

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL

INSTITUTO DE PESQUISAS HIDRÁULICAS

INFLUÊNCIA DE UM CONTORNO PLANO SOBRE O
DESPRENDIMENTO DE VÓRTICES AO REDOR DE UM CILINDRO
CIRCULAR

MARCELO DE ARAUJO VITOLA

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

Orientador: Dra. Edith Beatriz Camaño Schettini

Orientador: Dr. Jorge Hugo Silvestrini

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Marcello Augusto Faraco de Medeiros	USP/SC
Prof. Dr. Waldir Terra Pinto	FURG
Prof. Dr. Sérgio Viçosa Möller	PROMEC/UFRGS
Profa. Dra. Nara Maria Luzzi Rosauero	IPH/UFRGS

Porto Alegre, agosto de 2006

Resumo

O escoamento ao redor de cilindros próximos de um contorno é um problema de grande interesse para muitas aplicações de engenharia. Vários parâmetros afetam o desprendimento de vórtices neste tipo de escoamento, tais como a espessura e o tipo da camada limite (laminar ou turbulenta), a distância do cilindro à placa, bem como o número de Reynolds. Devido à quantidade de parâmetros envolvido, este escoamento é bem mais complexo do que o caso de um cilindro isolado. No presente trabalho, o problema da interação entre camada limite e desprendimento de vórtices de um cilindro circular, foi dividido em quatro casos fisicamente mais simples, os quais permitiram avaliar o efeito isolado do cisalhamento e do confinamento provocado pela placa, bem como a combinação destes. Para este estudo foi utilizada a técnica de Simulação Numérica Direta (*DNS*) para a solução das equações de Navier-Stokes. As simulações foram realizadas para número de Reynolds na faixa de 60 a 300. Os resultados obtidos das simulações bidimensionais, para os quatro casos propostos e considerando a faixa de parâmetros analisados, demonstraram que a supressão do desprendimento de vórtices só ocorre quando existe a combinação do cisalhamento e do confinamento, e que o valor crítico no qual ocorre a supressão dos vórtices depende da intensidade do cisalhamento. Os resultados tridimensionais obtidos para o caso de escoamento livre com cisalhamento constante, mostraram que o aumento do cisalhamento tende a retardar a formação de estruturas tridimensionais. Além disso, o cisalhamento afeta o comprimento axial das estruturas tridimensionais, quando comparado com os observados no caso de escoamento uniforme. No caso de escoamento próximo à placa, os resultados tridimensionais mostram que a redução do afastamento provoca a supressão das estruturas tridimensionais. Esta observação foi associada à redução do número de Reynolds local. Além disso, os resultados tridimensionais obtidos para ambos os casos mostraram que existe uma variação ao longo do eixo do cilindro dos coeficientes hidrodinâmicos, a qual foi associada com a formação das estruturas longitudinais próximas à base do cilindro. Os resultados tridimensionais também permitiram visualizar a ocorrência do emparelhamento de vórtices longitudinais.

Abstract

The flow around a circular cylinder close to a plane wall is of great interest to many engineering fields, due to its practical applications. In this kind of flow many parameters affect the vortex shedding, such as the boundary layer thickness, laminar or turbulent flow, the distance between the cylinder and the plate (gap) and the Reynolds number. Due to the number of parameters involved, this flow is much more complex than the flow around an separately circular cylinder. In the present work the interaction between the boundary layer and the vortex shedding from a cylinder was divided in four simple cases. These four cases allowed evaluating the isolated effect of the shear, the confinement and the combination of them. For this study the Direct Numeric Simulation (*DNS*) of the Navier-Stokes equation was chosen. The simulations were done at low Reynolds number, in the range of 60 – 300. The results of the two-dimensional simulations, considering the four cases and the range of parameters, have showed that the suppression of vortex shedding only takes place when there is a combination of shear and confinement, and the value of the critical gap, wherever it takes place, depends on the shear intensity. In the three-dimensional simulation the results of the free constant shear flow have indicated that the increase of the shear parameter tends to delay the formation of three-dimensional structures when compared to the uniform flow case. On the other hand, the results for the cylinder close to a wall have indicated the suppression of the three-dimensional structures with the reduction of the gap. This effect was also associated with the reduction of local Reynolds number. Moreover, the three-dimensional results have showed a variation of the hydrodynamic coefficients along the cylinder axis. This variation was associated with the streamwise vortex formed near the base of the cylinder. The three-dimensional results also permit to visualize the merging of the streamwise vortex.

Conteúdo

Lista de Figuras

Lista de Tabelas

Lista de Símbolos	p. 17
1 Introdução	p. 20
2 escoamento ao redor de cilindros - Mecanismos físicos	p. 24
2.1 Cilindro circular isolado	p. 24
2.2 escoamento ao redor de um cilindro próximo de um contorno plano	p. 33
2.3 escoamento livre com cisalhamento constante	p. 38
2.4 escoamento próximo a um contorno com ou sem cisalhamento	p. 45
3 Metodologia numérica	p. 48
3.1 Equações Governantes	p. 48
3.2 Discretização espacial	p. 49
3.3 Discretização temporal	p. 52
3.4 Método de fronteiras virtuais	p. 54
3.5 Esquema compacto de filtragem	p. 56
3.6 Condições de Contorno	p. 57
3.7 Cálculo das forças hidrodinâmicas	p. 59
3.8 Critérios para identificação de estruturas coerentes	p. 61
4 Análise paramétrica e validação do código de cálculo	p. 63

5	Influência do cisalhamento e da proximidade de uma placa no desprendimento dos vórtices de von Kármán do cilindro	p. 71
5.1	Desprendimento de vórtices	p. 73
5.1.1	Escoamento livre com cisalhamento constante	p. 73
5.1.2	Escoamento uniforme próximo a uma placa móvel	p. 77
5.1.3	Escoamento próximo a uma placa com cisalhamento constante	p. 79
5.1.4	Escoamento próximo a uma placa com cisalhamento linear	p. 82
5.2	Campos médios e comprimento de formação	p. 83
5.2.1	Campos médios	p. 85
5.2.2	Comprimento de formação/recirculação	p. 90
5.3	Número de Strouhal	p. 92
5.3.1	Escoamento livre com cisalhamento constante	p. 94
5.3.2	Escoamento próximo de uma placa	p. 96
5.4	Coefficientes Hidrodinâmicos	p. 97
5.4.1	Escoamento livre com cisalhamento constante	p. 97
5.4.2	Escoamento uniforme próximo a uma placa móvel	p. 99
5.4.3	Escoamento próximo a uma placa e com cisalhamento	p. 101
5.5	Mecanismo de supressão do desprendimento de vórtices	p. 107
6	Influência do cisalhamento sobre a formação de vórtices longitudinais	p. 109
6.1	Introdução	p. 109
6.2	Resultados	p. 110
6.2.1	Campos médios, tensões de Reynolds e comprimento de formação	p. 111
6.2.2	Evolução temporal das estruturas longitudinais	p. 120
6.2.3	Coefficientes hidrodinâmicos	p. 130
6.2.4	Evidência de emparelhamento longitudinal	p. 137

7 Influência de um contorno plano no desenvolvimento de estruturas tridimen-

sionais	p. 143
7.1 Introdução	p. 143
7.2 Resultados	p. 144
7.2.1 Campos médios, tensões de Reynolds e comprimento de formação . .	p. 145
7.2.2 Evolução temporal das estruturas longitudinais	p. 151
7.2.3 Coeficientes hidrodinâmicos e número de Strouhal	p. 157
8 Conclusões e Recomendações	p. 168
Bibliografia	p. 173

Lista de Figuras

1.1	Esquema do escoamento ao redor de um cilindro próximo de um contorno plano.	p. 21
1.2	Exemplos de aplicações de estruturas utilizando cilindros circulares próximas de um contorno plano. (a) Emissário, e (b) duto	p. 21
2.1	Variação: <i>a)</i> do número de Strouhal e <i>b)</i> do coeficiente de pressão de base em função do número de Reynolds (Re_D).	p. 26
2.2	Esquema de formação da esteira de vórtices atrás de um cilindro proposto por Gerrard e modificado por Perry et al. (1982)	p. 28
2.3	Disposição dos vórtices longitudinais entre quatro vórtices primários consecutivos.	p. 29
2.4	Curvas de estabilidade neutra para a esteira do cilindro. Na região achurada existe um crescimento exponencial dos modos tridimensionais da esteira bidimensional. Resultados obtidos por Barkley e Henderson (1996).	p. 30
2.5	Esquema da formação do modo A.	p. 31
2.6	Esquema do escoamento ao redor de um cilindro próximo de um contorno plano.	p. 34
2.7	Esquema da decomposição do escoamento ao redor de um cilindro circular próximo de uma parede fixa.	p. 40
2.8	Escoamento livre com cisalhamento constante ao redor de um cilindro circular.	p. 41
2.9	Esquema da influência do cisalhamento uniforme livre no desprendimento de vórtices.	p. 42
3.1	Gráfico da variação do número de onda modificado versus o número de onda.	p. 50
3.2	Esquema das condições de contorno.	p. 58
3.3	Esquema do volume de controle utilizado para o cálculo dos coeficientes hidrodinâmicos.	p. 60

4.1	Principais parâmetros do domínio computacional.	p. 63
4.2	Funções utilizadas para definir o tipo de cilindro.	p. 65
4.3	Influência dos parâmetros α^* e β^* sobre o Δt	p. 67
4.4	Comparação entre os perfis verticais de velocidade média e das tensões de Reynolds obtidos no presente trabalho (linhas cheias) e os fornecidos Mittal e Balachandar (1997) (pontos) para diferentes seções longitudinais ($x = 1, 2, 1, 5, 2, 0, 2, 5$ e $3, 0$). (a) sem ajuste e (b) com ajuste do comprimento de formação.	p. 70
5.1	Esquema do domínio de cálculo para os casos bidimensionais.	p. 72
5.2	Campo de vorticidade para diferentes valores do parâmetro de cisalhamento no caso de escoamento livre com cisalhamento constante ($Re_D = 60$ - linha superior; $Re_D = 100$ - linha central; $Re_D = 300$ - linha inferior).	p. 74
5.3	Séries temporais dos coeficientes de arrasto e sustentação para diferentes valores do parâmetro de cisalhamento no caso de escoamento livre com cisalhamento constante. ($Re_D = 60$ - linha superior; $Re_D = 100$ - linha central; $Re_D = 300$ - linha inferior).	p. 75
5.4	Processo de deformação do vórtice inferior durante um período do desprendimento ($Re_D = 300$ e $\beta = 0, 30$).	p. 76
5.5	Campo de vorticidade para diferentes valores de afastamento no caso de escoamento uniforme próximo de uma placa móvel ($Re_D = 300$); (a) $G = 2, 5$; (b) $G = 1, 5$; (c) $G = 1, 0$; (d) $G = 0, 8$; (e) $G = 0, 6$ e (f) $G = 0, 4$	p. 77
5.6	Séries temporais dos coeficientes de arrasto e sustentação para diferentes valores de afastamento no caso de escoamento uniforme próximo de uma placa móvel ($Re_D = 300$). (a) $G = 2, 5$; (b) $G = 1, 5$; (c) $G = 1, 0$; (d) $G = 0, 8$; (e) $G = 0, 6$ e (f) $G = 0, 4$	p. 78
5.7	Campo de vorticidade para diferentes valores de afastamento no caso de escoamento com cisalhamento constante próximo de uma placa fixa ($Re_D = 300$). (a) $G = 2, 5$; (b) $G = 1, 5$; (c) $G = 1, 0$; (d) $G = 0, 8$; (e) $G = 0, 6$ e (f) $G = 0, 4$	p. 80
5.8	Séries temporais dos coeficientes de arrasto e sustentação para diferentes valores de afastamento no caso de escoamento com cisalhamento constante próximo a uma placa fixa ($Re_D = 300$). (a) $G = 2, 5$; (b) $G = 1, 5$; (c) $G = 1, 0$; (d) $G = 0, 8$; (e) $G = 0, 6$ e (f) $G = 0, 4$	p. 81

- 5.9 Campo de vorticidade para diferentes valores de afastamento no caso de escoamento com cisalhamento linear próximo de uma placa fixa ($Re_D = 300$). (a) $G = 2,5$; (b) $G = 1,5$; (c) $G = 1,0$; (d) $G = 0,8$; (e) $G = 0,6$ e (f) $G = 0,4$ p. 82
- 5.10 Séries temporais dos coeficientes de arrasto e sustentação para diferentes valores de afastamento no caso de escoamento com cisalhamento linear próximo de uma placa fixa ($Re_D = 300$). (a) $G = 2,5$; (b) $G = 1,5$; (c) $G = 1,0$; (d) $G = 0,8$; (e) $G = 0,6$ e (f) $G = 0,4$ p. 84
- 5.11 Campo de velocidade média e tensões de Reynolds para diferentes valores de cisalhamento no caso de escoamento livre com cisalhamento constante ($Re_D = 300$). (a) campo de velocidade média; (b) componente $\langle u'u' \rangle$ (isolinhas 0,005 – 0,30 a cada 0,005); (c) componente $\langle v'v' \rangle$ (isolinhas 0,05 – 0,60 a cada 0,05); (d) componente $\langle u'v' \rangle$ (isolinhas 0,05 – 0,60 a cada 0,05). p. 86
- 5.12 Campo de velocidade média e tensões de Reynolds para diferentes valores de afastamento no caso de escoamento uniforme próximo de uma placa móvel ($Re_D = 300$). (a) campo de velocidade média; (b) componente $\langle u'u' \rangle$ (isolinhas 0,005 – 0,30 a cada 0,005); (c) componente $\langle v'v' \rangle$ (isolinhas 0,05 – 0,60 a cada 0,05); (d) componente $\langle u'v' \rangle$ (isolinhas 0,05 – 0,60 a cada 0,05). p. 87
- 5.13 Campo de velocidade média e tensões de Reynolds para diferentes valores de afastamento no caso de escoamento com cisalhamento constante próximo de uma placa fixa ($Re_D = 300$). (a) campo de velocidade média; (b) componente $\langle u'u' \rangle$ (isolinhas 0,005 – 0,30 a cada 0,005); (c) componente $\langle v'v' \rangle$ (isolinhas 0,05 – 0,60 a cada 0,05); (d) componente $\langle u'v' \rangle$ (isolinhas 0,05 – 0,60 a cada 0,05). p. 88
- 5.14 Campo de velocidade média e tensões de Reynolds para diferentes valores de afastamento no caso de escoamento com cisalhamento linear próximo de uma placa fixa ($Re_D = 300$). (a) campo de velocidade média; (b) componente $\langle u'u' \rangle$ (isolinhas 0,005 – 0,30 a cada 0,005); (c) componente $\langle v'v' \rangle$ (isolinhas 0,05 – 0,60 a cada 0,05); (d) componente $\langle u'v' \rangle$ (isolinhas 0,05 – 0,60 a cada 0,05). p. 89
- 5.15 Comportamento do comprimento de formação ou recirculação em função do cisalhamento e/ou razão de afastamento. p. 91

5.16	Influência do cisalhamento na densidade espectral de potência do sinal de arrasto (linha superior) e sustentação (linha inferior) para número de Reynolds igual a 100.	p. 94
5.17	Número de Strouhal (St) em função do parâmetro de cisalhamento (β). (a) Presente trabalho ; (b) Lei et al. (2000); (c) Sumner e Akosile (2003)	p. 95
5.18	Número de Strouhal (St) em função do afastamento (G) para o caso de escoamento próximo de uma placa. (a) Placa móvel; (b) Placa com cisalhamento constante; (c) Placa com cisalhamento linear, e (d) Lei et al. (2000).	p. 96
5.19	Coeficiente de arrasto em função do parâmetro de cisalhamento (β) no caso de escoamento livre com cisalhamento constante. (a) $\langle C_D \rangle$; (b) C'_D ; (c) $\langle C_D \rangle$ (LEI et al., 2000).	p. 98
5.20	Coeficiente de sustentação em função do parâmetro de cisalhamento (β) no caso de escoamento livre com cisalhamento constante. (a) $\langle C_L \rangle$; (b) C'_L ; (c) $\langle C_L \rangle$ (LEI et al., 2000) e (d) C'_L (LEI et al., 2000).	p. 99
5.21	Coeficiente de arrasto em função do afastamento (G) para o caso de escoamento uniforme próximo de uma placa móvel. (a) $\langle C_D \rangle$ e (b) C'_D	p. 100
5.22	Coeficiente de sustentação em função do afastamento (G) no caso de escoamento uniforme próximo de uma placa móvel. (a) $\langle C_L \rangle$; (b) C'_L e (c) $\langle C_L \rangle$ (FREDSOE et al., 1984).	p. 101
5.23	Coeficiente de arrasto em função do afastamento (G) no caso de escoamento com cisalhamento constante próximo de uma placa fixa. (a) $\langle C_D \rangle$ e (b) C'_D	p. 102
5.24	Coeficiente de sustentação em função do afastamento (G) no caso de escoamento com cisalhamento constante próximo de uma placa fixa. (a) $\langle C_L \rangle$ e (b) C'_L	p. 102
5.25	Coeficiente de arrasto em função do afastamento (G) no caso de escoamento com cisalhamento linear próximo de uma placa fixa. (a) $\langle C_D \rangle$, (b) C'_D e (c) $\langle C_D \rangle$ (SUMER; FREDSOE, 1997).	p. 103
5.26	Coeficiente de sustentação em função do afastamento (G) no caso de escoamento com cisalhamento linear próximo de uma placa fixa. (a) $\langle C_L \rangle$, (b) C'_L e (c) $\langle C_L \rangle$ (SUMER; FREDSOE, 1997).	p. 104

5.27	Coeficientes renormalizados de arrasto e sustentação em função do afastamento (G), para o caso de escoamento com cisalhamento próximo de uma placa fixa. Cisalhamento constante (a) $\langle C_D \rangle$ e (b) $\langle C_L \rangle$; Cisalhamento linear (c) $\langle C_D \rangle$ e (d) $\langle C_L \rangle$	p. 106
6.1	Esquema do domínio de cálculo para os casos tridimensionais.	p. 110
6.2	Comparação visual entre as estruturas tridimensionais; (a) experimento de Williamson (1996a) para $Re_D = 260$, e (b) presente trabalho para $Re_D = 300$	p. 112
6.3	Comparação entre os perfis médios obtidos neste trabalho e os fornecidos por Mittal e Balachandar (1997), à esquerda são os perfis sem correção e à direita os corrigidos. a) velocidade longitudinal média; b) velocidade transversal média; c) $\langle u'u' \rangle$ d) $\langle v'v' \rangle$ (perfis em $x = 1.2, 1.5, 2.0, 2.5$ e 3.0 de cima para baixo).	p. 114
6.4	Influência do cisalhamento constante sobre o campo de velocidade média. (a) Visualização das linhas de corrente da velocidade média; (b) Perfis transversais da velocidade longitudinal média para $x = 1.0; 2.0; 2.5; 3.0$ e 3.5 (deslocados 0.5)	p. 115
6.5	Influência do cisalhamento constante sobre a componente $\langle u'u' \rangle$ da tensão de Reynolds.	p. 116
6.6	Influência do cisalhamento constante sobre a componente $\langle v'v' \rangle$ da tensão de Reynolds.	p. 117
6.7	Influência do cisalhamento constante sobre a componente $u'v'$ da tensão de Reynolds.	p. 118
6.8	Desenvolvimento temporal da enstrofia axial , para os casos de escoamento livre com cisalhamento constante. (a) escala linear; (b) escala logarítmica.	p. 121
6.9	Variação da quantidade de estruturas tridimensionais observadas na esteira do cilindro para $\beta = 0,15$ (Linha superior - (a) $T = 118$ e (b) $T = 130$) e $\beta = 0,25$ (linha inferior - (a) $T = 70$ e (b) $T = 139$).	p. 122
6.10	Visualização das estruturas obtidas com o critério Q , coloridas com a vorticidade longitudinal para diferentes instantes de tempo ($Q = 0,2 - \omega_x$ positivo - azul, negativo - vermelho, variação temporal de cima para baixo - $T = 10, 15, 30, 45, 90$ e 120).	p. 122

- 6.11 Espectro de energia total para o escoamento livre com cisalhamento constante ($Re_D = 300$). (a) $\beta = 0$, (b) $\beta = 0,15$, e (c) $\beta = 0,25$ p. 125
- 6.12 Distribuição espacial da energia do espectro para o escoamento livre com cisalhamento constante ($\beta = 0$). (a) $T = 15$, (b) $T = 30$, (c) $T = 60$, e (d) $T = 90$ ($k_z = 2$ - linha superior e $k_z = 5$ - linha inferior e isosuperfície de Q - linha central). p. 127
- 6.13 Distribuição espacial da energia do espectro para o caso de $\beta = 0,15$. (a) $T = 15$, (b) $T = 30$, (c) $T = 60$, e (d) $T = 90$ ($k_z = 3$ - linha superior, $k_z = 5$ - linha inferior e isosuperfície de Q - linha central). p. 129
- 6.14 Distribuição espacial da energia do espectro para o caso de $\beta = 0,25$. (a) $T = 15$, (b) $T = 30$, (c) $T = 60$, e (d) $T = 90$ ($k_z = 2$ - linha superior, $k_z = 5$ - linha inferior e isosuperfície de Q - linha central). p. 130
- 6.15 Série temporal dos coeficientes (a) de arrasto e (b) de sustentação, para $Re_D = 300$ e parâmetro de cisalhamento $\beta = 0$ p. 131
- 6.16 Série temporal dos coeficientes (a) de arrasto e (b) de sustentação, para $Re_D = 300$ e parâmetro de cisalhamento $\beta = 0,15$ p. 131
- 6.17 Série temporal dos coeficientes (a) de arrasto e (b) de sustentação, para $Re_D = 300$ e parâmetro de cisalhamento $\beta = 0,25$ p. 132
- 6.18 Variação ao longo do cilindro dos coeficientes hidrodinâmicos médios no tempo. p. 133
- 6.19 Variação ao longo do cilindro entre o valor máximo e mínimo instantâneos dos coeficientes hidrodinâmicos. p. 134
- 6.20 Variação espaço-temporal dos coeficientes de arrasto (esquerda) e de sustentação (direita), para $Re_D = 300$ e $\beta = 0$. (a - b) Região II, (c - d) Região III. . . . p. 135
- 6.21 Variação espaço-temporal dos coeficientes de arrasto (esquerda) e de sustentação (direita) para $Re_D = 300$ e $\beta = 0,15$. (a-b) Região II e (c-d) Região III. . . . p. 135
- 6.22 Variação espaço-temporal dos coeficientes de arrasto (esquerda) e de sustentação (direita) para $Re_D = 300$ e $\beta = 0,25$. (a-b) Região II e (c-d) Região III. . . . p. 136
- 6.23 Variação axial dos coeficientes hidrodinâmicos e das estruturas identificadas utilizando o critério Q positivo, para $Re_D = 300$ e $\beta = 0$ (Instantes de tempo de cima para baixo: $T = 31, 33, 34$ e 40). p. 137

6.24	Variação axial dos coeficientes hidrodinâmicos e das estruturas identificadas utilizando o critério Q positivo, para $Re_D = 300$ e $\beta = 0.15$ (Instantes de tempo de cima para baixo: $T = 37, 39, 40, 42, 50$).	p. 138
6.25	Variação axial dos coeficientes hidrodinâmicos e das estruturas identificadas utilizando o critério Q positivo, para $Re_D = 300$ e $\beta = 0.25$ (Instantes de tempo de cima para baixo: $T = 52, 54, 57, 60, 62$ e 68).	p. 139
6.26	Evidência do emparelhamento dos vórtices longitudinais para o caso de escoamento livre com cisalhamento constante: (a) Vista superior e (b) vista lateral (Isosuperfícies de $Q = 0, 1$, $\beta = 0.00$, $Re_D = 300$).	p. 141
6.27	Evidência do emparelhamento dos vórtices longitudinais para o caso de escoamento livre com cisalhamento constante: (a) Vista superior e (b) vista lateral (Isosuperfícies de $Q = 0, 1$, $\beta = 0, 15$, $Re_D = 300$).	p. 142
7.1	Esquema do domínio de cálculo para os casos tridimensionais.	p. 143
7.2	Influência do afastamento sobre o campo de velocidade média.	p. 146
7.3	Influência do afastamento sobre a componente $\langle u'u' \rangle$ da tensão de Reynolds. p.	148
7.4	Influência do afastamento sobre a componente $\langle v'v' \rangle$ da tensão de Reynolds. p.	149
7.5	Influência do afastamento sobre a componente $\langle u'v' \rangle$ da tensão de Reynolds. p.	150
7.6	Desenvolvimento temporal da enstrofia axial para os três casos de escoamento cisalhante linear próximo de uma placa ($Re_D = 300$).	p. 152
7.7	Visualização das estruturas identificadas utilizando o critério Q positivo coloridas com a vorticidade longitudinal, para $Re_D = 300$ e $G = 2, 5$, nos tempos $T = 90$ (esquerda) e $T = 110$ (direita).	p. 152
7.8	Visualização do campo instantâneo do critério Q em diferentes instantes para (a) $G = 2, 5$, (b) $0, 8$ e (c) $0, 5$. (Vista superior da isosuperfície de $Q = 0, 1$, variação temporal de cima para baixo - $T = 10, 15, 30, 45, 60, 90, 120$ e 142). p.	154
7.9	Espectro de energia total para diferentes valores de afastamento ($Re_D = 300$). (a) $G = 2, 5$; (b) $G = 0, 8$ e (c) $G = 0, 5$	p. 155
7.10	Distribuição espacial do espectro para número de onda $k_z = 3$ (superior) e $k_z = 5$ (inferior) para o caso de $G = 2, 5$ em diferentes instantes de tempo. . .	p. 158
7.11	Distribuição espacial do espectro para número de onda $k_z = 3$ (superior) e $k_z = 5$ (inferior) para o caso de $G = 0, 8$ em diferentes instantes de tempo. . .	p. 159

7.12	Série temporal dos coeficientes de (a) arrasto e (b) sustentação, para $Re_D = 300$ e $G = 2,5$	p. 160
7.13	Serie temporal dos coeficientes de (a) arrasto e (b) sustentação, para $Re_D = 300$ e $G = 0,8$	p. 160
7.14	Serie temporal dos coeficientes de (a) arrasto e (b) sustentação, para $Re_D = 300$ e $G = 0,5$	p. 161
7.15	Variação axial dos coeficientes hidrodinâmicos médios no tempo. (a) arrasto; (b) sustentação.	p. 162
7.16	Variação axial da razão entre o valor máximo e mínimo instantâneo dos coeficientes hidrodinâmicos. (a) Arrasto; (b) Sustentação	p. 163
7.17	Variação espaço-temporal dos coeficientes de arrasto (esquerda) e da sustentação (direita) para $Re_D = 300$ e $G = 0,5$	p. 163
7.18	Variação espaço-temporal dos coeficientes de arrasto (esquerda) e da sustentação (direita) para $Re_D = 300$ e $G = 0,8$	p. 164
7.19	Variação espaço-temporal dos coeficientes de arrasto (esquerda) e da sustentação (direita) para $Re_D = 300$ e $G = 2,5$	p. 165
7.20	Variação axial dos coeficientes hidrodinâmicos as estruturas tridimensionais identificadas utilizando o critério Q positivo para $Re_D = 300$ e $G = 2,5$ (Variação do tempo é de cima para baixo - $T = 26, 29, T = 31, T34$ e $T = 116$.)	p. 166
7.21	Variação axial dos coeficientes hidrodinâmicos as estruturas tridimensionais identificadas utilizando o critério Q positivo para $Re_D = 300$ e $G = 0,8$ (Variação do tempo é de cima para baixo - $T = 55, 58, T = 63, T = 65$ e $T = 68$.) . . .	p. 167

Lista de Tabelas

2.1	Classificação do escoamento ao redor de cilindro circular isolado em função do número de Reynolds.	p. 27
2.2	Resumo das principais características dos experimentos em escoamentos ao redor de cilindro próximo a uma placa fixa.	p. 39
2.3	Resumo dos principais resultados dos experimentos em escoamento ao redor de cilindro próximo a uma placa fixa.	p. 39
2.4	Resumo das principais características das publicações sobre escoamento cisalhante transversal ao redor de um cilindro circular isolado.	p. 44
2.5	Resumo dos principais resultados obtidos para escoamento cisalhante transversal ao redor de um cilindro circular isolado.	p. 44
4.1	Valores de referência para os principais parâmetros do domínio computacional.	p. 64
4.2	Resultados da validação do código computacional.	p. 65
4.3	Comprimento de recirculação obtidos para escoamento uniforme.	p. 69
5.1	Parâmetros numéricos do domínio de cálculo das simulações bidimensionais.	p. 72
5.2	Comprimento de formação e recirculação de referência para cada escoamento.	p. 92
5.3	Variação do número de Reynolds local para os casos de escoamento próximo de uma placa com cisalhamento constante (caso <i>III</i>) e cisalhamento linear (caso <i>IV</i>).	p. 108
6.1	Parâmetros numéricos do domínio de cálculo das simulações tridimensionais.	p. 109
6.2	Variação do número de Reynolds local em função do parâmetro de cisalhamento.	p. 111
6.3	Variação do comprimento de recirculação (L_R) e formação (L_f).	p. 112
6.4	Influência do cisalhamento sobre a variação do comprimento de recirculação (L_R) e formação (L_f).	p. 120

6.5	Limites das regiões observadas a partir da evolução temporal da enstrofia axial.	p. 121
6.6	Valores médios dos coeficientes de arrasto e sustentação para as regiões <i>II</i> e <i>III</i> e número de Strouhal.	p. 132
7.1	Parâmetros numéricos do domínio de cálculo das simulações tridimensionais.	p. 144
7.2	Variação do número de Reynolds local e do cisalhamento local (β_l) em função do afastamento (G).	p. 144
7.3	Influência do afastamento sobre os comprimentos de formação.	p. 151
7.4	Limites entre as diferentes regiões observadas durante a evolução temporal da enstrofia axial.	p. 153
7.5	Valores médios dos coeficientes de arrasto e sustentação para as regiões <i>II</i> e <i>III</i> e número de Strouhal.	p. 161

Lista de Símbolos

Símbolo	Definição
B	Bloqueio
C_D	Coefficiente de arrasto
$\langle C_D \rangle$	Coefficiente de arrasto médio na direção axial
$\overline{C_D}$	Coefficiente de arrasto médio no tempo
$\langle \overline{C_D} \rangle$	Coefficiente de arrasto médio na direção axial e no tempo
C'_D	Valor rms da flutuação do coeficiente de arrasto
C_L	Coefficiente de sustentação
$\langle C_L \rangle$	Coefficiente de sustentação médio na direção axial
$\overline{C_L}$	Coefficiente de sustentação médio no tempo
$\langle \overline{C_L} \rangle$	Coefficiente de sustentação médio na direção axial e no tempo
C'_L	Valor rms da flutuação do coeficiente de sustentação
C_{pb}	Coefficiente da pressão de base
dA	Diferencial de área
D	Diâmetro do cilindro
f_s	Frequência de desprendimento de vórtices
F_D	Força de arrasto
F_L	Força de sustentação
G	Afastamento
G_c	Afastamento crítica
h	Metade da altura do canal
H	Altura do domínio na direção transversal do obstáculo
I_T	Intensidade da turbulência do escoamento não perturbado
K	Gradiente transversal da velocidade longitudinal
k	Número de onda
k_m	Número de onda modificado
k_z	Número de onda na direção axial
L	Comprimento do obstáculo na direção axial
L_f	Comprimento de formação
L_R	Comprimento de recirculação

Símbolo	Definição
L_x	Comprimento longitudinal do domínio
L_y	Comprimento transversal do domínio
L'_y	Tamanho da região de cisalhamento constante
L_z	Comprimento axial do domínio
L_2	Norma L_2
N_x	Número de pontos na direção longitudinal
N_y	Número de pontos na direção transversal
N_z	Número de pontos na direção axial
p	Pressão
Q	Critério Q
RA	Razão de aspecto
Re_D	Número de Reynolds baseado no diâmetro do cilindro
Re_{Dl}	Número de Reynolds local baseado no diâmetro do cilindro
Re_{Dc}	Número de Reynolds crítico baseado no diâmetro do cilindro
Re_C	Número de Reynolds do canal
St	Número de Strouhal
S_{ij}	Tensor simétrico
T	Tempo adimensional
U	Velocidade longitudinal de referência
U_c	Velocidade longitudinal média no eixo de simetria do cilindro
U_{conv}	Velocidade de convecção das estruturas na saída
U_l	Velocidade longitudinal local
U_{max}	Velocidade máxima do perfil de canal
U_1	Velocidade superior do perfil de entrada
U_2	Velocidade inferior do perfil de entrada
$\langle u \rangle$	Velocidade longitudinal média no tempo
$\langle v \rangle$	Velocidade transversal média no tempo
$\langle w \rangle$	Velocidade axial média no tempo
$\langle u'u' \rangle$	Componente longitudinal da tensão de Reynolds
$\langle v'v' \rangle$	Componente transversal da tensão de Reynolds
$\langle u'v' \rangle$	Componente cisalhante da tensão de Reynolds
x	Direção longitudinal
x_c	Localização longitudinal do cilindro
y	Direção transversal
y_c	Localização transversal do cilindro

Símbolo	Definição
z	Direção axial
Z_z	Enstrofia axial
α^*	Parâmetro do método de fronteiras virtuais
β	Parâmetro de cisalhamento
β^*	Parâmetro do método de fronteiras virtuais
δ	Espessura da camada limite
Δx	Tamanho da malha na direção longitudinal
Δy	Tamanho da malha na direção transversal
Δz	Tamanho da malha na direção axial (eixo do cilindro)
Δt	Passo de integração no tempo
$\vec{\nabla}$	Operador diferencial nabla
ω_n	Módulo da vorticidade
ω_x	Componente longitudinal da vorticidade
ω_y	Componente transversal da vorticidade
ω_z	Componente axial da vorticidade
Ω_{ij}	Tensor anti-simétrico
ρ	Massa específica
ν	Viscosidade cinemática
λ_z	Comprimento de onda axial
Π	Pressão modificada
\vec{f}	Força de campo
\vec{n}	Versor normal
\vec{s}	Versor tangencial
\vec{u}	Campo de velocidade
\vec{u}_s	Velocidade do contorno imerso
$\vec{\omega}$	Campo de vorticidade

1 *Introdução*

O processo de transição à turbulência do escoamento ao redor de corpos rombudos é de fundamental importância para diferentes áreas da engenharia, e tem sido tema de um grande número de pesquisas, tanto experimentais como numéricas. Dentre os diferentes corpos rombudos, sem dúvida o mais estudado é o cilindro circular, devido ao fato da transição da esteira depender apenas do número de Reynolds, e também devido as suas várias aplicações práticas, tais como *risers*, pilares de pontes, periscópios, chaminés, torres, mastros, cabos e antenas. Embora geometricamente simples, o escoamento ao redor de cilindros circulares pode ser, e em geral é, mais complicado do que estruturas com seção transversal quadrada ou retangular, por causa da variação do ponto de descolamento da camada limite.

Vários mecanismos físicos do movimento de fluidos viscosos incompressíveis, tais como a formação da esteira de vórtices de von Kármán e a transição para a turbulência da esteira, observados em escoamentos mais complexos, podem ser estudados ao redor de um cilindro circular isolado. No entanto, existem muitas aplicações práticas nas quais as estruturas cilíndricas se encontram próximas de uma superfície ou de uma outra estrutura, como no caso do escoamento ao redor de oleodutos e emissários próximos ao leito do oceano. Porém, este tipo de escoamento tem recebido uma menor atenção que o escoamento ao redor de cilindro isolado.

A proximidade de um cilindro a um contorno afeta a magnitude das forças exercidas sobre o cilindro e a dinâmica do desprendimento de vórtices. A interação entre o escoamento sobre o contorno e o desprendimento de vórtices é complexa e não depende apenas do número de Reynolds, mas também da distância do cilindro ao contorno (G), da espessura da camada limite (δ) e do tipo de camada limite, laminar ou turbulenta (Fig. 2.6). Alguns exemplos de aplicação prática de estruturas cilíndricas próximas de um contorno plano são mostrados na Figura 1.2.

Nas duas últimas décadas, vários trabalhos foram realizados com o objetivo de melhor entender a física do escoamento ao redor de um cilindro próximo de um contorno plano. A principal dificuldade para estudar este tipo de escoamento é a quantidade de parâmetros que influenciam o escoamento. Os principais parâmetros para este tipo de escoamento são: a espessura da camada limite, o tipo da camada limite (laminar ou turbulenta), a distância entre o

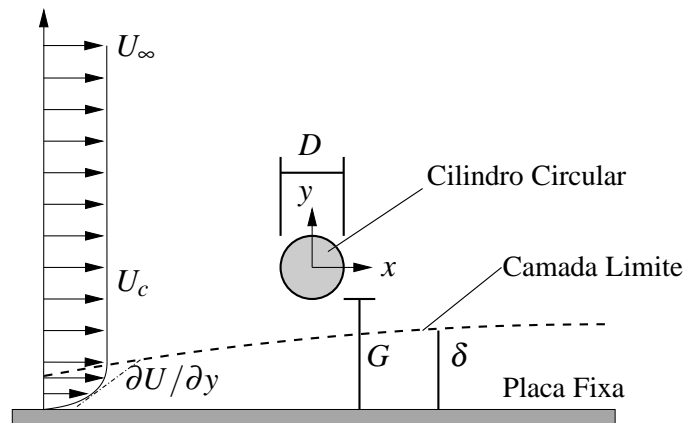


Figura 1.1: Esquema do escoamento ao redor de um cilindro próximo de um contorno plano.



(a)



(b)

Figura 1.2: Exemplos de aplicações de estruturas utilizando cilindros circulares próximos de um contorno plano. (a) Emissário, e (b) duto

cilindro e a placa e o número de Reynolds. Devido à complexidade do problema, existem ainda vários pontos de divergência sobre este tema, tais como:

- Qual das relações é a mais importante para este tipo de escoamento (G/D ; δ/D ou G/δ)?
- Qual é o sentido da força de sustentação?
- Se existe ou não supressão do desprendimento de vórtices?
- Qual é o valor do afastamento crítico que provocaria a supressão?

No presente trabalho foi adotada a técnica de Simulação Numérica Direta (*DNS - Direct Numerical Simulation*) das equações de Navier-Stokes. A *DNS* é uma ferramenta poderosa

para o estudo de escoamento transicionais e turbulentos, tanto do ponto de vista qualitativo como quantitativo, uma vez que resolve todas as escalas, espaciais e temporais, do escoamento. Entretanto, ainda hoje o uso de simulações baseadas em *DNS* está limitado a número de Reynolds moderados, visto que o número de graus de liberdade necessários para resolver uma *DNS* é proporcional ao número de Reynolds. Assim sendo, as simulações apresentadas no presente trabalho foram realizadas para números de Reynolds baseados no diâmetro do cilindro (Re_D) na faixa de 60 a 300.

Para este estudo foi utilizado o código computacional *INCOMPACT3D*, desenvolvido pelo Laboratório de Estudos Aerodinâmicos da Universidade de Poitiers, França, e o departamento de Engenharia Mecânica e Mecatrônica da Faculdade de Engenharia, da Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul,

O presente trabalho tem como objetivo central estudar a influência de um contorno plano sobre o desprendimento de vórtices ao redor de um cilindro circular. Devido a complexidade deste tipo de escoamento, foi adotado como descrito anteriormente, o estudo de problemas fisicamente mais simples, como será descrito no capítulo 2.

Dentre as várias questões existentes sobre este tema, o presente trabalho tem como objetivos específicos responder algumas questões fundamentais sobre o escoamento ao redor de cilindros circulares, tais como:

- Qual é a influência do cisalhamento no desprendimento de vórtices ao redor de um cilindro isolado? O cisalhamento pode provocar a supressão do desprendimento de vórtices?
- Qual é a influência do confinamento causado por uma placa móvel sobre o desprendimento de vórtices de um cilindro isolado? Existe supressão do desprendimento de vórtices para pequenos valores de afastamento?
- A combinação do efeito de cisalhamento e confinamento é capaz de provocar a supressão do desprendimento de vórtices?
- Qual é o mecanismo físico que provoca a supressão do desprendimento de vórtices?
- Qual é a influência do cisalhamento e/ou do confinamento sobre a formação de estruturas tridimensionais, como as geradas pelas instabilidade dos modos *A* e *B*?
- O arrasto e a sustentação são forças bidimensionais, como apresentado na maior parte da literatura?
- Qual é o efeito dos vórtices longitudinais sobre os esforços que atuam sobre o cilindro?

Este trabalho está dividido da seguinte forma:

- no capítulo 2 é realizado um levantamento de trabalhos anteriores sobre o escoamento ao redor de cilindros circulares, considerando tanto o caso de escoamento livre com cisalhamento constante, bem como a influência da proximidade de um contorno plano;
- no capítulo 3 é descrito o modelo matemático e a formulação numérica adotada;
- no capítulo 4 são apresentados os resultados da verificação e validação do código computacional utilizado;
- no capítulo 5 são apresentados os resultados bidimensionais obtidos para o caso de escoamento livre com cisalhamento constante, escoamento próximo de uma placa plana móvel, e para os casos de escoamento com cisalhamento, constante e variável, próximo de uma placa;
- no capítulo 6 são apresentados os resultados tridimensionais obtidos para o caso de escoamento livre com cisalhamento constante;
- no capítulo 7 são apresentados os resultados obtidos das simulações numéricas tridimensionais para o caso de escoamento próximo de uma placa plana; e
- no último capítulo são descritas as conclusões deste trabalho e as sugestões para trabalhos futuros.

2 Escoamento ao redor de cilindros - Mecanismos físicos

2.1 Cilindro circular isolado

O escoamento ao redor de corpos rombudos tem chamado a atenção de pesquisadores e engenheiros há mais de 100 anos, gerando uma grande quantidade de trabalhos (BARKLEY; HENDERSON, 1996; KARNIADAKIS; TRIANTAFYLLOU, 1992; MITTAL; BALACHANDAR, 1997; PERSILLON; BRAZA, 1998; THOMPSON et al., 1996; ZHANG et al., 1995), revisões (COUTANCEAU; DEFAYE, 1991; ROSHKO, 1993; WILLIAMSON, 1996a, 1996b) e livros (SUMER; FREDSOE, 1997; ZDRAVKOVICH, 1997, 2003) publicados sobre este assunto ainda inesgotado.

O cilindro circular é a forma de corpo rombudo mais estudada, devido, em parte, à grande quantidade de aplicações práticas e à facilidade de sua implementação tanto em experimentos como em modelos numéricos. Vários mecanismos físicos do movimento de fluidos viscosos incompressíveis podem ser estudados ao redor de cilindros circulares isolados, como por exemplo: a camada limite formada sobre o cilindro (laminar ou turbulenta), a separação, a camada cisalhante e a dinâmica de vorticidade.

Vários estudos foram realizados sobre o escoamento ao redor de cilindros circulares até o início da década de 90; porém, grande parte do conhecimento acumulado foi basicamente descritivo e/ou empírico (SLAOUTI; GERRARD, 1981; PERRY et al., 1982; GERICH; ECKELMANN, 1982; MATHIS et al., 1987). Nas duas últimas décadas, a compreensão dos mecanismos que governam a transição à turbulência começaram a ser esclarecidos devido, principalmente, ao desenvolvimento de novas técnicas experimentais, à análise da estabilidade hidrodinâmica e aos resultados obtidos de Simulações Numéricas Diretas (*DNS*) (BARKLEY; HENDERSON, 1996; KARNIADAKIS; TRIANTAFYLLOU, 1992; PERSILLON; BRAZA, 1998; THOMPSON et al., 1996; WILLIAMSON, 1996a, 1996b). Entretanto, muito trabalho ainda hoje é necessário para uma compreensão deste tipo de escoamento, e para a generalização

do conhecimento adquirido a outros tipos de corpos rombudos com geometrias mais complexas (ROSHKO, 1993).

O escoamento ao redor de um cilindro circular isolado, embora geometricamente simples, é fisicamente complexo, e se caracteriza pela interação entre três tipos elementares de escoamentos cisalhantes, os quais se instabilizam para diferentes valores do número de Reynolds baseado no diâmetro do cilindro: $Re_D \approx 200$ para a esteira, $Re_D \approx 1200$ para a camada cisalhante que se desprende do cilindro e $Re_D \approx 2 \times 10^5$ para a camada limite que se desenvolve sobre o cilindro Zdravkovich (1997) ($Re_D = UD/\nu$, sendo U uma velocidade característica do escoamento, D o diâmetro do cilindro e ν a viscosidade cinemática do fluido).

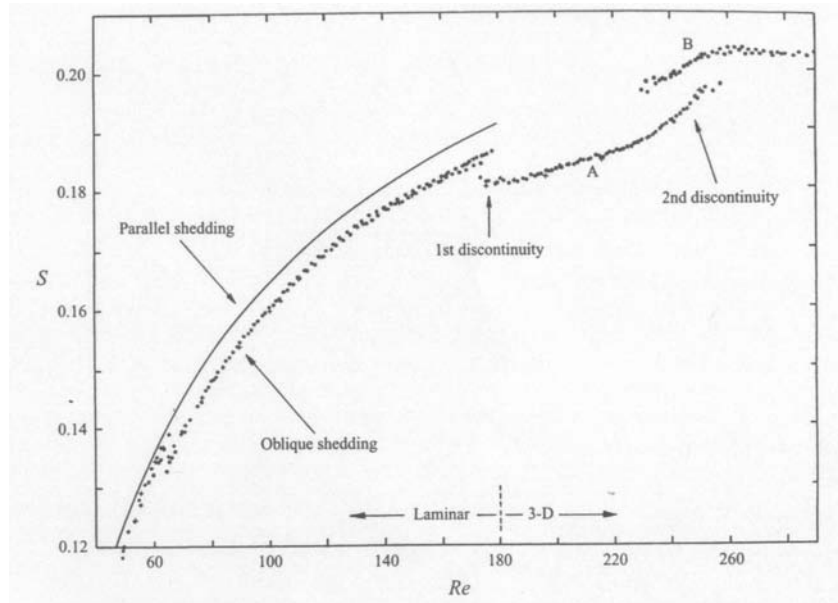
Roshko (1993) e Williamson (1996b) revisaram os trabalhos existentes sobre escoamento ao redor de um cilindro circular isolado e mostraram que fatores tais como: rugosidade do cilindro, intensidade da turbulência do escoamento não perturbado (I_T), bloqueio ($B = D/H$, sendo H o tamanho do domínio na direção transversal ao cilindro), razão de aspecto ($RA = L/D$, sendo L o comprimento do cilindro) e as condições de extremidade do cilindro, afetam o valor do número de Reynolds para o qual ocorrem as transições. Estes fatores são responsáveis pela dispersão dos resultados observados na literatura, pois afetam a transição da esteira.

A existência destas transições pode ser observada analisando a variação do número de Strouhal ($St = f_s U // D$, Fig.2.1a) ou do coeficiente de pressão de base (C_{pb} , Fig.2.1b) em função do número de Reynolds (Re_D). Na Figura 2.1a podem se observar duas descontinuidades, as quais marcam a transição de um regime para outro. A primeira corresponde à transição do escoamento laminar periódico bidimensional para o escoamento tridimensional, quando ocorre a formação do modo de instabilidade A. A segunda instabilidade indica a transição do modo A para o modo B (WILLIAMSON, 1996b). A variação do C_{pb} é mostrada para uma faixa maior do número de Reynolds na Figura 2.1b, onde observa-se a existência de outras transições com o aumento do número de Reynolds, cada uma destas indicada por uma letra.

Várias classificações para o escoamento ao redor de um cilindro isolado foram propostas por diferentes autores, baseadas nas principais características observadas e nas instabilidades que definem a transição de um regime para outro (COUTANCEAU; DEFAYE, 1991; WILLIAMSON, 1996b; ZDRAVKOVICH, 1997). Observa-se, no entanto, que a existência de classificações diferentes para o mesmo regime, tende mais a confundir o entendimento do problema do que a auxiliar a compreensão deste.

Assim sendo, neste trabalho adotou-se a classificação proposta por Zdravkovich (1997) para as faixas do número de Reynolds mostrada na Tabela 2.1, cuja descrição detalhada pode ser encontrada em Zdravkovich (1997). É importante ressaltar que os limites de cada regime

(a)



(b)

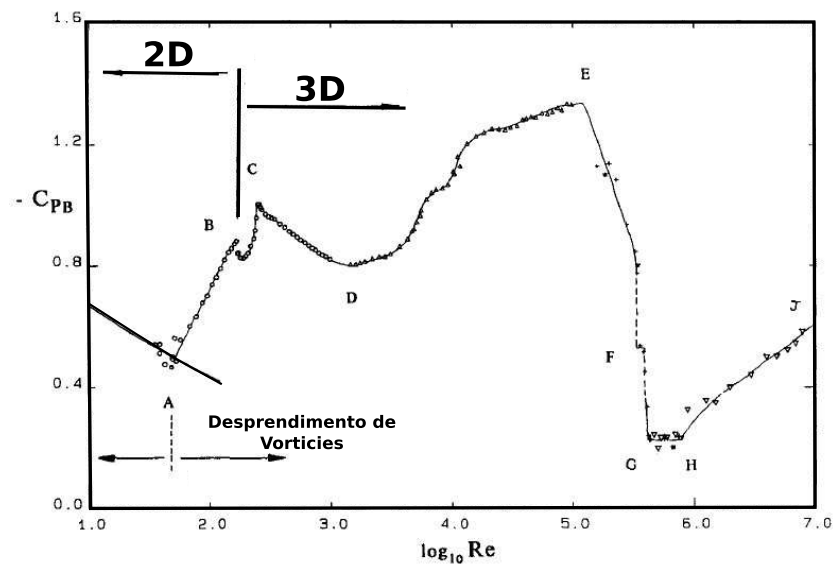


Figura 2.1: Variação: *a)* do número de Strouhal e *b)* do coeficiente de pressão de base em função do número de Reynolds (Re_D) (WILLIAMSON, 1996b).

apresentados na Tabela 2.1 são dados em forma de intervalos devido à dispersão dos resultados encontrados na literatura, consequência da influência da turbulência do escoamento a montante do cilindro, da razão de aspecto, do bloqueio, do gradiente de pressão externo, da oscilação vertical ou horizontal do cilindro, da rugosidade, e das condições de extremidade do cilindro.

Dentre os vários regimes, o laminar e a transição da esteira são os mais relevantes para este trabalho, e são descritos mais detalhadamente.

O regime laminar de esteira fechada é bidimensional e estacionário e, sabe-se atualmente, que ocorre para números de Reynolds inferiores a 47. Neste regime observa-se a formação de

Tabela 2.1: Classificação do escoamento ao redor de cilindro circular isolado em função do número de Reynolds (ZDRAVKOVICH, 1997).

Classificação	Regimes	Número de Reynolds (Re_D)
Laminar da Esteira	Sem separação	0 a 4 – 5
	Esteira fechada	4 – 5 a 30 – 48
	Esteira periódica	30 – 48 a 180 – 200
	Esteira distante	180 – 200 a 220 – 250
	Esteira próxima	220 – 250 a 350 – 400
Transição da Camada Cisalhante	Inferior	350 – 400 a $10^3 - 2 \times 10^3$
	Intermediária	$10^3 - 2 \times 10^3$ a $2 \times 10^4 - 4 \times 10^4$
	Superior	$2 \times 10^4 - 4 \times 10^4$ a $1 \times 10^5 - 2 \times 10^5$
Transição da Camada Limite	Pré-crítico	$1 \times 10^5 - 2 \times 10^5$ a $3 \times 10^5 - 3,4 \times 10^5$
	Bolha simples	$3 \times 10^5 - 3,4 \times 10^5$ a $3,8 \times 10^5 - 4 \times 10^5$
	Duas bolhas	$3,8 \times 10^5 - 4 \times 10^5$ a $5 \times 10^5 - 1 \times 10^6$
	Super-crítico	$5 \times 10^5 - 1 \times 10^6$ a $3,5 \times 10^6 - 6 \times 10^6$
	Pós-crítico	$3,5 \times 10^6 - 6 \times 10^6$ a limite superior não conhecido
Escoamento Turbulento	Invariável	? - ∞
	Último	

uma zona de recirculação permanente com dois vórtices simétricos à jusante do cilindro.

A primeira instabilidade ocorre para $Re_D = 47$, a qual marca a transição do regime de esteira fechada para o de esteira periódica. O valor do número de Reynolds, no qual a transição ocorre, é definido como sendo o número de Reynolds crítico (Re_{Dc}). O valor no qual ocorre esta transição foi confirmado tanto analiticamente, usando análise de instabilidade linear (THOMPSON; GAL, 2004), como experimentalmente (MATHIS et al., 1987) e numericamente (JACKSON, 1987).

Esta instabilidade dá origem ao desprendimento alternado de vórtices, formando a chamada esteira de vórtices de von Kármán. Devido a esta instabilidade, surgem flutuações de pressão sobre o cilindro na direção transversal ao escoamento, as quais induzem ruído e vibrações e podem, em alguns casos, entrar em ressonância com a frequência natural da estrutura causando sua falha. Assim sendo, a compreensão do mecanismo de desprendimento de vórtices é de grande importância para as aplicações práticas de engenharia.

No regime laminar de esteira periódica ($Re_D = 47 - 180$), a pressão de base sofre um desvio da tendência observada no regime permanente (Ponto A da Fig. 2.1). Desenvolvem-se instabilidades na região de recirculação, inicialmente na parte a jusante da bolha.

Uma descrição de como se dá a formação da esteira de vórtices atrás de um cilindro circular isolado foi proposta inicialmente por Gerrard (1966) e, posteriormente, complementada por Perry et al. (1982). A Figura 2.2 mostra um esquema da formação dos vórtices. Gerrard

sugeriu que o vórtice que está se formando puxa a camada cisalhante do lado oposto do cilindro através da esteira, eventualmente cortando o fornecimento de vorticidade do vórtice que está se desenvolvendo (WILLIAMSON, 1996b).

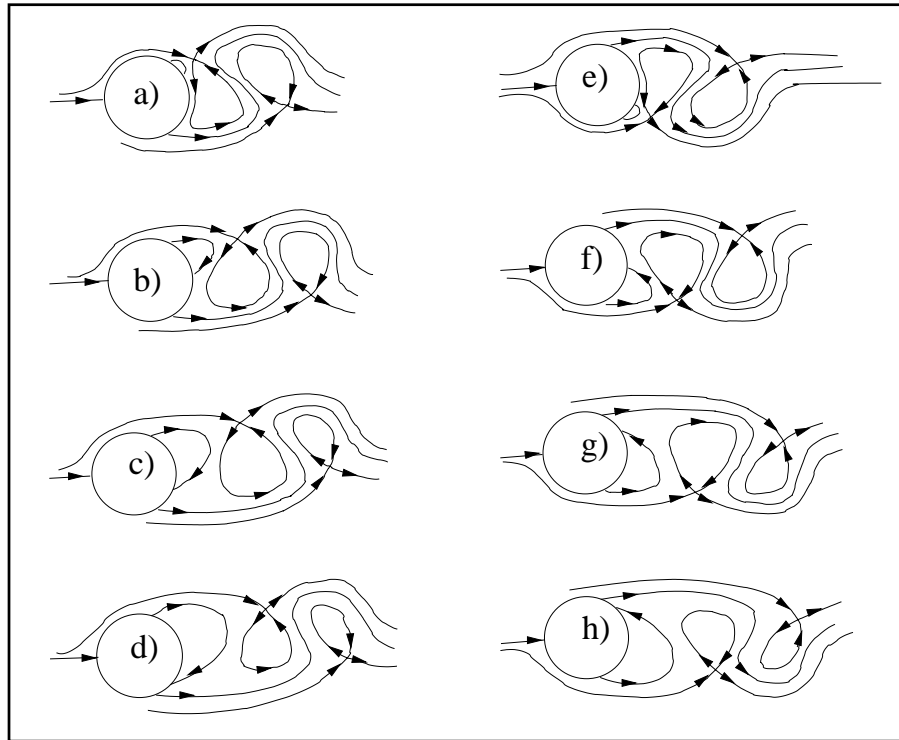


Figura 2.2: Esquema de formação da esteira de vórtices atrás de um cilindro proposto por Gerrard e modificado por Perry et al. (1982).

Analisando a curva $St \times Re_D$ (Fig. 2.1a), observa-se a existência de duas descontinuidades para valores do número de Reynolds entre 180 e 270 (regime de transição da esteira). Estas descontinuidades estão relacionadas com o surgimento de estruturas tridimensionais, tais como laços e pares de vórtices longitudinais, os quais são análogos às estruturas longitudinais encontradas em camadas cisalhantes livres (BERNAL; ROSHKO, 1986; CORCOS; LIN, 1984).

A primeira descontinuidade ocorre para o número de Reynolds entre 180 e 194, a qual foi associada por Williamson (1988) com a deformação transversal do vórtice primário da esteira de von Kármán, durante o processo de desprendimento, resultando na formação de laços de vórtices, os quais são esticados (*stretch*) para formarem pares de vórtices longitudinais. Estas estruturas consistem no que hoje é definido como instabilidade do modo A ou instabilidade de grande comprimento de onda (WILLIAMSON, 1988). Estruturas semelhantes foram observadas por Gerrard (1978).

Uma característica particular desta descontinuidade é o comportamento de histerese, isto é, o número de Reynolds crítico depende se o escoamento está sendo acelerado ou desacelerado e das características do experimento (intensidade turbulenta do escoamento não perturbado,

condições das extremidades do cilindro, etc). A distância entre os turbilhões longitudinais gerados pela instabilidade do Modo A é da ordem de 3 a 4 vezes o diâmetro do obstáculo. Estas estruturas longitudinais se caracterizam por uma distribuição em oposição de fase como a mostrada na Figura 2.3a.

Para valores do número de Reynolds maiores, $Re_D = 230 - 250$, observa-se uma segunda descontinuidade na relação $St \times Re_D$, a qual define a transição do regime de esteira longínqua para o de esteira próxima. Neste regime observa-se a formação de pares de vórtices longitudinais de menor escala de comprimento transversal, definidos como instabilidade do modo B ou instabilidade de pequeno comprimento de onda (WILLIAMSON, 1988). Ao contrário da primeira descontinuidade, esta não apresenta um comportamento de histerese, mas sim, uma transferência gradual de energia da instabilidade do modo A para a do modo B .

A escala de comprimento transversal da instabilidade do modo B é da ordem de uma vez o diâmetro do obstáculo. Além da diferença de escala de comprimento, este modo apresenta uma disposição em fase dos vórtices longitudinais ao contrário da distribuição fora de fase observada para a instabilidade do modo A , como pode ser observado comparando as Figuras 2.3a e 2.3b (WILLIAMSON, 1996a).

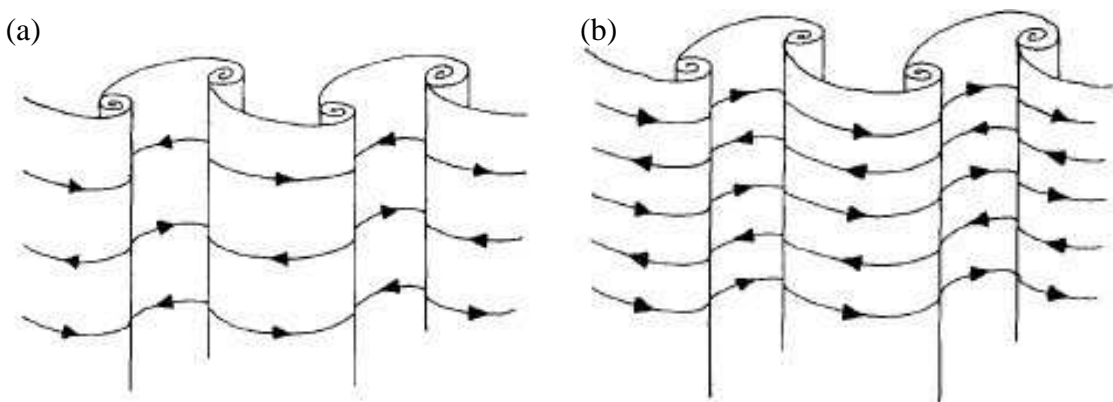


Figura 2.3: Disposição dos vórtices longitudinais entre quatro vórtices primários consecutivos: (a) Instabilidade do modo A e (b) Instabilidade do modo B (WILLIAMSON, 1996a).

Estes dois modos tridimensionais não estão associados com as condições de extremidade do cilindro, pois já foram observados para casos em que a razão de aspecto (L/D) é de até 2000 (WILLIAMSON, 1988).

A existência das instabilidades dos modos A e B foi comprovada por meio de análises de estabilidade global, realizada por Noack e Eckelmann (1994), e por análise de instabilidade de Floquet, realizada por Barkley e Henderson (1996). Os resultados obtidos por Noack e Eckelmann (1994) indicaram um comprimento de onda axial (λ_z) igual a 1,8 para $Re_D = 170$,

enquanto que os resultados da análise de Floquet de Barkley e Henderson (1996), mostrados na Figura 2.4, indicam que o comprimento de onda axial (λ_z) da instabilidade do modo A é de 3,96 vezes o diâmetro do obstáculo e o número de Reynolds crítico é de 188,5, enquanto que para a instabilidade do modo B, o comprimento de onda transversal (λ_z) é $0,822D$ e o número de Reynolds crítico é de 259. Estes resultados são semelhantes aos obtidos experimentalmente por Williamson (1996a) e aos resultados obtidos, usando *DNS*, por Persillon e Braza (1998) e por Ribeiro (2002).

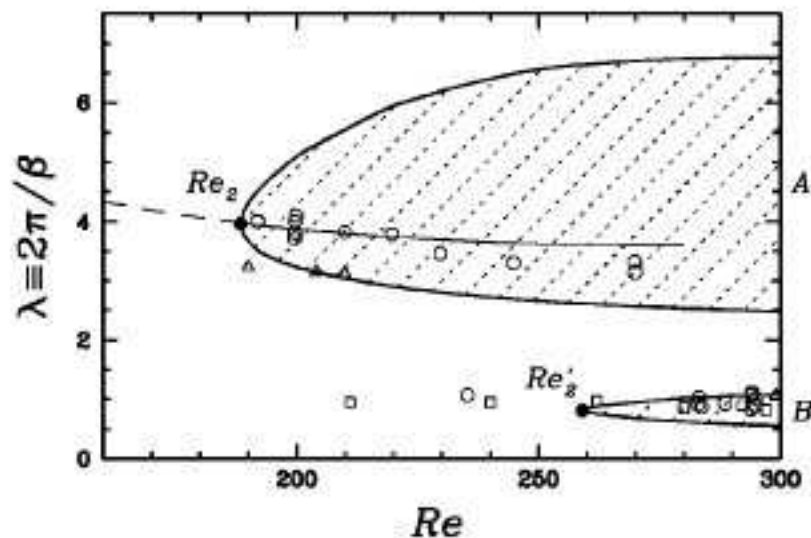


Figura 2.4: Curvas de estabilidade neutra para a esteira do cilindro. Na região achurada existe um crescimento exponencial dos modos tridimensionais da esteira bidimensional. Resultados obtidos por Barkley e Henderson (1996).

A origem destas instabilidades tridimensionais é uma questão ainda muito discutida. A diferença de escalas de comprimento entre os dois modos evidencia a existência de dois mecanismos físicos diferentes, responsáveis por estas instabilidades transversais, que ocorrem em regiões distintas da esteira de vórtices.

Segundo Williamson (1996a), o modo A deve-se a uma instabilidade elíptica que ocorre no núcleo do vórtice primário da esteira de von Kármán durante o processo de desprendimento, causando a ondulação deste. Observa-se a deformação do vórtice primário e a formação de laços, que são puxados para a região entre dois vórtices primários consecutivos (*braids*). Os laços, junto com o processo de esticamento (*stretching*), resultam na formação de pares de vórtices longitudinais semelhantes aos observados em uma camada de mistura (BERNAL; ROSHKO, 1986; CORCOS; LIN, 1984). Williamson (1996a) associou o modo A com a instabilidade translativa observada por Pierrehumbert e Widnall (1982) no estudo de camada cisalhante (Fig. 2.5).

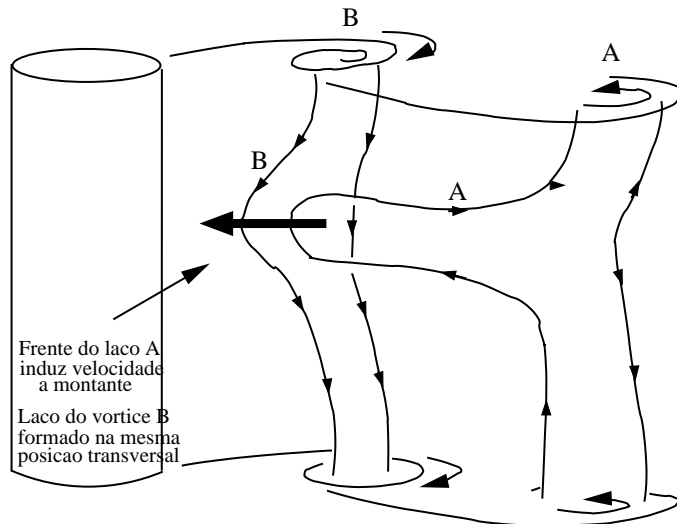


Figura 2.5: Esquema da formação do modo A (WILLIAMSON, 1996a).

No entanto, König, Noack e Eckelmann (WILLIAMSON, 1996b) acreditam que as estruturas longitudinais observadas na esteira do cilindro, são devidas a uma instabilidade centrífuga que ocorre na região entre os vórtices primários (*braids*) e consistem na manifestação de vórtices de Görtler (MITTAL, 2001; WILLIAMSON, 1996b).

A origem da instabilidade do modo B ainda não é bem compreendida. Sabe-se, no entanto, que este modo consiste em uma instabilidade que ocorre na camada cisalhante que se desprende do cilindro (BARKLEY; HENDERSON, 1996; LEWEKE; WILLIAMSON, 1998; MITTAL, 2001; WILLIAMSON, 1996a).

Nas últimas décadas, a simulação numérica direta (*DNS*) contribuiu significativamente para a compreensão da dinâmica e das estruturas da transição dos escoamentos laminares (BARKLEY; HENDERSON, 1996; KARNIADAKIS; TRIANTAFYLLOU, 1992; MITTAL; BALACHANDAR, 1997; RIBEIRO, 2002; THOMPSON et al., 1996). Devido à qualidade dos resultados obtidos nestas simulações, esta técnica se estabeleceu como uma ferramenta eficiente para a pesquisa de escoamentos transicionais e turbulentos (MOIN; MAHESH, 1998).

Karniadakis e Triantafyllou (1992) mostraram que para $Re_D = 200$ a esteira torna-se tridimensional como resultado de uma instabilidade secundária dos vórtices bidimensionais. Além disso, eles observaram o dobramento do período na esteira próxima para $Re_D = 300$. O dobramento do período foi associado com o comportamento das estruturas tridimensionais, e não com o emparelhamento dos vórtices comumente observados em camadas cisalhante livres. Uma segunda bifurcação foi observada para $Re_D = 333$. Finalmente foi observado para $Re_D = 500$ um comportamento caótico do escoamento na esteira. Aqueles autores foram os primeiros a identificar que o processo de transição à turbulência da esteira de um cilindro se dá por meio de

uma cascata de dobramento do período.

Simulações realizadas por Mittal e Balachandar (1995a) também observaram a existência de sub-harmônicos na esteira do cilindro, para $Re_D = 525$. Aqueles autores mostraram que as estruturas do tipo grampo de cabelo (*hairpin*) estavam associadas com os modos sub-harmônicos.

É importante salientar que os resultados numéricos de Karniadakis e Triantafyllou (1992) e Mittal e Balachandar (1995a) são limitados devido ao pequeno comprimento axial do domínio, permitindo apenas confirmar que a instabilidade do Modo *B* é instável a perturbações sub-harmônicas axiais.

Simulações realizadas por Thompson et al. (1996), para diferentes domínios axiais, mostraram uma evolução mais complexa da esteira. O maior domínio utilizado permitiu a formação das instabilidades dos modos *A* e *B*, enquanto que o menor ocorreu apenas a instabilidade do modo *B*. Além disso, os resultados indicaram que a ocorrência de sub-harmônicos está associada com o tamanho do domínio axial, pois foram observadas apenas para o menor domínio, onde apenas a instabilidade do modo *B* ocorreu, sugerindo que o dobramento do período não existe quando os dois modos estão presente.

As medições realizadas por Williams et al. (1996) forneceram evidências da existência de frequências sub-harmônicas consistentes com o cenário de dobramento do período proposto por Karniadakis e Triantafyllou (1992), como rota para a transição à turbulência na esteira de um cilindro. Williams et al. (1996) identificaram que as estruturas responsáveis pelos sub-harmônicos são os pares de vórtices longitudinais contra-rotativos, os quais alteram a direção de rotação a cada período de desprendimento dos vórtices.

Um estudo mais detalhado sobre as instabilidades que ocorrem durante a transição da esteira de um cilindro circular foi realizado por Zhang et al. (1995), utilizando tanto Simulação Numérica Direta como medições experimentais. Foi observado além da formação das instabilidades do modo *A* e *B*, uma nova instabilidade de comprimento de onda axial de aproximadamente 2 diâmetros, a qual ocorre para número de Reynolds entre 170 e 270. Esta foi definida como instabilidade do modo *C*. É importante salientar que o modo *C* foi obtido através da supressão dos modos *A* e *B* devido ao uso de um arrame localizado próximo a camada cisalhante que se desprende do cilindro, o qual induz uma assimetria no escoamento.

