente na Figura 2.27 para uma razão de frequência celular de 10 : 9.

Observa-se na Figura 2.27 que, inicialmente (extremo a direita), o vórtice superior possui 90% da energia do vórtice inferior, dando espaço para à formação de novos vórtices que se desprendem com uma perda gradativa de energia até atingir 50% da energia no vórtice inferior (1). Um segundo vórtice superior (2) irá surgir

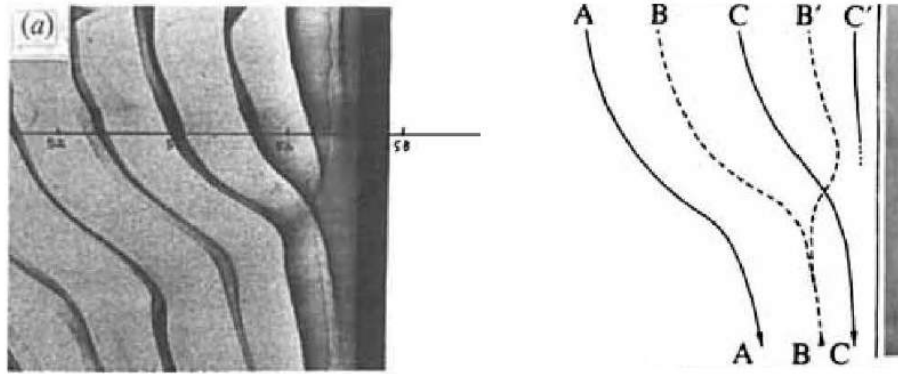


Figura 2.26: Desprendimento de vórtices oblíquo com formação de deslocamento de vórtices [15]

com energia igual ao anterior, associando-se ao mesmo vórtice inferior (1). Esta associação permite que os novos vórtices superiores recuperem energia até atingir 90%, reiniciando o processo (extremo a esquerda).

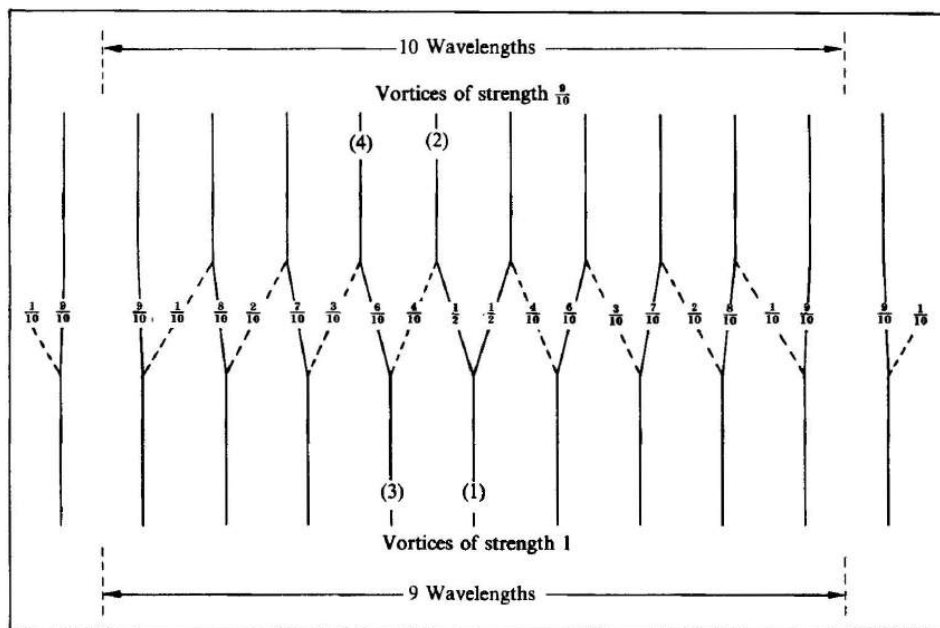


Figura 2.27: Esquema para o deslocamento de vórtices [15]

Posteriormente, confirmou-se a ocorrência de uma formação oblíqua em escoamentos cisalhantes sobre cilindros circulares, escoamento uniformes sobre estruturas tronco-cônicas. Techet et al. [16] desenvolveram ensaios em tanques para cilindros troncocônicos de  $H = 66cm$ ,  $d_H = 1,65cm$  e  $d_0 = 3,2cm$  sob escoamento uniforme com número de Reynolds variando de 400 a 1500. Techet et al. [16] esquematizou de maneira clara os deslocamentos de vórtices que se desenvolvem na esteira de cilindros troncocônicos relativos a uma razão de frequência de 2 : 1 em que dois vórtices na fração superior estão associados a um único vórtice superior (ver Figura 2.28).

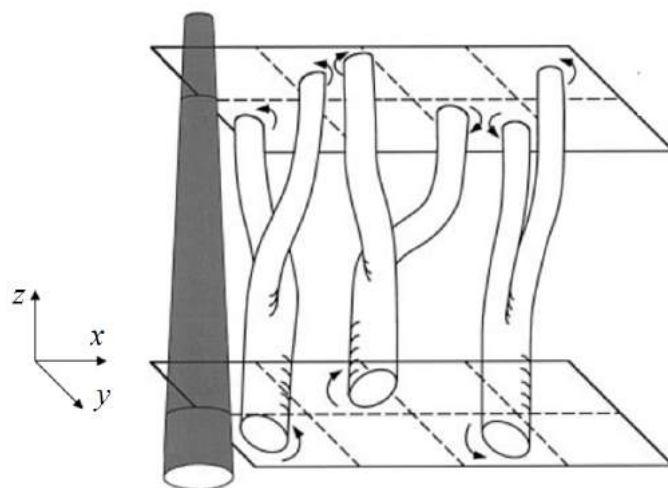


Figura 2.28: Esquema para o deslocamento de vórtices em estruturas troncocônicas sob escoamento uniforme [16]

# Capítulo 3

## Modelagem de Escoamentos Incompressíveis

### 3.1 Cenário Histórico

O estudo de Dinâmica dos Fluidos é uma área de significativo interesse para compreensão do comportamento de escoamento de fluidos. As contribuições mais significativas para este estudo datam dos séculos 18 e 19, das quais se destacam o trabalho de Daniel Bernoulli (1700-1782) responsável por descrever o comportamento de um fluido se movendo ao longo de uma linha de corrente, traduzindo o princípio da conservação da energia de um fluido. Leonhard Euler (1707-1783) propôs equações que descrevem a conservação do momento e massa para fluidos viscosos, bem como a teoria de potencial de velocidade.

Entretanto, a contribuição fundamental para o estudo via fluidodinâmica computacional provém do trabalho do engenheiro-físico francês Claude Louis Marie Henry Navier (1785-1836) e do matemático-físico irlandês George Gabriel Stokes (1819-1903), no qual são introduzidas as considerações referentes à influência da viscosidade do fluido no comportamento do escoamento. As equações de Navier-Stokes correspondem a um conjunto de equações diferenciais parciais de segunda ordem não lineares de significativa complexidade. Somente os problemas descritos para escoamentos simples, os quais fazem uso de diferentes simplificações, apresentam soluções analíticas. E, por décadas, esta era a única forma de obtenção da solução. O advento dos computadores e formulações numéricas tornou possível a busca por uma solução computacional.

Osborne Reynolds (1842-1912) apresenta uma proposta de aproximação para representar o fluxo turbulento, chamada em inglês Reynolds Averaged Navier-Stokes ou RANS, fundamentada na decomposição em médias das equações de Navier-Stokes e da continuidade.



O desenvolvimento de simulações de escoamentos viscosos, regidos pelas equações de Navier-Stokes, culminou na necessidade em desenvolver modelos de turbulência para representação de escoamentos à elevados números de Reynolds, como a simulação de grandes escalas (do inglês *Large Eddy Simulation*, ou LES).

O cenário atual de CFD (*Computational Fluid Dynamics*) na Engenharia de Vento teve contribuição significativa do trabalho de Ferziger [28] no qual são apresentadas discussões importantes referentes às formas de tratamento de turbulência via modelos RANS e LES.

Outra contribuição importante data de 1993, Mochida *et al.* [29] realizam um estudo de simulação numérica em um edifício na Texas Tech University, considerando a formulação LES para representação da turbulência. Neste trabalho as respostas numéricas são confrontadas com medições "in situ" e ensaios de túnel de vento, apresentando boa correspondência. Baskaran e Kashef[30] apresentam um estudo em CFD para avaliação de um edifício considerando a interferência da vizinhança composta por três edifícios.

Murakimi [31] apresenta um estudo para três formulações de escoamento turbulento (DNS, LES e RANS). Adicionalmente, são expostas as principais dificuldades em CWE: o elevado número de Reynolds nas aplicações em geral, a complexidade natural de um escoamento 3D na descrição do comportamento do escoamento (choque, separação e formação de vórtices na esteira), o escoamento em cantos vivos e definições de contorno, que exigem um tratamento especial na discretização de determinadas regiões.

Cabe ressaltar que estas limitações eram consequências do cenário de modelagem física do problema e das condições computacionais no período, mas que mesmo com os avanços obtidos ainda estão presentes nos dias de hoje.

## 3.2 Equações Governantes

Os escoamentos incompressíveis são caracterizados por terem os efeitos de compressibilidade desprezados, conseqüentemente, a massa específica  $\rho$  é tomada como constante.

Seja  $\Omega_t \in \mathcal{R}^{ndim}$  o domínio espacial do fluido, com a dimensão  $ndim = 2, 3$ , de fronteira  $\Gamma_t$ , e tempo  $t \in (0, T)$ . Para fluidos Newtonianos, o movimento para escoamentos incompressíveis é regido pelas equações de Navier-Stokes (equações de conservação de massa e conservação da quantidade de movimento descritas, respectivamente) como:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \tag{3.1}$$

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} - \mathbf{f} \right) - \nabla \cdot \sigma(\mathbf{u}, p) = 0 \tag{3.2}$$

onde  $\mathbf{u}$  é o vetor de velocidades,  $p$  é a pressão,  $\mathbf{f}$  é o vetor de forças externas e  $\sigma$  é o tensor de tensões definido como:

$$\sigma(\mathbf{u}, p) = -p\mathbf{I} + 2\mu\varepsilon(\mathbf{u}), \quad (3.3)$$

onde  $\mathbf{I}$  é o tensor identidade, o termo  $2\mu\varepsilon(\mathbf{u})$  representa o tensor de tensões cisalhantes, para o qual,  $\mu$  é a viscosidade dinâmica e  $\varepsilon(\mathbf{u})$  é o vetor taxa de deformação, dado por:

$$\varepsilon(\mathbf{u}) = \frac{1}{2}(\nabla\mathbf{u} + (\nabla\mathbf{u})^T), \quad (3.4)$$

As condições de contorno, que definem o problema em escoamento incompressível, tratam-se das condições de Dirichlet e Neumann:

$$\mathbf{u} = \mathbf{g}, \text{ em que } \Gamma_g, \text{ com } d = 1, \dots, ndim \quad (3.5)$$

$$\sigma \cdot \mathbf{n} = \mathbf{h}, \text{ em que } \Gamma_h, \text{ com } d = 1, \dots, ndim \quad (3.6)$$

sendo  $\Gamma_g$  e  $\Gamma_h$  são partições da fronteira  $\Gamma_t$ .

E as condições iniciais são:

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, 0) = \mathbf{u}_0. \quad (3.7)$$

### 3.3 Modelagem da Turbulência

Na prática, grande parte dos escoamentos desenvolvidos é de natureza turbulenta, tridimensional e dependente do tempo. Conseqüentemente, existe uma complexidade no estudo desses tipos de escoamentos. Uma característica de grande importância para escoamentos turbulentos é a multiplicidade de escalas de representação que os define. As maiores estruturas de turbilhões apresentam baixas frequências, sendo controladas pela geometria que as formam, e os menores turbilhões que, por sua vez, apresentam altas frequências e são controlados pela viscosidade do fluido.

As equações de Navier-Stokes (3.1) e (3.2), tal como foram desenvolvidas, permitem verificar o comportamento de todo escoamento, quer apresente turbulência ou não. Intuitivamente, a melhor forma de simular um escoamento regido por estas equações consiste em buscar a solução das mesmas. Todavia, para que todos os fenômenos envolvidos sejam devidamente simulados, a malha deve ser capaz de representar desde os pequenos turbilhões aos turbilhões de grandes escalas. Este tipo de simulação é definida como Simulação Numérica Direta da turbulência, DNS - do inglês Direct Numerical Simulation.

Já em 1942, Kolmogorov apresentou o que é hoje conhecido como escala dissipativa de Kolmogorov (*apud* [32]). Um resultado significativo para o estudo numérico

dos escoamentos, no qual observou que o tamanho dos turbilhões de menor escala está diretamente relacionado com a viscosidade cinemática  $\nu$  do fluido e a taxa de dissipação da energia cinética  $\varepsilon$ . Decorre deste estudo que o número de graus de liberdade ( $N_{gl}$ ), para o tratamento tridimensional, de um escoamento pode ser calculado através da expressão:

$$N_{gl} \geq Re_L^{9/4} \quad (3.8)$$

Uma vez que o fenômeno de turbulência ocorre à elevados números de Reynolds, conclui-se que se trata de um fenômeno que requer um alto número de graus de liberdade. Silveira Neto [32] apresenta o cálculo do  $N_{gl}$  de um escoamento atmosférico, tomando alguns dados típicos da escala de comprimento característico ( $l \approx 500\text{km}$ ) e menor escala da turbulência, escala ( $\eta \approx 1\text{mm}$ ). A partir destas medidas conclui que  $N_{gl}$  é da ordem de  $10^{24}$ . A grandiosidade deste valor está associada à ideia de que se pretende resolver um número de equações simultaneamente na ordem de  $10^{24}$ , dessa forma, a solução numérica de problemas deste nível de complexidade estão fora das possibilidades atuais, mesmo com os supercomputadores existentes.

Essa deficiência não isenta a eficiência desta estratégia de simulação. A DNS é muito empregada para regimes que apresente pequenos valores de  $Re$ , e de significativa importância para a compreensão das estruturas turbulentas, bem como a compreensão da transição de regime laminar para turbulento.

Nesta perspectiva, compreende-se a dificuldade em utilizar DNS para representação de modelos turbulentos para diversos problemas em engenharia, dado que estão associados a valores de  $Re$  expressivos. Portanto, faz-se necessário recorrer a modelos que permitam representar por estratégias aproximativas os turbilhões não captados pela malha. Os principais métodos para representação da turbulência correspondem ao Método de Média de Reynolds para as equações de Navier-Stokes (RANS) e ao Método de Simulação de Vórtices de Grandes Escalas (LES), a partir dos quais surgem diversos outros métodos [33].

Antes de apresentar os métodos, cabe apresentar o conceito básico nos quais estes são fundamentados. Escoamentos de natureza turbulenta apresentam flutuações expressivas da ordem de complexidade de desenvolvimento do escoamento. Grande parte dos problemas de interesse, principalmente na Engenharia, pode ser tratada por meio de valores médios.

Como já mencionado para o vento na seção 2.1, agora estendido para a representação de fluidos, o campo de velocidades de um escoamento turbulento pode ser expresso como uma perturbação temporal ( $\mathbf{u}'$ ) em torno de um valor médio de

velocidade ( $\bar{\mathbf{u}}$ ) equacionado como:

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}' \quad (3.9)$$

Uma consequência direta do estudo em termos de média é a perda de informações referentes às flutuações, quando  $(u') = 0$ , admitindo um faixa de tempo suficientemente grande para que  $(u')$  torne-se desprezível.

As médias apresentadas nas equações 2.3 e 3.9, podem ser obtidas relativas ao tempo para escoamentos em regime quase estacionário. Para os casos nos quais a turbulência é homogênea, uma média com relação ao espaço se mostrará mais coerente. Um terceiro caso de cálculo das médias provém de estudos experimentais. Considerando que existam diversos experimentos que compartilhem das mesmas condições de contorno e iniciais é possível definir as médias por meio do valor esperado [34]. O operador de média temporal, descrito para condições em que a turbulência é tomada como estacionária, é expresso por:

$$\bar{w}_t(x_0) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T w(x_0, t) dt \quad (3.10)$$

Nas condições para qual a turbulência é homogênea, toma-se o operador de média espacial:

$$\bar{w}_s(t_0) = \lim_{X \rightarrow \infty} \frac{1}{2X} \int_{-X}^X w(x, t_0) dx \quad (3.11)$$

Considerando dados experimentais para  $N$  repetições do escoamento, para problemas equivalentes, obtém-se o operador valor esperado descrito por:

$$\bar{w}_s(x_0, t_0) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N w_i(x_0, t_0) \quad (3.12)$$

ou considerando a função de densidade de probabilidade  $f(w)$  como:

$$\bar{w}_s(x_0, t_0) = \int_{-\infty}^{\infty} w f(w) dw \quad (3.13)$$

O método RANS considera o processo de filtragem por meio do operador temporal, na metodologia LES, a mesma é realizada a partir do operador espacial.

### 3.3.1 Simulação de Grandes Escalas - LES

A primeira aplicação de simulação de grandes escalas - LES, em problemas da engenharia foi apresentada em 1970 por James W. Deardorff para representação de escoamento turbulento em canal. Entretanto, já em 1963, Smagorinsky desenvolve

uma aplicação em meteorologia para circulação da atmosfera [33]. Neste trabalho, Smagorinsky apresenta uma formulação bastante significativa para tratamento de LES, que é fortemente utilizado até os dias atuais.

A simulação de vórtices de grandes escalas (LES), é desenvolvida com base na observação de que as pequenas estruturas de movimento turbulento possuem um caráter homogêneo e isotrópico, mais universal do que as grandes escalas, que transportam a energia turbulenta. Assim, o principal objetivo deste método consiste em resolver as grandes estruturas de turbilhões com precisão, proveniente do tratamento direto de solução das equações de Navier-Stokes, aproximando os efeitos das pequenas escalas por modelos matemáticos.

Os métodos DNS e LES apresentam significativa similaridade no que se refere ao refinamento da malha a serem utilizadas, o que acarreta num elevado custo computacional. Todavia, a metodologia LES permite resolver escoamentos a elevados números de Reynolds, utilizando o processo de filtragem das escalas, que permite identificar para uma malha a menor escala de representação dos turbilhões. Sendo as estruturas de escala inferior a esta reproduzidas por modelos sub-malha, enquanto que o método DNS capturaria as menores escalas apenas para uma malha com maior refinamento (ver Figura 3.1).

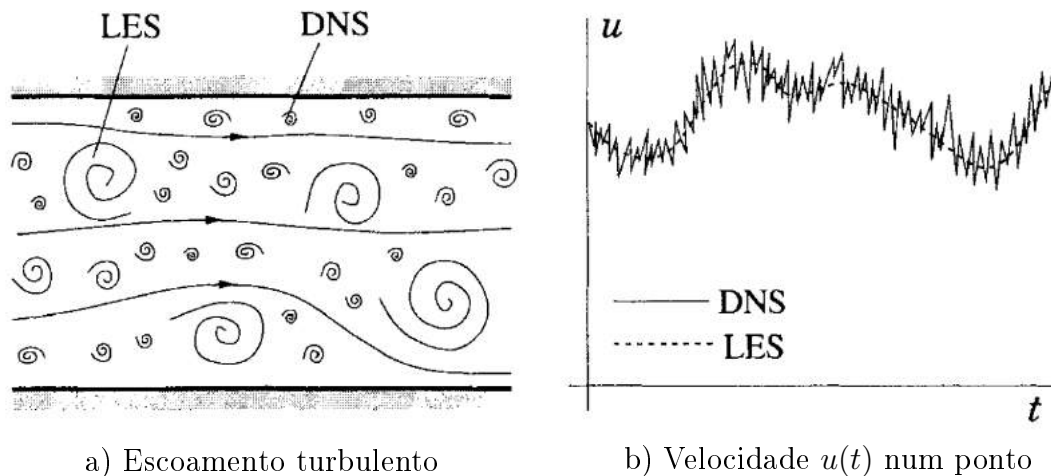


Figura 3.1: Representação esquemática da relação entre as metodologias DNS e LES [17]

### 3.3.1.1 Formulação do Método

O desenvolvimento da simulação LES é realizado com base na filtragem das grandes escalas, de maneira que se faz necessário obter uma decomposição das variáveis do campo total em termos de componentes de grande escala  $f(\bar{\mathbf{x}}, t)$  e as pequenas escalas  $f'(x, t)$ , ditas sub-malha.

$$f(\mathbf{x}, t) = \bar{f}(\mathbf{x}, t) + f'(\mathbf{x}, t) \quad (3.14)$$

Para tanto, a parte filtrada é estabelecida por:

$$\bar{f}(\mathbf{x}, t) = \int_D f'(\mathbf{x}', t) G(\mathbf{x} - \mathbf{x}') d\mathbf{x} \quad (3.15)$$

onde  $G$  é a função de filtro, responsável pela estrutura e tamanho das menores escalas, que depende da diferença  $(\mathbf{x} - \mathbf{x}')$  e da largura do filtro  $\Delta$ . As funções de filtro  $G$  mais utilizadas são o filtro de Fourier, Gaussiano e no espaço real. Este último é definido por:

$$G(\mathbf{x}, t) = \begin{cases} 1/\Delta^3 & \text{se } |x| \leq \Delta/2 \\ 0 & \text{se } |x| > \Delta/2 \end{cases} \quad (3.16)$$

Ao aplicar o processo de filtragem na descrição do escoamento regida pelas Eq. 3.1 e Eq. 3.2, resulta-se em:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.17)$$

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = \rho f_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} \quad (3.18)$$

Avaliando a Eq. 3.18, observa-se a presença de um termo convectivo não linear na forma de produto filtrado  $\bar{u}_i \bar{u}_j$ , o que acarreta em um problema de fechamento das equações (mais variáveis que equações), uma vez que o produto do filtro não é comutativo. Para mitigar esse problema, é introduzida a relação  $\bar{u}_i \bar{u}_j$  combinada ao uso de manipulações matemáticas, obtém-se a nova expressão:

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = \rho f_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j} \quad (3.19)$$

onde  $\tau_{ji}$  é o termos de tensões de Reynolds sub-malha:

$$\tau_{ji} = \bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (3.20)$$

A tensão  $\tau_{ji}$  representa a influência das escalas filtradas sub-malha no comportamento das grandes escalas captadas e representadas pela malha. A solução do problema fica, portanto, condicionada a obtenção da solução associada a este termo. A inexistência de uma formulação analítica para representação exata deste tensor limita a solução do problema a modelos numéricos. Um modelo bastante difundido é o modelo de Smagorinsky que será apresentado no presente trabalho.

### 3.3.1.2 Modelo de Smagorinsky

Boussinesq propôs expressar o tensor de tensão de Reynolds sub-malha por meio de uma relação entre as tensões turbulentas e as tensões viscosas (*apud* [34]). Nessa

perspectiva o tensor pode ser expresso por:

$$\tau_{ji} = 2v_T S_{ij} \quad (3.21)$$

O uso do modelo sub-malha de Smagorinsky está limitado em termos de escoamentos complexo que acarretem em condições de escoamento próximo à parede e recolamento, consequência do uso de única constante  $C_s$ . Um estudo realizado por Germano et al. [35] e posteriormente modificado por Lilly [36], é proposto um modelo dinâmico de viscosidade turbulenta auto-adaptativo, no qual o coeficiente  $C_s$  passa ser uma função do espaço e tempo e determinado por meio de dois filtros de diferentes comprimentos característicos.

A primeira filtragem considerada faz uso da discretização das equações, para as características da dimensão dos elementos da malha, definindo um filtro no nível de malha. O segundo filtro considerado é dito "filtro teste", de dimensão característica maior que o filtro principal, ou filtro de malha. Considerando estes dois níveis de escala para avaliação dos turbilhões, o modelo dinâmico faz uso de informações relativas à menor escala resolvidas, contida na região entre os filtros, para calcular o coeficiente dinâmico, bem como incorporar a transferência de energia entre as escalas filtradas e as escalas sub-malha.

O modelo de Smagorinsky (1963) permite representar os efeitos das escalas sub-malha, no comportamento das grandes escalas, partindo da hipótese de existência de um equilíbrio local para as pequenas. Como bem a apresentado por [34], o modelo de Smagorinsky prevê que a viscosidade turbulenta sub-malha é proporcional à escala de velocidade e ao comprimento do filtro referente à malha, dada por:

$$v_T = (C_s l)^2 \sqrt{\varepsilon_{ij} \varepsilon_{ij}} \quad (3.22)$$

onde  $C_s$  é a constante de Smagorinsky. A definição do valor de  $C_s$  é uma questão bastante delicada, pois está associada ao tipo de escoamento envolvido.

Em 1967, D. K. Lilly determinou o valor de  $C_s = 0,18$ , admitindo turbulência isotrópica e homogênea. Todavia, este valor acarreta em um excessivo amortecimento nas flutuações de grandes escalas em escoamentos cisalhantes ou com fronteiras sólidas. Dessa forma,  $C_s$  não é uma constante universal, podendo assumir valores entre 0,1 e 0,25. Na presente pesquisa foi adotado o valor de  $C_s = 0,1$ .

# Capítulo 4

## Tratamento Computacional

### 4.1 Software EdgeCFD

Neste trabalho utilizou-se uma ferramenta computacional intitulada EdgeCFD. Trata-se de um software desenvolvido e aperfeiçoado no Núcleo de Atendimento a Computação de Alto Desempenho - NACAD/COPPE-UFRJ, para simulação numérica de problemas sob escoamento incompressível.

O software EdgeCFD é uma ferramenta computacional para CFD baseada no método de elementos finitos de uso geral. Emprega a formulação SUPG/PSPG/LSIC para as equações de Navier-Stokes incompressíveis e a formulação SUPG com captura de descontinuidades para transporte escalar [37–39]. O EdgeCFD usa o modelo de Smagorinsky para tratar a turbulência [37].

Esse código usa um algoritmo preditor-multicorretor de integração de tempo com passo de tempo adaptativo por um controlador Proporcional-Integral-Derivativo (PID). Dentro do loop de solução de escoamento, os passos de multicorreção correspondem ao método de Newton-Inexato. Nesta abordagem, o solver não linear adapta a tolerância de acordo com a evolução do resíduo da solução. O sistema de equações lineares é solucionado via Método dos Resíduos Mínimos Generalizados (GMRES). Os cálculos são realizados em paralelo usando um paradigma de memória distribuída através da biblioteca de interface de troca de mensagens (MPI), usando comunicação ponto-à-ponto. As integrais no EdgeCFD são calculadas usando a formulação de derivadas na forma fechada em coordenadas volumétricas ou usando uma regra de integração de um ponto (centróide). Assim, todos os coeficientes nas matrizes e resíduos do elemento são explicitamente codificados [37–40].

A fim de evitar as instabilidades numéricas devido a simulação para elevados números de Reynolds, limitação do Método de Newton-Inexato, o software dispõe de uma função de incremento de velocidade que permite estabelecer uma rampa de crescimento do número de Reynolds, podendo fazer uso de passos de tempo



adaptativo, acelerando-se o fluido gradualmente até o número de Reynolds desejado.

A formulação RBVMS (do inglês *Residual-Based Variational Multiscale formulation*) e a condição de iteração fluido-estrutura - FSI (do inglês *Fluid-Structure Interaction*) encontravam-se em fase de desenvolvimento [41, 42], portanto, não foram utilizadas nas simulações realizadas na presente pesquisa.

## 4.2 Validação - Cilindro Circular à $Re = 100$

Esta seção se destina a avaliação numérica, para compreender o funcionamento do software EdgeCFD. Para tanto, utilizou-se o exemplo numérico apresentado em Lins *et al.* [39], trata-se de um cilindro rígido com diâmetro  $d = 2,0$  e altura  $H = 4d$ , submetido a um escoamento uniforme em regime laminar  $Re = 100$ . Estudado sob diferentes condições de refinamento de malha, por meio da avaliação de parâmetros preponderantes para definição do fenômeno de desprendimento de vórtices e do comportamento da estrutura frente à condição de escoamento, a saber, número de Strouhal ( $St$ ), coeficiente de arrasto ( $C_D$ ) e coeficiente de sustentação ( $C_L$ ).

### 4.2.1 Características do Domínio

A definição de geometria do domínio truncado foi tomada equivalente à adotada por Lins *et al.* [39]. Esta, por sua vez, foi desenvolvida com base nas análises apresentadas por Behr *et al.* [43] para conservação das características do escoamento. Nessa perspectiva, a Figura 4.1 ilustra as condições de domínio truncado.

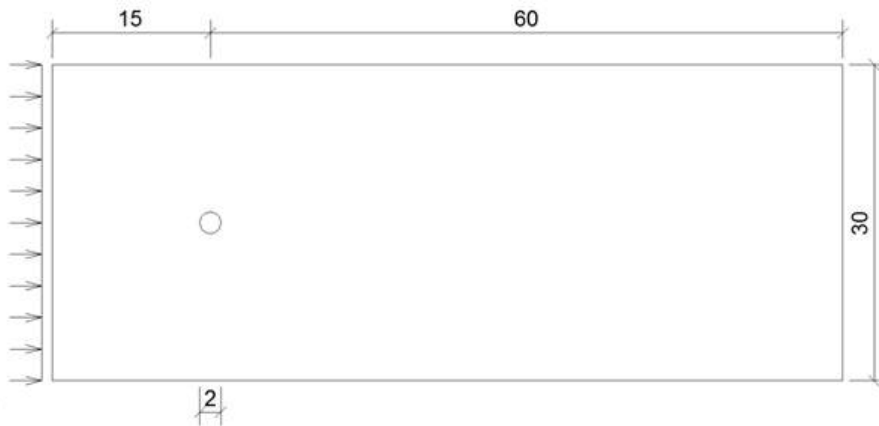


Figura 4.1: Condições de contorno e domínio truncado para cilindro circular

No que se refere as condições de contorno, considerou-se a condição de deslizamento livre nas superfícies do topo, base e em ambos os lados e pressão zero na saída. Adicionalmente, foi prescrito um perfil de velocidade unitário na entrada,  $u_{x_0}$ .

Sabe-se que as regiões em torno do cilindro e à esteira apresentam maior influência na simulação, compreendendo as características de separação, recolamento e formação e desprendimento de vórtices. Nessa perspectiva, foi adotado um critério de refinamento para a malha de modo que estas regiões apresentem maior refinamento que as demais (Figura 4.2).

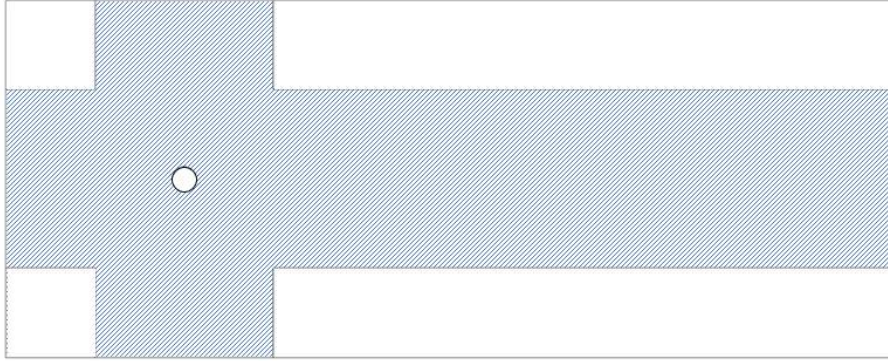


Figura 4.2: Regiões de maior refinamento da malha

Para geração da malha foi utilizado o software Gmsh [44] e a Tabela 4.1 apresenta as características da malha (número de nós e de elementos), considerando diferentes níveis de discretização.

Tabela 4.1: Características das malhas analisadas

Malha	número de nós	número de elementos
Lins <i>et al.</i> [39]	81991	446662
1	42352	223150
2	85951	469402
3	168744	943128
4	125037	689426

## 4.2.2 Análises

Para análise dos modelos foram verificados três parâmetros de fundamental importância na análise de estruturas a saber: número de Strouhal ( $St$ ), coeficiente de arrasto ( $C_D$ ) e coeficiente de força lateral ( $C_L$ ), a serem apresentadas a seguir.

### 4.2.2.1 Número de Strouhal

Como mencionado no capítulo 2, o número de Strouhal relaciona três fatores: a frequência de desprendimento de um par de vórtices ( $f$ ); a dimensão característica da estrutura em questão, diâmetro da seção circular ( $d$ ); e a velocidade média do escoamento  $\bar{u}_x$ , expresso pela Equação. 2.8.

Os valores de  $d$  e  $\bar{u}_x$  são conhecidos e iguais para todas as diferentes definições de malha, conforme fornecidos inicialmente. Portanto, faz-se necessário determinar o valor da frequência de desprendimento de vórtices para todas as configurações de malha. Uma alternativa para determinação da frequência de desprendimento de vórtices é considerar o inverso do período de oscilação da velocidade, ou o número de picos dentro de um intervalo de tempo (período). Adicionalmente, optou-se por analisar a variação da velocidade em três pontos na extremidade a jusante do escoamento, objetivando calcular o número de Strouhal em diferentes alturas. Estes pontos estão alinhados na direção do eixo do cilindro, na face de saída do domínio truncado, variando a cota vertical em  $z = 2, 4$  e  $6$ . A Figura 4.3 apresenta a variação de velocidade transversal para a altura  $z=4$ , para a malha de Lins *et al.* [39].

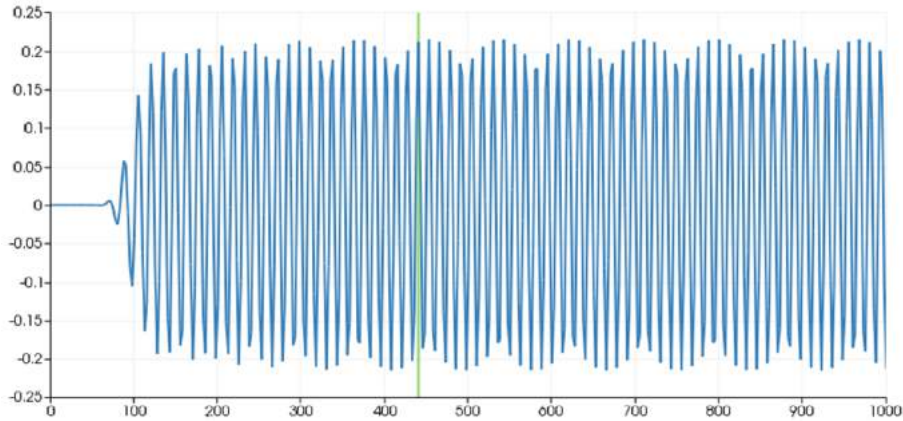


Figura 4.3: Variação da velocidade na direção transversal para  $z = 4$

Observa-se que a velocidade entra em regime periódico no instante  $t = 440$ , aproximadamente. A partir dos resultados observados, verificou-se a presença de 41 picos para o período de  $T = 515$ , medido entre o tempo  $t = 440,05$  e  $t = 955,05$ , resultando em:

$$f = \frac{41}{515} \simeq 0,079612Hz \quad (4.1)$$

Considerando os valores definidos para  $f$ ,  $d$  e  $\bar{u}_x$ , tem-se:

$$St = \frac{0,079612 \cdot 2,0}{1,0} \simeq 0,159224 \simeq 0,16 \quad (4.2)$$

Procedendo de maneira análoga para as demais alturas e malhas, obtém-se o conjunto de resultados apresentados na Tabela 4.2.

