

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL

INSTITUTO DE PESQUISAS HIDRÁULICAS

**ESTUDO DO ESCOAMENTO A MONTANTE DE UM CILINDRO FIXADO  
PERPENDICULARMENTE A UM FUNDO PLANO**

**MONICA CAMPOS SILVA**

Dissertação 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 Mestre em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental.

**Orientador: Edith Beatriz Camaño Schettini**

**Banca Examinadora:**

Prof. Dr. Acir Mércio Loredou-Souza	PPGEC/UFRGS
Prof. Dr. Sérgio Viçosa Möller	PROMECC/UFRGS
Prof. Dr. Marcelo Giulian Marques	IPH/UFRGS

Porto Alegre, agosto de 2006

# *Agradecimento*

Agradeço aos órgãos financiadores da pesquisa: CNPQ, CAPES e a UFRGS, que tornaram possível esta pesquisa. Aos professores do Instituto, em especial a orientadora Edith Beatriz Camaño Schettini. Aos grandes amigos do NETT, Diogo, Denise e Marcelo, que acompanharam e ajudaram no desenvolvimento deste trabalho. Aos inestimáveis amigos conquistados durante esta etapa.

# *Dedicatória*

À pessoa que contribuiu desde o início, quando o mestrado ainda era apenas uma idéia, prof. Doalcey Antunes Ramos. À mãe e ao querido irmão. À pessoa especial que conheci durante esta jornada, Marcelo e àquela que por felicidade continua entre nós, pai.

# *Resumo*

O sistema vórtice ferradura é o elemento chave do processo erosivo ao redor de obstáculos sobre leitos móveis. Por estar presente em muitas situações práticas da engenharia e apresentar características tridimensionais e complexas, ainda é pouco compreendido e explorado. Esta pesquisa elucidada a respeito do vórtice ferradura para o caso de leito fixo e obstáculo cilíndrico de seção circular, através de investigação experimental em túnel de vento, realizada em duas etapas: uma relativa a aquisição dos dados no laboratório e a outra no seu pós-processamento. A primeira etapa compreende a aquisição das imagens do escoamento pela técnica de velocimetria por luz pulsada, com modo de operação PIV (Particle Image Velocimetry), através de ensaios realizados no Laboratoire d'Etudes Aérodinamiques (da Universidade de Poitiers, França). As imagens foram pré-processadas e conseqüentemente foram obtidos os campos de vetores velocidade instantâneos. A segunda etapa, enfoque deste trabalho, compreende o pós-processamento dos campos de velocidade bidimensionais e conseqüentemente os campos de vorticidade, velocidade, energia cinética, intensidade de turbulência, desvio padrão da velocidade e vorticidade com  $Re_D$  variando de 4300 a 15600 ( $Re_{\delta^*} = 450$  a 860).

Para  $Re_D = 4300$  e 5500 observou-se que o (sistema) vórtice ferradura foi identificado com maior freqüência nos campos instantâneos de vorticidade e velocidade. Conforme o número de Reynolds aumenta, o vórtice é cada vez menos identificado e para  $Re_D = 15600$ , ele não foi detectado nos campos instantâneos.

# *Abstract*

The system horseshoe vortex is a key element of the scour process around obstacles on erodible beds. Although it is presented in many engineering practical situations and it has three-dimensional and complex characteristics, it is still little understood and explored. This research explains the horseshoe vortex in the case of the fixed plane plate and cylindrical obstacle of circular section, through experimental research in wind tunnel, performed in two stages: one related to the data acquisition in the laboratory and another to its post-processing. The first stage comprises the image acquisition, by the pulse light velocimetry technique with the PIV operation (Particle Image Velocimetry), through experiments carried out at Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques (University of Poitiers, in France). The images have been pre-processed and the fields of instantaneous velocity vectors obtained. The second stage, which is the aim of this work, comprises the post-processing in the fields of two-dimensional velocity and consequently the fields of vorticity, velocity, kinetic energy, intensity of turbulence, root mean square of the velocity and vorticity with  $Re_D$  varying from 4300 to 15600 ( $Re_{\delta^*} = 450$  to 860).

For  $Re_D = 4300$  and 5500, it was observed that the (system) horseshoe vortex has been identified more often in the instantaneous fields of vorticity and velocity. As the Reynolds number increase, the vortex is less and less identified; and for  $Re_D = 15600$ , it has not been detected in the instantaneous fields.

# *Conteúdo*

## **Lista de Figuras**

## **Lista de Tabelas**

<b>Lista de Símbolos</b>	p. 16
<b>1 Introdução</b>	p. 18
1.1 Motivação . . . . .	p. 18
1.2 Objetivos . . . . .	p. 21
<b>2 Conceitos Básicos</b>	p. 23
2.1 Estruturas coerentes e vorticidade . . . . .	p. 23
2.2 Escoamento ao Redor de Corpos Imersos . . . . .	p. 25
2.2.1 Camada Limite . . . . .	p. 25
2.2.2 Gradiente de Pressão na Camada Limite . . . . .	p. 30
<b>3 Trabalhos Anteriores</b>	p. 32
3.1 Formação . . . . .	p. 33
3.2 Vórtice ferradura laminar e vórtice ferradura turbulento . . . . .	p. 35
3.3 Parâmetros do Escoamento . . . . .	p. 43
3.3.1 Distância horizontal do centro do obstáculo ao ponto de separação ( $x_s$ ) . . . . .	p. 45
3.3.2 Distância horizontal do centro do obstáculo ao centro do vórtice ferradura $x_v$ . . . . .	p. 50

3.3.3	Distância vertical do centro do vórtice ferradura ao fundo do canal ( $y_v$ ) . . . . .	p. 54
3.3.4	Número de Strouhal - $S_f$ . . . . .	p. 55
3.4	Tensão de cisalhamento sobre uma placa plana . . . . .	p. 56
<b>4</b>	<b>Metodologia</b>	p. 60
4.1	Método Experimental . . . . .	p. 64
4.2	Pós-Processamento dos Dados PIV . . . . .	p. 68
4.2.1	Validação dos dados brutos . . . . .	p. 68
4.2.2	Substituição dos dados incorretos . . . . .	p. 71
4.2.3	Suavização dos dados . . . . .	p. 71
4.2.4	Análise da informação . . . . .	p. 72
<b>5</b>	<b>Resultados e Discussões</b>	p. 80
5.1	Campos médios . . . . .	p. 81
5.1.1	Velocidades médias . . . . .	p. 81
5.1.2	Vorticidade média . . . . .	p. 85
5.1.3	Energia cinética turbulenta média . . . . .	p. 87
5.1.4	Intensidade de turbulência . . . . .	p. 88
5.1.5	Desvio padrão da flutuação da vorticidade . . . . .	p. 92
5.2	Localização do centro do vórtice ferradura . . . . .	p. 96
5.2.1	Localização horizontal do ponto de vorticidade mínima . . . . .	p. 100
5.2.2	Localização vertical do ponto de vorticidade mínima . . . . .	p. 111
5.3	Seqüência temporal do (sistema) vórtice ferradura . . . . .	p. 116
5.4	Tensões de Reynolds . . . . .	p. 118
5.5	Tensão de cisalhamento sobre a placa plana . . . . .	p. 128
5.5.1	Distribuição da tensão de cisalhamento média sobre a placa plana	p. 129

5.5.2	Distribuição da tensão de cisalhamento instantânea sobre a placa plana . . . . .	p. 129
5.5.3	Valores mínimos da tensão de cisalhamento sobre a placa plana . . . . .	p. 133
5.6	Perfis instantâneos de velocidade e vorticidade transversal . . . . .	p. 137
<b>6</b>	<b>Conclusões e Recomendações para Trabalhos Futuros</b>	<b>p. 142</b>
6.1	Conclusões . . . . .	p. 142
6.2	Recomendações para Trabalhos Futuros . . . . .	p. 144
	<b>Bibliografia</b>	<b>p. 146</b>



## *Lista de Figuras*

1.1	Visualização do vórtice ferradura. . . . .	p. 18
1.2	Erosão local ao redor das estruturas evidenciando a existência de vórtice ferradura. . . . .	p. 19
1.3	Tipos de erosão que podem ocorrer em pontes. . . . .	p. 20
1.4	Usina Hidrelétrica de Ilha Solteira. . . . .	p. 20
2.1	Trajatória de elementos fluidos em torno de um eixo comum. . . . .	p. 24
2.2	Furacão Catarina. . . . .	p. 25
2.3	Escoamento viscoso, laminar e incompressível sobre uma placa plana semi-infinita. . . . .	p. 26
2.4	Representação esquemática da camada limite sobre uma placa plana. . . . .	p. 27
2.5	Espessuras da camada limite. . . . .	p. 27
2.6	Perfis típicos de velocidade para os regimes laminar e turbulento do escoamento na camada limite sobre uma placa plana. . . . .	p. 29
2.7	Escoamento de camada limite com gradiente de pressão adverso. . . . .	p. 31
2.8	Camada limite desenvolvida sobre a superfície de um cilindro. . . . .	p. 31
3.1	Regiões do escoamento próximo a um cilindro . . . . .	p. 32
3.2	Sistema vórtice ferradura: (a) resultados computacionais de Ballio et al. (1998); (b) padrão do escoamento medido por Eckerle e Awad (1991). . . . .	p. 34
3.3	Vórtice ferradura . . . . .	p. 35
3.4	Padrão das linhas de corrente no plano de simetria do cilindro . . . . .	p. 36
3.5	Variação no número de vórtices . . . . .	p. 37
3.6	Variação da posição dos vórtices de rotação horária. . . . .	p. 37

3.7	Seqüência do regime de separação ("Breakway"). . . . .	p. 39
3.8	Seqüência de quatro imagens de partículas. . . . .	p. 41
3.9	Foto de curta exposição do escoamento turbulento com fumaça . . . . .	p. 42
3.10	Foto de longa exposição do escoamento turbulento com fumaça . . . . .	p. 43
3.11	Plano de simetria vertical a montante do cilindro. Distâncias característi- cas do vórtice ferradura: $x_s$ , $x_v$ e $y_v$ . . . . .	p. 44
3.12	Variação de $x_s/b$ com $Re_{\delta^*}$ . . . . .	p. 47
3.13	Influência de $\delta^*/b$ sobre $x_s/b$ para escoamento laminar . . . . .	p. 48
3.14	Distância de separação como função de $\delta/D$ . . . . .	p. 48
3.15	Variação do $x_s/b$ com $h/b$ , para escoamentos turbulentos e obstáculos sub- mersos . . . . .	p. 49
3.16	Influência da forma da seção do obstáculo sobre $x_s/b$ . . . . .	p. 50
3.17	Variação de $x_v/b$ com $Re_{\delta^*}$ , para camada limite laminar e turbulenta . . . . .	p. 51
3.18	Distância $x_v$ como função de $Re_D$ e $D/\delta^*$ . . . . .	p. 52
3.19	Variação da posição do vórtice ferradura turbulento . . . . .	p. 53
3.20	Efeito da forma da seção do obstáculo sobre $x_v/b$ em escoamento turbulento	p. 54
3.21	Variação de $y_v/b$ com $Re_{\delta^*}$ para escoamento laminar e turbulento . . . . .	p. 54
3.22	Efeito do $Re_{\delta^*}$ sobre $T$ . . . . .	p. 57
3.23	Efeito de $\delta^*/b$ sobre $T$ . . . . .	p. 57
3.24	Tensão de cisalhamento no fundo no eixo de simetria do pilar . . . . .	p. 58
3.25	Tensão de cisalhamento adimensional no fundo . . . . .	p. 59
4.1	Os três modos de concentração de partículas. . . . .	p. 61
4.2	Arranjo experimental para PIV em um canal. . . . .	p. 62
4.3	Dimensões da área de base (janela de interrogação) em relação à de busca.	p. 63
4.4	Área de base (janela de interrogação): (a) com sobreposição de 50%; (b) com sobreposição de 75%. . . . .	p. 63
4.5	Técnicas de registro das imagens da partículas traçadoras de PIV. . . . .	p. 64