Os resultados obtidos por Noack et al. (1993), através da análise de estabilidade global indicam a existência de um comprimento de onda axial instável de aproximadamente 1.8 diâmetros, o qual foi associado por Zhang et al. (1995) com a instabilidade do modo *C*. No entanto, resultados apresentados por Barkley e Henderson (1996), também utilizando análise de estabilidade, não confirmam estes resultados. Assim sendo, a existência da instabilidade do modo *C* ainda é

uma questão que necessita ser verificada.

A influência do tamanho do domínio axial sobre o desenvolvimento das instabilidades foi analisada com mais atenção por Mittal e Balachandar (1997). Os resultados indicam que na região mais próxima do cilindro, a instabilidade do Modo B e seus sub-harmônicos dominam o escoamento. Porém, mais a jusante, observa-se a formação de instabilidades com comprimento de onda axial maior, as quais provocam uma reorganização das estruturas de vorticidade.

Além da influência do domínio axial sobre as instabilidades, os resultados apresentados por Mittal e Balachandar (1997) mostram que a previsão de quantidades globais, tais como força de arrasto médio e desvio padrão da flutuação da sustentação, convergem em direção aos resultados experimentais com o aumento do domínio na direção axial.

2.2 Escoamento ao redor de um cilindro próximo de um contorno plano

Embora o escoamento uniforme ao redor de cilindros circulares isolado tenha sido muito estudado (BARKLEY; HENDERSON, 1996; COUTANCEAU; DEFAYE, 1991; KARNIADAKIS; TRIANTAFYLLOU, 1992; MITTAL; BALACHANDAR, 1997; PERSILLON; BRAZA, 1998; ROSHKO, 1993; THOMPSON et al., 1996; WILLIAMSON, 1996a, 1996b; ZDRAVKOVICH, 1997; ZHANG et al., 1995), devido a sua importância teórica e prática, existem muitos exemplos de aplicações reais nas quais as estruturas cilíndricas se encontram próximas de uma superfície sólida ou de uma outra estrutura. O escoamento ao redor de oleodutos próximos ao leito do oceano, de trocadores de calor, de conjuntos de *risers* e de conjuntos de cabos de linhas de transmissão são alguns exemplos. Porém, este tipo de escoamento recebeu menor atenção que o escoamento ao redor de cilindro isolado.

A presença de um contorno modifica a dinâmica do escoamento quando comparado com o caso de um cilindro isolado, devido, basicamente, a três fatores: (i) a condição de impenetrabilidade da parede impede que a esteira se alargue; (ii) o escoamento sobre uma placa tem um perfil vertical de velocidade longitudinal não uniforme na frente do cilindro, que influencia o desprendimento de vórtices; (iii) a presença da condição de não deslizamento na parede pode provocar a separação da camada limite da placa, quando o afastamento (G) entre o cilindro e o contorno é muito pequeno, o que torna a estrutura da esteira mais complexa.

Os principais parâmetros que controlam a física deste problema são: a) relação entre a espessura da camada limite e o afastamento (δ/G); b) o gradiente transversal de velocidade longitudinal existente na camada limite ($K = \partial U / \partial y$), c) a razão de afastamento (G/D), e d)

a razão entre a espessura da camada limite e o diâmetro do cilindro (δ/D). Um esquema do escoamento ao redor de um cilindro próximo de um contorno plano identificando os principais fatores que influenciam o escoamento é mostrado na Figura 2.6.

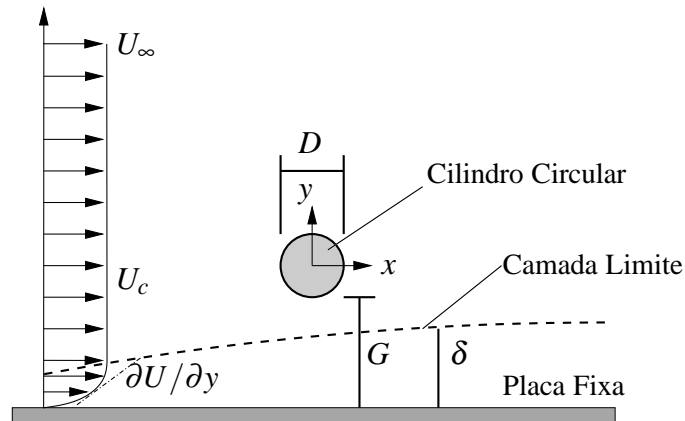


Figura 2.6: Esquema do escoamento ao redor de um cilindro próximo de um contorno plano.

Nas duas últimas décadas, vários trabalhos foram desenvolvidos com o objetivo de melhor entender a física do escoamento ao redor de um cilindro próximo de um contorno plano, principalmente para números de Reynolds moderados (ANGRILLI et al., 1982; BEARMAN; ZDRAVKOVICH, 1978; BURESTI; LANCIOTTI, 1979; GRASS et al., 1984; LEI et al., 1999; PRICE et al., 2002; TANIGUCHI; MIYAKOSHI, 1990; ZDRAVKOVICH, 1985).

Um dos primeiros trabalhos realizados sobre este assunto foi de Taneda (1965) (*apud* Price et al. (2002)), o qual realizou visualizações para baixo número de Reynolds ($Re_D = 170$) e para dois casos de razão de afastamento $G/D = 0,1$ e $0,6$. Os resultados mostram que para valores de $G/D = 0,1$ tem-se apenas uma linha de vórtices que se desprende do cilindro, enquanto que para valores de $G/D = 0,6$ recuperava-se a esteira de vórtices.

Os resultados experimentais apresentados por Bearman e Zdravkovich (1978), para $Re_D = 4,5 \times 10^4$, mostram que para valores da razão de afastamento maiores que $0,3 - 0,4$, definido como afastamento crítico $((G/D)_c)$, o desprendimento de vórtices e o número de Strouhal são independentes da distância do cilindro em relação ao contorno. Para valores menores ocorre a supressão do desprendimento regular de vórtices indicando a ausência da esteira de vórtices. Resultados semelhantes foram obtidos por Buresti e Lanciotti (1979).

Zdravkovich (1980) (*apud* Price et al. (2002)) confirmou a existência da supressão do desprendimento de vórtices, e mostrou que a razão de afastamento crítica é função do tipo de camada limite (para o caso laminar $(G/D)_c = 0,4$ e para o caso turbulento $(G/D)_c = 0,2$).

Os resultados apresentados por Angrilli et al. (1982), para G/D entre $0,5$ e $6,0$, contra-

riam os resultados anteriores, mostrando uma forte influência da razão de afastamento sobre o número de Strouhal para valores de G/D inferiores a 4,0, quando ocorre o aumento do número de Strouhal, consequência da intensificação da interação entre as camadas cisalhantes que se desprendem do cilindro provocado pelo efeito de confinamento gerado pela placa. A divergência entre estes resultados e os obtidos nos trabalhos anteriores foi atribuída por Angrilli et al. (1982) a dois fatores: *i*) os experimentos foram realizados para Re_D inferiores ao do regime sub-crítico ($Re_D = 2800 - 7600$), e *ii*) foi minimizado o efeito da camada limite mantendo o cilindro sempre fora desta.

Comportamento semelhante foi obtido por Grass et al. (1984), os quais estudaram o efeito no desprendimento de vórtices do gradiente de velocidade da camada limite e da razão de afastamento. Os resultados mostram um aumento do número de Strouhal com a redução da razão de afastamento G/D de 2,0 para 0,75, seguido de uma rápida redução para valores de G/D menores que 0,75, até a supressão do desprendimento de vórtices para valores de $(G/D)_c < 0,3$. O aumento do número de Strouhal foi associado à aceleração do escoamento entre o cilindro e a placa (para os casos laminar e turbulento), enquanto que a redução foi associada à formação de uma bolha de recirculação a montante do cilindro (para o caso laminar) e à formação de um jato livre a jusante, o qual dificulta a formação do vórtice no lado mais próximo da parede.

Além disso, Grass et al. (1984) observaram que o valor de referência adotado para o cálculo do número de Strouhal altera os resultados obtidos. A comparação dos resultados apresentados por Grass et al. (1984) com os anteriores, é difícil pois foi utilizada a velocidade local acima do cilindro para a definição do número de Strouhal.

Uma revisão dos efeitos da espessura da camada limite, gradiente transversal de velocidade e da razão de afastamento foi apresentada por Lei et al. (1999), para $Re_D = 1,3 \times 10^4$ e $\delta/D = 0,14$ a $2,89$. Estes observaram que em geral, a supressão dos vórtices ocorre entre $G/D = 0,2$ e $0,3$, dependendo da espessura da camada limite. O valor crítico da razão de afastamento $((G/D)_c)$ diminui com o aumento da espessura da camada limite. Além destes resultados, foi observado que o efeito da parede sobre o escoamento ao redor do cilindro é desprezível para valores de $G/D > 2,0$.

Os resultados experimentais obtidos por Price et al. (2002), para Re_D entre 1200 e 5000 e $\delta/D = 0,36$ e $0,42$, através do uso de velocimetria por imagem de partículas (*PIV*) e anemometria de filme quente, evidenciaram que o escoamento ao redor de um cilindro próximo de uma parede pode ser dividido em quatro regiões diferentes em função da razão de afastamento:

- G/D muito pequeno ($G/D \leq 0,125$): não ocorre desprendimento regular de vórtices; observa-se, no entanto, alguma periodicidade da camada cisalhante oposta à parede e a

separação da camada limite tanto a montante como a jusante do cilindro;

- G/D pequeno ($0,25 \leq G/D \leq 0,375$): tem-se um comportamento semelhante ao caso anterior, porém observa-se o emparelhamento (*pairing*) entre a camada cisalhante inferior do cilindro e a camada limite que se separa da parede, contrariando as sugestões de Grass et al. (1984) e Taniguchi e Miyakoshi (1990), os quais sustentavam que a camada cisalhante da parede e a da parte inferior do cilindro, as quais tem sinais contrários, se cancelam;
- G/D intermediário ($0,375 \leq G/D \leq 0,75$): observa-se o desprendimento de vórtices do cilindro o qual parece estar acoplado à separação da placa da camada limite. Além disso, tem-se uma redução significativa da região de separação a montante do cilindro; e,
- G/D elevado ($G/D > 1,0$): não ocorre mais a separação da camada limite e o escoamento é muito semelhante ao caso de um cilindro isolado.

Os resultados também mostraram que a variação do número de Strouhal com a razão de afastamento depende do número de Reynolds; para baixos números de Reynolds ($Re_D < 2600$) e $G/D < 2,0$, o número de Strouhal é significativamente maior que o caso do cilindro isolado. No entanto, para maiores números de Reynolds ($Re_D > 4000$) o Strouhal parece ser independente da razão de afastamento.

Outro resultado interessante é que não foi determinado um valor de G/D para o qual uma periodicidade da esteira não seja detectada, porém a periodicidade observada para valores de $G/D \leq 0,25$ está associada com a oscilação da camada cisalhante da parte superior do cilindro, ao contrário do que ocorre para um cilindro isolado, onde esta está associada ao desprendimento alternado de vórtices.

Uma análise numérica do escoamento ao redor de um cilindro próximo a uma parede foi realizada por Dipankar e Sengupta (2005), para número de Reynolds $Re_D = 1200$ e considerando apenas dois valores da razão de afastamento $G/D = 0,5$ e $1,5$. Segundo Dipankar e Sengupta (2005), a simulação numérica permite obter informações de boa qualidade para a região muito próxima da parede, comparada com as técnicas de visualização utilizadas por Price et al. (2002). A análise espectral do sinal da força de sustentação permitiu identificar a frequência de desprendimento de vórtices para os dois casos analisados por Dipankar e Sengupta (2005). Além disso, a análise do campo de vorticidade confirmou a existência de um descolamento da camada limite juntamente com o desprendimento de vórtices, como havia sido sugerido por Price et al. (2002).

No que se refere ao comportamento do coeficiente de arrasto, a influência da espessura da camada limite foi estudada por Zdravkovich (1985) para Re_D entre $0,48 \times 10^5$ e $3,0 \times 10^5$.

Os resultados demonstraram que a variação do coeficiente de arrasto depende mais da relação entre o afastamento e a espessura da camada limite (G/δ) do que da razão de afastamento (G/D). Para valores de $G/\delta > 1,0$ o arrasto é constante, enquanto que, para valores inferiores, observa-se uma redução do coeficiente de arrasto, atingindo um valor mínimo de 0,5 quando o cilindro encontra-se sobre a placa.

Resultados semelhantes foram obtidos por Taniguchi e Miyakoshi (1990), onde a redução das flutuações dos coeficiente de arrasto é explicada como consequência da laminarização do escoamento entre o cilindro e a parede, especialmente para os casos onde a camada limite do escoamento à montante é pequena.

Lei et al. (1999) mostram que os coeficientes de arrasto e sustentação são, geralmente, dominados pela razão de afastamento (G/D), desde que o cilindro esteja imerso dentro da camada limite. Caso contrário, este coeficiente é quase independente de G/D . No caso do cilindro estar parcial ou totalmente imerso dentro da camada limite ($G/\delta \approx 1$), o arrasto sofre uma redução com a diminuição de G/δ e com a razão de afastamento (G/D).

Resultados semelhantes foram obtidos por Dipankar e Sengupta (2005) por meio de simulações numéricas bidimensionais, confirmando a diminuição do valor médio do arrasto com a redução da razão de afastamento.

Em relação à força de sustentação, os resultados de Bearman e Zdravkovich (1978) mostram que, para pequenos valores da razão de afastamento, o ponto de estagnação se desloca em direção à parede, resultando no surgimento de uma força de sustentação que tende a afastar o cilindro da parede.

Fredsoe e Hansen (1984) tentaram explicar a origem da força de sustentação através do uso da teoria potencial. Dois casos foram analisados: um no qual o efeito da camada limite foi suprimido (cilindro rebocado) e outro onde existe a camada limite. Para o primeiro caso, a concordância entre os dados de Fredsoe et al. (1984) e a teoria potencial é muito boa. No segundo caso, os resultados da teoria potencial conseguem explicar qualitativamente a redução da sustentação para valores muito pequenos de $G/D < 0,1$.

Os resultados experimentais de Zdravkovich (1985) mostraram um comportamento mais complexo da força de sustentação comparada com a força de arrasto. Embora a sustentação seja fortemente influenciada pela razão de afastamento, o sentido desta força depende do tipo da camada limite. Para o caso em que foi utilizado um cilindro para perturbar a camada limite, foi observado um aumento do coeficiente de sustentação com a redução da razão de afastamento. No caso em que a camada limite foi perturbada utilizando uma grade, foi observado um valor negativo do coeficiente de sustentação, sem uma explicação por parte de Zdravkovich (1985)

para este comportamento.

Resultados semelhantes ao de Zdravkovich (1985) foram obtidos para a força de sustentação por Lei et al. (1999). O aumento da sustentação com a redução da razão de afastamento está associado ao deslocamento do ponto de estagnação em direção à parede, porém o efeito da parede só é importante para valores de $G/D < 1,5$. O valor negativo observado para o coeficiente de sustentação, por Lei et al. (1999), foi associado com a pequena distância a que o cilindro se encontrava do bordo de ataque da placa.

Os resultados de Taniguchi e Miyakoshi (1990) também confirmaram que a flutuação do coeficiente de sustentação é função da razão de afastamento, reduzindo a amplitude de oscilação com a redução da razão de afastamento, como consequência da laminarização do escoamento entre o cilindro e a parede.

As Tabelas 2.2 e 2.3 mostram um resumo das principais características e resultados obtidos nos trabalhos existentes sobre o escoamento ao redor de cilindro circular próximo a um contorno estacionário. Observa-se na Tabela 2.3 que existem pontos de divergência entre os resultados obtidos, devido à complexidade do problema e à quantidade de parâmetro envolvidos.

Assim sendo, neste trabalho foi proposto decompor este problema em casos mais simples, os quais permitam compreender os mecanismos físicos que governam a interação entre a camada limite e o desprendimento de vórtice de um cilindro circular. O escoamento foi dividido em quatro problemas (Fig. 2.7a):

- Caso *I* - Efeito de cisalhamento livre constante (Fig. 2.7b);
- Caso *II* - Efeito de confinamento - cilindro próximo de uma placa móvel (Fig. 2.7c);
- Caso *III* - Efeito de cisalhamento constante e confinamento - Couette (Fig. 2.7d);
- Caso *IV* - Efeito de cisalhamento linear e confinamento - Canal (Fig. 2.7e);

2.3 Escoamento livre com cisalhamento constante

Embora o escoamento uniforme ao redor de cilindros seja um problema clássico da mecânica dos fluidos e tenha sido bastante estudado, tanto experimental como numericamente (BAR-KLEY; HENDERSON, 1996; COUTANCEAU; DEFAYE, 1991; KARNIADAKIS; TRIAN-TAFYLLOU, 1992; MITTAL; BALACHANDAR, 1997; PERSILLON; BRAZA, 1998; ROSHKO, 1993; THOMPSON et al., 1996; WILLIAMSON, 1996a, 1996b; ZDRAVKOVICH, 1997;

Tabela 2.2: Resumo das principais características dos experimentos em escoamentos ao redor de cilindro próximo a uma placa fixa.

Referências	Ano	Re_D	It	G/D	δ/D	RA	B	Medições
BEARMAN; ZDRAVKOVICH	1978	$2,5 - 2,4 \times 10^4$	$< 0,2\%$	$0,0 - 3,5$	$\approx 0,8$	32	$< 2\%$	PM, HW, FV
BURESTI; LANCIOTTI	1979	$0,85 - 3,0 \times 10^5$	$\approx 0,9\%$	$0,0 - 2,5$	$\approx 0,1$	$\approx 6,5$	$\approx 11\%$	HW
ANGRILLI et al.	1982	2860, 3820 e 7640	$< 1,5\%$	$0,5 - 6,0$	$\leq 0,25$	9	$\approx 11\%$	FV, VM
GRASS et al.	1984	1470 - 4320	$\approx 15\%$	$0,0 - 2,0$	$0,28$ e $6,0$	20	14%	FV, VM, HF
ZDRAVKOVICH	1985	$0,48 - 3,0 \times 10^5$?	$0,0 - 2,0$	$0,42 - 0,97$	13,5 - 25	4 - 7%	FM
TANIGUCHI; MIYAKOSHI	1990	$9,4 \times 10^4$	$< 0,2\%$	$0,0 - 3,0$	$0,34 - 1,05$	14	7%	HF, FM, PM, FV
LEI et al.	1999	$1,3 \times 10^4$?	$0,0 - 3,0$	$0,14 - 2,89$			PM
PRICE et al.	2002	1200 - 4960	?		$0,36 - 0,42$	16,5	$\leq 9\%$	FV, HF

FV - Visualização do escoamento; HF - Filme quente; PM - medição de pressão; HW - Fio quente; It - intensidade da turbulência

Tabela 2.3: Resumo dos principais resultados dos experimentos em escoamento ao redor de cilindro próximo a uma placa fixa.

Referências	Supressão - $(G/D)_c$	Strouhal	Arrasto	Sustentação
BEARMAN; ZDRAVKOVICH	$\leq 0,3$	Independente de G/D	N.A.	$\overline{C_L} > 0$
BURESTI; LANCIOTTI	$< 0,2 - 0,4$	Cte p/ $G/D > 0,4$	N.A.	N.A.
ANGRILLI et al.	N.O.	$St \uparrow - G/D \downarrow$	N.A.	N.A.
GRASS et al.	0.3	$St \uparrow - 0,75 > G/D < 2$ e $St \downarrow - G/D < 0,75$; St in- depende de δ/D	N.A.	N.A.
ZDRAVKOVICH	N.A.	N.A.	$\overline{C_D}(\delta/G)$ e independente de G/D	$\overline{C_L}(G/D)$ e do tipo camada limite.
TANIGUCHI; MIYAKOSHI	$0,3 - \delta/D = 0,34$ $0,9 - \delta/D = 1,05$	\approx independente G/D .	C'_D reduz para $G/D <$ $(G/D)_c$.	C'_L reduz para $G/D <$ $(G/D)_c$.
LEI et al.	$0,2 - 0,3$ dependendo de δ .	$St(G/D, \Delta U/U)$	$\overline{C_D}(G/D)$ p/ $G/D < \delta$.	$\overline{C_L}(G/D)$ p/ $G/D <$ δ .
PRICE et al.	$G/D < 0,125$ embora observe periodicidade da camada cisalhante superior.	$St(Re)$; $Re > 4000 - St \approx$ cte	N.A.	N.A.

N.A. - Não analisado; N.O - Não observado

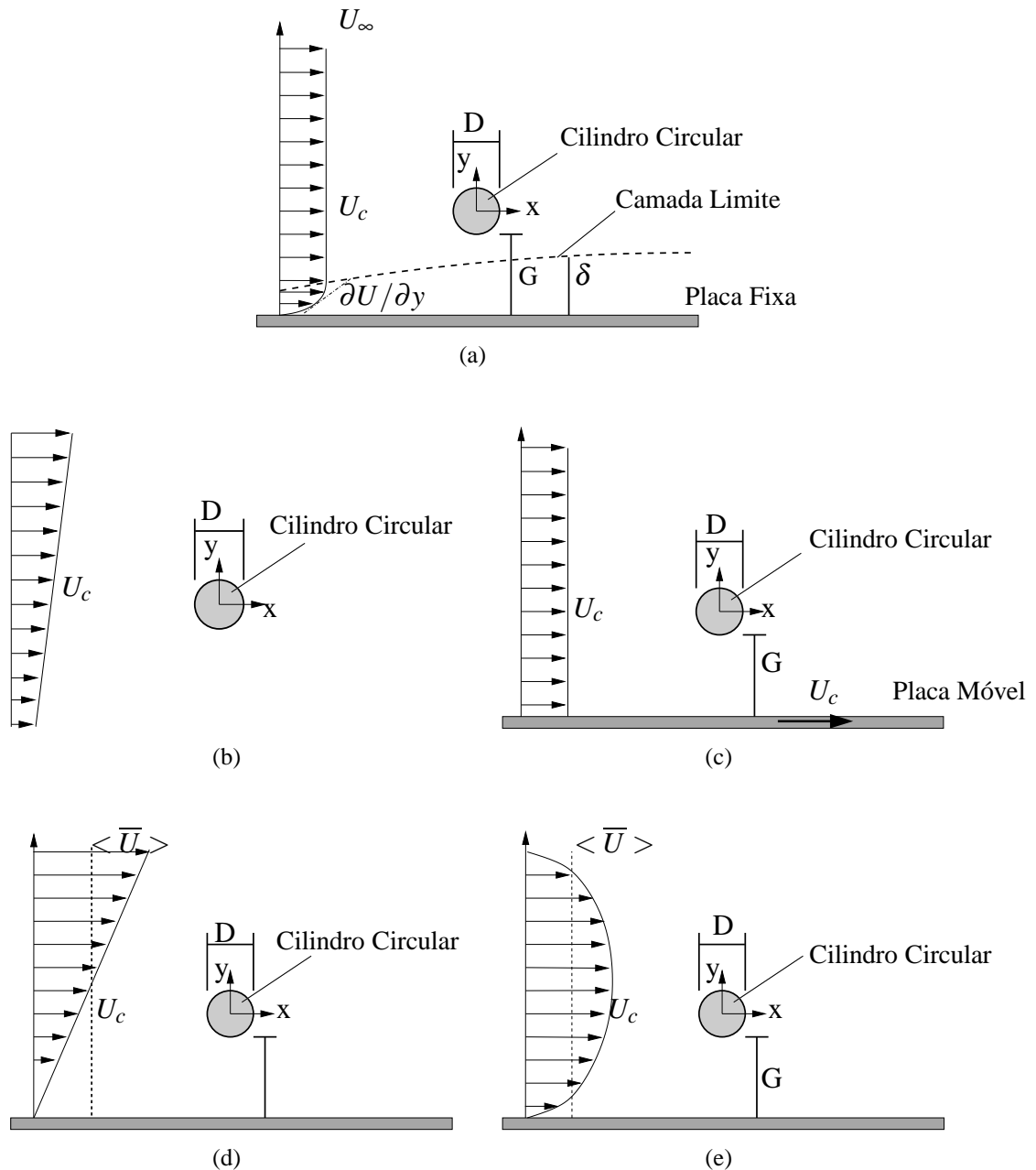


Figura 2.7: Esquema da decomposição do escoamento ao redor de um cilindro circular próximo de uma parede fixa. (a) Camada limite; (b) Escoamento livre com cisalhamento constante; (c) Placa móvel; (d) Escoamento com cisalhamento constante e confinamento (Couette) e (e) Escoamento com cisalhamento linear e confinamento (canal).

ZHANG et al., 1995), existem algumas aplicações particulares onde o escoamento possui um cisalhamento. Isto altera o desprendimento de vórtices e as forças hidrodinâmicas que atuam sobre o cilindro. O caso mais simples é o escoamento livre com cisalhamento constante, onde o perfil de velocidade longitudinal a montante do cilindro possui um gradiente de velocidade constante, definido como $K = \partial U(y) / \partial y$, sendo $U(y)$ a velocidade longitudinal média e y a coordenada transversal ou axial. Este escoamento é caracterizado pelo parâmetro adimensional

$$\beta = KD/U_c, \quad (2.1)$$

sendo D o diâmetro do cilindro e U_c a velocidade longitudinal na altura do eixo horizontal de simetria do cilindro do perfil de entrada.

Dependendo da orientação do cilindro em relação ao perfil de velocidade longitudinal, são possíveis duas configurações básicas para este escoamento: *a*) escoamento cisalhante axial, onde o vetor vorticidade é perpendicular ao eixo do cilindro (Fig. 2.8a); e *b*) escoamento cisalhante transversal, onde o vetor vorticidade é paralelo ao eixo do cilindro (Fig. 2.8b).

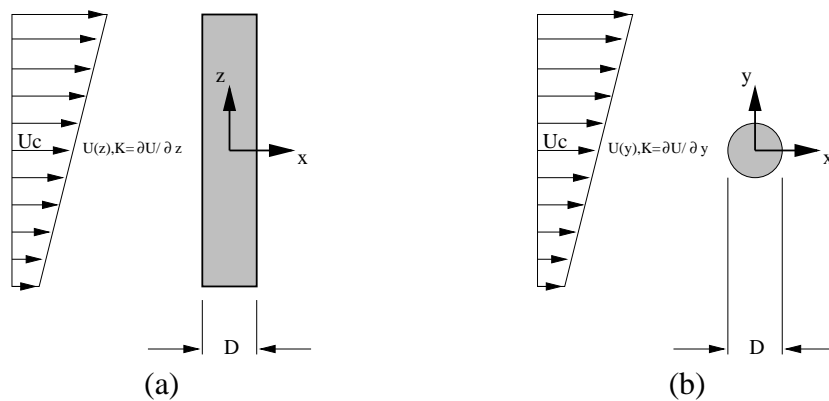


Figura 2.8: Escoamento livre com cisalhamento constante ao redor de um cilindro circular. (a) Cisalhamento axial e (b) Cisalhamento transversal.

O primeiro caso tem sido mais estudado, tanto numérica como experimentalmente, devido às várias aplicações práticas em engenharia, tais como *risers*, plataformas de petróleo e trocadores de calor (SILVESTRINI; LAMBALLAIS, 2004; SUMNER; AKOSILE, 2003). As principais características deste escoamento, segundo Sumner e Akosile (2003), são: *i*) células de despreendimento de vórtices, *ii*) variação axial da pressão de base e coeficiente de arrasto, e *iii*) menor número de Reynolds crítico.

Por outro lado, o segundo caso recebeu menor atenção (Fig. 2.8b), embora também existam muitas aplicações práticas na área de engenharia, tais como: oleodutos e emissários próximos do leito do oceano, pontes suspensas e cabos de linhas de transmissão. Além destes exemplos, este tipo de escoamento também é importante para o estudo da transição da camada limite induzida pela presença de pequenos corpos rombudos próximos de placas (BEARMAN; ZDRAVKOVICH, 1978).

O escoamento cisalhante transversal atraiu a atenção de pesquisadores apenas recentemente devido, principalmente, à dificuldade de gerar um escoamento com cisalhamento uniforme em laboratório (ZDRAVKOVICH, 1997). Na literatura, a maioria dos trabalhos anteriores sobre

este tema foram realizados usando simulações numéricas bidimensionais (AYUKAWA et al., 1993; EL-REFAEE; EL-TAHER, 1985; JORDAN; FROMM, 1972; LEI et al., 2000; TAMURA et al., 1980). Porém, nas duas últimas décadas, trabalhos experimentais também foram realizados (KIYA et al., 1992; KWON et al., 1992; SUMNER; AKOSILE, 2003).

No caso de cisalhamento transversal, a vorticidade gerada no cilindro do lado de maior velocidade do escoamento é maior que no outro lado do cilindro devido ao gradiente vertical de velocidade. Esta diferença de velocidade tende a retardar a separação no lado de maior velocidade ($S1$), devido ao deslocamento do ponto de estagnação na direção do lado de maior velocidade e a antecipar a separação no lado de menor velocidade ($S2$), devido à redução desta (Fig. 2.9).

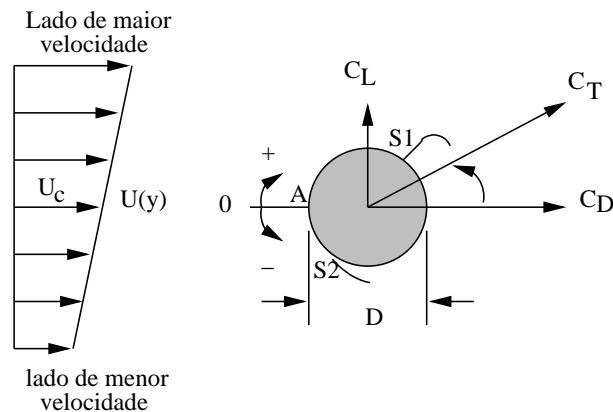


Figura 2.9: Esquema da influência do cisalhamento uniforme livre no desprendimento de vórtices.

A maior parte dos trabalhos sobre escoamento cisalhante uniforme livre foram realizados para números de Reynolds na faixa de 40 a 1000 e cisalhamento entre 0 a 0.25. Alguns trabalhos experimentais envolvem um faixa maior do número de Reynolds, variando de 40 a 9×10^4 .

Os resultados numéricos mostram que o ponto de estagnação se desloca na direção do lado de maior velocidade (JORDAN; FROMM, 1972; LEI et al., 2000; TAMURA et al., 1980), consequência da assimetria do campo de velocidade. Observa-se também o surgimento de uma força vertical média não nula, porém os resultados numéricos apresentam uma divergência quanto ao seu sentido. Os trabalhos de Jordan e Fromm (1972), El-Refae e El-Taher (1985) e Lei et al. (2000) indicam que a força de sustentação é negativa (no sentido da maior para a menor velocidade, Fig. 2.9), coerente com o deslocamento do ponto de estagnação e de acordo com os resultados apresentados por Sumner e Akosile (2003). Porém, os resultados de Tamura et al. (1980) (*apud* Sumner e Akosile (2003)) e Yoshino e Hayashi (1984) (*apud* Sumner e Akosile (2003)) indicam que a sustentação é positiva (no sentido da menor para a maior velocidade - Fig. 2.9). Os resultados de Wu e Chen (2000) (*apud* Sumner e Akosile (2003)) mostram

que a direção da força de sustentação pode ser tanto positiva como negativa, dependendo da intensidade do cisalhamento.

No que se refere à influência do cisalhamento sobre a intensidade da sustentação, observa-se uma concordância entre todos os trabalhos, os quais indicam uma relação de proporcionalidade direta entre o aumento da sustentação e o aumento do cisalhamento.

O mesmo ocorre em relação ao coeficiente de arrasto, pois os resultados também apresentam uma certa concordância (LEI et al., 2000; KWON et al., 1992; SUMNER; AKOSILE, 2003; HWANG; SUE, 1997), e todos indicam uma redução do arrasto com cisalhamento. A exceção são os trabalhos de Tamura et al. (1980) e El-Refaee e El-Taher (1985), os quais indicam um aumento do arrasto com o cisalhamento. Porém, estes dois trabalhos se destacam por simulações numéricas de curta duração onde o escoamento completamente desenvolvido não foi atingido.

Além dos coeficientes hidrodinâmicos, a frequência de desprendimento de vórtices também apresenta divergência de resultados. Os trabalhos experimentais de Kiya et al. (1992) e Kwon et al. (1992), juntamente com os resultados numéricos de Jordan e Fromm (1972), indicam que o número de Strouhal aumenta com o cisalhamento, o que representa um aumento da frequência de desprendimento de vórtices. Em oposição a estes resultados tem-se o trabalho experimental de Sumner e Akosile (2003) e os resultados numéricos de Lei et al. (2000), os quais indicam a redução do número de Strouhal com o aumento do cisalhamento.

Outro ponto de divergência também relacionado com o desprendimento de vórtices foi observado no trabalho experimental de Kiya et al. (1992), os quais observaram que o cisalhamento afeta o número de Reynolds crítico, no qual ocorre a formação da esteira de vórtices. Os resultados apresentados por aqueles autores indicam um aumento aproximadamente linear do número de Reynolds crítico com o cisalhamento e, para alguns caso com número de Reynolds entre 43 – 220 e elevado cisalhamento, ocorre a supressão do desprendimento de vórtices. É importante ressaltar que nenhum dos outros trabalhos, sejam experimentais ou numéricos, sobre o tema observaram a existência de tal fenômeno.

Um resumo das principais características dos trabalhos anteriores sobre o escoamento cisalhante transversal ao redor de um cilindro é apresentada na Tabela 2.4. Na Tabela 2.5 é apresentado um resumo dos principais resultados disponíveis, onde pode-se verificar alguns dos aspectos divergentes deste tema, confirmando a necessidade de aprofundar o estudo sobre a influência do cisalhamento no desprendimento de vórtices.

Também pode ser verificado na Tabela 2.4, que os resultados experimentais foram realizados com uma pequena razão de aspecto ($RA = 2 - 13$) e que a maioria dos trabalhos, princi-

Tabela 2.4: Resumo das principais características das publicações sobre escoamento cisalhante transversal ao redor de um cilindro circular isolado.

Referência	Ano	Tipo	Obstáculo	Grade	Inicialização	Re_D	β	It	RA	B
KIYA et al.	1992	Exp. CL	CC	—	N.I.	35 – 1500	0,00 – 0,25	N.I.	2,0 – 12,5	2,7 – 17,0%
KWON et al.	1992	Exp. TACFSL	CC	—	N.I.	600 – 1600	0,00 – 0,25	< 0,015	5,3 – 13,0	6,7 – 16%
SUMNER; AKOSILE	2003	Exp. TVBV	CC	—	N.I.	$4 \times 10^4 - 9 \times 10^4$	0,02 – 0,07	1,5%	18,4 – 12,3	1,8 – 2,7%
JORDAN; FROMM	1972	Num 2D	CC	CS	SP	400	0,05	N.I.	—	$\approx 1\%$
TAMURA et al.	1980	Num. 2D	CC	—	—	40,80	0,2 – 0,4, 0,2	N.I.	—	$\approx 2,0\%$
EL-REFAEE; EL-TAHER	1985	Num 2D	CC	CS	I	40;80	0,1;0,2 0,1	N.I.	—	$\approx 1\%$
LEI et al.	2000	Num 2D	CC	CS	N.I.	80 – 1000	0,00 – 0,25	N.I.	—	12,5%

Exp - experimental; Num - simulação numérica; CC - cilindro circular; CS - grade curvilínea com esticamento; I - impulsive startup; SP - solução potencial; CL - canal líquido; TACFSL - Experimental túnel de água de circuito fechado e superfície livre; TVBV - Túnel de Vento de baixa velocidade; N.I. - não informado; N.A. - não se aplica;

Tabela 2.5: Resumo dos principais resultados obtidos para escoamento cisalhante transversal ao redor de um cilindro circular isolado.

Referência	Ano	Supressão (G/D_c)	$Re_c = f(\beta)$	$St = f(\beta)$	$\overline{C_D} = f(\beta)$	$ \overline{C_L} = f(\beta)$
KIYA et al.	1992	Observada	\uparrow	$\uparrow p/\beta > 0.1$	N.M.	N.M.
KWON et al.	1992	Não Observada	—	\uparrow	\downarrow	N.M.
SUMNER; AKOSILE	2003	Não Observada	—	\downarrow	\downarrow	A (-)
JORDAN; FROMM	1972	Não Observada	—	$\uparrow 0,2$	N.M.	A (-)
TAMURA et al.	1980	Não Observada	—	N.M.	A	A (+)
EL-REFAEE; EL-TAHER	1985	N.I	N.I.	N.I.	A $Re = 40$	A(-) $Re = 40$;
LEI et al.	2000	Não Observado	—	\downarrow	\downarrow	A(-)

N.A. - Não se aplica; N.I. - Não informado; N.M. - Não medido; \uparrow - aumenta ; (-) no sentido da menor velocidade; \downarrow - diminui

palmente os numéricos, foram realizados com elevado valor de bloqueio ($B > 10\%$). Sabe-se atualmente que estes dois aspectos são responsáveis por grande parte das divergências observadas nos resultados de escoamento uniforme ao redor de cilindro circular isolado, e que estes parâmetros podem, em alguns casos, retardar o desprendimento de vórtices, podendo até provocar a sua supressão, como mostrado por Dauchy et al. (1997), Mittal (2001) e Sahin e Owens (2004).

2.4 Escoamento próximo a um contorno com ou sem cisalhamento

O caso mais simples de escoamento ao redor de um cilindro próximo de um contorno plano consiste no estudo do escoamento ao redor de um cilindro próximo de uma placa que se desloca com a mesma velocidade do escoamento. Neste caso, o efeito da variação do perfil de velocidade a montante do cilindro (cisalhamento), da variação da espessura da camada limite e do tipo de camada limite (laminar ou turbulenta) são suprimidos, devido ao deslocamento da placa com a mesma velocidade do escoamento.

No levantamento realizado na literatura foram encontradas poucas referências sobre este tema. Os principais trabalhos analisavam o efeito de uma parede móvel sobre o desprendimento de vórtices ao redor de um cilindro quadrado (ARNAL et al., 1991; BEARMAN, 1980; HWANG; YAO, 1997; SENIOR; ZHANG, 2001). A dinâmica do escoamento ao redor de um cilindro quadrado difere bastante do caso de um cilindro circular pois os pontos de desprendimento de vórtices são fixos e conhecidos a priori.

Além dos escoamentos ao redor de cilindros quadrados, também foi encontrado um estudo sobre o desprendimento de vórtices ao redor de metade de um cilindro próximo a uma placa móvel (KUMARASAMY; BARLOW, 1997). Neste caso devido às bordas do semicírculo, o ponto de separação é fixo, semelhantemente ao caso dos cilindros quadrados.

Os resultados numéricos obtidos por Kumarasamy e Barlow (1997), para um semicírculo, indicam que o número de Strouhal é independente da razão de afastamento. Não foi observada a supressão do desprendimento de vórtices, embora nos trabalhos experimentais realizados anteriormente por aqueles mesmos autores, a supressão do desprendimento de vórtices foi observada para valores da razão de afastamento igual a 0,33.

O coeficiente de sustentação médio aumenta com a redução da razão de afastamento, enquanto que o coeficiente de arrasto diminui. Os resultados diferem dos dados experimentais apresentados pelo próprio Kumarasamy e Barlow (1997) devido, principalmente, à qualidade

do modelo numérico utilizado.

O escoamento ao redor de um cilindro circular próximo a uma placa móvel pode, também, ser comparado com os valores médios obtidos para o caso de um cilindro rebocado, próximo de uma parede fixa, como por exemplo no trabalho de Taneda (1965) (*apud* (BEARMAN; ZDRAVKOVICH, 1978)). No entanto, Taneda (1965) não analisou nenhum dos parâmetros médios; foram realizadas apenas visualizações para verificar se existia ou não a supressão do desprendimento de vórtices com a aproximação do cilindro à placa.

O terceiro caso proposto na Seção 2.2, é estudar o escoamento ao redor de um cilindro considerando um cisalhamento constante. Neste caso, tem-se o efeito de um gradiente vertical constante de velocidade e de confinamento, e evita-se a influência da variação da espessura da camada limite, isto é, o escoamento é paralelo.

No levantamento realizado na literatura também foram encontradas poucas referências sobre este tema considerando um cilindro circular. Bhattachayya e Maiti (2004) analisaram este tipo de escoamento, porém ao redor de um cilindro quadrado. Como comentado anteriormente, a dinâmica neste caso difere bastante da do cilindro circular, devido a que o ponto de separação está sempre fixo nas arestas do cilindro.

A última alternativa de escoamento (Fig. 2.7e), é considerar o escoamento ao redor de um cilindro em um canal. Neste caso pode-se controlar o tipo de escoamento dentro do canal (laminar ou turbulento), têm-se os efeitos de cisalhamento não linear e confinamento, e evita-se a influência da camada limite.

Chakraborty et al. (2004) estudaram o efeito das paredes no escoamento ao redor de um cilindro circular situado no eixo de simetria de um canal, considerando o escoamento permanente e as paredes do canal se movendo com a mesma velocidade do escoamento. Estes analisaram o efeito do bloqueio sobre diferentes parâmetros característico do escoamento ao redor de um cilindro, tais como: o comprimento da zona de recirculação, o ângulo de separação e a força de arrasto.

Os resultado mostraram que o arrasto diminui com o aumento do número de Reynolds, para um dado valor de bloqueio. Por outro lado, para um dado número de Reynolds, o arrasto aumenta com o aumento do bloqueio. Quanto ao ângulo de separação, medido a partir do ponto de estagnação, e ao comprimento da zona de recirculação, os resultados indicaram um crescimento destes parâmetros com o aumento do número de Reynolds, para um bloqueio constante. Por outro lado, estes dois parâmetros diminuem com a redução do bloqueio.

O estudo do escoamento ao redor de um cilindro circular colocado simetricamente no centro

de um canal foi realizado por Chen et al. (1995) (*apud* (ZOVATTO; PEDRIZZETTI, 2001)). O objetivo daqueles autores foi determinar o efeito do bloqueio e do número de Reynolds, sobre a bifurcação do escoamento permanente simétrico para o regime de desprendimento de vórtices. As paredes foram introduzidas para tentar eliminar as discrepâncias entre os resultados numéricos e os experimentais, causadas pela idealização de não confinamento.

Zovatto e Pedrizzetti (2001) também estudaram numericamente o escoamento ao redor de um cilindro em um canal, principalmente o efeito da razão de afastamento sobre a dinâmica do escoamento. Os resultados indicam que a transição do escoamento permanente para o não permanente é retardada, devido à proximidade da parede. Nos casos onde ocorre o desprendimento de vórtices, a proximidade da parede impede a formação dos pares de vórtices e a esteira torna-se uma linha simples de vórtices, inibindo a transição do escoamento bidimensional para tridimensional. A supressão da linha de vórtices que se desprende do lado do cilindro mais próximo à parede, é devida à interação entre a camada cisalhante que se desprende do cilindro e a que se forma na parede (ZOVATTO; PEDRIZZETTI, 2001).

Os resultados de Zovatto e Pedrizzetti (2001) indicam que, para valores de $G/D > 1,0$, a variação do arrasto médio com o número de Reynolds local (baseado na velocidade na frente do cilindro) é semelhante ao caso não confinado. Por outro lado, para valores menores de G/D , o valor do arrasto aumenta com a proximidade da parede. Considerando valores muito pequenos da razão de afastamento, o cilindro comporta-se como se fosse um obstáculo montado sobre a superfície, atingindo o valor máximo de arrasto.

A força de sustentação tem um comportamento bem mais complexo, apresentando valores positivos e negativos, dependendo da combinação do número de Reynolds e da razão de afastamento. Zovatto e Pedrizzetti (2001) sugeriram a ocorrência de dois fenômenos como responsáveis por este comportamento. A força de sustentação positiva foi associada com o deslocamento do ponto de estagnação em direção da parede e o deslocamento da esteira na direção oposta à parede. Por outro lado, a força de sustentação negativa, observada em alguns casos, foi associada com a presença do cisalhamento do perfil de velocidade na frente do cilindro. Uma explicação clara para este fenômeno não foi apresentada.

3 Metodologia numérica

3.1 Equações Governantes

O comportamento de escoamentos incompressíveis é governado pela equação de Navier-Stokes, a qual consiste na conservação de quantidade de movimento. Dada em sua forma adimensional pela equação :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{\omega} \wedge \vec{u} = -\vec{\nabla} \pi + \frac{1}{Re_D} \nabla^2 \vec{u} + \vec{f}, \quad (3.1)$$

e a equação de conservação da massa:

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

sendo \vec{u} o campo de velocidade, π o campo de pressão modificada ($p + \rho \vec{u}^2/2$), $\vec{\omega}(\vec{x}, t)$ o campo de vorticidade dado pela relação $\vec{\omega} = \vec{\nabla} \wedge \vec{u}$, \vec{f} o campo de forças externas utilizado para representar o cilindro e Re_D o número de Reynolds ($Re_D = UD/\nu$). As equações anteriores e todos os parâmetros de cálculo foram adimensionalizadas utilizando a velocidade característica do escoamento (U) e o diâmetro do cilindro (D).

A formulação utilizada para o termo não linear da equação de quantidade de movimento é muito importante para limitar a influência dos erros numéricos que surgem devido às discretizações espacial e temporal. A formulação adotada para o termo não linear foi a formulação rotacional, dada pela Equação 3.1, a qual é numericamente mais estável aos erros de truncamento¹ e dobramento² (*aliasing*) (KRAVCHENKO; MOIN, 1997).

A escolha da metodologia utilizada para resolver as equações de Navier-Stokes é um fator determinante para a qualidade dos resultados. No caso de escoamentos transicionais e turbulentos, as técnicas mais empregadas são:

¹Erros de truncamento resultam da discretização numérica das derivadas.

²Erros de dobramento surgem do cálculo dos termos não lineares em uma malha discreta.

- 1) Simulação Numérica Direta (*DNS - Direct Numerical Simulation*),
- 2) Simulação de Grandes Escalas (*LES - Large Eddy Simulation*).

Nas simulações numéricas diretas, as equações de Navier-Stokes são resolvidas para todas as escalas do escoamento, das maiores e mais energéticas (impostas pela configuração geométrica) até as menores (escala de Kolmogorov) sem precisar adicionar equações de fechamento. A principal restrição desta técnica está relacionada com o custo de cálculo computacional, pois o número de graus de liberdade é função do número de Reynolds, o que limita a aplicação da *DNS* a baixos números de Reynolds.

A simulação de grandes escalas (*LES*) permite aumentar o número de Reynolds em relação à *DNS*, através da introdução de um filtro que separa as grandes das pequenas escalas. A técnica de *LES* resolve as equações completas de Navier-Stokes apenas para as maiores escalas (mais energéticas), enquanto que as pequenas escalas são parametrizadas com a incorporação de um modelo sub-malha.

Dentre as duas técnicas descritas anteriormente, neste trabalho optou-se por utilizar a simulação numérica direta, para estudar o efeito do cisalhamento e da proximidade de um contorno sobre o desprendimento de vórtices de um cilindro circular.

3.2 Discretização espacial

Os métodos numéricos utilizados para a simulação de escoamentos transicionais e turbulentos necessitam reproduzir com precisão a evolução de todas as escalas de comprimento e de tempo, definidas pela física do problema. A discretização espacial define a escala de comprimento que pode ser representada, enquanto que o tipo do esquema utilizado define a precisão com que tais escalas serão resolvidas pelo modelo numérico.

No código adotado, o esquema de diferenças finitas compactos proposto por Lele (1992), foi utilizado para a discretização espacial das derivadas nas três direções (x,y,z). Este esquema possui um comportamento quase espectral, descrevendo bem as pequenas escalas existentes nos escoamentos turbulentos (SILVESTRINI; LAMBALLAIS, 2002). Este comportamento pode ser evidenciado através da análise de Fourier do erro associado com a discretização espacial utilizada, sendo esta uma técnica clássica para a comparação de diferentes esquemas de discretização (LELE, 1992).

Com a finalidade de verificar a equivalência entre as derivadas no espaço físico e as derivadas no espaço espectral, pode-se comparar o efeito da discretização sobre um modo de Fourier

$f(x) = \cos(kx)$. Analiticamente sabe-se que a derivada desta função é $f'(x) = -k\sin(kx)$. Considerando o esquema central de diferenciação em uma grade uniforme tem-se

$$f'(x) = \frac{1}{2h}\cos(k(x+h)) - \frac{1}{2h}\cos(k(x-h)), \quad (3.3)$$

$$= -\frac{\text{sen}(kh)}{h}\text{sen}(kx), \quad (3.4)$$

$$= -k_m\text{sen}(kx). \quad (3.5)$$

Verifica-se na Eq. 3.5 que onde se esperava $-k\text{sen}(kx)$ encontra-se para este esquema um número de onda modificado $k_m = \text{sen}(kh)/h$. Utilizando uma metodologia semelhante a esta pode-se determinar o número de onda modificado para o caso de esquemas compactos.

A Figura 3.1 mostra a variação do número de onda modificado (k_m) com o número de onda (k) para vários esquemas diferentes. Fica evidente nesta figura que, comparando os esquemas clássicos de diferenças centradas de segunda e sexta ordem, os esquemas compactos de quarta e sexta ordem ficam mais próximos da diferenciação exata para um maior intervalo de números de onda.

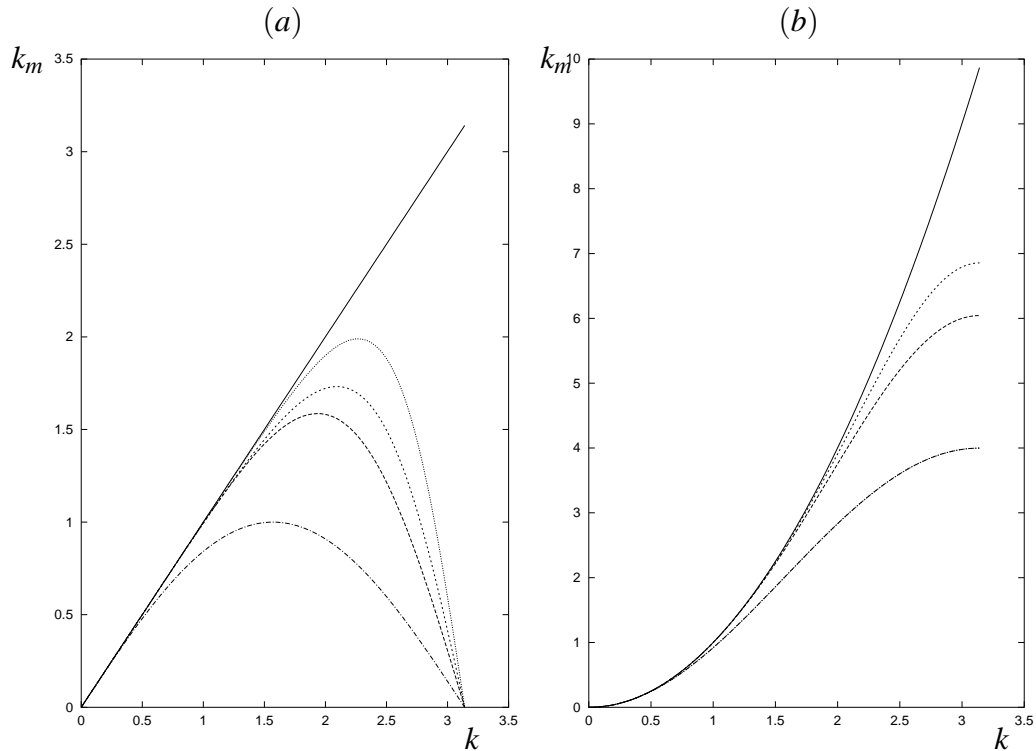


Figura 3.1: Gráfico da variação do número de onda modificado versus o número de onda: *a*) primeira derivada, e *b*) segunda derivada (— : derivação exata; - - - - : esquema explícito de 2a ordem; - - - : esquema explícito 6a ordem; . . . : esquema compacto de 4a ordem; : esquema compacto de 6a ordem)

Outra característica deste método é o pequeno erro de anisotropia, o qual é crucial para problemas onde a grade computacional não se ajusta com a direção principal do escoamento (LAMBALLAIS, 2004; LELE, 1992). Maiores detalhes sobre o comportamento quase espectral dos esquemas de diferenças finitas compactos pode ser encontrado no trabalho de Lele (1992).

Dentre os esquemas compactos foi utilizado um esquema de sexta ordem para o cálculo das derivadas em todos os pontos do domínio, com exceção das regiões próximas às fronteiras de entrada e saída, no caso de simulações espaciais, onde esquemas de quarta e terceira ordem foram adotados para o cálculo das derivadas na direção x .

A primeira e a segunda derivadas, no interior do domínio, são calculadas utilizando:

$$\alpha' f'_{i-1} + f'_i + \alpha' f'_{i+1} = a' \frac{f_{i+1} - f_{i-1}}{2\Delta x} + b' \frac{f_{i+2} - f_{i-2}}{4\Delta x}, \quad (3.6)$$

$$\alpha'' f''_{i-1} + f''_i + \alpha'' f''_{i+1} = a'' \frac{f_{i+1} - 2f_i + f_{i-1}}{\Delta x^2} + b'' \frac{f_{i+2} - 2f_i + f_{i-2}}{4\Delta x^2}. \quad (3.7)$$

O esquema de sexta ordem é obtido utilizando os seguintes valores para os parâmetros:

$$\alpha' = 1/3 \quad a' = 14/9 \quad b' = 1/9 \quad \text{para Eq. (3.6),}$$

$$\alpha'' = 2/11 \quad a'' = 12/11 \quad b'' = 3/11 \quad \text{para Eq. (3.7).}$$

Para o cálculo da primeira e da segunda derivada nos pontos de contorno ($i = 1$ e $i = nx$) foi utilizado um esquema de terceira ordem descentrado, dado por:

$$f'_1 + \alpha'_1 f'_2 = \frac{a'_1 f_1 + b'_1 f_2 + c'_1 f_3 + d'_1 f_4}{\Delta x}, \quad (3.8)$$

$$f''_1 + \alpha''_1 f''_2 = \frac{a''_1 f_1 + b''_1 f_2 + c''_1 f_3 + d''_1 f_4}{\Delta x^2}, \quad (3.9)$$

com os seguintes valores para os parâmetros:

$$\alpha'_1 = 2, \quad a'_1 = -5/2, \quad b'_1 = 2, \quad c'_1 = 1/2 \quad e \quad d'_1 = 0 \quad \text{para Eq. (3.8),}$$

$$\alpha''_1 = 11, \quad a''_1 = 13, \quad b''_1 = -27, \quad c''_1 = 15 \quad e \quad d''_1 = -1 \quad \text{para Eq. (3.9).}$$

Para os pontos vizinhos aos contornos ($i = 2$ e $i = nx - 1$) é utilizado um esquema de quarta ordem centrado, dado por:

$$\alpha'_2 f'_1 + f'_2 + \alpha'_2 f'_3 = a'_2 \frac{f_3 - f_1}{2\Delta x}, \quad (3.10)$$

$$\alpha''_2 f''_1 + f''_2 + \alpha''_2 f''_3 = a''_2 \frac{f_3 - 2f_2 + f_1}{2\Delta x^2}, \quad (3.11)$$

com os seguintes valores dos parâmetros:

$$\alpha_2' = 1/4, \quad a_2' = 3/2 \quad \text{para Eq. (3.10),}$$

$$\alpha_2'' = 1/10, \quad a_2'' = 6/5 \quad \text{para Eq. (3.11).}$$

3.3 Discretização temporal

A discretização temporal das equações de Navier-Stokes está relacionada com o custo computacional e com a qualidade pretendida para os resultados. Três fatores devem ser levados em consideração na escolha do esquema utilizado para esta discretização: a precisão, o consumo de memória, e o tempo de cálculo.

Os métodos de Runge-Kutta, principalmente os de segunda, terceira e quarta ordem, são comumente aplicados para a discretização temporal. Estes esquemas necessitam armazenar 2, 3 e 4 vezes o número de pontos da malha por variável.

Os esquemas de segunda ordem, embora apresentem uma pequena exigência quanto ao armazenamento, possuem baixa precisão. Por outro lado, esquemas de maior precisão requerem um aumento considerável no custo de armazenamento. Uma alternativa é a utilização do esquema de Runge-Kutta modificado por Williamson (1980), caracterizado por um baixo armazenamento (duas vezes o número de pontos para cada variável). No código é utilizado um esquema de Runge-Kutta de terceira ordem de baixo armazenamento, mais preciso e computacionalmente mais econômico que um esquema de segunda ordem do tipo Adams-Bashfort, pois permite um maior passo de integração (LAMBALLAIS, 1996).

A equação de quantidade de movimento (Eq. 3.1) pode ser reescrita como:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = \vec{F}(\vec{u}) - \vec{\nabla} \pi, \quad (3.12)$$

sendo

$$\vec{F}(\vec{u}) = \vec{f} + \frac{1}{Re_D} \nabla^2 \vec{u} - \vec{\omega} \wedge \vec{u}. \quad (3.13)$$

Integrando a Equação 3.12 entre os instantes de tempo $t^{(n)}$ e $t^{(n+1)}$ obtém-se diretamente:

$$\int_{t_n}^{t_{n+1}} \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} dt = \int_{t_n}^{t_{n+1}} \vec{F}(\vec{u}) dt - \int_{t_n}^{t_{n+1}} \vec{\nabla} \pi, \quad (3.14)$$

e colocando

$$p^{n+1} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_n}^{t_{n+1}} \pi dt, \quad (3.15)$$

obtém-se

$$\frac{\vec{u}^{n+1} - \vec{u}^n}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_n}^{t_{n+1}} \vec{F}(\vec{u}) dt - \vec{\nabla} \pi^{n+1}. \quad (3.16)$$

Para resolver a Equação 3.16, deve-se levar em consideração a condição de incompressibilidade. A equação 3.16 é avaliada em duas etapas, introduzindo um campo de velocidade intermediário \vec{u}^* :

$$\frac{\vec{u}^* - \vec{u}^n}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_n}^{t_{n+1}} \vec{F}(\vec{u}) dt, \quad (3.17)$$

$$\frac{\vec{u}^{n+1} - \vec{u}^*}{\Delta t} = -\vec{\nabla} \pi^{n+1}. \quad (3.18)$$

O campo de pressão é calculado aplicando a divergência na equação 3.18. Devido à equação de conservação da massa (Eq. 3.2), o campo de pressão π^{n+1} é solução da equação de Poisson:

$$\nabla^2 \pi^{n+1} = \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{u}^*}{\Delta t}. \quad (3.19)$$

A integração da eq. 3.16 é efetuada em 3 sub-passos de tempo, utilizando o esquema de Runge-Kutta de terceira ordem de baixo armazenamento proposto por Williamson (1980) e dado por:

$$\frac{1}{\Delta t} \int_{t_n}^{t_{n+1}} \vec{F}(\vec{u}) dt = \alpha_p \vec{F}(\vec{u}_{p-1}) + \beta_p \vec{F}(\vec{u}_{p-2}) - \gamma_p \vec{\nabla} \pi^p, \quad (3.20)$$

sendo $p = 1, 2, 3$ e $\vec{u}_0 = \vec{u}_n$ e $\vec{u}_3 = \vec{u}_{n+1}$. Os coeficientes da Eq. 3.20, dados por Williamson (1980), são:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \frac{8}{15}, & \alpha_2 &= \frac{5}{12} & e & \alpha_3 &= \frac{3}{4}, \\ \beta_1 &= 0, & \beta_2 &= -\frac{17}{60} & e & \beta_3 &= -\frac{5}{12}. \end{aligned}$$

O tratamento da incompressibilidade é realizado com a ajuda de um método de passo fracionário:

$$\frac{\vec{u}^{p*} - \vec{u}^{p-1}}{\Delta t} = \alpha_p \vec{F}(\vec{u}^{p-1}) + \beta_p \vec{F}(\vec{u}^{p-2}). \quad (3.21)$$

O campo de velocidade \vec{u}^p é corrigido pelo gradiente da pressão

$$\frac{\vec{u}^p - \vec{u}^{p*}}{\Delta t} = -\vec{\nabla} \pi^p, \quad (3.22)$$

após a resolução de uma equação de Poisson deduzida da condição de incompressibilidade,

aplicada à equação anterior,

$$\nabla^2 \pi^p = \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{u}^{p*}}{\gamma_p \Delta t}. \quad (3.23)$$

A solução da equação de Poisson para a pressão (Eq. 3.23), geralmente consome a maior parte do tempo de integração em uma *DNS*, principalmente para casos tridimensionais. Uma alternativa para contornar este problema consiste em resolver a equação de Poisson no espaço espectral, total ou parcialmente. O código adotado usa, para simulações com desenvolvimento espacial, a metodologia proposta por Lamballais (1996). Esta permite que as direções que possuem periodicidade sejam tratadas no espaço espectral (y e z), e a direção não periódica seja tratada no espaço físico diretamente, através do uso do esquema de diferenças finitas compactas descrito anteriormente (Sec. 3.2).

Uma nova formulação para a resolução desta equação foi recentemente proposta por Laizet e Lamballais (2004), a qual permite tratar as três direções no espaço espectral, através de uma expansão adequada em séries de Fourier da direção longitudinal (x).

A condição de estabilidade do esquema de Runge-Kutta é dada pela condição de Courant-Friedrichs-Lewys (*CFL*) (LELE, 1992), dada por:

$$\Delta t = \frac{\sqrt{3} \Delta x}{1.989 U_\infty}. \quad (3.24)$$

3.4 Método de fronteiras virtuais

Um dos grandes desafios para se estudar os escoamentos incompressíveis ao redor de corpos rombudos complexos é como definir tais geometrias dentro da malha. Em Dinâmica de Fluidos Computacional (*CFD*) é comum o uso de malhas que se ajustam à superfície do corpo, sejam curvilíneas ou não-estruturadas. Esta abordagem tem a vantagem de permitir descrever pequenos detalhes da geometria de interesse, além de facilitar a implementação das condições de contorno sobre o corpo. A principal desvantagem deste método está relacionada com a transformação de coordenadas, que exige gerar malhas sofisticadas, comprometendo a precisão, devido às distorções da malha.

Uma alternativa que vem sendo muito utilizada, principalmente nas duas últimas décadas, são os chamados métodos de fronteiras virtuais (FADLUN et al., 2000; GOLDSTEIN et al., 1993; LINNICK; FASEL, 2003; MOSER, 2002; PARNAUDEAU et al., 2003; SAIKI; BIRINGEN, 1996; TERZI et al., 1996). Nestes métodos, o objeto não está presente, este é modelado

através de um campo de força externo acrescentado às equações de conservação de quantidade de movimento. Assim sendo, não é preciso definir as condições de contorno sobre o corpo e a malha não precisa ser adaptada para incluir o objeto.

Várias formulações diferentes têm sido propostas na literatura para determinar este campo, destacando-se os métodos de: (i) força interativa (*feedback force* (GOLDSTEIN et al., 1993)), (ii) força analítica, e, (iii) ajuste direto (*direct setting* (FADLUN et al., 2000)). Estes métodos baseiam-se na idéia de criar um campo capaz de "congelar" o escoamento na região do corpo.

A formulação para força interativa proposta por Goldstein et al. (1993) é dada por:

$$\vec{f} = \alpha^* \int_0^t (\vec{u}(x_s, t) - \vec{u}_s) dt + \beta^* (\vec{u}(x_s, t) - \vec{u}_s), \quad (3.25)$$

sendo α^* e β^* duas constantes negativas que controlam a intensidade desta força. A Equação 3.25 representa um oscilador harmônico amortecido, com frequência dada por $\frac{1}{2\pi} \sqrt{|\alpha^*|}$ e amortecimento dado por $-\beta^*/(2\sqrt{|\alpha^*|})$ (FADLUN et al., 2000).

O método de força analítica é uma simplificação do método anterior, onde o termo de integração no tempo é eliminado. O principal problema deste método é a restrição do passo de tempo para garantir que a velocidade residual sobre a superfície do obstáculo permaneça muito pequena.

No método de ajuste direto, o termo forçante é ajustado de maneira a verificar diretamente que a velocidade seja nula sobre o contorno, sem a necessidade de ajuste de nenhuma constante e nenhuma restrição ao passo de integração. Mais detalhes sobre o método de ajuste direto podem ser encontrados em Lamballais e Silvestrini (2002) e Parnaudeau et al. (2003).

O novo termo adicionado à equação de quantidade de movimento gera uma singularidade no campo de velocidade. Várias formulações foram propostas para corrigir este problema (FADLUN et al., 2000; GOLDSTEIN et al., 1993; LINNICK; FASEL, 2003; MOSER, 2002; PARNAUDEAU et al., 2003), que se torna mais importante quando os métodos de fronteiras virtuais são utilizados junto com esquemas de diferenças finitas de alta ordem, tais como os esquemas compactos. Lamballais e Silvestrini (2002) mostraram o surgimento de oscilações espúrias na proximidade do obstáculo, as quais não foram observadas em trabalhos anteriores baseados em esquemas de segunda ordem.

Recentemente, Linnick e Fasel (2003) apresentaram uma proposta para corrigir o efeito da descontinuidade provocada pela utilização do termo forçante. Porém, é interessante ressaltar que, mesmo utilizando a correção para a descontinuidade, Linnick e Fasel (2003) utilizaram uma resolução muito alta para representar o cilindro ($72\Delta x$ na direção x e $87\Delta y$ na direção y). É

possível que o termo de correção da descontinuidade, não seja o responsável pela melhora nos resultados, mas sim a alta resolução utilizada para representar o obstáculo.

Uma abordagem alternativa para este problema está sendo atualmente estudada por Parnau-deau et al. (2003), a qual consiste em gerar uma recirculação no interior do corpo, evitando assim a descontinuidade das derivadas sobre o contorno do obstáculo. Os resultados preliminares indicam uma excelente concordância entre o número de Strouhal e o comprimento de recirculação. A grande vantagem desta metodologia em relação à proposta por Linnick e Fasel (2003), é que este método não requer uma resolução tão grande junto ao corpo, reduzindo assim o esforço computacional.

No presente código foi adotada a metodologia de força interativa proposta por Goldstein et al. (1993). Segundo Fadlun et al. (2000), esta possui uma precisão de primeira ordem. A integração da Equações 3.25 é feita utilizando o mesmo esquema de Runge-Kutta descrito na Seção 3.3. Esta discretização explícita induz uma nova restrição ao passo de tempo de integração para garantir a estabilidade, dada por:

$$\Delta t < \frac{-\beta^* - \sqrt{\beta^{*2} - 2\alpha^*}}{\alpha^*} \sqrt{3}. \quad (3.26)$$

Uma descrição mais detalhada da implementação deste método pode ser encontrada em Ribeiro (2002) e em Lamballais e Silvestrini (2002).

3.5 Esquema compacto de filtragem

O uso do método de fronteiras virtuais juntamente com esquemas de diferenças finitas compactas, gera perturbações espúrias na região próxima ao obstáculo (LAMBALLAIS; SILVESTRINI, 2002), as quais podem ser eliminadas através do uso de um filtro espacial aplicado para o termo não linear e de força de campo, em cada sub-passo de integração. A aplicação deste filtro, apenas nestes dois termos, evita o efeito causado pelo acúmulo de filtragem aplicada diretamente sobre toda a solução. Outra vantagem do uso do filtro é reduzir o efeito do erro de dobramento (*aliasing*) em todo o domínio computacional.

O filtro utilizado baseia-se no esquema compacto, semelhante ao utilizado para a discretização espacial das equações de Navier-Stokes. Este filtro é aplicado nas três direções, para todos os pontos do domínio, exceto para os da entrada e saída, onde um esquema semelhante ao proposto por Lele (1992) é utilizado. A expressão para o filtro é dada por:

$$\begin{aligned} \hat{\beta}\hat{f}_{i+2} + \hat{\alpha}\hat{f}_{i+1} + \hat{f}_i + \hat{\alpha}\hat{f}_{i-1} + \hat{\beta}\hat{f}_{i-2} = \\ af_i + \frac{b}{2}(f_{i+3} + f_{i-3}) + \frac{c}{2}(f_{i+2} + f_{i-2}) + \frac{d}{2}(f_{i+1} + f_{i-1}), \end{aligned} \quad (3.27)$$

sendo \hat{f} o valor da função f filtrada (LELE, 1992; SILVESTRINI; LAMBALLAIS, 2002). Os coeficientes do filtro foram escolhidos de maneira a preservar a precisão global da discretização espacial (sexta ordem) e afetar apenas as pequenas escalas do escoamento. Os coeficientes da Equações 3.27 dados por Lele (1992), são:

$$\begin{aligned} \hat{\beta} = \frac{3-2\hat{\alpha}}{10}, \quad a = \frac{2+3\hat{\alpha}}{4}, \quad b = \frac{6+7\hat{\alpha}}{7} \\ c = \frac{6+\hat{\alpha}}{20}, \quad d = \frac{2-3\hat{\alpha}}{40}, \quad \hat{\alpha} = 0.45. \end{aligned}$$

3.6 Condições de Contorno

A especificação das condições de contorno para uma *DNS* é uma das tarefas mais difíceis na modelagem numérica de escoamentos transicionais e turbulentos, principalmente, as condições de entrada e saída do domínio de integração. A principal dificuldade é garantir que estas condições não produzam reflexões para dentro do domínio computacional.