Observa-se que os valores de  $St$  são equivalentes para as diferentes alturas dentro do mesmo modelo, consequência de um comportamento da variação da velocidade uniforme para as três alturas. Essa similaridade decorre do fato de que não há interferência no desenvolvimento do fenômeno de desprendimento de vórtices, que apresenta comportamento padrão em cada seção da altura. Caracterizando o esco-

Tabela 4.2: Valores de número de Strouhal para diferentes cotas e malhas

Malha	$z = 2$	$z = 4$	$z = 6$
Lins <i>et al.</i> [39]	0,159224	0,159224	0,159224
1	0,157983	0,157983	0,157983
2	0,159322	0,159322	0,159322
3	0,159280	0,159280	0,159280
4	0,160000	0,160000	0,160000

amento como um escoamento bidimensional, ou 2D.

#### 4.2.2.2 Coeficientes de força

As forças de arrasto e de sustentação atuantes no cilindro são obtidas a partir do campo de tensões atuantes diretamente no cilindro. A força atuante no cilindro é obtida ao integrar o campo de pressões sobre a superfície de contato com o cilindro, equacionada na forma:

$$\mathbf{F} = \int_A \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} \, d\mathbf{A} \quad (4.3)$$

E os coeficientes de arrasto e de sustentação são obtidos como apresentado no capítulo 2 (Eq. 2.9). Embora seja de conhecimento que a parcela de força devido as tensões viscosas apresente contribuição significativa na condição de pequenos valores de número de Reynolds, na presente análise, considerou-se apenas a parcela devida a pressão.

A Figura 4.4 ilustra a variação do coeficiente de arrasto com o tempo. Verifica-se que a partir do instante  $t = 300$ , o valor de  $C_D$  apresenta pequenas variações. Todavia, buscando eliminar conflitos nos resultados foi desconsiderada a região de transição entre o regime transiente e o regime periódico, além de padronizar os intervalos de análise, optou-se por avaliar o resultado a partir de  $t = 440$ .

Para melhor visualizar o comportamento de  $C_D$ , optou-se por modificar a escala de plotagem dos resultados, conforme ilustrado na Figura 4.5. Verifica-se que  $C_D \simeq 1,0767$ .

Procedendo de maneira análoga para as demais malhas, obtém-se o conjunto de resultados apresentados na Tabela 4.3.

A Figura 4.6 ilustra a variação do coeficiente de sustentação com o tempo.

Verifica-se que  $C_L$  apresenta variações em torno do zero, comportamento característico de corpos de seção circular. Para os primeiros instantes de tempo ( $t < 300$ ),  $C_L$  apresenta um crescimento nestas variações. A partir deste instante de tempo a oscilação do valor de  $C_L$  se torna periódica.

Para melhor visualizar o comportamento de  $C_L$  e confirmar que o valor médio do coeficiente de sustentação corresponde a  $C_L = 0$ , optou-se por modificar a escala

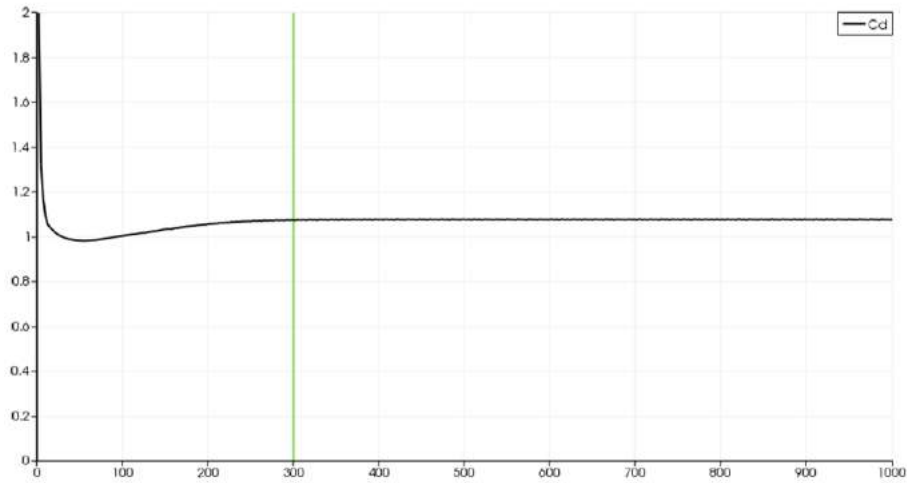


Figura 4.4: Variação do coeficiente de arrasto ( $C_D$ ) com o tempo

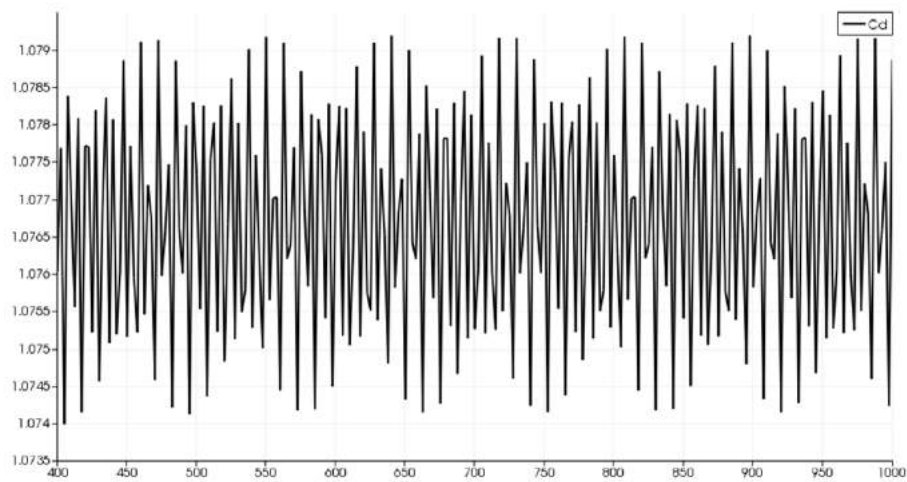


Figura 4.5: Variação do coeficiente de arrasto ( $C_D$ ) com o tempo, para o intervalo de 400 a 1000

Tabela 4.3: Valores de coeficiente de arrasto ( $C_D$ ) para as diferentes malhas

Malha	$C_D$
Lins <i>et al.</i> [39]	1,07671
1	1,21205
2	1,16505
3	1,16049
4	1,16231

de plotagem dos resultados, conforme ilustrado na Figura 4.7.

Apesar de apresentar valores inferiores aos das forças de arrasto, a força de sustentação tem um papel importante. Para corpos sujeitos ao fenômeno de desprendimento de vórtices, esta parcela da força apresenta uma significativa influência no comportamento da estrutura.

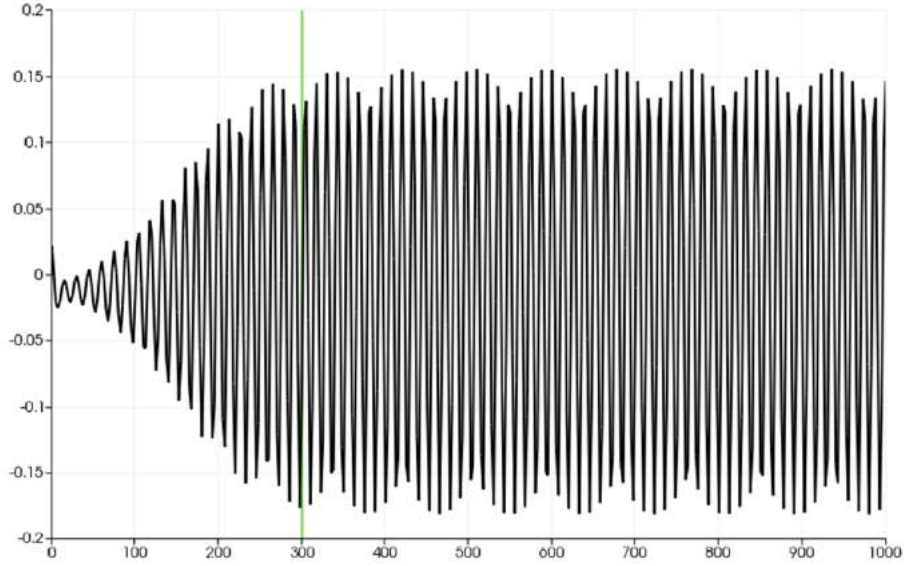


Figura 4.6: Variação do coeficiente de sustentação ( $C_L$ ) com o tempo

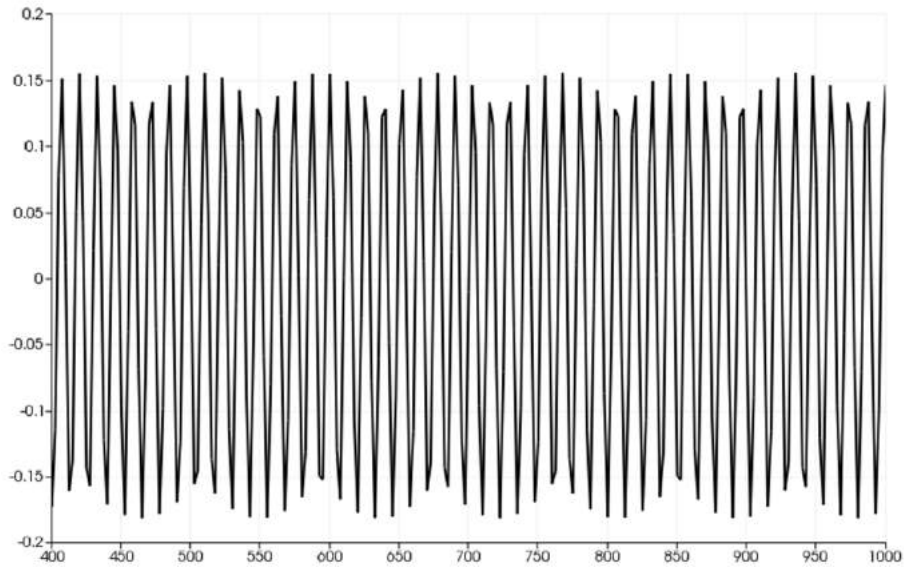


Figura 4.7: Variação do coeficiente de sustentação ( $C_L$ ) com o tempo, para o intervalo de 400 a 1000

Nestes moldes, uma segunda alternativa para obter os coeficientes de sustentação ( $C_L$ ), corresponde a expressar  $C_L$  em termos de rms ( $\tilde{C}_L$ ), uma vez que, como dito anteriormente, para este tipo de seção o valor médio é nulo. A análise desenvolvida resultou em  $\tilde{C}_L = 0,119873$ . Analogamente, obtém-se para as demais malhas o conjunto de resultados apresentados na Tabela 4.4.

Para uma melhor avaliação das malhas, buscou-se analisar, de forma conjunta, os resultados obtidos para os parâmetros  $St$ ,  $\bar{C}_D$  e  $\tilde{C}_L$ , resumidos na Tabela 4.5, na tentativa de eleger a malha com menor discretização, apresentando melhor concordância com a malha definida em [39].

Tabela 4.4: Valores rms de coeficiente de sustentação ( $\tilde{C}_L$ ) para as diferentes malhas

Malha	$C_L$
Lins <i>et al.</i> [39]	0,119873
1	0,127707
2	0,152653
3	0,169095
4	0,157321

Tabela 4.5: Valores de  $St$ ,  $C_D$  e  $C_L$  para diferentes cotas e malhas

Malha	$St$	$C_D$	$C_L$
Lins <i>et al.</i> [39]	0,159224	1,07671	0,119873
1	0,157983	1,21205	0,127707
2	0,159322	1,16505	0,152653
3	0,159280	1,16049	0,169095
4	0,160000	1,16231	0,157321

Avaliando os resultados, verificou-se que a malha 2 apresentou resultados satisfatórios quando comparados com os apresentados para a malha de Lins *et al.* [39], dado que a diferença de resultados relativas ao obtido por meio da malha de referência, destoaram em 0,06% no número de Strouhal, 8,20% para o coeficiente de arrasto e 3,28% para o valor rms do coeficiente de força lateral.

### 4.2.3 Nova Análise de Malha

Esta seção se destina a um novo estudo de malha. Uma vez que, considerando a região de escoamento perturbado frente a presença de um corpo rombudo (ver Figura 2.1) e a significativa sensibilidade do escoamento às condições da esteira próxima do cilindro, considerou-se importante desenvolver um maior refinamento nas proximidades do cilindro. Para tanto, considerou-se a construção de duas novas regiões de refinamento de malha, objetivando regularizar a malha próximo do cilindro circular, esquematicamente, representada pela Figura 4.8.

As novas malhas resultaram em um padrão de refinamento semelhante ao apresentado (Figura 4.9), sendo avaliados diferentes níveis de discretização, resultando em 4 modelos cujas características estão descritas na Tabela 4.6.

A Tabela 4.7 reúne os resultados obtidos para os parâmetros  $St$ ,  $\bar{C}_D$  e  $\tilde{C}_L$ , considerando as novas malhas.

Avaliando os resultados, verifica-se que a malha 2.3 apresenta os melhores resultados comparativamente aos apresentados para a malha adotada por Lins *et al.* [39]. As diferenças destoam em 0,10% no número de Strouhal, 0,07% para o coeficiente

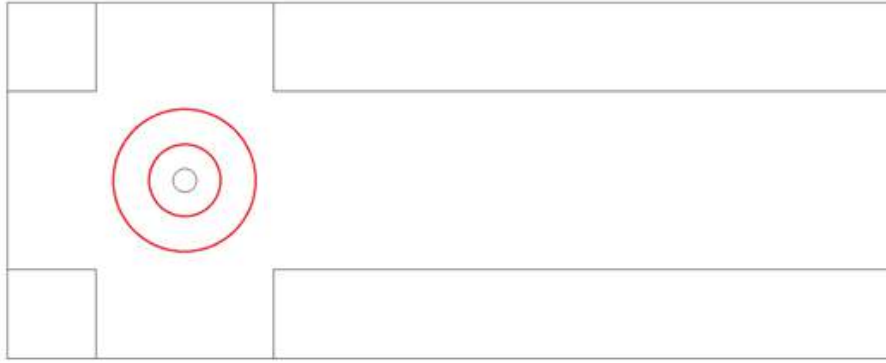


Figura 4.8: Novas regiões de maior refinamento da malha

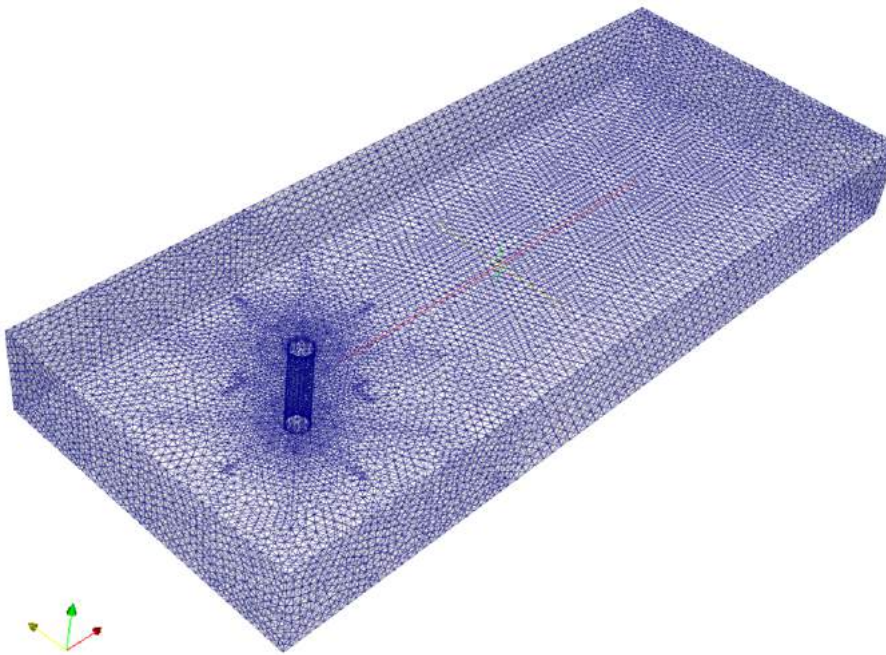


Figura 4.9: Exemplo de malha para o caso 2.2

Tabela 4.6: Características das novas malhas analisadas

Malha	número de nós	número de elementos
Lins <i>et al.</i> [39]	81991	446662
2.1	65402	348775
2.2	86417	467966
2.3	135013	746267

de arrasto e 2,85% para o valor rms do coeficiente de sustentação.

Todavia, a malha 2.2 apresenta resultados significativamente satisfatórios quando comparados aos de Lins et al. [39], dado que as diferenças de resultados destoam em 0,02% no número de Strouhal, 0,58% para o coeficiente de arrasto e 6,52% para o valor rms do coeficiente de sustentação. Cabe ressaltar que a malha 2.2 possui aproximadamente 2/3 do número de nós e de elementos da malha 2.3, resultando



Tabela 4.7: Valores de  $St$ ,  $C_D$  e  $C_L$  para as novas malhas

Malha	$St$	$C_D$	$C_L$
Lins et al. [39]	0,159224	1,07671	0,119873
2,1	0,158721	1,10123	0,142653
2,2	0,159191	1,08291	0,127569
2,3	0,159380	1,07594	0,120215

em um custo computacional inferior ao da malha 2,3, tornando-a significativamente atrativa a utilização da mesma (malha 2.2).

## 4.3 Campo de Velocidade do Vento Incidente - Tratamento de Condições de Contorno

### 4.3.1 Condição de Semelhança

A modelagem numérica da estrutura sob escoamento prevê a simulação das características da estrutura e do escoamento de modo que os resultados obtidos na simulação numérica possam se estendidos a condição real. Designa-se os subíndices  $n$  e  $r$  para representar a simulação numérica e a condição real, respectivamente.

A escala geométrica é definida como:

$$e_l = \frac{L_n}{L_r} \quad (4.4)$$

onde  $L$  é a dimensão característica, no presente trabalho será vista como diâmetro  $D$ .

A equivalência dos regimes de escoamento é garantida ao reproduzir o número de Reynolds:

$$\left( \frac{\bar{u}_x D}{\nu} \right)_n = \left( \frac{\bar{u}_x D}{\nu} \right)_r \quad (4.5)$$

A equivalência de frequência é propiciada pelo número de Strouhal, uma vez que é garantida a semelhança dos regimes de escoamento, portanto

$$\left( \frac{f D}{\bar{u}_x} \right)_n = \left( \frac{f D}{\bar{u}_x} \right)_r \quad (4.6)$$

Permitindo estabelecer a frequência equivalente ao modelo real como:

$$f_r = f_n \cdot \frac{D_n}{D_r} \cdot \frac{(\bar{u}_x)_r}{(\bar{u}_x)_n} \quad (4.7)$$

Por conseguinte, define-se a correção do tempo como:

$$T_n = T_r \cdot \frac{D_n}{D_r} \cdot \frac{(\bar{u}_x)_r}{(\bar{u}_x)_n} \quad (4.8)$$

utilizada para aplicação dos históricos de velocidade de vento.

### 4.3.2 Velocidade Média Variável ao Longo da Altura

O desenvolvimento de projetos de estruturas civis faz uso de valores de forças e momentos na base, controlados predominantemente pelos esforços atuantes na fração superior da estrutura. A lei potencial (Eq. 2.2) representa bem a variação da velocidade média do vento ao longo da altura acima do terreno.

A consideração de um perfil potencial de velocidade média nos modelos simulados acarretou em instabilidades numéricas associadas aos vórtices de base. A expressiva variação de velocidade na fração inferior do cilindro e velocidade zero na base resultou em um escoamento horizontal secundário, exigindo um aumento do domínio simulado. Embora ocorra uma interação entre o escoamento principal e o escoamento secundário, perturbando o padrão da esteira a sotavento, cabe observar que esta influência será desenvolvida distante do cilindro e, portanto, não desperta interesse no presente estudo.

A fim de eliminar este complicador, sem recorrer a mudança no domínio, buscou-se utilizar de um perfil linear de velocidade média. De fato, para fins práticos, a consideração de um perfil linear que se ajuste bem ao terço superior da estrutura não compromete o dimensionamento da mesma.

A Figura 4.10 ilustra a variação de velocidade média, adimensionalizada pela velocidade no topo, para a lei potencial e uma aproximação linear do terço superior.

Cabe observar que o perfil de velocidade média  $\bar{u}_x$  adotada para as simulações numéricas do presente trabalho foram obtidas a partir da normalização da velocidade  $\bar{u}_x$  do protótipo, resultando em uma velocidade máxima unitária,  $(\bar{u}_x)_{max} = 1,0$ . Nessa perspectiva, a garantia de equivalência de número de Reynolds foi estabelecida em termos da correção da viscosidade cinemática.

#### 4.3.2.1 Aceleração Gradativa do Fluido - Construção da Condição Inicial

Uma limitação vinculada ao emprego do método de Newton-Inexato está associada solução inicial, de modo que, a aplicabilidade do método requer que a solução inicial esteja satisfatoriamente próxima da solução do sistema. Nessa perspectiva, para garantir a convergência da simulação numérica a elevados números de Reynolds, uma estratégia adotada consiste em um avanço gradativo do número de Reynolds.

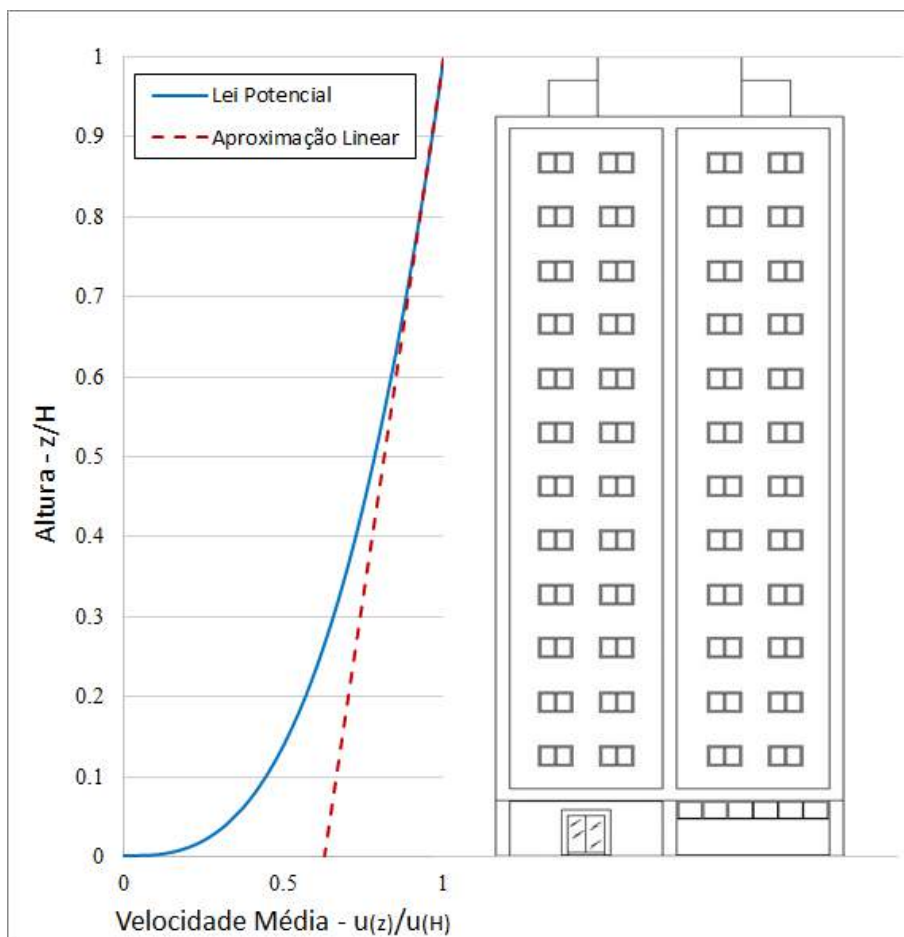


Figura 4.10: Perfil de velocidade média adimensional, para a lei potencial e uma aproximação linear do terço superior

Esta alternativa combinada ao uso de controladores de tempo adaptativo permitem reduzir significativamente o custo computacional da simulação.

A Figura 4.11 ilustra esquematicamente um exemplo de velocidade, e o correspondente número de Reynolds, variável com o tempo, para uma simulação em regime subcrítico. A simulação numérica é iniciada ( $t = 0$ ) com a aplicação de uma velocidade de  $10^{-4}$  na direção principal do escoamento, simulando um regime laminar com  $Re = 10$ . Incrementos de velocidade são aplicados com o avanço temporal, até que a velocidade máxima unitária seja atingida reproduzindo o regime desejado. Após a fase de aceleração do fluido, a simulação se desenvolve com a velocidade unitária até que todo o domínio esteja submetido a esta mesma velocidade, momento em que a simulação é interrompida e reinicializada, marcada pela linha preta na Figura 4.11. Para reinicialização, considera-se as características do escoamento (velocidade e pressão) no instante final ( $t = 1000$ ) como condições iniciais.

Em alguns casos, pode ser conveniente trabalhar com mais de uma rampa de velocidade, incluindo, ou não, patamares intermediários. A simulação de escoamento em regime supercrítico, por exemplo, trabalha com valores de número de Reynolds na

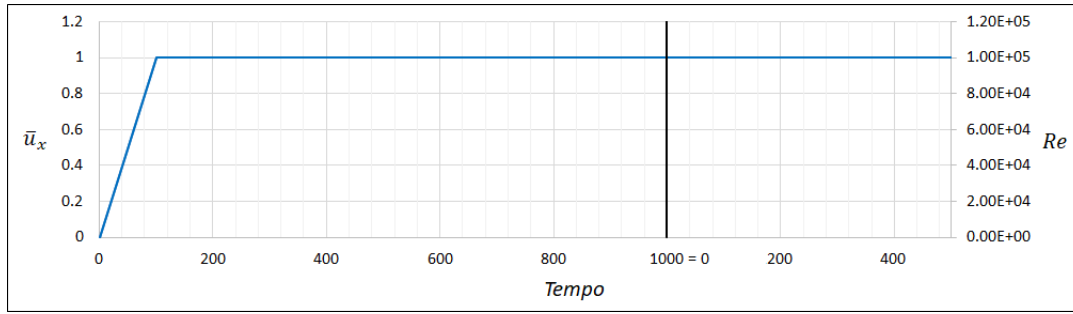


Figura 4.11: Variação da velocidade aplicada na entrada e o correspondente número de Reynolds com o tempo - 1 rampa

ordem de  $10^6$ , apresentando uma esteira significativamente turbulenta. A utilização de duas rampas de velocidade se mostra uma alternativa atraente neste caso, de modo que a velocidade apresente um aumento expressivo para os instantes iniciais ( $0 < t < 100$ ) e uma variação suavizada nos instantes subsequentes ( $100 < t < 200$ ), como pode ser verificado na Figura 4.12.

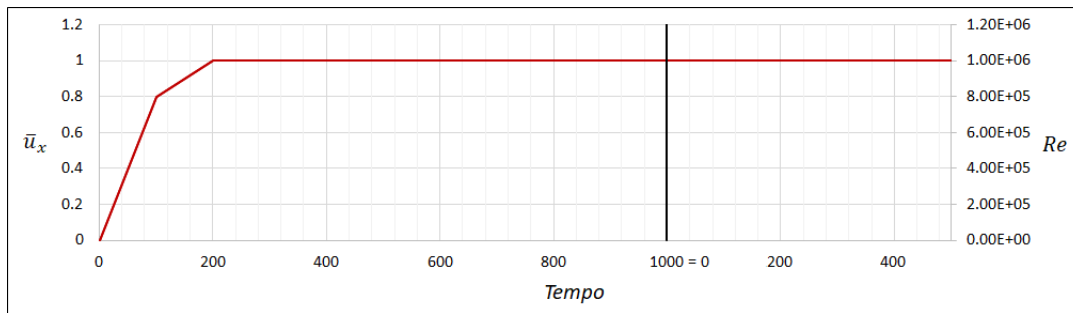


Figura 4.12: Variação da velocidade aplicada na entrada e o correspondente número de Reynolds com o tempo - 2 rampas

### 4.3.3 Velocidade Flutuante

As histórias de velocidade flutuante na direção horizontal foram geradas pelo programa TURBHARRIS [45, 46], estabelecendo o campo de velocidade em uma seção retangular malhada em faixas horizontais e verticais, por meio do método de auto-regressão para geração de históricos simples de velocidade flutuantes associados ao espectro de Harris (Eq. 2.4), utilizando do procedimento apresentados por Buchholdt et al. [47] para correlação espacial dos históricos.

Os parâmetros de entrada para geração dos históricos são: velocidade média a 10m, categoria de turbulência (definindo a intensidade de turbulência), coordenadas horizontais e verticais da malha. Mais detalhes acerca do programa TURBHARRIS podem ser vistos nos trabalhos de Pfeil [45] e Conceição [46]. A Figura 4.13 ilustra uma história de velocidade longitudinal normalizada  $u'_x$  gerada pelo programa TURBHARRIS, para velocidade  $\bar{u}_x = 11.35$ , intensidade de turbulência  $I_u = 10\%$ .

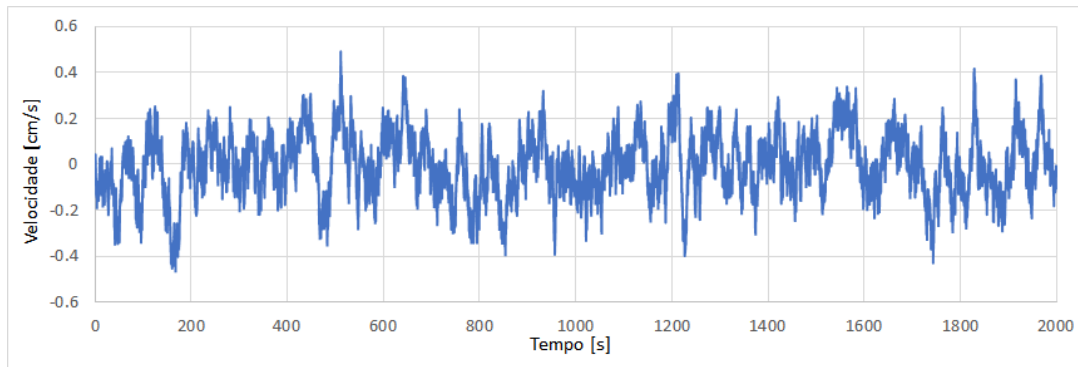


Figura 4.13: História de velocidade longitudinal normalizada  $u'_x$  para  $I_u = 10\%$

A compatibilidade com o espectro de Harris pode ser verificada na Figura 4.14, na qual o espectro de velocidade associado ao referido história (Figura 4.13) encontra-se ilustrado conjuntamente com o espectro de Harris.

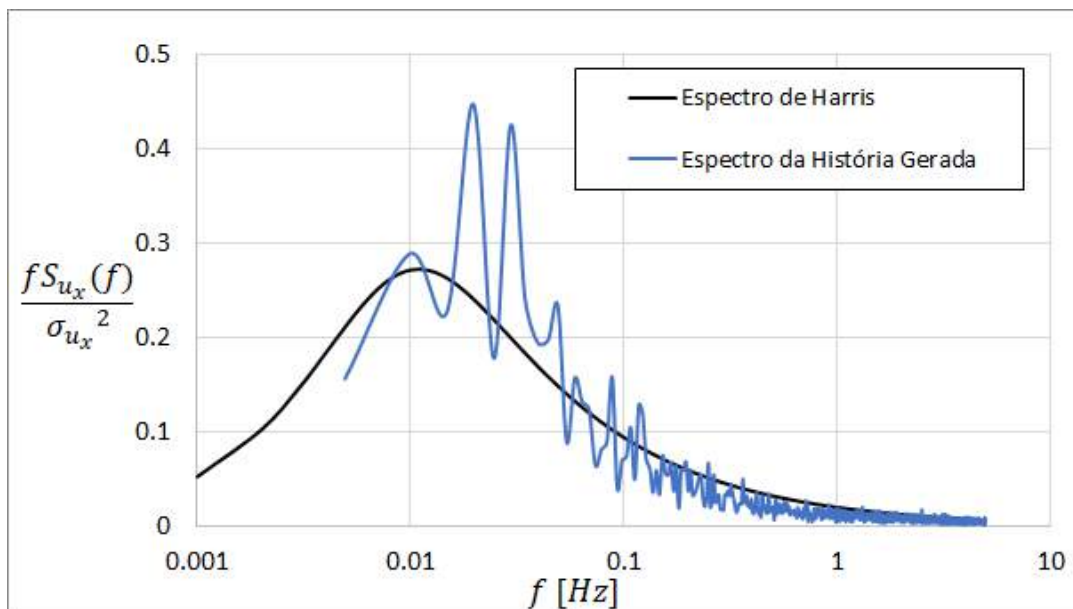


Figura 4.14: Espectro de Harris e espectro para um histórico de velocidade  $u'_x$  gerado no programa TURBHARRIS, em escala semilogarítmica

A flutuação de velocidade longitudinal foi considerada como um incremento de velocidade  $u'_x$  à velocidade média, utilizou-se da correção de escala de tempo descrita no início desta seção. Para tanto, uma interpolação temporal linear das velocidades flutuantes foi prevista em intervalos de tempo computacional diferentes dos intervalos de tempo da geração dos históricos, contemplando as possibilidades de passo de tempo fixo ou adaptativo.

A inclusão desta parcela pode ser realizada considerando duas hipóteses de correlação das flutuações: correlação total, em que o mesmo histórico de velocidades flutuantes foi aplicado em todos nós da entrada, aplicável aos casos de pequenas dimensões; e a correlação parcial, em que históricos diferentes são considerados em

cotas distintas. Para condição de refinamento de malha superior ao de geração das histórias, foi estabelecida uma interpolação espacial linear dos históricos de velocidade em coordenadas vizinhas. Em virtude das dimensões dos modelos estudados (modelos de escalas reduzida), o presente trabalho se restringiu aos casos de correlação total.