4.6	Túnel de vento subsônico de recirculação do CEAT/LEA. . . . .	p. 65
4.7	Esboço lateral e superior do experimento no túnel de vento do CEAT/LEA.	p. 65
4.8	Esquema da frequência de aquisição das imagens e do pré-processamento.	p. 66
4.9	Fluxograma utilizado no pós-processamento dos dados de PIV. . . . .	p. 69
4.10	Malha adotada para o teste da Mediana. . . . .	p. 69
4.11	Disponibilidade de dados vizinhos para substituição no ponto central. . .	p. 71
4.12	Área fechada correspondente ao contorno retangular utilizado no cálculo da vorticidade no ponto (i,j). . . . .	p. 77
5.1	Campo de velocidade média adimensional ( $\bar{u}/U_\infty, \bar{v}/U_\infty$ ), em função do $Re_D$ . . . . .	p. 82
5.2	Campo de velocidade média adimensional ( $\bar{u}/U_\infty, \bar{v}/U_\infty$ ), em função do $Re_D$ . . . . .	p. 83
5.3	Isolinhas do módulo da velocidade média adimensional, em função do $Re_D$ .	p. 84
5.4	Isolinhas de vorticidade transversal média adimensional ( $\bar{\omega}_z D/U_\infty$ ). . . .	p. 86
5.5	Detalhe do escoamento descendente médio ( $\bar{u}/U_\infty, \bar{v}/U_\infty$ ) adjacente a face do cilindro com as isolinhas de vorticidade média para $Re_D = 4300$ (Fig. 5.4.a). . . . .	p. 87
5.6	Isolinhas de energia cinética turbulenta média adimensional ( $\bar{k}'/U_\infty^2$ ). . . .	p. 89
5.7	Isolinhas de energia cinética turbulenta média adimensional ( $\bar{k}'/U_\infty^2$ ). . . .	p. 90
5.8	Isolinhas de Intensidade de turbulência $I_u$ . . . . .	p. 91
5.9	Perfil horizontal do módulo da intensidade de turbulência ( $I$ ) em $y/D = 1,4066$ . . . . .	p. 93
5.10	Isolinhas de Intensidade de turbulência $I_v$ . . . . .	p. 94
5.11	Isolinhas do desvio padrão da flutuação da vorticidade transversal adimensional. . . . .	p. 95
5.12	Isolinhas de frequência relativa da posição $\omega_{zmin} D/U_\infty (x/D, y/D)$ para todos números de Reynolds. . . . .	p. 98

5.13	Isolinhas de frequência relativa da posição de $\omega_{zmin}D/U_\infty$ para todos números de Reynolds. . . . .	p. 99
5.14	Esquema da metodologia de cálculo a partir dos campos instantâneos de vorticidade à isolinhas de frequência e histogramas de frequência relativa das posições $x/D$ e $y/D$ dos pontos de $\omega_{zmin}D/U_\infty$ , para $Re_D = 4300$ ( $Re_{\delta^*} = 450$ ). . . . .	p. 100
5.15	Histograma de frequência relativa da posição $x/D$ dos pontos de $\omega_{zmin}D/U_\infty$ .	p. 101
5.16	Histograma de frequência relativa da posição $x/D$ dos pontos de $\omega_{zmin}D/U_\infty$ para $Re_D = 15600$ ( $Re_{\delta^*} = 860$ ). . . . .	p. 102
5.17	Localização horizontal ( $x/D$ ) do ponto de mínima vorticidade instantânea ( $\omega_{zmin}D/U_\infty$ ), para $Re_D = 4300$ ( $Re_{\delta^*} = 450$ ). Os pontos selecionados estão marcados por uma estrela. . . . .	p. 103
5.18	Isolinhas de vorticidade instantânea ( $\omega_z D/U_\infty$ ) correspondentes aos pontos "a", "b" e "c" localizados na Figura 5.17. . . . .	p. 104
5.19	Isolinha de vorticidade instantânea ( $\omega_z D/U_\infty$ ) correspondentes aos pontos "d", "e" e "f" localizados na Figura 5.17. O símbolo "*" representa o ponto com mínima vorticidade. . . . .	p. 105
5.20	Detalhe do vórtice ferradura: isolinhas de vorticidade ( $\omega_z D/U_\infty$ ) e campo de velocidades instantâneas, relativo ao Ponto "a", da Figura 5.17 ( $Re_D = 4300$ ). . . . .	p. 106
5.21	Detalhe do escoamento: isolinhas de vorticidade ( $\omega_z D/U_\infty$ ) e campo de velocidades instantâneas, relativo ao ponto "f" localizado na Figura 5.17 ( $Re_D = 4300$ ). . . . .	p. 106
5.22	Localização horizontal ( $x/D$ ) do ponto de mínima vorticidade instantânea ( $\omega_{zmin}D/U_\infty$ ), para $Re_D = 5500$ ( $Re_{\delta^*} = 510$ ). . . . .	p. 107
5.23	Isolinhas de vorticidade instantânea ( $\omega_z D/U_\infty$ ) correspondentes aos pontos "a", "b" localizados na Figura 5.22 ( $Re_D = 5500$ ). . . . .	p. 108
5.24	Detalhe do campo com isolinhas de vorticidade ( $\omega_z D/U_\infty$ ) e vetores velocidade instantâneos, relativo ao ponto "a", da Figura 5.22 ( $Re_D = 5500$ ). . . . .	p. 108
5.25	Localização horizontal ( $x/D$ ) do ponto de mínima vorticidade instantânea ( $\omega_{zmin}D/U_\infty$ ), para $Re_D = 7100$ ( $Re_{\delta^*} = 580$ ). . . . .	p. 109

5.26	Isolinhas de vorticidade instantânea ( $\omega_z D/U_\infty$ ) correspondentes aos pontos "a", "b" e "d" localizados na Figura 5.25 ( $Re_D = 7100$ ).	p. 110
5.27	Localização horizontal ( $x/D$ ) do ponto de mínima vorticidade instantânea ( $\omega_{zmin} D/U_\infty$ ), para $Re_D = 10200$ ( $Re_{\delta^*} = 700$ ).	p. 111
5.28	Isolinhas de vorticidade instantânea ( $\omega_z D/U_\infty$ ) correspondentes aos pontos "a" e "d" localizados na Figura 5.27 ( $Re_D = 10200$ ).	p. 112
5.29	Localização horizontal ( $x/D$ ) do ponto de mínima vorticidade instantânea ( $\omega_{zmin} D/U_\infty$ ), para $Re_D = 15600$ ( $Re_{\delta^*} = 860$ ).	p. 113
5.30	Isolinhas de vorticidade instantânea ( $\omega_z D/U_\infty$ ) correspondente ao ponto "a" da Figura 5.29 ( $Re_D = 15600$ ).	p. 113
5.31	Localização vertical ( $y/D$ ) dos pontos de mínima vorticidade instantânea ( $\omega_{zmin} D/U_\infty$ ) em função de $Re_{\delta^*}$ .	p. 114
5.32	Histograma de frequência relativa da posição $y/D$ do ponto de $\omega_{zmin} D/U_\infty$ em função do $Re_{\delta^*}$ .	p. 115
5.33	Histograma de frequência relativa da posição $y/D$ do ponto de $\omega_{zmin} D/U_\infty$ para $Re_{\delta^*} = 860$ ( $Re_D = 15600$ ).	p. 115
5.34	Comparação dos resultados do presente trabalho da variação de $y_v/b$ com $Re_{\delta^*}$ (Tab. 5.4) com os do estudo de Ballio et al. (1998).	p. 116
5.35	Seqüência temporal do sistema vórtice ferradura para $Re_D = 4300$ . O tempo entre campos de linhas de isovorticidade transversal possuem intervalo de 1/15s.	p. 119
5.36	Seqüência temporal do sistema vórtice ferradura para $Re_D = 5500$ . O tempo entre campos de linhas de isovorticidade transversal possuem intervalo de 1/15s.	p. 120
5.37	Isolinhas de tensão normal de Reynolds adimensional ( $\overline{u'u'}/U_\infty^2$ ).	p. 121
5.38	Isolinhas de tensão normal de Reynolds adimensional ( $\overline{u'u'}/U_\infty^2$ ).	p. 122
5.39	Isolinhas de tensão normal de Reynolds adimensional ( $\overline{v'v'}/U_\infty^2$ ).	p. 123
5.40	Isolinhas de tensão normal de Reynolds adimensional ( $\overline{v'v'}/U_\infty^2$ ).	p. 124
5.41	Isolinhas de tensão normal de Reynolds adimensional ( $\overline{v'v'}/U_\infty^2$ ) para $Re_D = 15600$ ( $Re_{\delta^*} = 860$ ).	p. 125

5.42	Isolinhas de tensão de Reynolds $\overline{u'v'}/U_\infty^2$ . . . . .	p. 126
5.43	Isolinhas de tensão de Reynolds $\overline{u'v'}/U_\infty^2$ . . . . .	p. 127
5.44	Isolinhas de tensão de Reynolds $\overline{u'v'}/U_\infty^2$ . . . . .	p. 128
5.45	Distribuição da tensão de cisalhamento média adimensional sobre a placa plana. . . . .	p. 130
5.46	Distribuição do coeficiente de atrito superficial sobre a placa plana. . . . .	p. 131
5.47	Distribuição longitudinal da tensão de cisalhamento instantânea ( $C_f$ ) sobre a placa plana ; Respectivos campos de vorticidade transversal ( $\omega_z D/U_\infty$ ) e velocidade instantâneos ( $u/U_\infty, v/U_\infty$ ), para $Re_D = 7100$ . . . . .	p. 133
5.48	Distribuição longitudinal da tensão de cisalhamento instantânea ( $C_f$ ) sobre a placa plana; Respectivos campos de vorticidade transversal ( $\omega_z D/U_\infty$ ) e velocidade instantâneos ( $u/U_\infty, v/U_\infty$ ), para $Re_D = 4300$ . . . . .	p. 134
5.49	Localização horizontal ( $x/D$ ) do ponto de mínima tensão de cisalhamento $T_{min}$ . . . . .	p. 135
5.50	Localização horizontal ( $x/D$ ) do ponto de mínima tensão de cisalhamento $C_{fmin}$ . . . . .	p. 136
5.51	Comparação dos resultados do presente trabalho de $T$ em função do $Re_{\delta^*}$ . . . . .	p. 137
5.52	Perfis instantâneos de velocidade e vorticidade a diferentes distâncias do cilindro, da Figura 5.48, com $Re_D = 4300$ . . . . .	p. 139

## *Lista de Tabelas*

4.1	Tempo entre dois pares de imagens. . . . .	p. 66
4.2	Valores característicos da camada limite e parâmetros do escoamento dos experimentos. . . . .	p. 67
4.3	Funções-m desenvolvidas em Matlab para pós-processamento dos dados de PIV. . . . .	p. 70
5.1	Valores de $f_{rel,max}$ identificados por '*' na Figura 5.12, em função do número de Reynolds. . . . .	p. 97
5.2	Valores de $f_{rel,max}$ identificados por '*' na Fig. 5.13, em função do número de Reynolds. . . . .	p. 97
5.3	Comparação entre os dados experimentais do presente trabalho (histogramas da Fig. 5.15) com a correlação proposta por Ballio et al. (1998) (Eq. 3.15). . . . .	p. 103
5.4	Maiores frequências da posição $y/D$ do ponto de $\omega_{zmin}D/U_\infty$ . . . . .	p. 116
5.5	Regiões em $x/D$ onde as grandezas no escoamento apresentaram concentrações. . . . .	p. 141