A condição de contorno da entrada depende do tipo de escoamento analisado. Neste trabalho foram utilizados quatro tipos de perfis de velocidade para a entrada:

- 1) perfil de velocidade longitudinal uniforme ($U_1 = U_2$)(Caso *I*);
- 2) perfil de velocidade longitudinal com uma região de cisalhamento constante (Caso *II*);
- 3) perfil de velocidade longitudinal com cisalhamento constante próximo a uma placa (Caso *III*); e
- 4) perfil de velocidade longitudinal com cisalhamento linear próximo a uma placa (Caso *IV*).

As equações dos perfis são dadas por:

sendo U_1 e U_2 as velocidades superior e inferior do escoamento, respectivamente, e L'_y a região de cisalhamento constante para o caso *II*. No caso em que $U_1 = U_2$, tem-se escoamento uniforme. Nos casos *III* e *IV*, U_{max} é a velocidade máxima do perfil e $h = L_y/2$.

As demais componentes de velocidade, transversal (v) e axial (w), foram adotadas nulas. Nas simulações bidimensionais não foi utilizado nenhum ruído sobreposto aos perfis de entrada.

Escoamento	Equação
<i>I e II</i>	$u(y) = \frac{U_1+U_2}{2} + \frac{U_2-U_1}{12} \frac{D}{L_y} \ln \left(\frac{\cosh(\frac{6}{D}(y+\frac{L_y}{2}))}{\cosh(\frac{6}{D}(y-\frac{L_y}{2}))} \right)$
<i>III</i>	$u(y) = U_{max} \left(\frac{y}{2h} \right)$
<i>IV</i>	$u(y) = U_{max} \left(1 - \frac{y^2}{h^2} \right)$

A condição de contorno de saída é, sem dúvida, a mais difícil de ser tratada pois o seu comportamento afeta de maneira direta a qualidade dos resultados obtidos. Observa-se na literatura uma grande quantidade de trabalhos dedicados a este tema. Para o caso de escoamento ao redor de cilindro circular isolado, é bastante utilizada a equação de convecção simples, dada por:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + U_{conv} \frac{\partial \vec{u}}{\partial x} = 0, \quad (3.28)$$

sendo U_{conv} igual à velocidade média de convecção dos vórtices da esteira de von Kármán, calculada para cada passo de tempo. De acordo com Akselvoll e Moin (1996), a degradação do escoamento imposta por esta condição é suave e permanece confinada próxima à região de saída.

Para todas as simulações bidimensionais foi empregada a condição de deslizamento livre nos contornos superior ($y = L_y$) e inferior ($y = 0$). A Figura 3.2 mostra um esquema das condições de contorno aplicadas.

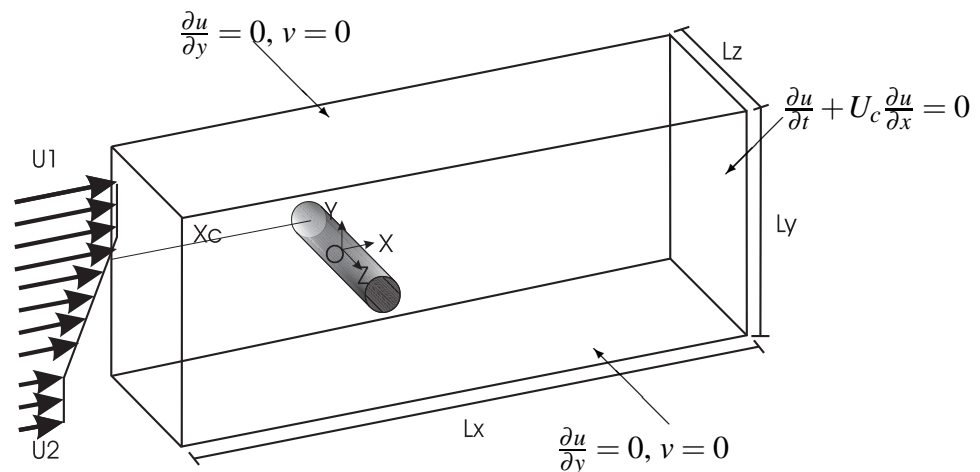


Figura 3.2: Esquema das condições de contorno.

3.7 Cálculo das forças hidrodinâmicas

Todo corpo imerso em um escoamento de fluido viscoso sofre a ação de uma força provocada pelo escoamento, chamada de força hidrodinâmica ou aerodinâmica. Esta força é consequência da distribuição de pressão e tensão de cisalhamento sobre o corpo e pode ser expressa como:

$$\vec{F} = \int_S p(-\vec{n})dA + \int_S \tau(\vec{s})dA, \quad (3.29)$$

sendo p a pressão, τ a tensão cisalhante, S a superfície do corpo, dA o elemento de área, \vec{n} o versor normal exterior a dA , \vec{s} é o versor tangencial a dA .

As componentes desta força nas direções do escoamento principal e na direção normal a este são conhecidas como a força de arrasto (F_D) e de sustentação (F_L), respectivamente.

No caso de escoamento ao redor de corpos com desprendimento de vórtices, tem-se que a distribuição de pressão e tensão de cisalhamento variam periodicamente junto com o processo de desprendimento de vórtices, atribuindo um caráter oscilatório às componentes da força hidrodinâmica.

A força de arrasto oscila ao redor de uma média não nula, com o dobro da frequência do desprendimento de vórtices, enquanto que a força de sustentação oscila em torno de uma média nula (no caso de escoamento simétrico), com a mesma frequência que a do desprendimento de vórtices.

Pelo exposto anteriormente, para o cálculo das forças hidrodinâmicas é necessário conhecer a distribuição de pressão e da tensão de cisalhamento sobre a superfície do corpo. No caso do código adotado, isto não é possível devido ao uso do método de fronteiras virtuais, pois a geometria do corpo é independente da malha cartesiana utilizada para o cálculo do campo de velocidade e pressão.

A alternativa é utilizar o método de volume de controle (Fig. 3.3). O volume de controle está limitado pelas superfícies S_1 e S_2 . Utilizando a formulação integral da equação de quantidade de movimento dada por:

$$\sum \vec{F} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{VC} \vec{u}\rho dV + \int_{SC} \vec{u}(\rho\vec{u} \cdot \vec{n})dA, \quad (3.30)$$

sendo ρ a massa específica, \vec{u} o vetor velocidade. $\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$ são as forças que atuam no volume de controle, sendo \vec{F}_1 a força de superfície que atua em S_1 , e \vec{F}_2 a força de superfície

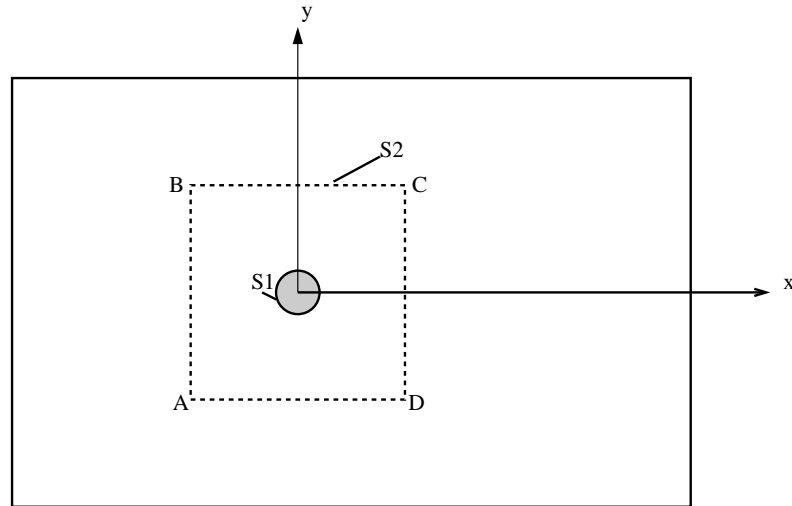


Figura 3.3: Esquema do volume de controle utilizado para o cálculo dos coeficientes hidrodinâmicos.

que atua em S_2 . \vec{F}_1 corresponde à força total de superfície exercida pelo corpo sobre a massa de fluido dentro do volume de controle (força hidrodinâmica), enquanto que \vec{F}_2 é a força total exercida pelo fluido fora do volume de controle sobre o volume. Pode-se reescrever a Equação 3.30 da forma:

$$\vec{F}_1 = \frac{\partial}{\partial t} \int_{VC} \vec{u} \rho dV + \int_{SC} \vec{u} \rho (\vec{u} \cdot \vec{n}) dA - \vec{F}_2. \quad (3.31)$$

O primeiro termo do lado direito da Equação 3.31 representa a variação temporal da quantidade de movimento dentro do volume de controle, o segundo termo é o fluxo de quantidade de movimento, e o terceiro são as forças de superfície exercidas sobre o volume de controle pelo fluido que está fora deste. A força \vec{F}_2 é dada por:

$$\vec{F}_2 = \int_{S_2} \left[-p \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] d\vec{A}. \quad (3.32)$$

A força obtida a partir da Equação 3.31, é decomposta nas suas componentes horizontal (F_D) e vertical (F_L). Estas forças são frequentemente apresentadas através de coeficientes adimensionais, conhecidos como coeficiente de arrasto (C_D) e de sustentação (C_L), dados por:

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 A}, \quad (3.33)$$

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 A}. \quad (3.34)$$

3.8 Critérios para identificação de estruturas coerentes

No caso de simulações tridimensionais, é possível visualizar as estruturas existentes no escoamento, porém estas dependem dos esquemas de visualização. Os métodos de identificação requerem a definição de estruturas coerentes. Segundo Lesieur (1997), estruturas coerentes são regiões do escoamento que satisfazem três condições:

- a concentração de vorticidade deve ser alta o suficiente para provocar o enrolamento do fluido ao redor;
- as estruturas devem manter a geometria durante um tempo T_e superior ao tempo de rotação;
- devem ser imprevisíveis, o que equivale a uma forte sensibilidade a pequenas perturbações da condição inicial.

Neste trabalho foram utilizados dois critérios para a identificação das estruturas coerentes. O primeiro critério adotado foi o da vorticidade,

$$\vec{\omega} = \nabla \times \vec{u} = \omega_x \vec{i} + \omega_y \vec{j} + \omega_z \vec{k}. \quad (3.35)$$

As estruturas da turbulência (como os turbilhões) foram visualizadas principalmente utilizando o módulo da vorticidade (ω_n) definida como

$$\omega_n = \sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2 + \omega_z^2}. \quad (3.36)$$

O principal inconveniente deste critério é que um valor não nulo de ω_n , não é necessariamente um turbilhão, mas pode ser apenas uma camada cisalhante. Deve ser tomada particular atenção com o valor adotado para a visualização da vorticidade, se o valor utilizado para visualizar as estruturas for muito elevado, este critério pode não estar representando a presença de um vórtice, mas de uma camada cisalhante.

O outro critério adotado é o critério Q , o qual consiste em observar regiões positivas do segundo invariante do tensor gradiente de velocidade ($\nabla \vec{u}$). O valor de Q é dado por

$$Q = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i^2} - \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right),$$

$$\begin{aligned}
&= -\frac{1}{2} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i}, \\
&= \frac{1}{2} (\Omega_{ij} \Omega_{ij} - S_{ij} S_{ij}),
\end{aligned} \tag{3.37}$$

sendo S e Ω as partes simétrica e anti-simétrica do tensor gradiente, isto é

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \tag{3.38}$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \tag{3.39}$$

O critério Q pode também ser escrito em função do laplaciano da pressão, tal que

$$Q = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial x_i}. \tag{3.40}$$

Existirá um valor positivo de Q onde a taxa de rotação (Ω^2) é maior que a taxa de deformação (S^2), a qual indicará uma zona turbilhonar.

A utilização destes dois critérios permite fazer uma boa análise e a correta detecção das estruturas coerentes essenciais para uma boa compreensão da dinâmica da turbulência.

4 *Análise paramétrica e validação do código de cálculo*

Neste capítulo são apresentados os principais resultados obtidos durante a etapa de validação do cálculo numérico. Foi analisada a influência dos principais parâmetros que definem o domínio de cálculo, mostrados na Figura 4.1, bem como a influência do método de fronteiras virtuais sobre o número de Strouhal (St), o coeficiente de arrasto médio (C_D) e a flutuação do coeficiente de sustentação (C_L'). Os valores adotados como referência para os parâmetros que definem o domínio de cálculo e o método de fronteiras virtuais são mostrados na Tabela 4.1.

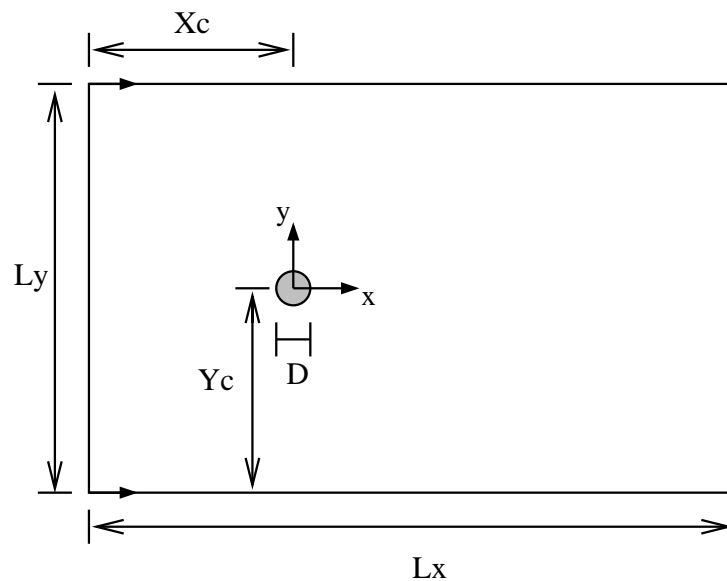


Figura 4.1: Principais parâmetros do domínio computacional.

Todos os testes de validação foram realizados para número de Reynolds (Re_D) igual a 300 e considerando o escoamento bidimensional. Para a determinação do número de Strouhal (St), coeficiente de arrasto médio (C_D) e flutuação do coeficiente de sustentação (C_L') foi selecionado um período correspondente a, aproximadamente, 25 períodos de desprendimento de vórtices, considerando o número de Strouhal igual 0,20 obtido por Mittal e Balachandar (1997).

A validação consiste na comparação dos resultados obtidos numericamente com dados ex-

Tabela 4.1: Valores de referência para os principais parâmetros do domínio computacional.

L_x	$19D$	Tamanho horizontal do domínio
L_y	$12D$	Tamanho vertical do domínio
X_c	$6D$	Localização horizontal do centro do cilindro
Y_c	$6D$	Localização vertical do centro do cilindro
N_x, N_y	343, 217	Número de pontos da malha nas direções x e y
$\Delta x = \Delta y$	$\approx 0,055$	Resolução da malha nas direções x e y
α^* e β^*	-4000 e -6	Parâmetros do método de fronteiras virtuais
T	≈ 350	Tempo total das simulações

perimentais. No entanto, para o caso particular de escoamento ao redor de um cilindro circular para número de Reynolds igual a 300, esta comparação é limitada, visto que o escoamento, para este caso, é predominantemente tridimensional.

Assim sendo, a alternativa foi comparar os resultados com os dados obtidos numericamente por outros autores, os quais possuem resultados tridimensionais e bidimensionais, como os resultados apresentados por Mittal e Balachandar (1997), o qual destaca-se pela atenção dada à influência do comprimento axial do cilindro sobre o mecanismo de desprendimento de vórtices.

Além disso, os resultados tridimensionais obtidos por Mittal e Balachandar (1997) são muito próximos dos valores experimentais apresentados por Williamson (1996a), sugerindo que os resultados bidimensionais apresentados pelos primeiros, são os melhores valores que uma simulação bidimensional pôde fornecer, para número de Reynolds igual a 300.

No código computacional utilizado por Mittal e Balachandar (1997), as equações de Navier-Stokes são resolvidas utilizando um método espectral colocalizado do tipo Fourier-Chebyshev, em uma grade cilíndrica ajustada sobre o corpo. Considera-se o escoamento periódico na direção transversal e circunferencial, enquanto que na direção radial é empregada uma expansão de Chebyshev, a qual permite fazer um esticamento da malha, refinando-a próximo do cilindro. O domínio computacional utilizado por aqueles autores tem um raio de $15D$, o que representaria numa malha cartesiana como a utilizada neste trabalho, um domínio de $L_x = L_y = 30$ e $X_c = 15$.

No presente trabalho foi analisada a influência do tamanho do domínio de cálculo nas direções longitudinal e transversal (L_x, L_y), da localização do cilindro em relação à condição de entrada (X_c), da resolução da malha computacional e dos parâmetros do método de fronteiras virtuais, α^* , β^* e o tipo de cilindro utilizado. Este último é definido através da função utilizada para distribuir a força nos nós da malha ao redor do obstáculo, as funções utilizadas são mostradas na Figura 4.2).

Os principais resultados obtidos para os vários testes de validação do código computacional estão mostrados na Tabela 4.2.

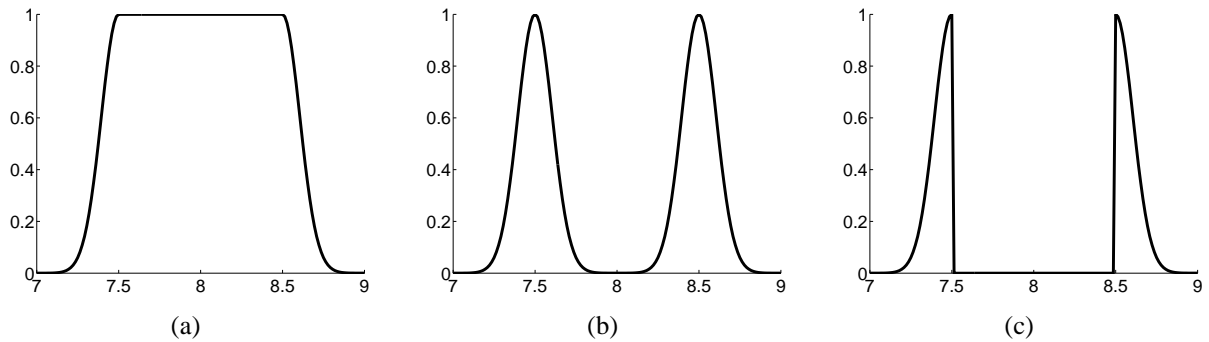


Figura 4.2: Funções utilizadas para definir o tipo de cilindro. (a) cilindro maciço, (b) cilindro vazado com função gaussiana, e (c) cilindro vazado com metade da função gaussiana.

Tabela 4.2: Resultados da validação do código computacional.

Teste	L_x	L_y	X_c	Δ	α^*	β^*	Tipo ^a	St	$\langle C_D \rangle$	C'_L
<i>I</i>	19	12	6	0,055	-4000	-6	1	0,192	1,718	0,810
<i>II</i>	19	18	6	0,055	-4000	-6	1	0,192	1,703	0,799
<i>III</i>	19	24	6	0,055	-4000	-6	1	0,192	1,701	0,797
<i>IV</i>	19	12	8	0,055	-4000	-6	1	0,192	1,689	0,788
<i>V</i>	19	12	10	0,055	-4000	-6	1	0,192	1,675	0,770
<i>VI</i>	23	12	8	0,055	-4000	-6	1	0,192	1,689	0,788
<i>VII</i>	28	12	8	0,055	-4000	-6	1	0,192	1,689	0,788
<i>VIII</i>	19	12	8	0,028	-4000	-6	1	0,200	1,514	0,720
<i>IX</i>	19	12	8	0,028	-4000	-100	1	0,200	1,514	0,720
<i>X</i>	19	12	8	0,028	-10000	-100	1	0,200	1,522	0,724
<i>XI</i>	19	12	8	0,028	-10000	-100	2	0,208	1,511	0,715
<i>XII</i>	19	12	8	0,028	-10000	-100	3	0,208	1,473	0,692
<i>XIII</i>	30	30	15	0,055	-10000	-100	1	0,184	1,590	0,707
<i>XIV</i>	30	30	15	0,055	-10000	-100	3	0,192	1,575	0,738
<i>XV</i>	30	30	15	0,028	-10000	-100	1	0,200	1,464	0,692
<i>XVI</i>	30	30	15	0,028	-10000	-100	3	0,208	1,419	0,665
Mittal e Balachandar (1997)	30	30	15	variável	---	---	—	0,213	1,380	0,650

^a1 - cilindro maciço; 2 - cilindro com Gaussiana e 3 - cilindro com meia Gaussiana

A influência do domínio de cálculo na direção transversal sobre o número de Strouhal (St), o arrasto médio ($\langle C_D \rangle$) e a flutuação da sustentação (C_L') pode ser verificada analisando os resultados obtidos para os testes *I*, *II* e *III*. Observou-se que não existe variação do número de Strouhal com o aumento do domínio de cálculo na direção transversal; porém, o mesmo não ocorreu para o arrasto e a sustentação, os quais tiveram uma redução com o aumento do domínio, devido à diminuição do efeito do bloqueio. No entanto, comparando estes resultados com os valores de Mittal e Balachandar (1997), foi verificado um erro de aproximadamente 23% para o arrasto e a sustentação, o qual foi associado a localização do cilindro em relação a condição de entrada e a baixa resolução utilizada, como foi observado nos testes *IV*, *V* e *VIII*. Embora os melhores resultados tenham sido obtidos para $L_y = 24$ a diferença entre os testes *II* e *III* é de apenas 1%, o que não justifica o aumento do tempo de cálculo da simulação. Assim, foi adotado o valor de $L_y = 12$ para os demais testes.

A influência da localização do cilindro sobre os parâmetros de validação pode ser analisada comparando os resultados obtidos para os testes *I*, *IV* e *V* (Tab. 4.2). Observa-se que a localização do cilindro não afeta o número de Strouhal; porém, à medida que o cilindro é afastado da entrada, tanto o arrasto quanto a sustentação diminuem. Estes resultados sugerem que a localização do cilindro, em relação à condição de entrada, causa um efeito de bloqueio, semelhante ao do tamanho do domínio de cálculo na direção transversal. Assim sendo, quanto maior for a distância desde a entrada e maior o domínio na direção transversal melhores serão os resultados obtidos. O aumento destes parâmetros está diretamente relacionado com o aumento do tempo de cálculo e como a diferença entre os testes *IV* e *V* é menor que 1%, foi adotado para os demais testes o valor de $X_c = 8$ e de $L_y = 12$.

A variação do número de Strouhal e dos coeficientes de arrasto e sustentação com o tamanho horizontal do domínio de cálculo também foi testada (Testes *IV*, *VI* e *VII*). Os resultados obtidos demonstraram que estes parâmetros não são afetados pela variação horizontal do domínio, tendo sido adotado o valor de $L_x = 19$ para os demais testes.

A resolução da malha é o fator que normalmente tem a maior influência sobre os resultados obtidos, porém quanto melhor a resolução da malha maior é o tempo de processamento da simulação. Os testes *IV* e *VIII* mostram o efeito do aumento da resolução sobre os parâmetros de validação. O aumento da resolução provocou uma redução do arrasto ($\approx 11\%$) e da sustentação ($\approx 9\%$) e um aumento do número de Strouhal ($\approx 4\%$). A melhora dos resultados está relacionada com a melhor definição do cilindro pelo método de fronteiras virtuais. Para os demais testes foi adotado a resolução de 0,0278.

O uso do método de fronteiras virtuais acrescenta dois novos fatores que afetam os resulta-

dos obtidos: os parâmetros α^* e β^* , e a distribuição da força.

Os valores dos parâmetros α^* e β^* definem a resposta do método de fronteiras virtuais e afetam o passo de tempo de integração das equações. A influência destes parâmetros sobre o passo de integração é mostrada na Figura 4.3. Verificou-se nesta figura que, para valores elevados do módulo do parâmetro β^* , a influência do parâmetro α^* é desprezível, e o método de força interativa se comporta de maneira semelhante ao método de forçamento direta.

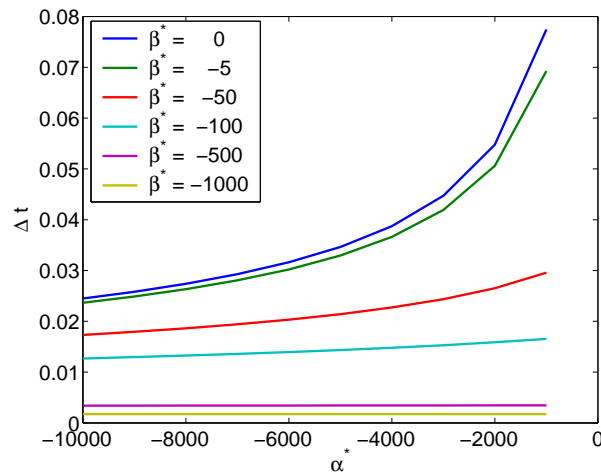


Figura 4.3: Influência dos parâmetros α^* e β^* sobre o Δt .

Os testes VIII, IX e X mostram a influência dos parâmetros α^* e β^* sobre o número de Strouhal, o arrasto e a sustentação. A variação destes parâmetros não afeta o número de Strouhal, porém causa um leve aumento dos coeficientes de arrasto e sustentação, principalmente com a variação do parâmetro α^* . Para os demais testes foram adotados os valores de $\alpha^* = -10000$ e $\beta^* = -100$.

A maneira como o obstáculo é definido também afeta os resultados obtidos. O cilindro pode ser maciço (a condição de velocidade nula é imposta para todos os pontos internos do cilindro) ou vazado (a condição de velocidade nula é imposta apenas para a superfície do cilindro). Para o teste vazado, surge dentro do cilindro uma recirculação, a qual não tem significado físico e não interfere no escoamento externo, porém atenua a descontinuidade das derivadas do campo de velocidade sobre o contorno do cilindro.

A definição do tipo de cilindro utilizado é dado através de uma função que distribui a força nos nós da malha ao redor do obstáculo. Foram testadas três funções: (i) cilindro maciço (Fig. 4.2a - Teste X), (ii) cilindro vazado com uma função gaussiana (Fig. 4.2b - Teste XI), e (iii) cilindro vazado com metade da função gaussiana (Fig. 4.2c - Teste XII). Os melhores resultados foram obtidos utilizando o cilindro vazado com metade da função gaussiana, tanto para o número de Strouhal quanto para os coeficientes hidrodinâmicos, embora o número de

Strouhal seja 2,5% menor que o valor de referência e os coeficientes de arrasto e sustentação sejam 6,7% e 2,3% maiores que os valores de Mittal e Balachandar (1997), respectivamente.

Além dos testes anteriores foram realizados testes utilizando um domínio computacional retangular semelhante ao adotado por Mittal e Balachandar (1997). Para este domínio foi testada a influência da resolução (Testes *XIII* e *XV*) e o tipo da função que define o cilindro (Testes *XIV* e *XVI*).

O aumento da resolução reduz a diferença entre os valores obtidos para o número de Strouhal e os coeficientes hidrodinâmicos obtidos no presente trabalho e os valores de Mittal e Balachandar (1997), como pode ser verificado comparando o teste *XIII* com o *XV* e o teste *XIV* com o *XVI*.

Para uma dada resolução o uso de metade da gaussiana para representar o cilindro melhora a comparação com os valores de referência (MITTAL; BALACHANDAR, 1997). O melhor resultado tenha sido obtido para o teste *XVI*, no qual o erro obtido é inferior a 3% para todos os parâmetros, o que indica que a diferença encontrada para o teste *XIII* está associada à limitação do domínio de cálculo.

Os parâmetros utilizados no teste *XII* foram adotados para todas as simulações apresentadas no Capítulo 5. Para este teste foi feita a comparação dos perfis médios da velocidade longitudinal ($\langle u \rangle$), vertical ($\langle v \rangle$) e das tensões de Reynolds horizontal ($\langle u'u' \rangle$) e vertical ($\langle v'v' \rangle$) com os resultados fornecidos por Mittal e Balachandar (1997). Deve se ressaltar que os resultados de Mittal e Balachandar (1997) foram obtidos para simulações tridimensionais.

A principal dificuldade para esta comparação é a localização dos perfis transversais na região da esteira próxima. A localização destes perfis depende do valor do comprimento de formação obtido em cada trabalho. Para uma exata comparação, a localização dos perfis deve ser relativa a este comprimento.

Na Tabela 4.3 é mostrada a comparação entre os comprimentos de formação obtidos utilizando a localização do máximo da componente $\langle u'u' \rangle$ da tensão de Reynolds, no presente trabalho e nos trabalhos de Balachandar et al. (1997) para $Re_D = 300$ e de Noca et al. (1998) para $Re_D \approx 400$. Foi observado que os resultados obtidos no presente trabalho são menores que os demais resultados mostrados na Tabela 4.3. Esta diferença foi atribuída à tridimensionalidade do escoamento, a qual não pode ser reproduzida através de simulações bidimensionais.

Os perfis verticais de velocidade média e das componentes das tensões de Reynolds obtidos neste trabalho foram comparados com os resultados fornecidos por Mittal e Balachandar (1997) (Fig. 4.4). Inicialmente foi desprezada a variação do comprimento de formação identificada na

Tabela 4.3: Comprimento de recirculação obtidos para escoamento uniforme.

Referência	L_f
Balachandar et al. (1997)	1,35
Noca et al. (1998)	1,45
Presente trabalho	1,25

Tabela 4.3. Analisando a Figura 4.4a nota-se uma diferença entre os perfis obtidos no presente trabalho e os de Mittal e Balachandar (1997), a qual foi atribuída à variação do comprimento de formação.

A localização dos perfis na esteira do cilindro foi ajustada à variação do comprimento de formação. A comparação levando em consideração este ajuste é mostrada na Figura 4.4b, onde foi observada uma melhor concordância para os perfis médios de velocidade longitudinal e vertical. No caso das tensões de Reynolds notou-se uma melhor concordância entre os resultados. Notou-se ainda que existe uma divergência entre os valores dos picos, sendo esta divergência atribuída ao fato de que as simulações foram bidimensionais enquanto os dados são resultados de simulações tridimensionais.

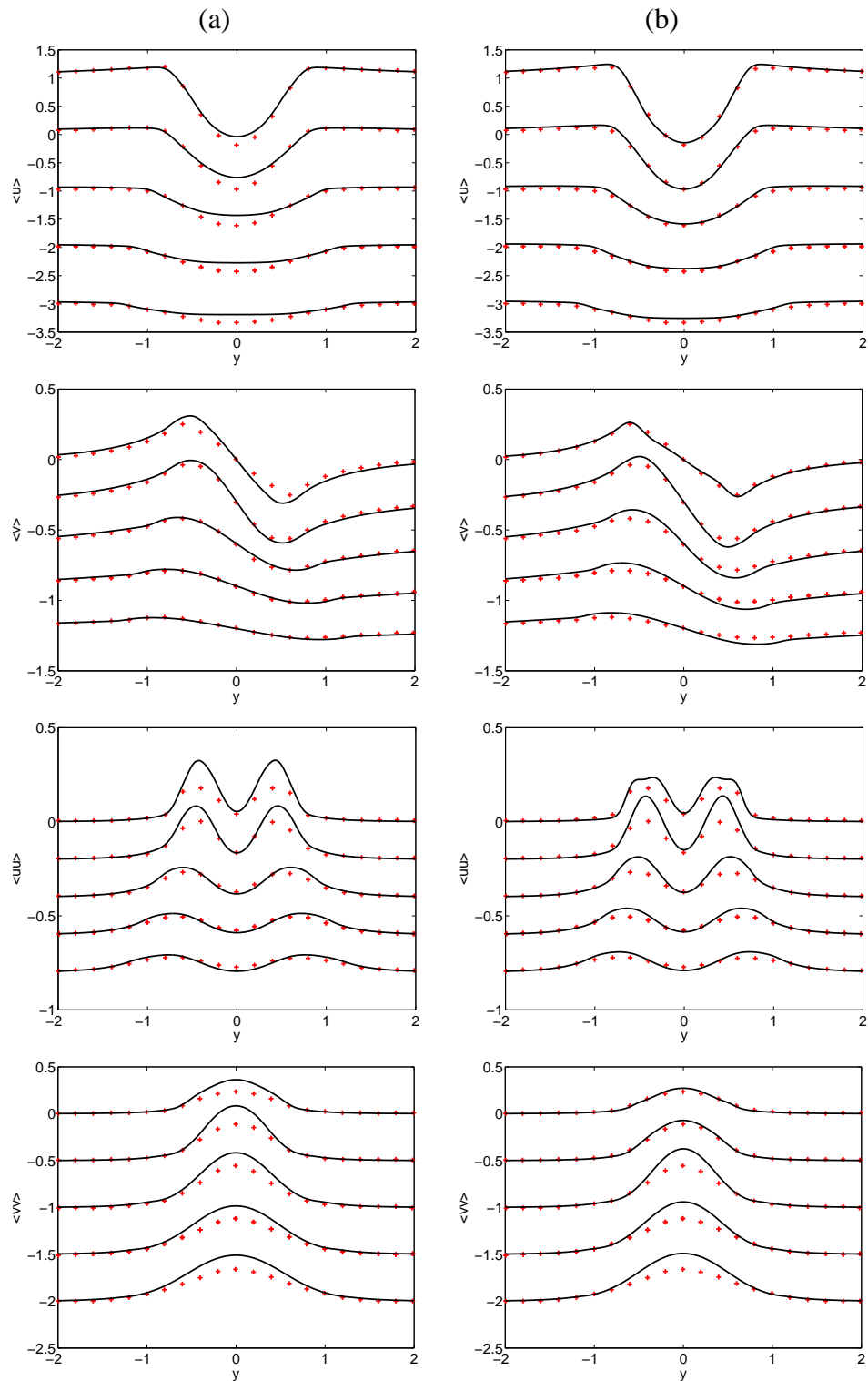


Figura 4.4: Comparação entre os perfis verticais de velocidade média e das tensões de Reynolds obtidos no presente trabalho (linhas cheias) e os fornecidos Mittal e Balachandar (1997) (pontos) para diferentes seções longitudinais ($x = 1, 2, 1, 5, 2, 0, 2, 5$ e $3, 0$). (a) sem ajuste e (b) com ajuste do comprimento de formação.

5 *Influência do cisalhamento e da proximidade de uma placa no desprendimento dos vórtices de von Kármán do cilindro*

Neste capítulo são apresentados os principais resultados da influência do cisalhamento e da proximidade de uma placa no desprendimento de vórtices de Kármán do cilindro. Foram analisados quatro casos:

- *i*) escoamento livre com cisalhamento constante (Fig. 2.7*b*);
- *ii*) escoamento uniforme próximo a uma placa móvel (Fig. 2.7*c*);
- *iii*) escoamento com cisalhamento constante próximo a uma placa fixa (Fig. 2.7*d*); e
- *iv*) escoamento com cisalhamento linear próximo a uma placa fixa (Fig. 2.7*e*),

os quais foram descritos no Capítulo 2.

Todas as simulações foram realizadas utilizando o mesmo domínio de cálculo (Fig. 4.1), adaptando para cada caso a condição de contorno da entrada (Sec. 3.6.) e incluindo a parede nos casos necessários. A Figura 5.1 mostra um esquema do domínio de cálculo, as condições de contorno utilizadas para os limites superior e inferior, e a condição de contorno para a saída. Os valores adotados para as características do domínio de cálculo são mostrados na Tabela 5.1.

Para o escoamento livre com cisalhamento constante (item *i*) foram realizadas simulações utilizando números de Reynolds iguais a 60, 80, 100, 200 e 300, e parâmetro de cisalhamento (β) iguais a 0,00, 0,05, 0,10, 0,15, 0,20, 0,25 e 0,30. O caso particular de cisalhamento nulo ($\beta = 0$) corresponde ao escoamento uniforme ao redor de um cilindro isolado.

Para os demais escoamentos (itens *ii*, *iii* e *iv*), as simulações foram realizadas para número de Reynolds igual a 300 e razão de afastamento (G) 0,2, 0,4, 0,6, 0,8, 1,0, 1,5 e 2,5. No caso

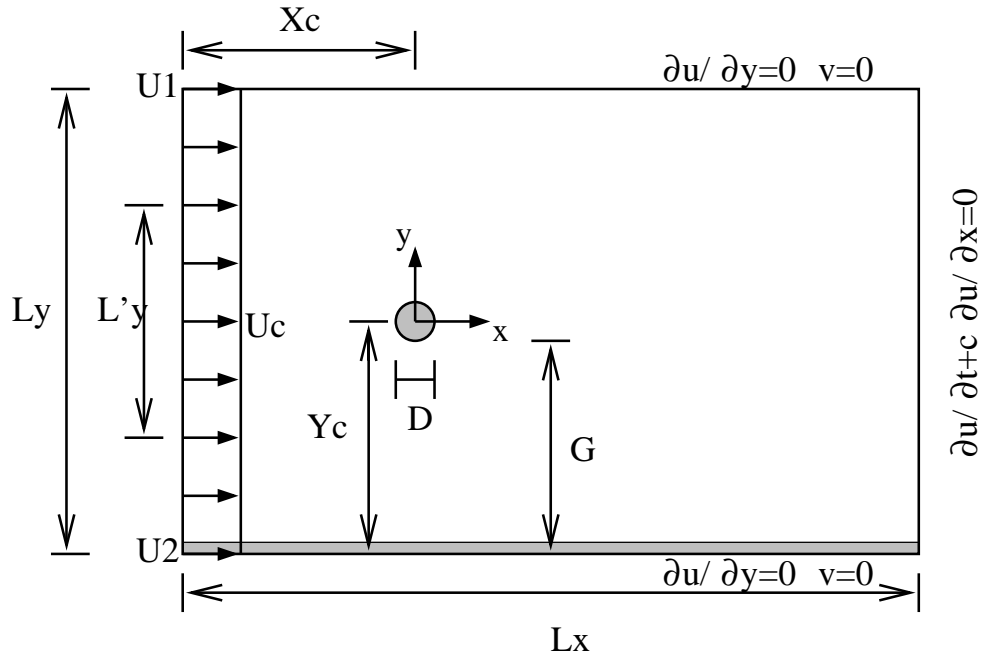


Figura 5.1: Esquema do domínio de cálculo para os casos bidimensionais.

particular do escoamento com cisalhamento constante próximo de uma placa (item *iii*), além dos parâmetros anteriores, foi necessário definir a intensidade do cisalhamento (β), a qual foi adotada como sendo aproximadamente 0,15.

Tabela 5.1: Parâmetros numéricos do domínio de cálculo das simulações bidimensionais.

L_x	19D	Tamanho horizontal do domínio
L_y	12D	Tamanho vertical do domínio
L'_y	6D	Tamanho da região de cisalhamento constante
X_c	8D	Localização horizontal do centro do cilindro
Y_c	variável	Localização vertical do centro do cilindro
G	variável	Distância do cilindro à placa
β	variável	Parâmetro de cisalhamento (Eq. 2.1)
N_x, N_y	685, 433	Número de pontos da malha nas direções x e y
$\Delta x = \Delta y$	$\approx 0,028$	Resolução da malha nas direções x e y
α^* e β^*	-10000 e -100	Parâmetros do método de fronteiras virtuais
T	≈ 350	Tempo total das simulações

Para o escoamento com cisalhamento linear próximo de uma placa (item *iv*), foi necessário definir também o número de Reynolds do canal ($Re_C = Uh/v$, sendo U a velocidade média do canal e h a metade da altura do canal). O número de Reynolds do canal está relacionado com o número de Reynolds do cilindro, uma vez que a altura do canal foi definida em função do diâmetro do cilindro. Assim sendo, para os parâmetros definidos na Tabela 5.1, o número de Reynolds do canal foi de 1800, o qual corresponde a um canal laminar, segundo a teoria de estabilidade linear (LAMBALLAIS, 1996).

Todas as simulações bidimensionais apresentadas neste capítulo foram inicializadas com um campo uniforme de velocidade, dado pelo perfil da condição de contorno da entrada, sem perturbações sobrepostas ao campo inicial. Esta condição pode ser fisicamente interpretada como a introdução instantânea do cilindro no escoamento (*impulsive start*).

5.1 Desprendimento de vórtices

O fenômeno de desprendimento de vórtices pode ser observado, tanto pela visualização dos padrões do campo de velocidade ou de vorticidade, como pela análise de séries temporais da velocidade ou das força hidrodinâmicas.

O campo de vorticidade obtido ao final de cada simulação, para os escoamentos analisados, é apresentado nas Figuras 5.2, 5.5, 5.7 e 5.9. Para permitir a comparação entre os diferentes casos, foi utilizada a mesma escala de cores. A vorticidade negativa é indicada pela cor azul e a positiva pela cor vermelha. A variação temporal dos coeficientes de arrasto e sustentação é apresentada nas Figuras 5.3, 5.6, 5.8 e 5.10, para os mesmos casos anteriores.

5.1.1 Escoamento livre com cisalhamento constante

O desprendimento de vórtices para o caso de escoamento livre com cisalhamento constante (Fig. 2.7b), é mostrado na Figura 5.2, para diferentes valores do parâmetro de cisalhamento (β) e números de Reynolds. Os resultados mostram que o desprendimento de vórtices foi observado para todos os casos analisados, embora para número de Reynolds igual a 60 tenha-se verificado que o desprendimento dos vórtices não ocorre no cilindro, mas sim mais longe dele, como pode ser observado pelo aumento do tamanho da camada de vorticidade que se desprende do cilindro (Fig. 5.2a).

O desprendimento de vórtices observado a partir dos campos de vorticidade foi confirmado pelo comportamento oscilatório dos sinais de arrasto e sustentação (Fig. 5.3). Para o caso de escoamento uniforme ($\beta = 0$) e número de Reynolds igual a 60 (Fig. 5.3a), a amplitude de oscilação do sinal de arrasto é muito menor que nos demais casos mostrados na Figura 5.3. Acredita-se que esta redução na amplitude do sinal de arrasto esteja associada com fato de que os vórtices se formam mais a jusante do cilindro, reduzindo a sua influência sobre o campo de pressão que atua sobre o cilindro.

A análise dos campos instantâneos do escoamento livre com cisalhamento constante mostrou que o cisalhamento não altera o processo de formação dos vórtices, sendo semelhante ao

proposto por Gerrard (1966) (*apud* Williamson (1996b)) para o caso de cilindro isolado em escoamento uniforme.

Para um dado número de Reynolds, o aumento do cisalhamento provoca a deformação do vórtice que se desprende do lado de menor velocidade do cilindro (lado inferior do cilindro na Figura 5.2), resultando no desprendimento de estruturas semelhantes a uma camada de vorticidade, enquanto que, para um dado cisalhamento, o aumento do número de Reynolds provoca a intensificação da deformação do vórtice inferior (Fig. 5.2c e 5.2i).

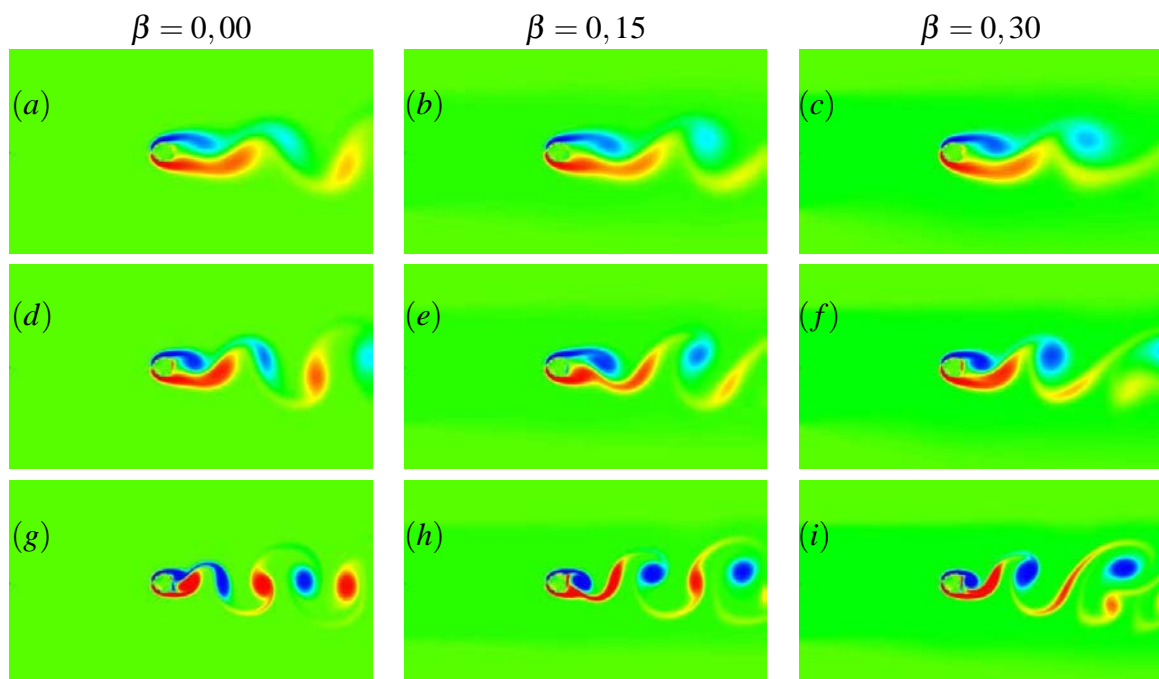


Figura 5.2: Campo de vorticidade para diferentes valores do parâmetro de cisalhamento no caso de escoamento livre com cisalhamento constante ($Re_D = 60$ - linha superior; $Re_D = 100$ - linha central; $Re_D = 300$ - linha inferior).

A deformação do vórtice inferior é consequência da assimetria do perfil de velocidade a montante do cilindro. A diferença de velocidade entre a parte superior e inferior do cilindro tem as seguintes características:

- i*) provoca o deslocamento do ponto de estagnação frontal;
- ii*) induz uma diferença de vorticidade entre o vórtice superior e inferior, devido à combinação da vorticidade do escoamento a montante com a dos vórtices que se formam atrás do cilindro;
- iii*) altera a velocidade com que são transportados os vórtices superior e inferior;
- iv*) provoca uma variação do número de Reynolds local ($Re_{D_l} = u_l D / \nu$).

A assimetria do perfil de velocidade provoca uma variação na distribuição de pressão sobre o cilindro, a qual desloca o ponto de estagnação frontal no sentido horário. Devido a este deslocamento, verificou-se o surgimento de uma força de sustentação média não nula (Fig. 5.3*b – i*).

A diferença de vorticidade entre o vórtice superior e inferior provoca uma assimetria no sinal de arrasto, reduzindo o máximo associado ao desprendimento do vórtice superior. O aumento do cisalhamento também provocou a intensificação da amplitude de oscilação do sinal de arrasto (Fig. 5.3*b – i*).

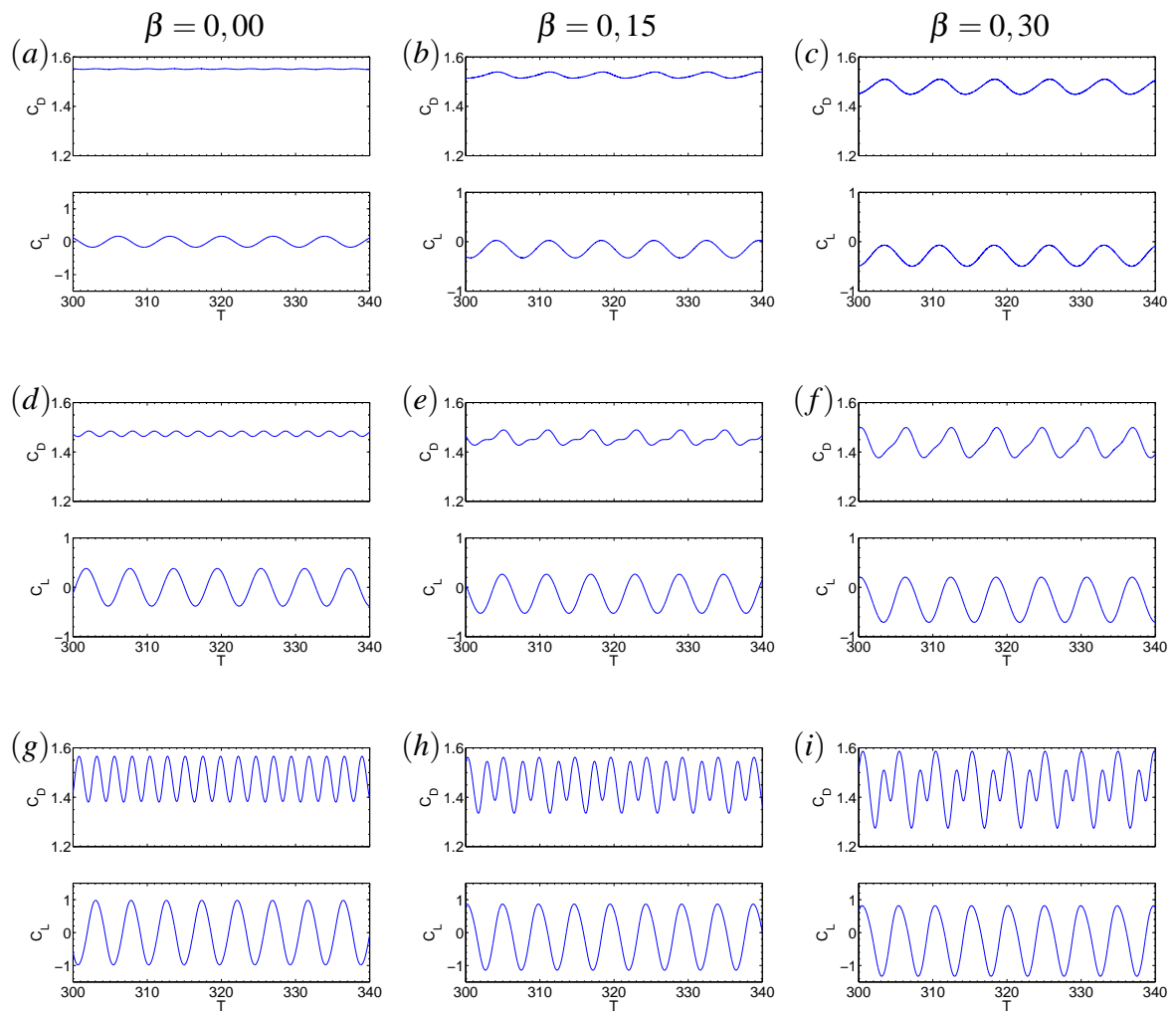


Figura 5.3: Séries temporais dos coeficientes de arrasto e sustentação para diferentes valores do parâmetro de cisalhamento no caso de escoamento livre com cisalhamento constante. ($Re_D = 60$ - linha superior; $Re_D = 100$ - linha central; $Re_D = 300$ - linha inferior).

A maior deformação do vórtice inferior que foi observada, comparando diferentes números de Reynolds, está associada à variação vertical do número de Reynolds local. Comparando os casos de $Re_D = 60$ e $Re_D = 300$, para $\beta = 0,30$, verificou-se que a variação do Reynolds local, para $Re_D = 300$, é cinco vezes maior que a observada para $Re_D = 60$. A maior variação vertical

do número de Reynolds local, reduz o efeito da viscosidade na parte superior do cilindro e aumenta na parte inferior.

O processo de deformação do vórtice inferior é mostrado na Figura 5.4. O vórtice superior (*VS1*) cresce (Figs. 5.4*a – b*), e induz na camada cisalhante que se desprende da parte inferior do cilindro a formação de um novo vórtice (*VII* - Fig. 5.4*c*).

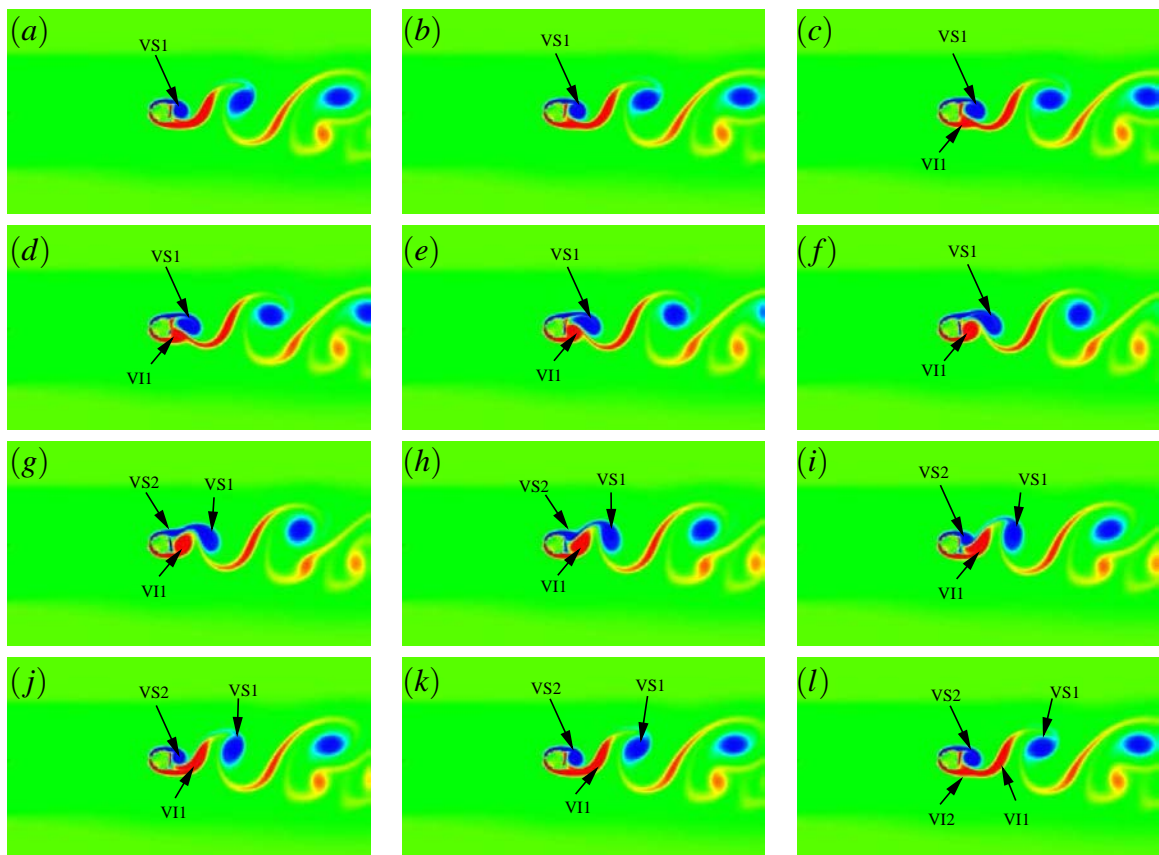


Figura 5.4: Processo de deformação do vórtice inferior durante um período do desprendimento ($Re_D = 300$ e $\beta = 0,30$).

O vórtice inferior (*VII*) cresce e é puxado através da esteira pelo vórtice superior, no sentido do escoamento de maior velocidade (Fig. 5.4*d – f*). O vórtice inferior (*VII*) afasta o superior (*VS1*) do cilindro, criando uma camada de vorticidade entre estes (Fig. 5.4*g*).

O vórtice inferior (*VII*) induz nesta nova camada de vorticidade a formação de um novo vórtice superior (*VS2* - Fig. 5.4*g*) e corta o fornecimento de vorticidade do vórtice superior anterior (*VS1*), que se desprende do cilindro (Fig. 5.4*h*).

O vórtice inferior (*VII*) passa a ser transportado com a velocidade do escoamento do lado superior do cilindro. O novo vórtice superior (*VS2*) cresce e empurra o vórtice inferior (*VII*) no sentido do escoamento de menor velocidade. A diferença de velocidade com que a parte superior e inferior do vórtice *VII* é transportada provoca a deformação deste (Figs. 5.4*j – l*).

Os resultados apresentados nesta seção mostram que o fenômeno de supressão do desprendimento de vórtice não foi observado para nenhum dos casos de escoamento livre com cisalhamento constante analisados, contrariando os resultados apresentados por Kiya et al. (1992). Uma discussão mais detalhada sobre esta divergência é apresentada na Seção 5.3.

5.1.2 Escoamento uniforme próximo a uma placa móvel

Para o escoamento uniforme próximo a uma placa móvel (Fig. 2.7c), as Figuras. 5.5 e 5.6 mostram o campo de vorticidade e a variação temporal do arrasto e da sustentação, para diferentes valores de G , respectivamente. Nestas figuras, o desprendimento de vórtices foi observado para todos os valores da razão de afastamento.

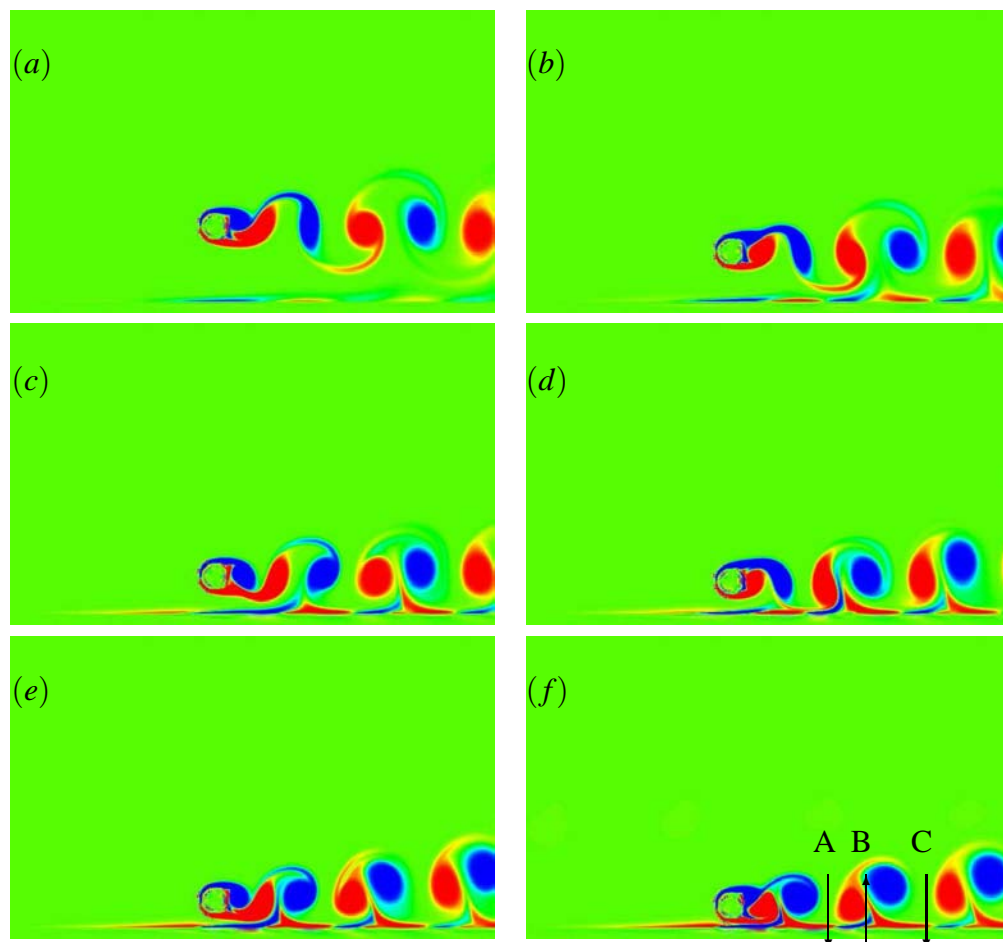


Figura 5.5: Campo de vorticidade para diferentes valores de afastamento no caso de escoamento uniforme próximo de uma placa móvel ($Re_D = 300$); (a) $G = 2,5$; (b) $G = 1,5$; (c) $G = 1,0$; (d) $G = 0,8$; (e) $G = 0,6$ e (f) $G = 0,4$.

Para valores da razão de afastamento maiores que 2,5, o padrão de desprendimento de vórtices e o comportamento dos sinais de arrasto e sustentação são semelhantes aos observados

para o caso de escoamento uniforme ao redor de um cilindro isolado (resultados não apresentados).

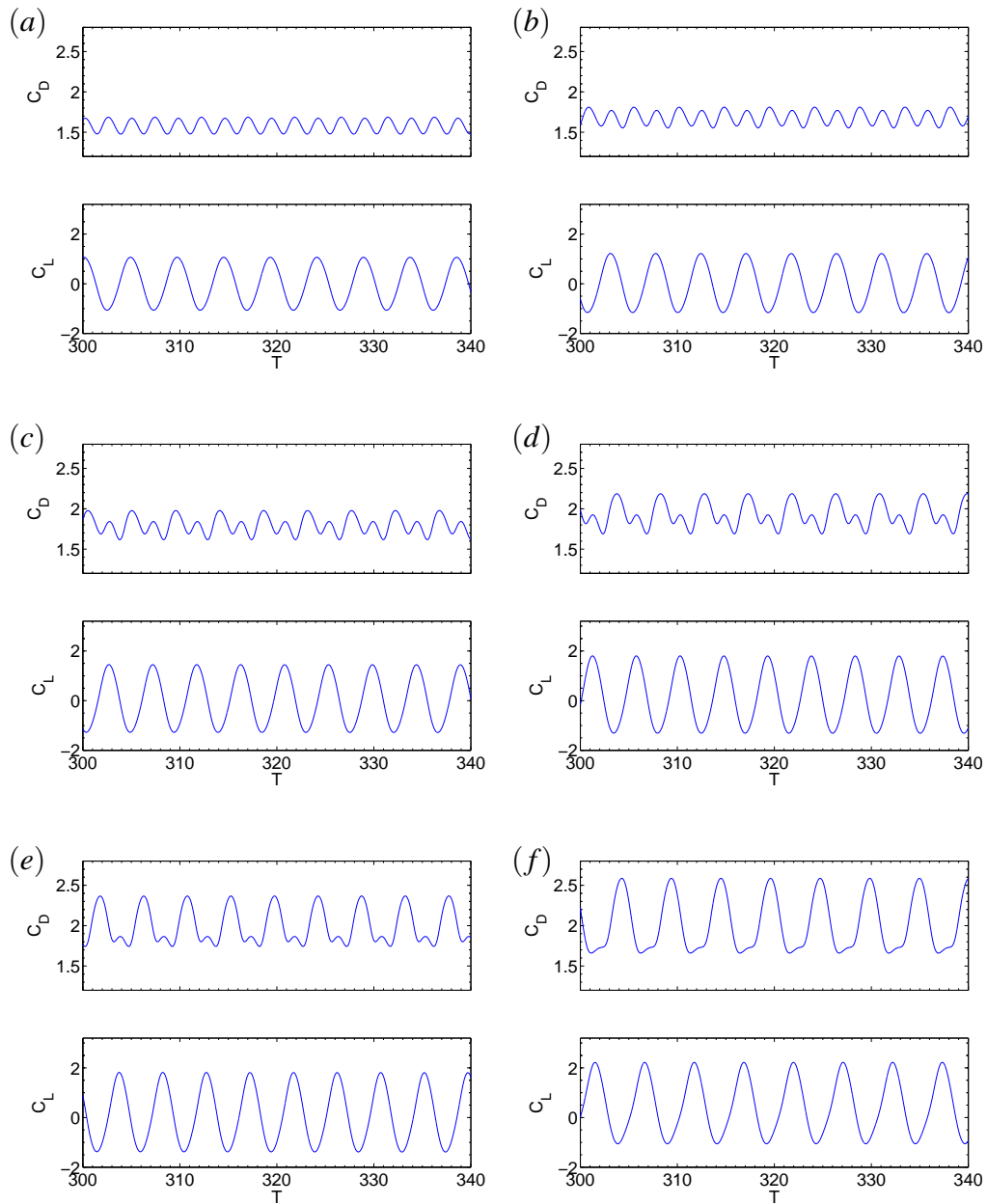


Figura 5.6: Séries temporais dos coeficientes de arrasto e sustentação para diferentes valores de afastamento no caso de escoamento uniforme próximo de uma placa móvel ($Re_D = 300$). (a) $G = 2,5$; (b) $G = 1,5$; (c) $G = 1,0$; (d) $G = 0,8$; (e) $G = 0,6$ e (f) $G = 0,4$.

Para valores da razão de afastamento menores ou iguais a 2,5, observou-se a interação entre os vórtices que se desprendem do cilindro e a placa móvel (Fig. 5.5). Os vórtices induzem sobre a placa a formação de uma fina camada de vorticidade de sinal contrário a eles, a qual se descola da placa para valores de $G \leq 1,0$ (Fig. 5.5c – f).

Devido à presença da placa, o desenvolvimento do vórtice inferior é bloqueado, provocando

o deslocamento da esteira de vórtices para o lado oposto à placa.

O efeito da redução do afastamento, também pode ser observado analisando a variação temporal dos coeficientes hidrodinâmicos (Fig. 5.6). O sinal de arrasto apresenta uma assimetria semelhante à que foi observada para o caso de escoamento livre com cisalhamento constante, caracterizada pela atenuação do máximo do arrasto associado ao desprendimento do vórtice superior (Fig. 5.6c – f).

A redução do afastamento também induziu o surgimento de uma força de sustentação média não nula, porém de sentido contrário ao observado no caso de escoamento livre com cisalhamento constante. A origem desta força de sustentação é discutida na Seção 5.4.

Para valores $G < 0,8$ foi observado o descolamento da camada de vorticidade da placa juntamente com o desprendimento do vórtice inferior. Além disso, verificou-se a formação de estruturas semelhantes a cogumelos, associadas ao descolamento da camada de vorticidade da placa, criando regiões alternadas de escoamento ascendente e descendente entre os pares de vórtices (Pontos *A*, *B* e *C* na Fig. 5.5c).

O efeito da redução do afastamento também foi observado a montante do cilindro, para $G < 1,0$, pela formação de uma fina camada de vorticidade negativa sobre a placa móvel, que oscila junto com o desprendimento do vórtice inferior.

Os resultados obtidos para o cilindro próximo a uma placa móvel, mostraram que as estruturas observadas são diferentes das que ocorrem no caso de escoamento livre com cisalhamento constante, reforçando a diferença entre os efeitos do cisalhamento e do confinamento. Indicando, que para a faixa de parâmetros analisado no presente trabalho, apenas o cisalhamento ou o bloqueio causado pela placa não são suficientes para produzir a supressão do desprendimento dos vórtices de Kármán.

5.1.3 Escoamento próximo a uma placa com cisalhamento constante

No caso de escoamento próximo a uma placa com cisalhamento constante, têm-se o efeito combinado do cisalhamento e do bloqueio induzido pela placa (Fig. 2.7d). Os campos de vorticidade para o caso de escoamento com cisalhamento constante e placa são mostrados na Figura 5.7, para diferentes valores de G , enquanto que a variação temporal dos sinais de arrasto e sustentação, para os mesmos valores de G , é mostrada na Figura 5.8.

A análise dos campos de vorticidade mostrou que o desprendimento de vórtices ocorre apenas para valores de afastamento maiores que 1,0 (Fig. 5.7a – b), enquanto que, para valores menores, verificou-se a completa supressão da esteira de vórtices (Fig. 5.7d – f). No caso de

$G = 1,0$ foi observado apenas a oscilação das camadas de vorticidade que se desprendem do cilindro (Fig. 5.7c), com o eventual desprendimento do vórtice superior.

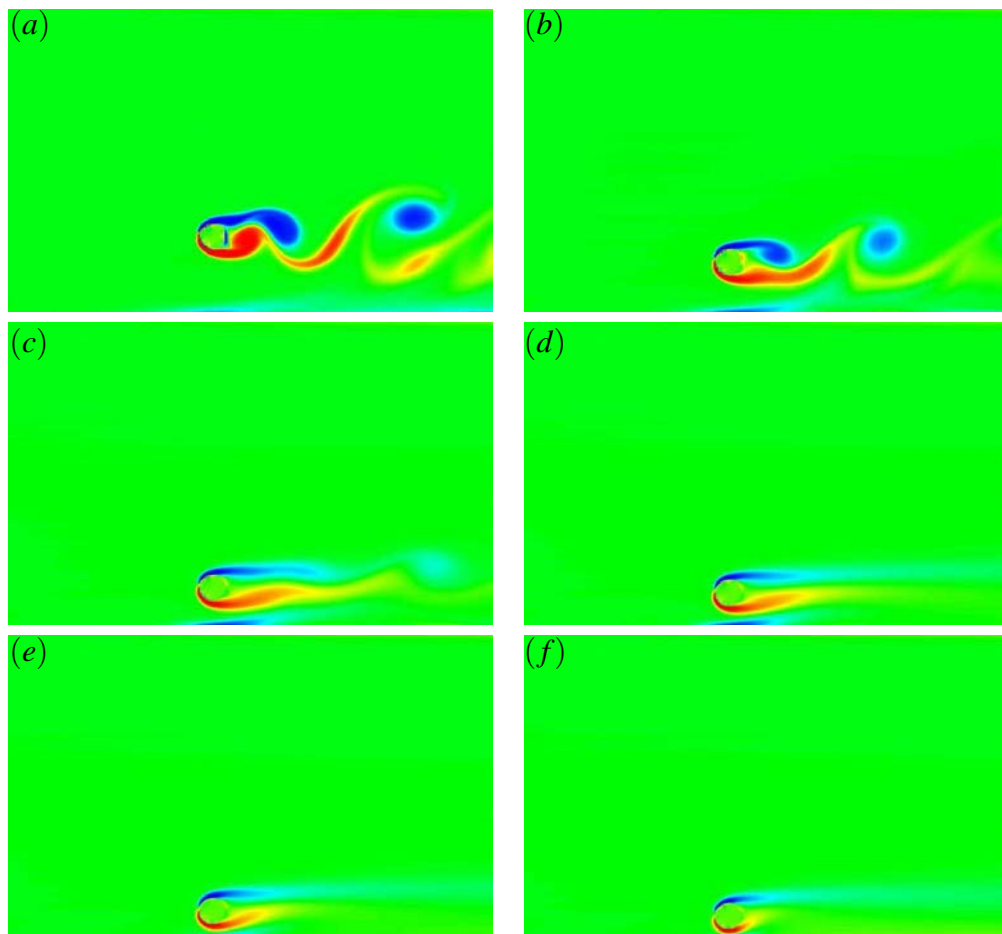


Figura 5.7: Campo de vorticidade para diferentes valores de afastamento no caso de escoamento com cisalhamento constante próximo de uma placa fixa ($Re_D = 300$). (a) $G = 2,5$; (b) $G = 1,5$; (c) $G = 1,0$; (d) $G = 0,8$; (e) $G = 0,6$ e (f) $G = 0,4$.