## 4.4 Supercomputador Lobo Carneiro - LoboC

Devido a necessidade de malhas muito grandes e longos períodos de integração temporal, as simulações da presente tese foram efetuadas no supercomputador Lobo Carneiro - LoboC (inaugurado em 13 de julho de 2016), cujas características encontram-se descritas a seguir:

- Processamento:
  - 504 CPUs Intel Xeon E5-2670v3 (Haswell): 6048 Cores
  - Cores/Nó Processamento (reais): 24 Cores
  - Cores/Nó processamento com Hyper-Threading (HT): 48 cores
  - Total de Nós de processamento: 252
- Memória:
  - Memória por nó de processamento: 64 GBytes
  - Total de Memória RAM: 16 TBytes (distribuída)
  - Sistema de arquivo paralelo: Intel Luster (500 TBytes)
  - Armazenamento em disco: 60 TBytes
- Rede:
  - Infiniband FDR - 56 Gbs (Hypercube)
- Sistemas operacional:
  - Suse Linux Enterprise (SLE)
- Compiladores habilitados:
  - Intel, PGI e GNU (Fortran-90 e C/C++)
- Message Passing Interface - MPI (para computação paralela):
  - MPT, Intel MPI, MVAPICH e OpenMPI

O LoboC possui capacidade instalada (desempenho de pico) de processamento na ordem de 200 Tflop/s ( $200 \times 10^{15}$  float-point operations per second).

# Capítulo 5

## Resultados de Simulações Numéricas

### 5.1 Aspectos Gerais

Este capítulo se destina a apresentação e discussão dos resultados obtidos via simulação numérica de alta fidelidade, objetivando verificar a influência de diferentes parâmetros na formação e desprendimento de vórtices, a saber: esbeltez finita; escoamento cisalhante; e variação de diâmetro. Este último também foi estudado combinado aos demais parâmetros. As análises são desenvolvidas em termos de distribuição de velocidade transversal, frequência de desprendimento de vórtices, número de Strouhal, todos ao longo da altura. As características de força de arrasto e de sustentação são analisadas em termos dos coeficientes de força. Adicionalmente, são analisadas as estruturas dos vórtices por meio do critério  $Q$ , norma da parte anti-simétrica do tensor gradiente de velocidade (tensor viscoso).

Um primeiro caso (Caso A) de cilindro troncocônico sob escoamento em transição de regimes - de laminar para turbulento - foi desenvolvido para validação da modelagem numérica. Os resultados obtidos foram comparados aos resultados numéricos das simulações conduzidas por Narasimhamurthy *et al.* [18].

Uma segunda validação foi realizada para cilindro troncocônico sob regime subcrítico, considerando escoamento uniforme e escoamento cisalhante. Os resultados para o modelo numérico tratado no presente trabalho foram confrontados com os resultados de ensaios de túnel de vento desenvolvido por Balasubramanian *et al.* [14].

#### 5.1.1 Casos Estudados

A Tabela 5.1 apresenta as características gerais dos casos estudados em termos dos seguintes parâmetros:

- $Re_m$ , número de Reynolds médio, definido a partir do diâmetro médio do cilindro;

- $d_H/d_0$ , taxa de variação do diâmetro;
- $R_T$ , a razão de conicidade  $R_T = H/(d_0 - d_H)$ ;
- efeito de escoamento no topo;
- variação de  $\bar{u}_x$  ao longo da altura;
- variação de  $u_x$  ao longo do tempo;

Tabela 5.1: Características dos exemplos estudados

Caso	$R_m$	$d_H/d_0$	$R_T$	Efeito de Topo	$\bar{u}_x(z)$	$u'_x(t)$
A <sup>+</sup>	201	0,34	75,00	Não	Uniforme	Não
1	$2,39 \times 10^4$	1,00	$\infty$	Não	Uniforme	Não
2	$2,39 \times 10^4$	1,00	$\infty$	Sim	Uniforme	Não
3	$2,19 \times 10^4$	1,00	$\infty$	Não	Cisalhante	Não
4	$2,39 \times 10^4$	1,00	$\infty$	Não	Uniforme	Sim
5*	$3,08 \times 10^4$	0,63	23,67	Não	Uniforme	Não
6	$3,08 \times 10^4$	0,63	23,67	Sim	Uniforme	Não
7*	$2,70 \times 10^4$	0,63	23,67	Não	Cisalhante	Não
8*	$3,68 \times 10^4$	0,63	23,67	Não	Cisalhante	Não

Nota: Casos comparados com resultados disponíveis na literatura <sup>+</sup> [18] \* [14].

Caso A - Trata do escoamento uniforme em cilindro troncocônico. A mudança linear do diâmetro com a altura resultou em uma variação no número de Reynolds, de modo que em um único caso ocorresse dois regimes de escoamento: regime laminar no topo com  $Re = 102$  e regime de vórtices turbulentos na base  $Re = 300$ .

Os casos de 1 a 5 tratam da influência de cada parâmetro, individualmente, na formação e desprendimento dos vórtices, na faixa superior do regime subcrítico ( $10^4 < Re < 10^5$ ):

Caso 1 - Escoamento teoricamente bidimensional na faixa superior do regime subcrítico, objetiva-se verificar a influência do regime de escoamento no fenômeno, introduzindo características tridimensionais na esteira.

Caso 2 - Cilindro circular finito sob escoamento uniforme, objetiva-se verificar a influência do escoamento que flui pela extremidade livre, para condição de esbeltez de  $H/D_m = 13,69$ .



- Caso 3 - Cilindro circular infinito sob escoamento cisalhante, objetiva-se verificar a influência do escoamento cisalhante na estrutura dos vórtices, apresentando uma tendência de padrão celular, para uma razão de velocidade igual a  $\bar{u}_x(H)/\bar{u}_x(0) = 1,485$ .
- Caso 4 - Cilindro circular infinito sob escoamento transiente, objetiva-se verificar se a consideração de variação de velocidade no tempo aplicada na entrada do domínio é preservada até atingir o cilindro.
- Caso 5 - Cilindro troncocônico infinito sob escoamento uniforme, objetiva-se verificar a influência da variação de diâmetro ( $d_H/d_0 = 0,63$ ) na formação de vórtices oblíquos, acarretando em deslocamento de vórtices, com padrão celular claramente identificável.

Os casos de 6 a 8 tratam da influência de cada parâmetro combinado a variação de diâmetro ( $d_H/d_0 = 0,63$ ) na formação e desprendimento dos vórtices, ainda na faixa superior do regime subcrítico ( $10^4 < Re < 10^5$ ):

- Caso 6 - Cilindro troncocônico finito sob escoamento uniforme, objetiva-se verificar a influência do escoamento que flui pela extremidade livre na redução do comprimento das células de vórtices, para condição de esbeltez de  $H/D_m = 10,62$ .
- Caso 7 - Cilindro troncocônico infinito sob escoamento cisalhante, objetiva-se verificar a influência do escoamento cisalhante na estrutura dos vórtices no aumento do número de células, para uma razão de velocidade igual a  $\bar{u}_x(H)/\bar{u}_x(0) = 1,48$ .
- Caso 8 - Cilindro troncocônico infinito sob escoamento cisalhante reverso, objetiva-se verificar a influência do escoamento cisalhante reverso como compensação à variação de diâmetro, resultando em uma redução número de células de vórtices, para uma razão de velocidade igual a  $\bar{u}_x(H)/\bar{u}_x(0) = 0,78$ .

### 5.1.2 Caracterização do Domínio

O domínio computacional 3D adotado para todos os casos foi definido parametricamente, de modo que o eixo z coincide com o eixo do cilindro. A Figura 5.1 esquematiza as características geométricas do domínio estando seus valores sintetizados na Tabela 5.2.

As dimensões do domínio utilizadas no Caso A são equivalentes as adotadas por Narasimhamurthy *et al.* [18]. No que se refere aos casos 1-9, as dimensões preservam

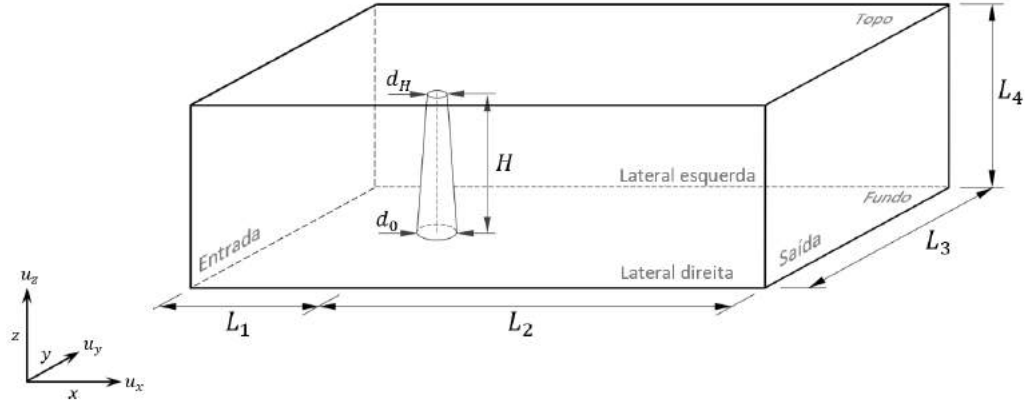


Figura 5.1: Características geométricas do domínio computacional

Tabela 5.2: Dimensões do domínio computacional

Casos	$d_0(cm)$	$d_H(cm)$	$H(cm)$	$L_1/d_m$	$L_2/d_m$	$L_3/d_m$	$L_4/d_m$
A	1,0	0,34	49,5	9,70	23,13	19,40	73,88
1, 3, 4	3,016	3,016	41,28	18,00	46,00	22,00	13,69
5, 7, 8	4,76	3,016	41,28	18,00	46,00	22,00	13,69
2	3,016	3,016	41,28	18,00	46,00	22,00	15,92
6	4,76	3,016	41,28	18,00	46,00	22,00	15,92

as observações apresentadas por Eça e Vaz [48].

### 5.1.3 Geração da Malha

Um maior refinamento da malha nas regiões ao redor e atrás do cilindro é muito importante para a simulação, uma vez que nessa região ocorrem os fenômenos de separação, refluxo e formação dos vórtices. Inicialmente foi adotado um critério de refinamento de malha como apresentado na Figura 5.2, sendo o caso A estudado com estas condições de refinamento. Contudo, observou-se que uma maior densidade de elementos nas regiões  $R_1$  e  $R_2$  é dispensável. Dessa forma, os demais casos foram desenvolvidos com o critério de refinamento apresentado na Figura 5.3.

Em todos os casos, as malhas utilizadas foram geradas pelo software livre Gmsh [44]. Os testes de malha buscaram aliar dois interesses: a compatibilidade da simulação e menor custo computacional, conduzindo às escolhas apresentadas na Tabela 5.3, a qual reúne as informações de número de nós e elementos tetraédricos lineares obtidos. A Figura 5.4 ilustra parte da seção longitudinal e da seção transversal da malha, ilustrando as diferentes zonas de discretização.

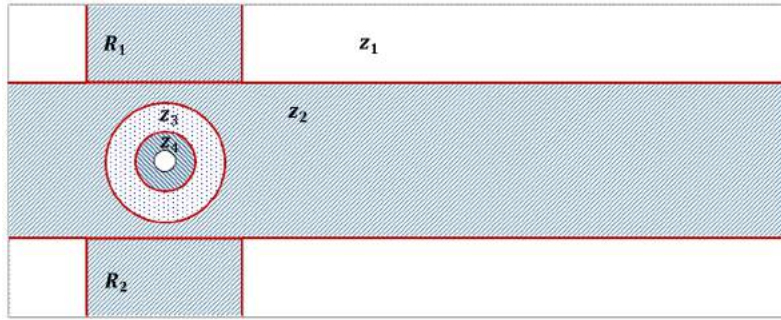


Figura 5.2: Regiões de discretização diferente da malha.  $z_1$  é uma zona mais refinada e  $z_4$  é uma zona menos refinada

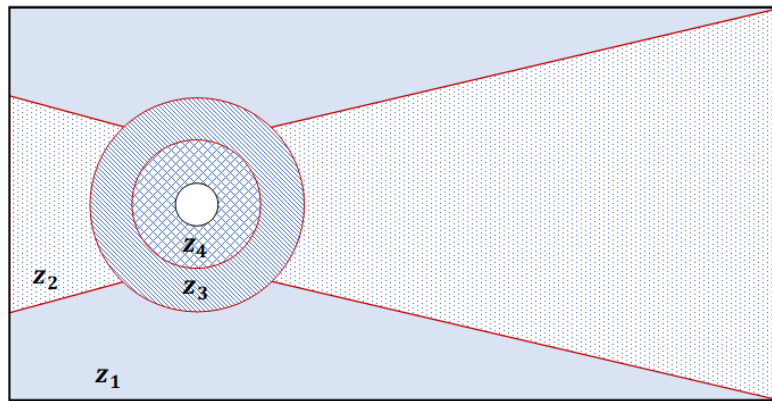


Figura 5.3: Novo critério de discretização diferente da malha

Tabela 5.3: Características da malha

Caso	Cilindro	número de nós	número de elementos
A	Troncocônico	1.448.146	8.600.063
1, 3, 4	Circular	1.491.945	8.866.632
5, 7, 8	Troncocônico	1.301.844	7.691.657
2	Circular finito	2.765.741	16.594.218
6	Troncocônico finito	2.428.115	14.491.134

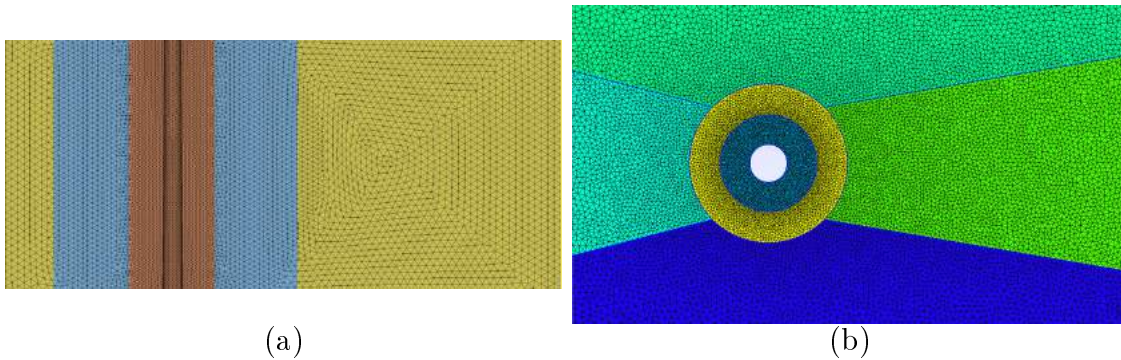


Figura 5.4: Detalhe do refinamento da malha próximo ao cilindro: (a) seção longitudinal - caso A, (b) seção transversal - demais casos

As condições de contorno usadas em todos os casos consistiram da condição de deslizamento livre nas superfícies do topo, base e em ambos os lados e pressão zero na saída. Adicionalmente, foi prescrito um perfil de velocidade normalizado na entrada,  $u_{x_0}$ , em relação ao maior valor de velocidade ao longo da altura.

#### 5.1.4 Condições de Contorno da Entrada - Características do Escoamento

No presente trabalho, considerou-se diferentes tipos de perfil de velocidade para verificar a influência do mesmo no comportamento da esteira, sendo classificados como escoamento uniforme permanente (UP); uniforme transiente (UT); cisalhante linear permanente (CP) e as características adotadas estão sintetizadas na Tabela 5.4.

Tabela 5.4: Detalhes das características do escoamento em todos os casos estudados

Casos	Escoamento	$u_x(0)$	$u_x(H)$	$Re_0$	$Re_H$
A	UP	1,00	1,00	102	300
1, 2	UP	1,00	1,00	$2,39 \times 10^4$	$2,39 \times 10^4$
3	CP	0,67	1,00	$1,62 \times 10^4$	$2,39 \times 10^4$
4	UT	1,00	1,00	$2,39 \times 10^4$	$2,39 \times 10^4$
5, 6	UP	1,00	1,00	$3,78 \times 10^4$	$2,39 \times 10^4$
7	CP	0,67	1,00	$2,78 \times 10^4$	$2,62 \times 10^4$
8	CP-R	1,00	0,78	$4,73 \times 10^4$	$2,63 \times 10^4$

Devido ao elevado valor de  $Re$  nos casos (1-8) em regime subcrítico, fez-se necessária a aplicação de uma condição de velocidade crescente na entrada com passo de tempo adaptativo. Essa alternativa resultou numa rampa de número de Reynolds de  $Re_m = 5$  a  $Re_m$  na ordem de  $10^4$ , semelhante ao ilustrado na Figura 4.11.

Como dito anteriormente, a consideração de um perfil de velocidade linear, ajustado a fração superior da estrutura, apresenta valores de momento fletor na base do cilindro compatíveis com os obtidos por um perfil de velocidade potencial. De fato, a Figura 5.5 ilustra que o perfil linear adotado é coerente com a condição de  $p = 0,25$ , representando um terreno com obstáculos numerosos e pouco espaçados, cuja cota média dos obstáculos é igual a 10m [23].

Comparando-se o momento fletor na base do cilindro troncocônico para as ações de vento com perfil de velocidade satisfazendo a lei potencial e com perfil linear obtém-se uma diferença de apenas 0,42%. Para caso cilindro circular, esta diferença é ainda menos de 0,02%

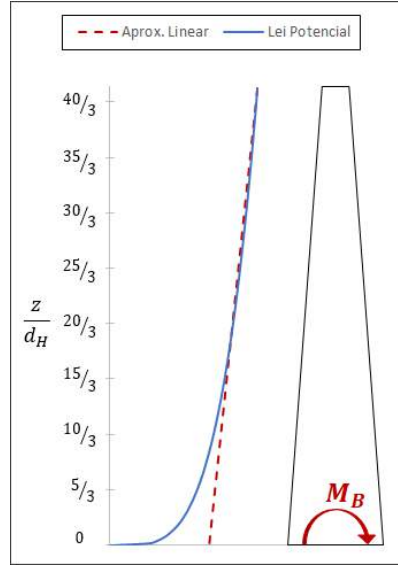


Figura 5.5: Perfil vertical da velocidade média do vento incidente de acordo com a lei potencial e aproximação linear

### 5.1.5 Apresentação dos Resultados

Os resultados são apresentados em termos de: (i) históricos temporais de componente de velocidade transversal,  $u_y$ ; (ii) espectros de frequência dos históricos temporais; (iii) valores de números de Strouhal; (iv) linha de contorno; (v) critério Q; (vi) coeficiente de força -  $C_D$  e  $C_L$ .

- (i) Os resultados da simulação em termos de históricos temporais da velocidade transversal  $u_y$  são obtidos ao longo de linhas a jusante paralela ao eixo do cilindro sendo o eixo  $z$  coincidente com o eixo do cilindro. Para o caso A, avaliou-se ao longo de duas linhas localizadas em  $x = 2d_m$  e  $x = 12d_m$ , em  $x = 0$ . Para os casos de 1 a 9, considerou-se uma linha localizada nas coordenadas  $x = 2,61d_m$  e  $y = 0,85d_m$ , sendo  $d_m$  o diâmetro médio para o cilindro troncocônico e, conseqüentemente,  $d_m = d_0$  para o cilindro circular.
- (ii) No que se refere aos resultados de frequência de desprendimento de vórtices, os mesmos foram obtidos pela aplicação da Transformada Rápida de Fourier dos históricos de velocidade transversal ao longo do cilindro.
- (iii) A partir das frequências locais, do diâmetro médio e velocidade média  $u_{x_0}$  foram obtidos os valores do número de Strouhal médio ( $St_m$ ). A avaliação do número de Strouhal médio permitirá identificar, de uma forma ainda mais clara a existência das células de vórtices, caracterizada por patamares de  $St_m$ .
- (iv) Uma forma gráfica útil de avaliação das estruturas dos vórtices é a visualização das linhas de contorno. A partir da aquisição de históricos da velocidade transversal do escoamento, ao longo de uma linha arbitrária na esteira paralela ao

eixo do cilindro, podem ser representadas as linhas de contorno da velocidade. Se as linhas de vórtice estiverem alinhadas ao longo do vão, então a frequência de desprendimento de vórtices é constante, ao contrário do comportamento celular, no qual é observada uma distorção nas referidas linhas, caracterizando uma variação gradual da frequência ao longo da altura. O não alinhamento dos vórtices entre células adjacentes é conhecido como deslocamentos de vórtices (*vortex dislocations*) ou divisões de vórtices (*vortex splits*).

- (v) As superfícies de contorno (isosuperfícies) são recorrentemente utilizadas para visualização tridimensional do escoamento, permitindo identificar as estruturas dos turbilhões, por meio da representação dos contornos de uma determinada variável dentro do domínio. Uma variável de significativa importância para verificação da formação dos turbilhões é a segunda invariante do tensor gradiente de velocidade, dito critério Q. De forma sucinta, esta formulação é fundamentada na definição de vórtices, caracterizando estes como um conjunto de trajetórias de fluido ao longo do qual a classe do tensor aceleração é indefinida na presença de tensão nula [49]. Esta caracterização permite identificar as regiões nas quais a magnitude da rotação (tensor  $\Omega_{ij}$ ) predomina sobre a magnitude da deformação, de modo que valores positivos para o critério Q correspondem a regiões de alta velocidade angular, próximas dos núcleos dos vórtices.
- (vi) Os históricos de forças de arrasto e de forças de sustentação são analisados em termos de seus coeficientes. Valores de  $\bar{C}_D$  e  $\bar{C}_L$  são calculados com base no diâmetro à meia altura. Adicionalmente, realizou-se a FFT dos históricos de  $C_L$ , a fim de confrontar com os resultados obtidos em (ii). Cabe observar que, em alguns casos, as forças de arrasto e sustentação foram obtidas considerando os cilindros fracionados em três regiões de mesmo comprimento, objetivando uma análise mais detalhada dos valores de  $C_D$  e  $C_L$  em alturas distintas.

## 5.2 Caso A - Transição de Regimes

O caso apresentado nesta seção foi estudado previamente por [18], consistindo de um cilindro troncocônico, com razão  $R_T = 75$  sob escoamento uniforme permanente (UP) para uma faixa de  $Re$  de 102 no topo a 300 na base.

Para fins de comparação, as Figuras 5.7 a,b apresentam os traços de velocidade obtidos por [18] e as Figuras 5.7 c,d apresentam os resultados correspondentes obtidos pela presente simulação. Observa-se claramente a similaridade geral entre os dois conjuntos de resultados.

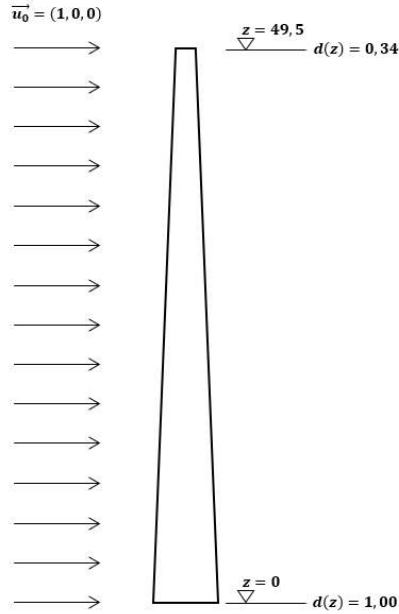


Figura 5.6: Esquema do exemplo estudado - Caso A

Escoamentos passando por cilindros uniformes são caracterizados como laminares para  $Re$  menor que 190 e como transicional para  $Re$  na faixa 190 - 1000 [20], com o surgimento de modos de vórtice em escala fina e deslocamentos de vórtices. No entanto, para cilindros côncavos essas características tridimensionais estão presentes também para  $Re$  menor que 190. Pode-se notar nas Figuras 5.7 que as amplitudes de velocidade são mais baixas no topo (menores valores de  $Re$ ) do que na base (maiores valores de  $Re$ ). Por outro lado, as frequências de vórtices são aumentadas da base para o topo. O tempo total de amostragem abrange 63 ciclos no topo e 36 ciclos na base. Também é notável a presença de modulações de baixa frequência causadas por deslocamentos de vórtices.

A Fig 5.8 mostra os espectros de frequência da velocidade  $u_y$  obtidos pela aplicação da Transformada Rápida de Fourier aos correspondentes históricos temporais ao longo do eixo do cilindro, ambos de [18], Figura 5.8 a) e a presente simulação, Figura 5.8 b). Os espectros são sobrepostos ao longo do eixo do cilindro representado por  $Re_{local}$  ( $= u_x d_{local} / \nu$ ),  $d_{local}$  é o diâmetro local). A semelhança entre os resultados é clara, apesar das diferentes perspectivas de visualização. Nota-se que a frequência de despreendimento de vórtices varia ao longo do eixo do cilindro e que existem algumas regiões de frequência constante e bem definida, as chamadas células de vórtice.

Este padrão celular pode ser mais claramente observado na Figura 5.9a, onde o número de Strouhal ( $St = f d_m / u_x$ ) obtido pelo presente trabalho é traçado contra  $Re_{local}$  e comparado com os resultados de outros autores mostrando boa semelhança. As variações de passo de  $St$  ao longo do eixo do cilindro caracterizam as células de vórtice, enquanto as regiões mais estreitas entre elas podem ser vistas como regiões

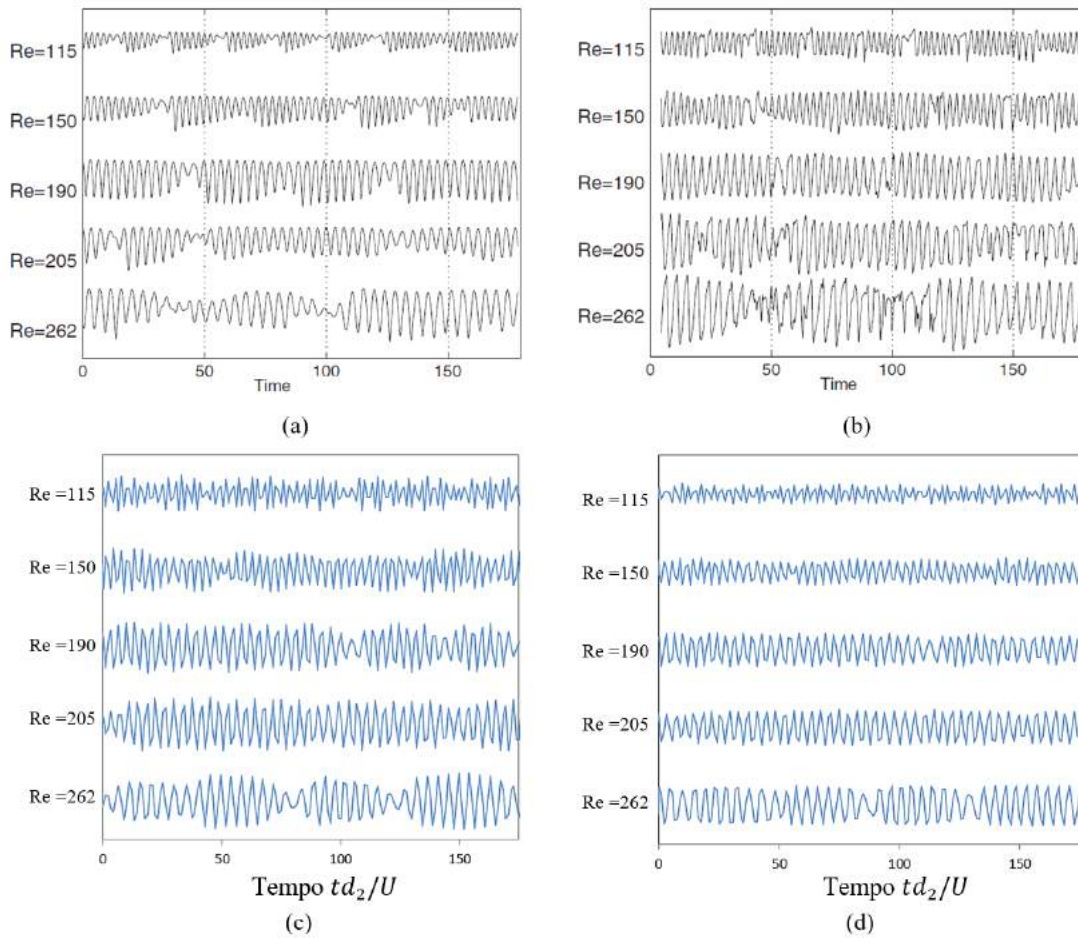


Figura 5.7: Velocidade do fluxo cruzado temporal pelo número local de Reynolds: (a) de  $2d_m$  a jusante [18]; (b) de  $12d_m$  a jusante [18]; (c) a partir de  $2d_m$  a jusante (presente estudo); (d) a partir de  $12d_m$  a jusante (presente estudo)

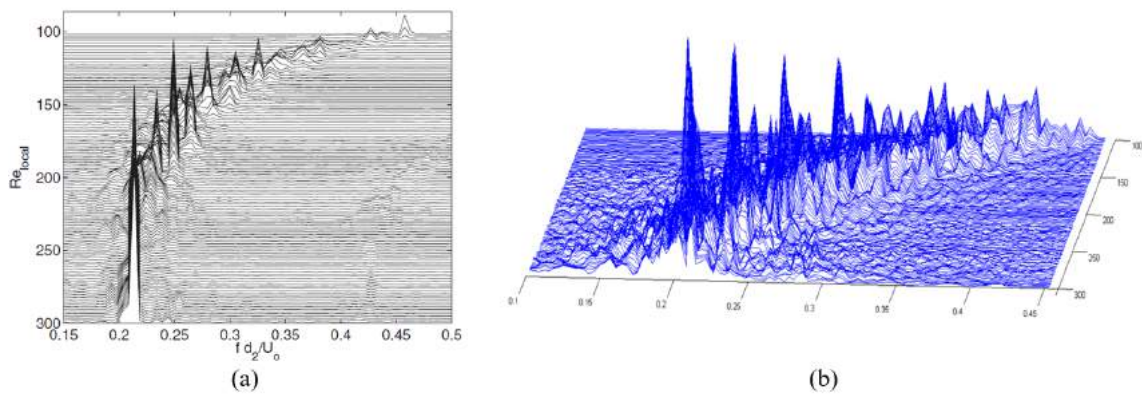


Figura 5.8: Frequência de desprendimento de vórtices via FFT para a história de velocidade em  $12d_m$  a jusante: (a); (b) presente estudo

de transição, para as quais o espectro apresenta banda larga com redução nos picos.

Na Figura 5.9b apresenta-se a variação do número de Strouhal local ( $St = fd_{local}/U$ ) com o valor de  $Re_{local}$ . Dos resultados de Williamson [50], a curva relacionada ao cilindro uniforme mostra variação contínua de  $St$  para aumentar  $Re$  até



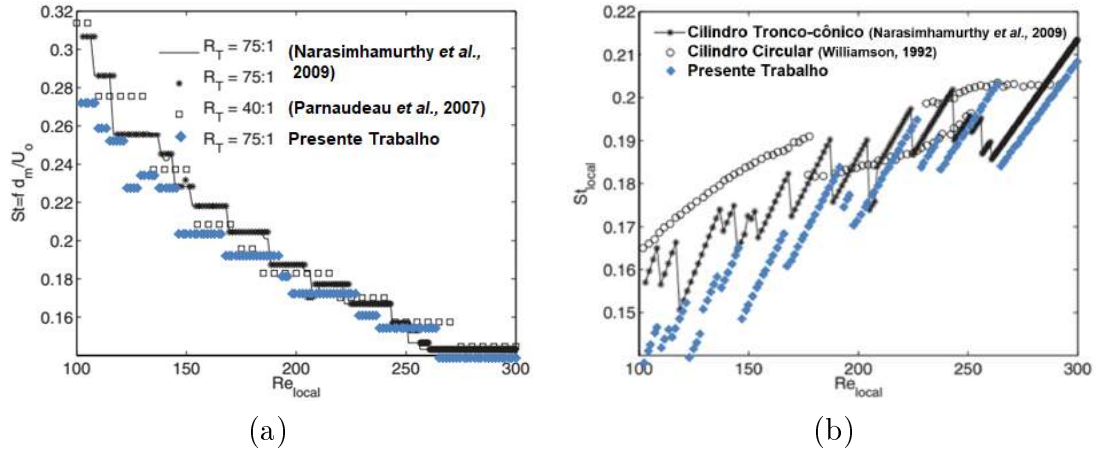


Figura 5.9: Número de Strouhal pelo número de Reynolds local: (a) em  $d_m$ ; (b) em  $d_{local}$

que o valor de 190 seja atingido. Nesse ponto, observa-se uma descontinuidade que corresponde à transição do modo laminar para o modo loop de vórtice (A), introduzindo características tridimensionais ao escoamento [50]. Outra descontinuidade está presente para  $Re$  igual a 260, correspondente à transição para o modo de pares de vórtice (B). Para o cilindro cônico, descontinuidades múltiplas são observadas ao longo de todo o trecho relacionado a células de vórtices e regiões adjacentes.

A Figura 5.10 ilustra com linhas de contorno da componente transversal da velocidade  $u_y$  ao longo do eixo do cilindro no ponto com coordenadas ( $x = 12d_m$ ,  $y = -1d_m$ ), para instantes de tempo na faixa de 0 a 180, exibindo 21 ciclos de vórtice na base e 40 ciclos no topo do cilindro. As cores vermelhas perto da base e as amarelas no topo indicam valores de pico e as linhas formadas podem ser vistas como o caminho do vórtice.

A Figura 5.11, é uma ampliação da Figura 5.10 na faixa de 80 a 180, permitindo uma análise minuciosa da estrutura vertical dos vórtices, em que é claramente identificável o padrão oblíquo ao longo da altura semelhante ao observado por [15] e também identificado por [18]. Um padrão vertical das linhas denota uma região com a mesma frequência de vórtice. A torção nas linhas de vórtice, conforme marcado por círculos na figura, indica a ocorrência de deslocamento de vórtice, justificando o esquema apresentado por Techet *et al.* [16] (ver Figura 2.28) em que cada linha de vórtice vertical na divisão de base em duas linhas e o caminho oblíquo intermediário em direção ao topo, onde as linhas verticais são estabelecidas.

Na Figura 5.12 são mostradas linhas de contorno da componente longitudinal da velocidade  $u_x$  ao longo da mesma linha vertical da Figura 5.10. Pode-se observar que as variações de velocidade na base são maiores que no topo, consequência do escoamento turbulento na base ( $Re = 300$ ) em contraste com o regime laminar no topo ( $Re = 109$ ).