## *Lista de Símbolos*

Símbolo	Grandeza	Dimensão
$b$	Espessura do obstáculo	$L$
$C_f$	Coefficiente da tensão de cisalhamento sobre uma placa plana ( $\tau_w / (0,5\rho U_\infty^2)$ )	-
$D$	Diâmetro do cilindro	$L$
$D_e$	Diâmetro equivalente	$L$
$f$	Frequência	$t^{-1}$
$h$	Altura do obstáculo	$L$
$H$	Fator de forma do perfil de velocidade ( $\delta^* / \theta$ )	-
$k'$	Energia cinética turbulenta por unidade de massa	$L^2/t^2$
$l$	Altura do obstáculo	$L$
$L$	Comprimento característico	-
$M$	Massa	-
$M_{med}$	Módulo do valor da mediana	$L/t$
$M_{Pc}$	Módulo do valor do ponto central	$L/t$
$Re$	Número de Reynolds ( $U_\infty L / \nu$ )	-
$Re_b$	Número de Reynolds baseado na espessura do obstáculo ( $U_\infty b / \nu$ )	-
$Re_D$	Número de Reynolds baseado no diâmetro do cilindro ( $U_\infty D / \nu$ )	-
$Re_{\delta^*}$	Número de Reynolds baseado na espessura de deslocamento da camada limite ( $U_\infty \delta^* / \nu$ )	-
$Re_X$	Número de Reynolds baseado na distância do perfil à extremidade a montante da placa ( $U_\infty X / \nu$ )	-
$St$	Número de Strouhal ( $fL/U$ )	-
$t$	Tempo	
$T$	Coefficiente da tensão de cisalhamento sobre uma placa plana ( $\tau_w / \tau_\infty$ )	-
$u$	Velocidade instantânea na direção longitudinal do escoamento	$L/t$

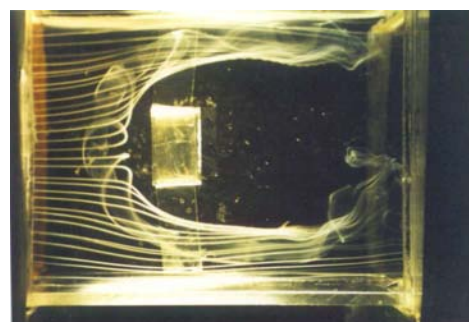


Símbolo	Grandeza	Dimensão
$u'$	Flutuação da velocidade na direção longitudinal do escoamento	$L/t$
$U$	Velocidade característica	$L/t$
$U_\infty$	Velocidade do escoamento livre	$L/t$
$\vec{V}$	Vetor velocidade (u,v,w)	$(L/t, L/t, L/t)$
$v$	Velocidade instantânea na direção vertical do escoamento	$L/t$
$v'$	Flutuação da velocidade na direção vertical do escoamento	$L/t$
$\vec{V}'$	Vetor da flutuação da velocidade instantânea	$L/t$
$x$	Distância longitudinal com origem no centro do obstáculo	$L$
$x_c$	Distância vertical do núcleo do vórtice ferradura à superfície do fundo	$L$
$x_s$	Distância longitudinal da linhas de separação do vórtice ferradura ao centro do obstáculo	$L$
$x_v$	Distância longitudinal do núcleo do vórtice ferradura ao centro do obstáculo	$L$
$X$	Distância do perfil de velocidade à extremidade da placa plana	$L$
$y$	Distância vertical com origem na superfície da placa plana	$L$
$w$	Velocidade instantânea na direção transversal do escoamento	$L/t$
$w'$	Flutuação da velocidade instantânea na direção transversal do escoamento	$L/t$
$\delta$	Espessura da camada limite	$L$
$\delta^*$	Espessura de deslocamento da camada limite	$L$
$\eta$	Distância adimensional à parede	-
$\mu$	Viscosidade dinâmica do fluido	$ML^2/t$
$\nabla$	Operador Nabla	-
$\nu$	Viscosidade cinemática do fluido	$L^2/t$
$\omega$	Vorticidade	$t^{-1}$
$\omega_z$	Vorticidade transversal ao escoamento	$t^{-1}$
$\vec{\omega}$	Vetor vorticidade	$(t^{-1}, t^{-1}, t^{-1})$
$\rho$	Massa específica do fluido	$M/L^3$
$\tau_w$	Tensão de cisalhamento na superfície da placa	$ML^2/t^2$
$\tau_\infty$	Tensão de cisalhamento da camada limite não perturbada	$ML^2/t^2$
$\theta$	Espessura da quantidade de movimento da camada limite	$L$

# 1 *Introdução*

## 1.1 *Motivação*

O vórtice ferradura é formado a partir da separação tridimensional da camada limite do escoamento de aproximação na junção do obstáculo com a placa plana. Esta separação é seguida por um enrolamento da camada limite separada em forma de sistema de redemoinhos (Fig. 1.1.a). O sistema, por sua vez, estica-se ao redor da base do obstáculo e assume a forma característica de uma ferradura (Fig. 1.1.b).

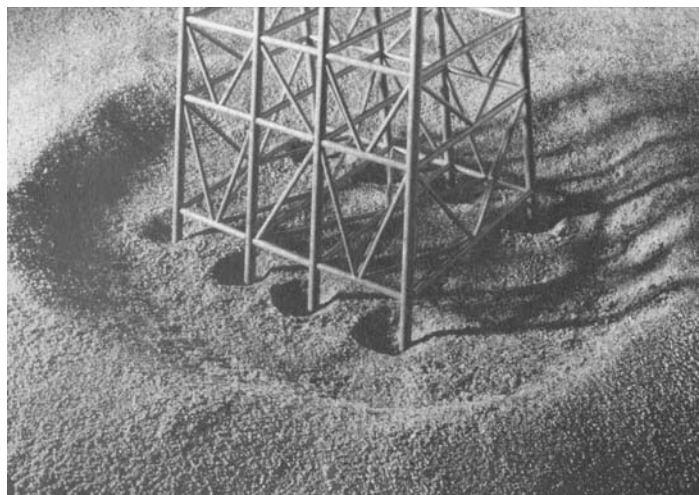


(a) Vista lateral de um vórtice ferradura. (b) Vista superior de outro vórtice ferradura.

Figura 1.1: Visualização do vórtice ferradura formado ao redor de um obstáculo ([www.eng.chula.ac.th](http://www.eng.chula.ac.th)).

A formação do vórtice ferradura e sua dinâmica são influenciadas pelas características da camada limite do escoamento de aproximação que o gerou, pela seção e altura do obstáculo e pela velocidade do escoamento.

Inúmeros são os exemplos nos quais podem ser encontrados este fenômeno: ao redor de uma plataforma fixa de petróleo em águas rasas (Fig. 1.2.a), na junção da asa de uma aeronave com a sua fuselagem, ao redor dos rebites das aeronaves, ao redor de postes como os de telegrafia (Fig. 1.2.b), nas turbomáquinas na junção das pás com o rotor, ao redor de uma planta (Fig. 1.2.c), ao redor das construções (prédios, por exemplo), ao redor de pilares de pontes, entre outros.



(a) Representação da erosão global e local ao redor de um modelo de plataforma fixa de petróleo (Whitehouse (1998)).



(b) Erosão local na neve ao redor de um poste (www.berksky.com).



(c) Erosão local na areia ao redor de uma planta (<http://ethesis.helsinki.fi>).

Figura 1.2: Erosão local ao redor das estruturas evidenciando a existência de vórtice ferradura.

A presença de pilares de ponte no leito de um rio, provoca mudanças nos padrões do escoamento nas regiões circunvizinhas aos pilares. Esta estrutura produz um aumento da velocidade do escoamento na vizinhança do pilar e, também, um aumento da intensidade de turbulência (WHITEHOUSE, 1998). Além da formação do vórtice ferradura a montante do pilar, forma-se a jusante dele a esteira de vórtices. A ação de ambas estruturas compõe o mecanismo que provoca a erosão local (DARGAHI, 1990) ao redor de pilares de pontes (Fig. 1.3). Embora a erosão local ocorra primeiro na região da esteira (DARGAHI, 1990), o elemento chave para o processo erosivo é o vórtice ferradura (SUMER; FREDSOE, 2002). Este vórtice pode erodir uma quantidade significativa de sedimentos, devido à amplificação das tensões de cisalhamento locais no fundo e à contração das linhas de corrente próximas ao pilar (GRAF; YULISTIYANTO, 1998).

Na Usina Hidrelétrica de Ilha Solteira, localizada no rio Paraná (divisa entre os estados

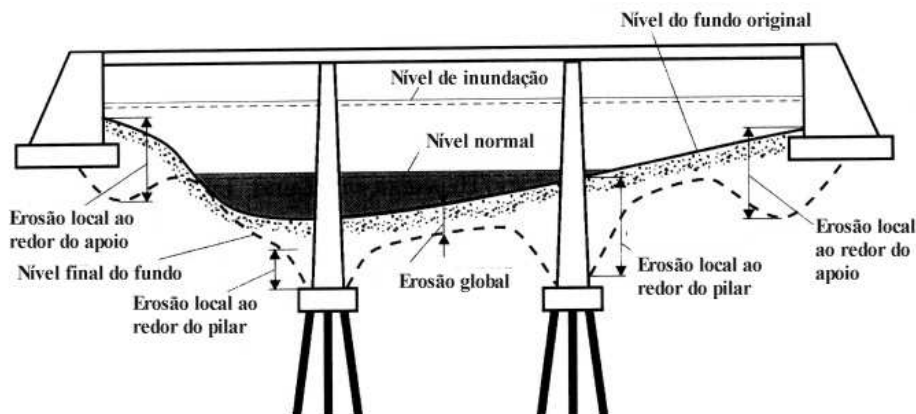
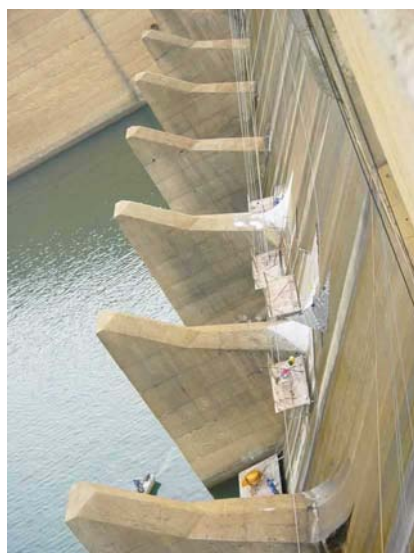


Figura 1.3: Tipos de erosão que podem ocorrer em pontes (Adaptado de Sumer e Fredsoe (2002)).

de São Paulo e Mato Grosso do Sul) os blocos dissipadores de energia construídos sobre o vertedouro da barragem (Fig. 1.4.a), induziam à formação do vórtice ferradura (Fig. 1.4.b), quando as comportas estavam abertas. O vórtice ferradura estava erodindo o concreto da superfície do vertente, na região de junção entre este e o dissipador. Na Figura 1.4.a, podem ser observadas as obras de reforço realizadas na estrutura.



(a) Blocos Dissipadores



(b) Vista do vertedor da Usina

Figura 1.4: Usina Hidrelétrica de Ilha Solteira: (a) Detalhe dos blocos dissipadores de energia (b) Imagem dos 18 blocos dissipadores de energia sobre o vertedor da usina. ([www.novomilenio.inf.br/real/ed122n.htm](http://www.novomilenio.inf.br/real/ed122n.htm)).