A supressão do desprendimento de vórtices pode ser confirmada analisando os sinais de arrasto e sustentação (Fig. 5.8), onde foi observado a completa ausência de oscilação destes sinais para valores de $G < 1,0$ (Fig. 5.8d – f).

Para os casos onde ocorreu o desprendimento de vórtices ($G \geq 1,5$), as estruturas de vorticidade que se desprendem do cilindro são semelhantes às observadas para o escoamento livre com cisalhamento constante, caracterizadas pela deformação do vórtice que se desprende do lado de menor velocidade do cilindro (lado mais próximo da parede - Fig 5.7a – b).

A interação entre os vórtices e a placa é praticamente nula neste escoamento, ao contrário do que foi observado no caso da placa móvel, com excessão da região abaixo do cilindro, onde foi observado a formação de uma fina camada de vorticidade de sinal negativo, gerada pela aceleração do escoamento entre o cilindro e a placa.

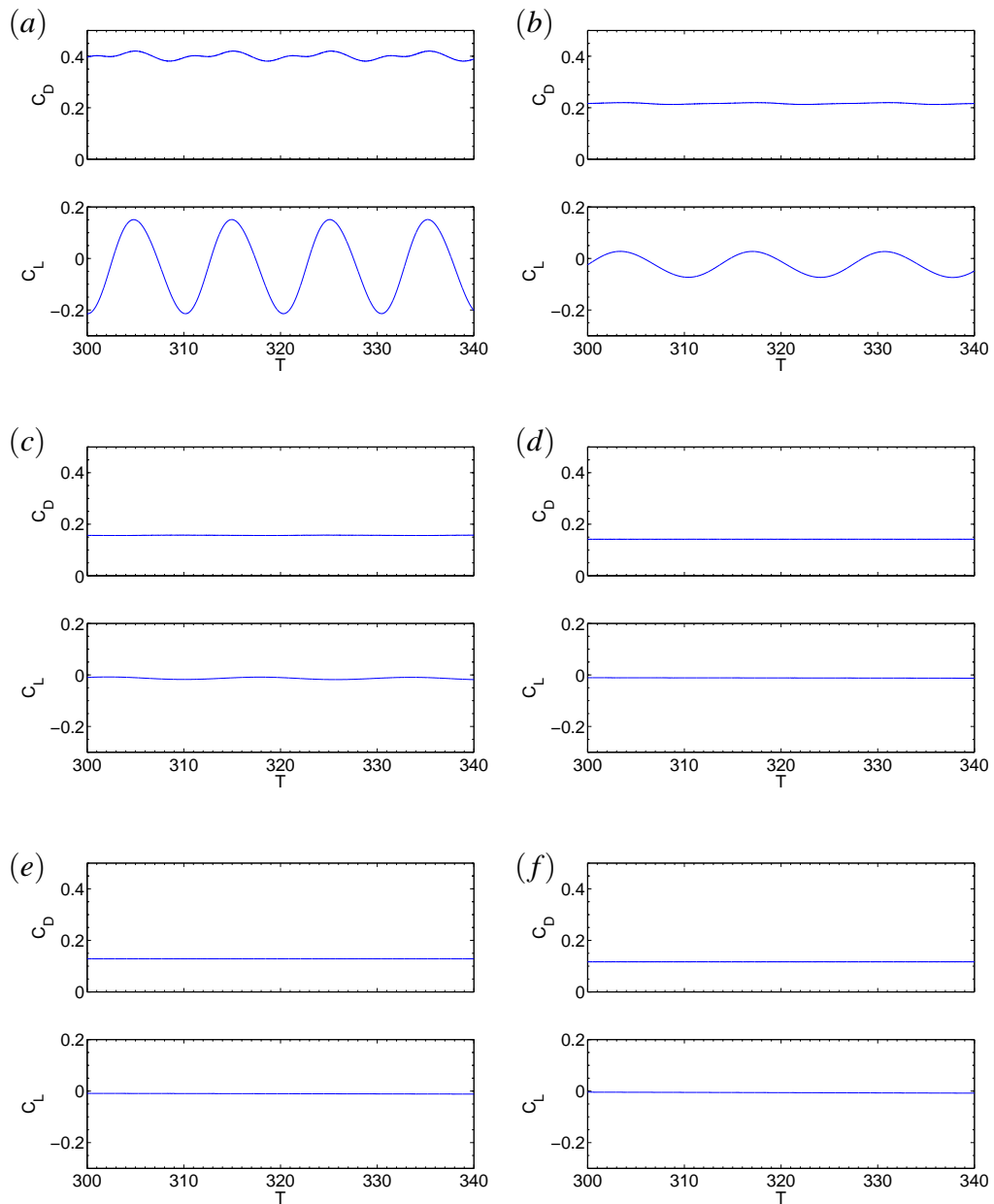


Figura 5.8: Séries temporais dos coeficientes de arrasto e sustentação para diferentes valores de afastamento no caso de escoamento com cisalhamento constante próximo a uma placa fixa ($Re_D = 300$). (a) $G = 2,5$; (b) $G = 1,5$; (c) $G = 1,0$; (d) $G = 0,8$; (e) $G = 0,6$ e (f) $G = 0,4$.

Nos casos onde foi observado o desprendimento de vórtices, a supressão da interação entre os vórtices e a placa foi associada à aceleração do escoamento entre o cilindro e a placa, formando um jato, o qual dificulta a aproximação do vórtice inferior da placa.

Para os casos onde não foi verificada a supressão da esteira, tem-se uma força de sustentação média não nula para baixo, no mesmo sentido da observada para o caso de escoamento livre com cisalhamento constante (Fig. 5.8a – b), a qual tende a aproximar o cilindro da placa.

A redução do afastamento provocou também a diminuição dos coeficientes de arrasto e sustentação. Para $G \leq 1,0$, a sustentação é nula e o arrasto diminui até 0,1, consequência da supressão do desprendimento dos vórtices. Uma discussão sobre o mecanismo que provoca a supressão do desprendimento de vórtices é apresentado na Seção 5.5.

5.1.4 Escoamento próximo a uma placa com cisalhamento linear

Para o caso de escoamento próximo de uma placa com cisalhamento linear (Fig. 2.7e), os campos de vorticidade são apresentados na Figura 5.9 e os sinais dos coeficientes hidrodinâmicos na Figura 5.10, para diferentes valores de G .

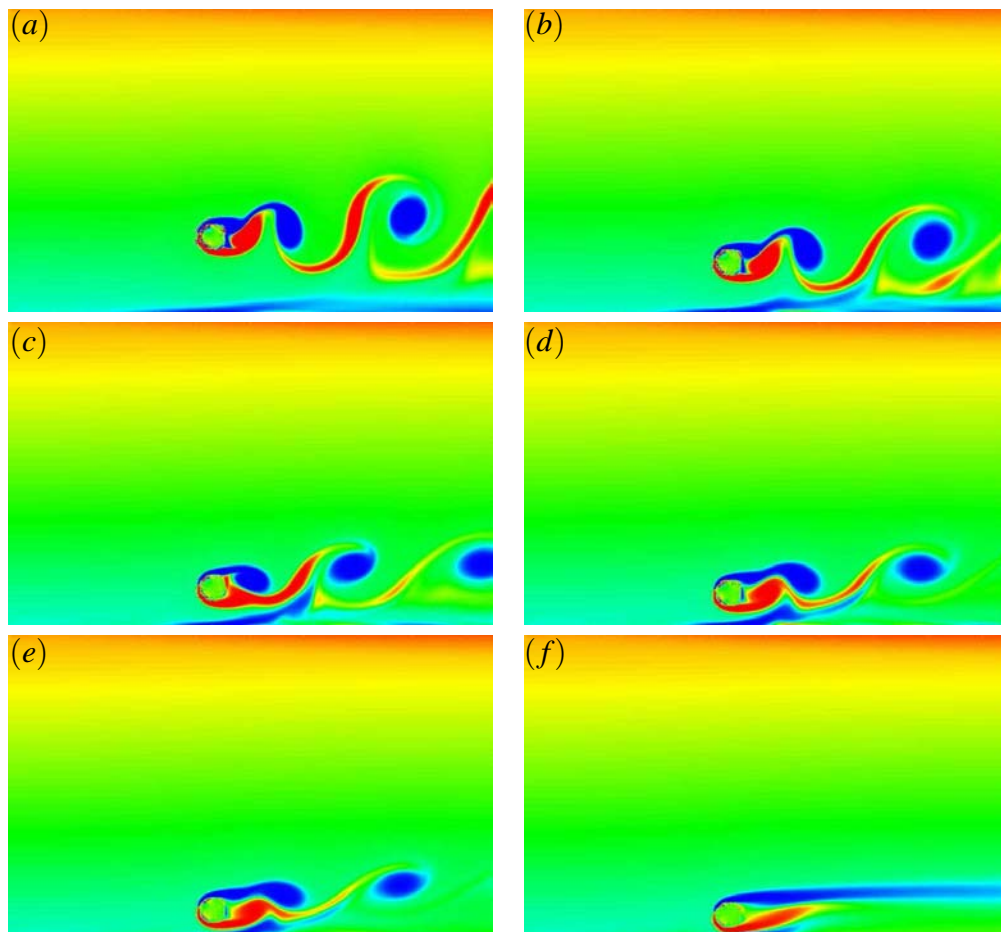


Figura 5.9: Campo de vorticidade para diferentes valores de afastamento no caso de escoamento com cisalhamento linear próximo de uma placa fixa ($Re_D = 300$). (a) $G = 2,5$; (b) $G = 1,5$; (c) $G = 1,0$; (d) $G = 0,8$; (e) $G = 0,6$ e (f) $G = 0,4$.

O desprendimento de vórtices foi observado para todos os valores de afastamento maiores que 0,4 (Fig. 5.9a – e), enquanto que para $G = 0,4$ foi observada a supressão (Fig. 5.9f). O valor do afastamento crítico (G_c), no qual ocorre a supressão do desprendimento de vórtices

para o caso de cisalhamento linear, é menor do que o observado anteriormente para o caso de escoamento com cisalhamento constante próximo de uma placa.

A diferença do valor de G no qual ocorre a supressão foi associada à variação da intensidade do cisalhamento, a qual é maior no caso linear ($\beta = 0,25 - 1,00$), o que indica que o cisalhamento tende a promover o desprendimento de vórtices e não a suprimi-lo.

Os sinais de arrasto e sustentação confirmaram as observações anteriores, de que a supressão do desprendimento de vórtices ocorre para $G = 0,4$, pois os sinais destes coeficientes não apresentam nenhuma periodicidade. Além disso, foi observado que o arrasto atinge o seu valor mínimo, próximo de 0,5, e volta-se a ter uma sustentação nula.

Os resultados mostraram que o efeito da presença da placa se inicia para valores de $G = 1,5$, quando foi observado o início da redução do valor médio do arrasto e atenuação da amplitude de oscilação da sustentação (Fig. 5.10b), o mesmo ocorre para o sinal de sustentação, embora o efeito do confinamento seja menor, como pode ser observado nos sinais mostrados na Figura 5.10.

A redução do afastamento (G) provocou o descolamento da camada de vorticidade da placa para $G \leq 1,5$, o ponto de descolamento se desloca no sentido de jusante do cilindro com a redução de G , ocorrendo juntamente com o desprendimento do vórtice inferior para $G \leq 0,8$.

O mecanismo físico que provoca a supressão do desprendimento de vórtice é apresentada na Seção 5.5.

5.2 Campos médios e comprimento de formação

Nesta seção é apresentada a influência do cisalhamento e/ou da razão de afastamento sobre:

- o campo médio de velocidade;
- as componentes do tensor de Reynolds;
- o comprimento de formação/recirculação.

A análise destes campos permite determinar o impacto das diferentes estruturas de vórtices no mecanismo de transferência de energia, principalmente para regiões onde as considerações de similaridade não são válidas, como a região da esteira próxima. Além disso, é possível determinar, a partir destes campos, o comprimento de formação ou de recirculação.

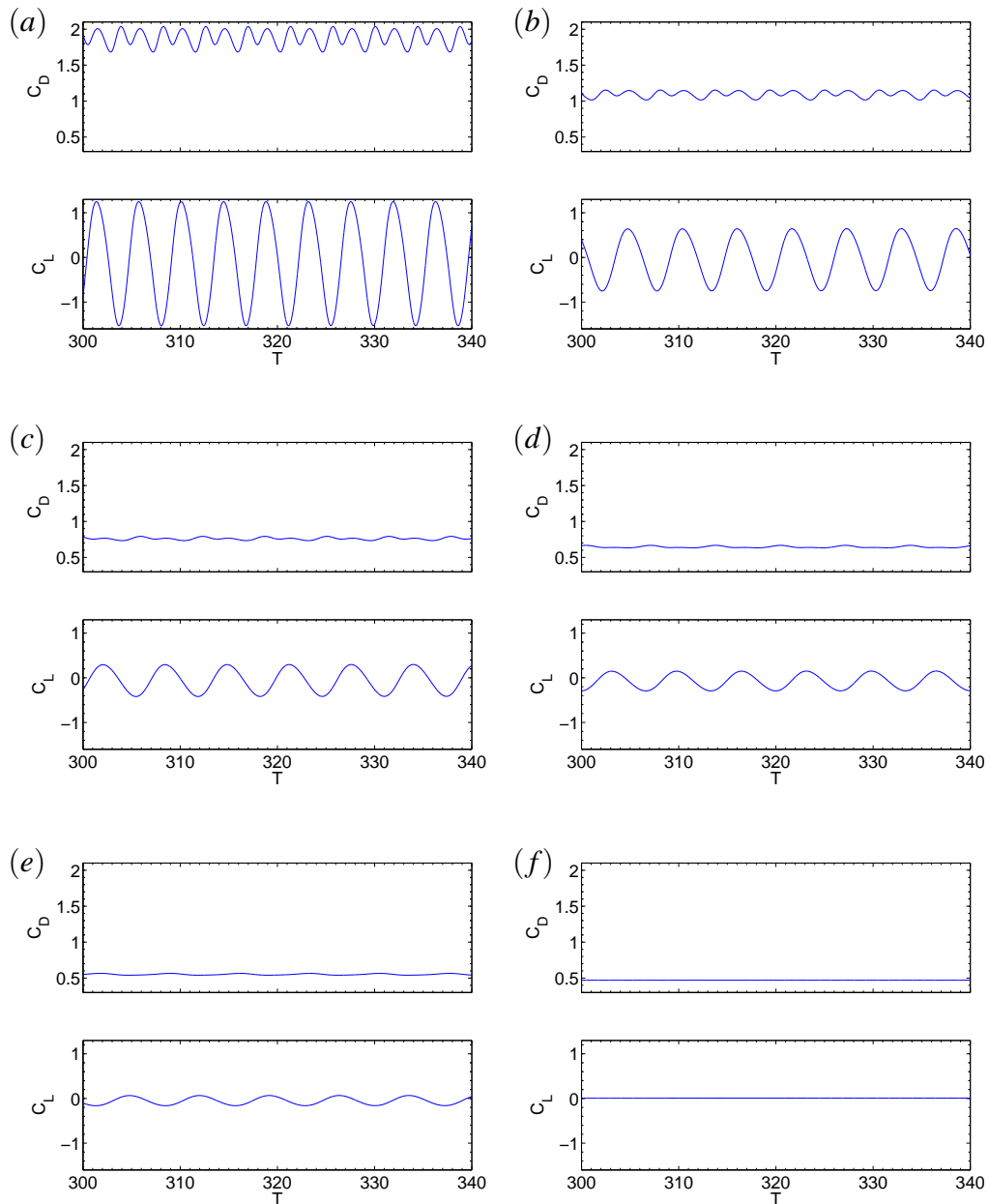


Figura 5.10: Séries temporais dos coeficientes de arrasto e sustentação para diferentes valores de afastamento no caso de escoamento com cisalhamento linear próximo de uma placa fixa ($Re_D = 300$). (a) $G = 2,5$; (b) $G = 1,5$; (c) $G = 1,0$; (d) $G = 0,8$; (e) $G = 0,6$ e (f) $G = 0,4$.

Os resultados disponíveis na literatura mostram uma dispersão dos valores encontrados para os comprimentos de formação e de recirculação, consequência das diferentes metodologias empregadas para a determinação destes parâmetros.

O comprimento de recirculação determina o tamanho da região de recirculação que se forma a jusante do cilindro, sendo calculado sobre o eixo de simetria horizontal do cilindro. Seu valor representa a distância entre o centro do cilindro e o ponto onde a velocidade longitudinal média troca de sinal.

O comprimento de formação não tem uma definição física tão clara quanto o de recirculação. Ele está normalmente associado à distância do centro do cilindro até o valor máximo de uma grandeza física na esteira do cilindro.

Dentre os vários métodos para definir o comprimento de formação, destacam-se os analisados por Noca et al. (1998), dados pela distância medida desde o centro do cilindro até:

- 1) o ponto de fechamento da esteira (velocidade média nula no eixo de simetria horizontal do cilindro) - Comprimento de recirculação;
- 2) a máxima tensão de Reynolds normal na direção longitudinal ($\langle u'^2 \rangle$);
- 3) a máxima tensão de Reynolds normal na direção transversal ($\langle v'^2 \rangle$);
- 4) a máxima tensão de Reynolds cisalhante $\langle u'v' \rangle$;
- 5) a máxima flutuação da velocidade ($\sqrt{u'^2 + v'^2}$); e
- 6) a máxima flutuação de vorticidade axial $\langle \omega'_z{}^2 \rangle$.

Cada um destes métodos dá ênfase a processos físicos diferentes que ocorrem na região da esteira, o que resulta na dispersão de valores observados na literatura para o comprimento de formação. O primeiro método corresponde ao comprimento de recirculação e os demais ao comprimento de formação. No caso particular de escoamento com cisalhamento e/ou próximo a uma placa, a definição deste parâmetro não é evidente devido à assimetria do escoamento.

5.2.1 Campos médios

O campo de velocidades médias, no caso de escoamento ao redor de um cilindro circular isolado, é caracterizado pela formação de dois vórtices simétricos anexados ao cilindro e um ponto de velocidade nula (ponto de sela), localizado sobre o eixo de simetria horizontal do cilindro (Fig. 5.11a).

A presença do cisalhamento e/ou da placa provoca a quebra da simetria dos vórtices anexados ao cilindro, como pode ser verificado nas Figuras 5.11a, 5.12a, 5.13a e 5.14a. Além disso, verificou-se também o deslocamento do ponto de estagnação frontal, causado pela distribuição assimétrica de pressão sobre o cilindro, consequência da diferença de velocidade entre a parte superior e inferior do cilindro. O deslocamento do ponto de estagnação reflete-se, também, nos coeficientes de arrasto e sustentação (Sec. 5.4).

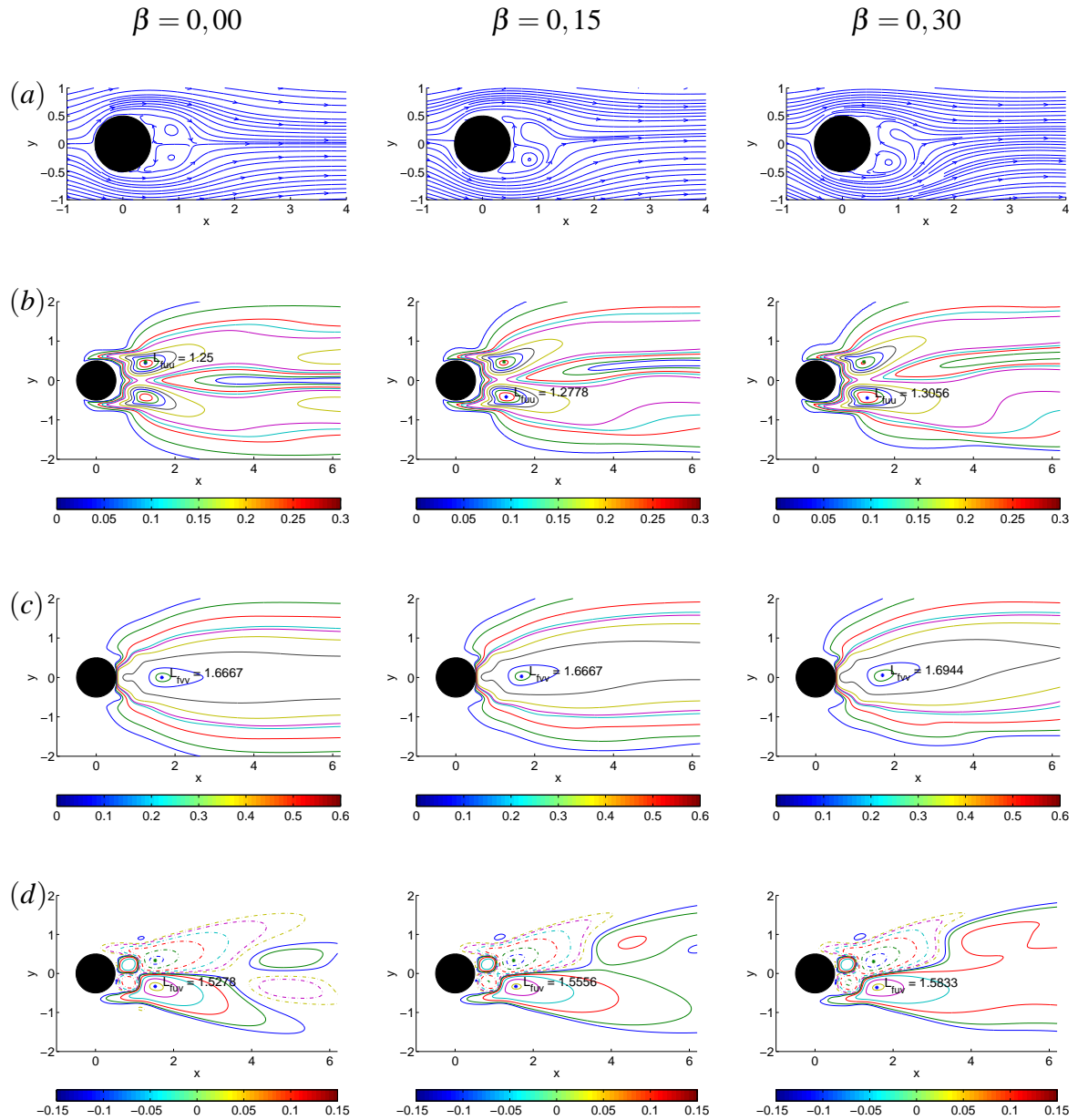


Figura 5.11: Campo de velocidade média e tensões de Reynolds para diferentes valores de cisalhamento no caso de escoamento livre com cisalhamento constante ($Re_D = 300$). (a) campo de velocidade média; (b) componente $\langle u'u' \rangle$ (isolinhas 0,005 – 0,30 a cada 0,005); (c) componente $\langle v'v' \rangle$ (isolinhas 0,05 – 0,60 a cada 0,05); (d) componente $\langle u'v' \rangle$ (isolinhas 0,05 – 0,60 a cada 0,05).

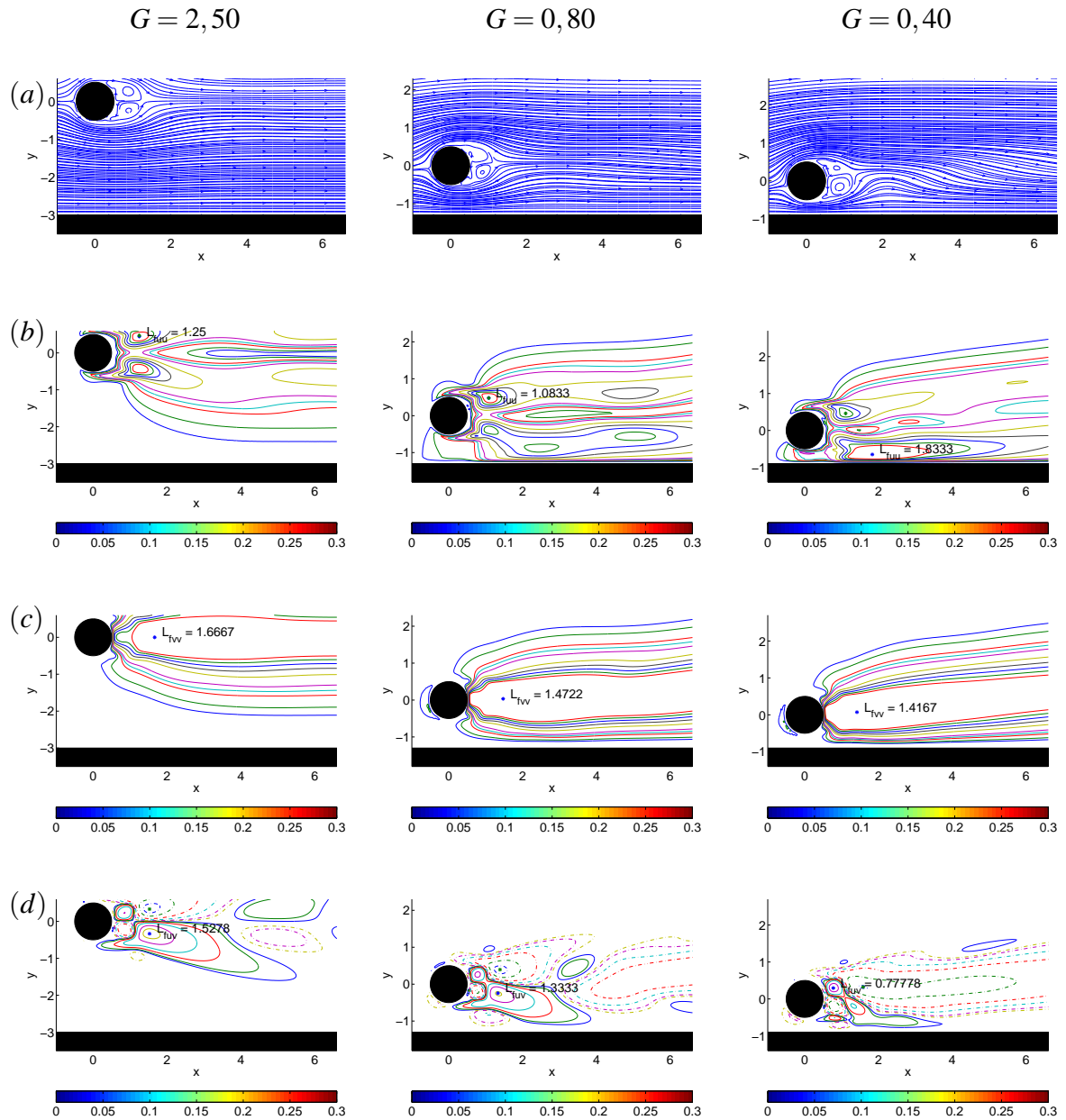


Figura 5.12: Campo de velocidade média e tensões de Reynolds para diferentes valores de afastamento no caso de escoamento uniforme próximo de uma placa móvel ($Re_D = 300$). (a) campo de velocidade média; (b) componente $\langle u'u' \rangle$ (isolinhas 0,005 – 0,30 a cada 0,005); (c) componente $\langle v'v' \rangle$ (isolinhas 0,05 – 0,60 a cada 0,05); (d) componente $\langle u'v' \rangle$ (isolinhas 0,05 – 0,60 a cada 0,05).

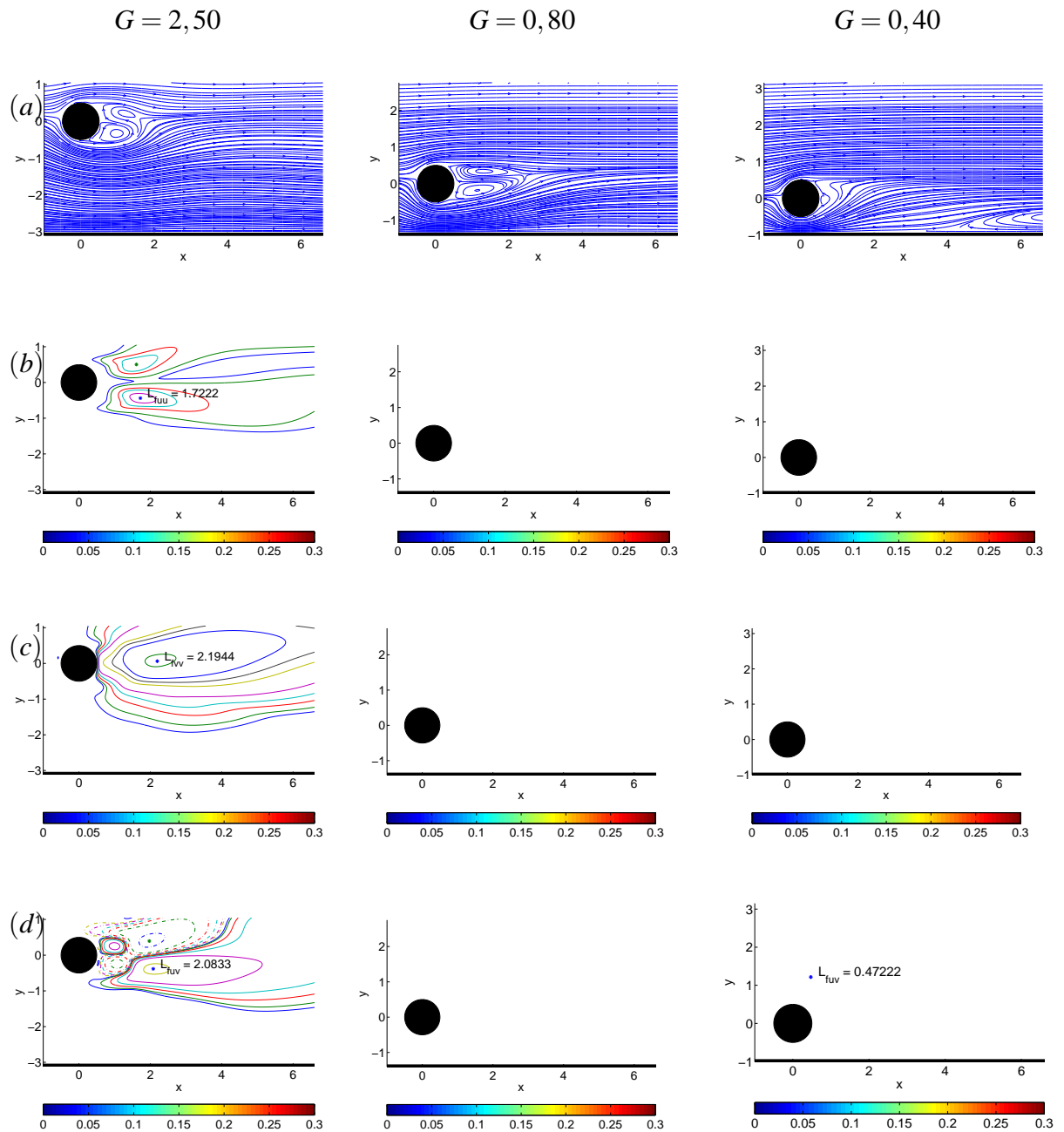


Figura 5.13: Campo de velocidade média e tensões de Reynolds para diferentes valores de afastamento no caso de escoamento com cisalhamento constante próximo de uma placa fixa ($Re_D = 300$). (a) campo de velocidade média; (b) componente $\langle u'u' \rangle$ (isolinhas 0,005 – 0,30 a cada 0,005); (c) componente $\langle v'v' \rangle$ (isolinhas 0,05 – 0,60 a cada 0,05); (d) componente $\langle u'v' \rangle$ (isolinhas 0,05 – 0,60 a cada 0,05).

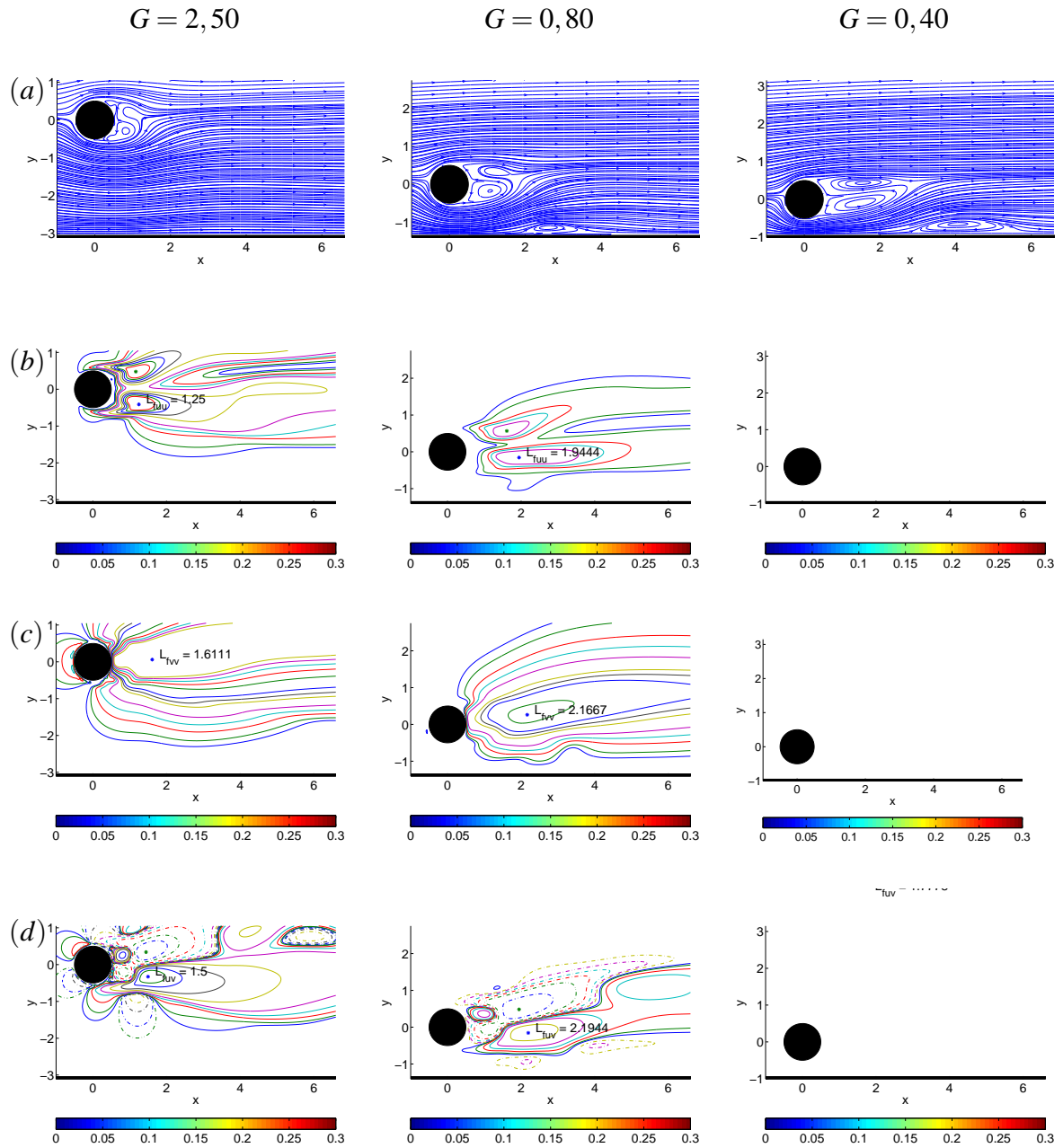


Figura 5.14: Campo de velocidade média e tensões de Reynolds para diferentes valores de afastamento no caso de escoamento com cisalhamento linear próximo de uma placa fixa ($Re_D = 300$). (a) campo de velocidade média; (b) componente $\langle u'u' \rangle$ (isolinhas 0,005 – 0,30 a cada 0,005); (c) componente $\langle v'v' \rangle$ (isolinhas 0,05 – 0,60 a cada 0,05); (d) componente $\langle u'v' \rangle$ (isolinhas 0,05 – 0,60 a cada 0,05).

No caso particular de escoamento livre com cisalhamento constante, o ponto de estagnação frontal é deslocado no sentido horário (Fig. 5.11a), enquanto que no caso da placa móvel o deslocamento é no sentido anti-horário (Fig. 5.12a). Nos casos com cisalhamento constante ou linear e placa, o ponto de estagnação é inicialmente deslocado no sentido horário, devido ao cisalhamento, porém com a redução da razão de afastamento foi identificada a redução desta rotação (Figs. 5.13a e 5.14a), evidenciando a influência da placa.

Além das observações anteriores, foi constatado que para os casos de cisalhamento e placa ocorreu a formação de uma região de recirculação a jusante do cilindro, junto à placa, para $G = 0,4$ no caso de cisalhamento constante e para $G \leq 0,8$ no caso de cisalhamento linear. Foi verificado também que esta bolha se desloca para jusante com a redução da razão de afastamento (Fig. 5.14a).

No caso de escoamento uniforme ao redor de um cilindro isolado, a componente normal $\langle u'u' \rangle$ da tensão de Reynolds tem dois lóbulos simétricos ao eixo horizontal que passa pelo centro do cilindro, enquanto que a componente normal $\langle v'v' \rangle$ têm apenas um lóbulo, com o máximo sobre o eixo de simetria e a componente $\langle u'v' \rangle$ apresenta dois pares de lóbulos.

Nos casos em que foi observado o desprendimento de vórtices, as estruturas descritas no parágrafo anterior foram observadas também nos casos em que existe cisalhamento e/ou placa. No entanto, devido à assimetria do perfil de velocidade, foi observada a quebra da simetria horizontal das isolinhas, as quais foram deslocadas no sentido anti-horário.

Nos casos onde foi verificado a supressão do desprendimento de vórtices, não foi identificada a formação de nenhuma estrutura com intensidade maior que 0,005 (Figs. 5.13 - $G = 0,8$ e 0,4, e Fig. 5.14 - $G = 0,4$).

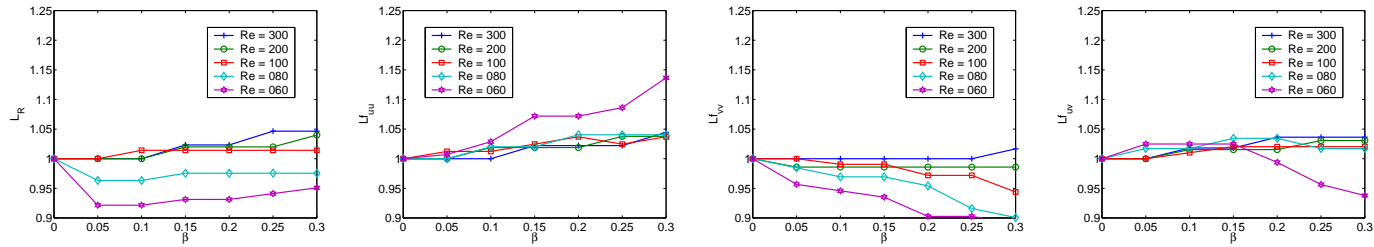
5.2.2 Comprimento de formação/recirculação

A influência do cisalhamento e/ou da placa sobre o comprimento de formação, definidos pelos métodos 1, 2, 3 e 4, é mostrada na Figura 5.15, onde os valores apresentados foram normalizados em função dos valores obtidos para $\beta = 0,00$ ou $G = 2,5$. Os valores de referência são mostrados na Tabela 5.2.

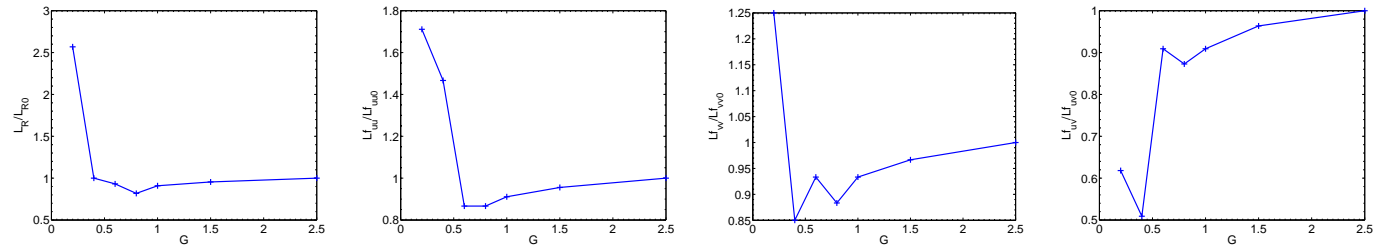
Os resultados obtidos confirmam a dispersão observada na literatura, indicando diferentes valores para o comprimento de formação dependendo da metodologia empregada.

No caso de escoamento livre com cisalhamento constante foi verificado na Figura 5.15 que a metodologia, além de afetar o valor do comprimento de formação, modifica a tendência de comportamento, como pode ser verificado comparando o comportamento do comprimento

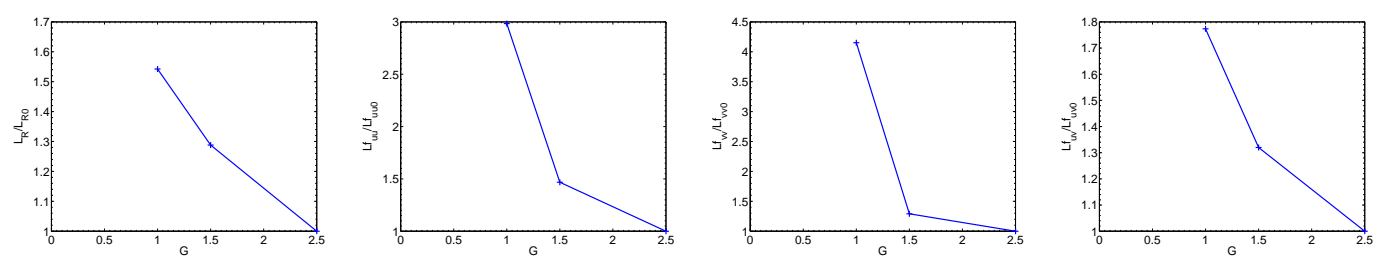
(a) Cisalhamento Livre



(b) Placa móvel



(c) Placa com cisalhamento constante



(d) Placa com cisalhamento linear

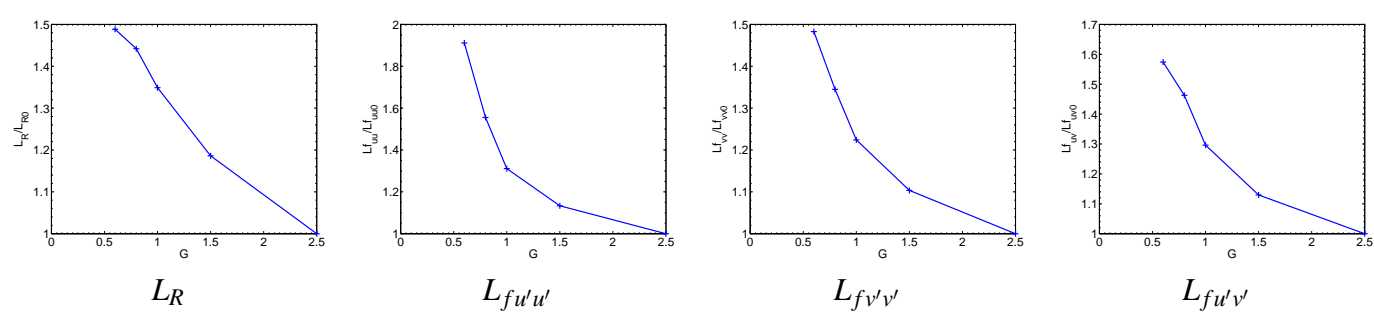


Figura 5.15: Comportamento do comprimento de formação ou recirculação em função do cisalhamento e/ou razão de afastamento.

Tabela 5.2: Comprimento de formação e recirculação de referência para cada escoamento.

Re_D	Cisalhamento					Placa Móvel	Cisalhamento Constante	Cisalhamento linear
	60	80	100	200	300			
L_{R0}	2,83	2,28	1,94	1,39	1,19	1,64	1,22	1,19
$L_{f_{uu}0}$	3,86	2,75	2,25	1,47	1,25	1,72	1,25	1,25
$L_{f_{vv}0}$	5,14	3,64	2,97	1,97	1,67	2,19	1,67	1,61
$L_{f_{uv}0}$	4,47	3,22	2,72	1,80	1,52	2,08	1,53	1,50

de formação definido pelo máximo de $\langle u'u' \rangle$ e pelo máximo de $\langle v'v' \rangle$ na Figura 5.15a. Baseado no primeiro método, verificou-se um aumento do comprimento de formação com o cisalhamento, enquanto que com o segundo método, ocorreu a redução do comprimento de formação com o aumento do cisalhamento.

Nos casos de escoamento com cisalhamento e placa (Figs. 5.15b – d), todos os métodos indicaram a mesma tendência de aumento do comprimento de formação com a redução da razão de afastamento, enquanto foi observado o desprendimento de vórtices. No caso particular de placa móvel foi observado que o comprimento de formação sofreu uma redução até $G = 0,6$, seguido pelo aumento para valores menores que este (Fig. 5.15b).

A dispersão dos valores do comprimento de formação/recirculação observada no caso de escoamento com cisalhamento e/ou com placa, pode ser explicada analisando os campos médios mostrados nas Figuras 5.11, 5.12, 5.13 e 5.14. Foi descrito na Seção 5.2.1, que o cisalhamento e/ou a placa provocam uma assimetria nos campos médios, deslocando-os no sentido anti-horário, afetando, assim, as definições destes parâmetros, as quais foram desenvolvidas para o caso de escoamento simétrico.

Entre as quatro metodologias testadas para definir o comprimento de formação, os resultados indicaram que o uso da tensão normal $\langle v'v' \rangle$ pode ser considerado o mais adequado para a definição de um critério único para a determinação do comprimento de formação, visto que esta possui apenas um valor de máximo e serve tanto para o caso de escoamento uniforme como com cisalhamento.

5.3 Número de Strouhal

A frequência de desprendimento de vórtices (f_s), caracterizada pelo número de Strouhal ($St = f_s U / D$), é obtida normalmente através da análise dos sinais de velocidade obtidos a partir de sondas localizadas a jusante do cilindro. Porém, no caso de escoamentos que possuem uma assimetria no perfil médio de velocidade, a localização da sonda pode condicionar o resultado

obtido, como foi observado no trabalho de Bearman e Zdravkovich (1978). Aqueles autores observaram que devido à presença da placa plana, a sonda localizada no lado do cilindro oposto à placa, indicava a existência de uma periodicidade que não era detectada pela sonda localizada no lado do cilindro próximo da placa. Devido a resultados como estes, Lei et al. (2000) sugeriram que fosse adotada a análise do sinal da força de sustentação para a determinação da frequência de desprendimento de vórtices, pois sabe-se que para o caso de escoamento uniforme ($\beta = 0,00$), esta força oscila na mesma frequência que o desprendimento de vórtice.

Neste trabalho, os sinais das forças de arrasto e sustentação foram submetidos a análise espectral utilizando o método modificado de Welch, disponível no *Toolbox* de análise de sinais do MATLAB. Para esta análise foi selecionado um período correspondendo a, aproximadamente, 25 períodos do desprendimento de vórtices, tomando como referência a frequência de desprendimento de vórtices para o caso de escoamento uniforme ao redor de um cilindro circular isolado e $Re_D = 300$ ($St = 0,2$).

O uso do sinal de arrasto para a determinação da frequência de desprendimento de vórtice não se mostrou adequado para todos os casos analisados neste trabalho, conseqüência da diferença de intensidade dos vórtices que se desprendem do cilindro, causada pelo cisalhamento e/ou placa.

No caso do coeficiente de arrasto, foram identificadas duas frequências diferentes, à medida que o cisalhamento aumenta e a placa se aproxima, enquanto que o coeficiente de sustentação identifica apenas uma frequência para todos os casos.

Os resultados obtidos da análise espectral, para o caso de escoamento livre com cisalhamento constante, utilizando o sinal do arrasto e sustentação para $Re_D = 100$ e parâmetros de cisalhamento $\beta = 0,00, 0,15$ e $0,30$, são mostrados na Figura 5.16.

Analisando os resultados da Figura 5.16, para o sinal de arrasto, verificou-se que, para o caso de escoamento uniforme ($\beta = 0,00$), a densidade espectral de potência tem apenas um pico de frequência, o qual ocorre para o dobro da frequência de desprendimento de vórtices obtido utilizando o sinal de sustentação.

Para os casos de $\beta = 0,15$ e $\beta = 0,30$, foram observados dois picos de frequência no sinal de C_D , sendo que o primeiro harmônico encontra-se na mesma frequência do desprendimento de vórtices, enquanto que o segundo está no dobro desta. Este comportamento foi associado à assimetria do sinal de arrasto descrito na Seção 5.1, conseqüência da deformação do vórtice inferior da esteira de von Kármán.

A influência do cisalhamento e/ou da razão de afastamento sobre o número de Strouhal para

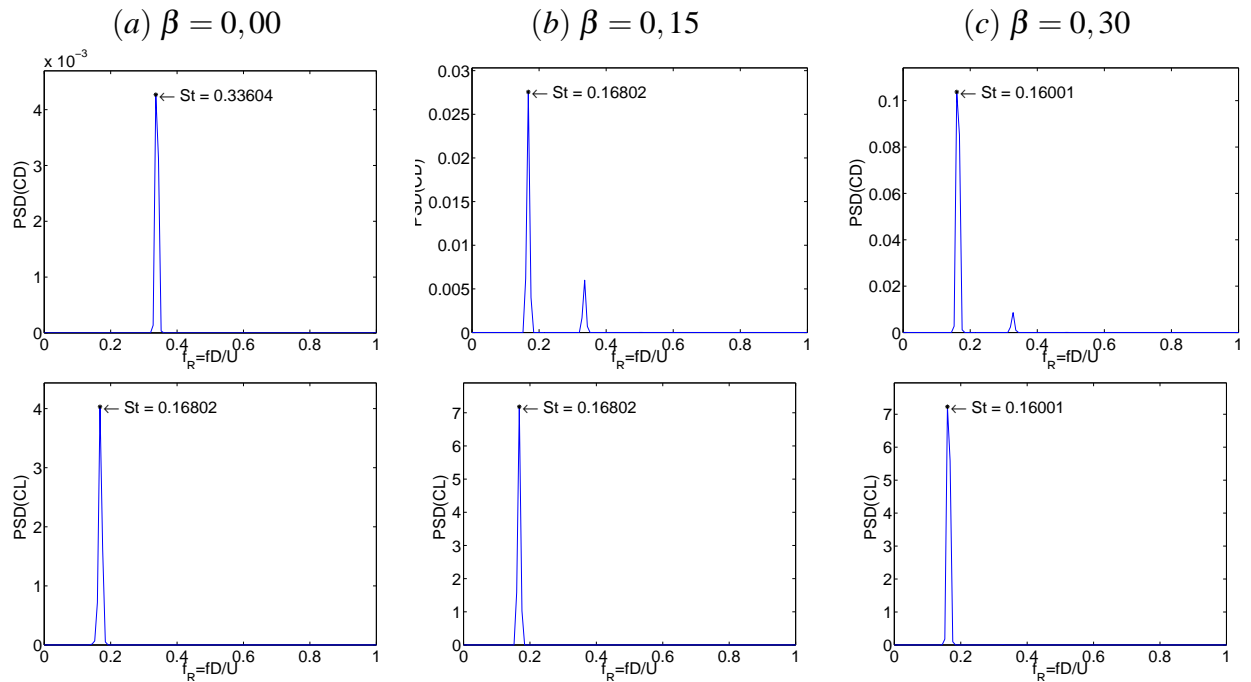


Figura 5.16: Influência do cisalhamento na densidade espectral de potência do sinal de arrasto (linha superior) e sustentação (linha inferior) para número de Reynolds igual a 100.

os quatro escoamentos analisados é mostrada nas Figuras 5.17a e 5.18.

5.3.1 Escoamento livre com cisalhamento constante

A análise inicial dos resultados para o escoamento livre com cisalhamento constante demonstrou uma tendência geral de leve redução do número de Strouhal com o aumento do parâmetro de cisalhamento, semelhante à que foi observada por Lei et al. (2000) (Fig. 5.17b). A variação máxima observada para o Strouhal nestes dois trabalhos foi da mesma ordem ($\approx 0,008$).

Por outro lado, os resultados obtidos por Sumner e Akosile (2003) indicaram que o número de Strouhal é independente do cisalhamento, pois a pequena redução observada por aqueles autores estava dentro do erro experimental.

Uma análise da incerteza dos resultados obtidos para o número de Strouhal não foi realizada no presente trabalho nem em Lei et al. (2000). No entanto, analisando os resultados verificou-se que a variação observada para o número de Strouhal é da mesma ordem da resolução espectral utilizada na análise do sinal. Esta observação levou a considerar que esta pequena variação pode estar associada à incerteza da análise espectral.

Os resultados apresentados para a variação do número de Strouhal com o parâmetro de cisalhamento apresentados neste trabalho se contrapõem aos obtidos experimentalmente por

Kiya et al. (1992) e Kwon et al. (1992), os quais observaram um aumento do número de Strouhal com o parâmetro de cisalhamento.

Analisando os resultados apresentados por Kiya et al. (1992), verificou-se uma dispersão do número de Strouhal para o mesmo cisalhamento. Devido a esta observação, foram analisadas as características adotadas por aqueles autores para os experimentos, onde se verificou que a maior parte dos testes foram realizados utilizando uma pequena razão de aspecto ($RA = 2$ a $12,5$). Esta observação levou à hipótese de que o aumento do número de Strouhal e a supressão do desprendimento dos vórtice, observada por aqueles autores, está associada ao pequeno valor adotado para este parâmetro.

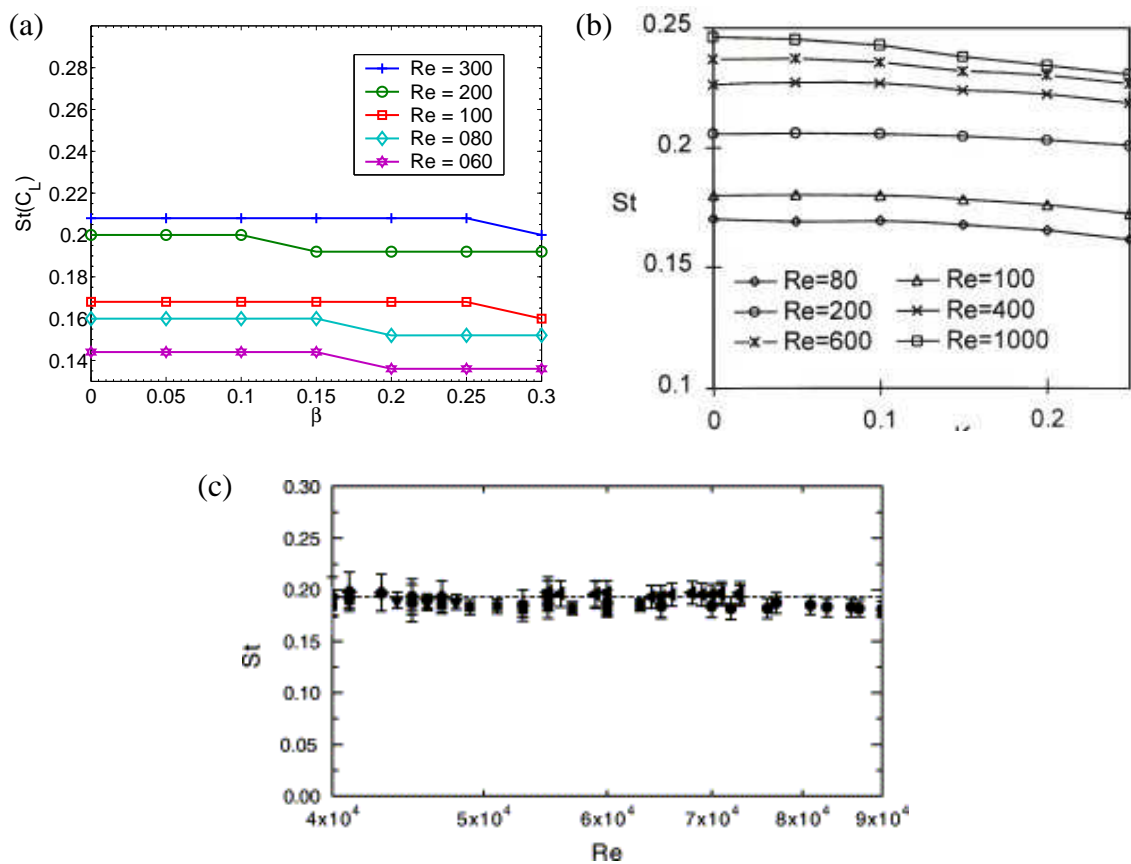


Figura 5.17: Número de Strouhal (St) em função do parâmetro de cisalhamento (β). (a) Presente trabalho ; (b) Lei et al. (2000); (c) Sumner e Akosile (2003)

Esta hipótese se baseou nos resultados apresentados por Dauchy et al. (1997), os quais demonstraram que, para uma razão de aspecto de 21,4, o número de Reynolds crítico é elevado de 47 para 53, e que, reduzindo a razão de aspecto para 10,7, o número de Reynolds crítico passa para 90. Resultados semelhantes também foram apresentados por Sohankar et al. (1999).

Uma comparação quantitativa entre os resultados apresentados por Lei et al. (2000) e os obtidos neste trabalho, para $Re_D = 200$, apresentam ambos valores próximos de 0,20.

5.3.2 Escoamento próximo de uma placa

A aproximação do cilindro à placa provocou, de maneira geral, a redução do número de Strouhal (Fig. 5.18), tendo sido observada a supressão do desprendimento de vórtices para os casos de escoamento próximo de uma placa com cisalhamento (Fig. 5.18b e 5.18c).

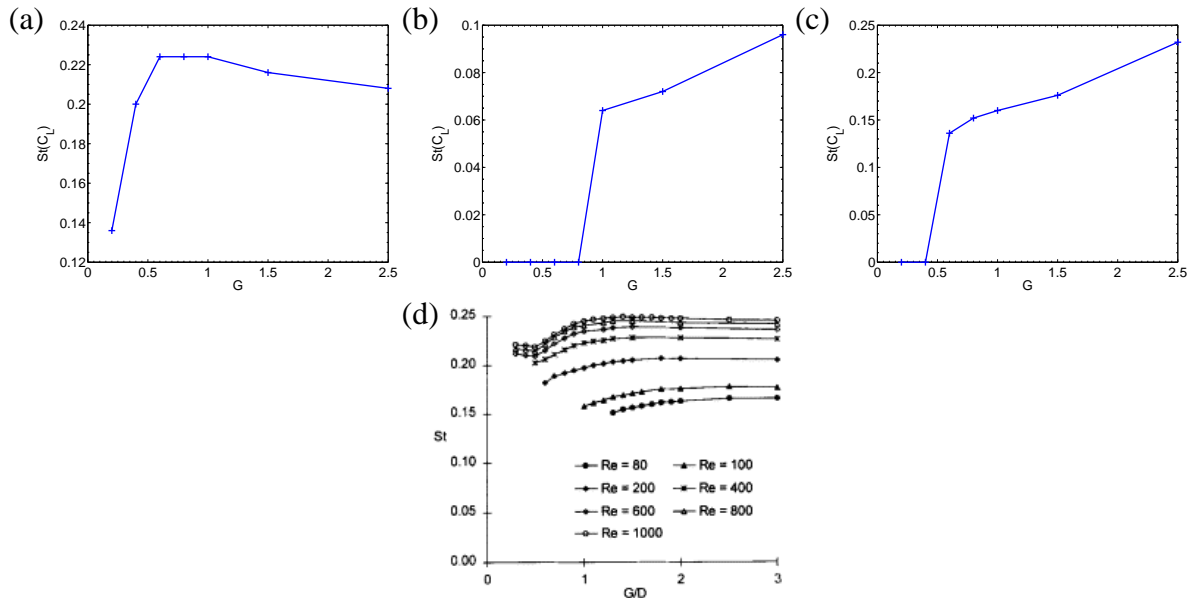


Figura 5.18: Número de Strouhal (St) em função do afastamento (G) para o caso de escoamento próximo de uma placa. (a) Placa móvel; (b) Placa com cisalhamento constante; (c) Placa com cisalhamento linear, e (d) Lei et al. (2000).

Devido à ausência de cisalhamento, o caso da placa móvel (Fig. 5.18a) apresentou um comportamento particular. Neste caso, não foi observada a supressão do desprendimento de vórtices. Porém foi identificado dois comportamentos distintos, dependendo do valor do afastamento, os quais estão separados pela ocorrência de um máximo do número de Strouhal para $G = 0,6$.

A redução do afastamento, de 2,5 para 0,6, provoca o aumento do número de Strouhal. Este aumento foi associado ao efeito do bloqueio causado pela placa, o qual provoca a intensificação da interação entre o vórtice superior e inferior que se desprende do cilindro, reduzindo o período de desprendimento de vórtices.

A segunda região ocorre para valores de afastamento menores que 0,6. Nesta foi observada a redução do número de Strouhal. Analisando os campos instantâneos de vorticidade foi observado que para valores menores que 0,6 ocorre um aumento no tempo de formação do vórtices inferior.

Nos casos da placa com cisalhamento foi verificado que a supressão ocorre para diferentes

valores de afastamento ($G = 0,8$ para o cisalhamento constante e $G = 0,4$ para o cisalhamento linear). A variação da razão de afastamento na qual ocorre a supressão foi associada à intensidade do cisalhamento do escoamento, visto que para o primeiro caso o cisalhamento é da ordem de 0,15, enquanto que para o segundo este é da ordem 1,00. Este resultado indica que o aumento do cisalhamento tende a provocar o desprendimento de vórtices e não a suprimi-lo.

Comparando os resultados obtidos para os casos de placa com cisalhamento (Fig. 5.18*b* e *c*) com os resultados obtidos por Lei et al. (2000) (Fig. 5.18*d*) para o caso de camada limite, verificou-se que todos têm a mesma tendência de redução do número de Strouhal com a aproximação da parede, o que é coerente com a tendência de supressão observada para todos estes casos.

5.4 Coeficientes Hidrodinâmicos

Nesta seção é apresentada a influência do cisalhamento e da razão de afastamento sobre os coeficientes de arrasto e sustentação. Os resultados obtidos para a força de arrasto são mostrados nas Figuras 5.19, 5.21, 5.23 e 5.25, enquanto que nas Figuras 5.20, 5.22, 5.24 e 5.26 são mostrados os resultados para a força de sustentação. Os coeficientes de arrasto e sustentação foram calculados utilizando as Equações 3.33 e 3.34.

5.4.1 Escoamento livre com cisalhamento constante

No caso de escoamento livre com cisalhamento constante, foi observado que o aumento do cisalhamento provoca uma redução do valor médio e um aumento da flutuação do coeficiente de arrasto (Fig. 5.19*a* e *b*). O cisalhamento também induz sobre o cilindro uma força de sustentação média negativa, a qual aumenta, em valor absoluto, com o cisalhamento (Fig. 5.20*a*). Um comportamento semelhante ao da sustentação média foi observado para a flutuação da sustentação (Fig. 5.20*b*). O sinal negativo da força de sustentação média significa que esta tende a deslocar o cilindro para o lado de menor velocidade do escoamento.

A variação dos coeficientes hidrodinâmicos é explicada pela diferença de velocidade entre a parte superior e inferior do cilindro, a qual resulta numa distribuição assimétrica do campo de pressão sobre o cilindro.

A assimetria do campo de pressão sobre o cilindro foi observada indiretamente na análise do campo de velocidade média (Fig. 5.11), onde se verificou que o aumento do cisalhamento desloca o ponto de estagnação frontal no sentido horário.

Os resultados obtidos neste trabalho para os coeficientes de arrasto e sustentação podem ser comparados com os dados apresentados por Lei et al. (2000).

Comparando qualitativamente os resultado obtidos para o coeficiente de arrasto médio (Fig. 5.19a e c), verificou-se a mesma tendência de redução do arrasto com o cisalhamento em ambos os trabalhos, embora tenha sido observado uma diferença na intensidade do arrasto médio, sendo os obtidos no presente trabalho maiores que os de Lei et al. (2000).

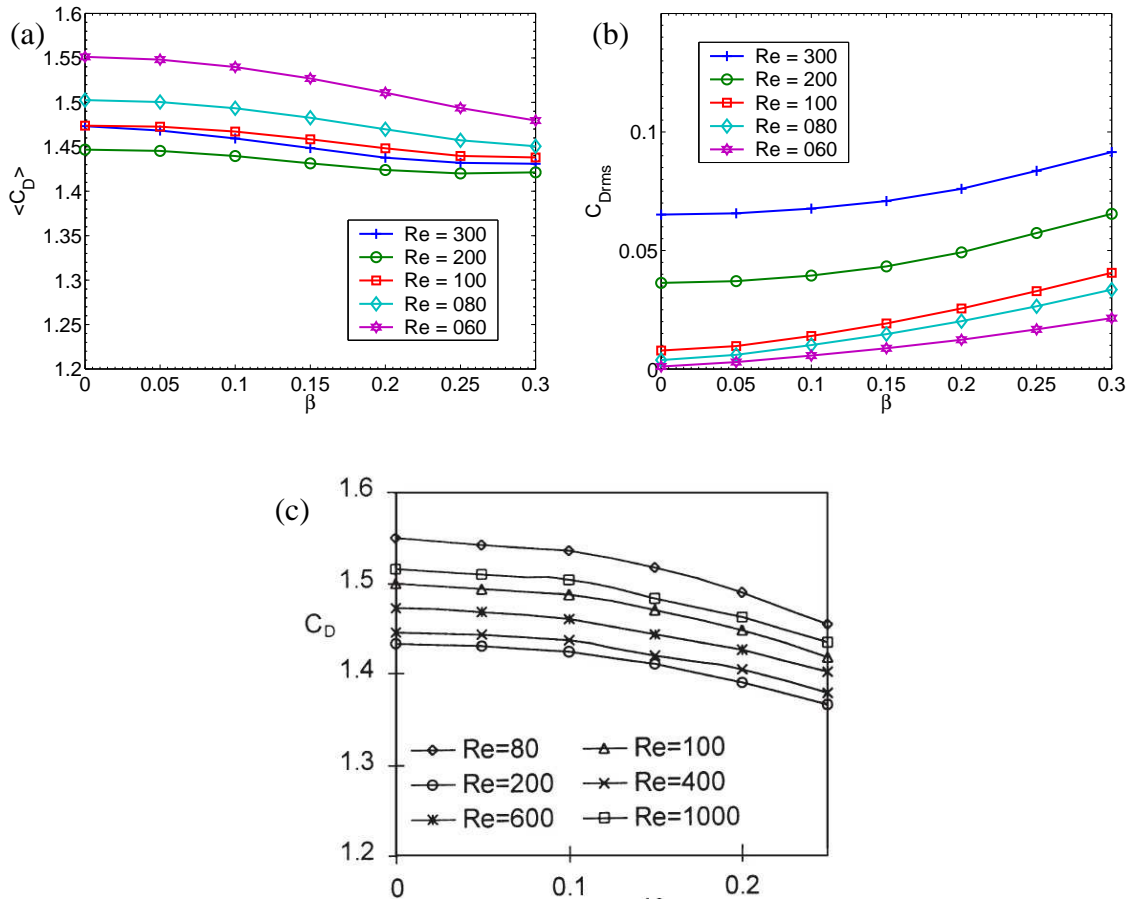


Figura 5.19: Coeficiente de arrasto em função do parâmetro de cisalhamento (β) no caso de escoamento livre com cisalhamento constante. (a) $\langle C_D \rangle$; (b) C_{Drms} ; (c) $\langle C_D \rangle$ (LEI et al., 2000).

No caso da sustentação, os resultados obtidos em ambos os trabalhos indicam a mesma tendência; o aumento da força de sustentação com o cisalhamento, tanto do módulo do valor médio (Fig. 5.20a e c) como das flutuações (Fig. 5.20b e d).

As diferenças observadas entre os resultados apresentados neste trabalhos e os obtidos por Lei et al. (2000) foram atribuídas pelo autor aos diferentes esquemas numéricos utilizados (2ª ordem no trabalho de Lei et al. (2000) e 6ª ordem no presente trabalho), à forma de representar o cilindro, e à diferença de resolução da malha computacional.

Os resultados obtidos neste trabalho também estão de acordo com os dados experimentais apresentados por Kwon et al. (1992) e Sumner e Akosile (2003), e os numéricos de Jordan e Fromm (1972), descritos no Capítulo 2.