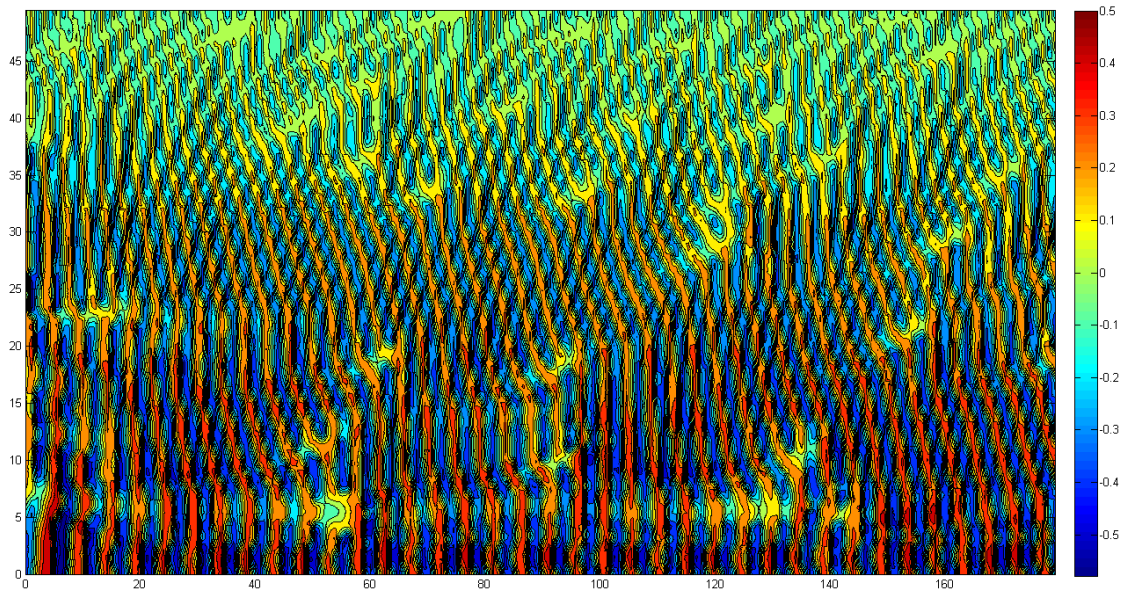


Figura 5.10: Visualização das linhas de contorno da velocidade de transversal na linha vertical localizada nas coordenadas  $(x = 12d_m, y = -1d_m)$

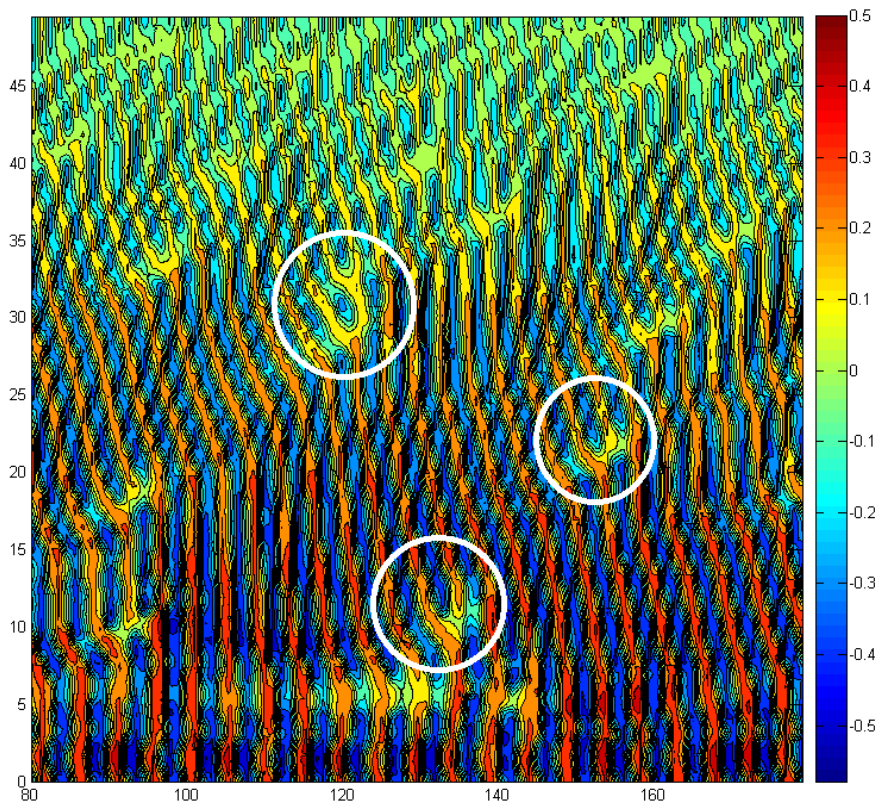


Figura 5.11: Detalhe da visualização das linhas de contorno da velocidade de transversal na linha vertical localizada nas coordenadas  $(x = 12d_m, y = -1d_m)$  no trecho entre 80 e 180

As linhas de contorno da componente vertical de velocidade  $u_z$  são ilustradas na Figura 5.13, onde pode ser notado que ocorre um escoamento secundário como

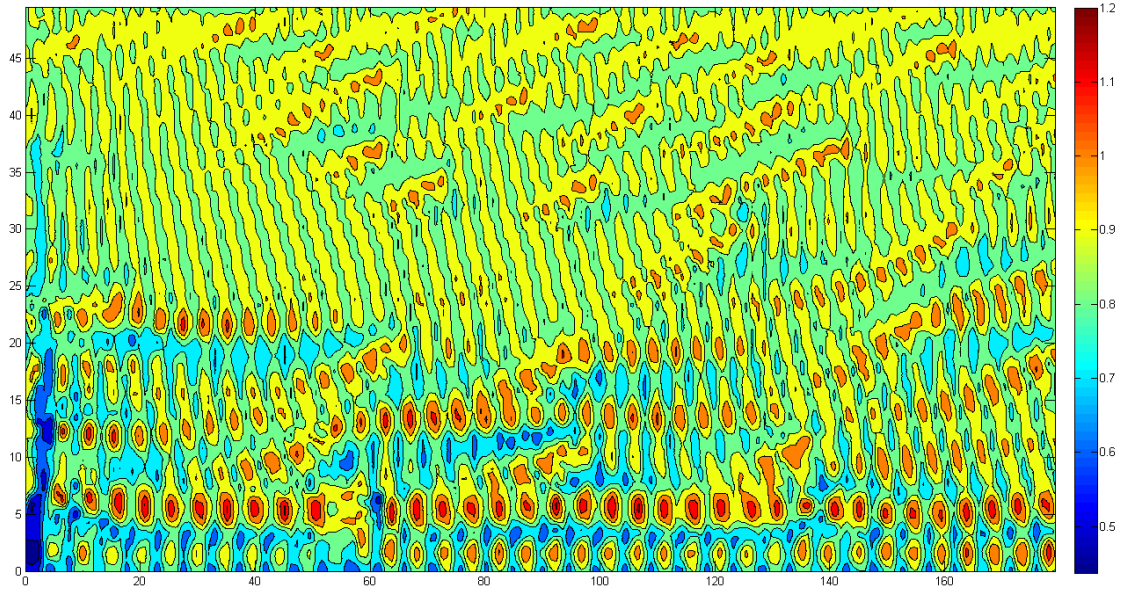


Figura 5.12: Visualização das linhas de contorno da componente longitudinal de velocidade  $u_x$  ao longo da linha localizada nas coordenadas  $(x = 12d_m, y = -1d_m)$

também observado por [18].

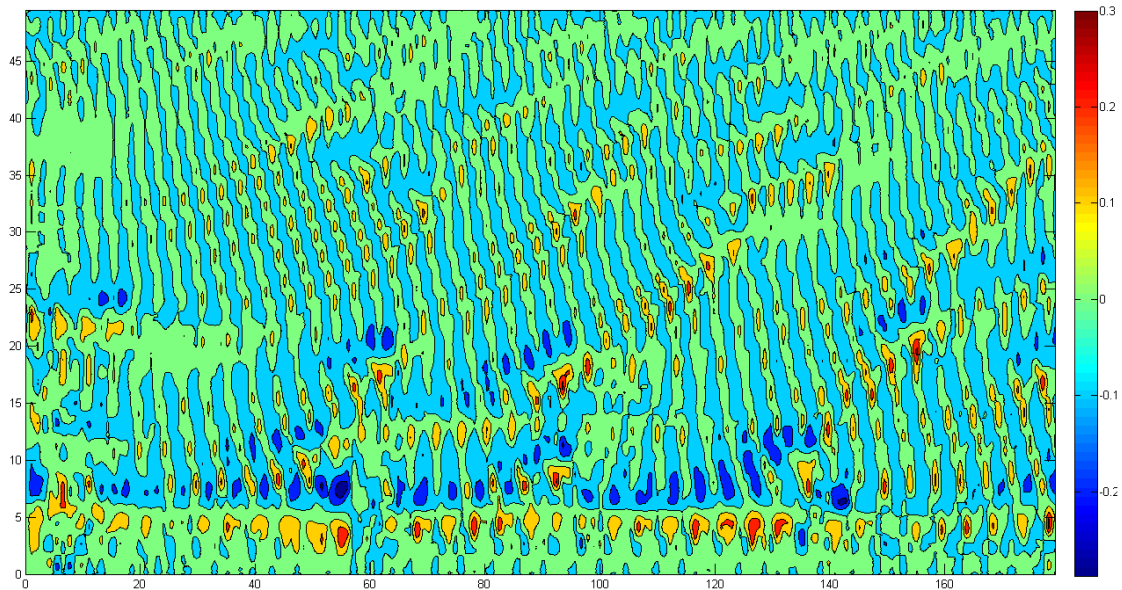


Figura 5.13: Visualização das linhas de contorno da velocidade vertical  $u_z$  ao longo da linha localizada nas coordenadas  $(x = 12d_m, y = -1d_m)$

A Figura 5.14 confirma as observações anteriores, ilustrando o efeito do escoamento tridimensional. No topo, o escoamento apresenta um grande número de ciclos de desprendimento de vórtices enquanto na base este número é menor. Os turbilhões podem ser claramente identificados na Figura 5.14c pela variação da componente transversal da velocidade  $u_y$ .

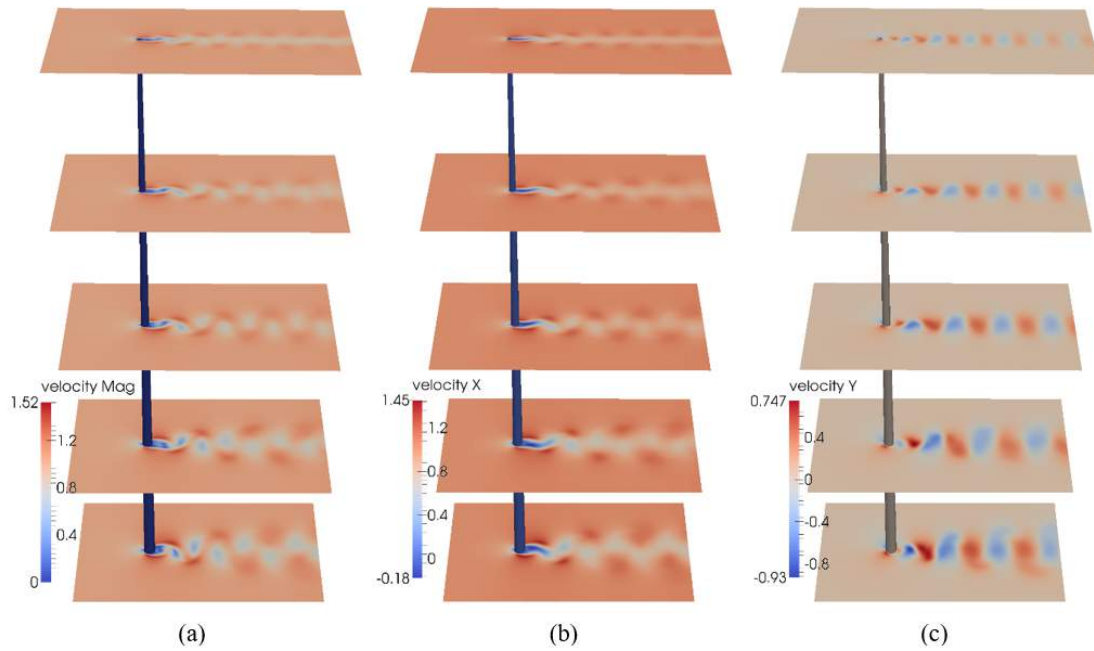


Figura 5.14: Velocidade do escoamento em diferentes alturas, no tempo  $100d_2/u_{x0}$ : (a) velocidade resultante; (b) velocidade longitudinal  $u_x$ ; c) velocidade transversal  $u_y$

As Figuras 5.15 apresentam as histórias temporais das forças resultantes de arrasto e forças laterais que atuam no cilindro, expressas como coeficientes de arrasto e de sustentação, referenciadas ao diâmetro médio ( $C_D$  e  $C_L$ , respectivamente).

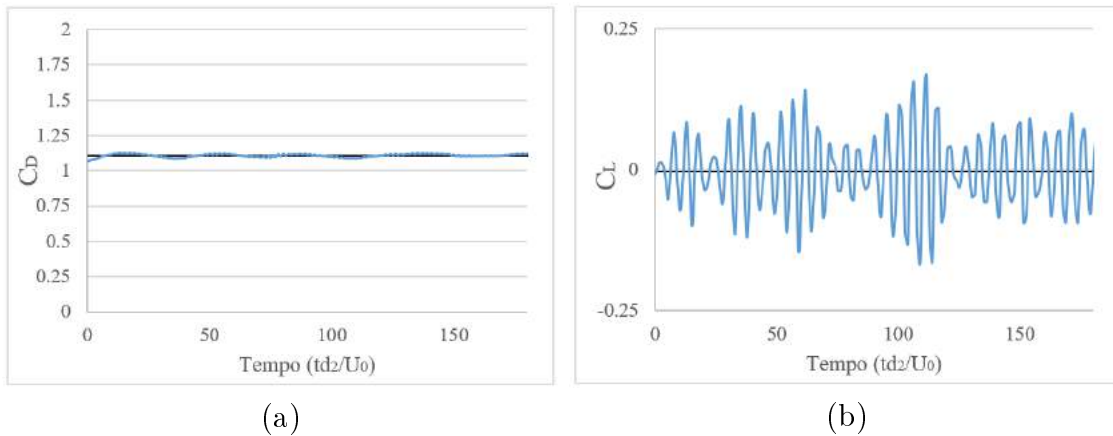


Figura 5.15: Histórias de tempo dos coeficientes de forças resultantes no cilindro cônico (a) coeficiente de arrasto ( $C_D$ ); (b) coeficiente de sustentação ( $C_L$ ).

Os valores médios calculados no intervalo de tempo de 30 a 180 são 1,1 para  $C_D$  (em boa concordância com cilindros longos uniformes - ver Figura 2.9) e 0,0 para  $C_L$  (conforme esperado). Para este caso, os valores de pico da força lateral atingem 15% da força de arrasto. Todavia, a força lateral máxima pode ser maior que a força de arrasto, mesmo para cilindros estacionários (ou quase).

### 5.3 Casos 1-8 - Regime Subcrítico ( $Re \sim 10^4$ )

Os casos analisados nesta seção são desenvolvidos a partir de dois cilindros, um cilindro circular de diâmetro igual a  $d = 3,016$  e um cilindro troncocônico com diâmetro médio igual a  $d_m = 3,888$ , sob diferentes configurações de escoamento e extremidade, a fim de verificar a influência destes parâmetros no comportamento do escoamento à esteira.

Os casos 5, 7 e 8 foram estudados originalmente por Balasubramanian *et al.* [14] em ensaios de túnel de vento. Para fins de comparação, fez-se necessário garantir a equivalência das escalas dos modelos, como apresentadas na seção 4.3.1. E os resultados de frequência apresentados ao longo da seção são expressos em termos da escala  $f_t$ . No que se refere aos resultados de Balasubramanian *et al.* [14], o cálculo do número de Strouhal foi obtido apenas para as regiões em que a frequência é visualmente identificável.

#### 5.3.1 Cilindro Circular

Os casos estudados nesta subseção estão esquematizados na Figura 5.16, consistindo de um cilindro circular, com razão  $H/d = 13,7$  para  $Re$  na ordem de  $10^4$ , sob diferentes configurações de perfis de velocidade e condição de extremidade.

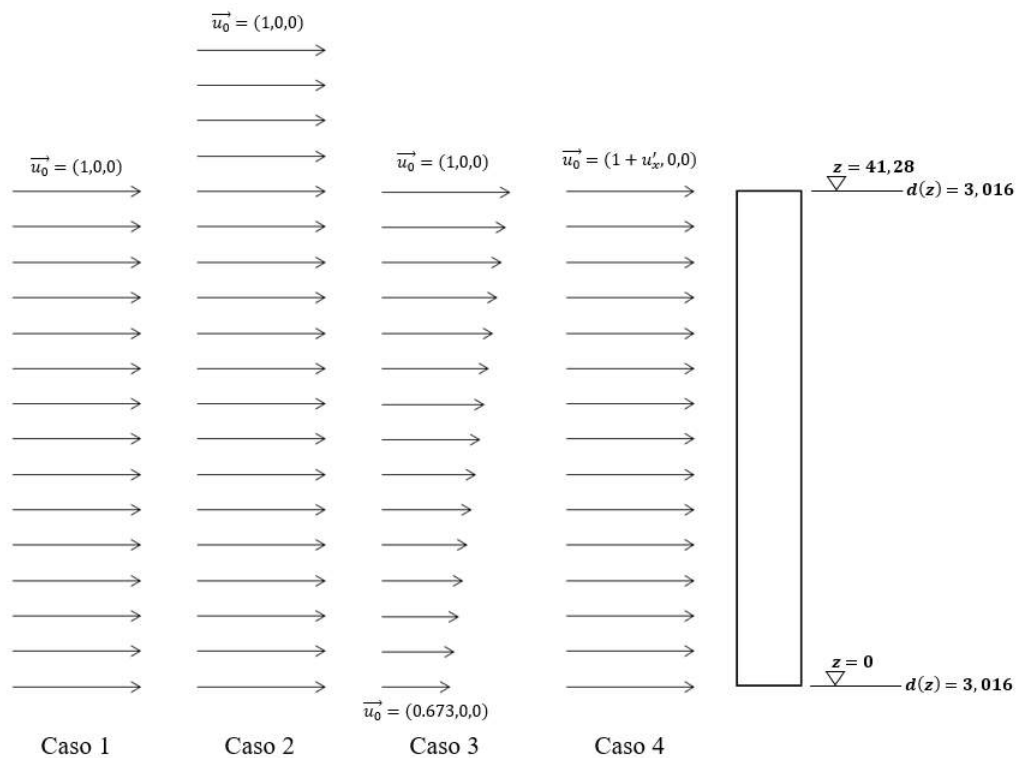


Figura 5.16: Esquema dos Casos 1-4

### 5.3.1.1 Caso 1 - Cilindro infinito sob escoamento uniforme permanente

As Figuras 5.17 a, b, c apresentam, respectivamente, o histórico de velocidade transversal, as frequências de desprendimento de vórtices, obtidas pela Transformada Rápida de Fourier (FFT) das histórias de velocidade, e os correspondentes valores de número de Strouhal ao longo do eixo do cilindro. Sinais regulares de amplitude constante, como esperado para cilindros circulares sob escoamento teoricamente bidimensional, não são observados neste caso devido ao elevado número de Reynolds (Figura 5.17a). Contudo, existem intervalos de tempo em que a variação da velocidade  $u_y$  apresenta certa uniformidade, como pode ser visto na cota de  $z/d_H = 12/3$  no intervalo 600 a 900. Cabe destacar que existem intervalos de tempo com velocidade caracterizada por pequena amplitude (na cota de  $z/d_H = 30/3$  no intervalo de tempo 600 – 700, e na cota de  $z/d_H = 17/3$  no intervalo 300 – 400). Além disso, existe uma similaridade de comportamento da velocidade de  $u_y$  entre cotas adjacentes.

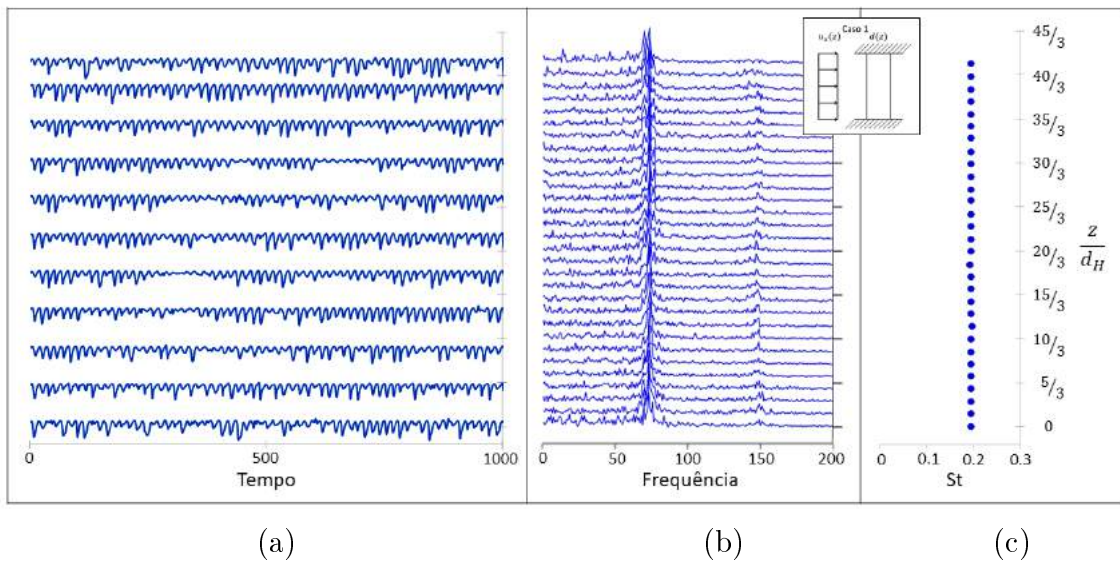


Figura 5.17: Resultados do Caso 1: (a) variação de  $u_y$  com o tempo em vários pontos ao longo do eixo do cilindro; (b) espectro de frequência dos sinais da Figura a; (c) valores de  $St$

A frequência de desprendimento do vórtice na esteira exibe uma distribuição uniforme e bem definida permanecendo constante em  $73,8Hz$ , apesar da distribuição não uniforme da velocidade transversal, como pode ser visto na Figura 5.17b. Adicionalmente, verifica-se a ocorrência de uma segunda frequência em torno de  $148,0Hz$  associada ao segundo harmônico. Como esperado, esta frequência equivale ao dobro da frequência primária.

No que se refere ao número de Strouhal (5.17c), observa-se um valor constante ao longo da altura em torno de 0,196, próximo do valor esperado de aproximadamente 0,2 para condições de escoamento teoricamente bidimensional com número

de Reynolds na ordem de  $10^4$  (ver Figura 2.7).

Como já citado por Williamson ([15, 20]) para um escoamento uniforme ao redor de um cilindro circular bidimensional, as linhas de vórtices na esteira são paralelas ao eixo do cilindro sugerindo que a frequência de desprendimento de vórtices é uniforme e bem definida. O alto nível de turbulência presente na esteira no caso 1 não permite que ocorra uma liberação paralela totalmente clara, como pode ser visto na Figura 5.18. No entanto, existe uma tendência semelhante à encontrada para um cilindro circular 2D.

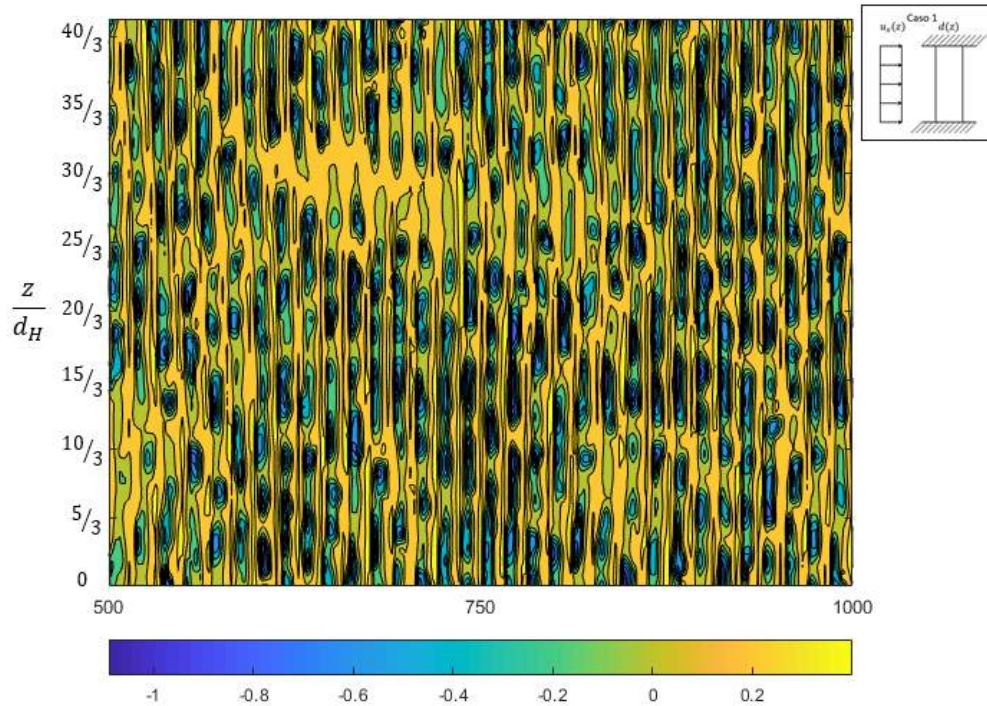


Figura 5.18: Visualização das linhas de contorno da velocidade de transversal - Caso 1

A região de velocidade quase nula para cota de  $z/d_H = 30/3$  no intervalo de tempo de 600 a 700 pode ser verificada na Figura 5.18 como sendo a região horizontal em amarelo que interrompe a estrutura vertical dos vórtices, sendo este comportamento atribuído às características de tridimensionalidade do escoamento, entretanto sua ocorrência pontual não comprometeu o desenvolvimento da esteira e suas características bidimensionais, evidenciado pela ocorrência de 31 ciclos de vórtices ao longo de toda altura do cilindro, para a janela de tempo apresentada. A visualização das linhas de contorno confirma, o comportamento observado na Figura 5.17b: os vórtices se desprendem de maneira uniforme ao longo de toda a altura resultando em uma única célula de vórtice.

A Figura 5.19 ilustra a distribuição da velocidade em algumas seções do domínio ( $z/d_H = 0, 1/3, 2/3$  e 1) confirmando a caracterização das regiões definidas na

Seção 2.2. Na Figura 5.19a é possível identificar a região de velocidade reduzida, o ponto de estagnação de  $u_x = 0,0$ , bem como a região não perturbada do escoamento, caracterizado por velocidade equivalentes as aplicadas na entrada  $u_x = 1,0$ . Na Figura 5.19b é possível identificar a formação dos turbilhões anti-horário em vermelho e horário em azul. À barlavento, identifica-se a divisão do escoamento próximo ao cilindro que define as regiões de escoamento acelerado.

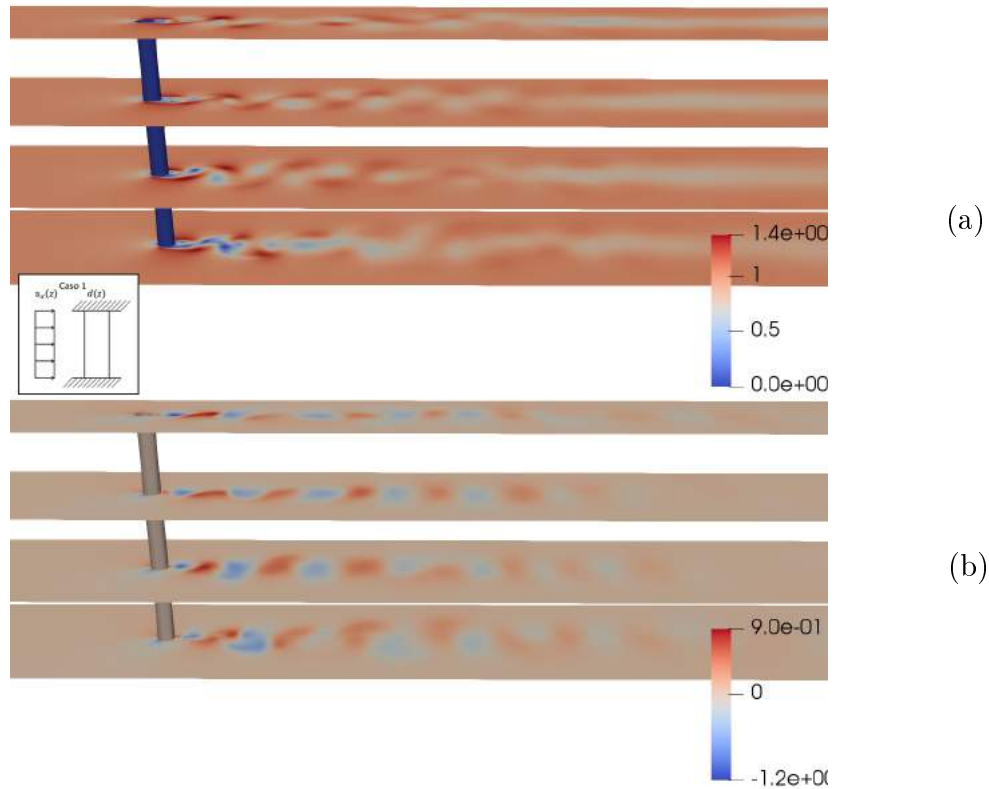


Figura 5.19: Distribuição de velocidade em diferentes alturas, no tempo 1000: (a) velocidade resultante; (b) velocidade transversal  $u_y$  - Caso 1

Como dito previamente, as estruturas rotacionais do escoamento podem ser melhor representadas pelo critério Q. Dessa forma, as Figuras 5.20a, b ilustram a vista 3D e a vista superior (plano x-y) do domínio, respectivamente, para o critério Q igual a  $650[s^{-2}]$  no instante 1000. Na Figura 5.20a, é possível observar o padrão paralelo da formação e desprendimento dos vórtices, semelhante ao identificado na Figura 5.18. Contudo, a natureza turbulenta do escoamento (turbilhões de menor escala) gera perturbações no mesmo, acarretando em distorções na estrutura vertical, identificável mais a esteira, pelo não alinhamento dos vórtices.

As Figuras 5.21 a, b ilustram, respectivamente, as histórias temporais de forças de arrasto e sustentação resultantes no cilindro, em termos de seus coeficientes adimensionais. Os valores médios, calculados no intervalo de tempo analisado, são de  $\overline{C}_D = 1,00$  e  $\overline{C}_L = -0,01$ , apresentando boa concordância com os valores esperados (ver Figura 2.9). O valor rms do coeficiente de sustentação é de  $\tilde{C}_L = 0,28$ .



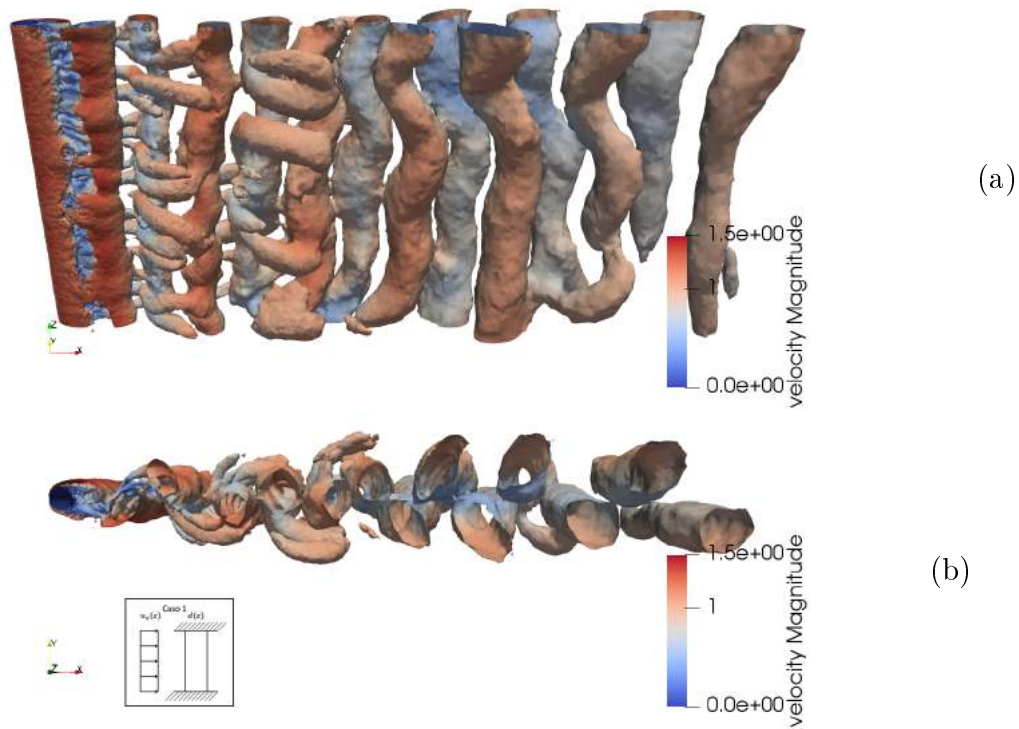


Figura 5.20: Isosuperfície do critério Q de  $650[s^{-2}]$  colorida pela velocidade resultante, no tempo 1000: (a) vista 3D; (b) vista superior - Caso 1

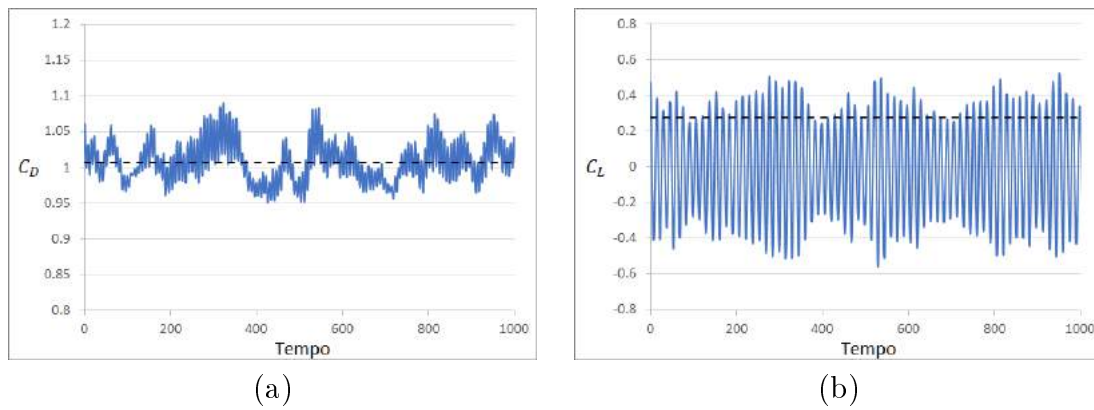


Figura 5.21: Histórias de tempo dos coeficientes de forças (a) de arrasto -  $C_D$ ; (b) de sustentação -  $C_L$  - Caso 1.

Adicionalmente, calculou-se a FFT para os históricos de coeficiente de sustentação (Figura 5.22), obtendo-se uma frequência bem definida de  $73,75Hz$ , confirmando a frequência de desprendimento de vórtice provenientes dos históricos de velocidade (Figura 5.17b).