Muitos trabalhos foram desenvolvidos ao redor de obstáculos específicos, como: cilindros circulares (BAKER, 1979, 1980; BALLIO, 1995; DARGAHI, 1989; ECKERLE; AWAD, 1991; GRAF; YULISTIYANTO, 1998), asas de avião (PIERCE; SHIN, 1992) e

cilindros retangulares (LIN et al., 2003; SEAL et al., 1995, 1997), todos montados sobre uma placa plana. Apesar de existirem diversas pesquisas na literatura, ele ainda é um sistema que necessita ser extensivamente explorado por apresentar características complexas, tridimensionais e uma grande quantidade de variáveis que influenciam seu comportamento.

## 1.2 Objetivos

Em termos gerais, esta pesquisa propõe analisar o escoamento com a presença de um obstáculo cilíndrico circular vertical, fixado sobre um fundo plano, perpendicular à direção principal do escoamento. A região do escoamento estudada neste trabalho compreende a região a montante do obstáculo na junção do cilindro com o fundo plano.

Para realizar este trabalho, os dados experimentais foram adquiridos a partir de experimentos em túnel de vento no Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques (da Universidade de Poitiers, França), variando apenas o número de Reynolds, utilizando a técnica de PIV (Velocimetria por Imagem de Partícula) para a aquisição dos dados. As imagens resultantes foram pré-processadas após os experimentos. Para o pós-processamento, neste trabalho, foram desenvolvidos programas em linguagem Matlab.

Atendendo ao objetivo principal, este trabalho procura responder às seguintes questões:

- Há vórtice ferradura no escoamento a montante do cilindro para todos os números de Reynolds investigados?
- Caso o vórtice seja indentificado no escoamento, ele se classifica em qual regime proposto pela bibliografia?
- O ponto de mínima vorticidade instantânea coincide com a localização do núcleo do vórtice ferradura?
- Qual é a tendência da localização do núcleo do vórtice ferradura com o aumento no número de Reynolds? Esta tendência é a mesma das correlações experimentais propostas na literatura?
- Onde se concentram as maiores tensões de Reynolds no escoamento a montante do cilindro? Elas estão relacionadas com o vórtice ferradura?
- Para que número de Reynolds as grandezas do escoamento como: tensões de Reynolds, energia cinética média e intensidade de turbulência apresentam os maiores valores e

com maior dispersão espacial no escoamento?

- Existe relação entre a região com maior energia cinética média e a posição do núcleo do vórtice ferradura?
- Para quais números de Reynolds a distribuição da tensão de cisalhamento média sobre o fundo do túnel apresenta perfil semelhante ao descrito pela literatura?
- A posição do núcleo do vórtice ferradura coincide com a da mínima tensão de cisalhamento instantânea sobre o fundo do túnel?

Para alcançar o objetivo proposto, a região de junção entre o cilindro e o fundo foi investigada através da análise de campos médios e instantâneos das grandezas do escoamento.

O presente trabalho está dividido da seguinte forma:

- O capítulo 2 descreve alguns conceitos básicos necessários para o estudo do vórtice ferradura como: estruturas coerentes, desenvolvimento da camada limite sobre uma superfície e suas grandezas características.
- No capítulo 3 apresenta-se uma revisão de alguns trabalhos anteriores sobre o vórtice ferradura, suas classificações, bem como as análises dimensionais descritas na literatura.
- No capítulo 4 são apresentados: a descrição da técnica de medição PIV, aspectos da aquisição dos dados no túnel de vento e a metodologia empregada para o pós-processamento dos dados de PIV.
- No capítulo 5 são apresentados os resultados referentes a: posição do vórtice ferradura no escoamento, tensão de cisalhamento sobre a placa plana, tensões de Reynolds, intensidade de turbulência, energia cinética turbulenta e perfis de velocidade e vorticidade.
- No capítulo 6 são apresentadas as conclusões e as recomendações para trabalhos futuros.

## 2 *Conceitos Básicos*

Uma vasta gama de escoamentos encontrados na natureza e na vida cotidiana são turbulentos. A palavra turbulência lembra, de imediato, as viagens de avião conturbadas devido à trepidação do avião. Os escoamentos turbulentos podem ser encontrados em diversas escalas e em diversas situações práticas. A atmosfera dos planetas Júpiter e Saturno, a atmosfera solar, núcleo externo da Terra, magnetosfera externa da Terra, correntes atmosféricas e oceânicas, escoamento de um rio, são alguns dos exemplos de escoamentos turbulentos encontrados na natureza.

Os escoamentos turbulentos são caracterizados pela imprevisibilidade, pois pequenas mudanças de condições iniciais torna impossível a previsão determinística precisa de sua evolução. Nestes escoamentos, a propriedade de mistura é potencializada se comparada aos processos de difusão molecular.

### 2.1 **Estruturas coerentes e vorticidade**

Nos escoamentos turbulentos, podem ser identificadas estruturas conhecidas como coerentes. Elas apresentam alto grau de organização, com preservação de forma e imprevisibilidade.

Para que uma estrutura coerente seja classificada como vórtice coerente necessariamente as três condições abaixo devem existir (LESIEUR, 1997):

- exista vorticidade concentrada o suficiente para que as trajetórias das partículas do fluido possam girar ao redor;
- haja conservação das características de forma durante um tempo de existência maior do que o seu tempo de giro total, da ordem de  $\omega^{-1}$ ; e
- que as estruturas sejam imprevisíveis no sentido de que sua dinâmica possua alta sensibilidade às condições iniciais do escoamento, tornando impossível repetir o mesmo

experimento e adquirir os mesmos resultados.

Da primeira condição de existência de vórtices coerentes, observa-se que a existência do vórtice sempre está associada à existência de vorticidade. A vorticidade  $\vec{\omega}$  é uma grandeza vetorial definida por (LESIEUR, 1997):

$$\vec{\omega} = \nabla \times \vec{V}, \quad (2.1)$$

sendo,  $\nabla$  o operador nabla e  $\vec{V}$  o vetor velocidade de componentes (u,v,w). Ela representa o movimento de rotação, com ou sem deformação, de um elemento de fluido, gerado a partir do gradiente das componentes da velocidade sobre as faces do elemento de fluido. Sendo assim, a vorticidade é utilizada para descrever as características rotacionais do fluido.

Entretanto, a existência de vorticidade no escoamento nem sempre está associada a um vórtice. Por exemplo, em um escoamento próximo a uma placa plana, onde há gradiente de velocidade na camada limite, há vorticidade, todavia não necessariamente existe um vórtice na região.

O vórtice pode ser descrito como uma estrutura na qual os elementos de fluido que a compõem giram ao redor de um centro comum, podendo o mesmo ser simétrico ou assimétrico (Fig. 2.1). Conjuntamente ao movimento de rotação do elemento ao redor do eixo comum, ele também poderá transladar e/ou se deformar.

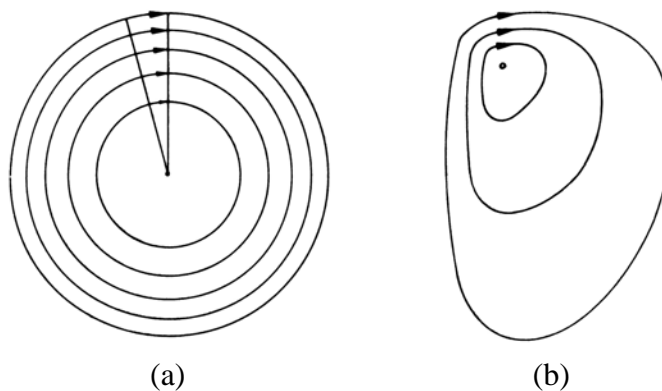


Figura 2.1: Trajetória de elementos fluidos em torno de um eixo comum: (a) Vórtice circular concêntrico; (b) Vórtice assimétrico (Lugt (1996)).

O vórtice pode ser classificado como plano ou espacial. Para ser considerado plano, os padrões das linhas das trajetórias dos elementos fluidos devem ser os mesmos em diferentes planos transversais ao eixo de rotação do vórtice. E para ser considerado espacial, os padrões são distintos nos diferentes planos transversais. Exemplos cotidianos de vórtices espaciais



podem ser encontrados na água que escoa de uma pia e nos ciclones na atmosfera como o furacão Catarina (Fig. 2.2).



Figura 2.2: Furacão Extratropical Catarina que em março de 2004 atingiu a região sul do Brasil (<http://rapidfire.sci.gsfc.nasa.gov>).

## 2.2 Escoamento ao Redor de Corpos Imersos

Escoamentos de fluido em torno de corpos imersos podem ser encontrados nas mais variadas situações cotidianas: o escoamento de ar ao redor de aviões e automóveis, o de água ao redor de submarinos e peixes. Em algumas situações os corpos não estão totalmente envolvidos pelo fluido, como é o caso de edifícios e casas, e são denominados submersos. Seja para corpos imersos ou submersos, a camada limite viscosa está livre para se expandir (MUNSON et al., 1997; WHITE, 2002).

Como em muitas situações reais a camada limite se desenvolve sobre superfícies longas e essencialmente planas (FOX; MCDONALD, 1998), como no presente trabalho, a abordagem sobre camada limite será realizada a partir do caso mais simples: sobre uma placa plana (Fig. 2.3).

### 2.2.1 Camada Limite

Na Figura 2.3 observa-se através de um esquema o escoamento de aproximação com velocidade média uniforme,  $U_\infty$ . Como o fluido é viscoso, ao encontrar a placa plana estacionária, o perfil de velocidades médias, que antes era uniforme, apresenta uma região com gradiente longitudinal e vertical de velocidade nas proximidades da placa. No perfil representado no ponto  $X1$ , a velocidade média longitudinal do escoamento varia de zero (ponto A) à velocidade média  $U_\infty$  (ponto B). No ponto A, a velocidade é nula devido à condição

de não-deslizamento, ou seja, o fluido em contato direto com a placa tem a mesma velocidade que ela. O perfil de velocidades médias apresenta um gradiente vertical do ponto  $A$  ao ponto  $B$  e, conseqüentemente, nesta região se desenvolvem tensões de cisalhamento no escoamento. A partir do ponto  $B$ , a velocidade média  $U_\infty$  permanece inalterada. Pode-se, desta maneira, dividir o escoamento em duas regiões distintas. A região adjacente à placa, onde as tensões de cisalhamento estão presentes e os efeitos da viscosidade não podem ser desprezados, é chamada de camada limite (alguns autores denominam região viscosa). A outra região, fora da camada limite, conhecida por região não viscosa, onde o gradiente de velocidades médias é nulo e a tensão de cisalhamento é muito menor (FOX; MCDONALD, 1998).

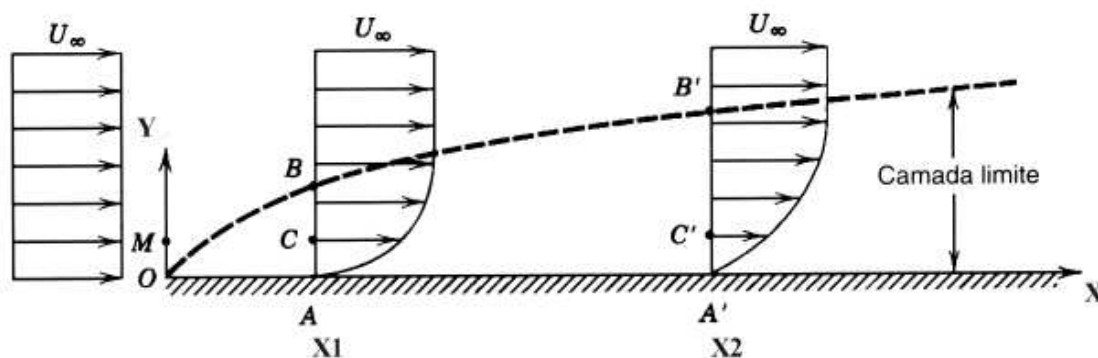


Figura 2.3: Escoamento viscoso, laminar e incompressível sobre uma placa plana semi-infinita (Fox e McDonald (1998)).