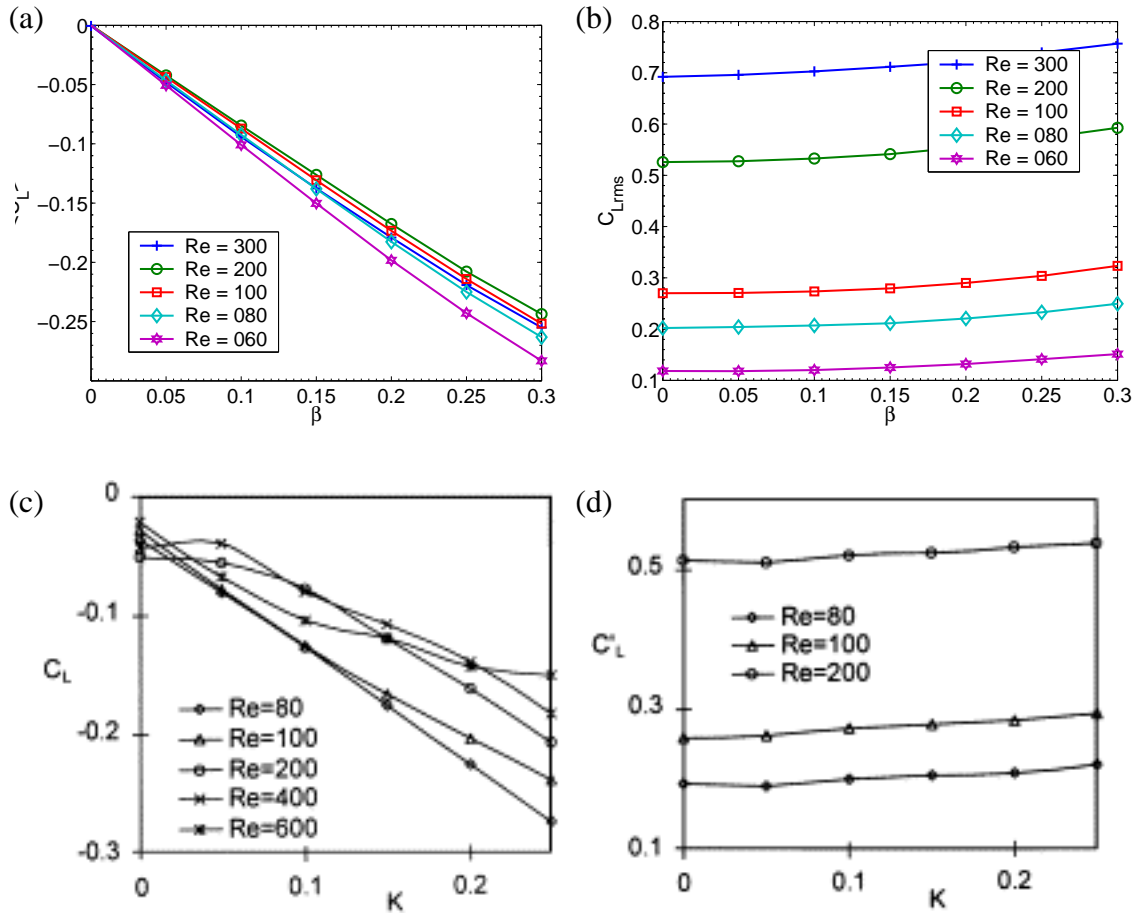


Figura 5.20: Coeficiente de sustentação em função do parâmetro de cisalhamento (β) no caso de escoamento livre com cisalhamento constante. (a) $\langle C_L \rangle$; (b) $C'_{L,rms}$; (c) $\langle C_L \rangle$ (LEI et al., 2000) e (d) C'_L (LEI et al., 2000).

5.4.2 Escoamento uniforme próximo a uma placa móvel

No caso de escoamento uniforme próximo de uma placa móvel, foi observado que a redução do afastamento tende a provocar um aumento do arrasto médio e do valor rms desta força (Fig. 5.21a e b), os quais atingem o seu valor máximo para $G = 0,4$. O valor do arrasto médio obtido para $G = 2,5$ é maior que o obtido no caso de escoamento livre com cisalhamento nulo, apresentado anteriormente, indicando a influência da placa móvel inclusive para este valor do afastamento.

A aproximação da placa móvel provocou também o surgimento de uma força de sustentação média positiva, a qual cresce com a redução do afastamento (Fig. 5.22a), o valor rms da força

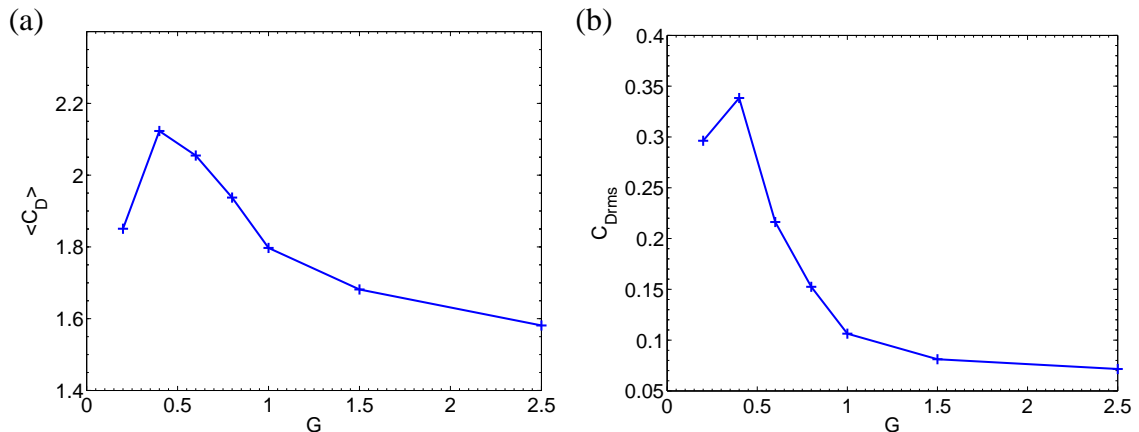


Figura 5.21: Coeficiente de arrasto em função do afastamento (G) para o caso de escoamento uniforme próximo de uma placa móvel. (a) $\langle C_D \rangle$ e (b) $C_{D,rms}$

de sustentação também aumenta até $G = 0,4$, reduzindo para valores menores que este (Fig. 5.22b). Comportamento semelhante foi observado para o coeficiente de arrasto (Fig. 5.21).

O sinal positivo do coeficiente de sustentação médio indica que esta força tende a afastar o cilindro da placa, contrariamente ao que ocorre para o caso de escoamento livre com cisalhamento constante.

O comportamento dos coeficientes hidrodinâmicos é controlado pela assimetria do escoamento, causada, neste caso, pela presença da placa. Neste caso a assimetria pode ser identificada pelo deslocamento do ponto de estagnação frontal no sentido anti-horário (Fig. 5.12a), o qual aumenta com a aproximação do cilindro da placa.

A análise do campo instantâneo de vorticidade não mostrou nenhum novo processo que possa ser associado à redução observada do valor médio e rms do arrasto e do valor rms da sustentação para $G < 0,4$. Uma explicação para esta redução não foi encontrada, porém acredita-se que este comportamento indique o valor limite de G que pode ser analisado para a resolução adotada, sendo necessário refinar a malha computacional para valores de $G < 0,4$.

Os resultados obtidos para a força de sustentação média, no caso da placa móvel, podem ser comparados com os dados apresentados por Fredsoe et al. (1984) (*apud* Sumer e Fredsoe (1997)), para o escoamento ao redor de um cilindro rebocado próximo ao fundo de um canal plano.

Comparando estes dois resultados (Fig. 5.22a e c), verificou-se o aumento da sustentação com a redução do afastamento para os dois casos. A diferença dos valores obtidos foi atribuída ao fato do experimento ter sido realizado para números de Reynolds da ordem de 10^4 , enquanto que as simulações numéricas foram realizadas para $Re_D = 300$.

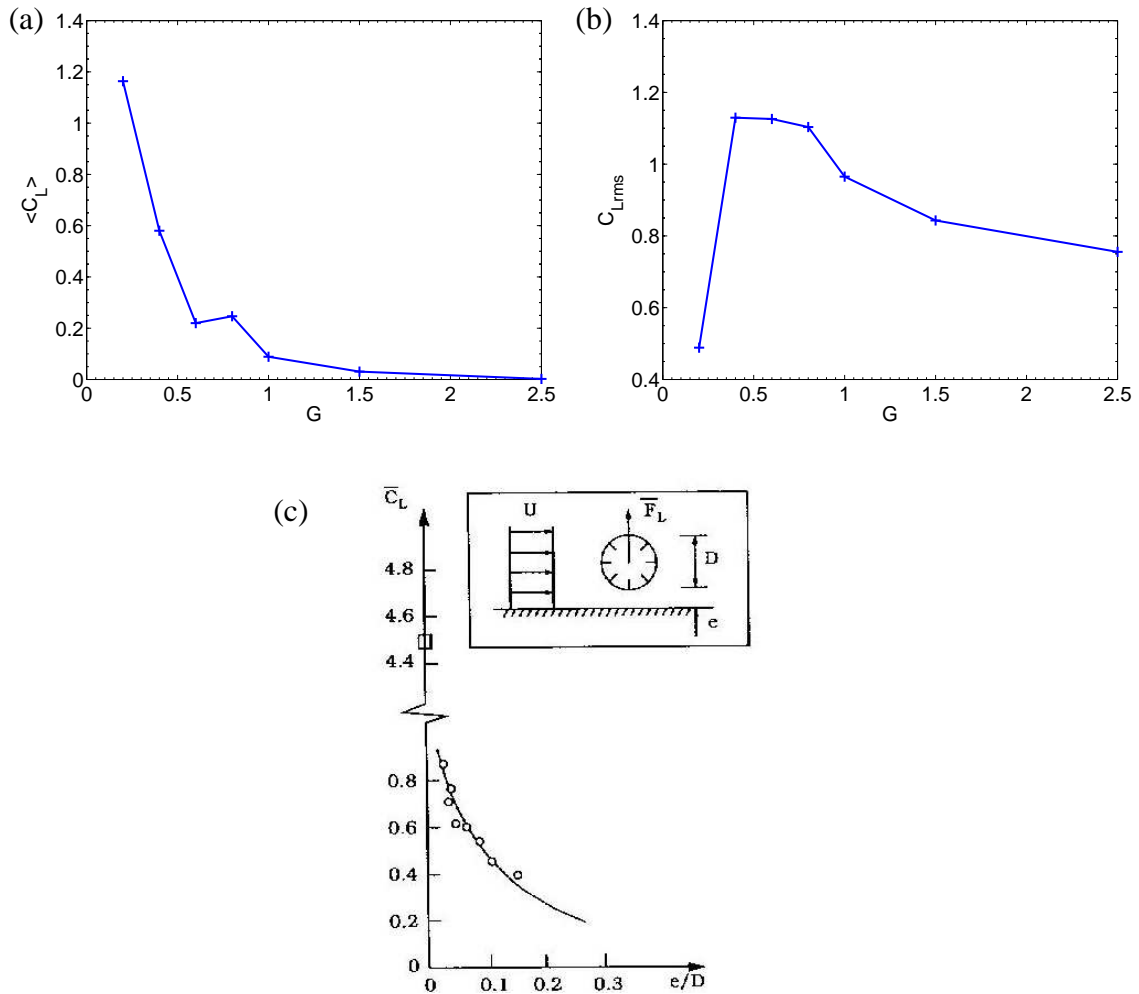


Figura 5.22: Coeficiente de sustentação em função do afastamento (G) no caso de escoamento uniforme próximo de uma placa móvel. (a) $\langle C_L \rangle$; (b) C_{Lrms} e (c) \bar{C}_L (FREDSOE et al., 1984).

5.4.3 Escoamento próximo a uma placa e com cisalhamento

A influência do afastamento sobre os valores médios e rms dos coeficientes de arrasto e sustentação, para os casos de escoamento com cisalhamento próximo de uma placa são mostrados nas Figuras 5.23 a 5.26.

Os resultados obtidos mostraram que os coeficientes hidrodinâmicos possuem uma tendência de redução com a aproximação do cilindro à placa para ambos casos, tanto para os valores médios (Figs. 5.23a, 5.24a, 5.25a e 5.26a) como para as flutuações (Figs. 5.23b, 5.24b, 5.25b e 5.26b).

Comparando os resultados obtidos para os casos de cisalhamento e placa com os obtidos anteriormente para escoamento livre com cisalhamento constante e placa móvel, pode-se dizer que nos casos de cisalhamento e placa existe um predomínio do efeito do cisalhamento sobre

o confinamento causado pela placa, o qual pode ser identificado pela redução do valor médio do coeficiente de arrasto e pelo valor negativo da força de sustentação, semelhante ao que foi observado para o caso de escoamento livre com cisalhamento constante.

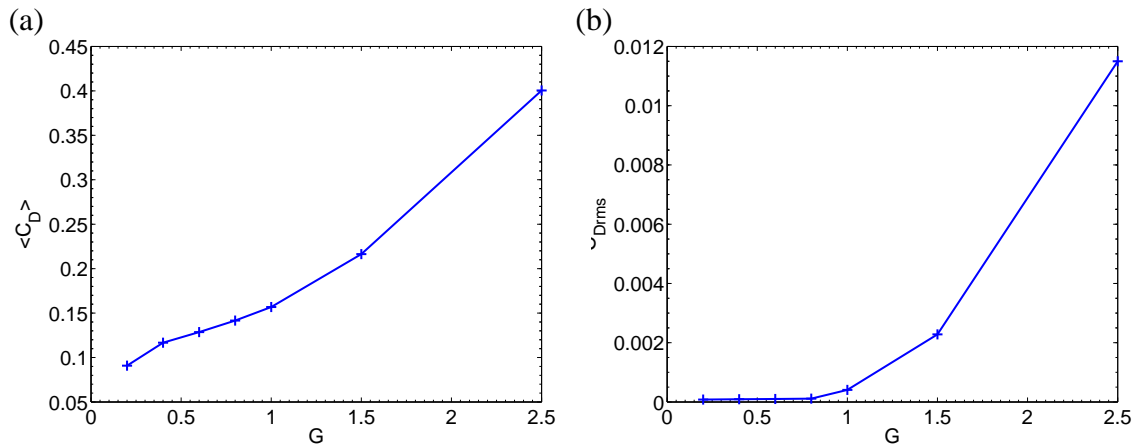


Figura 5.23: Coeficiente de arrasto em função do afastamento (G) no caso de escoamento com cisalhamento constante próximo de uma placa fixa. (a) $\langle C_D \rangle$ e (b) C'_D .

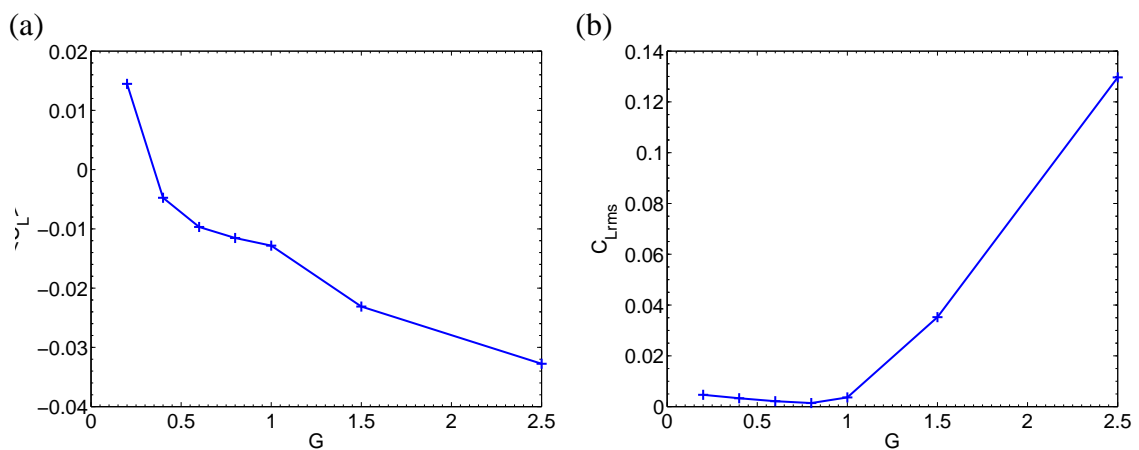


Figura 5.24: Coeficiente de sustentação em função do afastamento (G) no caso de escoamento com cisalhamento constante próximo de uma placa fixa. (a) $\langle C_L \rangle$ e (b) C'_L .

No entanto, verificou-se que, em ambos os casos de cisalhamento e placa, a redução do afastamento tende a diminuir a intensidade da força de sustentação (Fig. 5.24a e 5.26a), chegando a ocorrer a inversão do sentido desta força para valores de G muito pequenos, o que sugere que para estes valores de afastamento, existe um predomínio do efeito de confinamento sobre o cisalhamento.

O comportamento descrito acima pode ser confirmado analisando o campo de velocidades médias obtido para os casos de cisalhamento constante e linear (Figs. 5.13a e 5.14a). Para $G = 2,5$, verificou-se que o ponto de estagnação desloca-se no sentido horário, semelhante ao que ocorre no caso de escoamento livre com cisalhamento constante (Fig. 5.11). Com a

redução do afastamento ocorre uma diminuição do deslocamento do ponto de estagnação no sentido horário, isto é, o ponto de estagnação se desloca menos, o que confirma o aumento do efeito do confinamento.

Os resultados obtidos por Sumer e Fredsoe (1997) para o coeficiente de sustentação média não são negativos para nenhum valor da razão de afastamento, enquanto que os resultados obtidos neste trabalho só são positivos para valores muito pequenos da razão de afastamento. Esta diferença foi associada ao fato dos resultados apresentados por Sumer e Fredsoe (1997) terem sido obtidos para números de Reynolds maiores e para o caso de camada limite, enquanto que no presente trabalho foi analisado o caso em um canal.

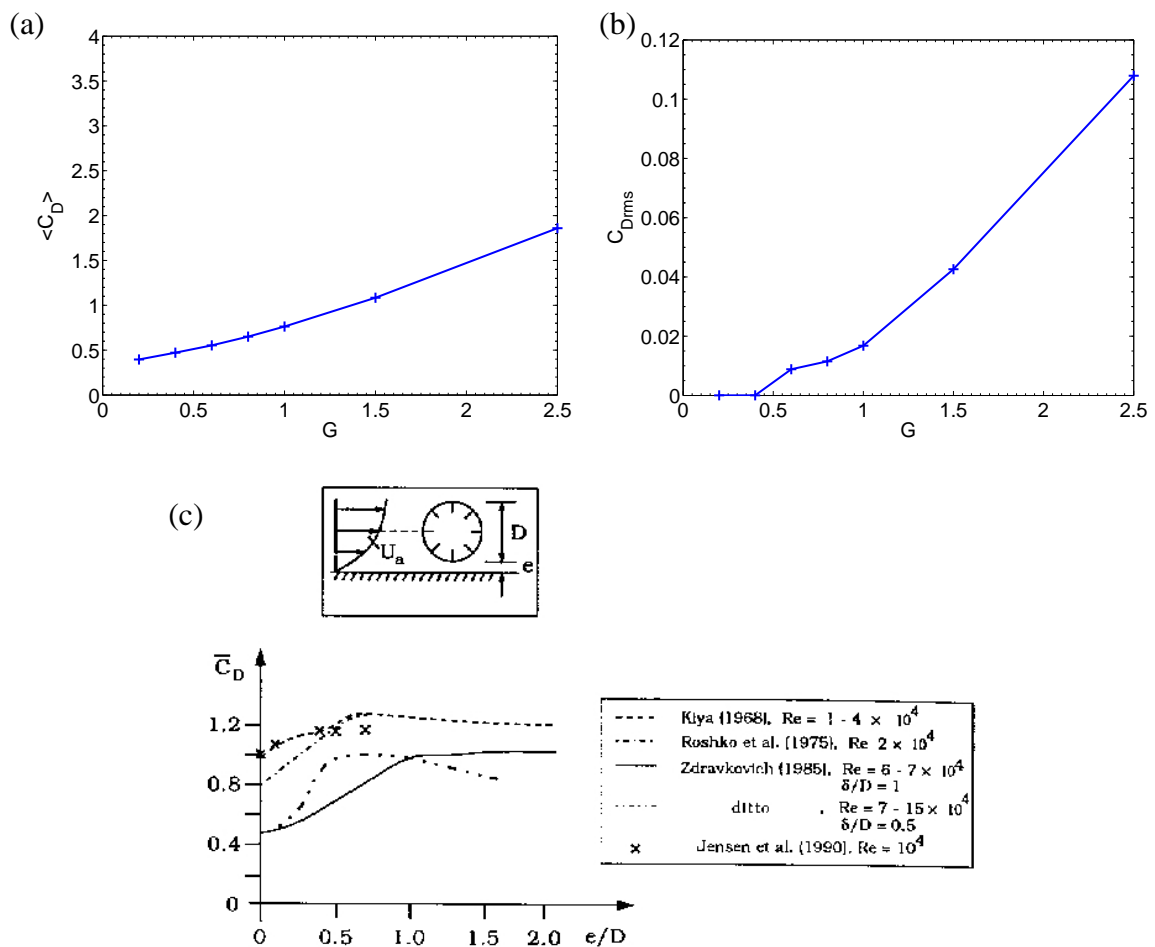


Figura 5.25: Coeficiente de arrasto em função do afastamento (G) no caso de escoamento com cisalhamento linear próximo de uma placa fixa. (a) $\langle C_D \rangle$, (b) C'_D e (c) $\langle C_D \rangle$ (SUMER; FREDSOE, 1997).

Os resultados médios de arrasto e sustentação obtidos para o caso de cisalhamento linear (Fig. 5.25a e 5.26a), podem ser comparados com os dados compilados por Sumer e Fredsoe (1997) para o caso de camada limite (Figs. 5.25c e 5.26c).

Analisando os resultados compilados por Sumer e Fredsoe (1997) para o arrasto, verificou-

se que existe um trecho no qual o valor do arrasto médio é independente da redução da razão de afastamento ($G > 1,0$), seguido por uma redução deste coeficiente para $G \leq 1,0$. O trecho no qual o coeficiente de arrasto é independente da redução do afastamento foi associado por Zdravkovich (1985) com a localização do cilindro fora da região de cisalhamento da camada limite.

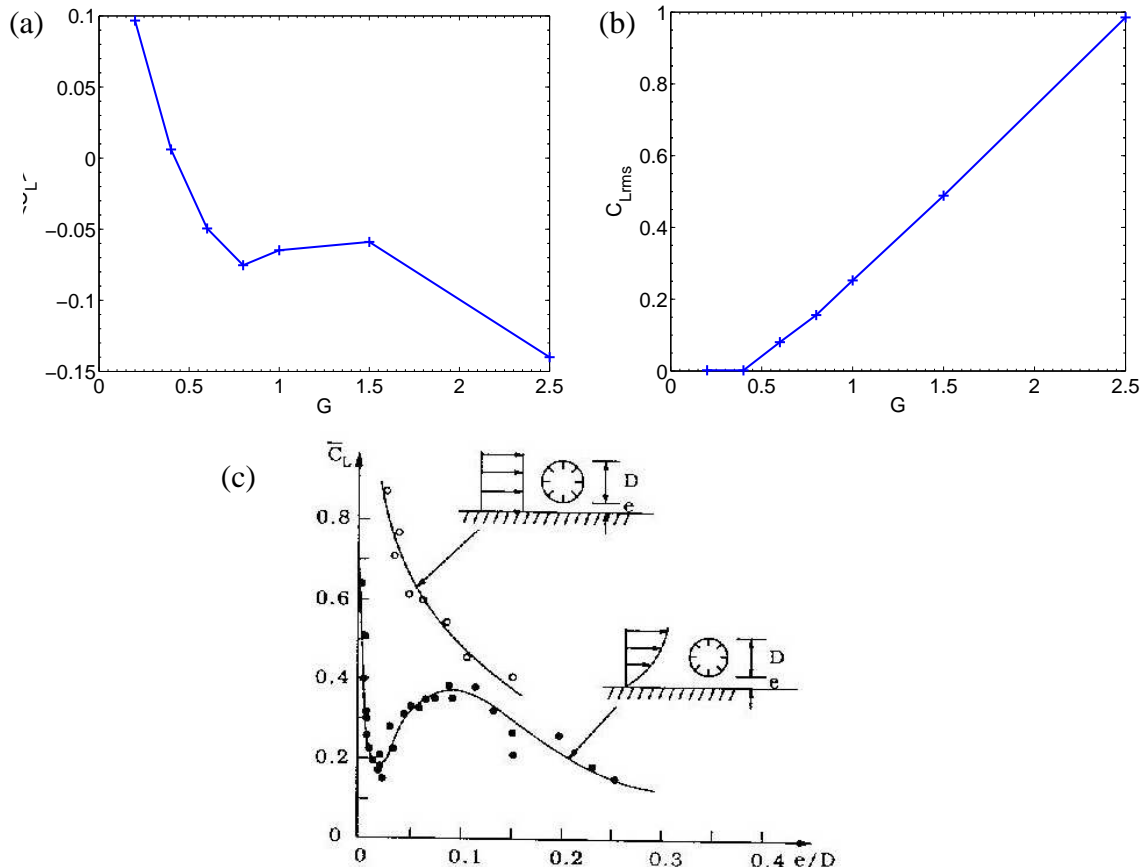


Figura 5.26: Coeficiente de sustentação em função do afastamento (G) no caso de escoamento com cisalhamento linear próximo de uma placa fixa. (a) $\langle C_L \rangle$, (b) C_{Lrms} e (c) \bar{C}_L (SUMER; FREDSOE, 1997).

Os resultados obtidos para o arrasto médio nos dois casos de cisalhamento e placa não apresentaram este trecho de arrasto constante, pois em ambos os casos o cilindro encontra-se sempre dentro da região de cisalhamento.

Comparando os resultados apresentados por Sumer e Fredsoe (1997) para a camada limite (Fig. 5.25c) com os do cisalhamento e placa para valores de $G \leq 1,0$ (Fig. 5.25a), verificou-se comportamento semelhante para todos os casos, ou seja, a redução do arrasto com a aproximação do cilindro da placa, embora exista uma diferença nos resultados numéricos e experimentais, a qual está relacionada com a variação do número de Reynolds, bem como com o tipo de escoamento. A redução do coeficiente de arrasto médio está de acordo com o aumento

do comprimento de formação mostrado na Seção 5.2.

Por outro lado, os resultados numéricos obtidos para a força de sustentação (Fig. 5.26a) não apresentaram o mesmo comportamento que os dados experimentais (Fig. 5.26c). Os resultados obtidos neste trabalho indicam que a força de sustentação tende a aproximar o cilindro da placa, enquanto que os experimentais indicam que a força de sustentação tende a afastar o cilindro da placa. Analisando os resultados, foram identificados quatro fatores que podem explicar as divergências observadas para o arrasto e a sustentação, os quais são:

- i) diferentes números de Reynolds;
- ii) o valor da velocidade utilizada na adimensionalização dos coeficientes;
- iii) relação δ/D ; e
- iv) gradiente de pressão.

Neste trabalho só foram analisados os efeitos da variação do número de Reynolds e da forma de adimensionalização dos coeficientes hidrodinâmicos.

Considerando a classificação dos diferentes regimes que ocorrem ao redor de um cilindro circular isolado em um escoamento uniforme, todos os resultados experimentais apresentados por Sumer e Fredsoe (1997) foram realizados no regime sub-crítico para o intervalo em que o coeficiente de arrasto é independente do número de Reynolds ($10^3 - 10^5$). Assim sendo, as variações observadas para o arrasto e a sustentação foram atribuídas à presença da placa e da camada limite. Neste caso, a velocidade de referência utilizada na adimensionalização do arrasto e da sustentação não deve afetar a comportamento observado para estes parâmetros, podendo causar apenas uma variação da intensidade destes parâmetros.

Para as simulações numéricas apresentadas neste trabalho, a hipótese de que o arrasto e a sustentação são independente da velocidade de referência utilizada na adimensionalização não pode ser afirmada *a-priori*, pois todas as simulações foram realizadas para números de Reynolds menores que o regime sub-crítico, onde os resultados obtidos para o escoamento uniforme ao redor de um cilindro isolado indicam que nestes regimes a redução do número de Reynolds tende a aumentar o arrasto.

Assim sendo, os coeficientes hidrodinâmicos foram renormalizados utilizando a velocidade longitudinal média na altura do centro do cilindro obtida a partir do perfil da condição de entrada. Os resultados obtidos são mostrados na Figura 5.27.

Os resultados obtidos para o coeficiente de sustentação médio renormalizado, mostrados na Figura 5.27b e d, têm um comportamento semelhante ao observado nas Figuras 5.24a e 5.26a.

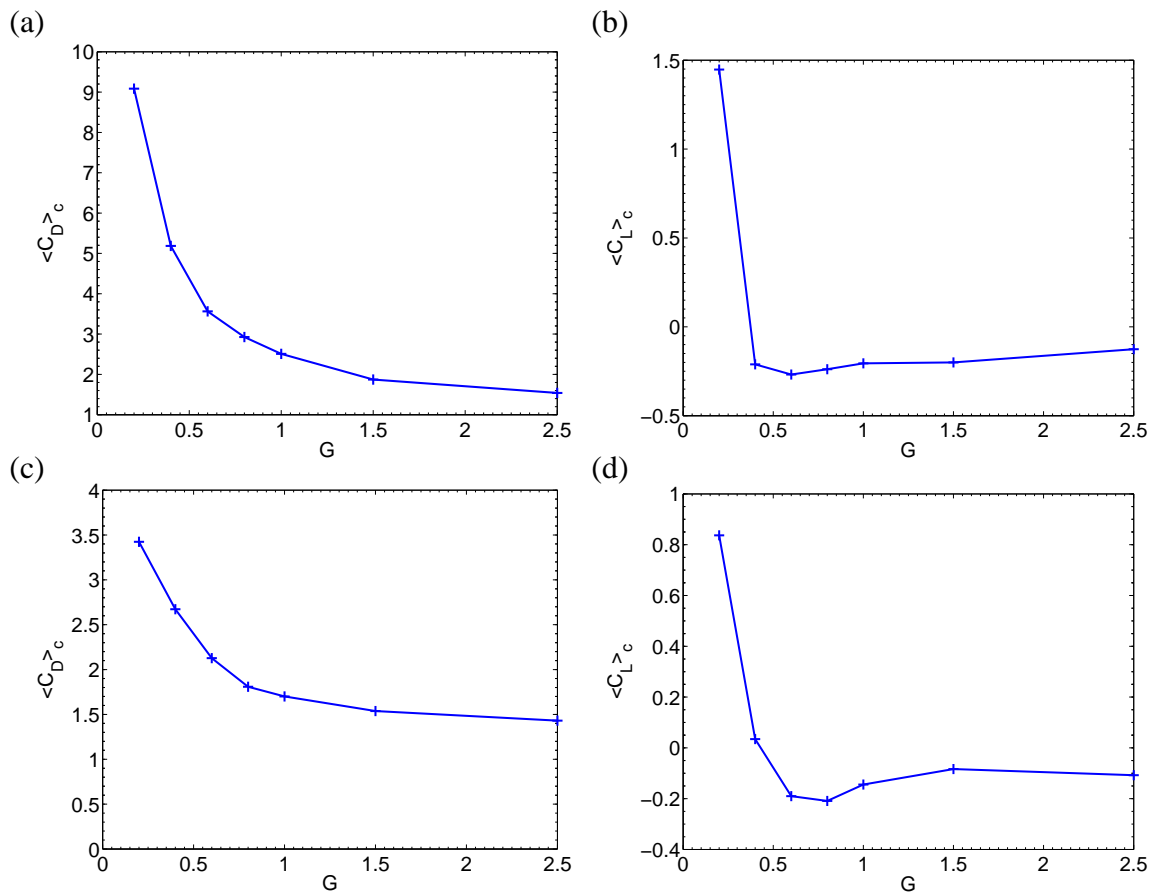


Figura 5.27: Coeficientes renormalizados de arrasto e sustentação em função do afastamento (G), para o caso de escoamento com cisalhamento próximo de uma placa fixa. Cisalhamento constante (a) $\langle C_D \rangle_c$ e (b) $\langle C_L \rangle_c$; Cisalhamento linear (c) $\langle C_D \rangle_c$ e (d) $\langle C_L \rangle_c$.

Verificou-se apenas um aumento na intensidade do coeficiente de sustentação, devido à redução da velocidade de referência utilizada para a adimensionalização da força de sustentação.

No caso do coeficiente de arrasto, a renormalização altera o comportamento observado para este parâmetro comparado com os resultados mostrados nas Figuras 5.23a e 5.25a. A redução da velocidade de referência utilizada para a adimensionalização da força de arrasto provoca um aumento do coeficiente de arrasto com a redução da razão de afastamento. Acredita-se que este comportamento esteja relacionado com a redução do número de Reynolds local (Re_{D_l}), devido a aproximação do cilindro da placa, pois para o caso de cilindro isolado, com a redução do número de Reynolds, tem-se um aumento do coeficiente de arrasto semelhante ao observado.

Após a renormalização, a variação do coeficiente de sustentação é semelhante à observada para os dados experimentais de Sumer e Fredsoe (1997), embora a diferença na intensidade tenha aumentado, o que deve estar associado à variação do número de Reynolds e ao tipo de escoamento.

5.5 Mecanismo de supressão do desprendimento de vórtices

A supressão do desprendimento de vórtices observada para os casos de escoamento ao redor de um cilindro próximo de uma placa com cisalhamento, descrita anteriormente, também foi verificada, tanto experimental como numericamente, para o caso de cilindro imerso dentro da camada limite (LEI et al., 2000, 2000; GRASS et al., 1984; TANIGUCHI; MIYAKOSHI, 1990).

No caso de camada limite, os resultados experimentais disponíveis foram obtidos para números de Reynolds dentro do regime sub-crítico, no qual tanto o desprendimento de vórtices como as forças hidrodinâmicas podem ser consideradas pouco sensíveis às variações do número de Reynolds, ao menos para número de Reynolds entre $10^3 - 10^4$.

Poucos trabalhos numéricos foram realizados sobre este tema, destacando-se o de Lei et al. (2000), o qual estudou a interação entre camada limite e desprendimento de vórtice para baixos números de Reynolds.

Baseado nos resultados obtidos, vários autores apresentaram propostas para explicar a supressão do desprendimento de vórtices. De maneira geral, todos os modelos propostos baseiam-se na idéia de que a supressão é causada pela interação das três camadas cisalhantes observadas neste tipo de escoamento, sendo duas de vorticidade negativa e uma de vorticidade positiva.

Parte da vorticidade da camada cisalhante inferior do cilindro (camada de vorticidade positiva) é absorvida pela camada limite (camada de vorticidade negativa). Além disso, Grass et al. (1984) observaram a formação de uma zona de separação a jusante do cilindro ao longo da placa, a qual se descola e forma um jato livre entre o cilindro e a placa, impedindo a formação de vórtices na parte inferior da esteira.

Lei et al. (2000) verificaram a existência de uma dispersão nos valores críticos de G_c , para o qual ocorre a supressão do desprendimento dos vórtices e associaram esta dispersão à variação do número de Reynolds utilizado nos trabalhos, uma vez que para o caso de cilindro isolado o desprendimento de vórtices não ocorre para números de Reynolds inferiores a 47.

Os resultados obtidos por Lei et al. (2000) confirmaram a hipótese de que para maiores números de Reynolds (Re_D) a supressão ocorre para menores valores de G , devido à redução da espessura da camada limite, o que causa um aumento do cisalhamento próximo à placa, porém este efeito não foi levado em consideração por Lei et al. (2000).

No presente trabalho, nos casos em que o cilindro localiza-se próximo de uma placa, o efeito da variação da espessura da camada limite e do número de Reynolds (Re_D) foi suprimido

e foi analisado apenas o efeito do cisalhamento. Os resultados mostraram que também existe um valor de G_c no qual ocorre a supressão dos vórtices, o qual depende da intensidade do cisalhamento. No caso de cisalhamento linear o valor de G_c é menor que no caso constante, devido à maior intensidade do cisalhamento, que tende a facilitar a ocorrência de desprendimento de vórtices.

Além da interação entre as camadas cisalhantes que se desprendem do cilindro e a camada limite como proposto por Lei et al. (2000), acredita-se que a variação do número de Reynolds local e a intensidade do cisalhamento também são fatores que afetam a supressão do desprendimento de vórtices, particularmente para baixos números de Reynolds.

A variação do número de Reynolds local para os dois tipos de escoamento cisalhante próximo de uma placa é mostrada na Tabela 5.3. Os resultados confirmam a redução do número de Reynolds local com a aproximação do cilindro à placa. Verificou-se que esta redução é maior para o caso de cisalhamento constante (Caso *III*) do que para o linear (Caso *IV*), devido à maior intensidade do cisalhamento para o caso *IV*.

Tabela 5.3: Variação do número de Reynolds local para os casos de escoamento próximo de uma placa com cisalhamento constante (caso *III*) e cisalhamento linear (caso *IV*).

Caso	G								
	2,5	1,5	1,0	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4	0,3
<i>III</i>	153	102	75	66	60	57	51	45	42
<i>IV</i>	304,5	252	201	178,5	165	153	141	126	117

A redução do número de Reynolds aumenta a espessura das camadas cisalhante que se desprendem do cilindro, antecipando a interação entre as camadas cisalhante que se desenvolvem sobre a placa e o cilindro. Assim sendo, os resultados indicam que, para regimes inferiores ao sub-crítico, a supressão do desprendimento de vórtices está associada também à variação do número de Reynolds local.

6 *Influência do cisalhamento sobre a formação de vórtices longitudinais*

6.1 Introdução

Nesta seção são apresentados os principais resultados obtidos nas simulações numéricas diretas tridimensionais para o escoamento livre com cisalhamento constante.

Um esquema do domínio computacional tridimensional é mostrado na Figura 6.1, junto com as condições de contorno. Os valores adotados para os principais parâmetros utilizados na definição do domínio de cálculo são mostrados na Tabela 6.1.

Tabela 6.1: Parâmetros numéricos do domínio de cálculo das simulações tridimensionais.

L_x	$19D$	Tamanho horizontal do domínio
L_y	$12D$	Tamanho transversal do domínio
L_z	$4D$	Tamanho axial do domínio
L_y'	$6D$	Tamanho da região de cisalhamento constante
X_c	$8D$	Localização do centro do cilindro na direção x
Y_c	variável	Localização do centro do cilindro na direção y
N_x, N_y, N_z	343, 217, 64	Número de pontos nas direções x , y e z
$\Delta x = \Delta y$	$\approx 0,055$	Resolução da malha nas direções x e y
Δz	$\approx 0,062$	Resolução da malha na direção z
α^*, β^*	$-3000, -50$	Parâmetros do método de fronteiras virtuais
T	≈ 150	Tempo adimensional de cálculo

Nas simulações apresentadas neste capítulo foi utilizado, para o plano xy , o mesmo domínio de cálculo das simulações bidimensionais apresentadas no Cap. 5. Porém, devido às limitações computacionais, a resolução adotada para este plano foi a metade da utilizada nas simulações bidimensionais apresentadas no Cap. 5, além disso, o cilindro foi representado de forma maciça.

O tamanho do domínio axial, e a resolução utilizada nesta direção foram definidos utilizando os resultados apresentados por Mittal e Balachandar (1997), Persillon e Braza (1998) e Ribeiro (2002). O comprimento e a resolução axial do cilindro foi selecionado de maneira a permitir a visualização de estruturas tridimensionais resultantes das instabilidades do modo A e

do modo B (WILLIAMSON, 1996a).

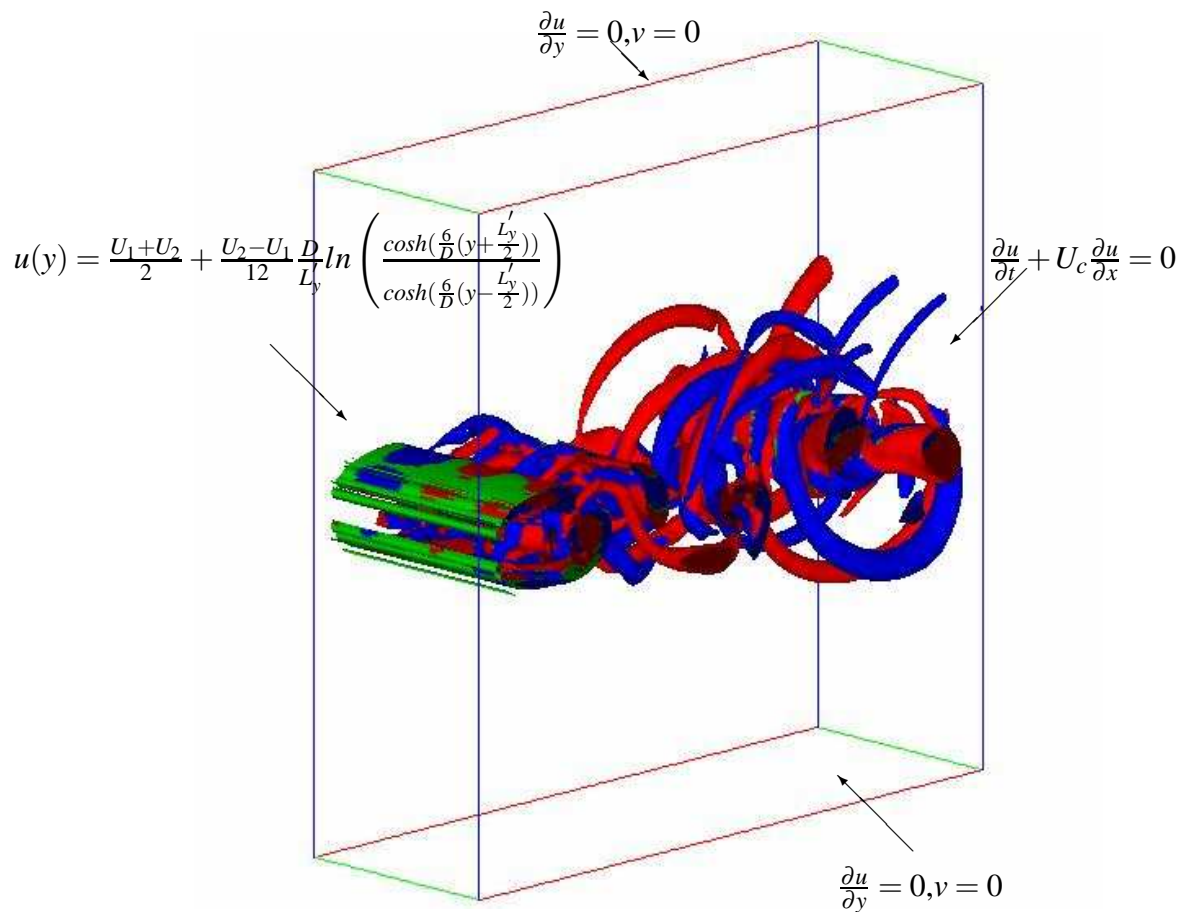


Figura 6.1: Esquema do domínio de cálculo para os casos tridimensionais.

No presente trabalho foram realizadas simulações para um número de Reynolds $Re_D = 300$ e parâmetro de cisalhamento $\beta = 0,00, 0,15$ e $0,25$, onde o caso de $\beta = 0,00$ corresponde ao escoamento uniforme ao redor de um cilindro circular isolado. Todas as simulações realizadas para o escoamento livre com cisalhamento constante foram inicializadas a partir do campo de velocidade bidimensional, obtido para o caso de escoamento uniforme ($\beta = 0,00$) e número de Reynolds $Re_D = 300$. Um ruído branco, de aproximadamente 1% da velocidade longitudinal máxima, foi sobreposto ao campo de velocidade inicial para acelerar o processo de transição.

6.2 Resultados

Sabe-se atualmente que o escoamento ao redor de um cilindro circular isolado torna-se tridimensional para $Re_D > 188$, quando surgem estruturas longitudinais com comprimento axial de aproximadamente 4 vezes o diâmetro do cilindro, as quais são resultantes da instabilidade conhecida como modo A . Para números de Reynolds maiores que 260, estruturas longitudi-

nais mais finas se formam entre os vórtices de von Kármán, as quais têm um comprimento de onda axial de, aproximadamente, um diâmetro e são resultante da instabilidade conhecida como modo B (WILLIAMSON, 1996a).

O escoamento livre com cisalhamento constante apresenta uma variação do perfil de velocidade longitudinal média a montante do cilindro, que provoca a variação local do número de Reynolds. Os valores do número de Reynolds local, obtidos para a parte superior, central e inferior do cilindro, são mostrados na Tabela 6.2, para cada valor do parâmetro de cisalhamento.

Tabela 6.2: Variação do número de Reynolds local em função do parâmetro de cisalhamento.

β	Re_{Di}	Re_{Dc}	Re_{Ds}
0.00	300	300	300
0.15	277	300	322
0.25	262	300	337

Baseado nos dados apresentados na Tabela 6.2, verificou-se que todas as simulações apresentadas neste capítulo foram realizadas para números de Reynolds maiores que 260. Assim sendo, a estrutura tridimensional resultante da instabilidade do modo B deve ser a predominante no escoamento, principalmente para o caso de escoamento uniforme ($\beta = 0$).

Uma comparação visual das estruturas tridimensionais obtidas no presente trabalho, para o caso de escoamento uniforme, e a visualização apresentada por Williamson (1996a) para o mesmo caso, porém para $Re_D = 260$, é mostrada na Figura 6.2. O domínio computacional foi triplicado utilizando a periodicidade do escoamento para facilitar a comparação. Verifica-se através de uma análise qualitativa da Figura 6.2 uma concordância visual entre as estruturas observadas experimentalmente e as obtidas numericamente neste trabalho, principalmente no que se refere à visualização dos vórtices longitudinais associados à instabilidade do modo B .

6.2.1 Campos médios, tensões de Reynolds e comprimento de formação

Nesta seção é apresentada a influência do cisalhamento constante sobre os campos médios de velocidade, as componentes das tensões de Reynolds e o comprimento de formação. Além disso, é feita a comparação entre os resultados obtidos para o caso de escoamento uniforme com resultados de outros trabalhos, para validar as análises aqui apresentadas.

Inicialmente foi feita a comparação dos diferentes comprimentos de formação, apresentados no Cap. 5, com os dados numéricos fornecidos por Balachandar et al. (1997) e Parnaudeau (2004), para $Re_D = 300$ e também com os dados experimentais de Noca et al. (1998), para $Re_D \approx 400$. Os resultados são apresentados na Tabela 6.3.

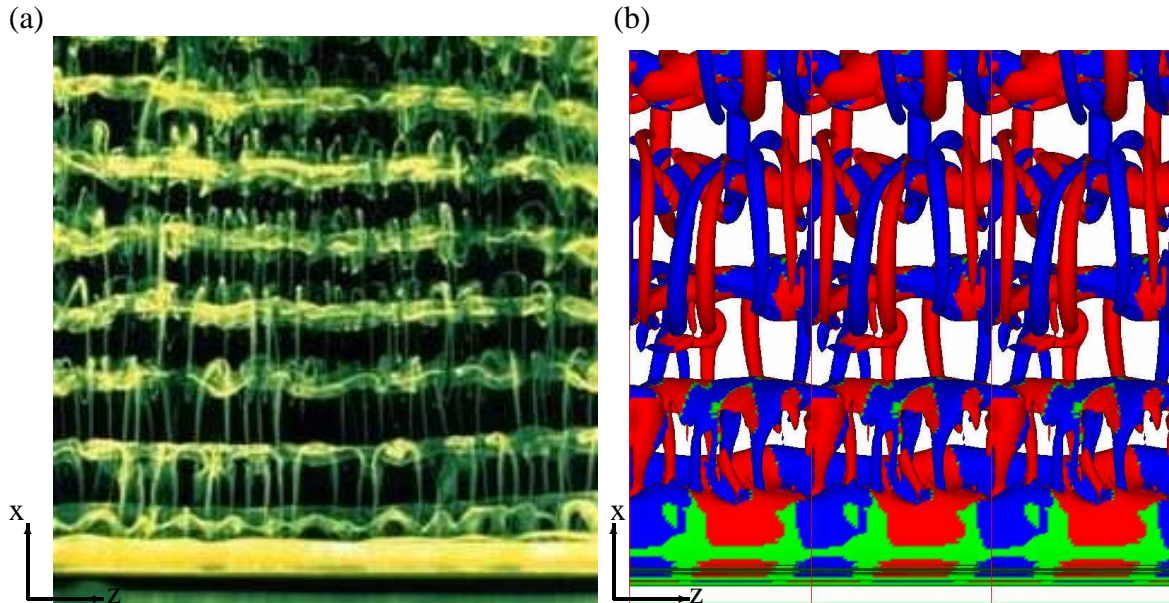


Figura 6.2: Comparação visual entre as estruturas tridimensionais; (a) experimento de Williamson (1996a) para $Re_D = 260$, e (b) presente trabalho para $Re_D = 300$ (isosuperfície de $Q = 0,1$, $T \approx 100$, colorida com a vorticidade longitudinal ω_x (+ vermelho) e ω_x (- azul).

Tabela 6.3: Variação do comprimento de recirculação (L_R) e formação (L_f).

β	L_R	$L_f(u'u')$	$L_f(v'v')$	$L_f(u'v')$
Balachandar et al. (1997)	1,40	1,35	1,75	1,65
Noca et al. (1998)	1,57	1,45	2,00	1,84
Parnaudeau (2004)		1,38	1,77	1,72
0,00	1,78	1,61	2,11	2,00

Analisando os resultados da Tabela 6.3, para o caso de escoamento uniforme, foi observado que os resultados apresentados no presente trabalho são maiores que os obtidos pelos outros autores, embora Parnaudeau (2004) tenha utilizado um código computacional semelhante ao empregado no presente trabalho.

Acredita-se que a diferença observada entre os resultados apresentados por Parnaudeau (2004) e os obtidos no presente trabalho deve-se ao fato de que os métodos de fronteiras virtuais empregados são diferentes. No presente trabalho foi utilizado o método de força interativa, enquanto que em Parnaudeau (2004) foi usado uma versão modificada do método de forçagem direta, no qual é induzido uma recirculação no interior do cilindro, com o objetivo de reduzir o efeito da descontinuidade das derivadas que ocorre na superfície do cilindro.

Comparando os resultados obtidos com os dados de Noca et al. (1998), foi observada uma redução na diferença dos comprimentos de formação, embora os resultados experimentais tenham sido obtidos para $Re_D \approx 400$. Acredita-se que esta melhora na comparação entre os resultados, está relacionada com a observação realizada por Silvestrini e Lamballais (2002), de que o diâmetro do cilindro é aproximadamente 10% maior que o adotado, quando se utiliza o

método de força interativa para representar o cilindro.

Os resultados obtidos para os perfis médios de velocidade e as componentes das tensões de Reynolds, para o caso de escoamento uniforme, foram comparados com os dados fornecidos por Mittal e Balachandar (1997). A principal dificuldade para fazer esta comparação está associada com a diferença dos comprimentos de formação obtidos em cada trabalho (Tab. 6.3), pois a variação desta afeta a localização dos perfis na região próxima do cilindro. A comparação entre os perfis desprezando a diferença dos comprimentos de formação é mostrada na Figura 6.3 (a esquerda) onde foi observada uma divergência entre os perfis obtidos no presente trabalho e os fornecidos por Mittal e Balachandar (1997), principalmente para a componente transversal da velocidade média (Fig. 6.3b - a esquerda).

A localização dos perfis de velocidade foi corrigida levando em consideração a variação do comprimento de recirculação, pois este tem uma interpretação física melhor definida. Os resultados obtidos também estão mostrados na Figura 6.3 (à direita). Verificou-se uma melhor concordância para todas os perfis analisados.

A influência do cisalhamento sobre os campos de velocidade média e as tensões de Reynolds é mostrada nas Figuras 6.4 a 6.7, e sobre os comprimentos de formação na Tabela 6.3.

As linhas de corrente obtidas a partir do campo de velocidade média, mostram que o aumento do cisalhamento provoca o deslocamento do ponto de estagnação no sentido horário, isto é, para o lado de maior velocidade do escoamento, como pode ser observado pela localização do ponto *A* mostrado na Fig. 6.4a. Além disso, foi observado que a assimetria do campo de velocidade, causada pelo aumento do cisalhamento, induz a formação de uma bolha de recirculação assimétrica a jusante do cilindro. O ponto de velocidade nula sobre o eixo de simetria horizontal, se desloca para jusante, como pode ser observado pela localização do ponto *B* na Figura 6.4a, o que resulta no aumento do comprimento de recirculação observado na Tabela 6.3.

Os perfis transversais de velocidade longitudinal média (Fig. 6.4b) foram traçados para diferentes seções ao longo da esteira do cilindro. Os resultados indicam que com o aumento do cisalhamento surge um novo ponto de inflexão na esteira, do lado de menor velocidade do perfil.

O surgimento de novos pontos de inflexão é importante para a formação de instabilidades; no entanto, os resultados obtidos não mostraram a formação de nenhuma nova estrutura a qual possa ser associada com este novo ponto de inflexão da esteira.

A influência do cisalhamento sobre as componentes da tensão de Reynolds é mostrada nas Figuras 6.5, 6.6 e 6.7. Observa-se em todos os casos com cisalhamento que os campos das

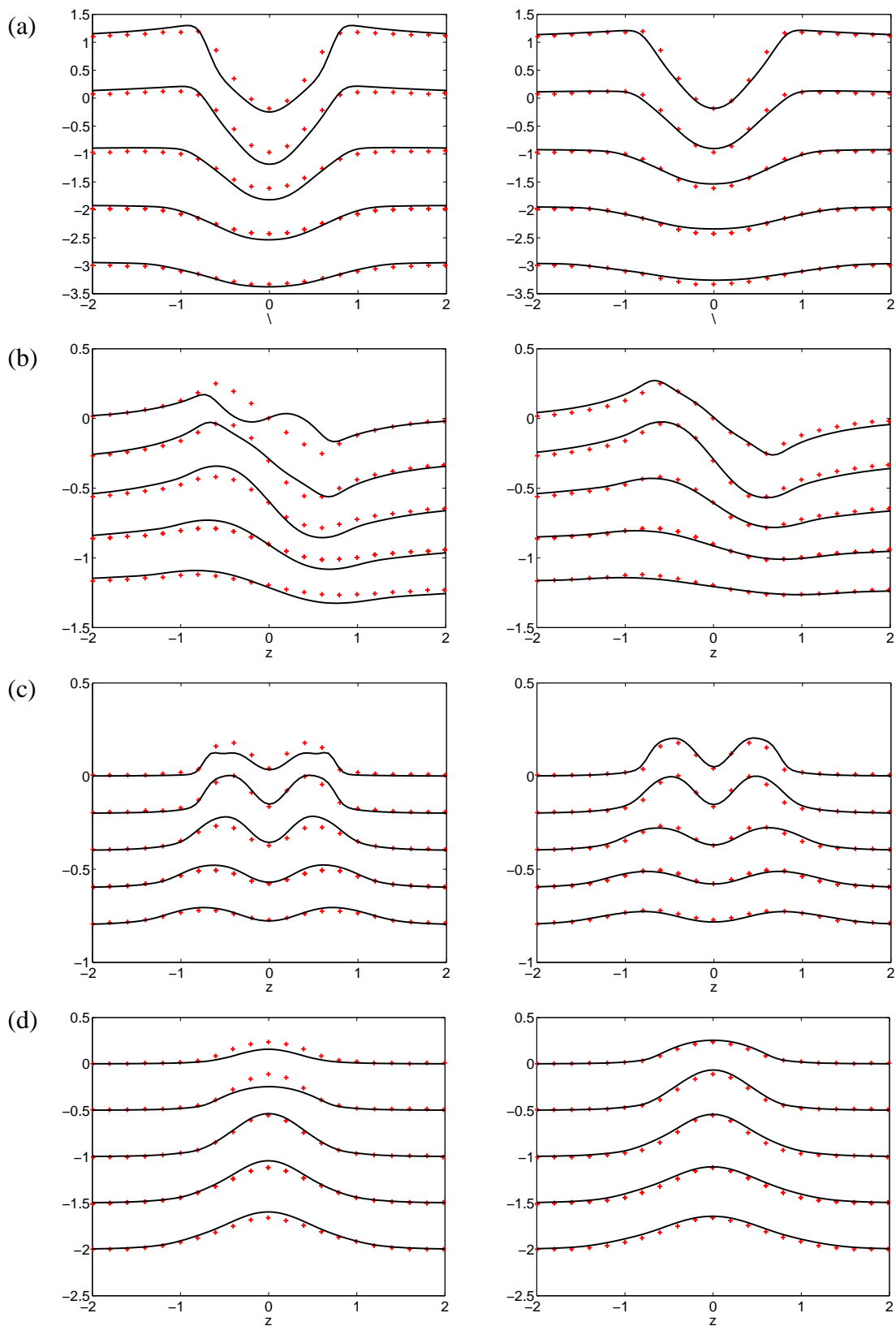


Figura 6.3: Comparação entre os perfis médios obtidos neste trabalho e os fornecidos por Mittal e Balachandar (1997), à esquerda são os perfis sem correção e à direita os corrigidos. *a*) velocidade longitudinal média; *b*) velocidade transversal média; *c*) $\langle u'u' \rangle$ *d*) $\langle v'v' \rangle$ (perfis em $x = 1.2, 1.5, 2.0, 2.5$ e 3.0 de cima para baixo).

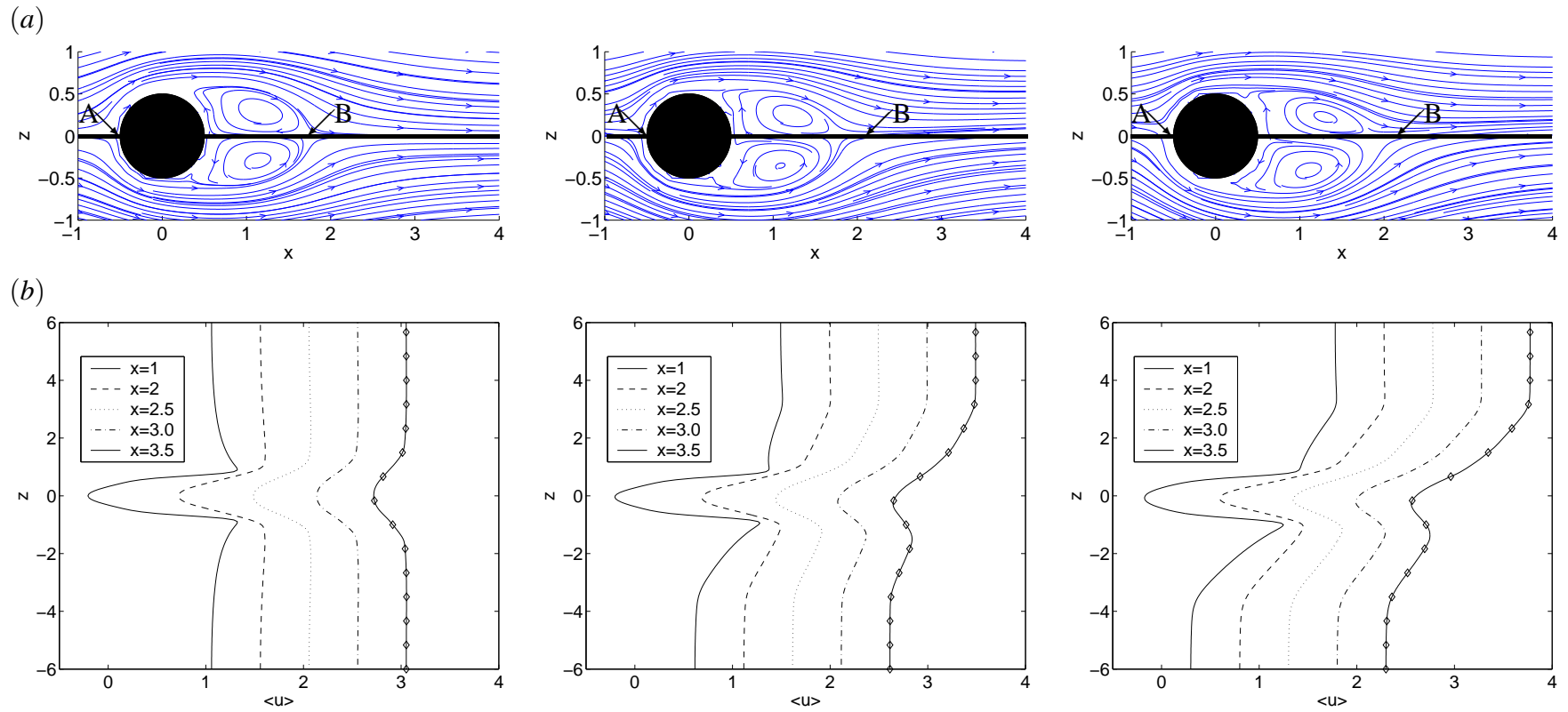


Figura 6.4: Influência do cisalhamento constante sobre o campo de velocidade média. (a) Visualização das linhas de corrente da velocidade média; (b) Perfis transversais da velocidade longitudinal média para $x = 1.0; 2.0; 2.5; 3.0$ e 3.5 (deslocados 0.5)

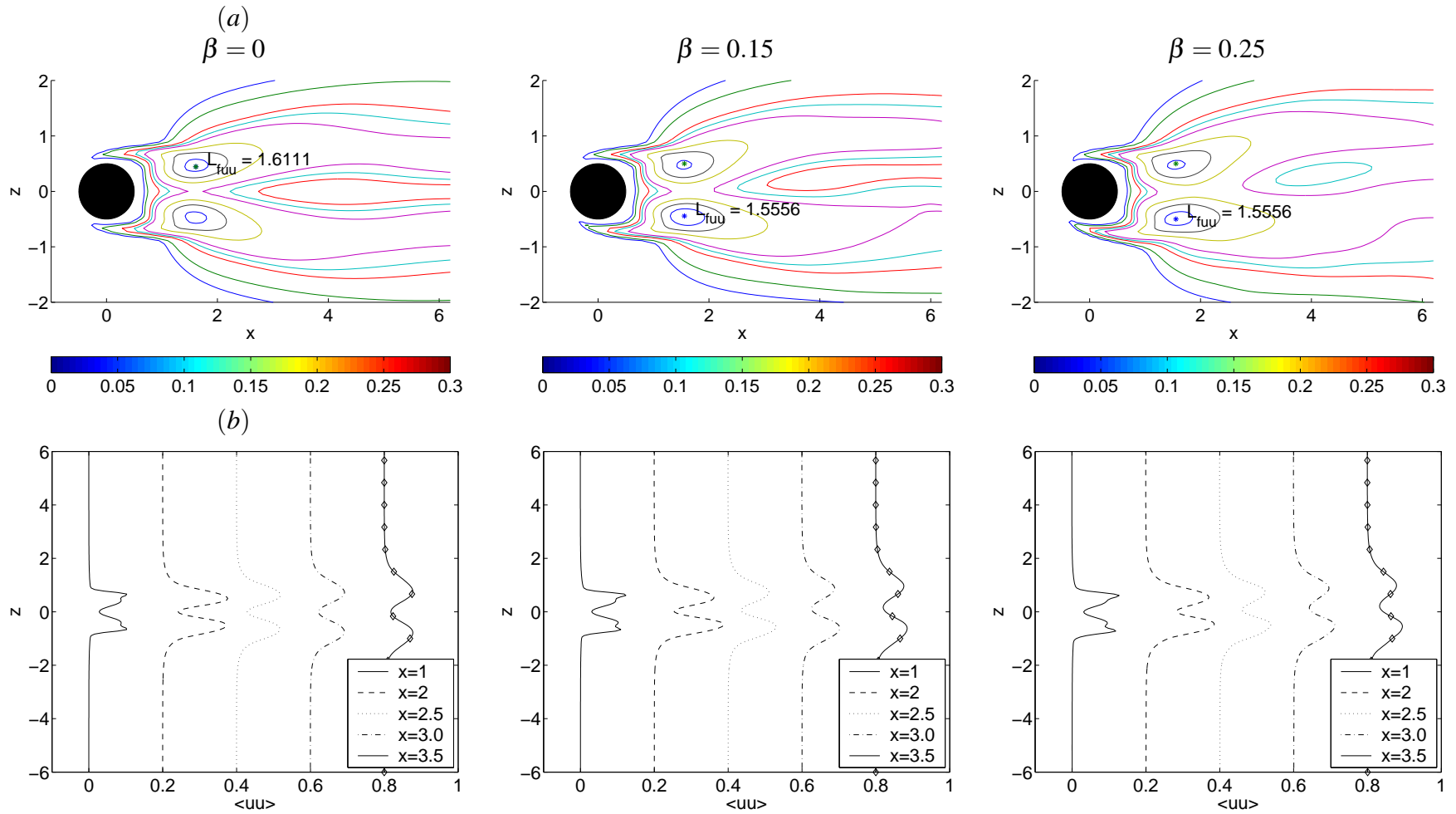


Figura 6.5: Influência do cisalhamento constante sobre a componente $\langle u'u' \rangle$ da tensão de Reynolds. (a) Visualização do campo - isolinhas entre 0.05 e 1.0 a cada 0.05; (b) Perfis transversais para $x = 1.0; 2.0; 2.5; 3.0$ e 3.5

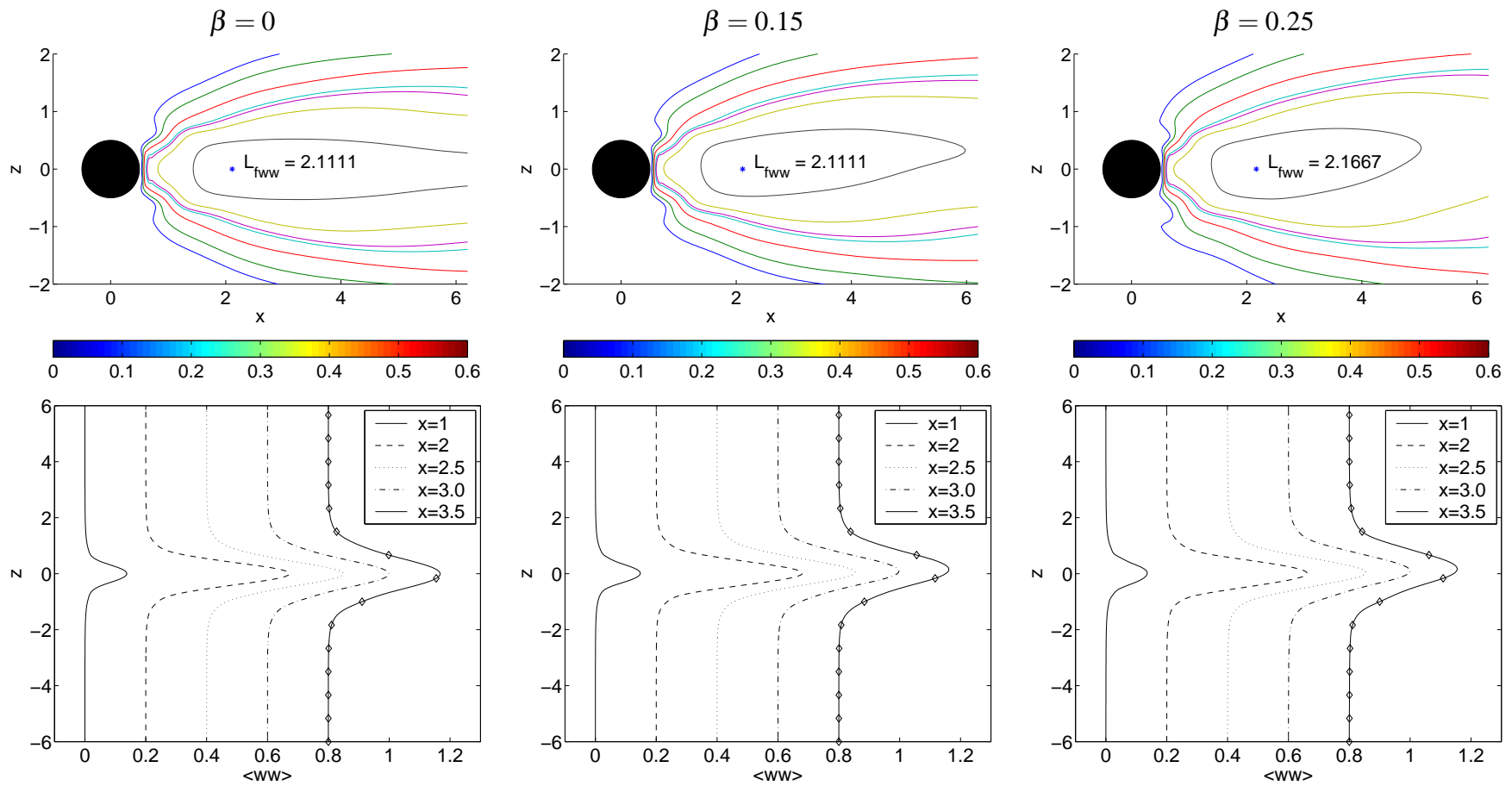


Figura 6.6: Influência do cisalhamento constante sobre a componente $\langle v'v' \rangle$ da tensão de Reynolds. (a) Visualização do campo - isolinhas entre 0.05 e 1.0 a cada 0.05; (b) Perfis transversais para $x = 1.0; 2.0; 2.5; 3.0$ e 3.5

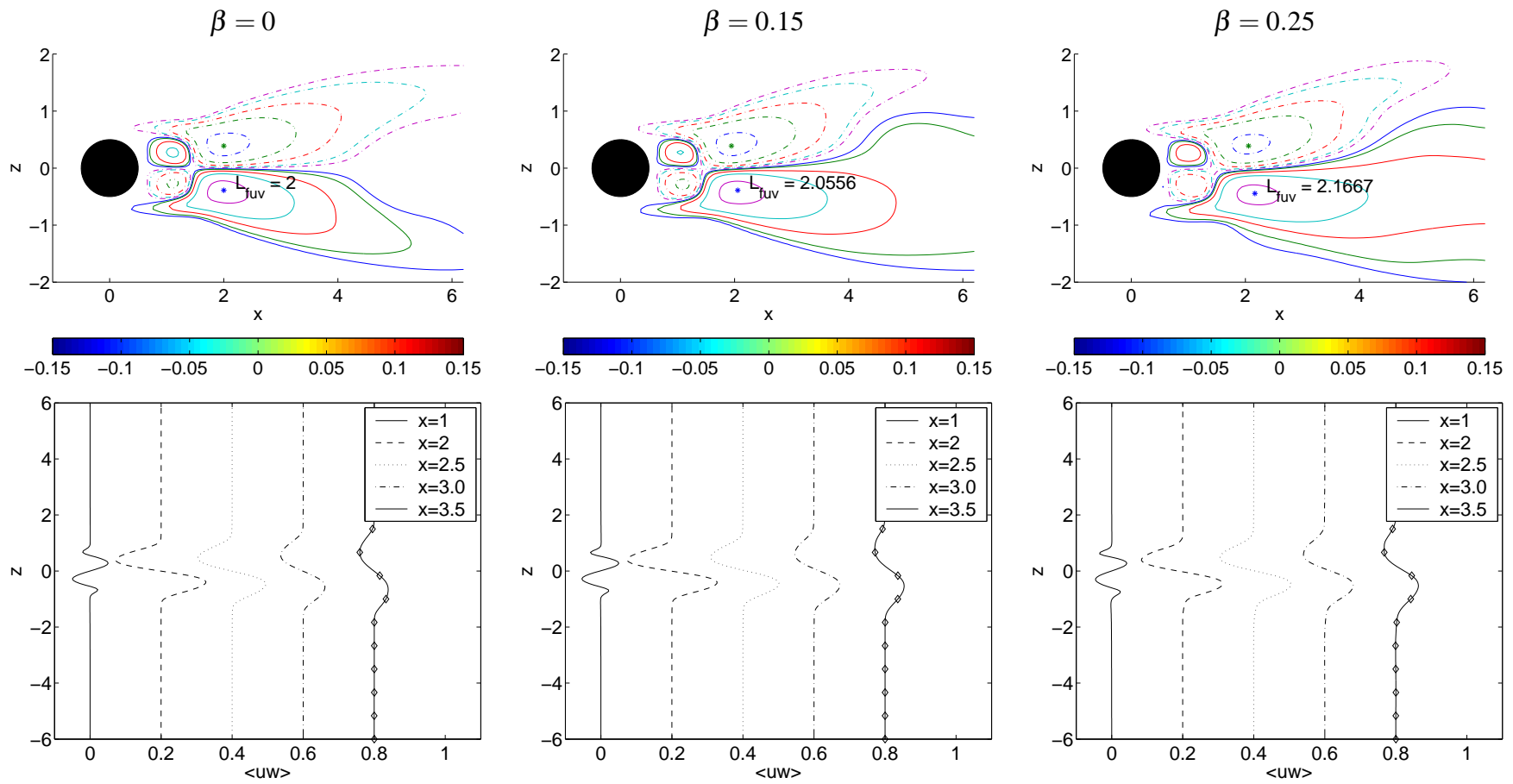


Figura 6.7: Influência do cisalhamento constante sobre a componente $u'v'$ da tensão de Reynolds. (a) Visualização do campo - isolinhas entre 0.05 e 1.0 a cada 0.05; (b) Perfis transversais para $x = 1.0; 2.0; 2.5; 3.0$ e 3.5

tensões de Reynolds possuem estruturas semelhantes às encontradas no caso de escoamento uniforme.