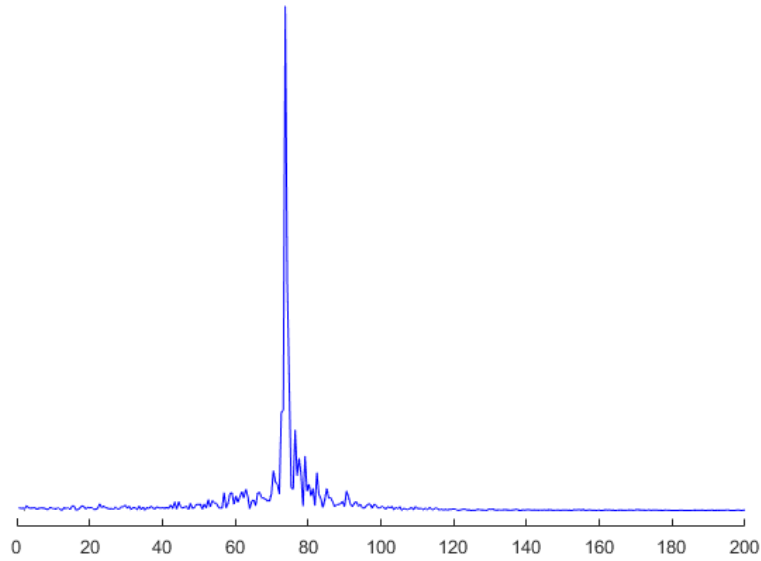


Figura 5.22: FFT dos históricos de coeficiente de sustentação - Caso 1

### 5.3.1.2 Caso 2 - Cilindro finito sob escoamento uniforme permanente

Analisando a Figura 5.23a, verificam-se os efeitos tridimensionais do escoamento pela extremidade livre, em que no trecho superior de  $z/d_H$  aproximadamente igual  $38/3$  a velocidade  $u_y$  apresenta amplitudes ínfimas caracterizando a predominância da velocidade  $u_x$ . Neste trecho não são identificadas frequências no espectro (ver Figura 5.23b). Para o trecho entre  $35/3 < z/d_H < 38/3$ , pode-se observar que as frequências não estão bem definidas apresentando uma grande faixa de valores de frequência, sem picos proeminentes.

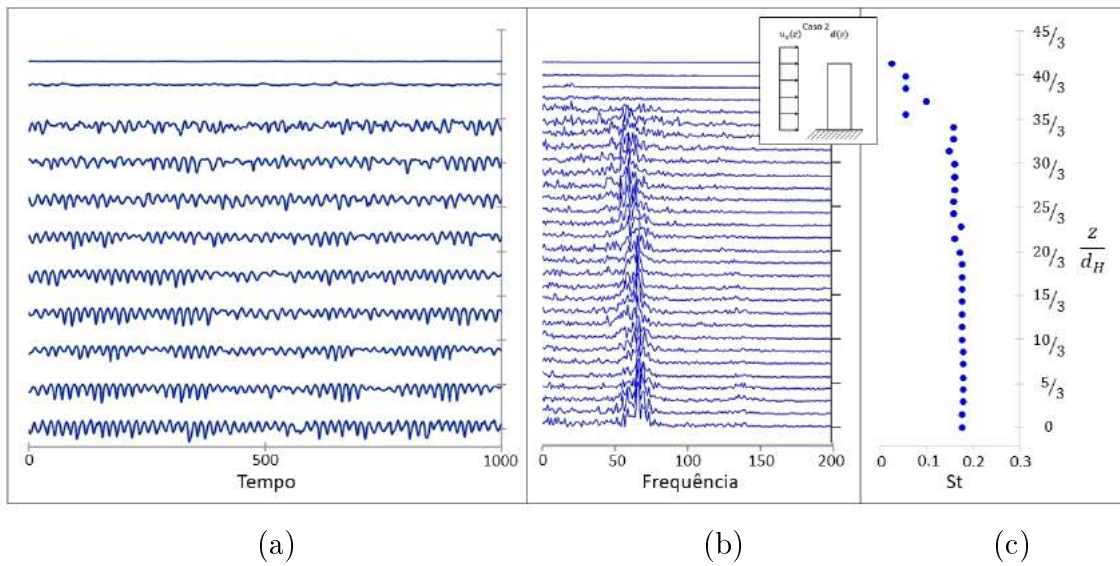


Figura 5.23: Resultados do Caso 2: (a) variação de  $u_y$  com o tempo em vários pontos ao longo do eixo do cilindro; (b) espectro de frequência dos sinais da Figura a; (c) valores de  $St$

Os efeitos da extremidade livre se estendem a base da estrutura fazendo com que a velocidade  $u_y$  apresente modulações mais significativas (faixas de grandes amplitudes seguidas de faixas de amplitudes "quase" nulas) facilmente identificadas na Figura 5.23a para os trechos  $z/d_H \simeq 5/3$  e  $z/d_H \simeq 9/3$ . Observa-se, contudo, um alinhamento das frequências em  $66,4Hz$  nas demais cotas, estando melhor definida na proximidade da base do cilindro. Esse alinhamento pode ser melhor verificado analisando o número de Strouhal centrado em  $0,176$  (Fig. 5.23). A redução, comparativamente ao caso 1, é atribuída ao efeito da extremidade livre, parâmetro que distingue os modelos. No que se refere a frequência secundária, além de não apresentar alinhamento, a mesma é reduzida, dificultando sua identificação.

A Figura 5.24 ilustra o efeito de extremidade superior livre evidenciado pela presença de duas faixas horizontais de velocidade reduzida e constante, caracterizando a ausência ( $40/3 \leq z/d_H \leq H/3$ ) ou baixa ocorrência ( $37/3 \leq z/d_H \leq 40/3$ ) do escoamento transversal, traduzindo a predominância do efeito gerado pelo refluxo do escoamento na extremidade livre do cilindro. Observa-se, ainda, a presença de interrupções na continuidade das linhas de contorno verticais na fração superior que se estende ao longo do comprimento do cilindro, caracterizado pela interrupção na continuidade das linhas de contorno verticais. Contudo, próximo a base, a estrutura dos vórtices se tornam menos distorcidas, apresentando um padrão "quase" paralelo.

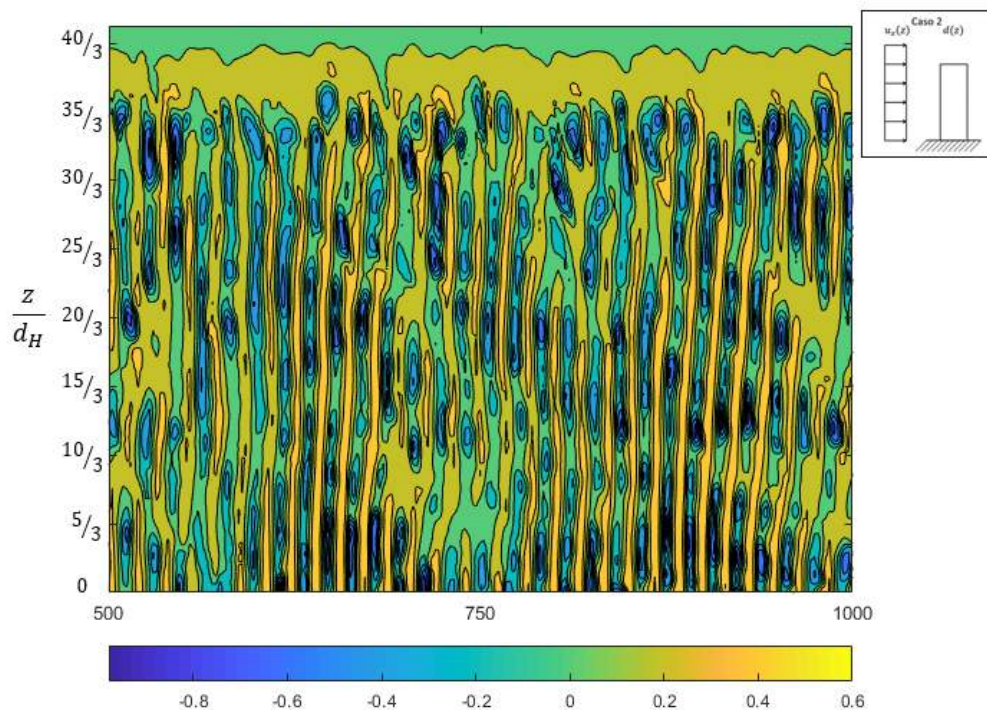


Figura 5.24: Visualização das linhas de contorno da velocidade de transversal - Caso 2

A Figura 5.25 ilustra a distribuição da velocidade em algumas seções do domínio

( $z/d_H = 0, 1/3, 2/3$  e  $1$ ). Na Figura 5.25a é possível observar que, apesar de ocorrer a separação ao longo de todo o cilindro, próximo ao topo o escoamento apresenta uma pequena variação de velocidades sem desenvolver a estrutura turbulenta dos vórtices, identificáveis nas demais seções. O padrão oblíquo dos vórtices é facilmente identificado na Figura 5.25b caracterizado pelo não alinhamento das região de mesma cor, em que os turbilhões anti-horário são representados pela cor vermelho e os turbilhões horário pela cor azul. Novamente, identifica-se a divisão do escoamento próximo ao cilindro que define as regiões de escoamento acelerado à barlavento.

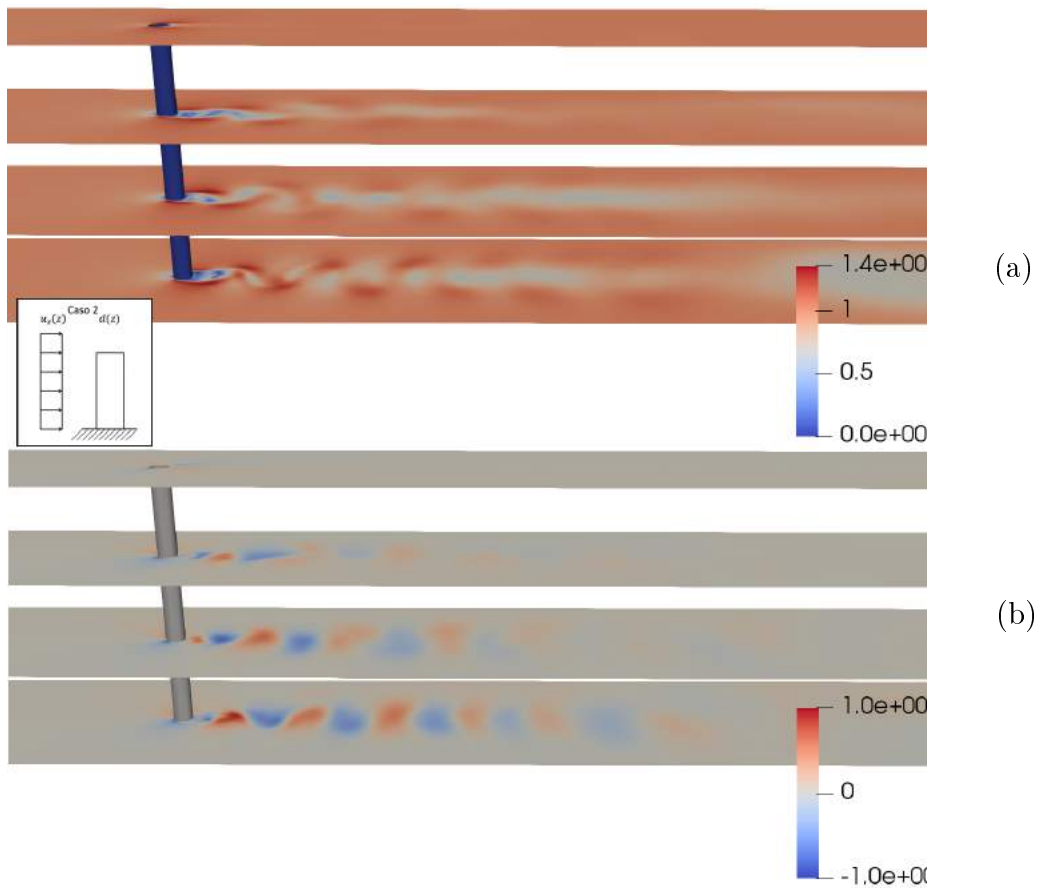


Figura 5.25: Distribuição de velocidade em diferentes alturas, no tempo 1000: (a) velocidade resultante; (b) velocidade transversal  $u_y$  - Caso 2

As Figuras 5.26a, b ilustram a vista 3D e a vista superior (plano x-y) do domínio, respectivamente, para o critério  $Q$  igual a  $650[s^{-2}]$  no instante 1000. A Figura 5.26a evidencia o padrão oblíquo da formação e desprendimento dos vórtices, semelhante ao identificado na Figura 2.15. A Figura 5.26b permite visualizar a interação dos vórtices de Kármán com o escoamento que flui pela extremidade livre.

As forças atuantes foram analisadas em três frações do cilindro - terço superior, central e inferior, bem como a força resultante no mesmo. As Figuras 5.27 a, b ilustram, respectivamente, as histórias temporais de forças de arrasto e sustentação

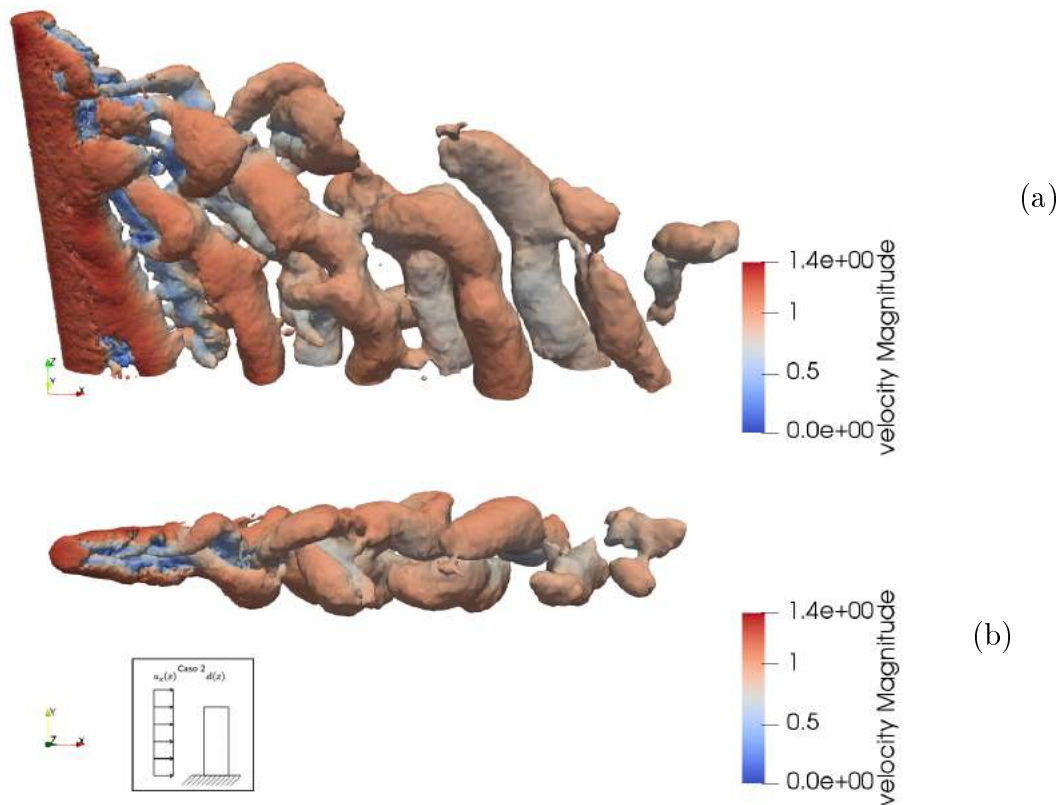


Figura 5.26: Isosuperfície do critério Q de  $650[s^{-2}]$  colorida pela velocidade resultante, no tempo 1000: (a) vista 3D; (b) vista superior - Caso 2

na referidas regiões, em termos de seus coeficientes adimensionais.

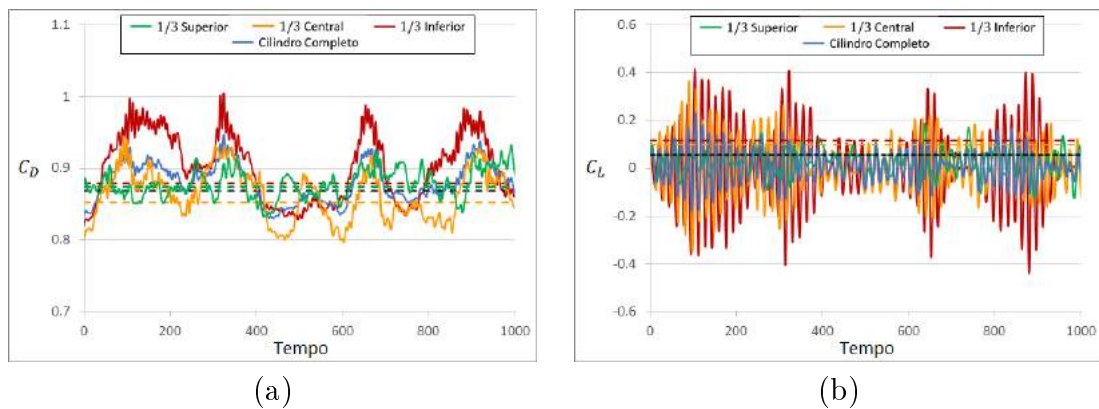


Figura 5.27: Histórias de tempo dos coeficientes de forças (a) de arrasto -  $C_D$ ; (b) de sustentação -  $C_L$  - Caso 2.

A Figura 5.28 ilustra as frequências obtidas a partir dos históricos de coeficiente de sustentação, na qual é possível verificar frequências diferentes para cada trecho do cilindro. Os valores médios dos coeficientes de força, assim como o valor rms e a frequência para  $C_L$  estão expressos na Tabela 5.5. Observa-se que os valores de  $\overline{C_D}$  apresentam comportamento similar em todos os trechos, distanciando-se em menos

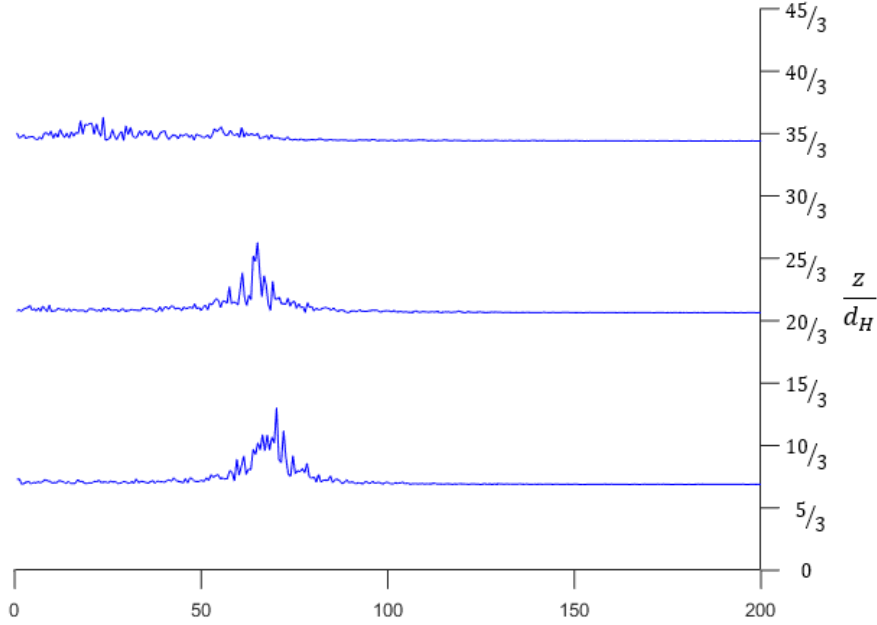


Figura 5.28: FFT dos históricos de coeficiente de sustentação - Caso 2

de 2% do valor de  $\overline{C}_D$  resultante no cilindro.

Embora os resultados rms de  $C_L$ , para as três regiões, tenham apresentado valores significativamente inferiores ao esperado, verifica-se da Figura 5.27b que  $C_L$  apresentou amplitudes máximas de aproximadamente 0,4 no terço inferior, 0,3 no terço central e 0,2 no terço superior. No que se refere a resultante no cilindro, o valor rms de  $C_L$  foi de 0,056, com amplitude máxima de  $C_L$  em 0,2, evidenciando a influência do comportamento no terço superior.

Tabela 5.5: Valores médios, rms e frequência dos coeficientes de força - Caso 2

Região	$\overline{C}_D$	$\overline{C}_L$	$\tilde{C}_L$	Freq - $C_L$
$1/3$ superior	0,874	0,014	0,055	23,73
$1/3$ central	0,852	0,007	0,098	65,09
$1/3$ inferior	0,879	0,005	0,117	70,19
cilindro completo	0,868	0,009	0,056	-

### 5.3.1.3 Caso 3 - Cilindro infinito sob escoamento cisalhante linear permanente

As Figuras 5.29 apresentam os resultados em termos de histórias de velocidade  $u_y$ , seus espectros de frequência e valores de  $St$  ao longo da altura. Verifica-se que o escoamento cisalhante influencia na distribuição de frequências, apresentando uma grande faixa de frequências excitadas, sendo de  $58,0Hz$  no topo e  $57,6Hz$  na base. Para esse caso, os valores de  $St$  variam de 0,143 no topo e 0,201 na base. Observa-

se que, na fração superior da Figura 5.29c, os vórtices se desprendem excitando, predominantemente, duas frequências (de maior energia), a segunda frequência é de  $74,0Hz$ , resultando em  $St = 0,186$ , acarretando em um "quase"alinhamento do números de Strouhal. Esta característica, permite concluir que os vórtices tendem a se desprender com uma maior frequência no trecho de velocidade superior, preservando, com isso, o número de Strouhal.

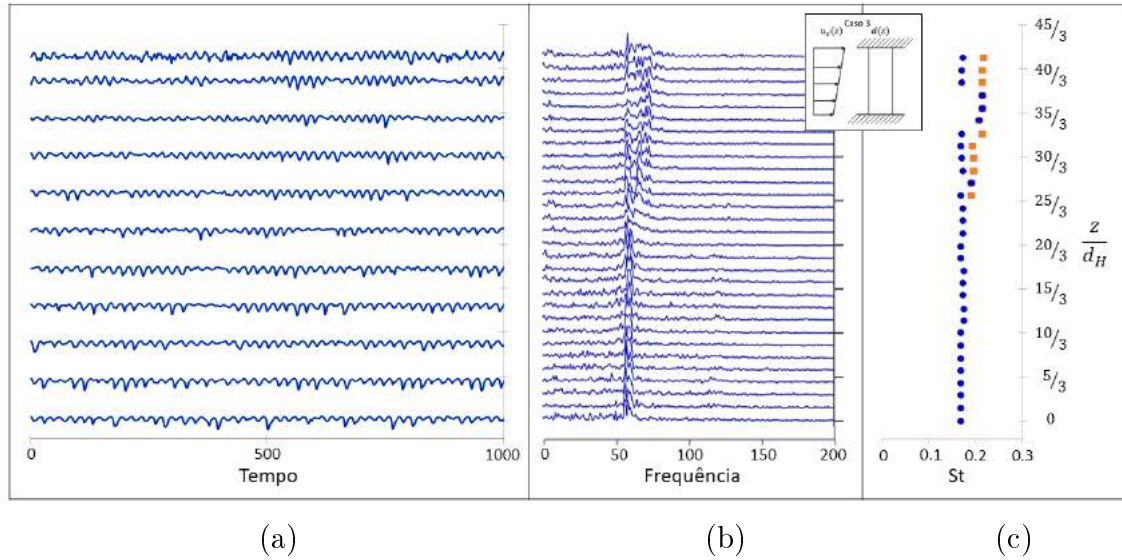


Figura 5.29: Resultados do Caso 3: (a) variação de  $u_y$  com o tempo em vários pontos ao longo do eixo do cilindro; (b) espectro de frequência dos sinais da Figura a; (c) valores de  $St$

Quando submetido a um escoamento cisalhante, a influência da variação da velocidade com a altura é traduzida pela distorção no padrão vertical das linhas de contorno (ver Figura 5.30) que assume uma estrutura claramente oblíqua como pode ser vista nos instantes finais (faixas de tempo próximas a 1000). Cabe observar que inicialmente as linhas de contorno apresentam padrão quase vertical, consequência da uniformidade do cilindro, contudo, a natureza cisalhante do escoamento predomina na formação e desprendimento dos vórtices. Adicionalmente, é possível identificar a ocorrência de deslocamento de vórtices entre as cotas de  $z/d_H = 20/3$  e  $z/d_H = 25/3$  para o intervalos de tempo 625 – 650.

Na Figura 5.31a é possível observar que o escoamento se desenvolve de forma diferenciada em cada seção, dado que o perfil de velocidade aplicado apresenta uma variação com a altura. O padrão oblíquo dos vórtices é facilmente identificado na Figura 5.31b, caracterizado pelo não alinhamento das região de mesma cor, em que os turbilhões anti-horário são representados pela cor vermelho e os turbilhões horário pela cor azul.

A Figura 5.32a evidencia o padrão oblíquo da formação e desprendimento dos vórtices, semelhante ao identificado na Figura 2.23. As características de despren-

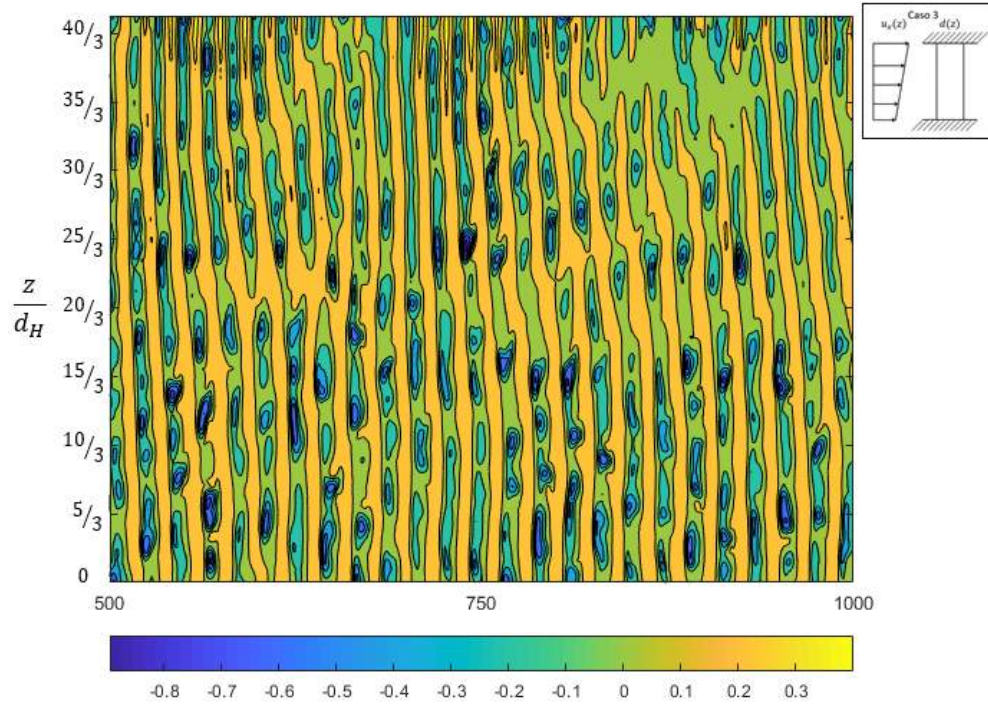


Figura 5.30: Visualização das linhas de contorno da velocidade de transversal - Caso 3

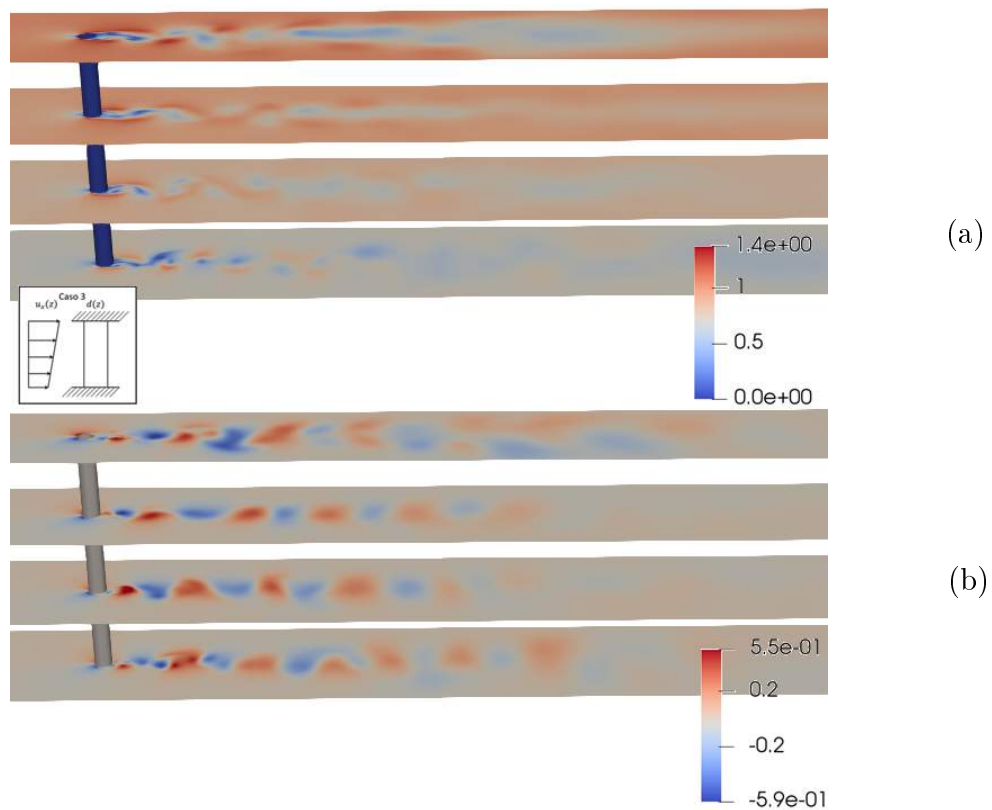


Figura 5.31: Distribuição de velocidade em diferentes alturas, no tempo 1000: (a) velocidade resultante; (b) velocidade transversal  $u_y$  - Caso 3



dimento celular podem ser observadas nas extremidades, superior e inferior, pela estrutura quase paralela dos vórtices, conseqüentemente, a região intermediária caracteriza a transição de células. A Figura 5.32b permite verificar a presença de turbilhões de pequenas escalas, consequência direta da natureza tridimensional e turbulenta do escoamento.

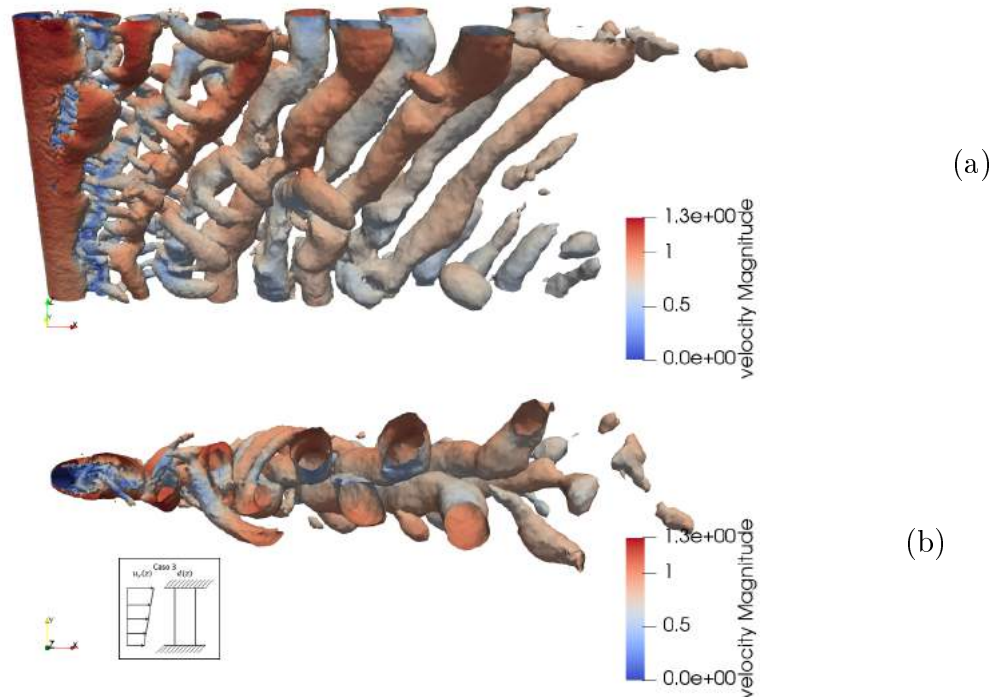


Figura 5.32: Isosuperfície do critério Q de  $650[s^{-2}]$  colorida pela velocidade resultante, no tempo 1000: (a) vista 3D; (b) vista superior - Caso 3

As forças atuantes foram analisadas em três frações do cilindro - terço superior (verde), central (amarelo) e inferior (vermelho), bem como a força resultante no mesmo. As Figuras 5.33 a, b ilustram, respectivamente, as histórias temporais de forças de arrasto e sustentação na referidas regiões, em termos de seus coeficientes adimensionais. Observa-se, na Figura 5.33 a, que as forças de arrasto se fazem mais significativas no terço superior, região com maior velocidade. Em contraste a este fato, verifica-se que o coeficiente de sustentação apresenta menores amplitudes no mesmo trecho.

A Figura 5.34 ilustra as frequências obtidas a partir dos históricos de coeficiente de sustentação, na qual é possível verificar que o trecho inferior apresenta uma frequência bem definida. As demais regiões apresentam duas frequências, confirmando as observações da Figura 5.29.

Os valores médios dos coeficientes de força, assim como o valor rms e a frequência para  $C_L$  estão expressos na Tabela 5.6. Observa-se que os valores de  $\overline{C_D}$  apresentam variações expressivas, distanciando-se em até de 15% do valor de  $\overline{C_D}$  resultante no

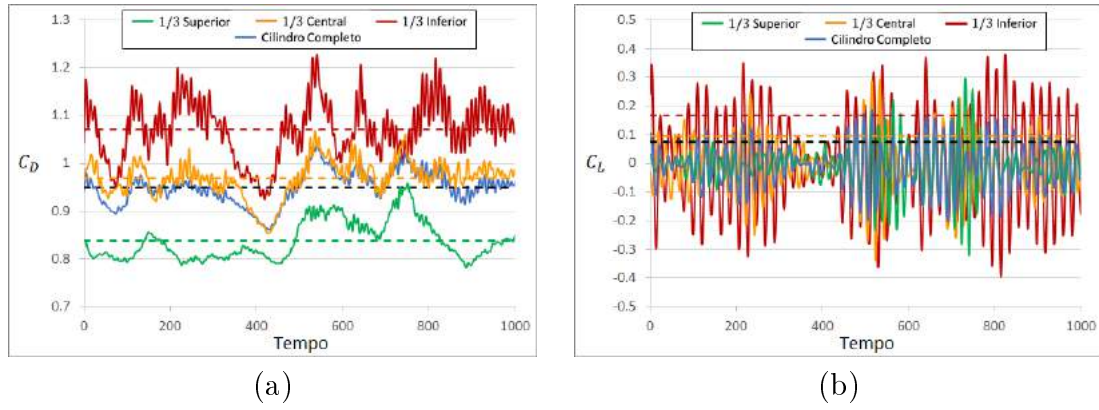


Figura 5.33: Histórias de tempo dos coeficientes de forças (a) de arrasto -  $C_D$ ; (b) de sustentação -  $C_L$  - Caso 3.