Na camada limite, tanto as forças viscosas quanto as de inércia são importantes. Como o número de Reynolds representa a razão entre ambas forças, ele é considerado um parâmetro significativo na caracterização dos escoamentos de camada limite. O número de Reynolds para a camada limite é definido por:

$$Re = \frac{U_\infty L}{\nu}, \quad (2.2)$$

sendo  $U_\infty$  uma velocidade característica;  $L$  um comprimento característico e  $\nu$  a viscosidade cinemática do fluido. Para o cálculo do número de Reynolds, o comprimento característico pode ser adotado como a distância, no sentido do escoamento principal, medida desde o bordo de ataque da placa ( $X$ ) ou alguma das espessuras que caracterizam a camada limite. Para efeito de notação, o subíndice que acompanha o número de Reynolds indica o comprimento característico utilizado. Em uma mesma posição  $X$ , quanto mais alto for o número de Reynolds  $Re_X$ , mais fina será a camada limite.

A camada limite desenvolvida sobre uma placa plana finita, representada na Figura 2.4, pode apresentar três regiões distintas. Uma próxima ao bordo de ataque, definida como camada limite laminar. Outra mais a jusante, definida por camada limite turbulenta, e a intermediária conhecida por camada limite de transição.

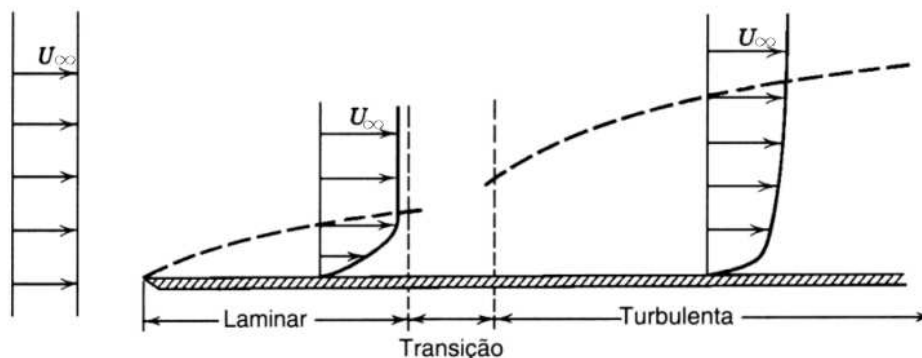


Figura 2.4: Representação esquemática da camada limite sobre uma placa plana (a espessura vertical está exagerada) (Fox e McDonald (1998)).

Dentre as espessuras que caracterizam a camada limite, uma delas é a própria espessura  $\delta$  da camada limite. Ela é definida como sendo igual à distância  $Y$  onde a componente horizontal da velocidade  $u$  é igual a  $99\%U_\infty$  (Fig. 2.5.a) (FOX; MCDONALD, 1998; MUNSON et al., 1997).

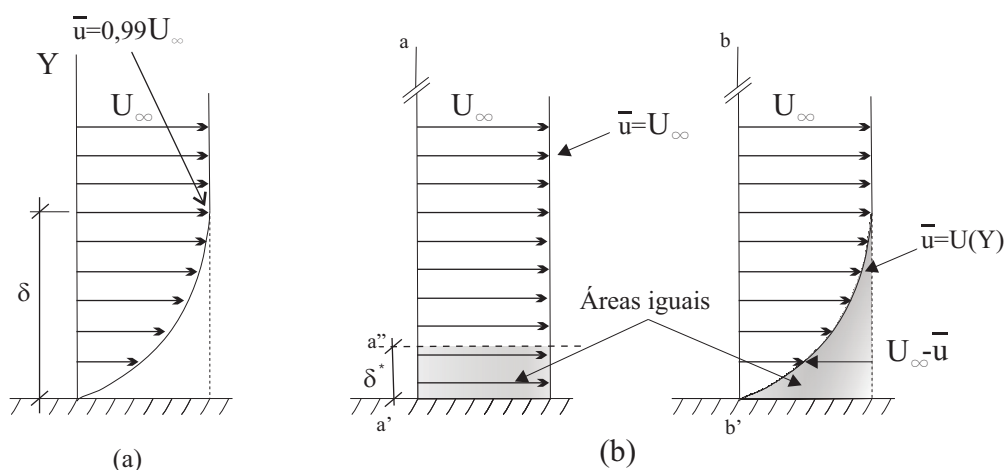


Figura 2.5: Espessuras da camada limite: (a) espessura normal  $\delta$  e (b) espessura de deslocamento  $\delta^*$ .

Juntamente com a espessura  $\delta$  da camada limite, outras duas espessuras podem ser utilizadas para caracterizá-la: a espessura de deslocamento da camada limite,  $\delta^*$  (Fig. 2.5.b) e a espessura da quantidade de movimento da camada limite,  $\theta$ .

A espessura  $\delta^*$  é a distância vertical à que deve ser deslocada a placa plana para que a vazão que passa pela seção aa", perfil uniforme de velocidade onde não há efeitos viscosos, seja igual à da seção bb', perfil de velocidade em escoamento viscoso (Fig. 2.5). Sendo assim, a espessura de deslocamento da camada limite ( $\delta^*$ ) pode ser expressa por:

$$\delta^* \approx \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{\bar{u}}{U_{\infty}}\right) dy. \quad (2.3)$$

Como a vazão na seção bb' é menor do que na seção aa', igualmente o fluxo da quantidade de movimento da camada limite também é menor na seção bb'. Este déficit de vazão pode ser representado através do fluxo da quantidade de movimento resultante de uma espessura  $\theta$  para uma camada de velocidade uniforme ( $U_{\infty}$ ). Sendo assim, a espessura da quantidade de movimento da camada limite,  $\theta$ , fica:

$$\theta \approx \int_0^{\delta} \frac{\bar{u}}{U_{\infty}} \left(1 - \frac{\bar{u}}{U_{\infty}}\right) dy. \quad (2.4)$$

Neste trabalho, os valores de  $\delta^*$  e  $\theta$  serão calculados a partir das Equações 2.3 e 2.4.

A razão entre a espessura de deslocamento ( $\delta^*$ ) e a quantidade de movimento ( $\theta$ ) define o fator de forma do perfil, dado por (WHITE, 2002):

$$H = \frac{\delta^*}{\theta}. \quad (2.5)$$

Como foi citado anteriormente, a camada limite sobre uma placa plana pode ser classificada segundo o tipo de escoamento que nela se desenvolve: regime laminar ou turbulento (Fig. 2.4). Entre os dois regimes observa-se um fenômeno denominado transição. Especificamente para camada limite laminar, Blasius (SCHLICHTING, 1979) propôs uma solução exata para o cálculo do perfil de velocidade adimensional  $u/U_{\infty}$ , função apenas de uma única variável adimensional,  $\eta$ , definida por:

$$\eta = y \sqrt{\frac{U_{\infty}}{\nu X}}. \quad (2.6)$$

Como o valor de  $u/U_{\infty}$  se aproxima de um apenas quando  $y$  se aproxima do  $\infty$ , utiliza-se comumente  $u = 0,99U_{\infty}$  para o cálculo da espessura da camada limite ( $\delta$ ). Através de cálculos realizados por Blasius, para esta velocidade o valor de  $\eta$  é aproximadamente 5,0 e a espessura  $\delta$  é definida por:

$$\delta = \frac{5,0X}{\sqrt{Re_X}} \quad (2.7)$$

Sendo assim, a espessura de deslocamento e de quantidade de movimento da camada limite laminar fica:

$$\delta^* = \frac{1,7208X}{\sqrt{Re_X}} \quad (2.8)$$

e

$$\theta = \frac{0,664X}{\sqrt{Re_X}}. \quad (2.9)$$

A camada limite laminar se torna turbulenta a partir de uma certa distância do bordo da placa, o que, conseqüentemente, modifica o perfil de velocidades (Fig. 2.4). As diferenças existentes entre perfis típicos de velocidade em diferentes regimes são melhor identificadas na Figura 2.6. Observa-se que o perfil de velocidade se torna mais achatado, à medida que a camada limite laminar se torna turbulenta.

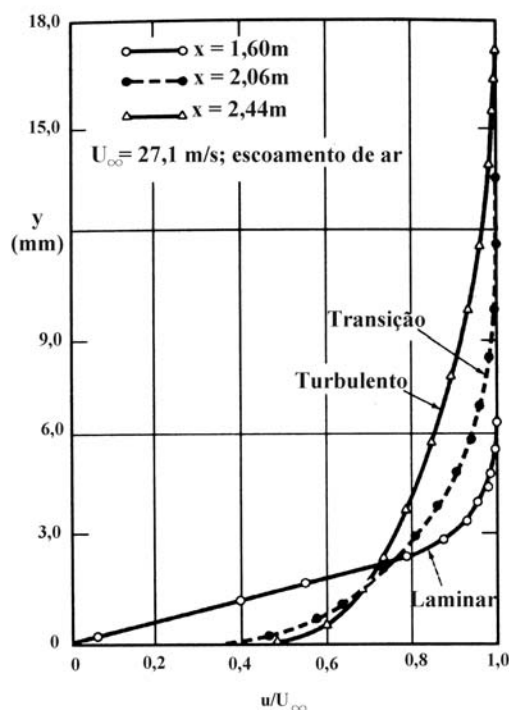


Figura 2.6: Perfis típicos de velocidade para os regimes laminar e turbulento do escoamento na camada limite sobre uma placa plana (Adaptado de Munson et al. (1997)).

Em escoamentos sobre placa plana não há definição de um número de Reynolds específico que determine o limite entre a camada limite laminar e a turbulenta, porque o número de Reynolds de transição ( $Re_{X,trans}$ ) depende da rugosidade da superfície da placa, da intensidade das perturbações existentes no escoamento externo à camada limite e do gradiente de pressão. Este valor de número de Reynolds de transição pode variar de  $5 \times 10^5$  a  $3 \times 10^6$  (WHITE, 2002) e a região de transição pode ser mais ou menos extensa (MUNSON et al., 1997).

Para escoamento de camada limite turbulenta sobre placa plana não existe uma formulação exata. A transição da camada limite laminar para turbulenta pode ocorrer para valores de  $Re_X > 2 \times 10^5$  e  $Re_X < 6 \times 10^5$  (SCHLICHTING, 1979).

### **2.2.2 Gradiente de Pressão na Camada Limite**

O desenvolvimento da camada limite sobre uma placa plana apresentado até o momento, pressupõe como condição que o gradiente de pressão é nulo ao longo de todo o escoamento, ou seja, o campo de pressão na camada limite é uniforme.

Ao inserirmos no escoamento um obstáculo perpendicular à placa plana, o campo de pressões na camada limite não será mais uniforme. O campo apresentará um gradiente de pressão adverso em consequência da desaceleração da velocidade do escoamento a montante do obstáculo. O gradiente de pressão atingirá tal valor que a camada limite se descolará e apresentará uma região de contrafluxo próxima à placa, conforme verifica-se na Figura 2.7.