A componente longitudinal da tensão de Reynolds ($\langle u'u' \rangle$, Fig. 6.5a) é caracterizada pela existência de dois lóbulos. No caso de escoamento uniforme, estes se localizam simetricamente em relação ao eixo horizontal. No entanto, com o aumento do cisalhamento foi observado o crescimento do lóbulo inferior e a redução do superior. Esta assimetria indica um aumento das flutuações na parte inferior do cilindro, devido provavelmente à variação da velocidade média, a qual é menor na parte inferior. Além disso, foi observado que o campo de tensões se desloca no sentido anti-horário.

Na Figura 6.5a, também é mostrada a localização do ponto de máxima tensão, utilizada para definir o comprimento de formação. Os resultados indicaram que com o aumento do cisalhamento tem-se uma redução deste comprimento (Tab. 6.3). Esta redução indica que os vórtices se formam mais próximo da base do cilindro.

Os perfis transversais desta componente, para diferentes seções ao longo da esteira, são mostrados na Figura 6.5b. Os resultados indicam que o cisalhamento influencia mais os perfis localizados próximos ao cilindro, pois mais longe do cilindro os perfis tendem novamente à simetria, embora o eixo de simetria tenha sido deslocado.

Ao contrário da componente longitudinal, a componente transversal da tensão de Reynolds ($\langle v'v' \rangle$, Fig. 6.6a) possui apenas um lóbulo. Com o aumento do cisalhamento foi observado o deslocamento da localização da tensão máxima para jusante, o que se reflete no aumento do comprimento de formação (Tab. 6.3). Os perfis transversais desta componente são mostrados na Figura 6.6b e indicam o deslocamento do ponto de máximo do perfil para o lado do escoamento de maior velocidade.

Para a componente $\langle u'v' \rangle$ da tensão de Reynolds, se verificou a formação de dois pares de bolhas na esteira do cilindro, para todos os valores do parâmetro de cisalhamento analisados (Fig. 6.7). Verificou-se que o aumento do cisalhamento provoca uma assimetria na localização das bolhas, e o aumento do comprimento de formação baseado no máximo desta componente da tensão de Reynolds.

Analisando os resultados mostrados na Tabela 6.4, verificou-se que o aumento do cisalhamento provoca um pequeno crescimento do comprimento de recirculação (L_R) e dos comprimentos de formação $L_{f(v'v')}$ e $L_{f(u'v')}$, enquanto que o comprimento de formação dado pelo máximo da componente $\langle u'u' \rangle$ da tensão de Reynolds diminui com o aumento do cisalhamento.

Tabela 6.4: Influência do cisalhamento sobre a variação do comprimento de recirculação (L_R) e formação (L_f).

β	L_R	$L_f(u'u')$	$L_f(v'v')$	$L_f(u'v')$
0,00	1,78	1,61	2,11	2,00
0,15	2,12	1,56	2,11	2,06
0,25	2,20	1,56	2,17	2,17

Estes resultados confirmam a dispersão dos valores do comprimento de recirculação e de formação observado no Cap. 5. A escolha de qual parâmetro utilizar como referência é uma questão ainda em aberto na literatura. Baseado-se nas Figuras 6.5, 6.6 e 6.7, o autor acredita que o comprimento de formação deva ser definido utilizando a componente $\langle v'v' \rangle$ das tensões de Reynolds, visto que esta possui apenas um valor de máximo e serve tanto para o caso de escoamento uniforme como com cisalhamento.

6.2.2 Evolução temporal das estruturas longitudinais

A evolução temporal das estruturas tridimensionais dentro do domínio de cálculo pode ser observada, indiretamente, através da evolução temporal da enstrofia axial (Z_z) ou, diretamente, através da visualização dos campos instantâneos do critério Q .

A enstrofia axial (Z_z) é definida como

$$Z_z(t) = \frac{1}{2} (\|\omega_x(t)\|_2^2 + \|\omega_y(t)\|_2^2) \quad (6.1)$$

$$= \frac{1}{2} \left(\int_{\Omega} \omega_x^2(x, y, z, t) dx dy dz + \int_{\Omega} \omega_y^2(x, y, z, t) dx dy dz \right) \quad (6.2)$$

sendo $\|\omega_x\|_2^2$ e $\|\omega_y\|_2^2$ as normas $L2$ bidimensionais da vorticidade longitudinal (ω_x) e da vorticidade transversal (ω_y), respectivamente, enquanto que Ω é o volume elementar dado por $dx dy dz$.

Este parâmetro dá uma indicação da quantidade de vorticidade existente fora do plano xy , servindo como uma medida da tridimensionalidade do escoamento na região próxima do cilindro. É importante destacar que, no caso de escoamento bidimensional, estas duas componentes de vorticidade são nulas.

A evolução temporal da enstrofia axial, para os três casos de escoamento livre com cisalhamento constante, é mostrada na Figura 6.8, onde pode-se observar a existência de três regiões distintas da evolução da enstrofia axial.

Inicialmente tem-se uma região na qual o valor da enstrofia axial é praticamente nulo, indicando que o escoamento é completamente bidimensional (Região *I* na Fig. 6.8*b*), uma segunda região, na qual surgem as instabilidades 3D, que crescem exponencialmente (Região *II* na Fig. 6.8*b*), e a última, na qual a instabilidade satura e a tridimensionalidade está completamente desenvolvida (Região *III* na Fig. 6.8*b*).

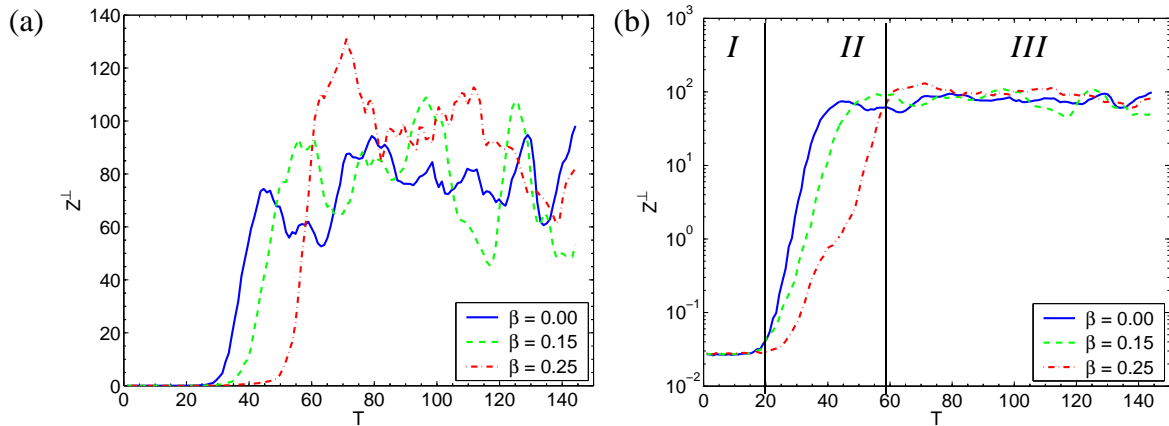


Figura 6.8: Desenvolvimento temporal da enstrofia axial , para os casos de escoamento livre com cisalhamento constante. (a) escala linear; (b) escala logarítmica.

Na evolução temporal da enstrofia axial foi observado que, na região *III*, existe uma variação da quantidade de estruturas que podem ser encontradas na esteira do cilindro, como pode ser observado pelos picos e vales observados na Figura 6.8*a*. A visualização do critério Q para os instantes onde ocorreu o máximo e o mínimo da enstrofia axial são mostradas na Figura 6.9 para os casos de $\beta = 0,15$ e $\beta = 0,25$.

Observa-se que, para os instantes em que a enstrofia é mínima, tem-se uma menor quantidade de estruturas, o que acontece para $T = 118$ para o caso de $\beta = 0,15$ e $T = 139$ para $\beta = 0,25$.

Os limites para cada uma das regiões identificadas na Figura 6.8 são mostrados na Tabela 6.5, enquanto que na Figura 6.10 são mostradas as estruturas observadas para instantes de tempo que caracterizam as diferentes regiões.

Tabela 6.5: Limites das regiões observadas a partir da evolução temporal da enstrofia axial.

Região	$\beta = 0,00$	$\beta = 0,15$	$\beta = 0,25$
<i>I</i>	$T < 15$	$T < 15$	$T < 20$
<i>II</i>	$15 < T < 45$	$15 < T < 55$	$20 < T < 65$
<i>III</i>	$T > 45$	$T > 55$	$T > 65$

O comportamento bidimensional da Região *I* é confirmado na Figura 6.10, para $T = 10$, onde verificou-se que as estruturas predominantes nesta região são os vórtices axiais de von

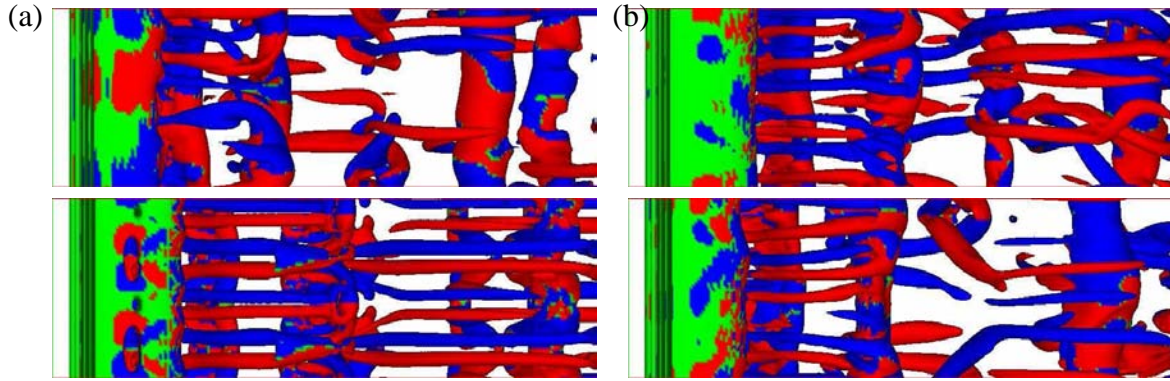


Figura 6.9: Variação da quantidade de estruturas tridimensionais observadas na esteira do cilindro para $\beta = 0,15$ (Linha superior - (a) $T = 118$ e (b) $T = 130$) e $\beta = 0,25$ (linha inferior - (a) $T = 70$ e (b) $T = 139$).

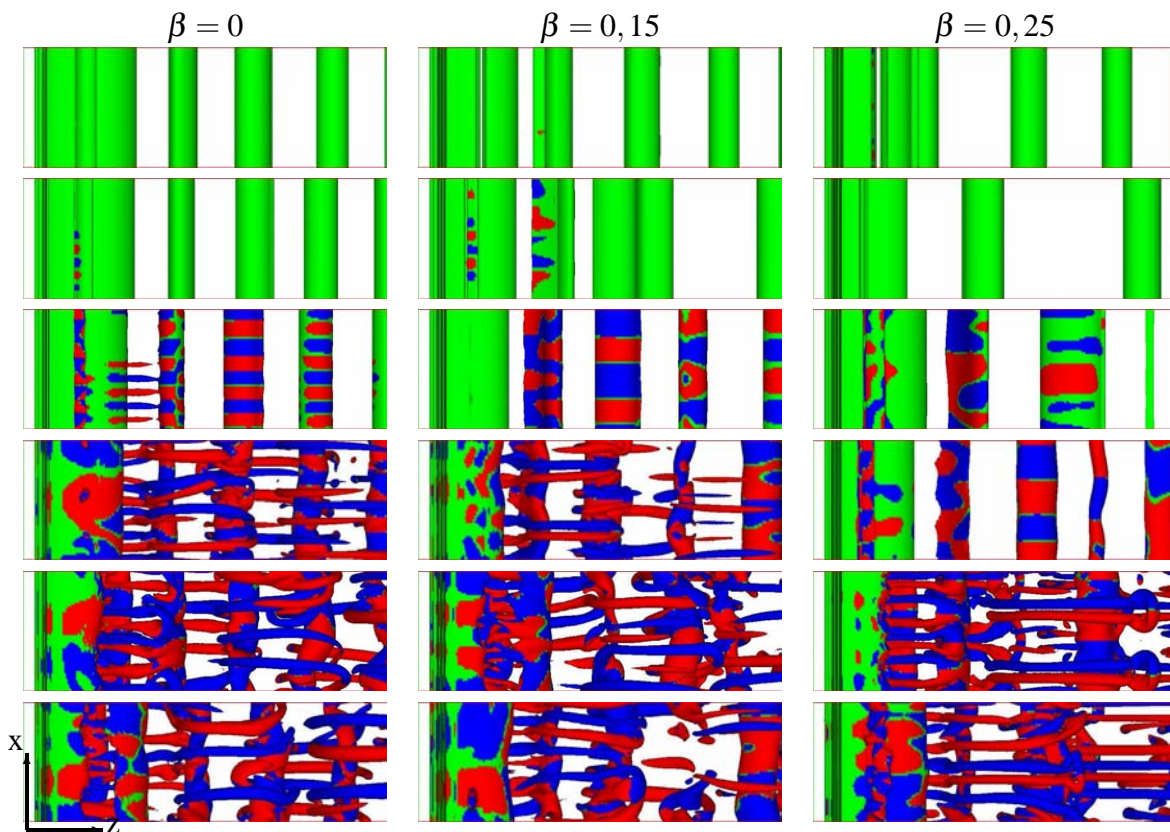


Figura 6.10: Visualização das estruturas obtidas com o critério Q , coloridas com a vorticidade longitudinal para diferentes instantes de tempo ($Q = 0,2$ - ω_x positivo - azul, negativo - vermelho, variação temporal de cima para baixo - $T = 10, 15, 30, 45, 90$ e 120).

Kármán, independente do valor do parâmetro de cisalhamento (β).

As visualizações do escoamento para a região III (Fig. 6.10, $T = 90$ e $T = 120$) confirmam que o escoamento é completamente tridimensional, dominado pela presença de estruturas longitudinais entre os vórtices de von Kármán.

A análise dos campos instantâneos do critério Q mostrou que a região de transição, identificada na Figura 6.8 (Região II), apresenta um comportamento mais complexo. Dois estágios foram identificados nesta região durante a transição do escoamento. Inicialmente foi observado que as estruturas predominantes são bidimensionais. Porém, observa-se, sobre os vórtices de von Kármán, uma distribuição da vorticidade longitudinal (ω_x), indicando o início da formação de estruturas tridimensionais (Fig. 6.10; $T = 15$ e $T = 30$). Após este estágio bidimensional, os vórtices de von Kármán começam a se deformar na direção axial, e surgem as estruturas longitudinais (Fig. 6.10; $T = 45 - \beta = 0$ e $\beta = 0,15$, $T = 90 - \beta = 0,25$).

A evolução da enstrofia axial, Figura 6.8b, mostrou também que o cisalhamento afeta o processo de transição do escoamento, como pode ser observado pela diminuição da declividade da curva na região II, o que indica que o aumento do cisalhamento provoca um retardo no processo de transição.

Durante a análise dos campos instantâneos do escoamento, foi observado que a influência do cisalhamento na transição está associada ao surgimento de diferentes comprimentos de ondas axiais. Foi verificado que no caso de escoamento uniforme ($\beta = 0$), as primeiras estruturas tridimensionais a se formarem têm um comprimento de onda axial próximo de um diâmetro (Fig. 6.10 - $T = 30$), enquanto que no caso de $\beta = 0,25$ surgem inicialmente estruturas com comprimento de onda axial de aproximadamente dois diâmetros (Fig. 6.10 - $T = 30$), como pode ser facilmente observado contando o número de vórtices longitudinais e dividindo pelo comprimento axial do cilindro.

Esta variação do comprimento de onda axial pode estar relacionada com a diferença de intensidade entre os turbilhões de von Kármán, que se formam na parte superior e inferior do cilindro, resultado da assimetria do perfil de velocidade.

Os resultados anteriores indicam que o cisalhamento tem uma forte influência sobre a variação do número de onda axial dos vórtices longitudinais. O comprimento de onda axial pode ser determinado analisando o espectro de energia total na direção do eixo do cilindro, obtido a partir da transformada de Fourier das componentes de velocidade

$$\hat{u}_{k_z,i}(x,y,t) = \int_0^L u_i(x,y,z,t) e^{-ik_z z} dz, \quad (6.3)$$

sendo u_i a componente da velocidade na direção $i = 1, 2, 3$, k_z o número de onda na direção axial, o qual está associado a um comprimento de onda axial dado por $\lambda_z = L_z/k_z$ e $\hat{u}_{k_z,i}$ são os coeficientes de Fourier da componente i da velocidade.

A partir da transformada de Fourier (Eq. 6.3) pode-se definir a distribuição espacial de

energia do espectro para cada número de onda axial da forma:

$$\mathfrak{R}_{k_z} = |\widehat{u}_{k_z(x,y,t)}|^2 = \widehat{u}_{k_z} \cdot \overline{\widehat{u}_{k_z}} = |\widehat{u}_{k_z,1}|^2 + |\widehat{u}_{k_z,2}|^2 + |\widehat{u}_{k_z,3}|^2. \quad (6.4)$$

Finalmente, pode-se definir o espectro total de energia axial como sendo

$$\frac{1}{2} \|\widehat{u}_{k_z}\|_2^2 = \frac{1}{2} \int_{R^2} |\widehat{u}_{k_z}(x,y,t)|^2 dx dy, \quad (6.5)$$

sendo $\|\widehat{u}_{k_z}\|_2^2$ a norma $L2$ no plano xy da distribuição espacial da energia do espectro.

O espectro de energia total, para os diferentes valores de cisalhamento analisados neste trabalho, são mostrados na Figura 6.11. Os espectros foram traçados para diferentes instantes de tempo de forma a obter o comportamento dentro do região I ($T = 15$), região II ($T = 30, 45$) e região III ($T = 60, 90$ e 120) da Figura 6.8b.

No caso de escoamento uniforme (Fig. 6.11a) foi observado um pico no espectro de energia para $k_z = 5$, durante o período de escoamento quase bidimensional - região I , o qual corresponde a um comprimento de onda axial de $\lambda_z = 0,8$. Esse valor é muito próximo ao comprimento de onda axial obtido por Barkley e Henderson (1996) para a instabilidade do modo B , utilizando análise de estabilidade de Floquet ($\lambda_z = 0,82$).

Poncet (2004) obteve um comprimento de onda axial $\lambda_z \approx 0,73$ para Reynolds 400. Segundo aquele autor, a diferença entre o valor obtido por Barkley e Henderson (1996) e os apresentados por ele, é consequência da diferença do número de Reynolds, uma vez que, para maiores números de Reynolds, existe um aumento do domínio dos números de onda instáveis que podem ocorrer, como pode ser observado nas regiões de instabilidade mostradas na Figura 2.4.

A existência de um pico de energia bem definido em $k_z = 5$, para a região bidimensional, indica que o processo de transição começa antes que o observado pela evolução da enstrofia axial ou pela visualização dos campos instantâneos do critério Q , e deve ocorrer na região de recirculação próximo à base do cilindro.

Durante o processo de transição ($T = 30$) foi verificado que o pico em $k_z = 5$, torna-se mais evidente e observa-se também o surgimento de um harmônico, em $k_z = 10$.

Um comportamento semelhante ao espectro de energia do caso uniforme foi observado para $\beta = 0,15$, porém o número de onda mais amplificado na região I corresponde a um comprimento de onda axial $\lambda_z \approx 1,33$, maior que o obtido para $\beta = 0$. Durante a transição ($T = 30$) foi

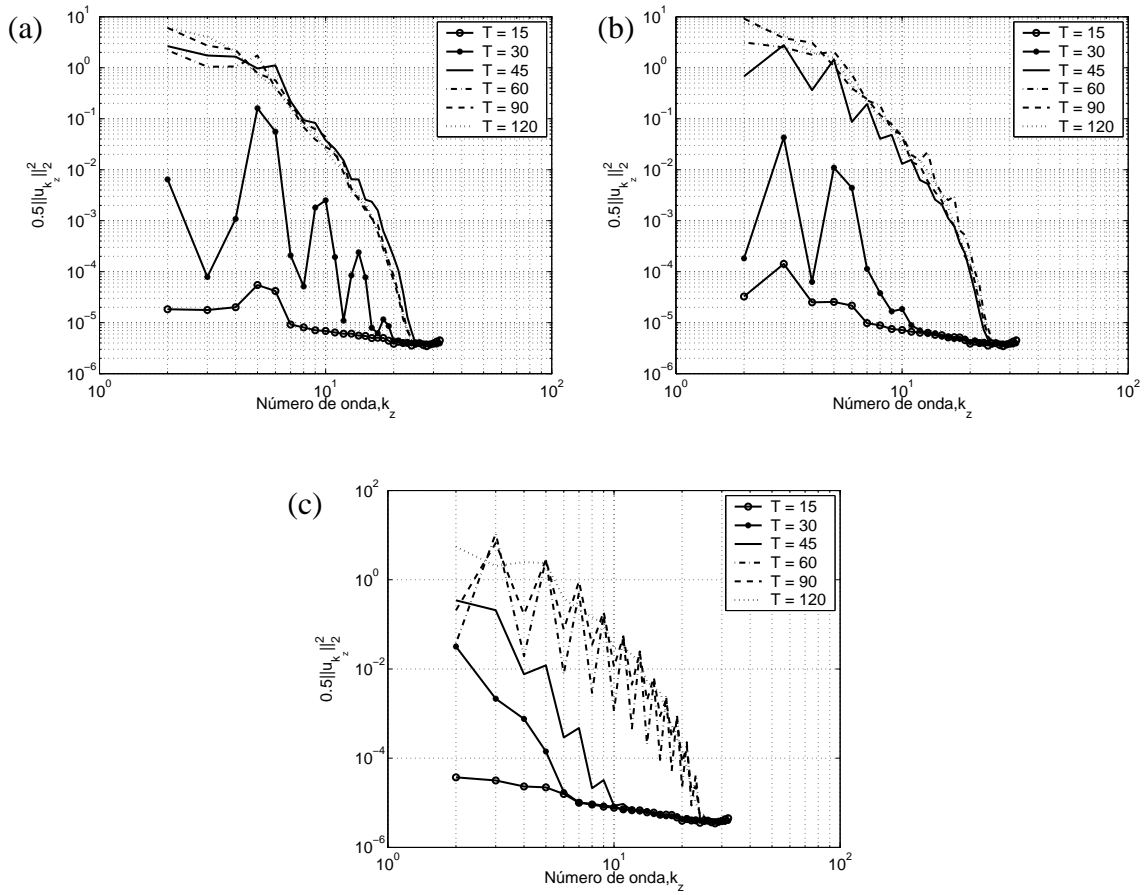


Figura 6.11: Espectro de energia total para o escoamento livre com cisalhamento constante ($Re_D = 300$). (a) $\beta = 0$, (b) $\beta = 0, 15$, e (c) $\beta = 0, 25$.

verificado o surgimento do número de onda correspondente à instabilidade do modo B ($k_z = 5$), porém com menor energia que o modo $k_z = 3$. Para $T = 45$, observou-se no espectro o surgimento de vários picos de energia, sugerindo que o cisalhamento retarda a transição do escoamento bidimensional para tridimensional, visto que, para o caso de escoamento uniforme neste tempo, o espectro obtido é praticamente liso, com energia em quase todos os modos.

No caso de $\beta = 0, 25$, o número de onda axial mais energético durante o período bidimensional ($T = 15$ e 30) e parte da transição ($T = 45$), corresponde ao número de onda axial $k_z = 2$. O comprimento de onda axial obtido para $k_z = 2$ é de $\lambda_z = 2$, semelhante ao comprimento de onda axial da instabilidade do modo C proposto por Zhang et al. (1995).

Nas *DNS* realizadas por Karniadakis e Triantafyllou (1992), para $Re_D = 200 - 500$, e por Mittal e Balachandar (1995b), para $Re_D = 525$, e nos experimentos realizados por Williams et al. (1996) para $Re_D = 300$, foi observado a ocorrência de sub-harmônicos na variação temporal dos sinais de velocidade. Aqueles autores acreditam que o processo de dobramento é o responsável pela transição à turbulência da esteira de um cilindro circular isolado. O sub-

harmônico observado por aqueles autores pode estar relacionado com o modo C proposto por Zhang et al. (1995).

Neste caso, também foi observado que para $T = 60$ e 90 , o espectro apresenta vários picos de energia em diferentes comprimentos de onda, indicando um retardo da transição com o aumento do cisalhamento.

Após a transição ($T > 90$) foi observado em todos os valores de β que o espectro de energia é praticamente liso, sem a presença de um pico evidente, independente do valor do cisalhamento.

A variação do comprimento de onda axial mais energético com o aumento do cisalhamento reforça a idéia de que o retardo da transição, observado na Figura 6.8b, está associado à formação de estruturas longitudinais, com comprimento de onda axial maior que o observado no caso de escoamento uniforme.

As distribuições espaciais dos espectro obtidas para os números de onda axial $k_z = 2$ (Modo C) e $k_z = 5$ (Modo B), no caso de escoamento livre com cisalhamento constante nulo para diferentes instantes de tempo são mostrados na Figura 6.12, juntamente com a visualização do critério Q positivo, colorido com a componente longitudinal vorticidade (ω_x).

A visualização do critério Q , mostrada na Figura 6.12a, indica que o escoamento é bidimensional. Embora, o espectro de energia total (Fig. 6.11a), mostre um pico de energia para $k_z = 5$ (modo B). A distribuição espacial da energia dos espectros obtidos para $T = 15$ indicam uma fraca concentração de energia para $k_z = 5$, na região próxima à base do cilindro entre os vórtices de von Kármán. A concentração de energia entre os vórtices de von Kármán indica o início da formação dos turbilhões longitudinais, embora estes ainda não possam ser visualizados utilizando o critério Q positivo.

A distribuição espacial de energia dos espectros para $k_z = 2$ e $k_z = 5$ em $T = 30$ é mostrada na Figura 6.12b ($\beta = 0$), onde observa-se um aumento de energia na região entre os vórtices de von Kármán associado a $k_z = 5$ e uma concentração de energia próxima à base do cilindro para $k_z = 2$. O aumento da energia entre os vórtices de von Kármán está associada ao surgimento dos turbilhões longitudinais, identificados pelo critério Q .

Para os tempos $T = 60$ e 90 , embora não tenha sido identificado nenhum pico no espectro de energia total, a distribuição espacial de energia dos espectros mostraram um aumento da energia associada aos modos $k_z = 5$ e $k_z = 2$. Os resultados indicam uma forte concentração de energia no núcleo do vórtice para $k_z = 2$ e na região entre os vórtices de von Kármán para $k_z = 5$.

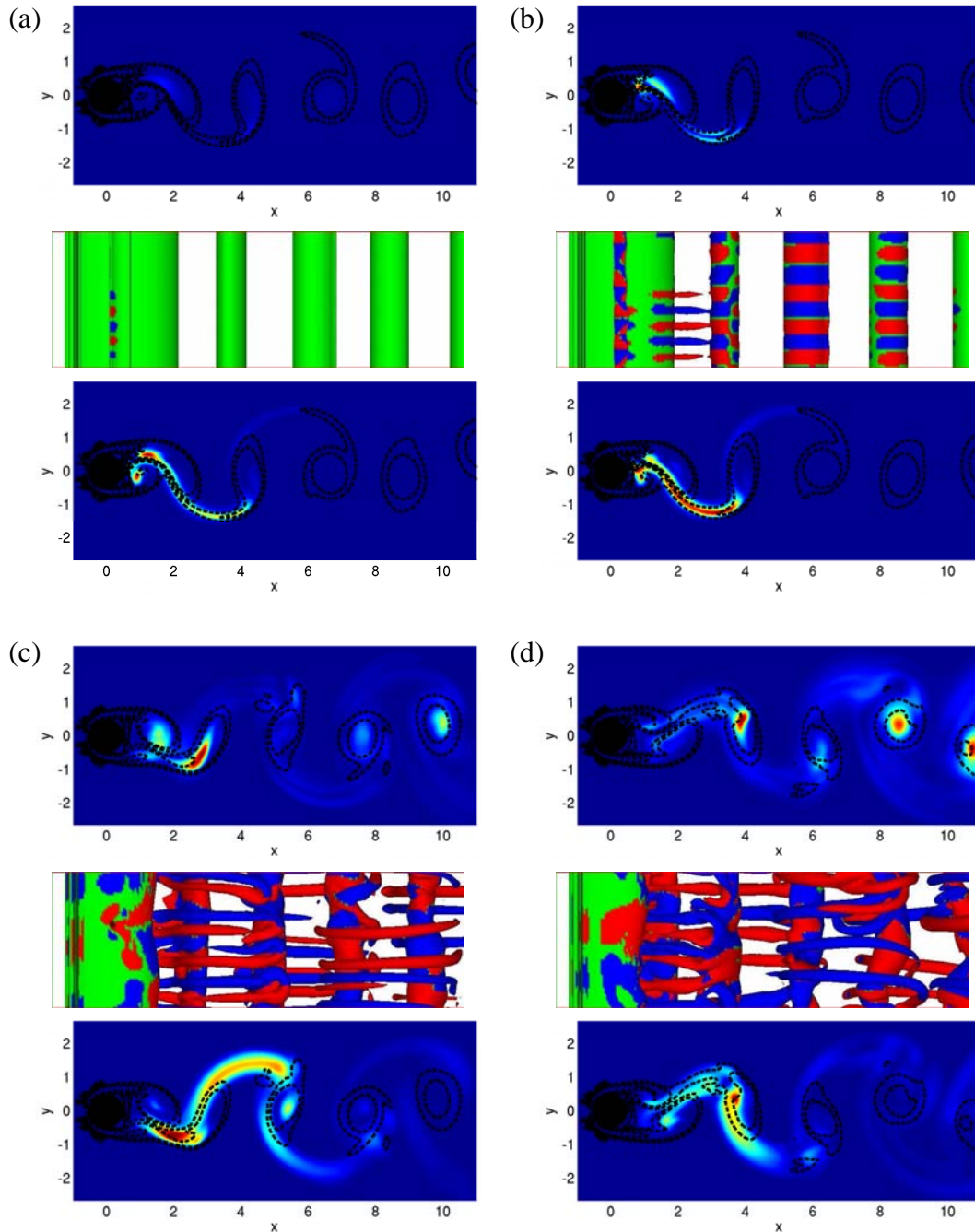


Figura 6.12: Distribuição espacial da energia do espectro para o escoamento livre com cisalhamento constante ($\beta = 0$). (a) $T = 15$, (b) $T = 30$, (c) $T = 60$, e (d) $T = 90$ ($k_z = 2$ - linha superior e $k_z = 5$ - linha inferior e isosuperfície de Q - linha central).

A distribuição espacial da energia do espectro obtida para $\beta = 0.15$ e $\beta = 0.25$ é mostrada nas Figuras 6.13 e 6.14, para diferentes instantes de tempo, junto com a visualização do critério Q positivo. Para $\beta = 0.15$, é mostrada a distribuição espacial de energia dos espectro obtidos para os números de ondas axial $k_z = 3$ e $k_z = 5$, enquanto que para $\beta = 0.25$ são mostrados os obtidos para $k_z = 2$ e $k_z = 5$.

No caso de $\beta = 0,15$, foi observado que, para $T = 15$, há um pico de energia (Fig. 6.11b), associado a $k_z = 3$, embora a visualização do escoamento indique que este é bidimensional (Fig. 6.13a). A distribuição espacial da energia do espectro obtida para este tempo mostra uma concentração de energia para $k_z = 3$ e $k_z = 5$, próxima à base do cilindro, dentro da região de formação dos vórtices.

Para $T = 30$, foram observados dois picos no espectro de energia total, para $\beta = 0,15$, (Fig. 6.11b), associados a $k_z = 3$ e $k_z = 5$. A distribuição espacial da energia do espectro para este tempo mostraram que a energia associada a $k_z = 3$ concentra-se próxima ao núcleo do vórtice de von Kármán, enquanto que a energia associada a $k_z = 5$, encontra-se mais concentrada entre os vórtices de von Kármán, embora a visualização do critério Q não tenha identificado nenhuma estrutura na região entre os vórtices de von Kármán.

Para os tempos $T = 60$ e 90 , não foi identificado nenhum pico no espectro de energia total (Fig. 6.11). Porém, a distribuição espacial de energia do espectro associada a $k_z = 3$ e 5 mostrada na Figura 6.13c e d, indicaram um aumento da energia associada a $k_z = 3$, localizada próxima ao núcleo dos vórtices, enquanto que para $k_z = 5$, a energia encontra-se concentrada na região onde se formam os vórtices longitudinais.

No caso de $\beta = 0,25$, foi observado um comportamento semelhante ao descrito anteriormente para os outros dois valores de cisalhamento. Para $T = 15$ foi observada, na distribuição espacial de energia do espectro, uma concentração de energia próxima à base do cilindro para os dois números de ondas axiais ($k_z = 2$ e $k_z = 5$). Para $T = 30$, foi observada a concentração de energia próxima ao núcleo, para ambos números de ondas, porém para $k_z = 5$ observou-se também uma concentração na região onde deverão se desenvolver os turbilhões longitudinais.

Para $T = 60$ e 90 , a identificação da localização da energia associada a $k_z = 2$ não é clara, devido à complexidade das estruturas observadas através do critério Q . No entanto, para $k_z = 5$ foi observado que a concentração de energia está associada ao turbilhões longitudinais.

Estes resultados estão de acordo com a observação de Williamson (1996a) de que as instabilidades de maior comprimento de onda, como o modo A , se concentram no núcleo dos vórtice, enquanto que instabilidades de pequeno comprimento de onda, como o modo B , se concentram na região entre os vórtices de Kármán.

A origem destes dois modos ainda é bastante discutida na literatura. Williamson (1996a) defende que o modo A é resultado de uma instabilidade elíptica que ocorre no núcleo do vórtice de von Kármán, enquanto que o modo B é o resultado de uma instabilidade hiperbólica que ocorre na região entre os vórtices. Mittal e Balachandar (1995b) comentam que o esticamento da vorticidade na região próxima à base do cilindro é parte integrante do processo de geração

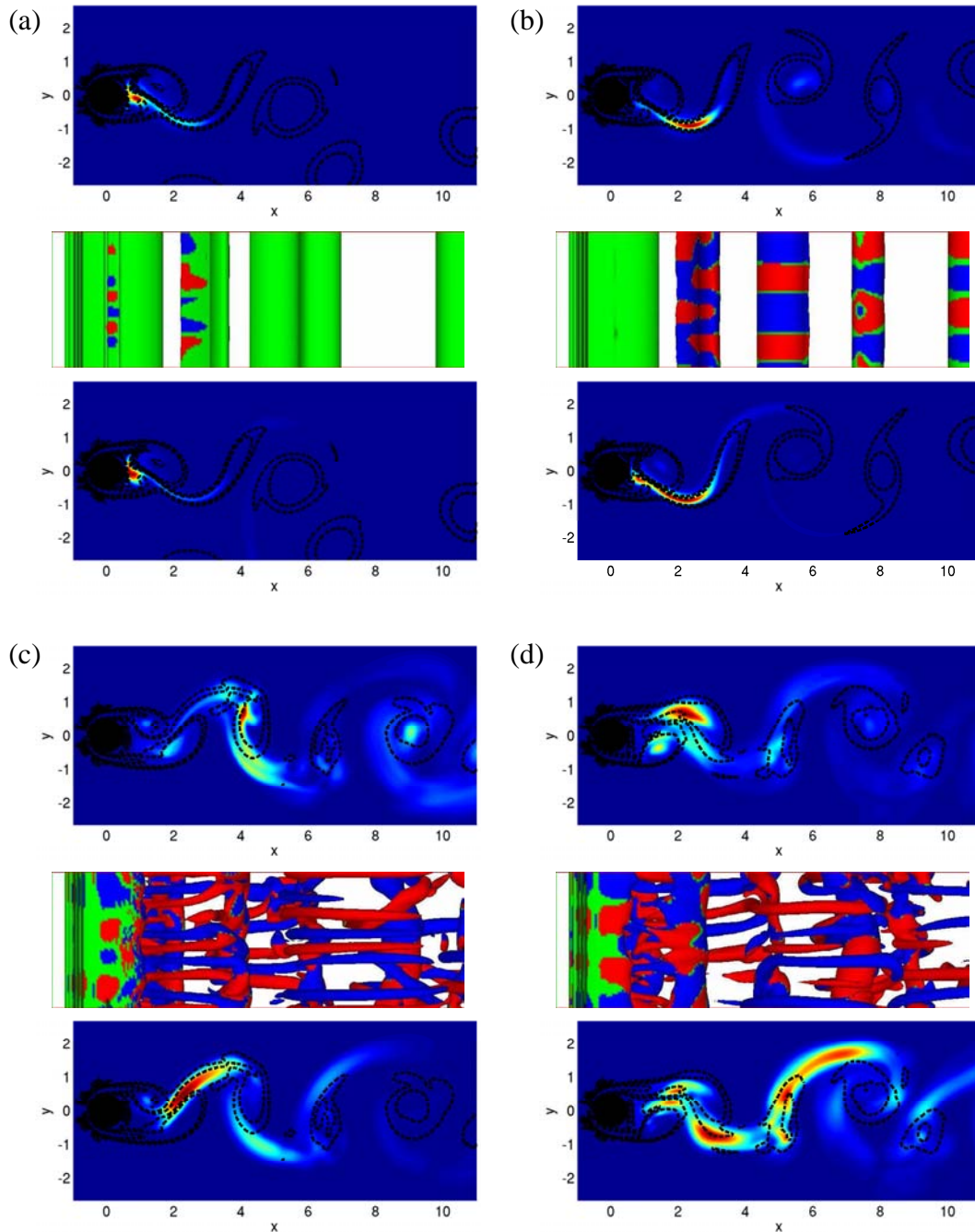


Figura 6.13: Distribuição espacial da energia do espectro para o caso de $\beta = 0, 15$. (a) $T = 15$, (b) $T = 30$, (c) $T = 60$, e (d) $T = 90$ ($k_z = 3$ - linha superior, $k_z = 5$ - linha inferior e isosuperfície de Q - linha central).

das estruturas longitudinais.

As concentrações de energia, observadas nas Figuras 6.12a e b, 6.13a e b e 6.14a e b, sugerem que a formação dos vórtices longitudinais tem sua origem na região próxima à base do cilindro. E que através do processo de esticamento da vorticidade que ocorre nesta região, são selecionados diferentes comprimentos de onda axial, os quais se estabelecem em diferentes

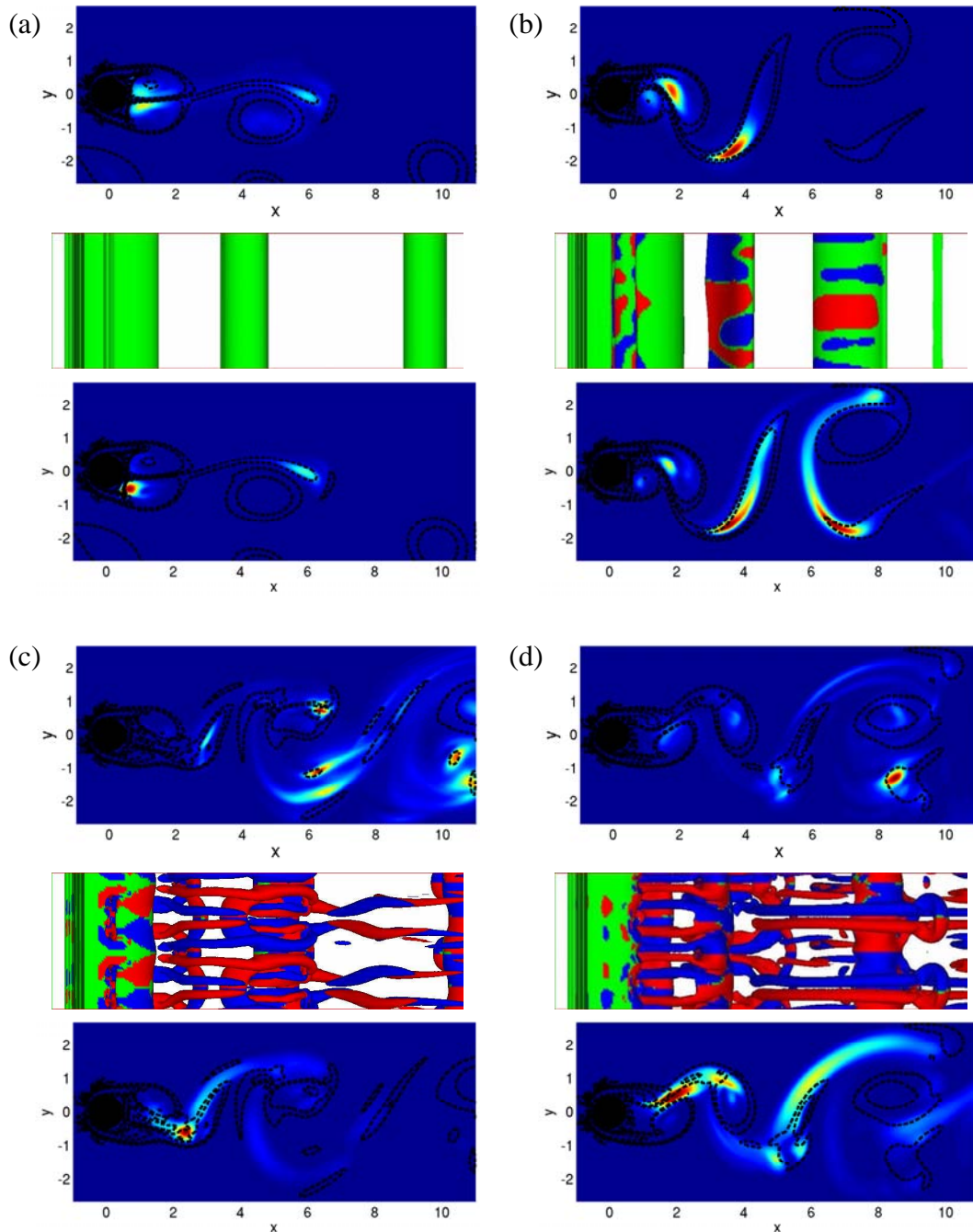


Figura 6.14: Distribuição espacial da energia do espectro para o caso de $\beta = 0,25$. (a) $T = 15$, (b) $T = 30$, (c) $T = 60$, e (d) $T = 90$ ($k_z = 2$ - linha superior, $k_z = 5$ - linha inferior e isosuperfície de Q - linha central).

regiões, como proposto por Williamson (1996a).

6.2.3 Coeficientes hidrodinâmicos

A evolução temporal dos coeficientes de arrasto e sustentação médios, na direção axial, é mostrada nas Figuras 6.15, 6.16 e 6.17, para $\beta = 0$, $\beta = 0,15$ e $\beta = 0,25$, respectivamente.

Nestas figuras foram identificadas as três regiões definidas anteriormente, através da evolução temporal da enstrofia axial (Fig. 6.8b). Verificou-se que, nos casos em que existe cisalhamento, a região *I* corresponde ao ajuste da condição inicial ao novo perfil de velocidade.

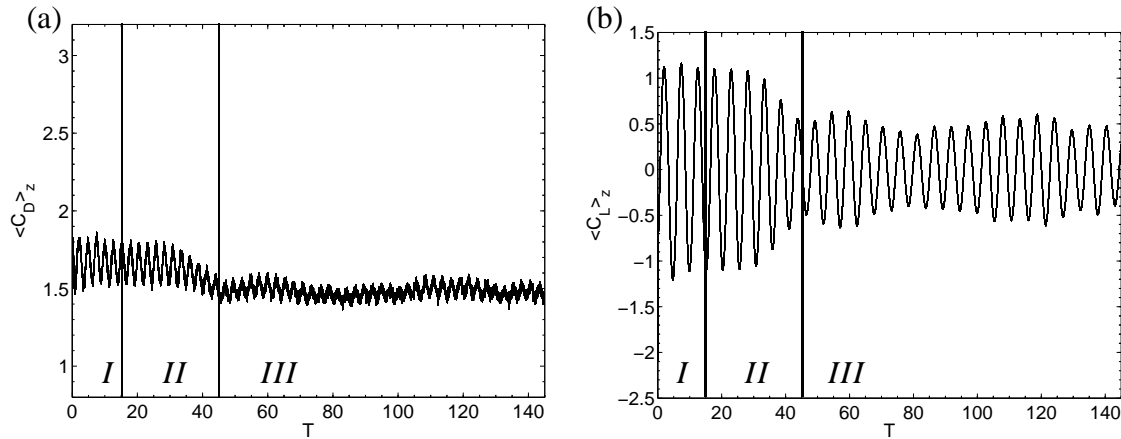


Figura 6.15: Série temporal dos coeficientes (a) de arrasto e (b) de sustentação, para $Re_D = 300$ e parâmetro de cisalhamento $\beta = 0$.

Para todos os casos foi verificado que o desenvolvimento das estruturas tridimensionais, que ocorre na região *II*, causa a redução da média temporal do arrasto e a atenuação da amplitude de oscilação do coeficiente de sustentação.

No caso particular de $\beta = 0,15$ e $\beta = 0,25$, foi observado que, durante o estágio bidimensional da região *II*, o coeficiente de arrasto tem a atenuação do máximo associado ao desprendimento do vórtice inferior (Figs. 6.16 e 6.17), semelhante ao que foi observado nas simulações bidimensionais.

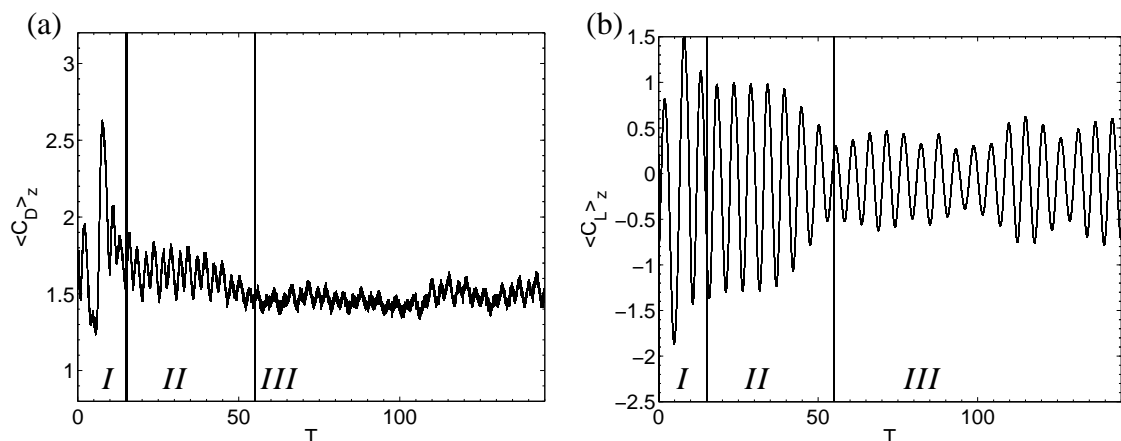


Figura 6.16: Série temporal dos coeficientes (a) de arrasto e (b) de sustentação, para $Re_D = 300$ e parâmetro de cisalhamento $\beta = 0,15$.

Os coeficientes hidrodinâmicos médios, no espaço e no tempo, para o estágio bidimensional da região *II* e para a região *III*, são mostrados na Tabela 6.6, bem como o número de Strouhal,

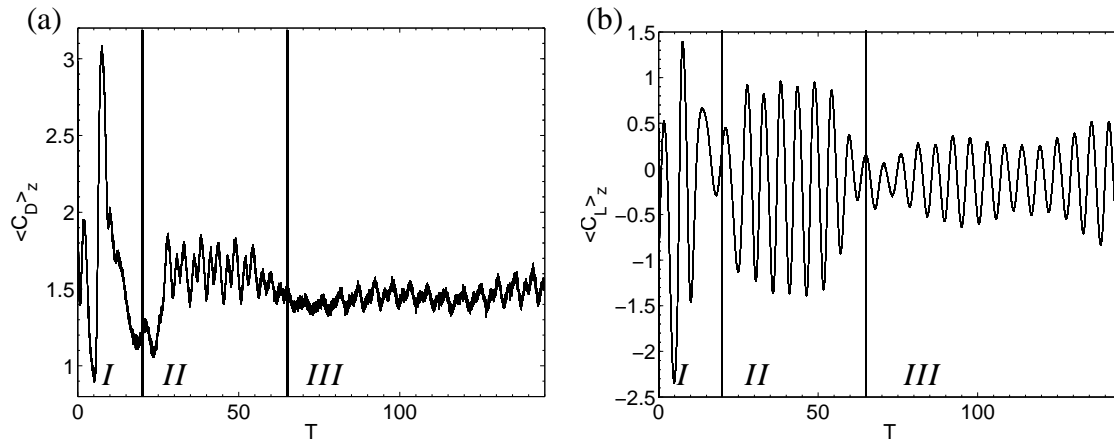


Figura 6.17: Série temporal dos coeficientes (a) de arrasto e (b) de sustentação, para $Re_D = 300$ e parâmetro de cisalhamento $\beta = 0,25$.

para os três valores de cisalhamento analisados.

Os resultados obtidos para os coeficientes de arrasto e sustentação durante o estágio bidimensional (Região *II*) são maiores que os apresentados no Capítulo 5. Esta diferença deve-se à variação da resolução da malha e da forma de representar o cilindro, devido às limitações computacionais para a realização dos cálculos *3D*.

Tabela 6.6: Valores médios dos coeficientes de arrasto e sustentação para as regiões *II* e *III* e número de Strouhal.

β	$\langle \overline{C_D} \rangle$		$\langle \overline{C_L} \rangle$		St
	<i>II</i>	<i>III</i>	<i>II</i>	<i>III</i>	
0,00	1,67	1,48	0,04	0,000	0,186
0,15	1,67	1,47	-0,12	-0,063	0,186
0,25	1,61	1,45	-0,13	-0,125	0,186

Os resultados apresentados na Tabela 6.6, indicam que o cisalhamento tem uma fraca influência sobre os coeficientes de arrasto, tanto na região *II* como na *III*, a qual apresenta uma leve tendência de redução do arrasto com o aumento do cisalhamento. A redução do arrasto está associada ao deslocamento do ponto de estagnação para o lado de maior velocidade, o qual gera uma assimetria no campo de pressão sobre o cilindro e provoca a redução da diferença de pressão entre a frente e à base do cilindro.

Por outro lado, observou-se que o cisalhamento provoca o surgimento de uma força de sustentação média não nula (negativa), no sentido da maior velocidade para a menor, semelhante à que foi obtida nas simulações bidimensionais apresentadas no Capítulo 5. Os resultados indicam que, até o surgimento das estruturas tridimensionais, a força de sustentação varia pouco com o aumento do cisalhamento, ao contrário do que foi observado no caso bidimensional. Acredita-se que esta divergência seja causada pela forma como foram inicializadas estas

simulações, bem como o uso de uma resolução marginal nos casos tridimensionais.

No que se refere ao número de Strouhal, não foi observada variação deste parâmetro na Tabela 6.6 com o aumento do cisalhamento para os casos tridimensionais analisados. Este resultado reforça a observação do Capítulo 5 de que o número de Strouhal é independente do cisalhamento.

Verifica-se na literatura que, embora se saiba que o escoamento ao redor de um cilindro circular isolado é tridimensional, para números de Reynolds maiores que 180, os coeficientes hidrodinâmicos são normalmente descritos apenas por seu valor médio e pelo *rms*, sendo desprezada a possível variação destes coeficientes ao longo do cilindro, causada pelo surgimento das estruturas tridimensionais.

A variação dos coeficientes hidrodinâmicos médios no tempo ao longo do cilindro é mostrada na Figura 6.18 para os três valores de cisalhamento analisados. Os resultados mostraram que mesmo para o valor médio no tempo existe uma variação destes coeficientes ao longo do cilindro.

A variação entre o máximo e o mínimo para o arrasto encontrada na Figura 6.18a, é da ordem de 3%. Esta variação não é significativa para muitas aplicações práticas, o que poderia explicar o uso de um valor médio para este coeficiente.

No caso do coeficiente de sustentação (Fig. 6.18b) foi observada uma maior variação do valor médio deste parâmetro ao longo do cilindro ($\approx 20\%$), devido à pequena intensidade deste coeficiente. Esta variação diminui à medida que o cisalhamento aumenta em módulo. Este resultado também poderia explicar o uso de um valor médio para o coeficiente de sustentação.

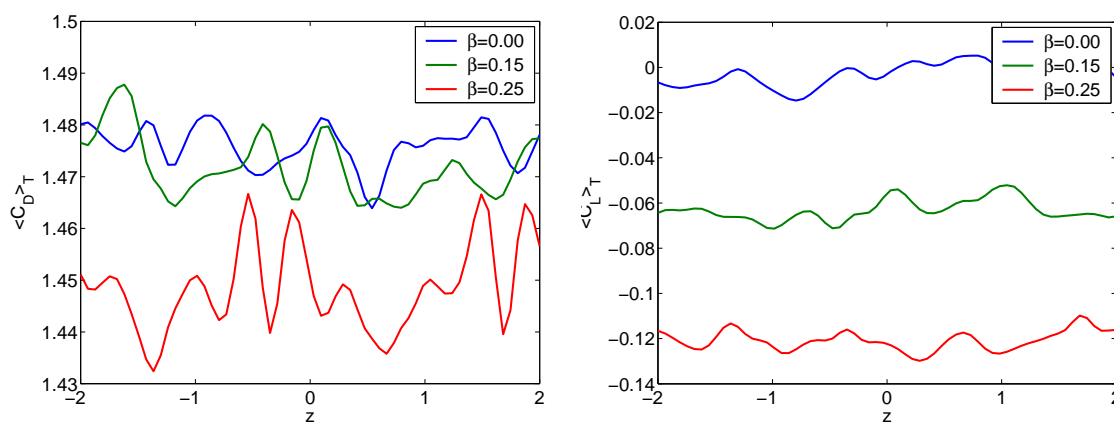


Figura 6.18: Variação ao longo do cilindro dos coeficientes hidrodinâmicos médios no tempo.

A variação instantânea entre o máximo e o mínimo, do arrasto e da sustentação, é mostrada na Figura 6.19 para os mesmos valores de cisalhamento da Figura 6.18. Os resultados sugerem

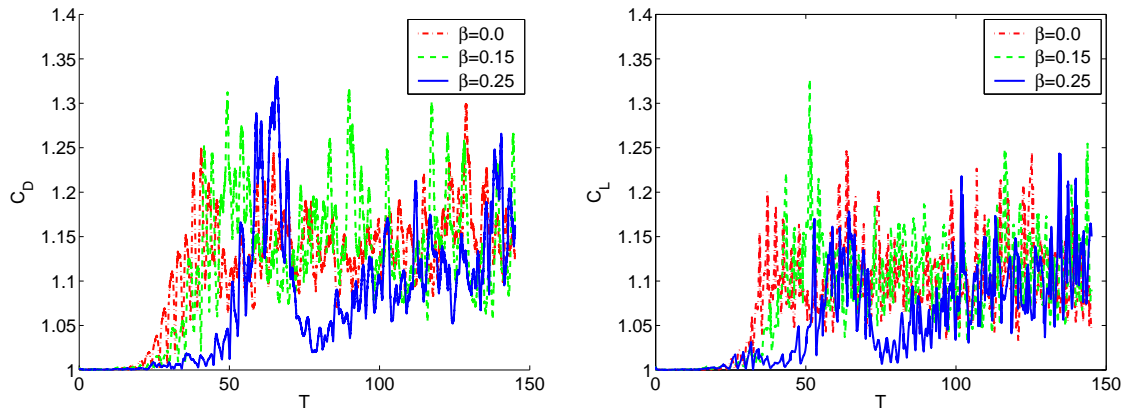


Figura 6.19: Variação ao longo do cilindro entre o valor máximo e mínimo instantâneos dos coeficientes hidrodinâmicos.

que embora na média a variação dos coeficientes hidrodinâmicos possa ser desprezada, instantaneamente foi observado uma maior variação destes coeficientes, com picos de até 30% entre o máximo e mínimo destes coeficientes ao longo do cilindro

Estes resultados sugerem que o uso de um valor médio para os coeficientes hidrodinâmicos pode afetar, significativamente, os resultados, por exemplo, de análises de vibração induzida pelo desprendimento de vórtices.

Baseado nos resultados mostrados nas Figuras 6.18 e 6.19, neste trabalho foi analisado a variação no tempo e ao longo do eixo do cilindro dos coeficientes de arrasto e sustentação. Os resultados obtidos para as regiões *II* e *III* são mostrados nas Figuras 6.20, 6.21 e 6.22 para $\beta = 0,00$, $\beta = 0,15$ e $\beta = 0,25$, respectivamente.

Os resultados obtidos para a região *II*, durante o estágio bidimensional (Figs. 6.20a – b, 6.21a – b e 6.22a – b), indicam que os coeficientes de arrasto e de sustentação não têm uma variação significativa ao longo do cilindro, podendo estes serem representados pelos seus valores médios e/ou rms.

Durante o surgimento das estruturas longitudinais na região *II*, foi observada a variação dos coeficientes hidrodinâmicos ao longo do cilindro, como pode ser visto nas Figuras 6.20a e b, 6.21a e b e 6.22a e b. Além disso, observou-se também que o aumento do cisalhamento intensifica a variação dos coeficientes hidrodinâmicos ao longo do cilindro, principalmente do coeficiente de arrasto.

Após a transição, região *III* (Figs. 6.20c e d, 6.21c e d e 6.22c e d) foi observada a redução da intensidade e da variação longitudinal dos coeficientes hidrodinâmicos. No entanto, novamente foi observado que o arrasto tem uma variação mais evidente ao longo do cilindro que a sustentação.

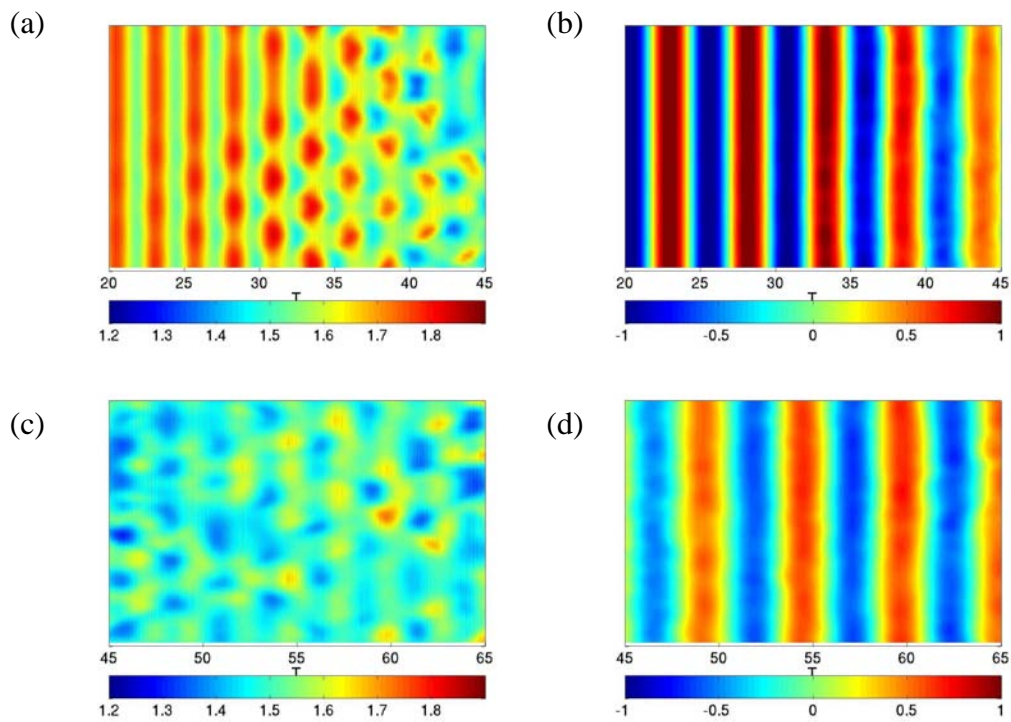


Figura 6.20: Variação espaço-temporal dos coeficientes de arrasto (esquerda) e de sustentação (direita), para $Re_D = 300$ e $\beta = 0$. (a – b) Região II, (c – d) Região III.

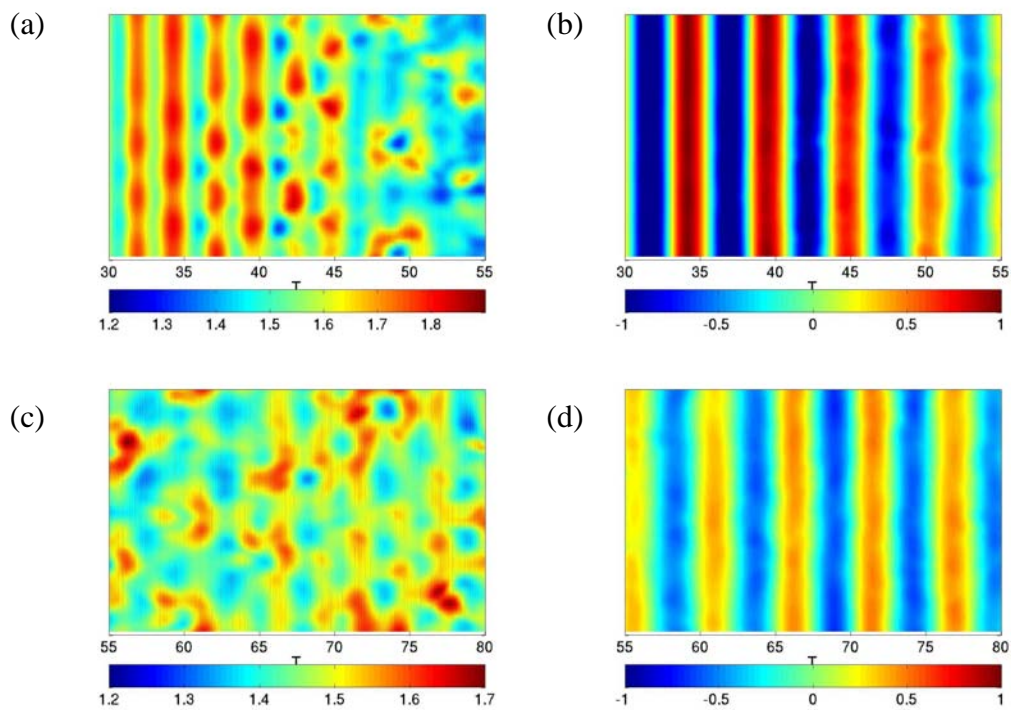


Figura 6.21: Variação espaço-temporal dos coeficientes de arrasto (esquerda) e de sustentação (direita) para $Re_D = 300$ e $\beta = 0, 15$. (a-b) Região II e (c-d) Região III.

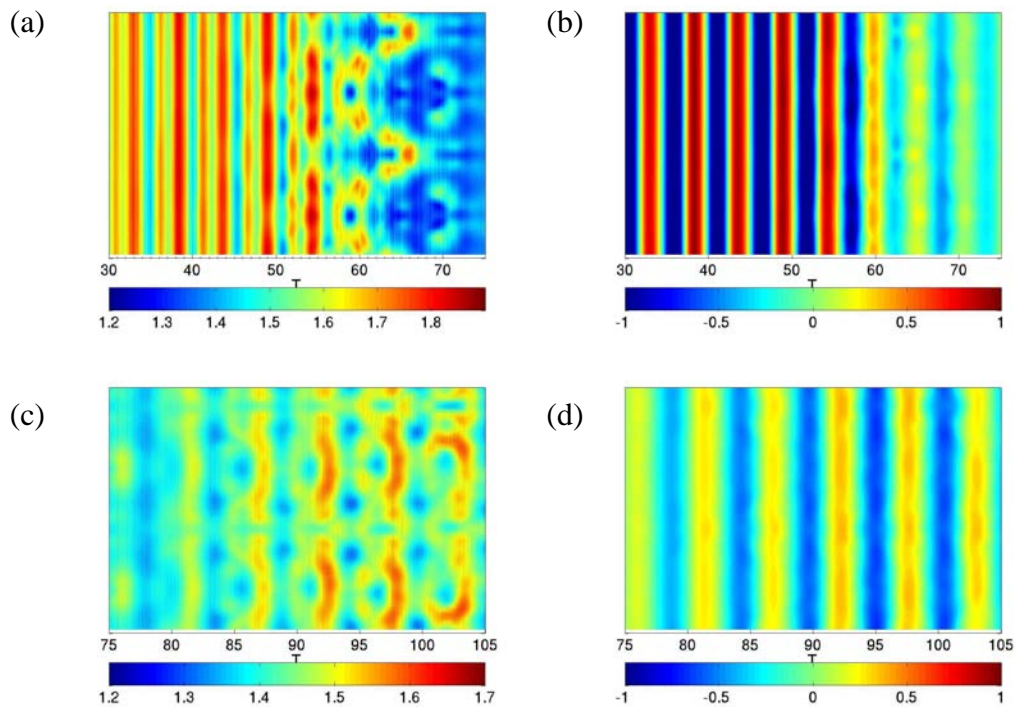


Figura 6.22: Variação espaço-temporal dos coeficientes de arrasto (esquerda) e de sustentação (direita) para $Re_D = 300$ e $\beta = 0,25$. (a-b) Região II e (c-d) Região III.

Baseado nestes resultados, pode-se levantar a hipótese de que a variação dos coeficientes hidrodinâmicos ao longo do cilindro está relacionada com o surgimento das estruturas tridimensionais, provavelmente dos vórtices longitudinais.

Assim sendo, foram selecionados alguns instantes de tempo durante o período de formação dos vórtices longitudinais (Região II), para os quais foi analisada a variação dos coeficientes de arrasto e sustentação juntamente com as estruturas tridimensionais identificadas utilizando o critério Q positivo, os quais são mostrados nas Figuras 6.23, 6.24 e 6.25.

No caso de escoamento uniforme (Fig. 6.23), foi observado que os coeficientes têm um comportamento quase-periódico, sendo este mais evidente para o coeficiente de arrasto. A partir da análise visual dos resultados, pode-se dizer que os valores máximos e mínimos do arrasto estão correlacionados com a localização dos vórtices longitudinais.

O aumento do cisalhamento intensifica a variação do arrasto e da sustentação ao longo do cilindro e aumenta a correlação entre a distribuição dos coeficientes hidrodinâmicos e as estruturas longitudinais, particularmente para o caso de $\beta = 0.25$ (Fig. 6.25).