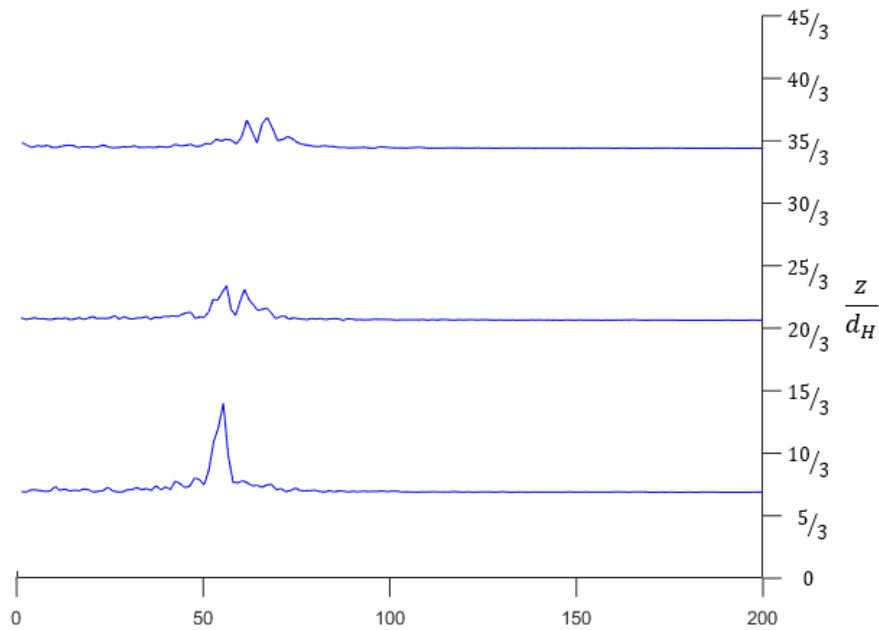


Figura 5.34: FFT dos históricos de coeficiente de sustentação - Caso 3

cilindro. Em termos de valor rms de  $C_L$ , verifica-se que o comportamento no terço superior apresenta uma boa representação do valor rms de  $C_L$  para todo o cilindro.

Tabela 5.6: Valores médios, rms e frequência dos coeficientes de força - Caso 3

Região	$\bar{C}_D$	$\bar{C}_L$	$\tilde{C}_L$	Freq - $C_L$
$1/3$ superior	0,837	-0,012	0,084	67,17
$1/3$ central	0,969	-0,007	0,135	56,27
$1/3$ inferior	1,071	0,002	0,316	55,40
cilindro completo	0,950	-0,007	0,106	-

### 5.3.1.4 Caso 4 - Cilindro infinito sob escoamento uniforme transiente

Alguns estudos realizados sob escoamento incidente turbulento observam a importância em preservar as características da turbulência ao longo do domínio computacional. Ding *et al.* [19] verificaram a ocorrência de um decaimento na turbulência comparada a turbulência aplicada, para grandes distâncias da entrada. Nessa perspectiva, o presente caso visou verificar se a aplicação de uma velocidade longitudinal variável era percebida igualmente por todo o domínio. Para tanto, foram obtidos os valores de velocidade longitudinal  $u_x$  em  $H/2$  a diferentes distâncias do eixo do cilindro, ilustrados na Figura 5.35.

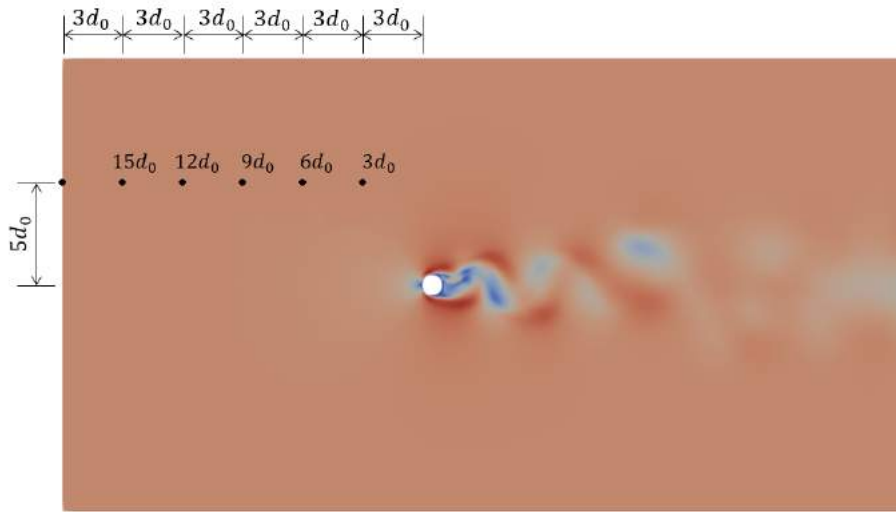


Figura 5.35: Localização dos pontos utilizados para verificação da velocidade longitudinal.

A Figura 5.36 apresenta o histórico de velocidade longitudinal com o tempo, para os 5 pontos conjuntamente com a velocidade aplicada na entrada. Observa-se que o aspecto geral das velocidades é preservado em todos os pontos, contudo, os picos são suavizados à medida que se aproxima do cilindro. Adicionalmente, verificar-se o ganho de velocidade para o ponto  $3d_m$ , atribuído a proximidade com cilindro, região de escoamento acelerado.

As Figuras 5.37 a, b ilustram os coeficientes de força de arrasto e de sustentação em três frações do cilindro - terço superior (verde), central (amarelo) e inferior (vermelho). Observa-se, primeiramente, um tempo de aquisição superior aos anteriores, combinado a este fato, verifica-se uma redução nos valores de  $C_D$  e  $C_L$  nos instantes finais comparativamente aos instantes iniciais do intervalo de tempo analisado. Isso é uma consequência direta da aplicação da parcela flutuante à velocidade média a partir do instante  $t = 0$ , apresentando comportamento semelhante ao verificado para a velocidade longitudinal  $u_x$  (Figura 5.36). Essa característica confirma que o cilindro, de fato, percebe de forma imediata a variação da velocidade aplicada.

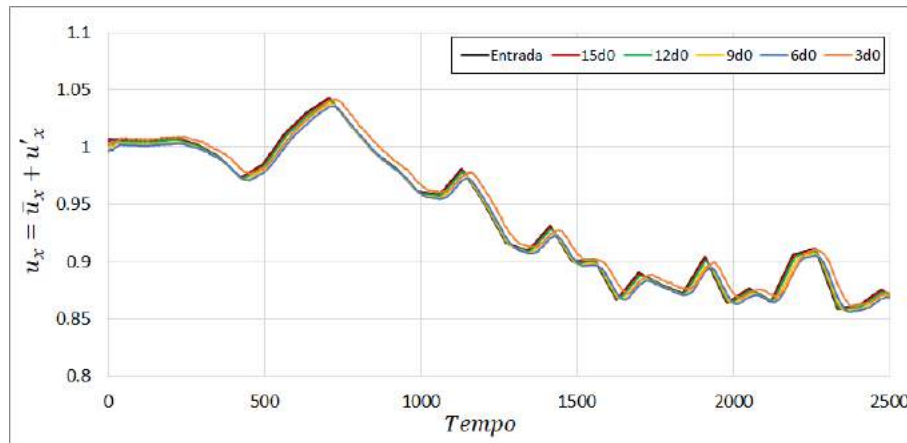


Figura 5.36: Histórico de velocidade longitudinal  $u_x$  para diferentes pontos, para  $y = 5d_0$  e  $z = H/2$



Figura 5.37: Histórias de tempo dos coeficientes (a) de arrasto -  $C_D$ ; (b) de sustentação -  $C_L$  - Caso 4

### 5.3.2 Troncocônico

Os casos estudados nesta subseção estão esquematizados na Figura 5.38 , consistindo de um cilindro troncocônico, com razão  $H/d_m = 10,6$  para  $Re$  na ordem de  $10^4$ , para diferentes configurações de perfis de velocidade e condição de extremidade.

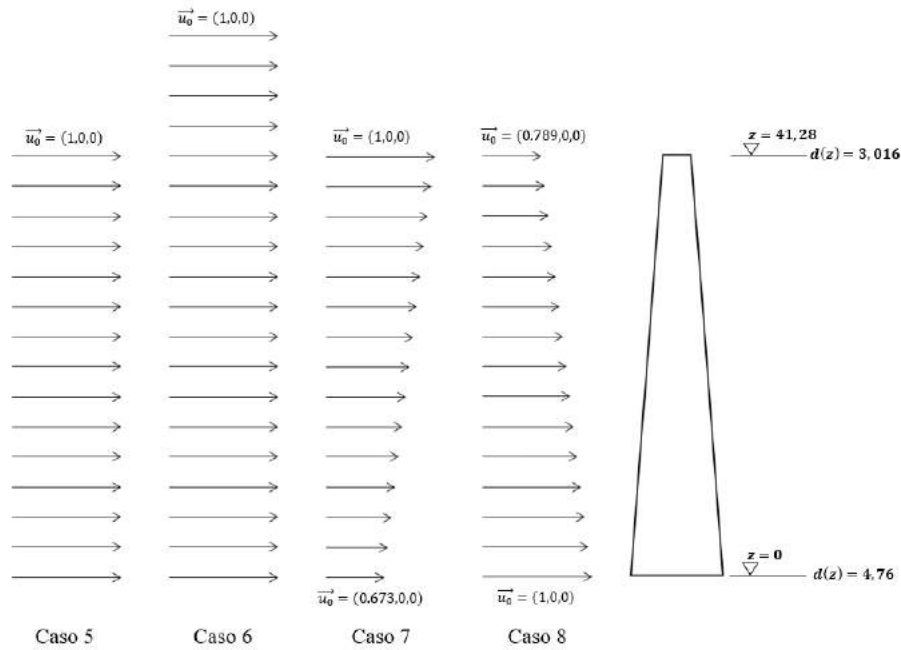


Figura 5.38: Esquema dos Casos 5-8

### 5.3.2.1 Caso 5 - Cilindro infinito sob escoamento uniforme permanente

Como dito anteriormente, este caso foi estudado previamente por [14] e, por uma questão de comparação, os resultados desenvolvidos no presente trabalho são apresentados na Figura 5.39 considerando a orientação ao longo da altura ( $z^* = 41,28 - z$ ) adotada para o resultado experimental. Esta figura ilustra os resultados obtidos no presente trabalho (em azul) e os resultados disponibilizados pelos autores (em preto). De forma geral, pode ser claramente vista a similaridade entre os resultados. Observa-se que há variação da frequência de desprendimento de vórtices ao longo do eixo do cilindro com, entretanto, algumas regiões de frequência constante, as chamadas células de vórtices.

Analisando a Figura 5.40, agora com a orientação original de  $z$ , observa-se que as frequências de desprendimento de vórtices aumentam da base para o topo, estando melhor definidas nas proximidades dos extremos, assumindo  $64,5Hz$  no topo e  $47,0Hz$  na base. A região intermediária caracteriza uma zona de transição de frequências. É possível identificar, ainda, a presença da frequência secundária que varia de  $128,9Hz$  no topo a  $94,1Hz$  na base. No que se refere ao número de Strouhal, pode ser identificada uma transição de  $0,220$  no topo a  $0,161$  na base para o presente trabalho (variação de  $0,059$ ) e de  $0,257 - 0,171$  nos resultados de Balasubramanian *et al.* [14].

Na Figura 5.41, apresenta-se a visualização das linhas de contorno. A geometria cônica interfere na formação do vórtice promovendo descontinuidade no padrão vertical. De fato, a variação linear do diâmetro ao longo do cilindro cônico resulta na

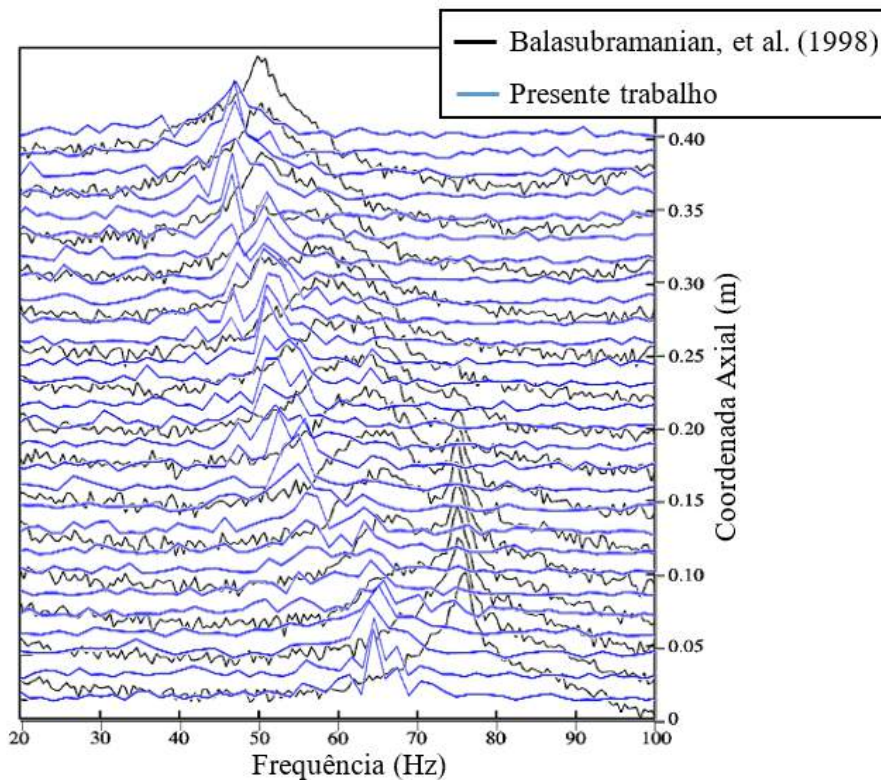


Figura 5.39: Frequência de desprendimento de vórtices a partir FFT dos histórico de velocidade transversal ao longo da altura - Caso 5

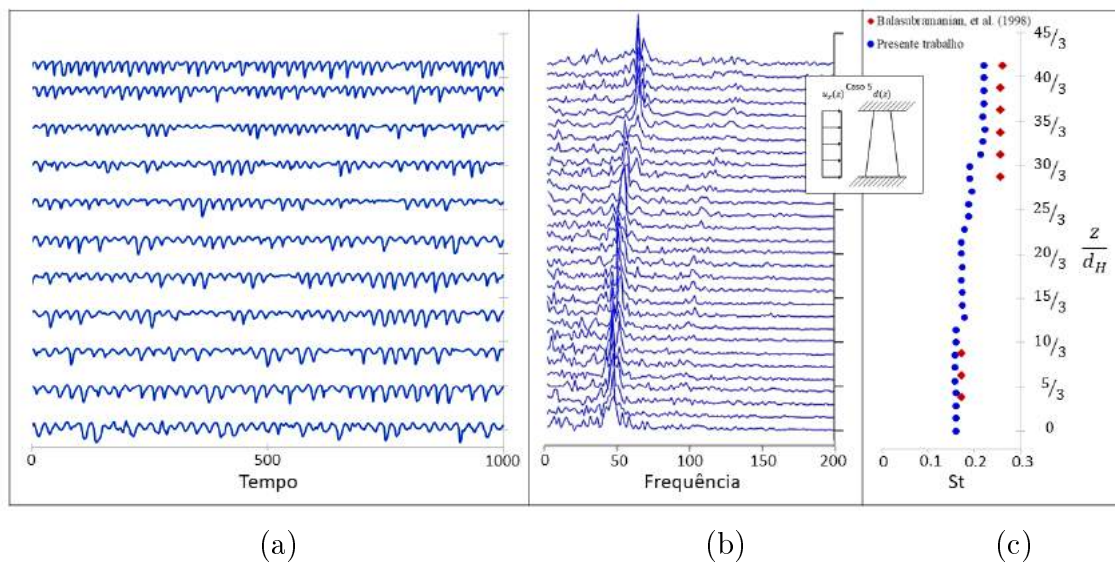


Figura 5.40: Resultados do Caso 5: (a) variação de  $u_y$  com o tempo em vários pontos ao longo do eixo do cilindro; (b) espectro de frequência dos sinais da Figura a; (c) valores de  $St$

liberação dos vórtices em frequências diferentes, dependendo fortemente do diâmetro local. Isso é verificado pelo número de ciclos de vórtices no topo (27) e na base (20) identificados na Figura 5.41. Além disso, é possível identificar deslocamento de vórtices entre as cotas de 30 e 35cm na faixa de tempo entre 570-600 e 800-830 e

entre as cotas 35-40cm na faixa de tempo de 930-960.

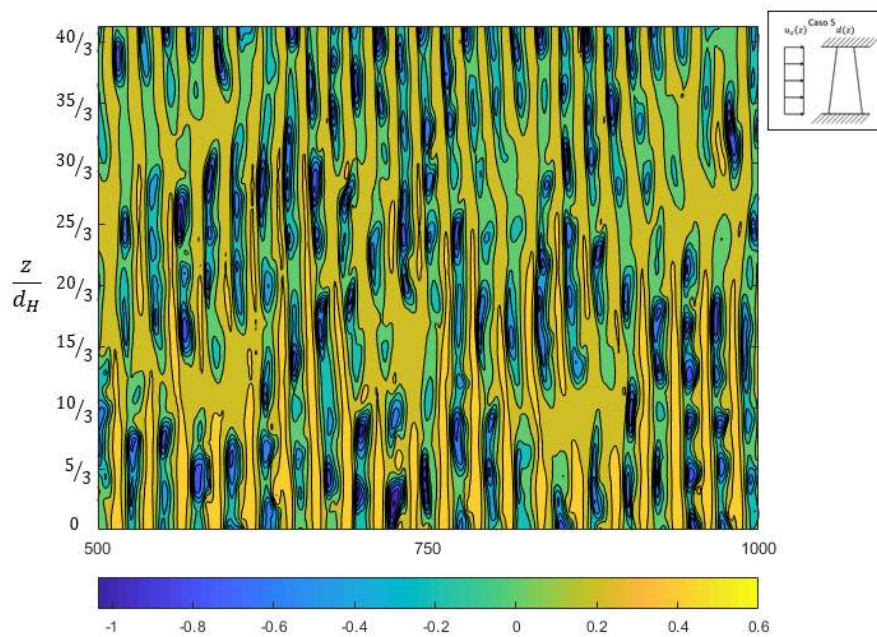


Figura 5.41: Visualização das linhas de contorno da velocidade de transversal - Caso 5

As Figuras 5.42 a, b ilustram, respectivamente, as histórias temporais de forças de arrasto e sustentação, em termos de seus coeficientes adimensionais, em três frações do cilindro - terço superior (verde), central (amarelo) e inferior (vermelho), e para o cilindro completo (azul). Na Figura 5.42a, verifica-se que  $C_D$  apresenta uma pequena variabilidade de valores para trechos distintos. Contudo,  $\bar{C}_D$  apresenta maior valor no 1/3 superior (verde), trecho que apresenta menor diâmetro. No que se refere aos valores de  $C_L$ , observa-se, na Figura 5.42b que as amplitudes máximas estão próximas de 0,35, inferior ao observado no caso 1 (ver 5.21b)

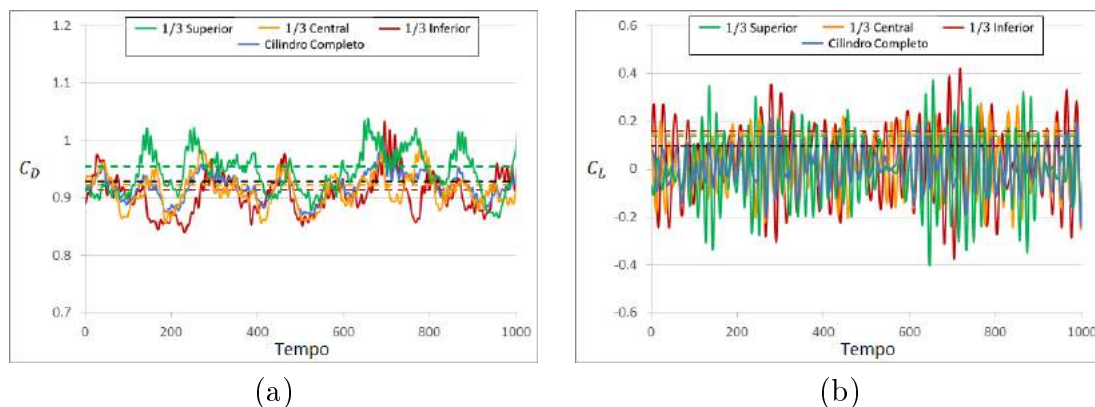


Figura 5.42: Histórias de tempo dos coeficientes de forças (a) de arrasto -  $C_D$ ; (b) de sustentação -  $C_L$  - Caso 5.

A Figura 5.43 ilustra as frequências obtidas a partir dos históricos de  $C_L$ . Para os três trechos do cilindro, observa-se a presença de uma frequência dominante,

apresentando uma boa concordância com o observado na análise de frequência dos históricos de velocidade (Figura ??).

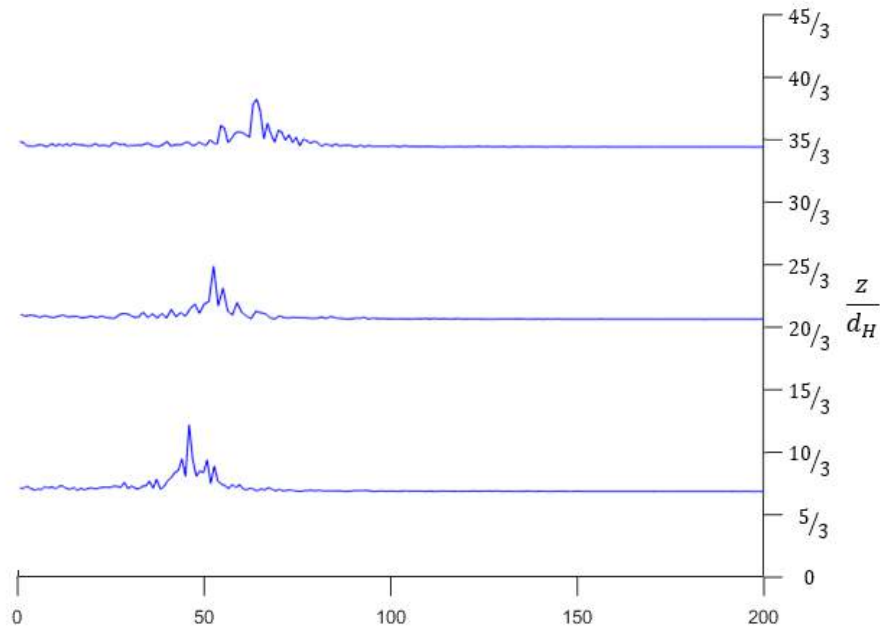


Figura 5.43: FFT dos históricos de coeficiente de sustentação - Caso 5

Tabela 5.7: Valores médios, rms e frequência dos coeficientes de força - Caso 5

Região	$\overline{C}_D$	$\overline{C}_L$	$\widetilde{C}_L$	Freq - $C_L$
$1/3$ superior	0,954	-0,001	0,140	64,34
$1/3$ central	0,922	0,021	0,147	52,79
$1/3$ inferior	0,915	0,023	0,160	46,25
cilindro completo	0,928	0,015	0,097	-

### 5.3.2.2 Caso 6 - Cilindro finito sob escoamento uniforme permanente

Os efeitos de extremidade livre são ainda mais expressivos neste caso do que o observado no caso 2. Isso pode ser verificado analisando a Figura 5.44a, em que para os  $z = 2d_H$  superiores (dobro do caso 2) a velocidade apresenta pouca variação se mantendo aproximadamente nula, conseqüentemente, não são identificadas frequências (ver Figura 5.44b). Para os  $5d_H/3$  subsequentes, pode-se verificar que as frequências não estão bem definidas e os espectros apresentam banda larga, centrada em  $62,1Hz$ . Na base a frequência dominante é de  $49,2Hz$ . O contraste entre o presente resultado e o obtido para o caso 5, confirma que o efeito da extremidade livre se estende até a base, semelhante ao verificado no caso 2.

Uma vez que os espectros de frequência apresentam banda larga, torna-se difícil identificar visualmente as regiões com frequência constante. Dessa forma, os



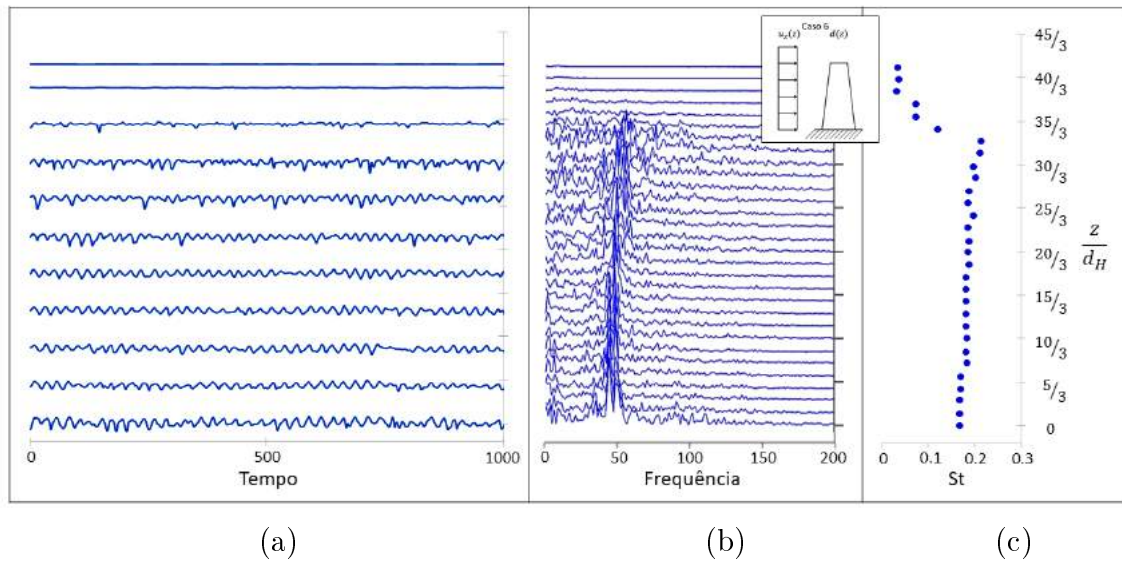


Figura 5.44: Resultados do Caso 6: (a) variação de  $u_y$  com o tempo em vários pontos ao longo do eixo do cilindro; (b) espectro de frequência dos sinais da Figura a; (c) valores de  $St$

resultados em termos de número de Strouhal propicia uma melhor identificação do que seriam as células de vórtices. Comparando os resultados obtidos na condição de cilindro infinito Figura 5.40c com os obtidos para cilindro finito, verifica-se uma redução no comprimento das células evidenciada na fração inferior do cilindro, em que para o caso 5 apresenta comprimento de aproximadamente  $4d_H$  e para este caso apresenta comprimento de  $2d_H$ . A região de baixa frequência apresenta pequenos valores de  $St$  e a região subsequente apresenta uma perturbação consequente dos efeitos de extremidade.

Na Figura 5.45, verifica-se uma faixa horizontal superior de  $4d_H/3$  com velocidade nula para toda a janela de tempo observada, observa-se uma faixa adjacente de  $1d_H$  com velocidade quase nula. Estas regiões correspondem a região de baixa frequência verificada na Figura 5.44b,  $z \simeq 2d_H$ . Estas regiões caracterizam a predominância do escoamento horizontal, a existência da variação de diâmetro propicia que os efeitos da extremidade livre avancem interferindo na formação e desprendimento de vórtices em uma faixa maior que a observada no caso 2, como pode ser verificado na Figura 5.24. O número de ciclos não pode ser claramente identificado, consequência dos efeitos de tridimensionalidade proporcionados pela extremidade livre, variação de diâmetro e a presença de turbulência no escoamento, proveniente do elevado número de Reynolds. Entretanto, é possível identificar a ocorrência de deslocamento de vórtices entre as cotas de  $15/3 < z/d_H < 20/3$  para o intervalo de tempo entre 530-560.

As Figuras 5.46 a, b ilustram, respectivamente, as histórias temporais de forças de arrasto e sustentação, em termos de seus coeficientes adimensionais, em três frações

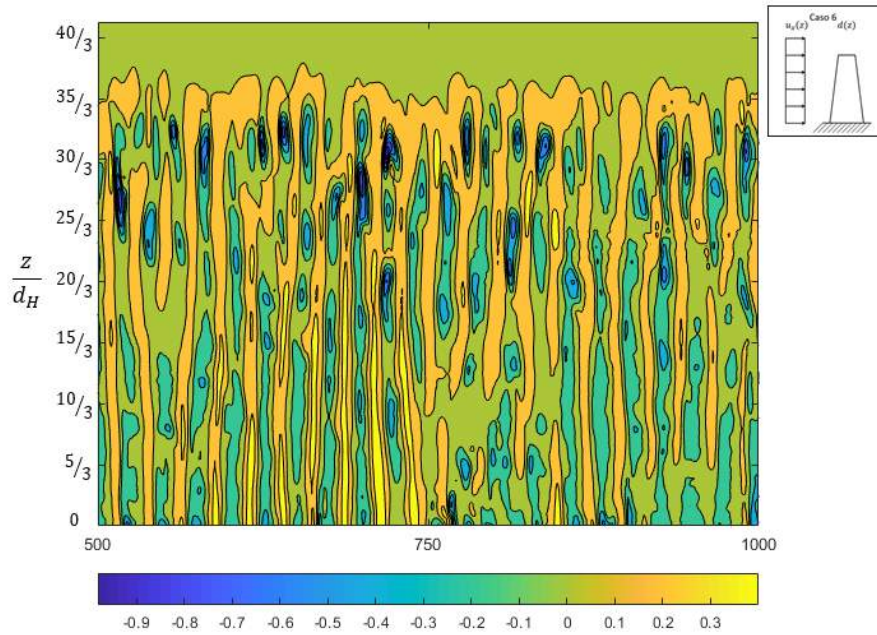


Figura 5.45: Visualização das linhas de contorno da velocidade de transversal - Caso 6

do cilindro - terço superior (verde), central (amarelo) e inferior (vermelho), e para o cilindro completo (azul). Na Figura 5.46a, verifica-se que  $C_D$  apresenta maiores valores no 1/3 superior (verde), trecho que apresenta menor diâmetro. No que se refere aos valores de  $C_L$ , observa-se, na Figura 5.46b que as amplitudes máximas estão próximas de 0,1, significativamente inferior ao observado no caso 2 (ver 5.27b)

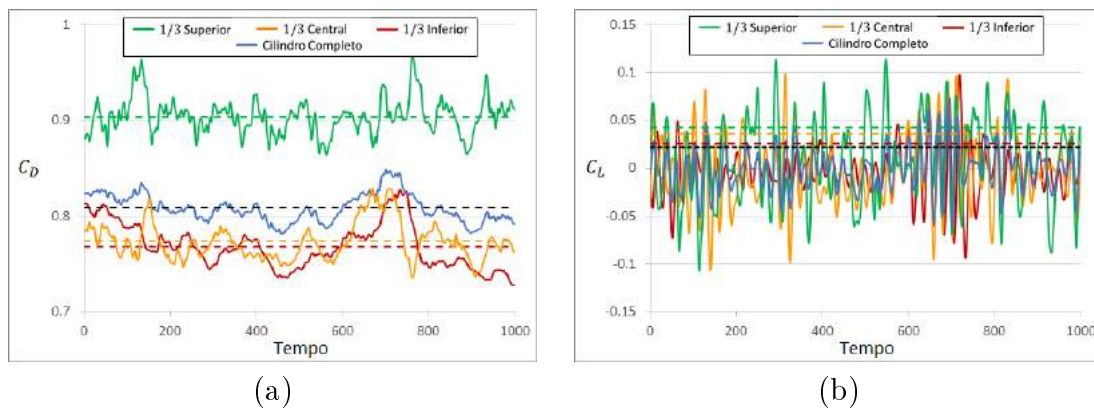


Figura 5.46: Histórias de tempo dos coeficientes de forças (a) de arrasto -  $C_D$ ; (b) de sustentação -  $C_L$  - Caso 6.

A Figura 5.47 ilustra as frequências obtidas a partir dos históricos de  $C_L$ . Para os três trechos do cilindro, observa-se que uma larga faixa de frequência de maior energia. O 1/3 superior apresenta banda larga com maior frequência em  $22,16Hz$ . Contudo, a frequência de aproximadamente  $48Hz$  apresenta uma contribuição marcante, alinhando-se com as frequências para os demais trechos (ver Tabela 5.8). na

qual é possível verificar frequências diferentes para cada trecho do cilindro.