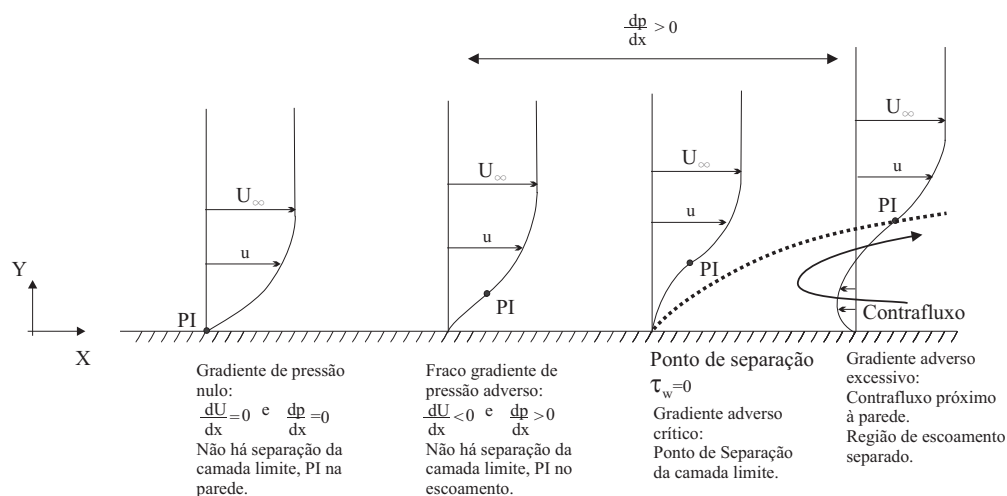


Figura 2.7: Escoamento de camada limite com gradiente de pressão adverso (a escala vertical foi exagerada (Fox e McDonald (1998))).

Para um cilindro circular de eixo perpendicular à direção longitudinal do escoamento (Fig. 2.8.a), a camada limite se desenvolve ao longo da superfície do corpo, do ponto A ao D, sendo que no ponto D, a camada limite se descola da superfície do cilindro. A camada limite ao redor do cilindro está submetida a um gradiente de pressão favorável seguida por uma pequena região de gradiente de pressão adverso antes da separação no ponto D. O escoamento separado, a jusante do obstáculo, é denominado esteira de vórtices.

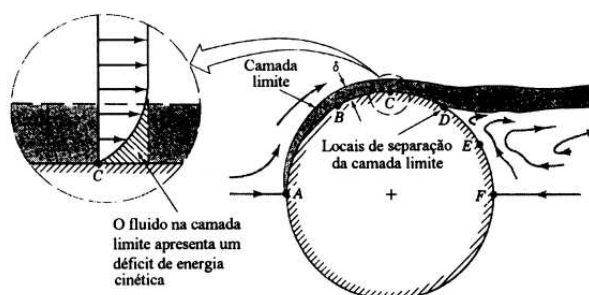


Figura 2.8: Camada limite desenvolvida sobre a superfície de um cilindro. (Adaptado de Munson et al. (1997)).

### 3 *Trabalhos Anteriores*

Este capítulo contém uma revisão dos trabalhos anteriormente publicados, objetivando esclarecer alguns aspectos de formação, classificação e comportamento do (sistema) vórtice ferradura existente a montante de um cilindro vertical fixo sobre uma placa plana.

Ao redor deste tipo de obstáculo, tem-se a formação de duas estruturas hidrodinâmicas: a esteira de vórtices a jusante do cilindro e o (sistema) vórtice ferradura na junção do cilindro com a placa a montante do mesmo, como pode ser observado na Figura 3.1.

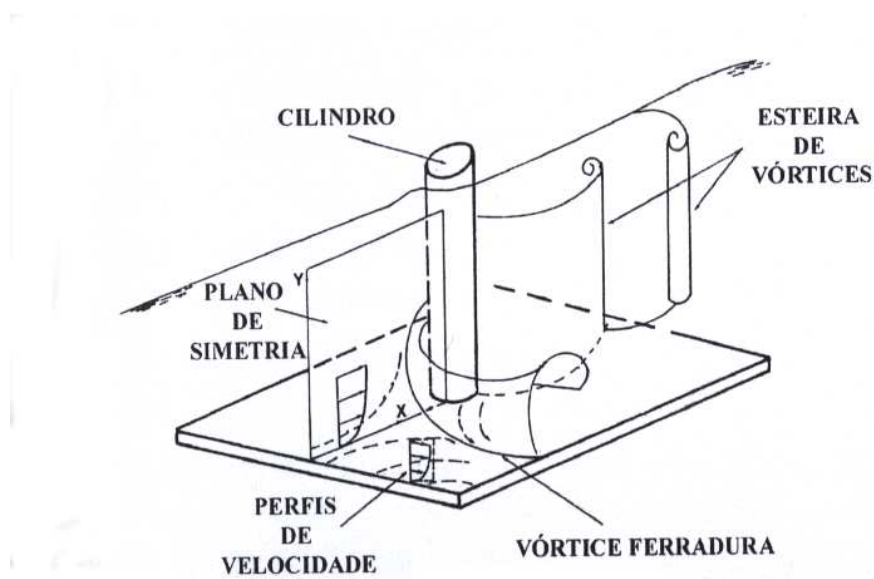


Figura 3.1: Regiões do escoamento próximo a um cilindro (Ferreira (2003)).

A esteira de vórtices é formada a partir do descolamento da camada limite sobre a superfície do cilindro, com conseqüente desprendimento de vórtices. A esteira pode ser classificada simplificada em regime laminar e em regime turbulento. Entre os dois regimes encontra-se o fenômeno de transição. A existência de regiões da esteira em regimes distintos e com a presença da transição entre o regime laminar e o turbulento também podem ser encontrados (ZDRAVKOVICH, 1997).

No caso do cilindro estar montado verticalmente sobre uma placa plana (Fig. 3.1), a es-



teira de vórtices é influenciada pela camada limite da placa, a partir de certo número de Reynolds, adquirindo um comportamento completamente tridimensional (DARGAHI, 1989).

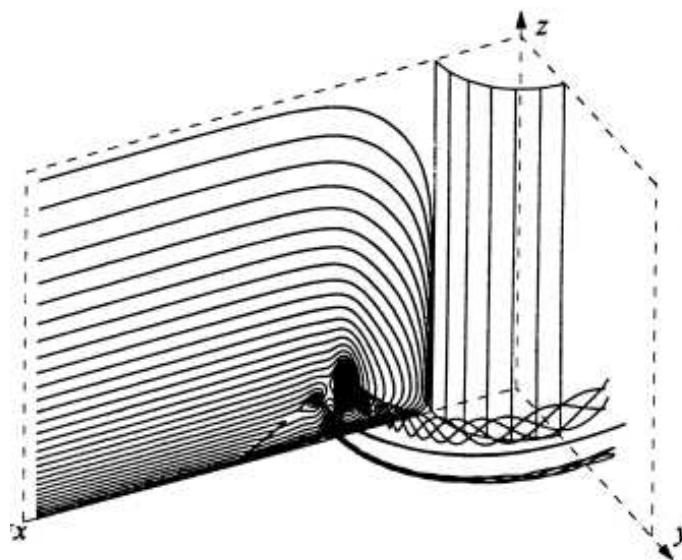
Por outro lado, o vórtice ferradura é formado a partir da separação tridimensional da camada limite desenvolvida sobre o fundo plano, quando a mesma se aproxima do cilindro adquirindo o formato tridimensional de uma ferradura.

### 3.1 Formação

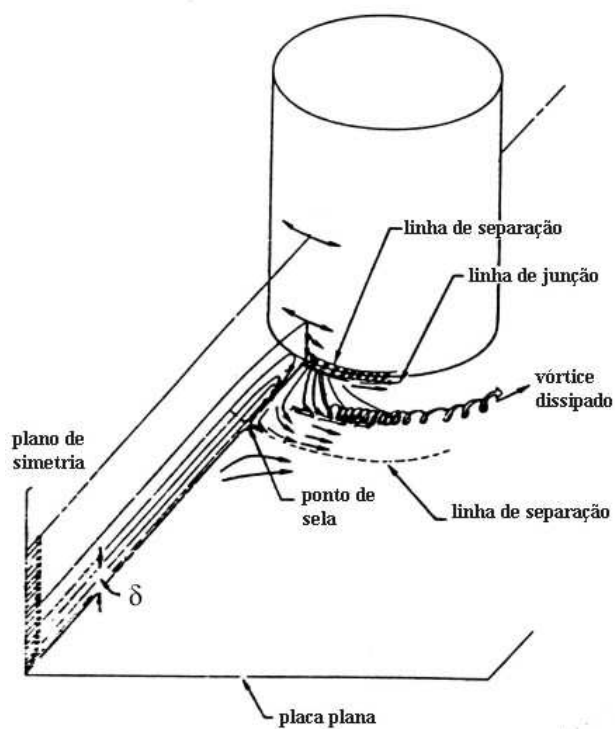
O vórtice ferradura pode ser classificado de uma maneira mais abrangente em dois tipos: vórtice ferradura laminar e vórtice ferradura turbulento. Esta classificação é dependente do regime da camada limite, que se aproxima do obstáculo, que o gerou. Sendo assim, se esta camada limite for laminar, o vórtice será classificado como laminar e se for turbulenta, o vórtice será classificado como turbulento (BAKER, 1979, 1980).

Estes dois tipos de vórtice apresentam comportamentos distintos ao longo do tempo. O vórtice ferradura em regime laminar começa a se formar no plano de simetria a montante do obstáculo (Fig. 3.2.a). Este plano, para alguns autores, é considerado o plano de origem do vórtice. Conseqüentemente, muitas pesquisas se restringiram apenas a estudos bidimensionais neste plano (BAKER, 1979, 1980, 1985, 1991; BALLIO et al., 1998; LIN et al., 2003; SEAL et al., 1995, 1997). Apesar de alguns trabalhos para o vórtice ferradura turbulento terem sido realizados no plano de simetria a montante do obstáculo (BAKER, 1980), medições de Eckerle e Awad (1991) mostraram que o vórtice ferradura não chega a se formar no plano de simetria para  $Re_D > 6,62 \times 10^4$  ou para  $(Re_D)^{1/3}(D/\delta^*) > 1000$ . Nestes casos, eles definiram como padrão o vórtice representado na Figura 3.2.b, na qual observa-se que a sua formação se dá a partir dos planos adjacentes ao de simetria. Em contrapartida, para valores de  $(Re_D)^{1/3}(D/\delta^*) < 1000$  foi encontrado vórtice no plano de simetria.

Consideremos o caso da formação do vórtice ferradura a partir do plano de simetria a montante de um obstáculo. Conforme a camada limite desenvolvida sobre uma placa plana, se aproxima de um cilindro vertical, é criado um gradiente de pressão na região de junção do cilindro com o fundo. Forma-se uma região de baixa pressão no escoamento próximo ao fundo e uma de alta pressão no escoamento acima. Esta diferença de pressão conduz o escoamento de cima para baixo na face a montante do cilindro (WHITEHOUSE, 1998). Quando este fluxo descendente encontra o fundo como barreira, ele se dirigirá de jusante para montante (ou contrafluxo). Ao se defrontar com o escoamento da camada limite de aproximação, será forçado a retomar o mesmo sentido do escoamento principal. Como continuamente o



(a)



(b)

Figura 3.2: Sistema vórtice ferradura: (a) resultados computacionais de Ballio et al. (1998); (b) padrão do escoamento medido por Eckerle e Awad (1991).

contrafluxo é alimentado pelo fluxo descendente, há concentração de vorticidade no local e o fluido começa a girar nesta região.

Da interação deste vórtice com a superfície da placa plana (fundo) pode ser gerada uma região com concentração de vorticidade com sinal oposto ao do primeiro vórtice (DOLIGALSKI et al., 1994). O conjunto de vórtices ou sistema assim formado, é arrastado para jusante pelo escoamento, ao mesmo tempo em que ele se enrola ao redor do cilindro, adquirindo o formato tridimensional de uma ferradura (Figs. 1.1 e 3.3) (WHITEHOUSE, 1998).

A linha que delimita o vórtice ferradura tridimensional, ou seja, a região de separação da camada limite está representada pela linha tracejada S na Figura 3.3.