Baseado nos resultados anteriores, acredita-se que a variação dos coeficientes hidrodinâmicos ao longo do cilindro está relacionada com as estruturas que se formam dentro da região de

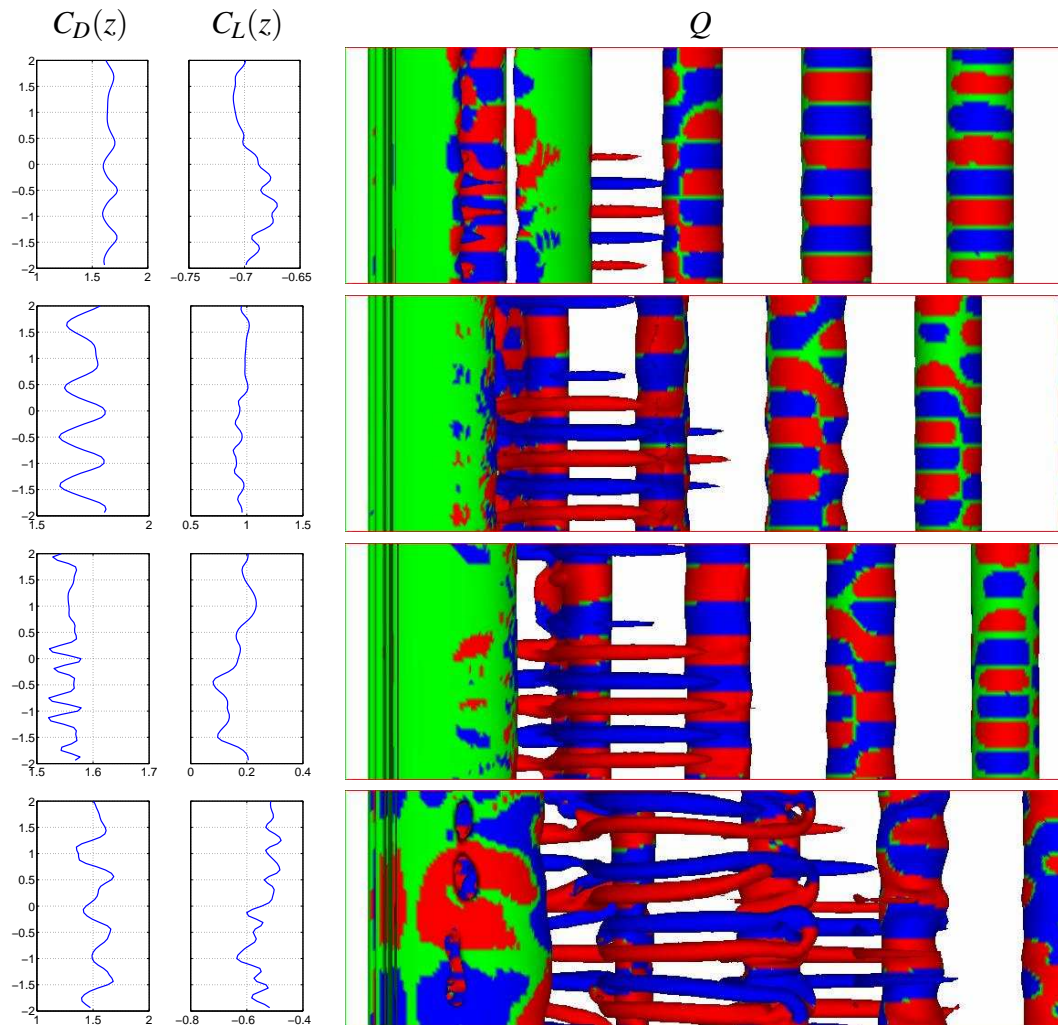


Figura 6.23: Variação axial dos coeficientes hidrodinâmicos e das estruturas identificadas utilizando o critério Q positivo, para $Re_D = 300$ e $\beta = 0$ (Instantes de tempo de cima para baixo: $T = 31, 33, 34$ e 40).

recirculação próxima à base do cilindro, as quais se desenvolvem em estruturas longitudinais.

Durante a transição de escoamento $2D$ para $3D$, os resultados sugerem uma forte relação entre a variação dos coeficientes e os vórtices longitudinais, porém, após a transição, esta relação não é tão evidente, pois devido aos processos não lineares as estruturas observadas mais a jusante da esteira diferem das formadas dentro da região de recirculação, afetando assim esta relação.

6.2.4 Evidência de emparelhamento longitudinal

O fenômeno de emparelhamento de vórtices é um processo básico do escoamento de fluidos e tem sua maior importância em uma variedade de situações tais como o decaimento da turbulência bidimensional, turbulência tridimensional, camadas de mistura e escoamento ao

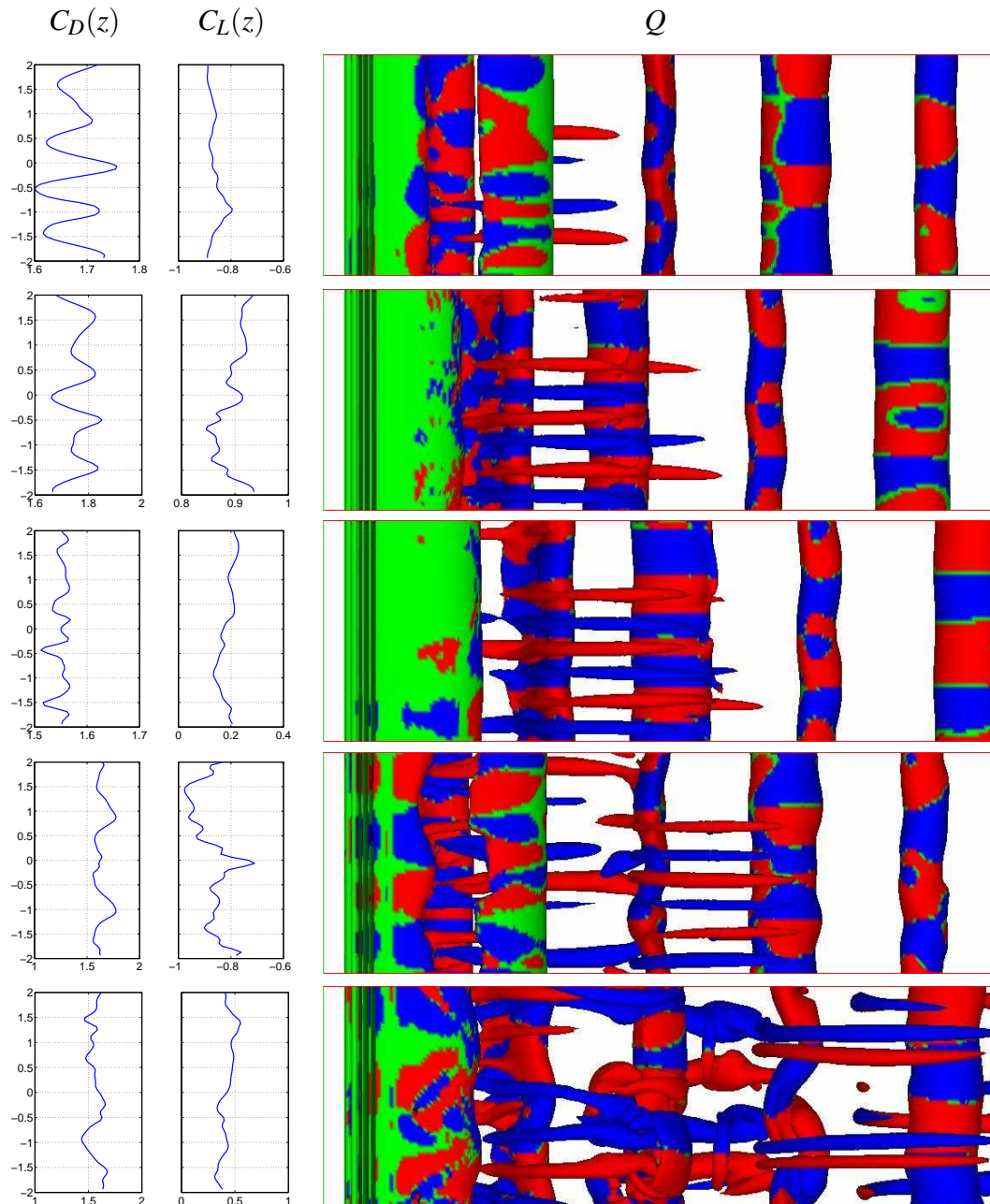


Figura 6.24: Variação axial dos coeficientes hidrodinâmicos e das estruturas identificadas utilizando o critério Q positivo, para $Re_D = 300$ e $\beta = 0.15$ (Instantes de tempo de cima para baixo: $T = 37, 39, 40, 42, 50$).

redor de asas de aviões, para citar apenas alguns (MEUNIER et al., 2005).

O emparelhamento ocorre quando dois vórtices de mesmo sinal, com eixos quase paralelos, e a uma certa distância, misturam grande parte da vorticidade dos seus núcleos para se tornarem num único vórtice.

Durante muito tempo acreditou-se que o emparelhamento dos vórtices fosse um processo bidimensional, porém observações realizadas por Silvestrini (1996) e por Comte et al. (1998) no estudo de camadas de mistura turbulentas, indicaram a formação de emparelhamento helicoidal,

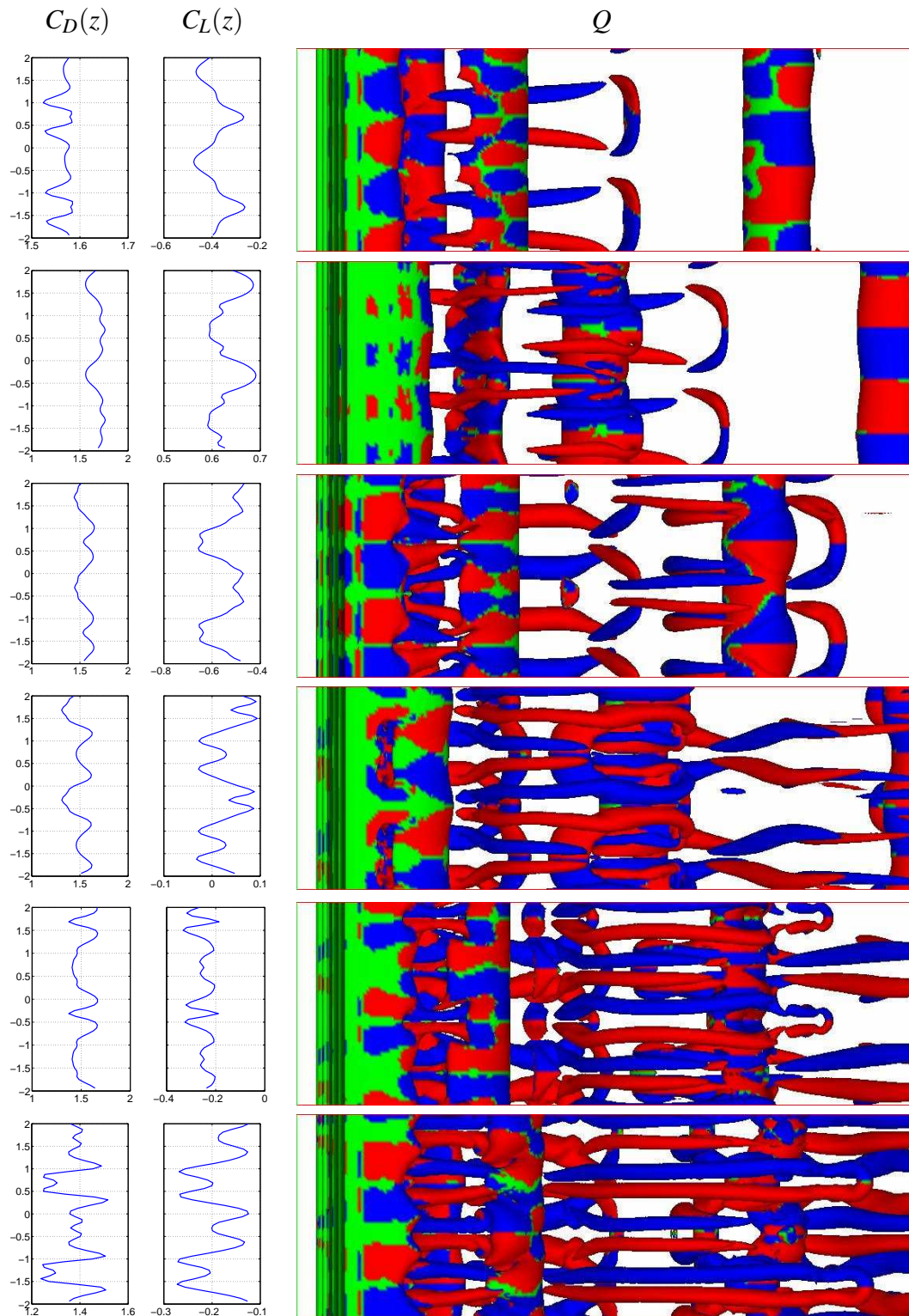


Figura 6.25: Variação axial dos coeficientes hidrodinâmicos e das estruturas identificadas utilizando o critério Q positivo, para $Re_D = 300$ e $\beta = 0.25$ (Instantes de tempo de cima para baixo: $T = 52, 54, 57, 60, 62$ e 68).

sugerindo que este fenômeno também pode ser tridimensional.

No escoamento ao redor de cilindros, acredita-se que o emparelhamento bidimensional de vórtices ocorra após a transição da camada cisalhante que se desprende do cilindro, na qual

se formam pequenos vórtices semelhantes aos observados em uma camada de mistura. Uma revisão dos principais resultados que indicam a ocorrência deste fenômeno na esteira de um cilindro pode ser encontrada em Rajagopalan e Antonia (2005).

Para baixos números de Reynolds, foi observada na esteira do cilindro, por Karniadakis e Triantafyllou (1992), Mittal e Balachandar (1995b) e Williams et al. (1996), a ocorrência de sub-harmônicos no espectro de velocidade longitudinal. Embora a ocorrência destes seja normalmente associada ao emparelhamento de vórtices, Williams et al. (1996) baseados nos seus resultados experimentais, associaram a ocorrência de sub-harmônico ao deslocamento de 180° na direção axial da localização dos vórtices longitudinais, entre um período e outro do desprendimento dos vórtices de von Kármán.

No presente trabalho, durante a análise dos campos instantâneos do critério Q positivo, coloridos com a vorticidade longitudinal (ω_x), não foi observado o deslocamento dos vórtices longitudinais como sugerido por Williams et al. (1996), como pode ser observado nas Figuras 6.26 e 6.27.

Os resultados obtidos mostraram, acredita-se que pela primeira vez, a ocorrência clara do emparelhamento dos vórtices longitudinais, como pode ser observado nas Figuras 6.26 e 6.27, para $\beta = 0$ e $\beta = 0,15$, respectivamente.

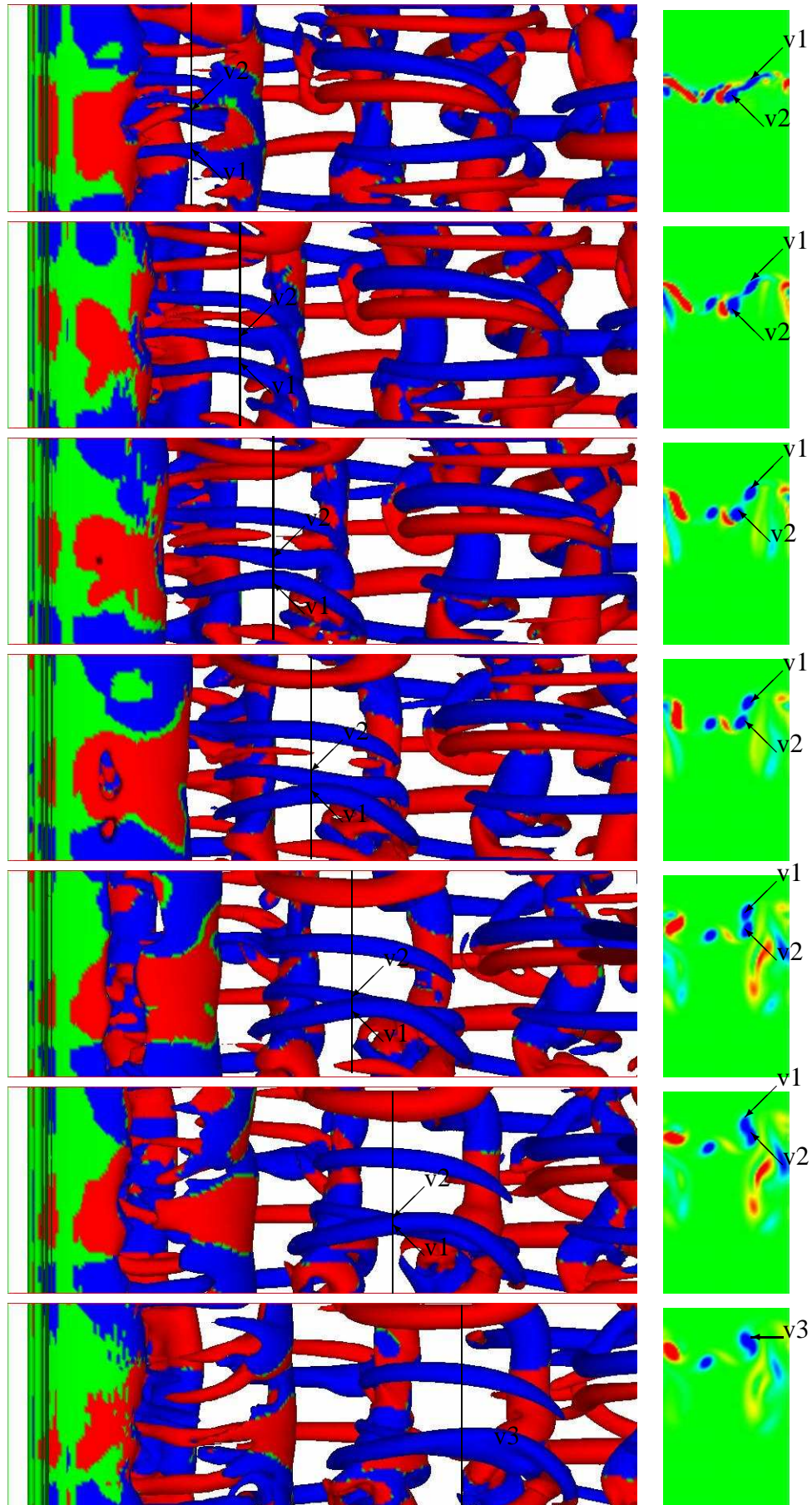


Figura 6.26: Evidência do emparelhamento dos vórtices longitudinais para o caso de escoamento livre com cisalhamento constante: (a) Vista superior e (b) vista lateral (Isosuperfícies de $Q = 0, 1, \beta = 0.00, Re_D = 300$).

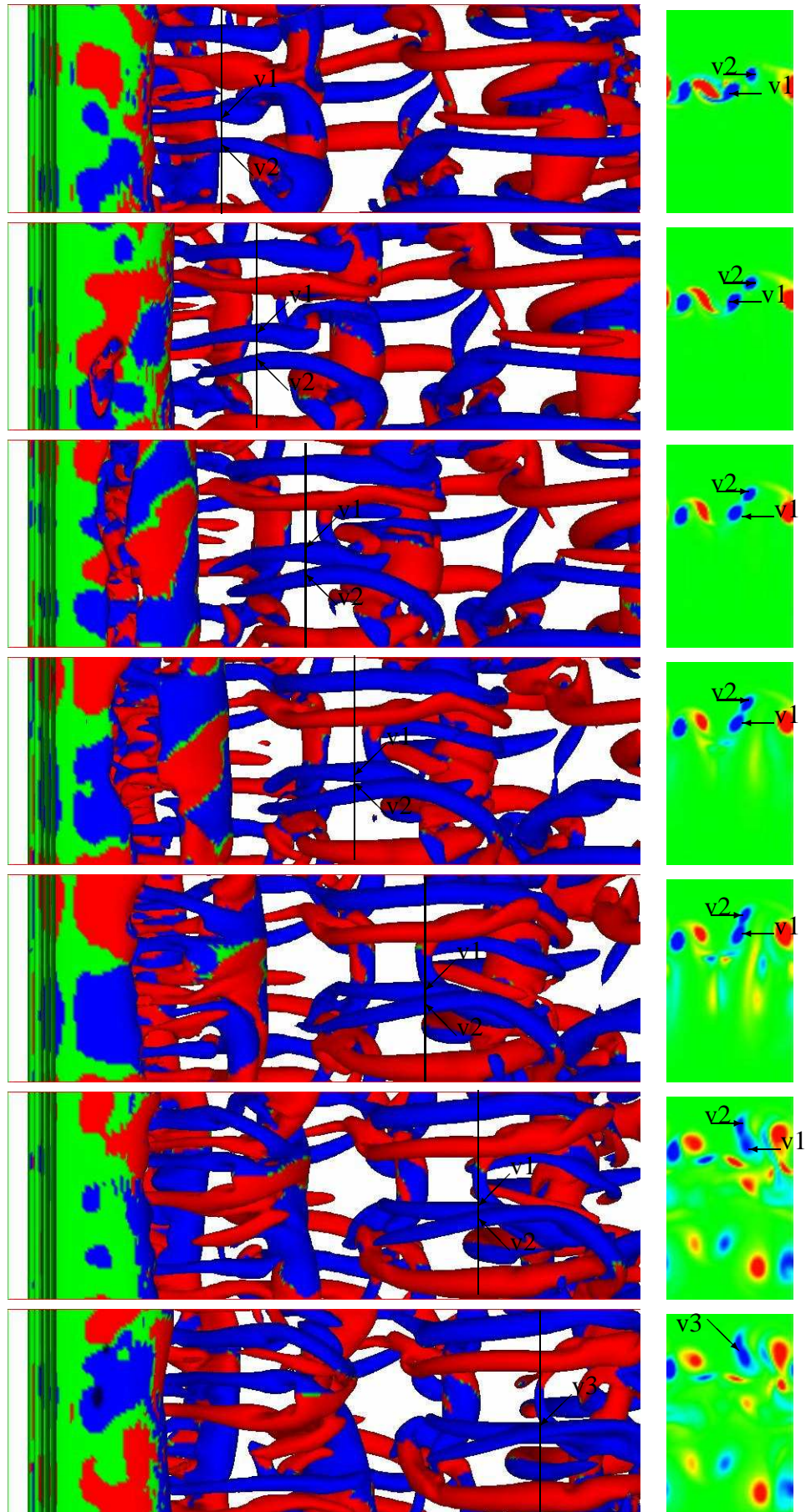


Figura 6.27: Evidência do emparelhamento dos vórtices longitudinais para o caso de escoamento livre com cisalhamento constante: (a) Vista superior e (b) vista lateral (Isosuperfícies de $Q = 0, 1$, $\beta = 0, 15$, $Re_D = 300$).

7 *Influência de um contorno plano no desenvolvimento de estruturas tridimensionais*

7.1 Introdução

Nesta seção são apresentados os principais resultados obtidos nas simulações numéricas diretas tridimensionais para o caso de escoamento com cisalhamento linear próximo a uma placa plana.

O domínio computacional utilizado nas simulações apresentadas neste capítulo foi o mesmo utilizado para as simulações de escoamento livre com cisalhamento constante apresentadas no capítulo 6. Na Tabela 7.1 são mostrados os valores adotados para os principais parâmetros que definem o domínio computacional. Um esquema deste domínio é mostrado na Figura 7.1, juntamente com as condições de contorno adotadas.

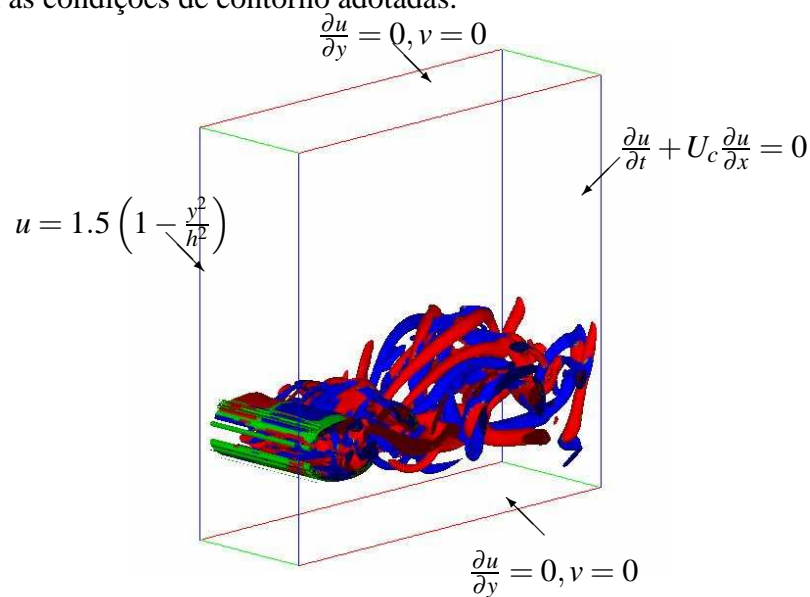


Figura 7.1: Esquema do domínio de cálculo para os casos tridimensionais.

Nas simulações apresentadas neste capítulo, foram introduzidas duas placas planas den-

Tabela 7.1: Parâmetros numéricos do domínio de cálculo das simulações tridimensionais.

L_x	$19D$	Tamanho horizontal do domínio
L_y	$12D$	Tamanho transversal do domínio
L_z	$4D$	Tamanho axial do domínio
X_c	$8D$	Localização do centro do cilindro na direção x
Y_c	variável	Localização do centro do cilindro na direção y
N_x, N_y, N_z	343, 217, 64	Número de pontos nas direções x, y e z
$\Delta x = \Delta y$	$\approx 0,055$	Resolução da malha nas direções x e y
Δz	$\approx 0,062$	Resolução da malha na direção z
α^*, β^*	$-3000, -50$	Parâmetros do método de fronteiras virtuais
T	≈ 150	Tempo adimensional de cálculo

tro do domínio computacional, utilizando o mesmo método de fronteiras virtuais adotado para representar o cilindro circular. Foram realizadas simulações para $Re_D = 300$ e razão de afastamento $G = 2,5, 0,8$ e $0,5$. Todas as simulações foram inicializadas a partir do campo de velocidade obtido no Cap. 5 para o respectivo afastamento. Sobre este campo foi sobreposto um ruído branco de, aproximadamente, 1% da velocidade longitudinal máxima, para acelerar o processo de transição do escoamento bidimensional para tridimensional.

7.2 Resultados

No caso de escoamento próximo a uma placa, verifica-se a variação do perfil de velocidade na direção normal à placa, conseqüência do desenvolvimento da camada limite, a qual causa a variação local do número de Reynolds e do cisalhamento. Os valores obtidos para o número de Reynolds local na parte superior (Re_{Ds}), central (Re_{Dc}) e inferior (Re_{Di}) do cilindro e do cisalhamento local ($\beta_l = \frac{D}{U_c} \frac{dU}{dy}$) são mostrados na Tabela 7.2, para cada um dos valores de afastamento. Observa-se que, com a aproximação do cilindro à placa, tem-se uma redução do número de Reynolds local e um aumento da diferença entre os valores observados na parte superior e inferior do cilindro, conseqüência do aumento do gradiente transversal da velocidade longitudinal, ou seja, do aumento do cisalhamento.

Tabela 7.2: Variação do número de Reynolds local e do cisalhamento local (β_l) em função do afastamento (G).

G	Re_{Di}	Re_{Dc}	Re_{Ds}	β_l
2,50	298	339	374	0,22
0,80	110	173	228	0,69
0,50	72	139	198	0,91

Analisando os resultados da Tabela 7.2 e baseando-se no conhecimento existente do escoamento uniforme ao redor de um cilindro circular isolado, os valores apresentados indicam

que o desprendimento de vórtices deveria ocorrer para os três casos analisados, visto que o valor mínimo do número de Reynolds local observado foi superior a 47, valor no qual ocorre a formação da esteira de vórtices, para o caso de um cilindro isolado em um escoamento uniforme.

Para os casos de $G = 2,5$ e $0,8$, os valores indicam que o escoamento deveria ser tridimensional, sendo que, para $G = 2,5$, as estruturas devem ser semelhantes às resultantes da instabilidade do modo B , enquanto que para $G = 0,8$, estas devem ser mais parecidas com as resultantes da instabilidade do modo A . Os valores da Tabela 7.2 indicam que, para $G = 0,5$, o escoamento deve ser bidimensional.

7.2.1 Campos médios, tensões de Reynolds e comprimento de formação

A influência do afastamento sobre os campos de velocidade média e as componentes da tensão de Reynolds é mostrada nas Figuras 7.2, 7.3, 7.4 e 7.5, enquanto que na Tabela 7.3 é mostrada a influência do afastamento sobre os diferentes comprimentos de formação.

Baseado na análise visual das linhas de corrente, obtidas a partir do campo de velocidade média (Fig. 7.2a), foi observado que o ponto de estagnação (Ponto A) encontra-se deslocado no sentido horário, isto é, na direção oposta à placa. A localização do ponto de estagnação afeta a distribuição de pressão sobre o cilindro, o que se reflete na variação dos coeficientes hidrodinâmicos, como é apresentado na Seção 7.2.3. Por outro lado, a localização do ponto de estagnação é pouco afetada pela razão de afastamento.

A assimetria do perfil de velocidade média a montante do cilindro e a presença da placa, induzem a formação de uma bolha de recirculação assimétrica na esteira do cilindro. Com a redução do afastamento, esta bolha desloca-se na direção oposta à placa. A assimetria da bolha de recirculação altera a localização do ponto de velocidade longitudinal nula (Ponto B), sobre o eixo horizontal de simetria do cilindro, o que causa uma variação do comprimento de recirculação, L_R (Tab. 7.3).

Além disso, foi observado na Figura 7.2a que, para $G \leq 0,8$, tem-se a formação de uma nova bolha de recirculação junto à placa, que cresce e se desloca para jusante à medida que o cilindro se aproxima da placa. A presença desta bolha provoca o descolamento do escoamento junto à placa e a formação de um jato, o qual pode ser o responsável pelo deslocamento da bolha de recirculação na direção oposta da placa. Os perfis transversais de velocidade longitudinal mostrados na Figura 7.2b, confirmam a existência de um jato entre o cilindro e a placa.

A influência do afastamento sobre as componentes da tensão de Reynolds é mostrada nas

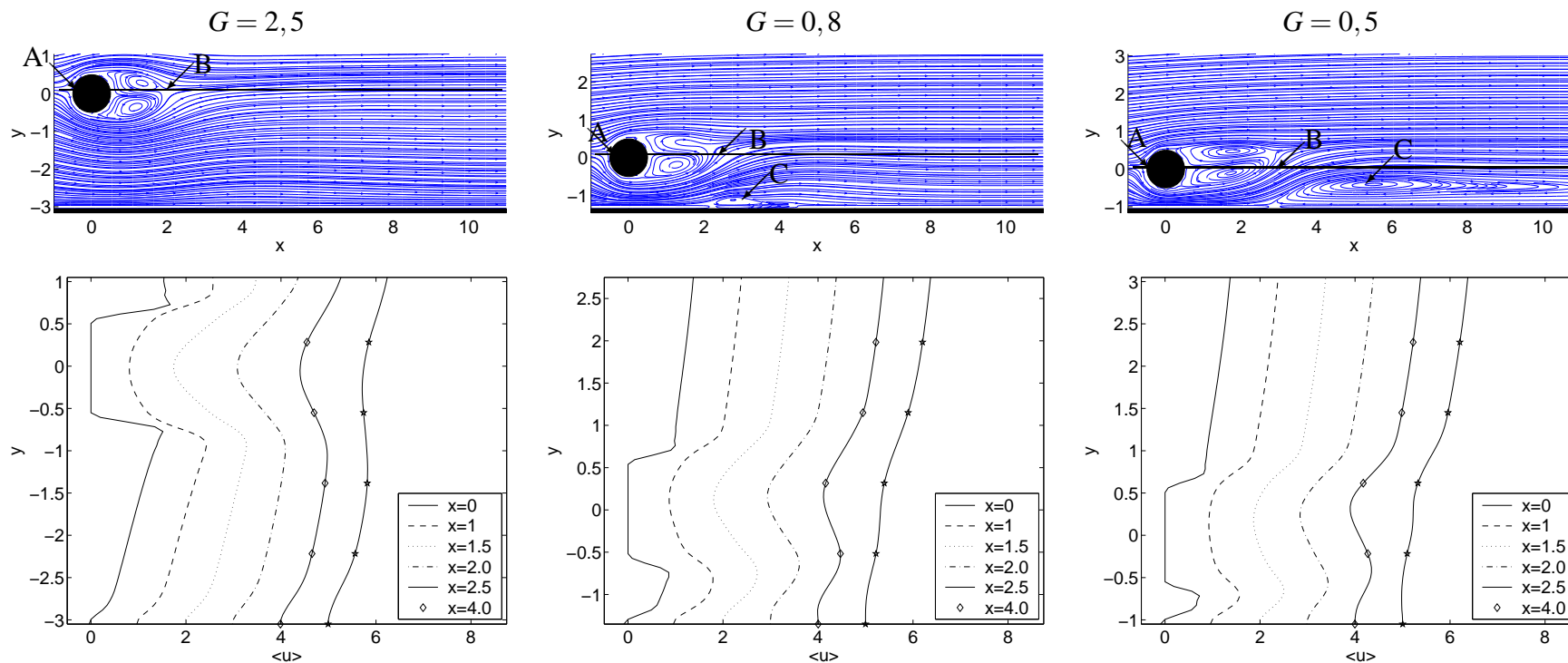


Figura 7.2: Influência do afastamento sobre o campo de velocidade média. (a) Visualização das linhas de corrente da velocidade média; (b) Perfis transversais da velocidade longitudinal média para $x = 0,0; 1,0; 1,5; 2,0$ e $2,5$ (deslocados 1,0)

Figuras 7.3, 7.4 e 7.5. As estruturas observadas são semelhantes às que ocorrem na esteira de um cilindro isolado, embora estas sejam assimétricas devido ao cisalhamento do escoamento e à proximidade da placa.

Os resultados obtidos para a componente longitudinal da tensão de Reynolds ($\langle u'u' \rangle$) são mostrados na Figura 7.3. Observa-se nesta figura a formação de dois lóbulos ligeiramente assimétricos para $G = 2,5$, sendo o inferior maior que o superior. A redução da razão de afastamento intensifica a assimetria dos lóbulos, sendo que, para $G = 0,5$, é difícil identificar claramente o lóbulo inferior, pois este encontra-se muito deformado.

A localização do máximo desta componente da tensão de Reynolds também é mostrada na Figura 7.3a, e é utilizada para definir o comprimento de formação. A influência do afastamento sobre este parâmetro é mostrada na Tabela 7.3, a qual aumenta quando G diminui.

Os perfis transversais da componente longitudinal da tensão de Reynolds para os diferentes valores da razão de afastamento são mostrados na Figura 7.3b. Os resultados indicam que com a aproximação do cilindro da placa ocorre uma atenuação da intensidade desta componente.

A influência da placa sobre a componente transversal da tensão de Reynolds é mostrada na Figura 7.4. Esta componente caracteriza-se pela formação de apenas um lóbulo, o qual, devido à redução da razão de afastamento, desloca-se na direção oposta da placa. Nesta figura também é mostrada a localização do máximo desta componente da tensão de Reynolds, a qual é utilizada para definir o comprimento de formação. A influência do afastamento sobre este comprimento também é mostrada na Tabela 7.3.

Os perfis da componente transversais da tensão de Reynolds são mostrados na Figura 7.4b, os quais indicam uma redução da intensidade desta componente com a redução do afastamento, semelhante à observada para a componente $\langle u'u' \rangle$.

Por fim, na Figura 7.5 é mostrada a influência da presença da placa sobre a componente cisalhante da tensão de Reynolds ($\langle u'v' \rangle$). Para o caso de $G = 2,5$ foram identificados dois pares de bolhas, semelhantes às observadas no caso de escoamento uniforme ao redor de um cilindro isolado. A redução da razão de afastamento provoca o deslocamento do campo na direção oposta à placa e a deformação das bolhas. Para $G = 0,5$, foi identificado apenas um par de bolhas mais a jusante do cilindro.

Além disso, na Figura 7.5a também é mostrada a localização do máximo desta componente da tensão, utilizada para definir o comprimento de formação. A influência da placa sobre este comprimento é também mostrada na Tabela 7.3.

Os perfis transversais da tensão de Reynolds cisalhante, para os três valores de afastamento

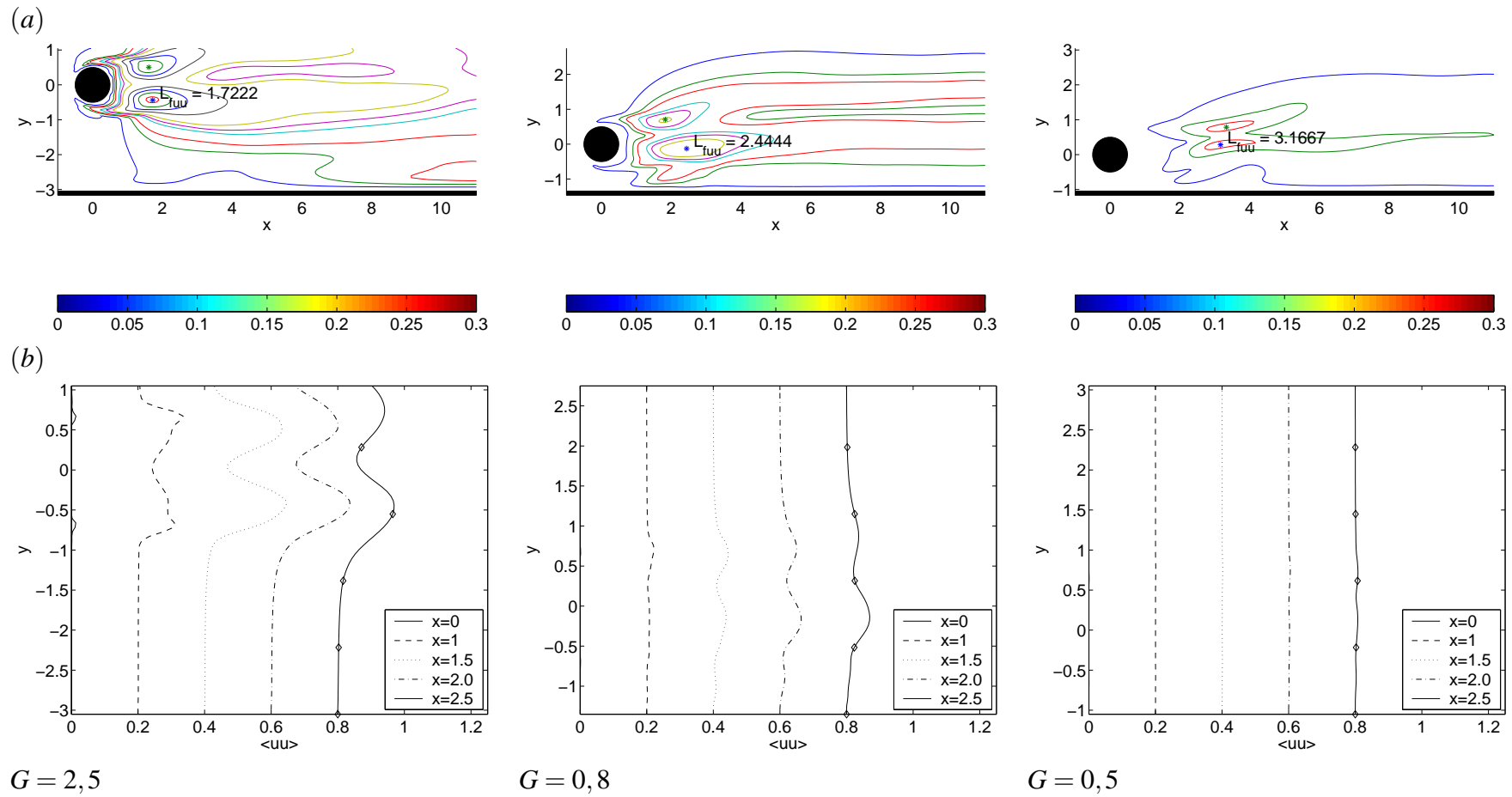


Figura 7.3: Influência do afastamento sobre a componente $\langle u'u' \rangle$ da tensão de Reynolds. (a) Visualização do campo - isolinhas entre 0,05 e 1,0 a cada 0,05; (b) Perfis transversais para $x = 0, 1, 1,5, 2,0$ e $2,5$.

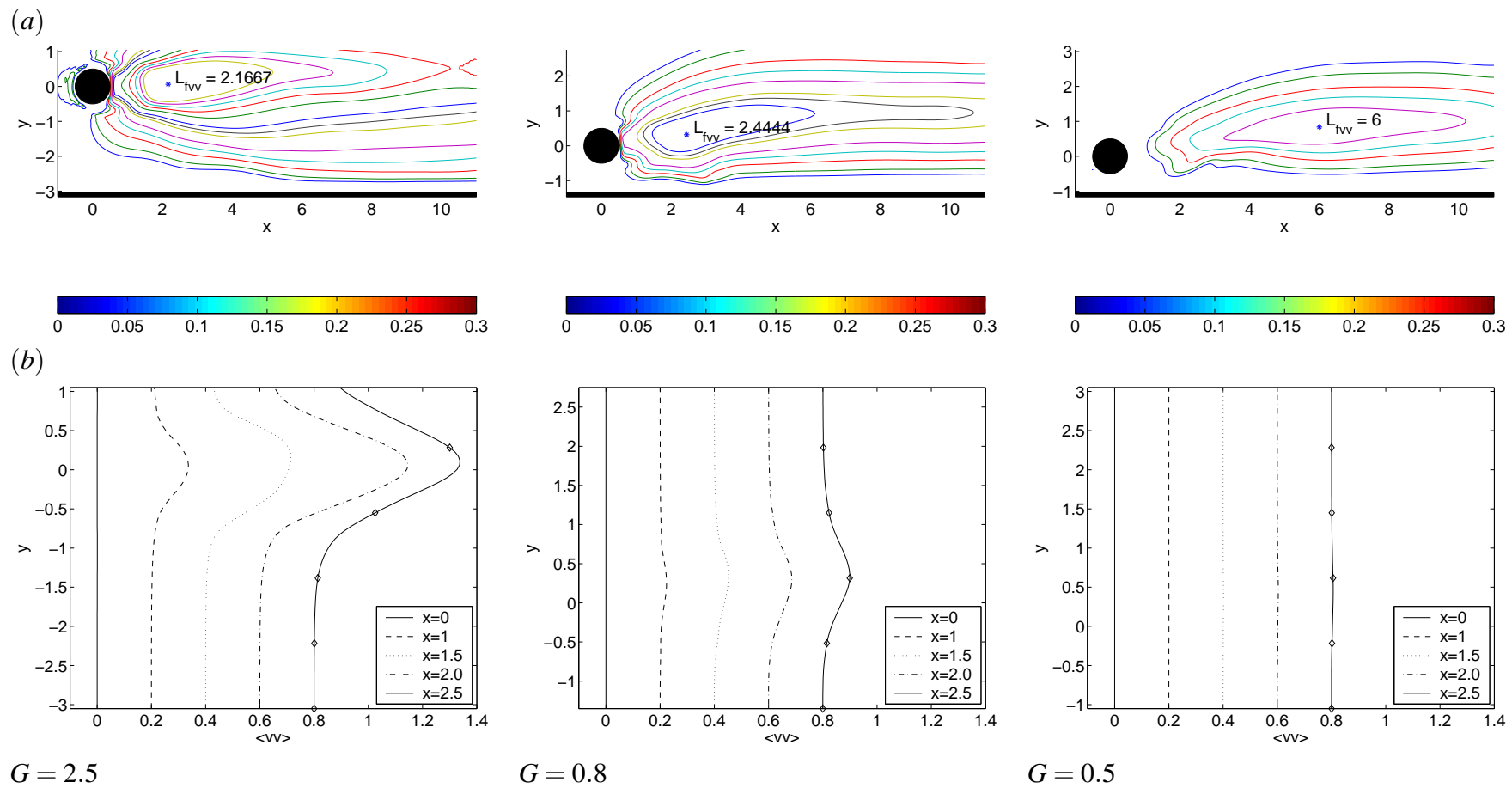


Figura 7.4: Influência do afastamento sobre a componente $\langle v'v' \rangle$ da tensão de Reynolds. (a) Visualização do campo - isolinhas entre 0,05 e 1,0 a cada 0,05; (b) Perfis transversais para $x = 0,0; 1,0; 1,5; 2,0$ e $2,5$.

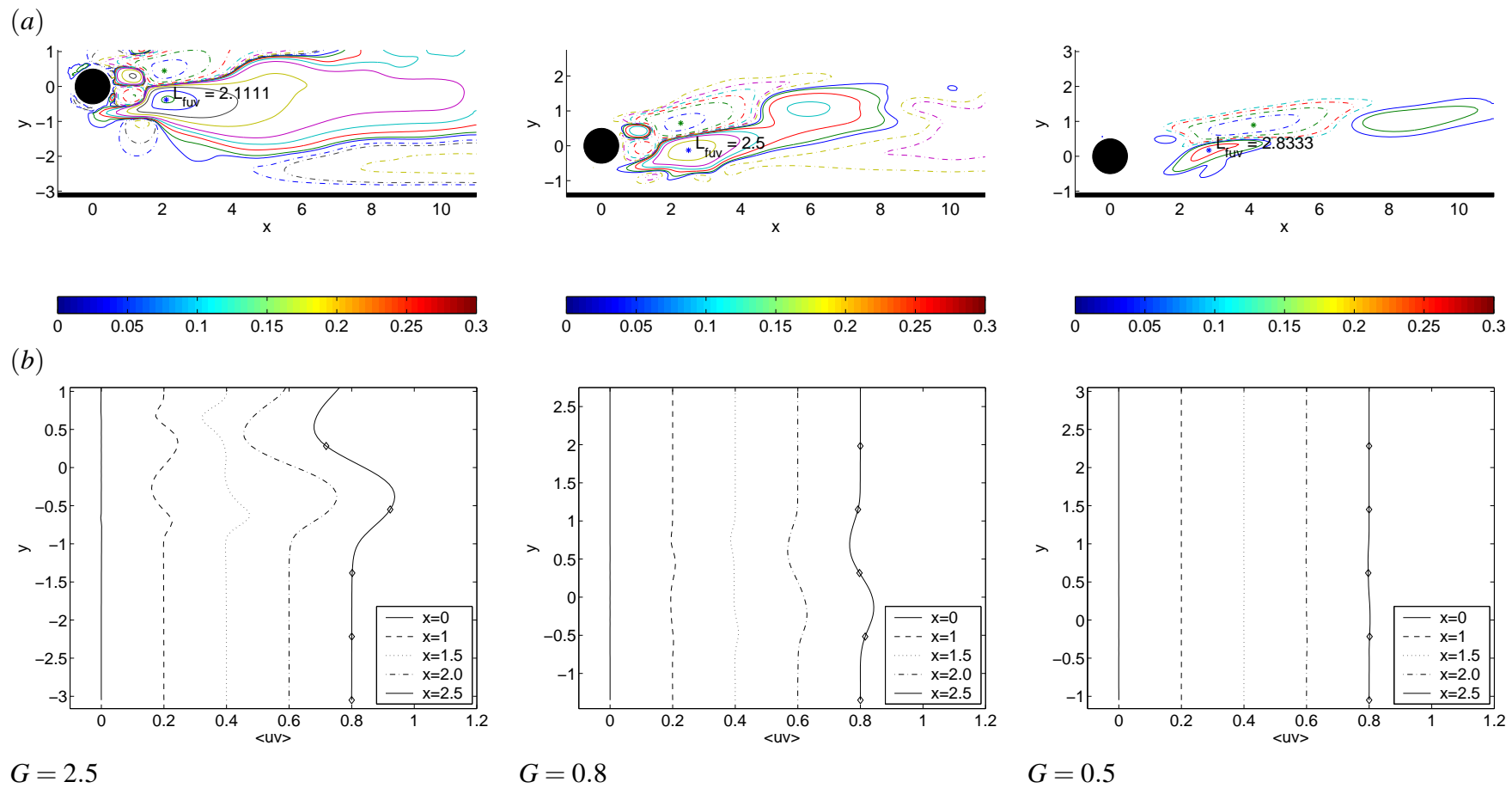


Figura 7.5: Influência do afastamento sobre a componente $\langle u'v' \rangle$ da tensão de Reynolds. (a) Visualização do campo - isolinhas entre 0,05 e 1,0 a cada 0,05; (b) Perfis transversais para $x = 0, 1, 1,5, 2, 2,5$.

são mostrados na Figura 7.5b, onde foi observado que a proximidade do cilindro da placa causa uma atenuação na intensidade desta componente da tensão.

A influência da redução do afastamento sobre o comprimento de recirculação/formação é mostrada na Tabela 7.3. Os resultados indicam que com a aproximação do cilindro da placa este comprimento aumenta, independente da metodologia utilizada para a sua definição.

Tabela 7.3: Influência do afastamento sobre os comprimentos de formação.

G	L_R	$L_{f(u'u')}$	$L_{f(v'v')}$	$L_{f(u'v')}$
2,50	1,89	1,72	2,17	2,11
0,80	1,94	2,44	2,44	2,50
0,50	2,17	3,17	6,00	2,83

O autor acredita que o aumento do comprimento de formação seja consequência do afastamento da formação dos vórtices causado pela formação do jato identificado na Figura 7.2.

Na Tabela 7.3 foi observado que para um dado afastamento, o comprimento de formação varia, dependendo da metodologia utilizada para a sua definição. Baseado na análise das Figuras 7.2, 7.3, 7.4 e 7.5, acredita-se que o uso da localização do máximo da componente transversal da tensão de Reynolds deva ser adotada como referência para a definição do comprimento de formação, visto que esta apresenta apenas um máximo, o que facilita a sua localização, e serve tanto para o caso de escoamento ao redor de um cilindro isolado, quanto para o caso deste próximo de um contorno.

7.2.2 Evolução temporal das estruturas longitudinais

Nesta seção é apresentada a influência do afastamento sobre a evolução temporal da enstrofia axial, calculada utilizando a Equação 6.2, e das estruturas tridimensionais identificadas durante o desenvolvimento da esteira do cilindro, utilizando o critério Q positivo.

A evolução temporal da enstrofia axial, para os três valores da razão de afastamento analisados neste trabalho, é mostrada na Figura 7.6, onde foi observado que a redução da distância entre o cilindro e a placa provocou a atenuação da enstrofia axial, indicando uma tendência de supressão das estruturas tridimensionais.

Os resultados obtidos indicam a formação de estruturas tridimensionais para $G \geq 0,8$, sendo que estas devem ser mais evidentes para $G = 2,5$. Por outro lado, o valor nulo observado da enstrofia axial para $G = 0,5$, durante todo o período analisado, indica que o escoamento é completamente bidimensional neste caso.

Na Figura 7.6a devido à alta intensidade da enstrofia para $G = 2,5$, os demais resultados

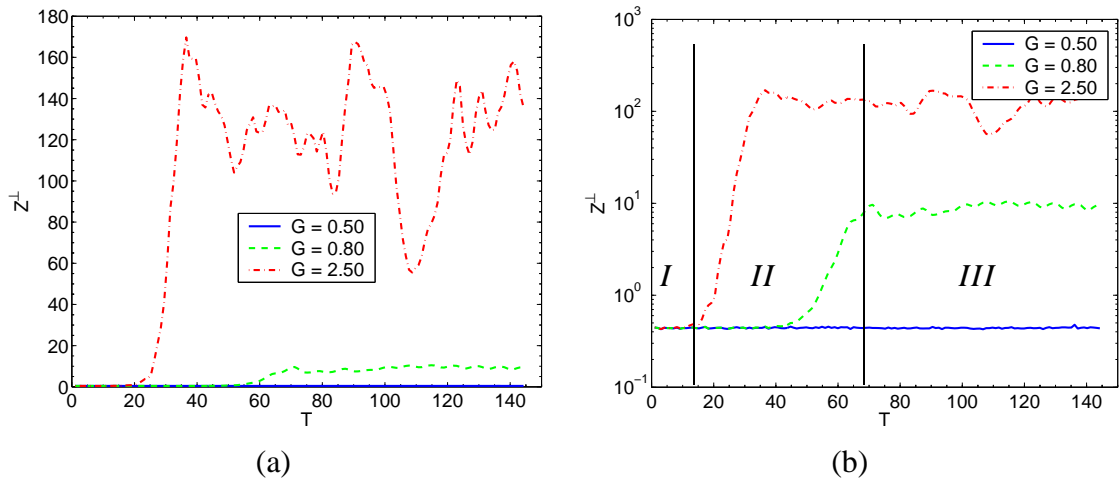


Figura 7.6: Desenvolvimento temporal da enstrofia axial para os três casos de escoamento cisalhante linear próximo de uma placa ($Re_D = 300$).

ficam atenuados. Assim sendo, os mesmos resultados foram apresentados em escala logarítmica (Fig. 7.6b), onde foi observado que, para valores de $G \geq 0,8$, podem se identificar três regiões diferentes, semelhantes às que ocorreram para o caso de escoamento livre com cisalhamento constante (Cap. 6).

As três regiões estão indicadas na Figura 7.6 e os limites destas são apresentados na Tabela 7.4. A primeira região caracteriza-se pelo valor nulo da enstrofia, indicando um escoamento bidimensional. Na segunda região, foi observado o crescimento da enstrofia devido ao desenvolvimento das estruturas tridimensionais, enquanto que na última região os resultados obtidos indicam que o escoamento é completamente tridimensional. Além disso, pode-se observar na Figura 7.6, que a redução do afastamento retarda o surgimento de estruturas tridimensionais.

No caso de $G = 2,5$, foi observada a ocorrência de picos e vales no sinal da enstrofia axial para a região III (Fig. 7.6a). Uma análise qualitativa da visualização das estruturas utilizando o critério Q positivo, coloridas com a vorticidade longitudinal (ω_x), para o pico que ocorre em $T \approx 90$ e para o vale que ocorre em $T \approx 110$ (Fig. 7.6a) são mostradas na Figura 7.7, onde foi observado que a quantidade de estruturas longitudinais observadas na esteira do cilindro é maior para o $T \approx 90$ do que para $T \approx 110$.

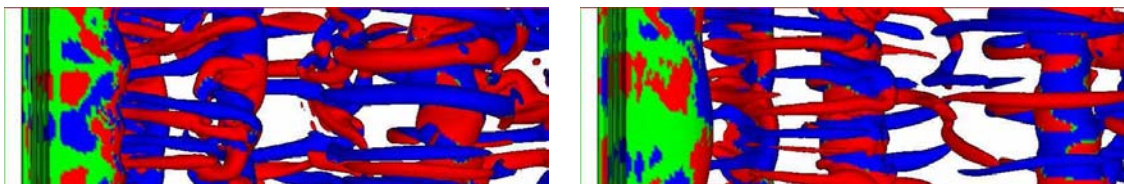


Figura 7.7: Visualização das estruturas identificadas utilizando o critério Q positivo coloridas com a vorticidade longitudinal, para $Re_D = 300$ e $G = 2,5$, nos tempos $T = 90$ (esquerda) e $T = 110$ (direita).

Tabela 7.4: Limites entre as diferentes regiões observadas durante a evolução temporal da enstrofia axial.

Região	<i>I</i>	<i>II</i>	<i>III</i>
$G = 2,5$	$T < 15$	$15 < T < 35$	$T > 35$
$G = 0,8$	$T < 40$	$40 < T < 70$	$T > 70$
$G = 0,5$	$T < 145$	-----	-----

As estruturas identificadas utilizando o critério Q positivo para os três valores da razão de afastamento são mostradas na Figura 7.8 em diferentes instantes de tempos, os quais caracterizam o escoamento para cada uma das regiões definidas na Figura 7.6.

Os resultados obtidos para $G = 2,5$ em $T = 10 - 15$, mostraram que o escoamento é bidimensional, caracterizando a região *I* (Fig. 7.6), embora tenha sido observada uma variação da distribuição da vorticidade longitudinal sobre os turbilhões de von Kármán, o que indica o início da formação da instabilidade do modo *B*.

Entre os tempos $15 - 30$, região *II* da Figura 7.6, foi observada inicialmente a deformação dos turbilhões de von Kármán na direção axial, seguida pela formação dos vórtices longitudinais. Após a transição (região *III*), o escoamento é completamente tridimensional como pode ser observado pelas estruturas mostradas na Figura 7.6a para $T > 45$.

A visualização das estruturas obtidas para $G = 0,8$, mostraram que, para $T \leq 45$, o escoamento é bidimensional, confirmando o retardo da transição da esteira com a aproximação da placa, como observado na Figura 7.6. Durante a transição ($T = 45 - 60$) foi observada a variação da distribuição de vorticidade longitudinal sobre os turbilhões de von Kármán. Para $T > 60$, após a transição, foi observada a deformação dos turbilhões de von Kármán e a formação de estruturas longitudinais, porém em menor quantidade do que foi observado para $G = 2,5$, o que está de acordo com a menor intensidade observada para a enstrofia axial em $G = 0,8$.

No caso de $G = 0,5$, as visualizações realizadas utilizando o critério Q (Fig. 7.8b) confirmam que o escoamento é bidimensional durante todo o período analisado. Neste caso não foi observada a variação da vorticidade longitudinal sobre os turbilhões de von Kármán, como ocorre no estágio bidimensional dos casos em que $G \geq 0,8$.

Os resultados mostrados na Figura 7.8 indicam que a redução do afastamento provoca a supressão da formação dos vórtices longitudinais. Acredita-se que este fenômeno seja resultado da combinação dos efeitos da proximidade da placa, aumento do cisalhamento e redução do número de Reynolds local.

Para os mesmos instantes de tempo das visualizações mostradas na Figura 7.8 foram cal-

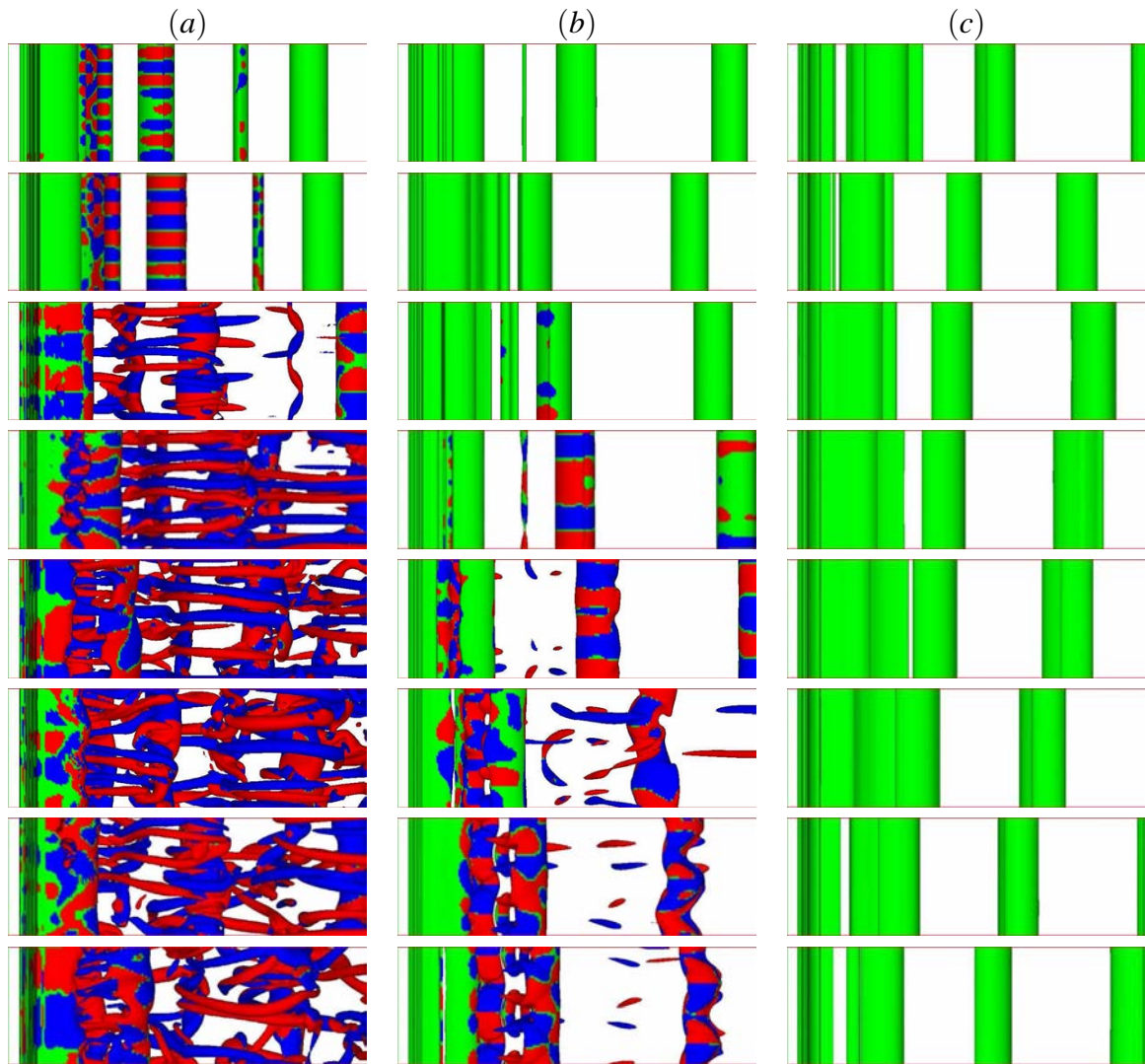


Figura 7.8: Visualização do campo instantâneo do critério Q em diferentes instantes para (a) $G = 2,5$, (b) $0,8$ e (c) $0,5$. (Vista superior da isosuperfície de $Q = 0,1$, variação temporal de cima para baixo - $T = 10, 15, 30, 45, 60, 90, 120$ e 142).

culados os espectros de energia total na direção axial, como foi apresentado no Cap. 6. Os resultados obtidos para cada um dos valores de afastamento estão mostrados na Figura 7.9.

No caso de $G = 2,5$ (Fig. 7.9a), foi observado inicialmente para $T = 10$ um pico de energia para $k_z = 5$, o qual corresponde a um comprimento de onda axial semelhante ao da instabilidade do modo B obtido por Barkley e Henderson (1996). Este comprimento de onda axial é semelhante à variação da distribuição de vorticidade longitudinal observada sobre os turbilhões de von Kármán (Fig. 7.8) para este mesmo instante. Este resultado indica que a transição começa antes mesmo da deformação dos vórtices de von Kármán.

Durante a transição, $T = 15 - 35$, ocorre a competição entre dois números de onda axiais, $k_z = 3$ e $k_z = 5$. Particularmente, para $T = 30$, o pico de maior energia encontra-se em $k_z = 3$ e tem-se a formação de sub-harmônicos deste número de onda axial em $k_z = 6$ e $k_z = 9$. A

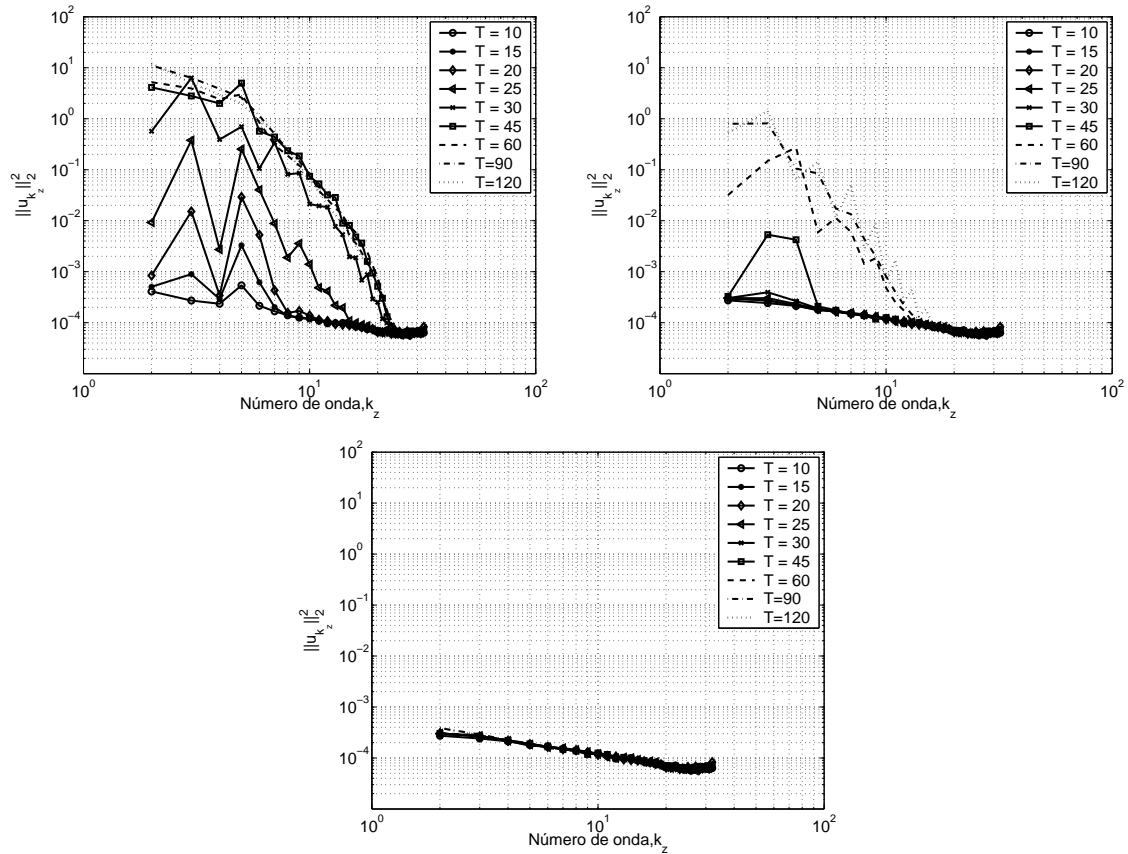


Figura 7.9: Espectro de energia total para diferentes valores de afastamento ($Re_D = 300$). (a) $G = 2,5$; (b) $G = 0,8$ e (c) $G = 0,5$.

visualização das estruturas tridimensionais mostradas na Figura 7.8 para este mesmo tempo também indicam a existência de estruturas com comprimento de onda axial menor, próximas de $k_z = 2$.

Após a transição em $T = 45$, tem-se novamente o pico de energia associado ao número de onda axial $k_z = 5$, o qual pode ser também observado na Figura 7.8 pela formação de vórtices longitudinais com um comprimento de onda axial próximo de 1. Os vórtices longitudinais do lado de maior velocidade são mais alongados, pois devido ao cisalhamento os vórtices de von Kármán superiores são transportado com uma velocidade maior que os inferiores.

Para os demais tempos analisados, o espectro de energia axial para $G = 2,5$ é liso, sem a existência de nenhum pico de energia.

Os resultados obtidos para $G = 2,5$ tem um cisalhamento próximo de $\beta \approx 0,25$, assim sendo, estes podem ser comparados com o caso de escoamento livre com cisalhamento constante mostrados na Figura 6.11c.

No caso de escoamento livre com cisalhamento constante os resultados indicaram que o cisalhamento provoca um retardo na transição da esteira, o qual não foi observado para o caso

de $G = 2,5$. Acredita-se que esta divergência deva-se à variação do número de Reynolds local e à intensidade do ruído branco utilizado.

Os espectros para $T < 30$, no caso de $G = 0,8$ (Fig. 7.9b), não indicaram a existência de nenhum pico de energia. Este resultado é coerente com as visualizações do escoamento mostradas na Figura 7.8, onde não foi observada nenhuma perturbação sobre os vórtices de von Kármán para os mesmos tempos.

Para $T = 30$, tem-se um fraco pico de energia para $k_z = 3$, o qual está associado a um comprimento de onda axial de 1,33. A visualização do escoamento (Fig. 7.8) indica a existência de uma variação na distribuição da vorticidade longitudinal sobre os vórtices de von Kármán, a qual deve estar associada com este pico de energia.

Em $T = 45$, o espectro de energia axial apresenta um pico de energia entre $k_z = 3 - 4$, cujo comprimento de onda axial é $\lambda_z = 1,3$ e 2, semelhante à variação da distribuição da vorticidade longitudinal observada sobre os turbilhões de von Kármán para este tempo na Figura 7.8.

Para $T = 60$, o pico de energia do espectro ocorre para $k_z = 4$, cujo comprimento de onda axial é semelhante ao do modo C proposto por Zhang et al. (1995). Na visualização do critério Q foi identificada a variação da distribuição de vorticidade longitudinal com um comprimento semelhante, além disso foi observado o início da deformação dos vórtices de von Kármán.

Após a transição, o espectro apresenta vários picos em $k_z = 3, 5, 7$ e 9, o que indica um retardo na transição quando comparado com o caso de $G = 2,5$, no qual o espectro é liso para este mesmo tempo. Este comportamento também pode ser constatado analisando as estruturas obtidas utilizando o critério Q , onde nota-se que, para $G = 0,5$, a quantidade de estruturas tridimensional é menor que no caso de $G = 2,5$ (Fig. 7.8).

No caso de $G = 0,5$, os espectros de energia obtidos são lisos, sem nenhum pico de energia, e a intensidade do espectro é inferior à obtida para os demais casos. A visualização do escoamento mostrou que não existe a formação de estruturas longitudinais para este afastamento.

A partir da análise espectral de energia foi analisado também a distribuição espacial da energia do espectro para os números de onda axiais $k_z = 3$ e $k_z = 5$. Os resultados obtidos são mostrados nas Figuras 7.10 e 7.11 para $G = 2,5$ e 0,8, respectivamente.