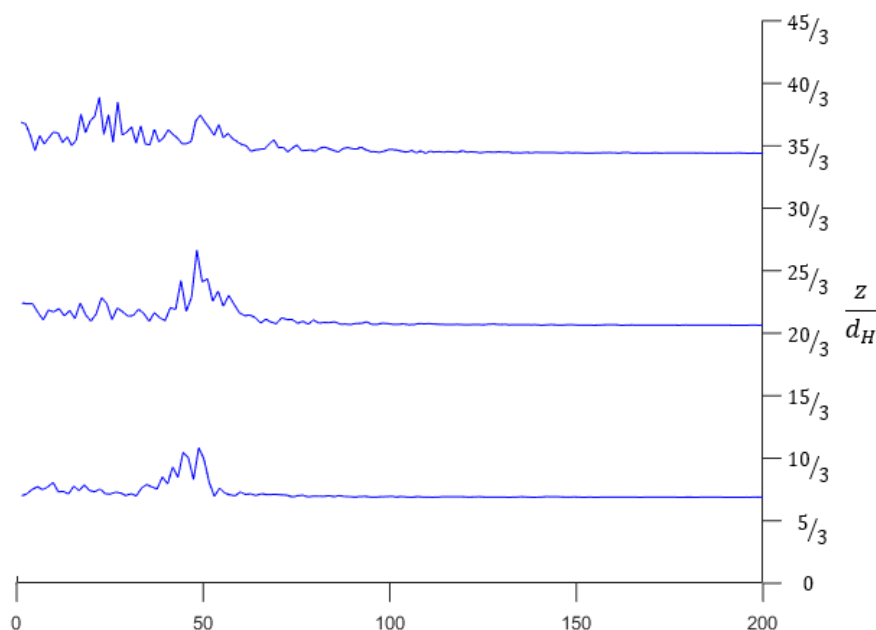


Figura 5.47: FFT dos históricos de coeficiente de sustentação - Caso 6

Tabela 5.8: Valores médios, rms e frequência dos coeficientes de força - Caso 6

Região	$\overline{C}_D$	$\overline{C}_L$	$\tilde{C}_L$	Freq - $C_L$
$1/3$ superior	0,904	0,008	0,043	22,16
$1/3$ central	0,773	-0,004	0,036	48,3
$1/3$ inferior	0,768	-0,003	0,026	48,8
cilindro completo	0,809	0,000	0,022	-

### 5.3.2.3 Caso 7 - Cilindro infinito sob escoamento cisalhante linear permanente

Este caso também foi investigado por [14], e uma comparação gráfica é apresentada na Fig 5.48, considerando as cotas como ( $z^* = 41,28 - z$ ). Observa-se que, em ambos os resultados, os espectros de frequência da velocidade  $u_y$  assumem valores de frequência variável ao longo da altura apresentando banda larga sem picos proeminentes. As frequências podem ser melhor identificadas nas regiões próximas aos extremos da estrutura. A região intermediária corresponde a zona de transição de frequências com banda larga, caracterizando numa significativa transição de valores de frequências: de  $61,9Hz$  no topo a  $37,4Hz$  na base para o presente trabalho e, conseqüentemente, de número de Strouhal, de  $0,140 - 0,232$  topo-base. O número de Strouhal variou de  $0,14 - 0,29$  topo-base nos resultados de [14], como pode ser visto em Figura 5.49.

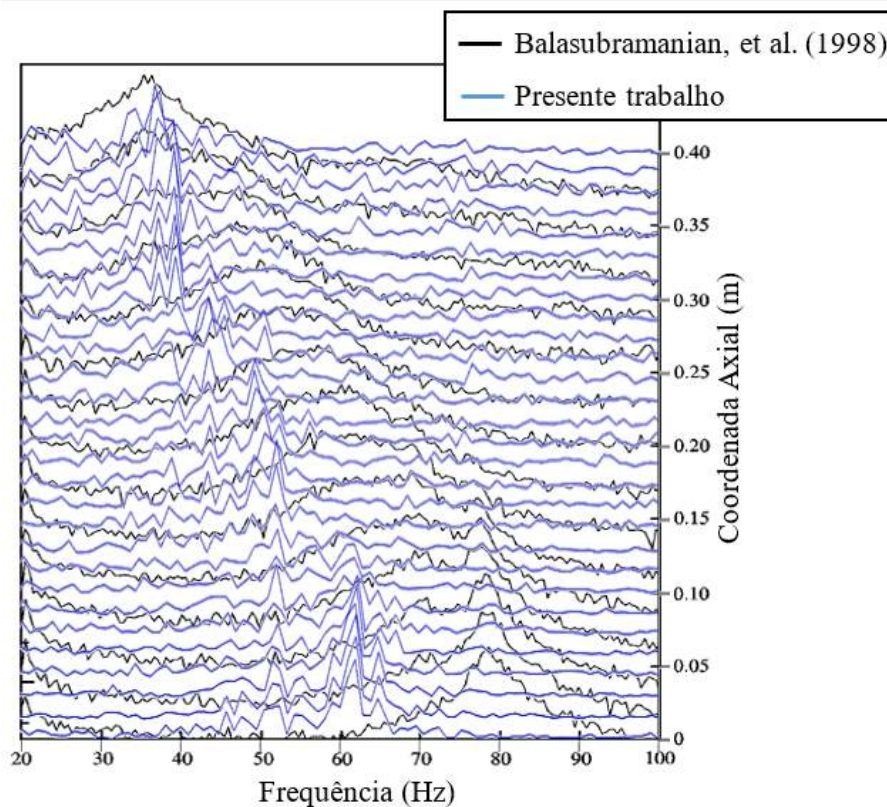


Figura 5.48: Frequência de desprendimento de vórtices a partir FFT dos histórico de velocidade transversal ao longo da altura - Caso 7

Pode-se notar, em termos de velocidade, que as amplitudes de velocidade são menores no topo do que na base (ver Figura 5.49). Por outro lado, as frequências de vórtices são aumentadas da base para o topo. Também é notável a presença de modulações de baixa frequência semelhantes às observadas por Gaster [11] causadas por deslocamentos de vórtices, conforme definido por Williamson [15].

Para o caso 6, estruturas obliquas são facilmente identificadas caracterizadas pela significativa diferença de número de ciclos de vórtices, sendo identificados 24 ciclos no topo e 14 ciclos na base, na Figura 5.50. Conseqüentemente, diversos trechos de deslocamentos de vórtices podem ser identificados em diferentes faixas de tempo nas cotas como entre  $30/3 < z/d_H < 35/3$ , e  $33/3 < z/d_H < 37/3$ .

Na Figura 5.51a, verifica-se que os maiores valores de  $C_D$  e  $C_L$  ocorrem no 1/3 inferior (vermelho). Cabe lembrar que, embora o diâmetro apresente menor valor no topo, a pressão dinâmica considera uma contribuição quadrática da velocidade. Portanto, a fração inferior do cilindro apresenta menores valores de pressão dinâmica, resultando em maiores valores de coeficiente de força.

A Figura 5.52 ilustra as frequências obtidas a partir dos históricos de  $C_L$ . Verifica-se uma boa concordância com o aspecto geral das frequências obtidas para o histórico de velocidade (ver Figura 5.49).

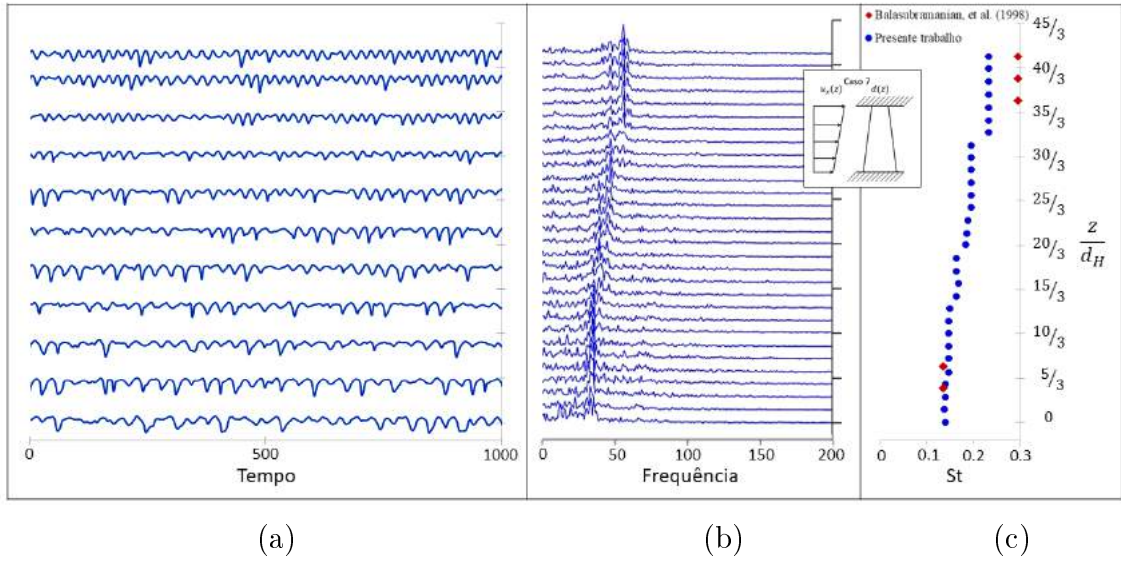


Figura 5.49: Resultados do Caso 7: (a) variação de  $u_y$  com o tempo em vários pontos ao longo do eixo do cilindro; (b) espectro de frequência dos sinais da Figura a; (c) valores de  $St$

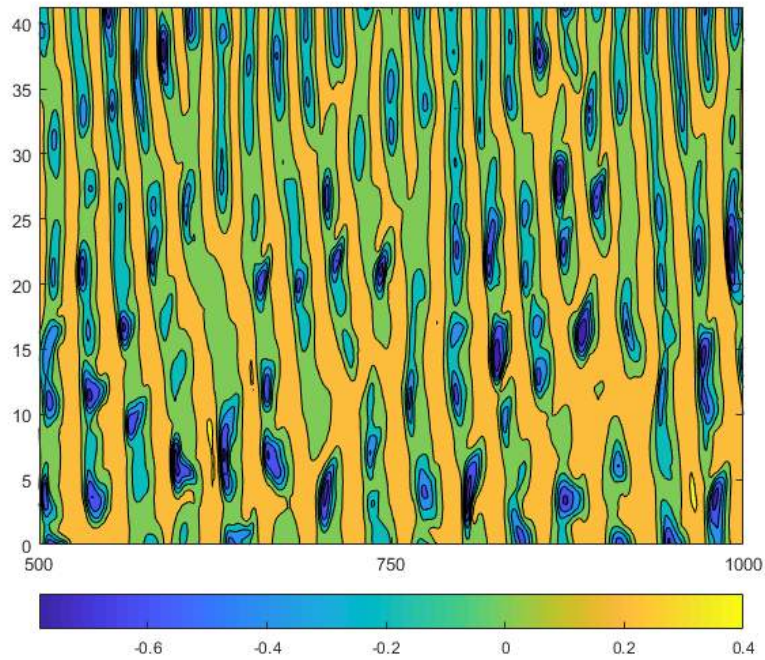


Figura 5.50: Visualização das linhas de contorno da velocidade de transversal - Caso 7

A Tabela 5.9 apresenta os valores médios dos coeficientes de força, assim como o valor rms e a frequência para  $C_L$ , para cada trecho e para o cilindro completo. Observa-se que o valor rms de  $C_L$  para o cilindro completo se assemelha ao valor obtido para o 1/3 superior. Adicionalmente, verifica-se a similaridade dos valores

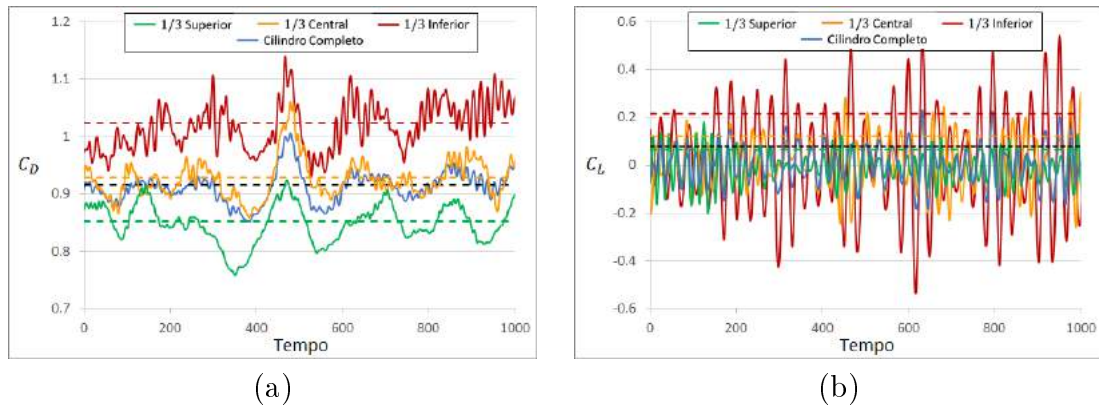


Figura 5.51: Histórias de tempo dos coeficientes de forças (a) de arrasto -  $C_D$ ; (b) de sustentação -  $C_L$  - Caso 7.

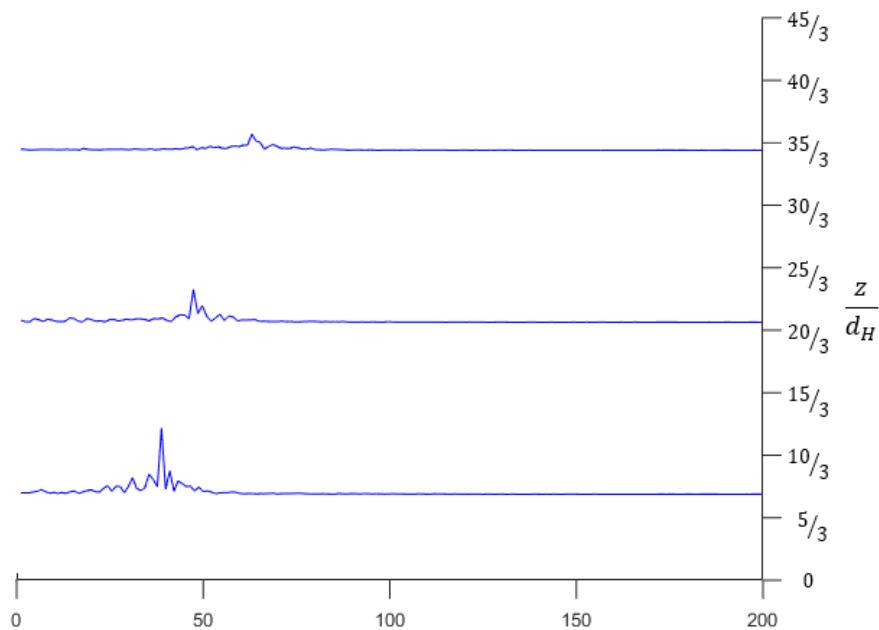


Figura 5.52: FFT dos históricos de coeficiente de sustentação - Caso 7

obtidos para esta mesma, comparativamente ao caso 3 (ver Tabela 5.6). De fato, este trecho apresenta mesma velocidade com diâmetros aproximadamente iguais ( $d_m = 3,31$  no caso 7 e  $d_m = d_H = 3,016$  no caso 3).

Tabela 5.9: Valores médios, rms e frequência dos coeficientes de força - Caso 7

Região	$\overline{C_D}$	$\overline{C_L}$	$\tilde{C}_L$	Freq - $C_L$
1/3 superior	0,852	-0,010	0,066	63,01
1/3 central	0,929	0,017	0,122	47,37
1/3 inferior	1,023	0,019	0,216	38,82
cilindro completo	0,915	0,008	0,080	-

### 5.3.2.4 Caso 8 - Cilindro infinito sob escoamento cisalhante linear permanente

Observa-se da Figura 5.53 que, embora o espectro de frequência de desprendimento de vórtices apresente uma banda larga sem picos proeminentes, o mesmo possui pequena variação de valores. Por conseguinte, o número de Strouhal assume dois valores bem definidos, sem apresentar uma zona de transição.

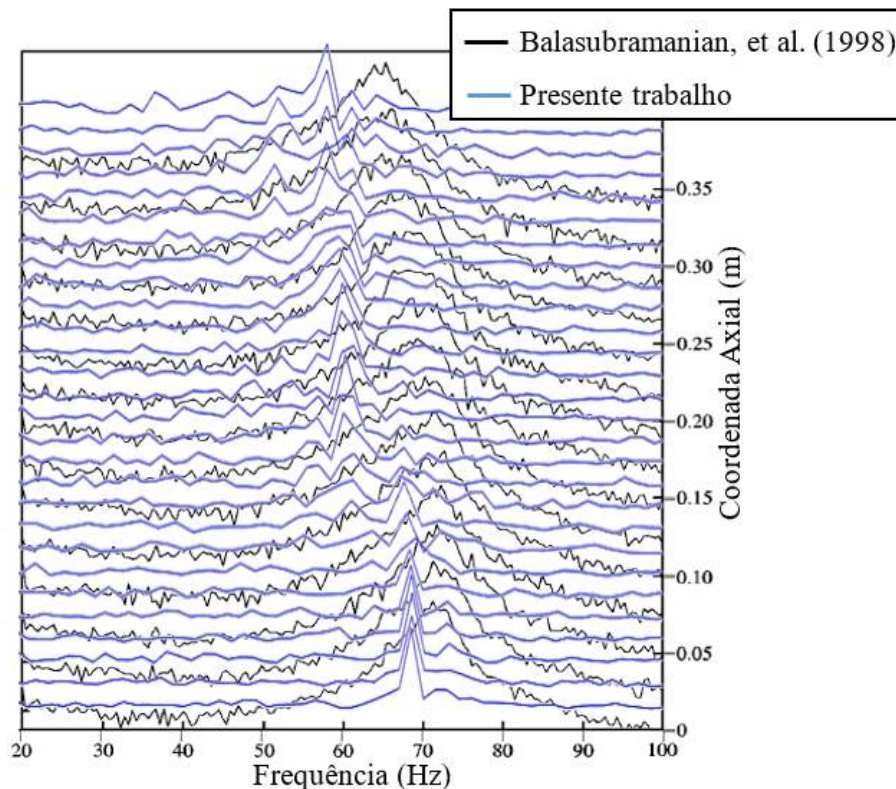


Figura 5.53: Frequência de desprendimento de vórtices a partir FFT dos histórico de velocidade transversal ao longo da altura - Caso 8

Novamente, é possível observar na Figura 5.54a que as amplitudes de velocidade são menores no topo do que na base, sendo possível verificar a ocorrência de modulações de baixa frequência. Todavia, é notável a semelhança com os resultados obtidos para o caso 1 (ver Figura 5.17). Essa similaridade é consequente do efeito de compensação gerado pelo escoamento de cisalhamento adverso ao diâmetro variável. Essa condição (pouco convencional) é equivalente ao projeto de uma estrutura de cone invertido, em que a maior velocidade de escoamento está associada ao diâmetro maior, consequentemente, a velocidade menor atua na seção de menor diâmetro.

A compensação anteriormente mencionada é evidenciada por um quase alinhamento das frequências, assumindo  $68,6\text{Hz}$  no topo e  $58,2\text{Hz}$  na base, sem apresentar uma faixa de transição de frequência como verificados nos demais casos de cilindro troncocônico (casos 6, 7 e 8). Esse comportamento traduz uma influência no número

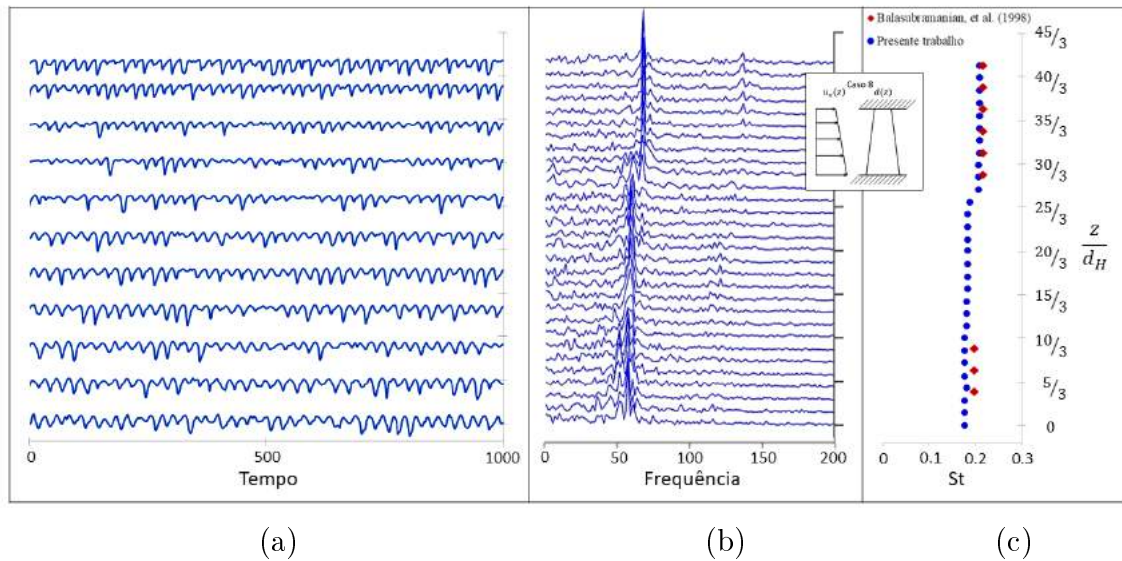


Figura 5.54: Resultados do Caso 8: (a) variação de  $u_y$  com o tempo em vários pontos ao longo do eixo do cilindro; (b) espectro de frequência dos sinais da Figura a; (c) valores de  $St$

de Strouhal que assume dois valores distintos e bem-definidos de 0,210 no topo e 0,178 na base para o presente trabalho e de 0,217 – 0,199 nos resultados de [14]., caracterizando duas grande células de vórtices.

Analisando a Figura 5.55, verifica-se uma expressiva similaridade com o caso 1 (ver Figura 5.18), sendo possível identificar um padrão de formação de vórtices quase paralelo no intervalo de tempo entre 800 e 900. Contudo, é observado, no topo, a ocorrência de 24 ciclos de vórtices e 19 ciclos na base. Essa diferença acarretou em luxações que podem ser identificadas nas cotas entre  $10/3 < z/d_H < 15/3$  e entre  $20/3 < z/d_H < 25/3$  em diferentes faixas de tempo.

Na Figura 5.56a, verifica-se que os maiores valores de  $C_D$  e  $C_L$  ocorrem no 1/3 superior (verde), comportamento inverso ao observado no caso 7 (ver Figura 5.51). Esta característica é uma consequência direta de que esta região apresenta os menores valores de diâmetro e de velocidade, resultando em menores valores de pressão dinâmica.

O gráfico em termos de frequências para  $C_L$  ilustrado na Figura 5.57 as observações anteriores. Além disso, confirma-se os resultados obtido em termos de frequência para os históricos de velocidade (ver Figura 5.54).

A Tabela 5.10 apresenta os valores médios dos coeficientes de força, assim como o valor rms e a frequência para  $C_L$ , para cada trecho e para o cilindro completo. Observa-se que os valores de  $\bar{C}_D$  e de  $\tilde{C}_L$  apresentam comportamento inverso ao observado no caso 7.



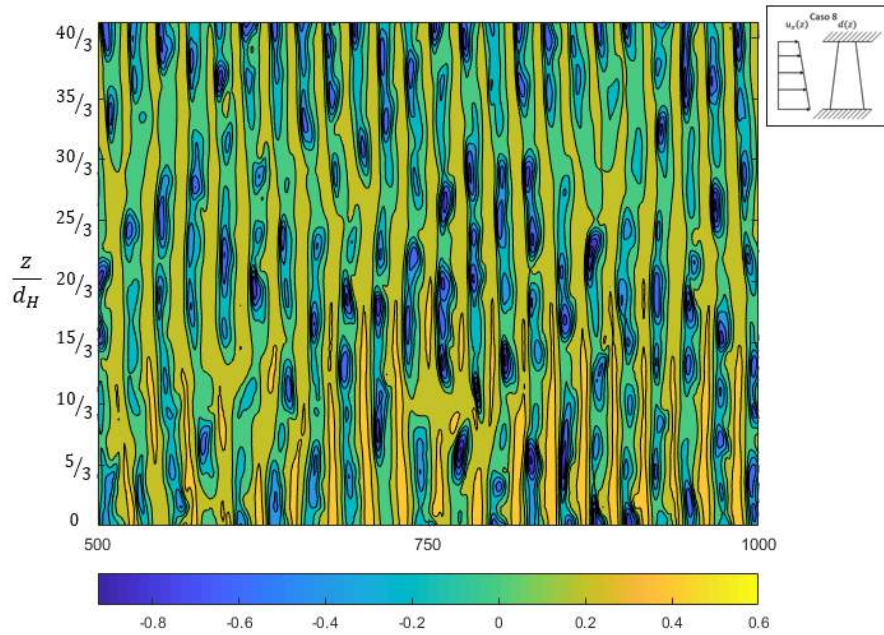


Figura 5.55: Visualização das linhas de contorno da velocidade de transversal - Caso 8

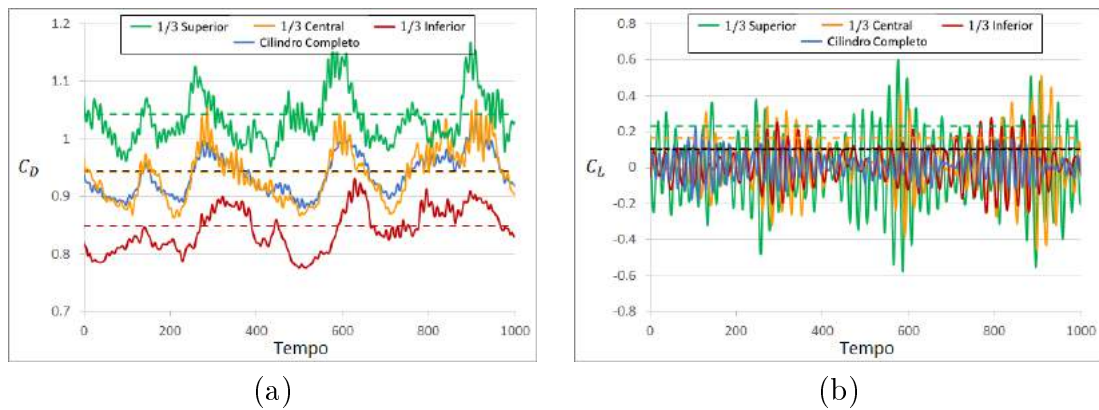


Figura 5.56: Histórias de tempo dos coeficientes de forças (a) de arrasto -  $C_D$ ; (b) de sustentação -  $C_L$  - Caso 8.

Tabela 5.10: Valores médios, rms e frequência dos coeficientes de força - Caso 8

Região	$\bar{C}_D$	$\bar{C}_L$	$\tilde{C}_L$	Freq - $C_L$
1/3 superior	1,042	-0,002	0,231	68,90
1/3 central	0,943	0,018	0,166	60,41
1/3 inferior	0,849	0,016	0,109	60,09
cilindro completo	0,944	0,013	0,104	-

## 5.4 Desempenho Computacional

Todas as simulações realizadas na presente pesquisa foram desenvolvidas no supercomputador Lobo Carneiro. Ao todo, foram realizadas 685 simulações, incluindo teste e as reinicializações, somando 44100 SU's.

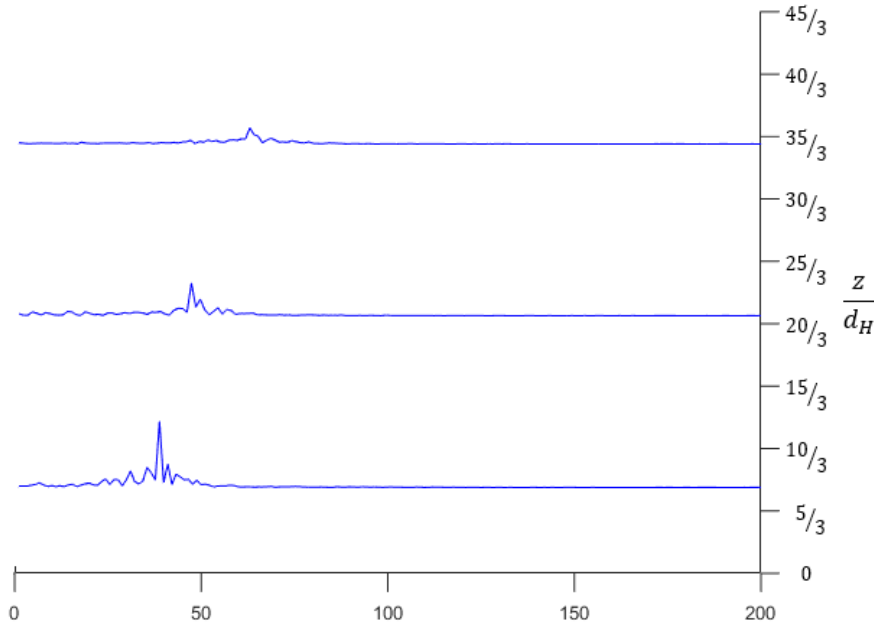


Figura 5.57: FFT dos históricos de coeficiente de sustentação - Caso 8

O caso A ( $102 < Re < 300$ ) não necessitou de uma aceleração gradativa do fluido, com isso, foram utilizados 197 SU's para processamento executado em um único processo (serial), utilizando de um espaço em disco de 15GB.

A Tabela 5.11 reúne as informações de: números de cores; tempo de processamento para aceleração gradativa do fluido (rampa de número de Reynolds) e estabilização da esteira; o tempo de processamento de análise; bem como o espaço de disco utilizado para armazenamento dos dados de análise, para os casos 1-8.

Tabela 5.11: Características de Processamento para os Casos 1-8

Caso	Nº de cores	Tempo de Rampa (SU)	Tempo de Análise (SU)	Espaço em Disco (GB)
1	36	148,00	855,31	363
2	60	378,07	986,77	478
3	36	178,90	393,84	236
4	36	148,00	1046,78	449
5	36	163,53	389,38	210
6	60	171,12	1334,16	502
7	36	247,71	363,04	241
8	36	271,98	536,11	269

## 5.5 Síntese dos Resultados

### 5.5.1 Correlação espacial

A análise da correlação espacial da velocidade transversal ao longo da altura  $u_y(z)$ , corresponde a uma alternativa quantitativa para verificar a estrutura dos vórtices e é expressa por:

$$R_{u_y}(z_i, z_j) = \frac{1}{T} \int_0^T u_y(z_i, t) \cdot u_y(z_j, t) dt \quad (5.1)$$

A variância de velocidade transversal  $\sigma_{u_y}$ , corresponde a:

$$\sigma_{u_y}^2 = R_{u_y}(z_i, z_i) \quad (5.2)$$

A Figura 5.58 ilustra o caso teoricamente bidimensional (caso 1) em conjunto com os casos de gradiente de diâmetro e/ou velocidade (casos 3, 5, 7 e 8). Observa-se, primeiramente, uma baixa correlação para o caso 1. Esta perda de correlação se dá em decorrência dos efeitos tridimensionais do escoamento, condição de escoamento turbulento (regime subcrítico). A ocorrência de uma vorticidade adicional na direção longitudinal, interfere no escoamento acarretando na perda de correlação. Considerando o aspecto geral, a variação de diâmetro acarreta em um acréscimo de perda de correlação (caso 5), intensificado pelo gradiente de velocidade (caso 7), consequência direta dos deslocamentos de vórtices. O escoamento cisalhante reverso (caso 8) atua como um efeito favorável suavizando a perda de correlação.

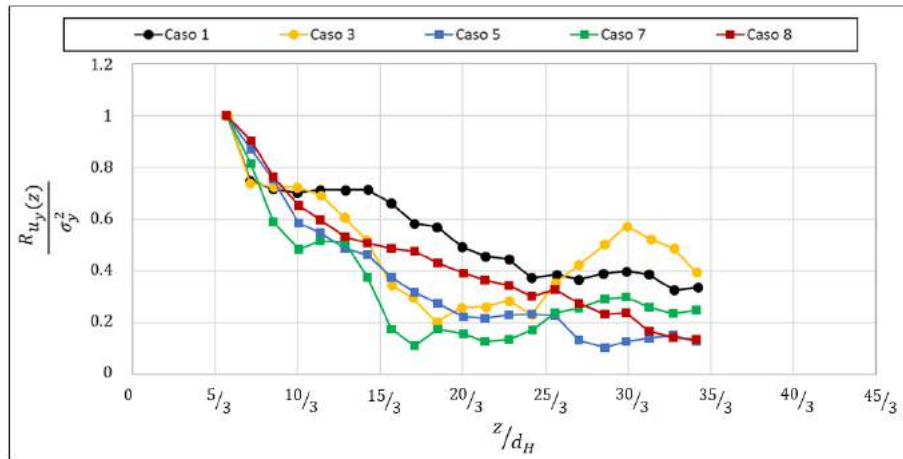


Figura 5.58: Correlação espacial dos históricos de velocidade transversal - Casos 1, 3, 5, 7 e 8

Em termos de efeito de extremidade livre (Figura 5.59), verifica-se uma perda de correlação para o cilindro circular (caso 2), consequência da influência da interação do escoamento que flui pela extremidade livre com os vórtices de Kármán.

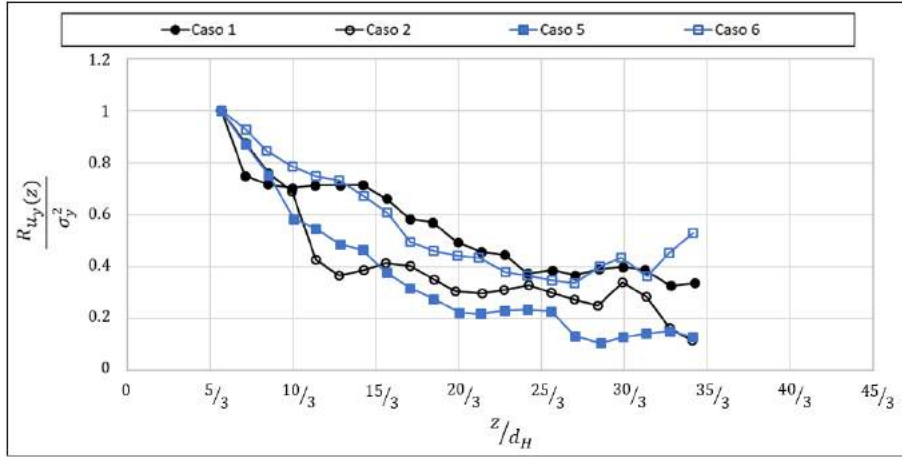


Figura 5.59: Correlação espacial dos históricos de velocidade transversal - Casos 1, 2, 5, 6

### 5.5.2 Número e comprimento das células de vórtices

A análise de frequência de desprendimento de vórtices realizadas para todos os casos permitiu identificar regiões/trechos da estrutura que apresentam mesma frequência, as ditas células de vórtices, evidenciadas pela análise de número de Strouhal médio definido como  $St_m = f(z)d_m/u_{x_m}$  (com  $d_m = d(H/2)$  e  $u_{x_m} = u_x(H/2)$ ). Para identificação das células, atribuiu-se, em todos os casos, que as cotas que compõem uma determinada célula apresentam frequências com variação inferior à 5% da frequência média do trecho. A Figura 5.60 ilustra os comprimentos de células.