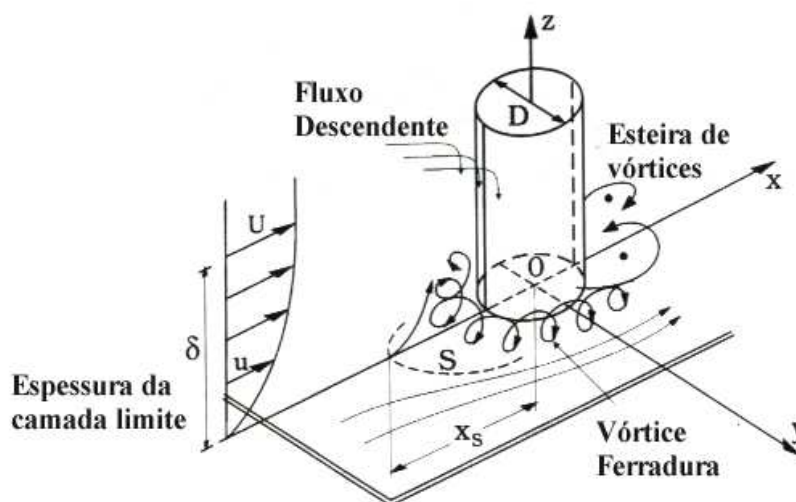


Figura 3.3: Vórtice ferradura. S: linha de separação associada com a camada limite do fluxo de aproximação (Sumer e Fredsoe (2002)).

## 3.2 Vórtice ferradura laminar e vórtice ferradura turbulento

O vórtice ferradura pode ser classificado em laminar ou turbulento. O vórtice ferradura laminar, formado a montante de um obstáculo cilíndrico circular, pode ser subdividido em três tipos (BAKER, 1979):

1. Sistema de vórtice ferradura permanente, com dois, quatro ou seis vórtices, onde o número dos vórtices aumenta conforme aumenta o  $Re_D$ ;
2. Sistema de vórtice ferradura que exhibe um movimento oscilatório regular;

3. Sistema de vórtice ferradura o qual exibe um comportamento irregular não permanente.

Esta classificação refere-se ao sistema de vórtice ferradura, pois ele é composto por mais de um vórtice, correspondendo a um conjunto de vórtices ferradura.

Na Figura 3.4 estão representados os padrões de linhas de corrente para baixos números de Reynolds com dois, quatro ou seis vórtices permanentes.

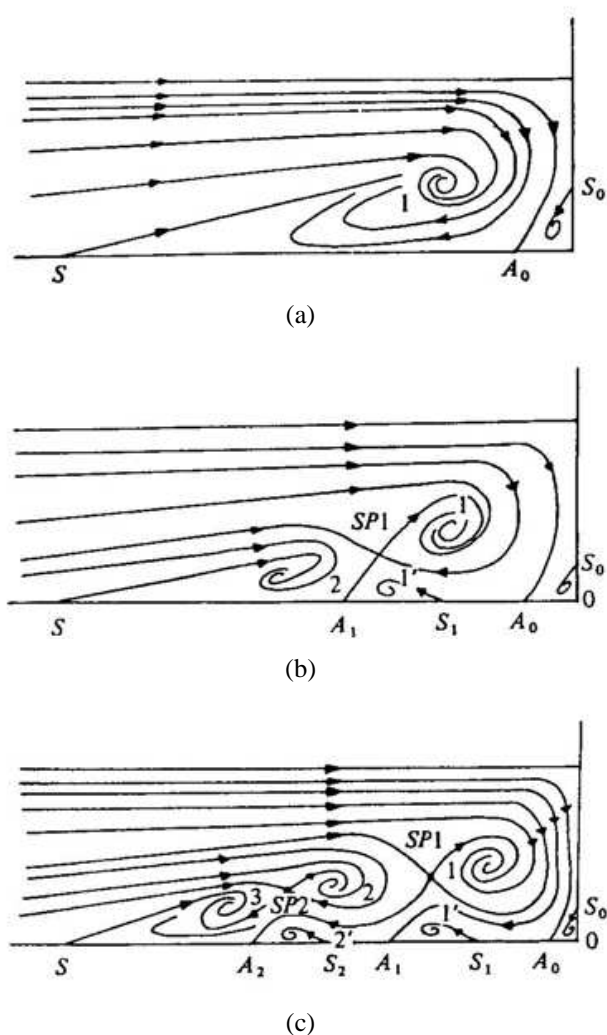


Figura 3.4: Padrão de linha de corrente no plano de simetria do cilindro: (a) sistema com dois vórtices; (b) sistema com quatro vórtices; (c) sistema com seis vórtices. S, ponto de separação; A, ponto de junção; SP, ponto de estagnação (Baker (1979)).

A quantidade de vórtices do sistema vórtice ferradura laminar presentes no escoamento a montante de um obstáculo, irá variar conforme a variação do número de  $Re_D$ . A Figura 3.5 mostra os resultados dos experimentos de Baker (1979) a respeito da variação da quantidade de vórtices. Observa-se que para  $Re_D$  suficientemente altos e  $D/\delta^* > 10$ , o sistema vórtice

ferradura laminar torna-se não permanente e começa a oscilar (ZDRAVKOVICH, 2003). Baker (1979) estudou o movimento oscilatório regular do sistema vórtice ferradura laminar. A Figura 3.6, indica a variação da posição dos três vórtices de rotação horária (vórtices 1, 2 e 3, Fig. 3.4.c) em 14 instantes de tempo analisados. Os vórtices 2 e 3 oscilam dependendo da influência do movimento do vórtice 1 (vórtice primário) sobre eles (BAKER, 1979).

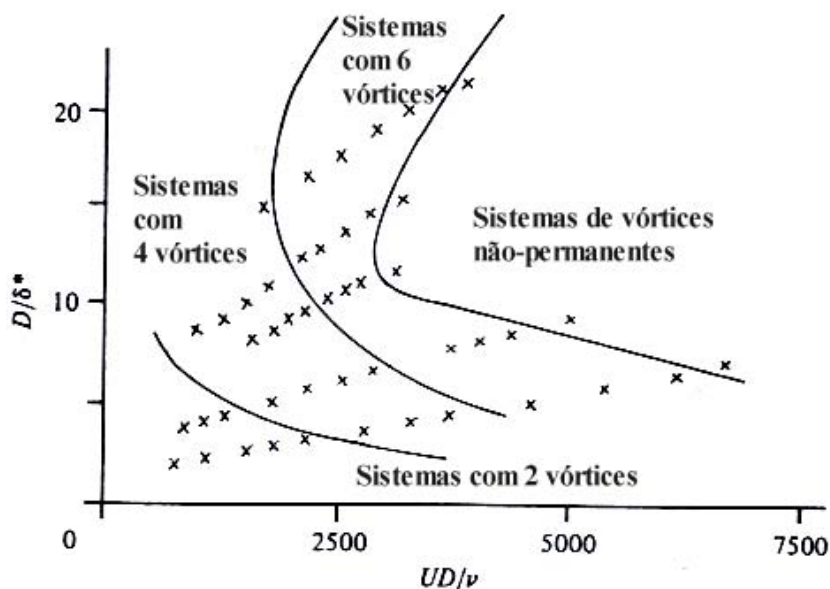


Figura 3.5: Variação no número de vórtices (x indica a posição das observações experimentais no plano  $Re_D$ ,  $D/\delta^*$  e  $D/l = 2, 40$ . Sendo  $l$  a altura do obstáculo e  $U$  a velocidade do escoamento livre (Adaptado de Baker (1979)).

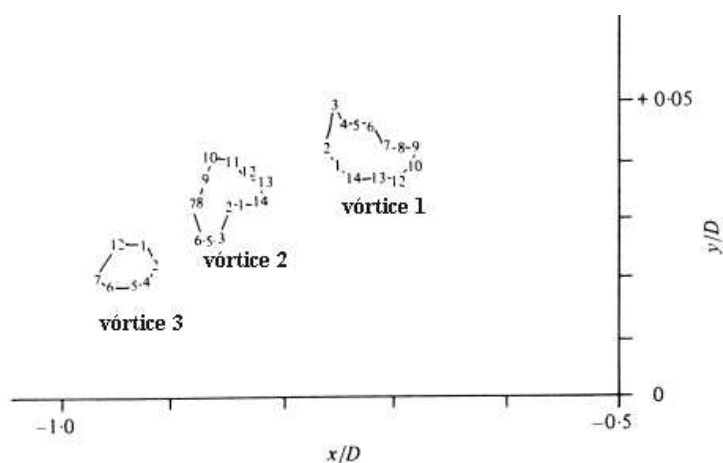


Figura 3.6: Variação da posição dos vórtices de rotação horária, instantes analisados de 1 a 14, para  $Re_D = 5200$ ,  $D/\delta^* = 23,2$  e  $D/l = 2,0$  (Adaptado de Baker (1979)).

Outras pesquisas apresentam uma subdivisão mais detalhada do comportamento do vórtice ferradura laminar e de transição em cinco regimes (SEAL et al., 1995, 1997):

1. Permanente ("Steady");

2. Oscilatório ("Oscillation");
3. Amalgamento ("Amalgation");
4. Separação ("Breakway");
5. Transição ("Transition").

O comportamento permanente descrito acima é o mesmo apresentado por Baker (1979). Neste, o número de vórtices aumenta conforme o número de Reynolds cresce. O regime oscilatório, também estudado por Baker (1979), é aquele em que os vórtices oscilam periodicamente, sendo que sua frequência aumenta conforme o crescimento do número de Reynolds (SEAL et al., 1995, 1997).

O regime de amalgamento ocorre quando o vórtice se funde ao adjacente e de mesmo sentido de rotação, formando desta maneira um novo vórtice. A fusão ocorre em eventos periódicos sendo que a sua frequência de ocorrência aumenta conforme o aumento do número de Reynolds (SEAL et al., 1995, 1997).

Nas Figuras 3.7 pode ser observado o sistema vórtice ferradura em regime de separação ("Breakway"). O vórtice primário provém da organização da vorticidade na camada limite do escoamento de aproximação (Fig. 3.7,  $t = 0, 0s$ ). Este vórtice, quanto mais fortalecido, transporta-se para jusante, aglomerando ainda mais vorticidade da camada limite (Fig. 3.7,  $t = 0$  a  $3s$ ). Simultaneamente, da interação do vórtice com a superfície da placa, é gerada uma região com vorticidade de sinal oposto e adjacente ao vórtice, a montante do vórtice primário. Esta região de vorticidade positiva aumenta, tornando-se forte o suficiente para adentrar a camada limite ao mesmo tempo em que o vórtice primário cresce (Fig. 3.7,  $t = 0$  a  $3s$ ). A região de vorticidade positiva efetivamente separa o vórtice primário da sua região de formação (Fig. 3.7,  $t = 5$  e  $6s$ ). O vórtice acelera de tal maneira que translada em direção ao obstáculo, onde finalmente se funde (amalga) ao vórtice mais próximo ao cilindro (vórtice de canto).

Não há uma descrição mais detalhada na literatura sobre o (sistema) vórtice ferradura na transição entre os regimes laminar e turbulento.