Analisando o caso de $G = 2,5$, foi identificada uma fraca concentração de energia em $T = 10$ para $k_z = 5$, a qual localiza-se próximo ao cilindro, na região entre os vórtices de von Kármán (Fig. 7.10a).

Para $T = 30$, o espectro de energia (Fig. 6.11a) mostrou um pico em $k_z = 3$ e $k_z = 5$. As distribuições espaciais dos espectros mostraram que a energia associada a estes dois números

de onda axiais encontra-se concentrada na região entre o cilindro e o vórtice inferior que se desprende deste. A visualização do critério Q permitiu associar a localização desta concentração com a formação dos vórtices longitudinais, identificados na parte inferior da esteira do cilindro (Fig. 7.10b).

Nos demais instantes mostrados na Figura 7.10 ($T = 60$ e 90), a energia associada ao número de onda axial $k_z = 3$ encontra-se concentrada mais próxima da região do núcleo dos vórtices de von Kármán, enquanto que, para $k_z = 5$, ela está localizada na região onde se desenvolvem os vórtices longitudinais.

A redução do afastamento para $G = 0,8$, provocou o retardo na formação das estruturas tridimensionais, bem como a redução na quantidade de estruturas longitudinais identificadas utilizando o critério Q . Estes resultados podem ser confirmados pelo comportamento da distribuição espacial do espectro mostrada na Figura 7.11.

Os resultados obtidos para $T = 10$ não mostram concentração de energia em nenhuma região da esteira (7.11a). Para $T = 30$, tem-se uma fraca concentração de energia próxima ao núcleo do vórtice inferior que está se desprendendo do cilindro, para $k_z = 3$.

Em $T = 60$, a distribuição espacial dos espectros mostram que a concentração de energia para os números de ondas, $k_z = 3$ e $k_z = 5$, se localiza próximo ao cilindro, sendo que para $k_z = 3$, esta está mais próxima do núcleo do vórtice inferior que está se desprendendo, enquanto que para $k_z = 5$ esta ocorre na região de formação entre o vórtice superior e inferior.

Os resultados obtidos para $T = 90$ mostram que a concentração de energia para os dois números de onda ocorre para a mesma região da esteira.

7.2.3 Coeficientes hidrodinâmicos e número de Strouhal

A evolução temporal dos coeficientes de arrasto e sustentação médios na direção axial é mostrada nas Figuras 7.12, 7.13 e 7.14, para $G = 2,5$, $G = 0,80$ e $G = 0,50$, respectivamente. A análise dos sinais, demonstrou uma forte influência do ruído branco utilizado para acelerar o processo de transição do escoamento, principalmente para o sinal do coeficiente de arrasto, visto que este está associado diretamente com o sinal da componente longitudinal da velocidade.

Este efeito aumenta com a redução do afastamento, como pode ser observado comparando as Figuras 7.12 e 7.14. O autor acredita que esta observação esteja relacionada com o fato de que a intensidade do ruído foi definida em função da velocidade máxima do perfil de velocidade longitudinal. Assim sendo, devido à redução da velocidade longitudinal próxima à placa, tem-se uma maior influência do ruído sobre o perfil de velocidade. Esta hipótese baseia-se no fato

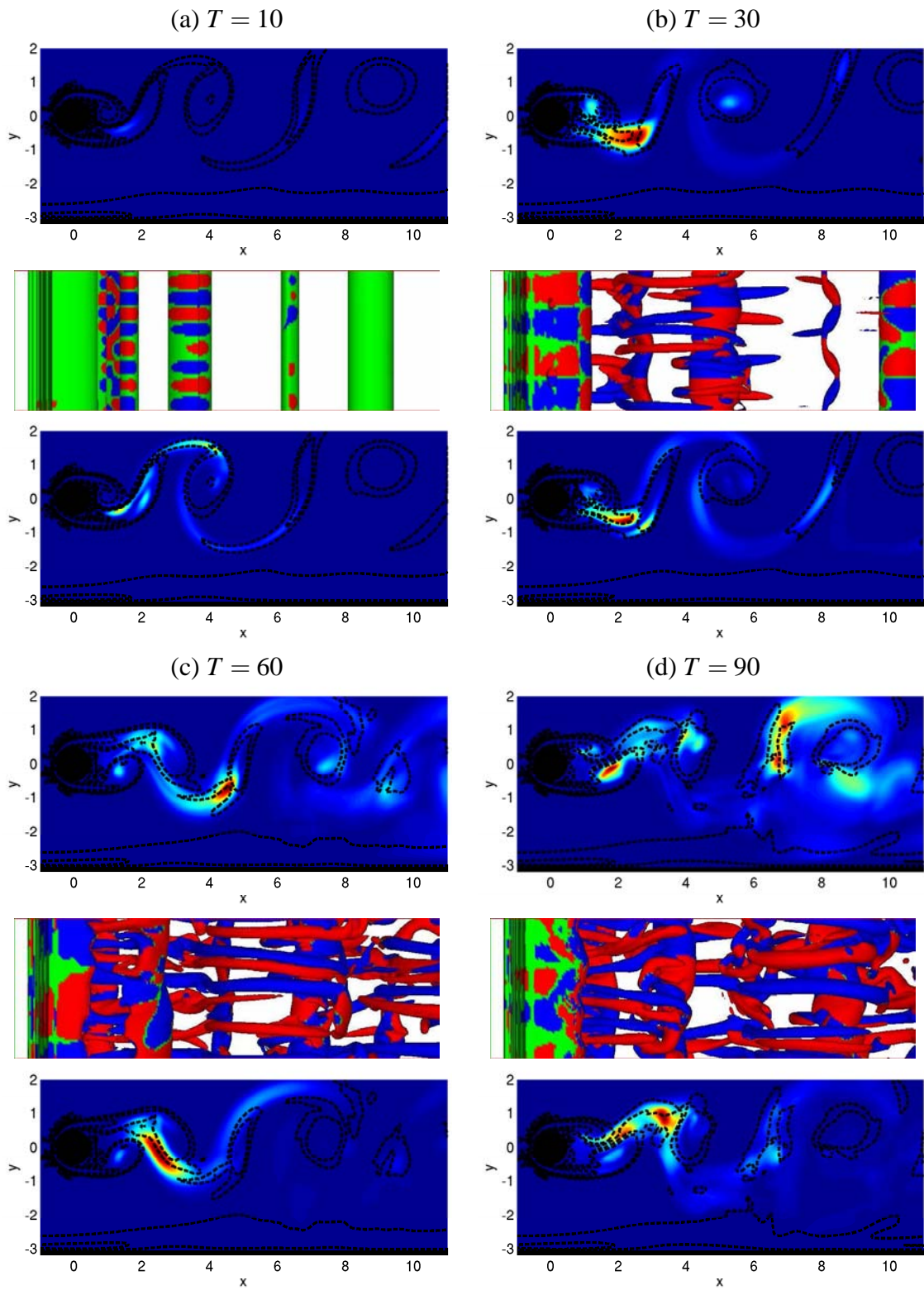


Figura 7.10: Distribuição espacial do espectro para número de onda $k_z = 3$ (superior) e $k_z = 5$ (inferior) para o caso de $G = 2, 5$ em diferentes instantes de tempo.

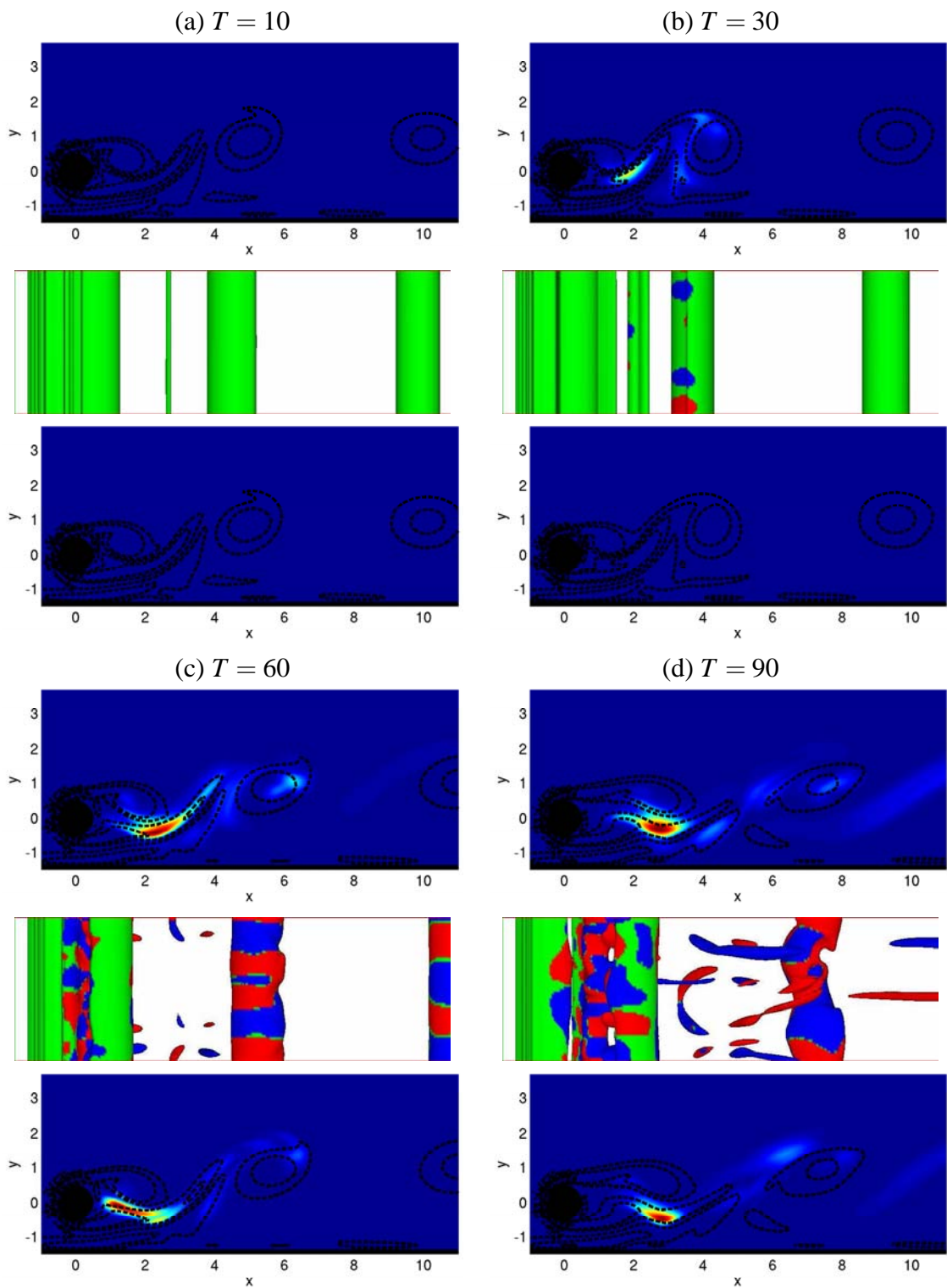


Figura 7.11: Distribuição espacial do espectro para número de onda $k_z = 3$ (superior) e $k_z = 5$ (inferior) para o caso de $G = 0,8$ em diferentes instantes de tempo.

deste comportamento não teria sido observado no caso de escoamento livre, onde a variação da velocidade longitudinal é menor do que a que ocorre no caso de escoamento em um canal.

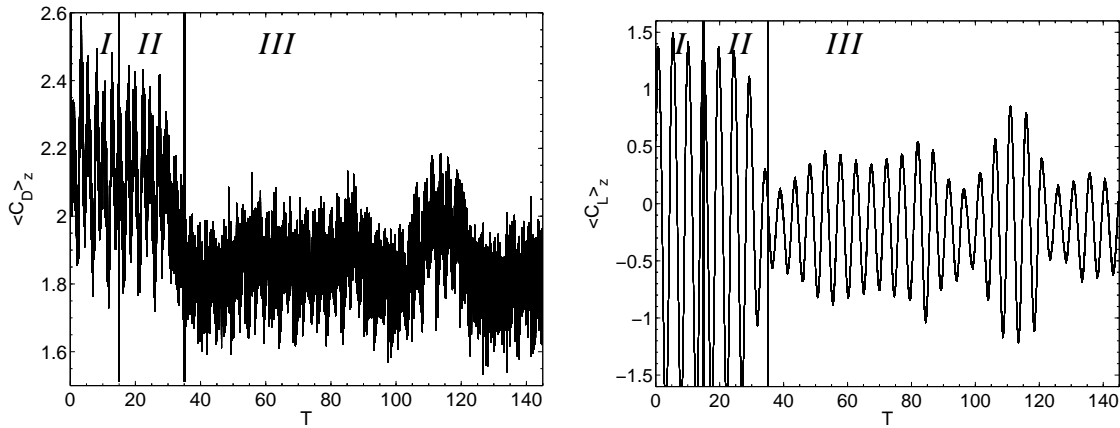


Figura 7.12: Série temporal dos coeficientes de (a) arrasto e (b) sustentação, para $Re_D = 300$ e $G = 2, 5$.

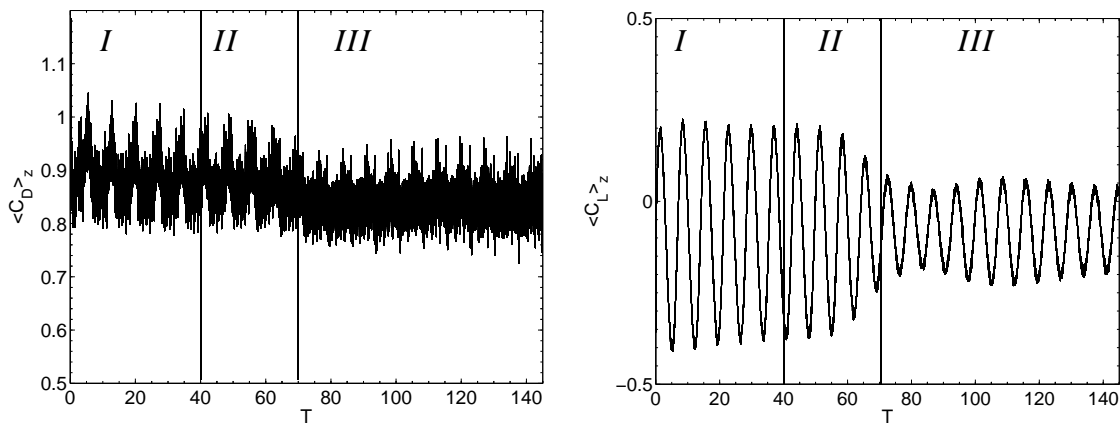


Figura 7.13: Serie temporal dos coeficientes de (a) arrasto e (b) sustentação, para $Re_D = 300$ e $G = 0, 8$.

Os resultados dos coeficientes hidrodinâmicos reforçam as observações anteriores sobre a tridimensionalidade do escoamento. Observou-se, nas Figuras 7.12 e 7.13, uma redução do sinal de arrasto e sustentação, após o surgimento das estruturas tridimensionais. Os resultados mostraram que esta redução é maior quanto mais estruturas tridimensionais existam na esteira do cilindro, como pode ser constatado comparando as Figuras 7.12 e 7.13, para $G = 2, 5$ e $G = 0, 8$, respectivamente.

Para cada um dos casos analisados foi calculado o valor médio, no espaço e no tempo, dos sinais de arrasto e sustentação, bem como o número de Strouhal. Os resultados mostrados na Tabela 7.5 indicam a presença de uma força de sustentação média não nula atuando sobre o cilindro, cujo sentido depende da distância entre o cilindro e a placa.

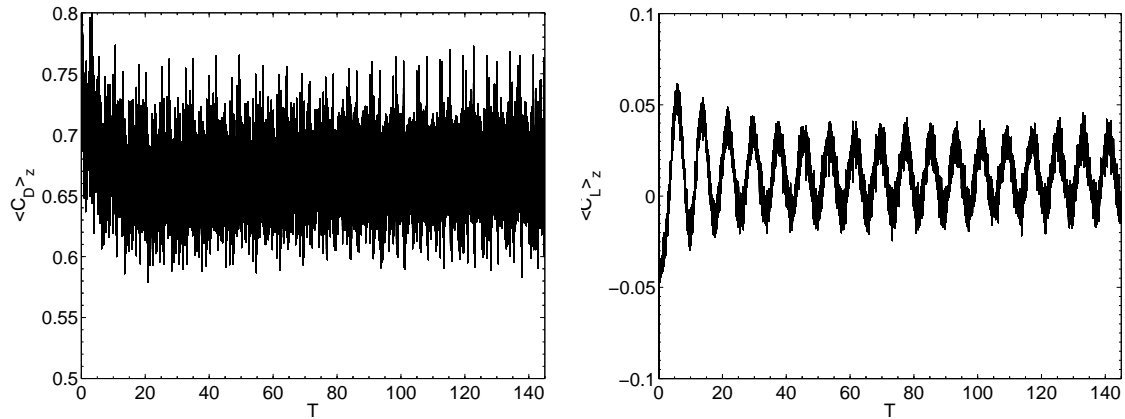


Figura 7.14: Serie temporal dos coeficientes de (a) arrasto e (b) sustentação, para $Re_D = 300$ e $G = 0,5$.

Para pequenos valores de afastamento ($G \leq 0,5$), a força de sustentação tende a afastar o cilindro da placa, semelhantemente ao que foi observado para o caso de um cilindro próximo de uma placa móvel (Cap. 5), enquanto que para $G > 0,5$ a força de sustentação tende a aproximar o cilindro da placa.

Este resultado indica que existe uma competição entre o efeito de bloqueio e o de cisalhamento para definir o sentido da força de sustentação, sendo que o efeito do bloqueio aumenta com a redução do afastamento. Este resultado permite supor a existência de um valor de afastamento crítica, que define qual dos dois efeitos é preponderante sobre a força de sustentação.

Os resultados da Tabela 7.5 mostram, também, que a redução do afastamento reduz a diferença entre os valores médios obtidos para as regiões *I* e *III*, conseqüência da diminuição da quantidade de estruturas tridimensionais.

Tabela 7.5: Valores médios dos coeficientes de arrasto e sustentação para as regiões *II* e *III* e número de Strouhal.

G	$\langle \overline{C_D} \rangle$		$\langle \overline{C_L} \rangle$		St
	<i>I</i>	<i>III</i>	<i>I</i>	<i>III</i>	
2,50	2,12	1,84	-0,15	-0,20	0,207
0,80	0,73	0,70	-0,09	-0,08	0,137
0,50	0,56		0,01		0,124

Quanto ao número de Strouhal, os resultados indicam que este diminui com a aproximação do cilindro da placa, devido ao jato que se forma entre o cilindro e a placa, o qual dificulta o desenvolvimento do vórtice axial inferior.

Foi analisada a variação média no tempo dos coeficientes hidrodinâmicos na direção axial, para cada valor de afastamento (Fig. 7.15). Os resultados indicam um comportamento quase bidimensional, tanto do arrasto como da sustentação ao longo do cilindro, principalmente com

a redução do afastamento. No caso particular de $G = 2,5$, foi observada uma certa variação, principalmente da sustentação, de aproximadamente 13%, o que sugere que, neste caso, o uso de um valor médio ao longo do cilindro não seria adequado.

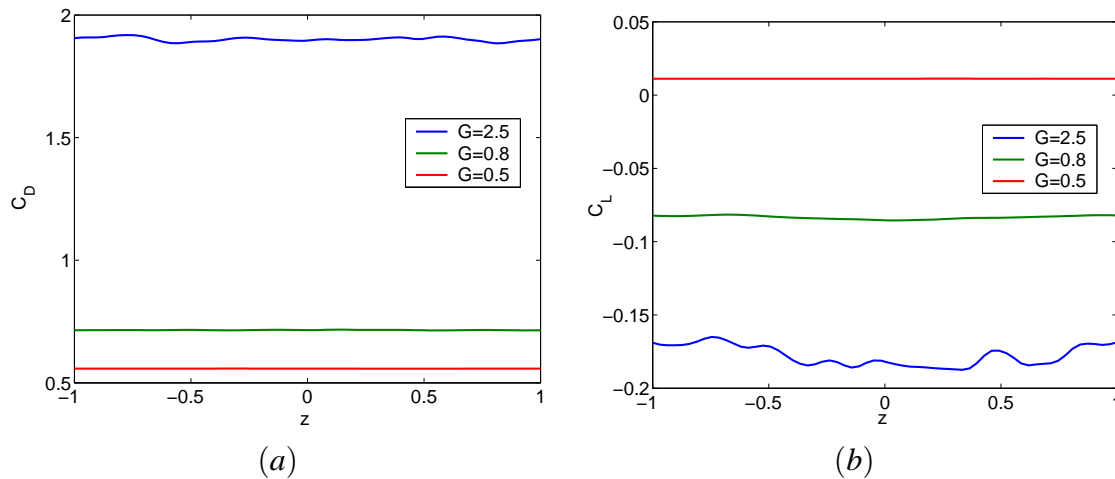


Figura 7.15: Variação axial dos coeficientes hidrodinâmicos médios no tempo. (a) arrasto; (b) sustentação.

Foi também analisada a variação instantânea da diferença entre o valor máximo e mínimo dos coeficientes hidrodinâmicos ao longo do cilindro (Fig. 7.16). Os resultados mostraram que, embora se possa em alguns casos desprezar a variação deste coeficientes. Instantaneamente foram identificados picos de até 70% para o arrasto e de até 40% para a sustentação no caso de $G = 2,5$.

A redução do afastamento provocou uma atenuação da variação dos coeficientes ao longo do cilindro. Baseado na redução da quantidade de estruturas tridimensionais identificadas utilizando o critério Q , associou-se a variação dos coeficientes ao longo do cilindro com a presença destas estruturas.

Também foi analisada a variação espaço-temporal dos sinais de arrasto e sustentação para o três valores de afastamento considerados neste trabalho. Os resultados são mostrados nas Figs. 7.17, 7.18 e 7.19. Para os casos de $G = 2,5$ e $0,8$, a variação espaço-temporal dos coeficientes foram divididos nas diferentes regiões definidas pela enstrofia axial.

No caso de $G = 0,5$ (Fig. 7.17), os resultados indicam um comportamento bidimensional, tanto do arrasto como da sustentação.

Para $G = 0,8$, os resultados mostram que nas regiões *II* e *III* existe uma variação destes coeficientes ao longo do cilindro, sendo esta mais intensa durante a transição do escoamento para tridimensional (Região *II* - Fig. 7.18a - b), embora a visualização das estruturas tenha sido dificultada pela intensidade do ruído branco adotado para acelerar a transição.

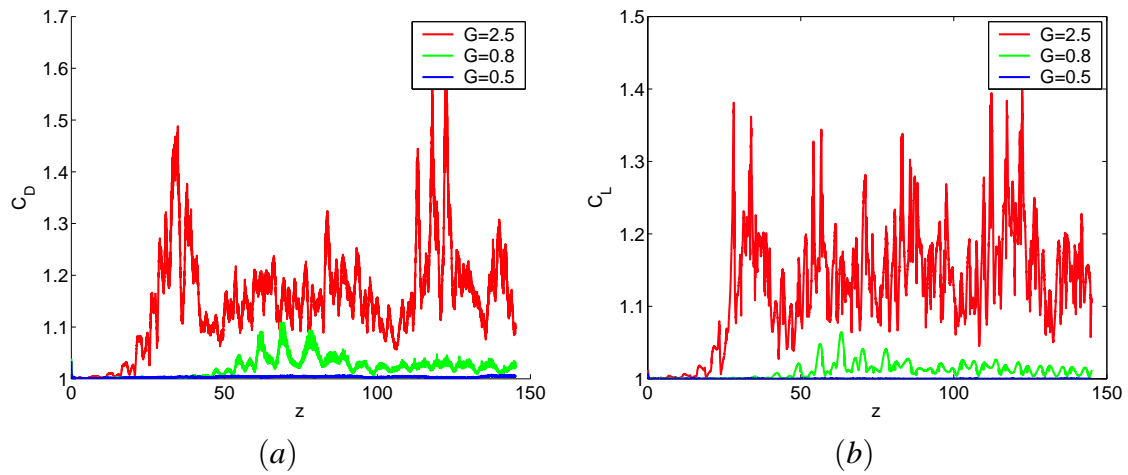


Figura 7.16: Variação axial da razão entre o valor máximo e mínimo instantâneo dos coeficientes hidrodinâmicos. (a) Arrasto; (b) Sustentação

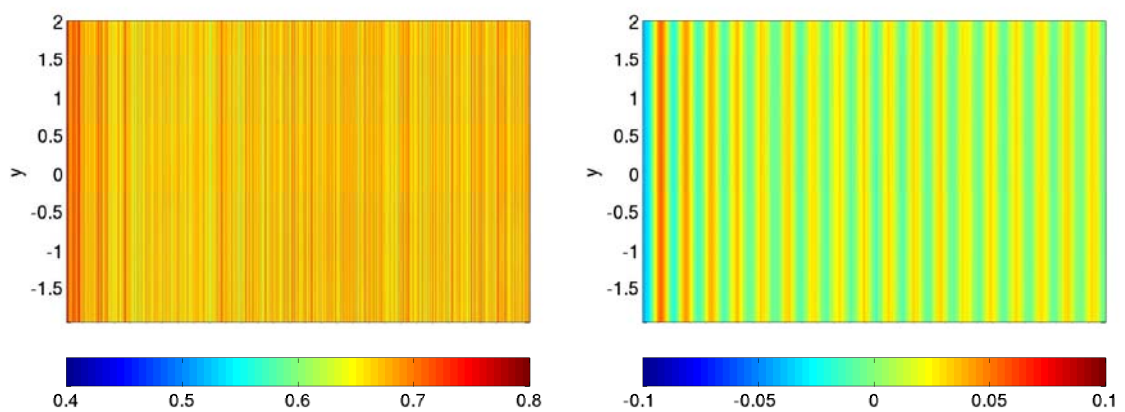


Figura 7.17: Variação espaço-temporal dos coeficientes de arrasto (esquerda) e da sustentação (direita) para $Re_D = 300$ e $G = 0,5$.

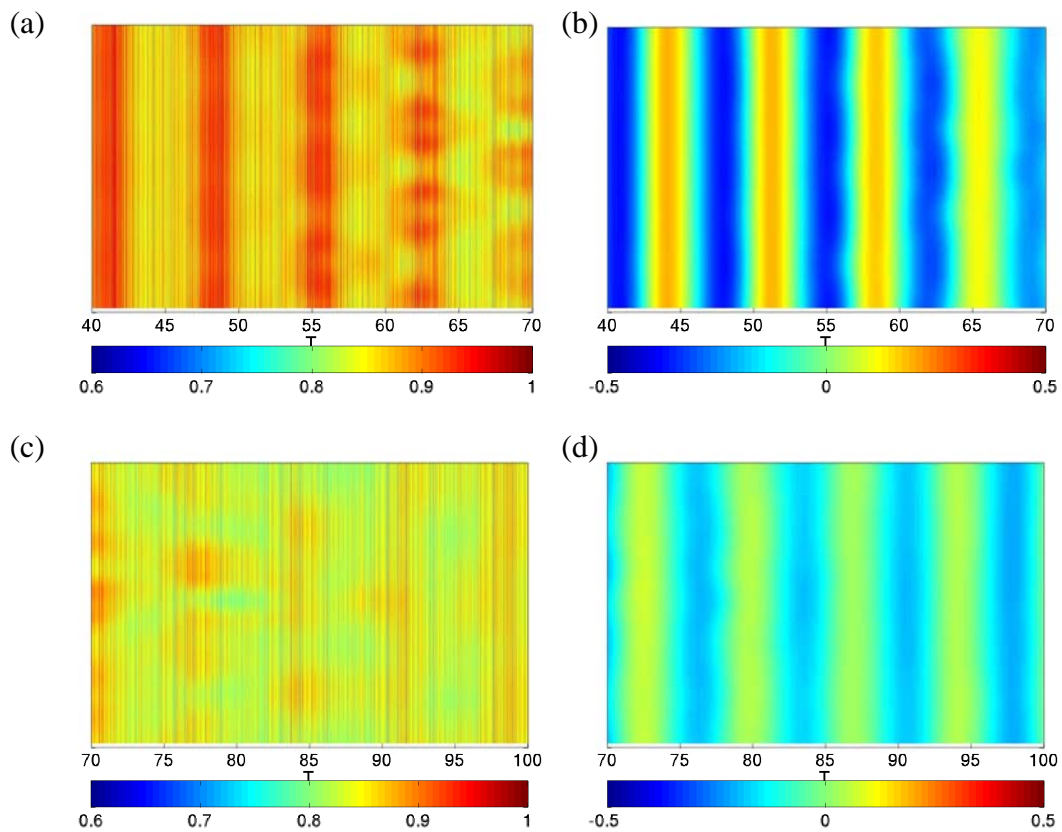


Figura 7.18: Variação espaço-temporal dos coeficientes de arrasto (esquerda) e da sustentação (direita) para $Re_D = 300$ e $G = 0,8$.

No caso de $G = 2,5$ os resultados mostraram mais claramente a variação do arrasto e da sustentação ao longo do cilindro com o surgimento das estruturas tridimensionais, como pode ser verificado comparando a Fig. 7.19a – b e Fig. 7.19c – d.

Baseado nos resultados apresentados anteriormente, acredita-se que exista uma relação entre a formação das estruturas longitudinais e a variação dos coeficientes hidrodinâmicos na direção axial.

Assim sendo, foram selecionados alguns instantes após o regime bidimensional das simulações, nos quais foi constatado um comportamento periódico dos coeficientes. Os sinais de arrasto e sustentação foram comparados com as estruturas longitudinais identificadas utilizando o critério Q , como é mostrado nas Figuras 7.20 e 7.21, para $G = 2,5$ e $0,8$, respectivamente.

A análise visual dos resultados mostrou, para ambos os valores de afastamento, uma forte correlação entre a localização dos máximos e mínimos dos sinais de arrasto e sustentação e a formação dos vórtices longitudinais.

A redução do afastamento não elimina o comportamento periódico dos coeficientes hi-

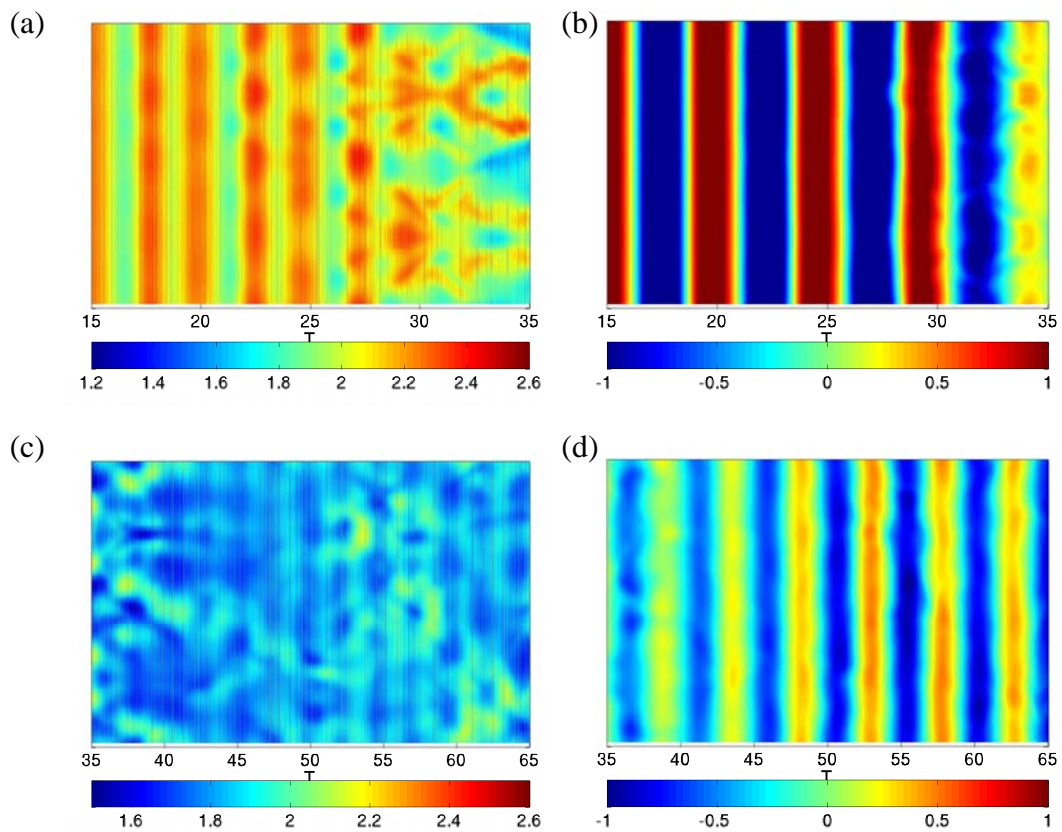


Figura 7.19: Variação espaço-temporal dos coeficientes de arrasto (esquerda) e da sustentação (direita) para $Re_D = 300$ e $G = 2, 5$.

drodinâmicos, embora tenha sido observada a atenuação deste comportamento para o sinal de sustentação com o passar do tempo.

No caso particular de $G = 0, 8$, devido ao menor número de estruturas longitudinais, foi observado durante o desenvolvimento da esteira que o comportamento periódico dos coeficientes também se relaciona com a distribuição de vorticidade longitudinal observada sobre os vórtices de von Kármán. Este resultado sugere que talvez a relação entre os coeficientes possa ser com as componentes de vorticidade e não com a formação das estruturas longitudinais.

Assim sendo é possível supor que a variação da vorticidade dentro da região de formação dos vórtices seja a responsável pelo comportamento oscilatório dos sinais de arrasto e sustentação, sendo que durante a transição existe uma forte relação entre os processos que ocorre próximo ao cilindro e mais a jusante o que justificaria a observação inicial de relação entre a variação axial dos coeficientes e as estruturas longitudinais.

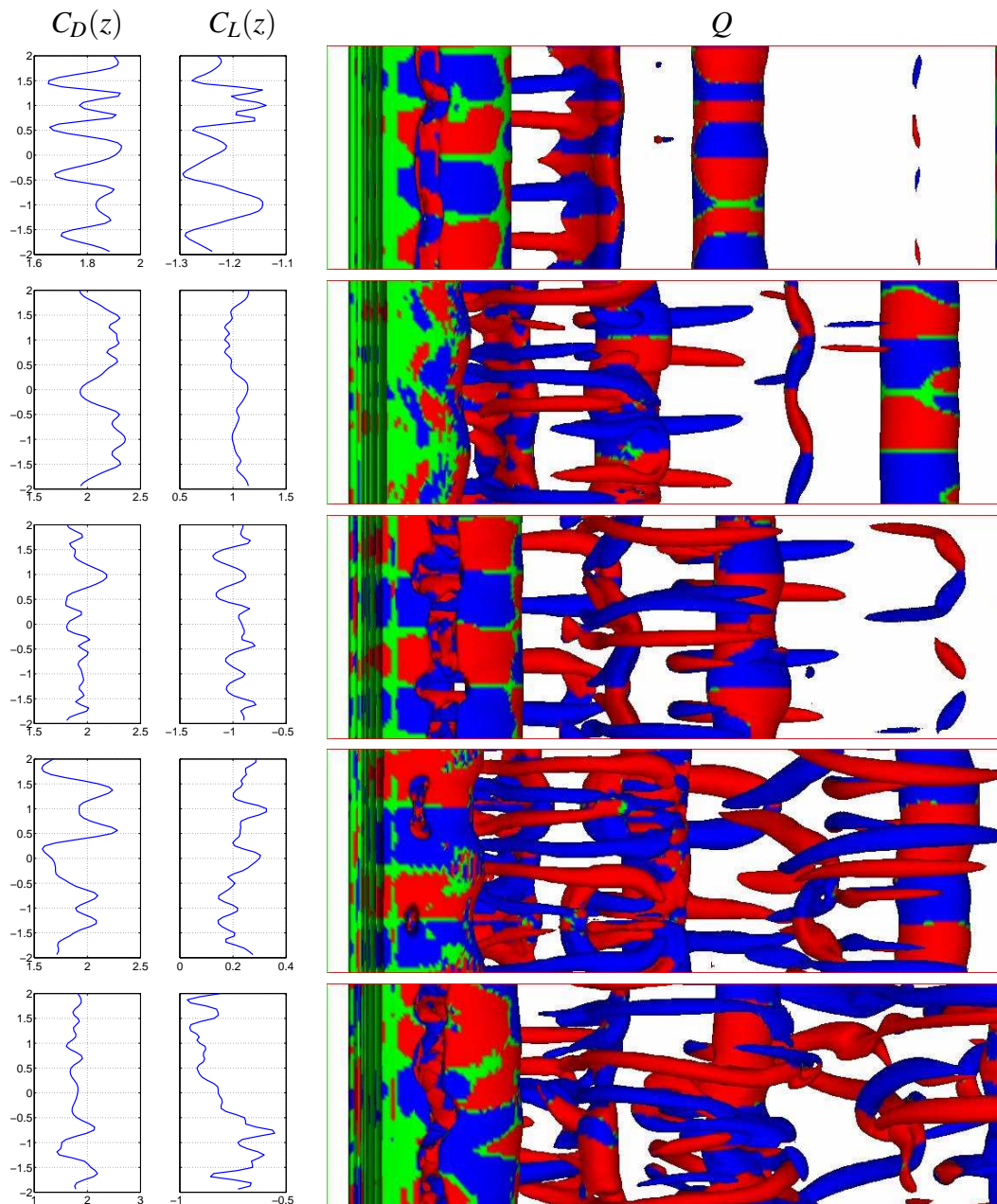


Figura 7.20: Variação axial dos coeficientes hidrodinâmicos as estruturas tridimensionais identificadas utilizando o critério Q positivo para $Re_D = 300$ e $G = 2,5$ (Variação do tempo é de cima para baixo - $T = 26, 29, T = 31, T34$ e $T = 116$.)

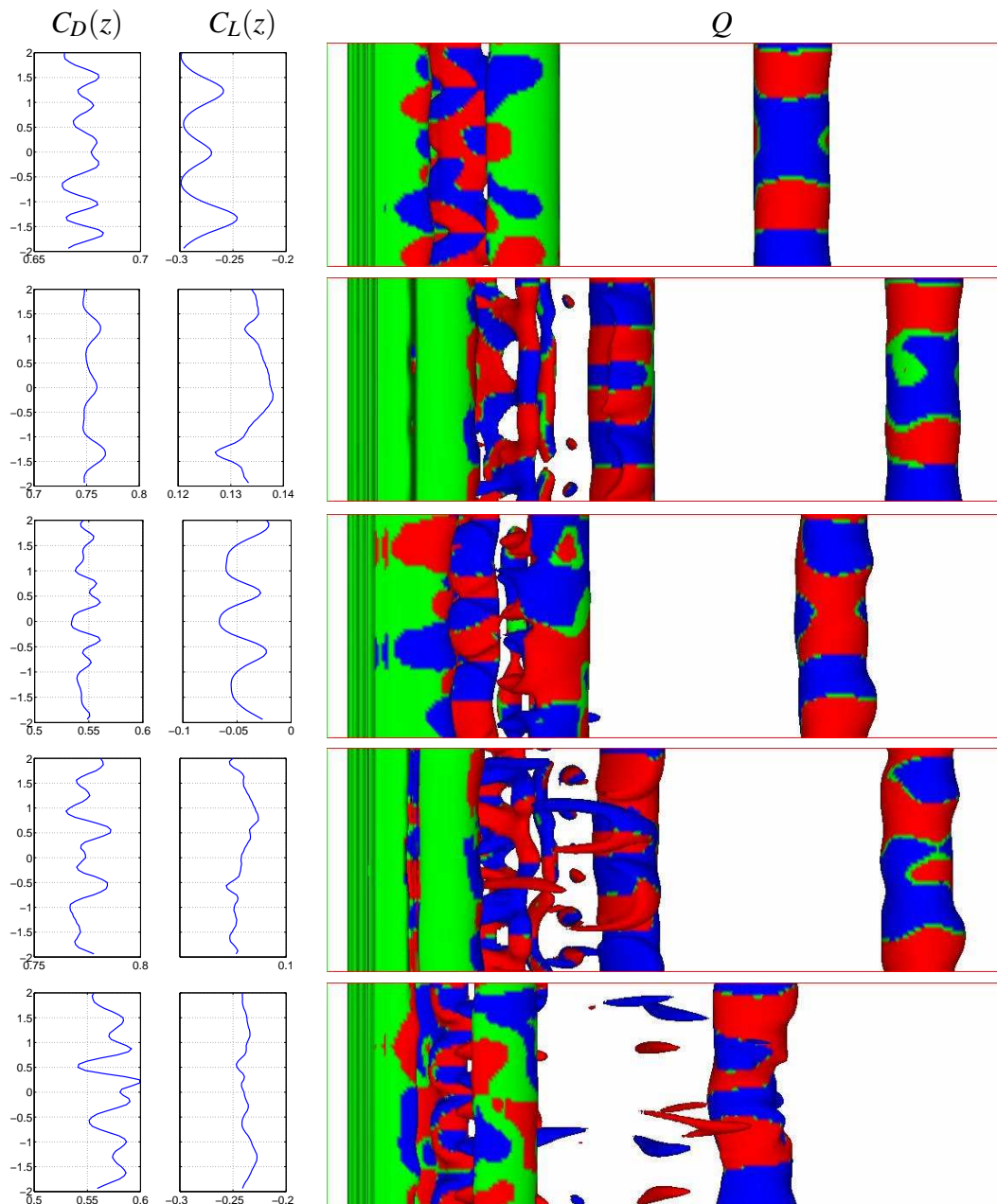


Figura 7.21: Variação axial dos coeficientes hidrodinâmicos as estruturas tridimensionais identificadas utilizando o critério Q positivo para $Re_D = 300$ e $G = 0,8$ (Variação do tempo é de cima para baixo - $T = 55, 58, T = 63, T = 65$ e $T = 68.$)

8 *Conclusões e Recomendações*

No presente trabalho foi analisada a influência do cisalhamento e da proximidade de uma placa plana sobre o desprendimento de vórtices ao redor de um cilindro circular, utilizando a técnica de Simulação Numérica Direta (*DNS*).

Devido à complexidade do problema, foi proposta a decomposição deste em quatro problemas fisicamente mais simples. Isto permitiu a análise isolada do efeito do cisalhamento constante ao redor de um cilindro isolado, o efeito de confinamento provocado por uma placa móvel, bem como a combinação do efeito de cisalhamento constante e variável próximo de uma placa plana fixa.

Para os quatro casos propostos foram realizadas simulações bidimensionais, sendo que, para o caso de escoamento livre com cisalhamento constante e para o caso de cisalhamento variável próximo de uma placa plana, também foram realizadas simulações tridimensionais.

Os resultados obtidos neste trabalho permitiram responder às questões formuladas no capítulo 1:

- **Qual é a influência do cisalhamento no desprendimento de vórtices ao redor de um cilindro isolado? O cisalhamento pode provocar a supressão do desprendimento de vórtices?**

Os resultados obtidos a partir das simulações numéricas bidimensionais, apresentadas no capítulo 5, mostraram que para a faixa de parâmetros analisados ($Re_D = 60 - 300$ e $\beta = 0.00 - 0.30$), o aumento do cisalhamento não foi capaz de provocar a supressão do desprendimento de vórtices. Estes resultados contrariam os apresentados por Kiya et al. (1992), os quais foram os únicos a observar este fenômeno. Acredita-se que esta divergência está relacionada com o pequeno valor da razão de afastamento utilizado naqueles experimentos, visto que atualmente sabe-se que este parâmetro é responsável pela retardo da transição da esteira de vórtices, como foi mostrado por Dauchy et al. (1997).

Os resultados obtidos para o número de Strouhal, não foram capazes de identificar claramente a influência do cisalhamento sobre este parâmetro, pois a variação observa encontra-

se dentro dos limites de incerteza das medições apresentadas.

Por outro lado, os resultados mostraram que o aumento do cisalhamento provoca a redução da força de arrasto e o surgimento de uma força de sustentação média não nula, cujo sentido é da menor velocidade para a maior. A variação das forças hidrodinâmicas foi associada ao deslocamento do ponto de estagnação para o lado de maior velocidade do escoamento, o qual provoca uma assimetria no campo de pressão sobre o cilindro.

- **Qual é a influência do confinamento causado por uma placa móvel sobre o desprendimento de vórtices de um cilindro isolado? Existe supressão do desprendimento de vórtices para pequenos valores da razão de afastamento?**

Os resultados obtidos para este caso, considerando a faixa de parâmetros analisados, mostraram que o efeito de confinamento por si só não é capaz de provocar a supressão do desprendimento de vórtices. Além disso, os resultados também demonstraram que a redução da razão de afastamento provoca uma redução do número de Strouhal, um aumento do arrasto e da sustentação. O ponto de estagnação, neste caso, desloca-se na direção da placa, o que resulta em uma força de sustentação na direção oposta à placa devido à assimetria do campo de pressão.

- **A combinação do efeito de cisalhamento e confinamento é capaz de provocar a supressão do desprendimento de vórtices?**

Nos casos em que foi analisado o efeito conjunto do cisalhamento e do bloqueio, os resultados mostraram que é possível, ocorrer a supressão da esteira de vórtices. Além disso, foi observado que o valor crítico do afastamento, no qual esta supressão ocorre, está relacionado com a intensidade do cisalhamento, indicando que quanto maior for o cisalhamento menor é o valor da razão de afastamento para o qual a supressão ocorre.

Os resultados obtidos para estes dois casos, mostraram também a redução do número de Strouhal com a aproximação do cilindro da placa, coerente com a observação de supressão do desprendimento de vórtices. Além disso, foi observada uma redução da força de sustentação com a aproximação da placa, incluindo a inversão do sentido desta força para valores pequenos da razão de afastamento. Baseado nos resultados obtidos para o caso de escoamento livre e próximo de uma placa móvel, os resultados obtidos para os casos do efeito conjunto indicaram que existe uma competição entre os efeitos do cisalhamento e do bloqueio para definir o sentido da força de sustentação, existindo um predomínio do bloqueio sobre o cisalhamento para valores pequenos da razão de afastamento.

Os resultados obtidos para o coeficiente de arrasto mostraram, também, que o comportamento observado para este parâmetro depende da velocidade utilizada na adimensionalização da força de arrasto. Utilizando a velocidade local, foi observado um aumento do arrasto com a redução da razão de afastamento, coerente com os resultados obtidos para o caso de um cilindro isolado, onde o arrasto aumentou com a redução do número de Reynolds.

- **Qual é a influência do cisalhamento e/ou da placa plana sobre as estruturas longitudinais geradas pelas instabilidades dos modos *A* e *B*?**

Os resultados obtidos com as Simulações Numéricas Diretas tridimensionais, para os casos de escoamento livre com cisalhamento constante e escoamento ao redor de um cilindro próximo de uma placa plana, mostraram efeitos diferentes sobre as estruturas tridimensionais.

No caso de escoamento livre, foi observada a formação de vórtices longitudinais semelhantes ao resultante da instabilidade do modo *B* para todos os casos analisados. O aumento do cisalhamento permitiu também observar a formação de estruturas com comprimento de onda transversal, semelhante ao da instabilidade do modo *C* proposta por Zhang et al. (1995).

No caso de escoamento próximo a uma placa, os resultados mostraram que a redução da razão de afastamento provoca a supressão da formação de estruturas tridimensionais. Acredita-se que esta supressão seja conseqüência, principalmente, da redução do número de Reynolds crítico, causada pela variação de velocidade na vertical devido à presença da placa.

Os resultados apresentados, nos capítulos 6 e 7 permitiram também identificar que o processo de formação de estruturas longitudinais ocorre dentro da zona de recirculação. Além disso, foi observado nos perfis espectrais que as estruturas com comprimento de onda maiores se localizam na região próxima do núcleo, enquanto que as estruturas de pequeno comprimento de onda encontram-se na região entre os vórtices de Kármán, como sugerido por Williamson (1996a).

Além dos resultados anteriores, as Simulações Numéricas Diretas tridimensionais permitiram, acredita-se que pela primeira vez, observar a ocorrência do emparelhamento dos vórtices longitudinais que se formam na esteira de um cilindro.

- **O arrasto e a sustentação são forças bidimensionais como apresentado na maioria da literatura? Qual o efeito dos vórtices longitudinais sobre os esforços que atuam sobre o cilindro?**

Os resultados obtidos para os casos tridimensionais permitiram observar que as forças de arrasto e sustentação apresentam uma variação ao longo do cilindro. A análise dos coeficientes indicou que existe uma relação entre a formação das estruturas longitudinais e a variação dos coeficientes hidrodinâmicos na transversal, particularmente na região de formação dos vórtices.

• **Qual é o mecanismo físico que provoca a supressão de vórtices?**

Os resultados obtidos para os casos onde existe o efeito combinado do cisalhamento e do confinamento indicaram que a supressão do desprendimento de vórtices é resultado:

- do cancelamento da vorticidade que se desprende do cilindro com a que se forma sobre a placa;
- do jato que existe entre o cilindro e a placa que impede que a camada cisalhante que se desprende do cilindro se enrole formando os vórtices inferiores; e
- também da redução do número de Reynolds local, o qual aumenta o efeito da viscosidade dificultando a formação dos vórtices.

Baseado nos resultados obtidos no presente trabalho, acredita-se ser interessante para o desenvolvimento de trabalhos futuros:

1. Quanto ao estudo do fenômeno de desprendimento de vórtices:

- (a) Verificar a influência do cisalhamento para números de Reynolds na faixa de 60 – 300 no caso de simulações tridimensionais;
- (b) Realização de análise de estabilidade para o caso de escoamento livre com cisalhamento ao redor de um cilindro;
- (c) Estudar a influência do número de Reynolds do canal na supressão da formação de estruturas longitudinais
- (d) Analisar as estruturas que se formam na região de recirculação e sua relação com a variação dos coeficientes hidrodinâmicos;
- (e) Analisar a influência da variação do número de Reynolds nos casos de escoamento próximo de uma placa plana;
- (f) Aumentar o número de Reynolds das simulações utilizando a técnica de Simulações de Grandes Escalas.

2. Quanto ao desenvolvimento numérico:

- (a) Paralelizar o código computacional para permitir o estudo em domínios transversais maiores, permitindo a análise de estruturas como os deslocamentos;
- (b) Implementar no código o esticamento vertical da malha e o uso de condição de contorno do tipo de *Buffer Zone*;
- (c) Adaptar o método de fronteiras virtuais para induzir uma recirculação no interior do obstáculo, visando minimizar a descontinuidade sobre a superfície do mesmo;
- (d) Adaptar o código para calcular as forças hidrodinâmicas a partir do método de fronteiras imersas.

3. Quanto a outras aplicações:

- (a) Estudar a erosão que ocorre ao redor de dutos, e as possíveis técnicas para seu controle;
- (b) Estudar o escoamento ao redor de dutos localizados em trincheiras;
- (c) Estudar o escoamento ao redor de grupos de cilindros próximos a um contorno plano;
- (d) Estudar a influência de *spoilers* sobre o desprendimento de vórtices de cilindros próximos a um contorno plano;
- (e) Estudar o efeito do cisalhamento livre na troca de calor de cilindros;
- (f) Estudar o efeito da estratificação no escoamento ao redor de cilindros próximos a um contorno plano.

Bibliografia

- AKSELVOLL, K.; MOIN, P. Large-Eddy Simulation of turbulent confined coannular jets. *J. Fluid Mech.*, v. 315, p. 387–411, 1996.
- ANGRILLI, F.; BERGAMASCHI, S.; COSSALTER, V. Investigation of wall induced modification to vortex shedding from a circular cylinder. *J. Fluids Engineering*, v. 104, p. 518–522, 1982.
- ARNAL, M. P.; GOERING, D. J.; HUMPHREY, J. A. C. Vortex shedding from a bluff body adjacent to a plane sliding wall. *J. Fluids Engineering*, v. 113, n. 3, p. 384–398, 1991.
- AYUKAWA, K. et al. Effects of shear rate on the flow around a square cylinder in a uniform shear flow. *J. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 50, p. 97–106, 1993.
- BALACHANDAR, S.; MITTAL, R.; NAJIAR, F. M. Properties of the mean recirculation region in the wakes of two-dimensional bluff bodies. *J. Fluid Mech.*, v. 351, p. 167–199, 1997.
- BARKLEY, D.; HENDERSON, R. Three dimensional floquet stability analysis of the wake of a circular cylinder. *J. Fluid Mech.*, v. 322, p. 215–241, 1996.
- BEARMAN, P. W. Bluff body flows applicable to vehicle aerodynamics. *J. Fluids Engineering*, v. 102, n. 3, p. 265–274, 1980.
- BEARMAN, P. W.; ZDRAVKOVICH, M. M. Flow around a circular cylinder near a plane boundary. *J. Fluid Mech.*, v. 89, p. 33–47, 1978.
- BERNAL, L.; ROSHKO, A. Streamwise vortex structure in plane mixing layer. *J. Fluid Mech.*, v. 170, p. 499–525, 1986.
- BHATTACHATYAYA, S.; MAITI, D. K. Shear flow past a square cylinder near a wall. *International Journal of Engineering Science*, v. 42, p. 2119–2134, 2004.
- BURESTI, G.; LANCIOTTI, A. Vortex shedding from smooth and roughened cylinders in cross-flow near a plane surface. *The Aeronautical Quarterly*, v. 30, p. 305–321, 1979.
- CHAKRABORTY, J.; VERMA, N.; CHHABRA, R. P. Wall effects in flow past a circular cylinder in a plane channel: a numerical study. *Chemical Engineering and Processing*, v. 43, p. 1529–1537, 2004.
- CHEN, J. H.; PRITCHARD, W. G.; TAVERNER, S. J. Bifurcation for flow past a cylinder between parallel planes. *J. Fluid Mech.*, v. 284, p. 23–41, 1995.
- COMTE, P.; SILVESTRINI, J.; BÉGOU, P. Streamwise vortices in Large-Eddy simulation of mixing layers. *Eur. J. Mech B/Fluids*, v. 17, n. 4, p. 615–637, 1998.

- CORCOS, G. M.; LIN, S. J. The mixing layer: deterministic models of turbulent flow. Part 2: The origin of three-dimensional motion. *J. Fluid Mech.*, v. 139, p. 67–95, 1984.
- COUTANCEAU, M.; DEFAYE, J. Circular cylinder wake configurations: a flow visualization survey. *Appl. Mech. Rev.*, v. 44, p. 255–305, 1991.
- DAUCHY, C. et al. Primary and secondary instabilities in the wake of a cylinder with free ends. *J. Fluid Mech.*, v. 332, p. 295–339, 1997.
- DIPANKAR, A.; SENGUPTA, T. K. Flow past a circular cylinder in the vicinity of a plane wall. *J. Fluids Struct.*, v. 20, p. 403–423, 2005.
- EL-REFAEE, M. M.; EL-TAHER, R. M. Viscous shear flow over a circular cylinder - Numerical study. *Int. J. Engng. Sci.*, v. 23, n. 12, p. 1305–1316, 1985.
- FADLUN, E. A. et al. Combined immersed-boundary finite-difference methods for the three-dimensional complex flow simulations. *J. Comp. Phys.*, v. 161, p. 35–60, 2000.
- FREDSOE, J.; HANSEN, E. A. Lift forces on pipelines in steady flow. *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, v. 113, n. 2, p. 139–155, 1984.
- FREDSOE, J. et al. Transverse vibration of a cylinder very close to a plane wall. In: OMAE. Dalas - USA, 1984. p. 601–609.
- GERICH, D.; ECKELMANN, H. Influence of end plates and free ends on the shedding frequency of circular cylinder. *J. Fluid Mech.*, v. 122, p. 109–122, 1982.
- GERRARD, J. The wakes of cylindrical bluff bodies at low Reynolds number. *Philos. Trans. R. Soc. London, A*, p. 288–351, 1978.
- GERRARD, J. H. The mechanics of the vortex formation region of vortices behind bluff bodies. *J. Fluid Mech.*, v. 25, n. Part 1, p. 401–413, 1966.
- GOLDSTEIN, D.; HANDLER, R.; SIROVICH, L. Modeling a no-slip boundary condition with an external force field. *J. Comp. Phys.*, v. 105, p. 354–366, 1993.
- GRASS, A. J. et al. The influence of boundary layer velocity gradients and bed proximity on vortex shedding from a free spanning pipeline. *J. Energy Resources Technology*, v. 106, p. 70–78, 1984.
- HWANG, R. R.; SUE, Y. C. Numerical simulation of shear effect on vortex shedding behind a square cylinder. *J. or Numerical Methods in FLuids*, v. 25, p. 1409–1420, 1997.
- HWANG, R. R.; YAO, C. C. A numerical study of vortex shedding from a square cylinder with ground effect. *J. Fluids Engineering*, v. 119, n. 3, p. 512–518, 1997.
- JACKSON, C. A finite-element study of the onset of vortex shedding in flow past variously shaped bodies. *J. Fluid Mech.*, v. 182, p. 23–45, 1987.
- JORDAN, S. K.; FROMM, J. E. Laminar flow past a circle in a shear flow. *Phys. Fluids*, v. 15, n. 6, p. 972–976, 1972.
- KARNIADAKIS, G.; TRIANTAFYLLOU, G. Three dimensional dynamics and transition to turbulence in the wake of bluff objects. *J. Fluid Mech.*, v. 238, p. 1–30, 1992.

- KIYA, M.; TAMURA, H.; ARIE, M. Vortex shedding from a circular cylinder in moderate-Reynolds-number shear flow. *J. Fluid Mech.*, v. 141, n. 4, p. 721–735, 1992.
- KRAVCHENKO, A. G.; MOIN, P. On the effect of numerical errors in Large Eddy Simulation of turbulent flows. *J. Comp. Phys.*, v. 131, p. 310–322, 1997.
- KUMARASAMY, S.; BARLOW, J. B. Computation of unsteady flow over a half-cylinder close to a moving wall. *J. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 69-71, p. 239–248, 1997.
- KWON, T. S.; SUNG, H. J.; HYUN, J. M. Experimental investigation of uniform-shear flow past a circular cylinder. *J. Fluids Engineering*, v. 114, p. 457–460, 1992.
- LAIZET, S.; LAMBALLAIS, E. Compact schemes for the DNS of incompressible flows: In what context is the quasi-spectral accuracy really useful? In: MÖLLER, S.; SILVESTRINI, J. H. (Ed.). *IV Escola de Primavera de Transição e Turbulência*. Porto Alegre - RS - Brazil: [s.n.], 2004. p. 1–12.
- LAMBALLAIS, E. *Simulations numériques de la turbulence dans un canal plan tournant*. Tese (Doutorado) — Institut National Polytechnique de Grenoble, 1996.
- LAMBALLAIS, E. *Simulation numérique des mouvements tourbillonnaires dans les fluides*. [S.l.], 2004.
- LAMBALLAIS, E.; SILVESTRINI, J. H. Direct numerical simulation of interactions between a mixing layer and a wake around a cylinder. *J. Turbulence*, v. 3, n. 28, 2002.
- LEI, C. et al. Vortex shedding suppression for flow over a circular cylinder near a plane boundary. *Ocean Engineering*, v. 27, p. 1109–1127, 2000.
- LEI, C.; CHENG, L.; KAVANAGH, K. Re-examination of the effect of a plane boundary on force and vortex shedding of a circular cylinder. *J. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 80, p. 263–286, 1999.
- LEI, C.; CHENG, L.; KAVANAGH, K. A finite difference solution of the shear flow over a circular cylinder. *Ocean Engineering*, v. 27, p. 271–290, 2000.
- LELE, S. K. Compact finite difference schemes with spectral-like resolution. *J. Comp. Phys.*, v. 103, p. 16–42, 1992.
- LESIEUR, M. *Turbulence in Fluids - 3rd rev.* Dordrecht, The Netherlands: Kluwer academic Publishers, 1997. 515 p.
- LEWEKE, T.; WILLIAMSON, C. H. K. Three-dimensional instabilities in wake transition. *Eur. J. Mech. B/Fluids*, v. 17, n. 4, p. 571–586, 1998.
- LINNICK, M. N.; FASEL, H. F. A high-order immersed boundary method for unsteady incompressible flow calculations. In: *41st AIAA Aerospace Science Meeting and Exhibit*. Reno, NV: [s.n.], 2003. p. AIAA–2003–1124.
- MATHIS, C.; PROVENSAL, M.; BOYER, L. Bénard-von Kármán instability: transition and forced regimes. *J. Fluid Mech.*, v. 182, p. 1–22, 1987.

- MEUNIER, P.; STÉPHANE, D.; LEWEKE, T. Physics of vortex merging. *C.R. Physique*, v. 6, p. 431–450, 2005.
- MITTAL, R.; BALACHANDAR, S. Effect of three dimensionality on the lift and drag of nominally two-dimensional cylinder. *Phys. Fluids*, v. 8, n. 7, p. 1841–1865, 1995.
- MITTAL, R.; BALACHANDAR, S. Generation of streamwise vortical structures in bluff body wakes. *Phys. Rev. Lett.*, v. 7, n. 75, p. 1300–1303, 1995.
- MITTAL, R.; BALACHANDAR, S. On the inclusion of three-dimensional effects in simulation of two-dimensional bluff-body wake flows. In: ASME. *Proceedings of the 1997 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*. Vancouver, B.C. - Canada, 1997. p. 1–10.
- MITTAL, S. Computation of three-dimensional flows past circular cylinder of low aspect ratio. *Phys. Fluids*, v. 1, n. 13, p. 177–191, 2001.
- MOIN, P.; MAHESH, K. Direct numerical simulation: A tool in turbulence research. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, v. 30, p. 539–578, 1998.
- MOSER, C. A. *Simulação Numérica Direta em transição utilizando o método dos contornos virtuais*. Dissertação (Mestrado) — Instituto de Matemática - UFRGS, 2002.
- NOACK, B.; ECKELMANN, H. A global stability of the steady and periodic cylinder wake. *J. Fluid Mech.*, v. 270, p. 279–330, 1994.
- NOACK, B. R.; KÖNIG, M.; ZHANG, H. Q. Three dimensional stability analysis of periodic flow around a circular cylinder. *Phys. Fluids*, A, n. 5, p. 1279–1281, 1993.
- NOCA, F.; PARK, H. G.; GHARIB, M. Vortex formation length of a circular cylinder ($300 < Re < 4000$) using DPIV. In: *Proceedings of the 1998 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*. [S.l.: s.n.], 1998. p. 1–7.
- PARNAUDEAU, P. *Etude numérique d'un écoulement cisailé turbulent complexe à base vitesse: Application à la protection rapprochée*. Tese (Doutorado) — L'Université de Poitiers, 2004.
- PARNAUDEAU, P. et al. Combination of the immersed boundary method with compact schemes for DNS of flow in complex geometry. In: *DLES5*. Munich - Germany: [s.n.], 2003.
- PERRY, A. E.; CHONG, M. S.; LIM, T. T. The vortex shedding process behind two-dimensional bluff bodies. *J. Fluid Mech.*, v. 116, p. 77–, 1982.
- PERSILLON, H.; BRAZA, M. Physical analysis of the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder by three dimensional Navier-Stokes simulation. *J. Fluid Mech.*, v. 365, p. 23–88, 1998.
- PIERREHUMBERT, R.; WIDNALL, S. The two and three-dimensional instabilities of a spatially periodic shear layer. *J. Fluid Mech.*, v. 114, p. 59–82, 1982.
- PONCET, P. Topological aspects of three-dimensional wakes behind rotary oscillating cylinders. *J. Fluid Mech.*, v. 517, p. 27–53, 2004.
- PRICE, S. J. et al. Flow visualization around a circular cylinder near to a plane wall. *J. Fluids Struct.*, v. 16, n. 2, p. 175–191, 2002.

- RAJAGOPALAN, S.; ANTONIA, R. Flow around a circular cylinder - structure of the near wake shear layer. *Exp. Fluids*, v. 38, p. 393–402, 2005.
- RIBEIRO, P. A. R. *Desprendimento de vórtices e controle em esteira de cilindros por Simulação Numérica Direta*. Dissertação (Mestrado) — Instituto de Pesquisas Hidráulicas - IPH/UFRGS, 2002.
- ROSHKO, A. Perspectives on bluff body aerodynamics. *J. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 49, p. 79–100, 1993.
- SAHIN, M.; OWENS, R. G. A numerical investigation of wall effects up to high blockage ratios on two-dimensional flow past a confined circular cylinder. *Phys. Fluids*, v. 16, n. 5, p. 1305–1320, 2004.
- SAIKI, E. M.; BIRINGEN, S. Numerical simulation of a cylinder in uniform flow: application of a virtual boundary method. *J. Comp. Phys.*, v. 123, p. 450–465, 1996.
- SENIOR, A. E.; ZHANG, X. The force and pressure of a diffuser-equipped bluff body in ground effect. *J. Fluids Engineering*, v. 123, n. 1, p. 105–111, 2001.
- SILVESTRINI, J. H. *Simulation des grandes échelles des zones de mélange: application à la propulsion solide des lanceurs spatiaux*. Tese (Doutorado) — l’Institut National Polytechnique de Grenoble, 1996.
- SILVESTRINI, J. H.; LAMBALLAIS, E. Direct numerical simulation of wakes with virtual cylinders. *Int. J. Comp. Fluid Dynamics*, v. 16, n. 4, p. 305–314, 2002.
- SILVESTRINI, J. H.; LAMBALLAIS, E. Direct numerical simulation of oblique vortex shedding from a cylinder in shear flow. *Int. J. Heat Fluid Flow*, v. 25, p. 461–470, 2004.
- SLAOUTI, A.; GERRARD, J. H. An experimental investigation of the end effects on the wake of a circular cylinder towed through water at low Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.*, v. 112, p. 297–314, 1981.
- SOHANKAR, A.; NORBERG, C.; DAVIDSON, L. Simulation of three-dimensional flow around a square cylinder at moderate Reynolds numbers. *Phys. Fluids*, v. 11, n. 2, p. 288–306, 1999.
- SUMER, M.; FREDSOE, J. *Hydrodynamics around cylinder structures*. New York, United States: World Scientific, 1997. 530 p.
- SUMNER, D.; AKOSILE, O. O. On uniform planar shear flow around a circular cylinder at subcritical Reynolds number. *J. Fluids Struct.*, v. 18, p. 441–454, 2003.
- TAMURA, H.; KIYA, M.; ARIE, M. Numerical study on viscous shear flow past a circular cylinder. *Bulletin of the JSME*, v. 23, p. 1952–1958, 1980.
- TANEDA, S. Experimental investigation of vortex streets. *J. Phys. Soc. Japan*, v. 20, p. 1714–1721, 1965.
- TANIGUCHI, S.; MIYAKOSHI, K. Fluctuating fluid forces acting on a circular cylinder and interference with a plane wall. *Exp. Fluids*, v. 9, p. 197–204, 1990.

- TERZI, D. A. von et al. Immersed boundary techniques for high-order finite-difference methods. *J. Comp. Phys.*, AIAA Paper 01 2918, p. 17, 1996.
- THOMPSON, M.; HOURIGAN, K.; SHERIDAN, J. Three dimensional instabilities in the wake of a circular cylinder. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 12, p. 190–196, 1996.
- THOMPSON, M. C.; GAL, P. L. The Stuart-Landau model applied to wake transition revisited. *Eur. J. Mech. B/Fluids*, v. 23, p. 219–228, 2004.
- WILLIAMS, D.; MANSY, H.; ABOUEL-FOTOUH, A. Three dimensional subharmonic waves during transition in the near-wake region of a cylinder. *Phys. Fluids*, v. 8, n. 6, p. 1476–1485, 1996.
- WILLIAMSON, C. Three dimensional wake transition. *J. Fluid Mech.*, v. 328, p. 345–407, 1996.
- WILLIAMSON, C. Vortex dynamics in the cylinder wake. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, v. 28, p. 477–539, 1996.
- WILLIAMSON, C. H. K. The existence of two stages in the transition to three-dimensionality of a cilinder wake. *Phys. Fluids*, v. 31, p. 3165–3168, 1988.
- WILLIAMSON, J. H. Low-storage Runge-Kutta schemes. *J. Comp. Phys.*, v. 35, p. 48–56, 1980.
- WU, T.; CHEN, C. F. Laminar boundary-layer separation over a circular cylinder in uniform shear flow. *Acta Mechanica*, v. 144, p. 71–82, 2000.
- YOSHINO, F.; HAYASHI, T. Numerical solution of flow around a rotating circular cylinder in uniform shear flow. *Bulletin of the JSME*, v. 27, p. 1850–1857, 1984.
- ZDRAVKOVICH, M. *Flow Around Circular Cylinder - Volume 1 Fundamentals*. New York, United States: Oxford University Press Inc., 1997. 672 p.
- ZDRAVKOVICH, M. *Flow Around Circular Cylinder - Volume 2: Applications*. New York, United States: Oxford University Press Inc., 2003. 589 p.
- ZDRAVKOVICH, M. M. Intermittent flow separation from flat plate induced by a nearby circular cylinder. In: *Proceeding of the 2nd International Symposium on Flow Visualization*. Bochum, West Germany: [s.n.], 1980. p. 265–270.
- ZDRAVKOVICH, M. M. Forces on a circular cylinder near a plane wall. *Appl. Ocean Research*, v. 7, n. 4, p. 197–201, 1985.
- ZHANG, H. Q. et al. On the transition of the cylinder wake. *Phys. Fluids*, v. 7, n. 4, p. 779–794, 1995.
- ZOVATTO, L.; PEDRIZZETTI, G. Flow about a circular cylinder between parallel walls. *J. Fluid Mech.*, v. 440, p. 1–25, 2001.