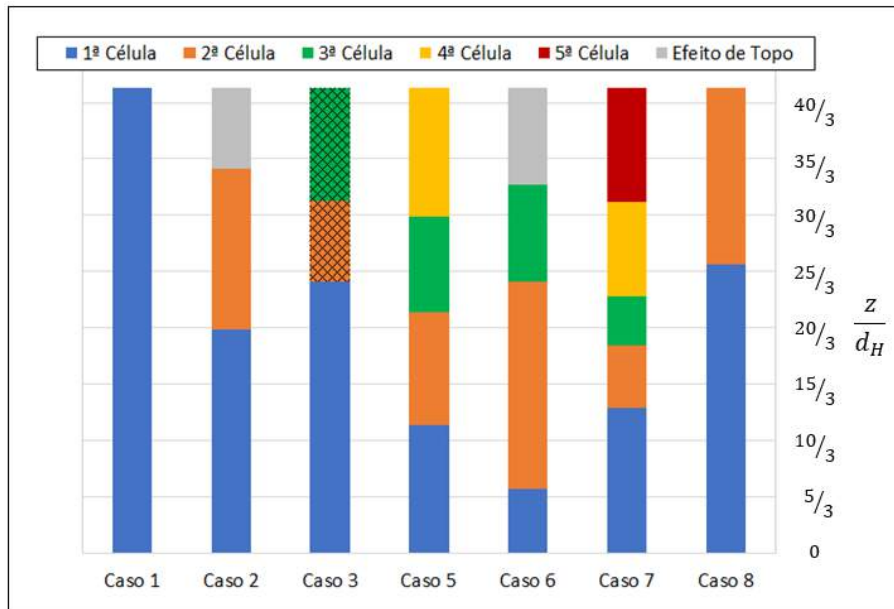


Figura 5.60: Comprimento das Células de vórtices Casos 1, 2, 3, 5, 6, 7 e 8

Como esperado, o caso de escoamento teoricamente bidimensional (caso 1) apresenta uma única célula. Analisando a influência dos gradientes, verifica-se que o

escoamento cisalhante atuante no cilindro circular (caso 3) dá origem a duas novas células de vórtice, cujo comprimento constitui aproximadamente 42% da altura do cilindro. Na Figura 5.60, as células hachuradas apresentam uma larga faixa de frequências de grande energia, nas quais pode-se identificar duas frequências predominantes. A variação de diâmetro utilizada (caso 5) resultou em uma influência mais significativa, por caracterizar uma divisão do cilindro em 4 trechos. As células dos extremos base e topo (1ª célula e 4ª célula, respectivamente) apresentam comprimentos semelhantes de aproximadamente 27,5% cada e as células centrais constituem 45% da altura do cilindro, de modo que a 2ª célula corresponde a 24% e 3ª célula 21% da altura do cilindro.

O efeito combinado variação de diâmetro - escoamento cisalhante (caso 7) intensifica a variabilidade de frequências, resultando na origem de uma 5ª célula de vórtices e, por conseguinte, na modificação do comprimento das células. As células centrais são comprimidas de modo a preservar o comprimento de aproximadamente 45% da altura do cilindro, subdivididas em 13,5%, 10,5% e 21%. Adicionalmente, verifica-se um aumento do comprimento da 1ª célula e uma redução no comprimento da célula do extremo superior, que passam a constituir 31% e 24,5% da altura, respectivamente.

A influência do escoamento cisalhante reverso (caso 8), como dito anteriormente, caracteriza uma compensação à variação de diâmetro. Esta compensação é traduzida por uma redução no número de células, quando comparado ao caso 5. No caso 8 são identificadas duas células de vórtices a 1ª célula constitui 62% da altura do cilindro e a 2ª célula 38%, de modo a apresentar um comportamento semelhante ao identificado para o cilindro circular sob escoamento cisalhante (caso 3).

No que se a influência da condição de esbeltez finita, verifica-se, para o caso 2, que a extremidade livre introduz tridimensionalidade ao escoamento, dando origem uma segunda célula de vórtices (34,5% da altura do cilindro), além de um trecho de influência da extremidade livre (efeito de topo) com frequências de baixa energia (17,5% da altura do cilindro), não configurando uma nova célula. Cabe salientar que para este caso, o trecho compreendido entre  $20/3 \leq z/d_H \leq 35/3$ , apresenta uma ampla faixa de frequências com grande energia (Figura 5.23), justificando a formação da célula secundária. Em contrapartida, o efeito de extremidade livre para o cilindro troncocônico (caso 6) suprimiu a 4ª célula, sendo esta substituída por um trecho de efeito de topo. Adicionalmente, verifica-se uma mudança significativa no comprimento da 1ª célula que é reduzida à metade, 13,5% da altura, e um aumento do comprimento da 2ª célula, para aproximadamente 44,5% da altura.

### 5.5.3 Número de Strouhal em cada célula

Identificadas as células de vórtices, novos valores de número de Strouhal ( $St_{Cel}$ ) foram calculados, tomando por diâmetro e velocidade de referência o diâmetro e a velocidade média em cada célula. A Figura 5.61 ilustra os novos valores de número de Strouhal ao longo da altura, conjuntamente com a respectiva média. Para os casos 2 e 6, os valores de número de Strouhal referentes ao trecho de efeito de topo não foram computados no cálculo da média.

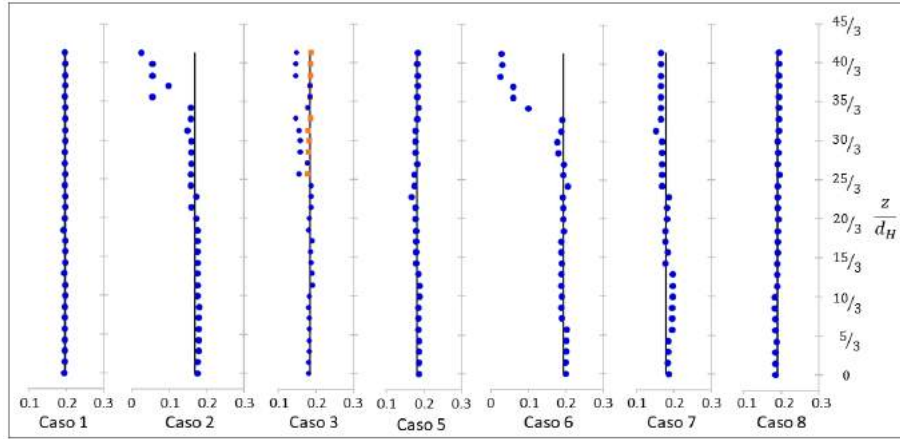


Figura 5.61: Número de Strouhal médio da célula de vórtices ao longo da altura

Em todos os casos, é possível observar que os valores de  $St_{Cel}$  figuram valores próximos à média. Os casos que resultaram em variações superiores a 10% correspondem à condição de efeito de extremidade livre para cilindro circular (caso 2) em que, apenas uma cota (aproximadamente  $30/3$ ) próxima a extremidade livre superou tal valor, distanciando-se em 12% da média. Já para o caso 7 (variação de diâmetro e escoamento cisalhante), o trecho  $5/3 \leq z/d_H \leq 12/3$  apresentou variações de 10%, contudo, a frequência de desprendimento deste trecho, comparativamente a célula que o constitui não supera 3%, portanto, não compõe uma célula secundária.

### 5.5.4 Parâmetro $R_{d,u}$

A influência do gradiente de diâmetro e de velocidade apresentam alguns aspectos de semelhança, objetivando capturar essas características, propõe-se o parâmetro relação de gradiente,  $R_{d,u}$ :

$$R_{d,u} = \left( \frac{d_0}{\bar{u}_{x_0}} - \frac{d_H}{\bar{u}_{x_H}} \right) \cdot \frac{\bar{u}_{x_H}}{H} \quad (5.3)$$

A partir do qual busca-se traduzir por meio de um parâmetro adimensional, portanto, livre das condições de modelagem física ou numérica, a importância da variação de diâmetro e velocidade, a partir da razão entre o diâmetro e a velocidade

média longitudinal atuantes nos extremos do cilindro. O caso teoricamente bidimensional - 2D (caso 1) é representado por  $R_{d,u} = 0$ , condição em que as condições na base e no topo são equivalentes. Valores distantes de  $R_{d,u} = 0$  traduzem uma intensificação dos efeitos de tridimensionalidade proporcionado pelos gradientes.

A Figura 5.62 ilustra a influência do parâmetro de relação de gradiente  $R_{d,u}$  no número de células de vórtices, observa-se uma tendência de crescimento do número de células para maiores valores de  $R_{d,u}$ . Para o caso teoricamente bidimensional (caso 1) uma única célula é identificada, para valores superiores a  $R_{d,u} = 0$  maiores números de células são esperados, de modo que, para valores de  $R_{d,u}$  próximos de 0,1, obteve-se a formação de 5 células. Naturalmente, o número de células é um número inteiro e a reta esboçada do gráfico ilustra a tendência de crescimento.

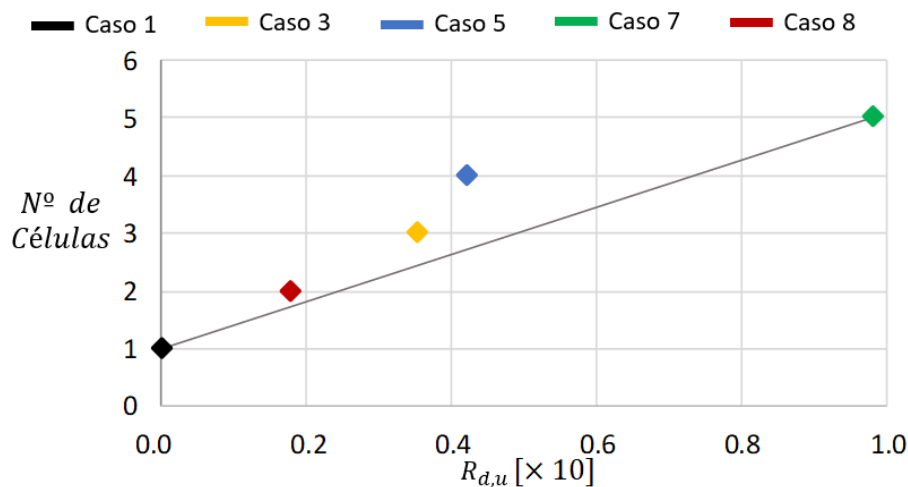


Figura 5.62: Número de Células de vórtices em função da razão  $R_{d,u}$

Avaliando a razão entre o número de Strouhal médio das células relativo ao caso 2D (Figura 5.63), observa-se uma redução do valores de  $St_{Cel}/St_{2D}$  a medida que os valores de  $R_{d,u}$  crescem. Este comportamento caracteriza o quanto o comportamento em cada célula irá se distanciar da condição bidimensional, traduzindo os efeitos de tridimensionalidade proporcionado pelos gradientes de diâmetro e velocidade.

A Figura 5.64 ilustra as razões de número de Strouhal apresentados na Figura 5.63 agora com uma nova escala vertical, combinado com as referidas razões de número de Strouhal para cada célula. Observa-se um aumento na dispersão dos resultados, em torno da média, com o aumento do o parâmetro  $R_{d,u}$ . Conseqüentemente, o caso 7 apresentou uma maior variação de valores, caso com maior número de células de vórtices. Todavia, os menores valores de número de Strouhal não apresentam proporção inferior a 84% do caso 2D.

Nas Figuras 5.65 e 5.66 são apresentados, respectivamente, o coeficiente de arrasto e o valor rms do coeficiente de sustentação do cilindro completo em cada caso divididos pelos respectivos valores do caso 2D (caso 1), conjuntamente com as rela-

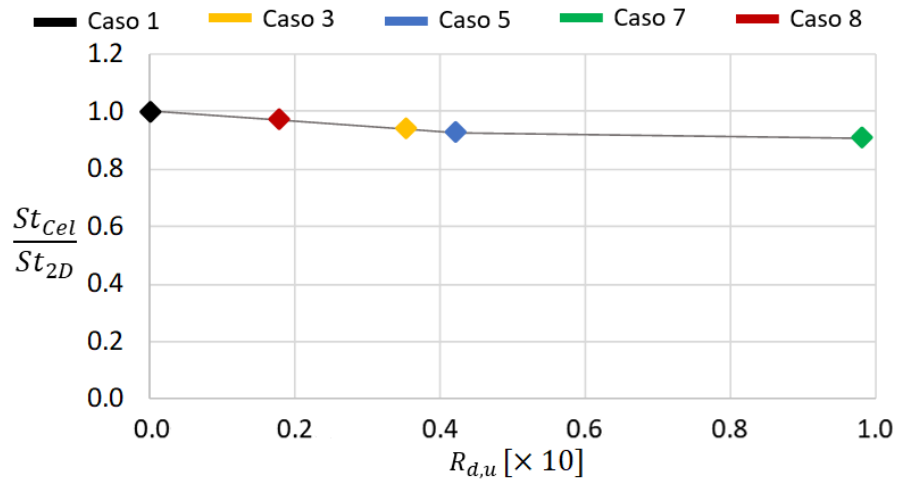


Figura 5.63: Relação entre o Número de Strouhal médio das células de vórtices e o Número de Strouhal para escoamento 2D (Caso 1) em função da razão  $R_{d,u}$

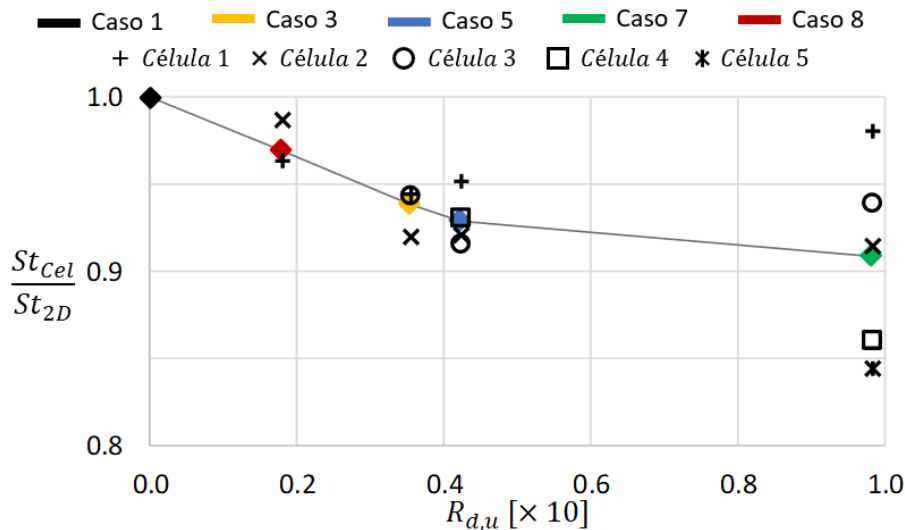


Figura 5.64: Relação entre o Número de Strouhal das células e o Número de Strouhal para escoamento 2D (Caso 1) em função da razão  $R_{d,u}$

ções obtidas em cada célula. Em termos de coeficiente de arrasto médio, em todos os casos, observa-se uma pequena redução dos valores para o cilindro completo, que figuram em 90% do valor para o caso 2D. Adicionalmente, verifica-se uma compatibilidade do comportamento das células centrais com o cilindro completo, uma vez que as células centrais apresentam proporções que não desviam de 10% em relação ao caso 2D, caracterizando uma pequena variabilidade de comportamento, comparada as demais células. A maior dispersão verificada para as demais células pode ser atribuída ao efeito das características tridimensionais do escoamento.

Esta característica não é preservada para os valores rms do coeficiente de sustentação que apresentam variação em cerca 50% (Figura 3). Verifica-se uma grande dispersão de valores comparativamente aos resultados para o cilindro completo, jus-



tificando a importância em avaliar o comportamento em cada célula separadamente. Cabe observar que esta variabilidade se mantém aproximadamente constante em todos os casos, entre 60 – 40%. E os valores para o cilindro completo encontram-se na faixa entre 0,3 a 0,4 do correspondente valor do caso 1.

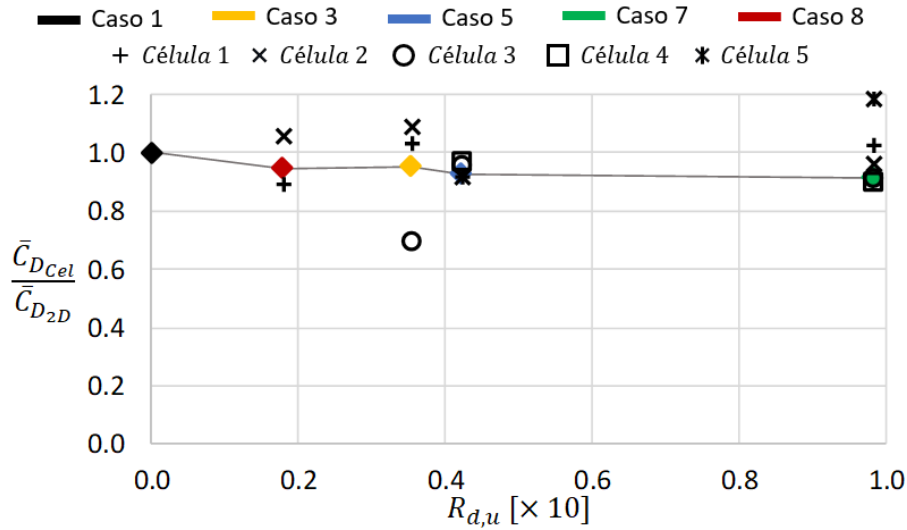


Figura 5.65: Relação entre o coeficiente de arrasto das células e o coeficiente de arrasto para escoamento 2D (Caso 1) em função da razão  $R_{d,u}$

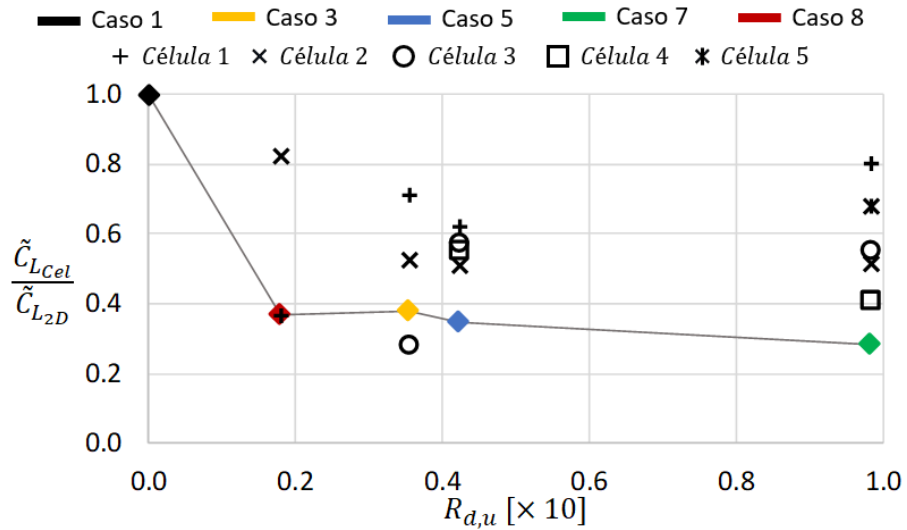


Figura 5.66: Relação entre o coeficiente de sustentação das células e o coeficiente de sustentação para escoamento 2D (Caso 1) em função da razão  $R_{d,u}$

# Capítulo 6

## Considerações Finais

### 6.1 Conclusões

Apresentou-se neste trabalho as principais características do fenômeno de desprendimento de vórtices em estruturas cilíndricas circulares e troncocônicas fixas, sob escoamento uniforme ou cisalhante a diferentes valores de  $Re$ . As equações governantes, para o escoamento e turbulência, foram também apresentadas. Adicionalmente, dedicou-se atenção ao tratamento computacional para a formulação estabilizada, evolução do passo de tempo, condições de equivalência de modelos e garantia de similaridade entre modelos. As primeiras simulações numéricas para cilindro de diâmetro constante são desenvolvidas a  $Re = 100$  objetivando compreender o funcionamento do software EdgeCFD.

Para validação da modelagem numérica, foram realizadas simulações numéricas de cilindros troncocônicos sob escoamento uniforme em regime transicional e sob escoamento uniforme e cisalhante em regime subcrítico. Os resultados colhidos foram sinais temporais da componente transversal de velocidade do escoamento de esteira ao longo de linhas paralelas ao cilindro e dos coeficientes de força de arrasto e de sustentação. Estes sinais foram processados e analisados em termos de frequência de desprendimento de vórtices; número de Strouhal - calculado em termos do diâmetro médio; linhas de contorno de velocidade e isosuperfícies para o critério  $Q$ .

Foram observados os seguintes resultados: velocidade transversal; frequência de desprendimento de vórtices; número de Strouhal - calculado em termos do diâmetro médio; linhas de contorno de velocidade; isosuperfícies para o critério  $Q$ ; e coeficientes de força de arrasto e sustentação.

A simulação em regime transicional (caso A) foi comparada a resultados numéricos disponíveis na literatura apresentando uma boa concordância com os resultados de Narasimhamurthy et al. [18]. Verificou-se a influência da variação uniforme do diâmetro do cilindro no comportamento da esteira por meio da identificação da for-

mação e desprendimento oblíquo dos vórtices. A existência de células de vórtices foi identificada pela ocorrência de frequências constantes em alguns trechos do cilindro, confirmado pelos patamares de valores de números de Strouhal. A visualização das linhas de contornos da velocidade possibilitou confirmar a ocorrência de deslocamento de vórtices, justificando o não alinhamento dos vórtices em diferentes seções observadas.

Algumas simulações em regime subcrítico (casos 5, 7 e 8) foram comparadas a resultados de túnel de vento. A análise comparativa mostrou que os resultados do presente estudo são semelhantes aos obtidos por Balasubramanian et al. [14]. Estes casos permitiram verificar a diferença de comportamento da esteira de cilindro troncocônicos quando são considerados escoamentos uniforme e cisalhante linear. Observou-se que o escoamento cisalhante intensifica a variação de frequência, número de Strouhal e padrão oblíquo das linhas de contorno, comparativamente a condição de escoamento uniforme. Como resultado, uma maior região de transição de frequências (e número de Strouhal) foi identificada, para compensar a diferença de valores identificados no topo e na base da estrutura. Adicionalmente, verificou-se que o escoamento cisalhante linear reverso promove uma compensação à variação de diâmetro, resultando em frequências, número de Strouhal e linhas de contorno, "quase" alinhadas ao longo do comprimento do cilindro.

Confirmada a eficiência das simulações numéricas, novos casos foram analisados: cilindro circular de diâmetro constante sob escoamento uniforme permanente sem e com efeito de extremidade superior livre (casos 1 e 2, respectivamente), cisalhante linear (caso 3) e escoamento uniforme transiente (caso 4). O caso 1 permitiu confirmar a formação e desprendimento paralelo dos vórtices, caracterizados pelo alinhamento das frequências (e número de Strouhal) e linhas de contorno. As isosuperfícies permitiram verificar a influência do regime turbulento no desenvolvimento da esteira que perturba a estrutura vertical dos vórtices. O caso 2 permitiu identificar a influência da extremidade livre na estrutura dos vórtices, de modo que o escoamento que flui pela extremidade livre interage com os vórtices de Kármán, fazendo com que as estruturas dos vórtices apresentem um padrão oblíquo. Esta observação foi identificada em todas as análises desenvolvidas. O escoamento cisalhante linear (caso 3) resultou na formação celular dos vórtices, evidenciada pela visualização das isosuperfícies, embora tenha sido verificada uma larga faixa de frequência com grande energia, para os vórtices na metade superior da estrutura. O caso 4, permitiu confirmar que a presença de uma variação de velocidade longitudinal na entrada é mantida ao longo do domínio computacional.

Complementarmente, realizou-se simulações com cilindro troncocônica sob: escoamento uniforme permanente com extremidade livre (caso 6) O caso 6 permitiu verificar que, o escoamento que flui pela extremidade livre, apresenta maior influên-

cia na estrutura dos vórtices comparativamente ao observado para o caso de cilindro circular (caso 2).

Como resultado final, apresentou-se a definição de um parâmetro adimensional  $R_{d,u}$ , capaz de expressar a influência dos gradientes (variação de diâmetro e velocidade ao longo da altura) no comportamento das principais características relativas ao fenômeno de desprendimento de vórtices (número de células, número de Strouhal, coeficientes de arrasto e de sustentação).

## 6.2 Sugestões para Trabalhos Futuros

O padrão celular observado na esteira presente em elevados números de Reynolds, típicos de escoamento ao redor de chaminés e estruturas de torres sob ação do vento, inspirou um dos métodos semi-empíricos usados para projetar esse tipo de estrutura atualmente: o método Ruscheweigh [13]. No entanto, na literatura, recorrentemente são levantadas questões acerca da adequação dos modelos adotados nos códigos de projeto para levar em conta o efeito da turbulência do vento sobre as vibrações induzidas por vórtices. Motivado por estas questões, sugere-se:

- Desenvolver análise de estruturas cilíndricas circulares e troncocônicas sob regime crítico e supercrítico, compatíveis às estruturas de torres e chaminés;
- Desenvolver uma análise paramétrica considerando outras relações de esbeltez ( $H/D$ ) e razão de conicidade ( $R_T$ );
- Análise para estruturas submetidas a um escoamento incidente turbulento, para diferentes intensidades de turbulência;
- Análise para estruturas com diâmetro variável, prevendo descontinuidade de seção;
- Análise paramétrica considerando a ocorrência da interação fluido-estrutura;
- Busca de método analítico-numérico para abordar a interação fluido-estrutura em estruturas flexíveis sob ação de vento turbulento.

# Referências Bibliográficas

- [1] DEMARTINO, C., RICCIARDELLI, F. “Aerodynamics of nominally circular cylinders: A review of experimental results for Civil Engineering applications”, *Engineering Structures*, v. 137, pp. 76 – 114, 2017.
- [2] LIENHARD, J. *Synopsis of Lift, Drag and Vortex Frequency Data for Rigid Circular Cylinders*. Bulletin 300 - technical extension service, College of Engineering - Pullman, Washington, 1966.
- [3] BLEVINS, R. D. *Flow Induced Vibration*. New York: Van Nostrand Reinhold Company, 1977.
- [4] ASSI, G. *Estudo experimental do efeito de Interferência no escoamento ao Redor de Cilindros Alinhados*. Tese de Mestrado, Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, SP, Brasil, 2005.
- [5] ZDRAVKOVICH, M. M. *Flow around circular cylinders - Fundamentals*. Oxford: Oxford University Press, 1997.
- [6] BLESSMANN, J. *Introdução ao Estudo das Ações Dinâmicas do Vento*. Porto Alegre: Editora da Universidade-UFRGS, 2005.
- [7] CHEUNG, J., MELBOURNE, W. “Turbulence effects on some aerodynamic parameters of a circular cylinder at supercritical numbers”, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 14, n. 1, pp. 399 – 410, 1983.
- [8] KAWAMURA, T., HIWADA, M., HIBINO, T., et al. “Flow around a Finite Circular Cylinder on a Flat Plate : Cylinder height greater than turbulent boundary layer thickness”, *Bulletin of JSME*, v. 27, n. 232, pp. 2142–2151, 1984.
- [9] TANAKA, S., MURATA, S. “An Investigation of the Wake Structure and Aerodynamic Characteristics of a Finite Circular Cylinder : Time-Averaged Wake Structures behind Circular Cylinders with Various Aspect Ratios”, *JSME International Journal Series B*, v. 42, n. 2, pp. 178–187, 1999.

- [10] FOX, T., APELT, C., WEST, G. “The aerodynamic disturbance caused by the free-ends of a circular cylinder immersed in a uniform flow”, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 49, n. 1, pp. 389 – 399, 1993.
- [11] GASTER, M. “Vortex shedding from slender cones at low Reynolds numbers”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 38, n. 3, pp. 565–576, 1969.
- [12] HSIAO, F.-B., CHIANG, C.-H. “Experimental study of cellular shedding vortices behind a tapered circular cylinder”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 17, n. 3, pp. 179 – 188, 1998.
- [13] DYRBYE, C., HANSEN, S. O. *Wind Loads on Structures*. John Wiley & Sons, 1997.
- [14] BALASUBRAMANIAN, S., HAAN, F., SZEWCZYK, A., et al. “On the existence of a critical shear parameter for cellular vortex shedding from cylinders in nonuniform flow”, *Journal of Fluids and Structures*, v. 12, n. 1, pp. 3 – 15, 1998.
- [15] WILLIAMSON, C. H. K. “Oblique and parallel modes of vortex shedding in the wake of a circular cylinder at low Reynolds numbers”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 206, pp. 579–627, 1989.
- [16] TECHET, A. H., HOVER, F. S., TRIANTAFYLLOU, M. S. “Vortical patterns behind a tapered cylinder oscillating transversely to a uniform flow”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 363, pp. 79–96, 1998.
- [17] FERZIGER, J. H., PERIC, M. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. New York: Springer, 2002.
- [18] D. NARASIMHAMURTHY, V., ANDERSSON, H. “Cellular vortex shedding behind a tapered circular cylinder”, *Physics of Fluids - PHYS FLUIDS*, v. 21, 04 2009.
- [19] DING, F., KAREEM, P. . D. A., WAN, J. “Aerodynamic Tailoring of Structures Using Computational Fluid Dynamics”, *Structural Engineering International*, v. 29, n. 1, pp. 26–39, 2019.
- [20] WILLIAMSON, C. H. K. “Vortex Dynamics in the Cylinder Wake”, *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 28, n. 1, pp. 477–539, 1996.
- [21] SANTOS, M. L. *Vibrações induzidas por vórtices em torres de seção circular*. Tese de Mestrado, Programa de Engenharia Civil, COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 2013.

- [22] GRALA, P. *Estudo das metodologias para o cálculo da resposta de estruturas cilíndricas circulares frente ao fenômeno de desprendimento de vórtices: Proposta atualizada para a NBR-6123*. Tese de Mestrado, Curso de Pós-Graduação em Engenharia Civil, UFRGS, Porto Alegre, RS, Brasil, 2016.
- [23] BLESSMANN, J. *O Vento na Engenharia Estrutural*. Porto Alegre: Editora da Universidade-UFRGS, 1995.
- [24] BLESSMANN, J. *Aerodinâmica das Construções*. Porto Alegre: Editora da Universidade-UFRGS, 2011.
- [25] VAN DYKE, M. *An album of fluid motion*. Stanford: Parabolic Press, 1982.
- [26] ZHOU, T., RAZALI, S. M., HAO, Z., et al. “On the study of vortex-induced vibration of a cylinder with helical strakes”, *Journal of Fluids and Structures*, v. 27, n. 7, pp. 903 – 917, 2011.
- [27] PALUCH, M. J. *Vibrações Transversais por Desprendimento de Vórtices de Torres e Chaminós de Concreto Armado de Seção Transversal Circular*. Tese de Doutorado, Curso de Pós-Graduação em Engenharia Civil, UFRGS, Porto Alegre, RS, Brasil, 1999.
- [28] FERZIGER, J. H. “Approaches to turbulent flow computation: Applications to flow over obstacles”, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 35, pp. 1 – 19, 1990.
- [29] MOCHIDA, A., MURAKAMI, S., SHOJI, M., et al. “Numerical Simulation of flowfield around Texas Tech Building by Large Eddy Simulation”, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 46-47, pp. 455 – 460, 1993. Proceedings of the 1st International on Computational Wind Engineering.
- [30] BASKARAN, A., KASHEF, A. “Investigation of air flow around buildings using computational fluid dynamics techniques”, *Engineering Structures*, v. 18, n. 11, pp. 861 – 875, 1996.
- [31] MURAKAMI, S. “Overview of turbulence models applied in CWE-1997”, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 74-76, pp. 1 – 24, 1998.
- [32] SILVEIRA NETO, A. “Simulação de grandes escalas de escoamento”. In: *Anais da I Escola de Primavera de Transição e Turbulência, Rio de Janeiro: ABCM*, 1998.

- [33] BLAZEK, J. *Computational Fluid Dynamics: Principles and Applications*. Oxford: Elsevier, 2001.
- [34] SILVA FREIRE, A. P., CRUZ, D. O. A. “Equações do movimento e resultados assintóticos aplicados à teoria de camada limite”. In: *Anais da I Escola de Primavera de ção e Turbulência, Rio de Janeiro: ABCM*, 1998.
- [35] GERMANO, M., PIOMELLI, U., MOIN, P., et al. “A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model”, *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, v. 3, n. 7, pp. 1760–1765, 1991.
- [36] LILLY, D. K. “A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method”, *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, v. 4, n. 3, pp. 633–635, 1992.
- [37] ELIAS, R. N., COUTINHO, A. L. G. A. “Stabilized edge-based finite element simulation of free-surface flows”, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, v. 54, n. 6-8, pp. 965–993, 2007.
- [38] ELIAS, R., PARAIZO, P., COUTINHO, A. “Stabilized edge-based finite element computation of gravity currents in lock-exchange configurations”, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, v. 57, pp. 1137 – 1152, 07 2008.
- [39] LINS, E., ELIAS, R., GUERRA, G., et al. “Edge-based finite element implementation of the residual-based variational multiscale method”, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, v. 61, pp. 1 – 22, 09 2009.
- [40] ELIAS, R. N. *Estruturas de dados por arestas para a simulação paralela de escoamentos incompressíveis pelo método estabilizado de elementos finitos*. Tese de Doutorado, Programa de Engenharia Civil, COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 2007.
- [41] LINS, E. F., ELIAS, R. N., ROCHINHA, F. A., et al. “Residual-based variational multiscale simulation of free surface flows”, *Computational Mechanics*, v. 46, n. 4, pp. 545–557, Sep 2010.
- [42] MIRAS, T., CAMATA, J. J., ELIAS, R. N., et al. “A staggered procedure for fluid–object interaction with free surfaces, large rotations and driven by adaptive time stepping”, *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, v. 40, n. 4, pp. 239, Apr 2018.
- [43] BEHR, M., HASTREITER, D., MITTAL, S., et al. “Incompressible flow past a circular cylinder: dependence of the computed flow field on the location



of the lateral boundaries”, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, v. 123, n. 1, pp. 309 – 316, 1995.

- [44] KARYPIS, G., KUMAR, V. *Metis 4.0: unstructured graph partitioning and sparse matrix ordering system*. Technical report, Department of Computer Science - University of Minnesota, 1998.
- [45] PFEIL, M. *Comportamento aeroelástico de pontes estaiadas*. Tese de Doutorado, Programa de Engenharia Civil, COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 1993.
- [46] CONCEICAO, R. *Torres de Linha de Transmissão (LTEE) Sob Ação de Ventos Originados de Ciclones Extratropicais e de Downbursts*. Tese de Mestrado, Programa de Engenharia Civil, COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 2013.
- [47] BUCHHOLDT, H. A. I., IANNUZZI, A., SPINELLI, P. “Time domain dynamic response of slender structures to wind loading”. In: *Asia Pacific Symposium on Wind Engineering, University of Roorkee, Roorkee, India*, 1985.
- [48] ECA, L., VAZ, G. “Workshop on Verification and Validation of CFD for Offshore Flows”, *Proceedings of the International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering - OMAE*, v. 5, 07 2012.
- [49] HALLER, G. “An objective definition of a vortex”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 525, pp. 1–26, 2005.
- [50] WILLIAMSON, C. H. K. “The natural and forced formation of spot-like ‘vortex dislocations’ in the transition of a wake”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 243, pp. 393–441, 1992.