Para o sistema de vórtice ferradura turbulento, Baker (1980), através de visualização de escoamento de óleo, observou a existência de quatro vórtices, para os seguintes limites:  $4 \times 10^3 < Re_D < 9 \times 10^4$  e  $4 < D/\delta^* < 30$ . Experimentos de Hunt et al. (1978) confirmaram a existência de quatro vórtices, com dois pares de vórtices contra-rotativos (PIERCE;

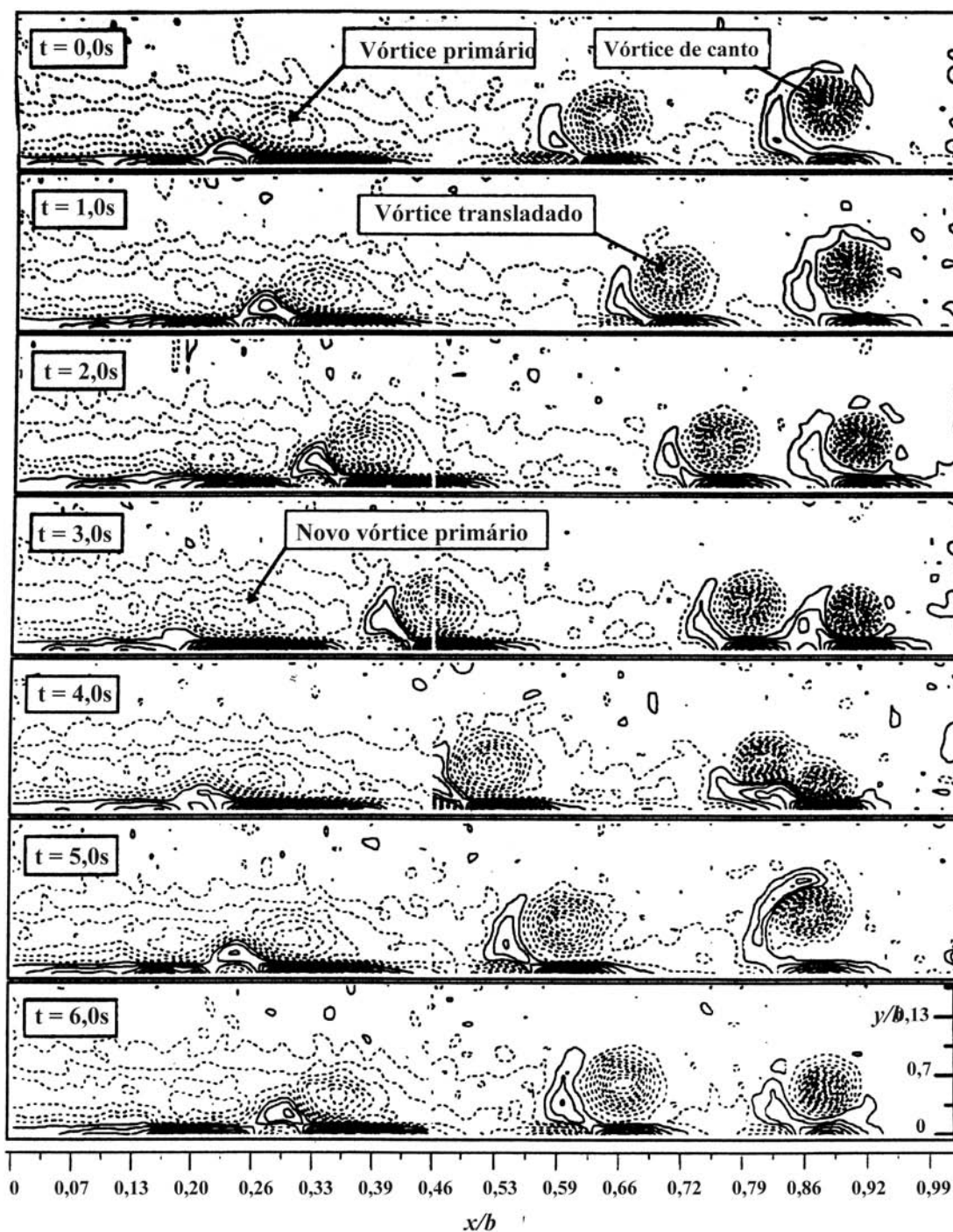


Figura 3.7: Sequência do regime de separação ("Breakway"). Contornos de vorticidade: as linhas tracejadas indicam vorticidade negativa e linhas contínuas indicam vorticidade positiva. Sendo  $b$  a espessura do corpo rombudo retangular. Intervalos do contornos de  $\pm 1$  a  $\pm 33 s^{-1}$ .  $Re_x = 3 \times 10^4$  e  $Re_{\delta^*} = 2,98 \times 10^2$ . Sentido do escoamento da esquerda para a direita e o corpo rombudo localiza-se à direita do escoamento (Adaptado de Seal et al. (1997)).

SHIN, 1992). Entretanto, as pesquisas de Eckerle e Langston (1987) e de Pierce et al. (1987) demonstraram que o modelo de quatro vórtices indicado por Baker (1980) não é o mais apropriado para o caso de vórtice ferradura turbulento. Eckerle e Awad (1991) afirmaram que a camada limite no experimento de Baker (1980) não era completamente turbulenta, porque o fator de forma  $H$  (Eq. 2.5) era de 1,75. Nos experimentos de Eckerle e Awad (1991), o fator de forma variou de 1,34 a 1,42. Estes últimos são mais próximos do fator de forma turbulento para camada limite desenvolvida sobre placa plana ( $H < 1,30$  segundo White (2002)) do que o utilizado por Baker (1980).

O sistema vórtice ferradura turbulento, segundo Seal et al. (1997), apresenta comportamento permanente, apresentando variação aleatória na sua posição e tamanho.

Quando a espessura da camada limite turbulenta de aproximação é relativamente fina, o escoamento livre no plano de simetria a montante do cilindro, não forma uma região de recirculação, estagnando na junção do cilindro com o fundo antes da reversão (Fig. 3.2.b). Em plano próximo e paralelo ao de simetria, o escoamento se enrola formando o vórtice. Sendo assim, para que o escoamento reverso forme o vórtice no plano de simetria, a camada limite deverá ser mais espessa e a quantidade de movimento do escoamento livre deverá ser menor.

Experimentos de Eckerle e Awad (1991), em túnel de vento, indicaram que, para valores de  $(Re_D)^{1/3}(D/\delta^*)$  maiores que  $10^3$ , nenhum vórtice foi criado no plano de simetria a montante do cilindro, sendo que  $U_\infty$  variou de 3,5 a 22 m/s;  $H$  de 1,34 a 1,42 e  $(Re_D)^{1/3}(D/\delta^*)$  de  $9,6 \times 10^2$  a  $2,05 \times 10^3$ . Conseqüentemente, dois tipos de separação da camada limite turbulenta foram identificadas: se  $U_\infty$  for alto, o vórtice pode nem se formar no plano de simetria a montante do cilindro, e para baixos valores de  $U_\infty$  o escoamento apresenta um único vórtice. Este único vórtice é pequeno e encontra-se na junção do cilindro com o fundo (ECKERLE; AWAD, 1991). Este vórtice, individual e dominante, apresenta caráter caótico, comparativamente ao vórtice laminar (DOLIGALSKI et al., 1994).

Segundo Seal et al. (1993), em geral, o vórtice ferradura turbulento também induz a geração de um vórtice secundário (VS na Fig. 3.8.a e 3.8.b), com vorticidade de sinal oposto. Com o tempo, este vórtice, localizado próximo à superfície e adjacente ao vórtice que o gerou, é comprimido e ejetado da superfície (Fig. 3.8.c). Este vórtice ejetado se restabelece em uma região acima da anterior e ainda adjacente ao vórtice dominante (Fig. 3.8.d) (DOLIGALSKI et al., 1994).



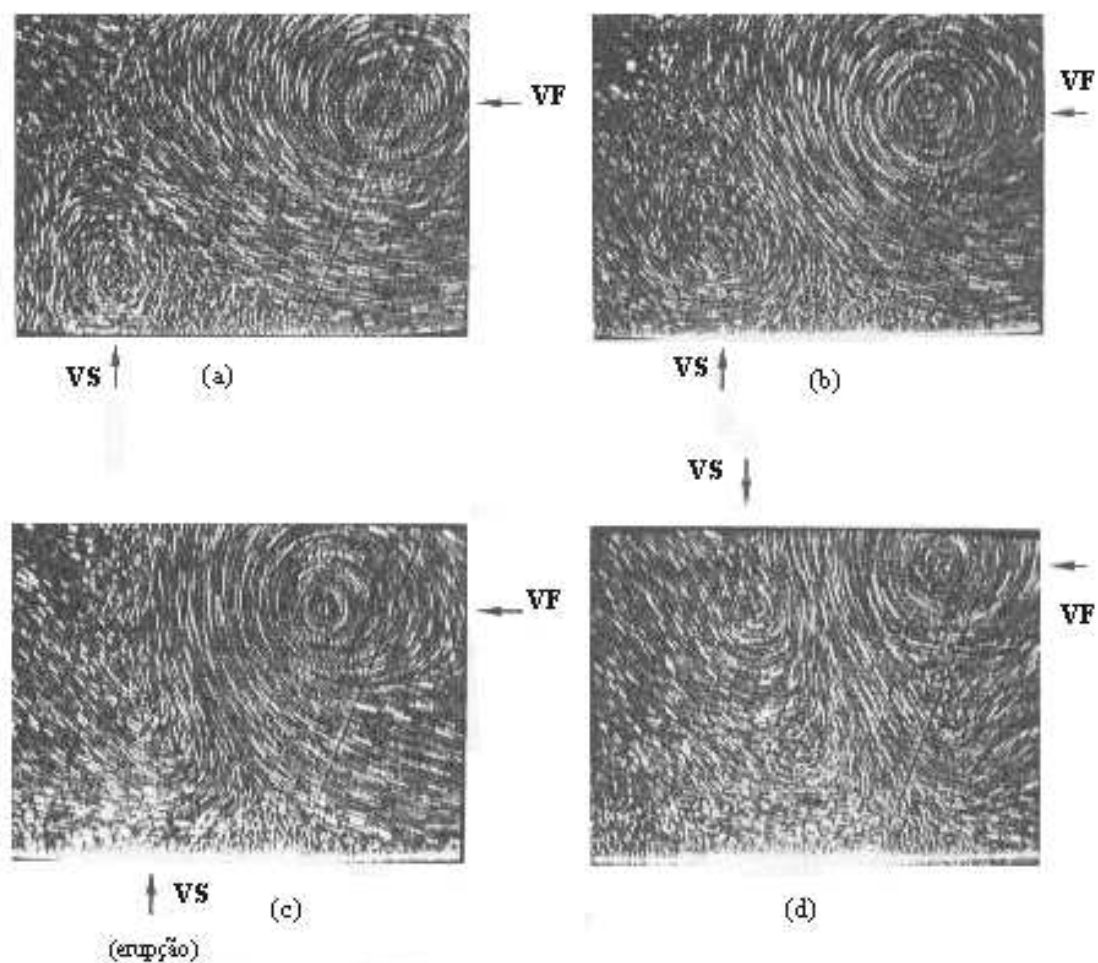


Figura 3.8: Seqüência de quatro imagens de partículas do escoamento na junção de um corpo retangular com o fundo plano, demonstrando a interação do vórtice ferradura turbulento  $VF$  com o vórtice secundário  $VS$  para  $Re_\theta = 700$ . Direção do escoamento: da esquerda para a direita, com o corpo retangular à direita da imagem. As imagens foram adquiridas a cada 0,25s. (Adaptado de Doligalski et al. (1994)).

Apesar da contradição existente entre os padrões do vórtice ferradura turbulento publicadas por Baker (1980) e por Eckerle e Awad (1991), Baker (1980) mostrou, através de fotos de curta e longa exposição do escoamento a montante de um cilindro, que os turbilhões presentes na foto de curta duração não podem ser observados na de longa duração. Utilizando visualização de fumaça em túnel de vento, pôde detectar, através de fotografia de curta exposição, que estas estruturas inclinavam-se  $40^\circ$  com relação ao fundo do túnel (Estrutura A na Fig. 3.9). As estruturas mais próximas do obstáculo aumentavam seu ângulo de inclinação para  $90^\circ$  (Estrutura B na Fig. 3.9). Estas estruturas se assemelham com o formato de um grampo de cabelo, sendo elas comumente chamadas de vórtices "hairpin". Todavia, estes vórtices não foram identificados quando a visualização empregada foi por fotografia com longa exposição. Este tipo de exposição mostrou apenas a posição média do vórtice ferradura no plano de simetria, conforme ilustrado na Figura 3.10 (BAKER, 1980).

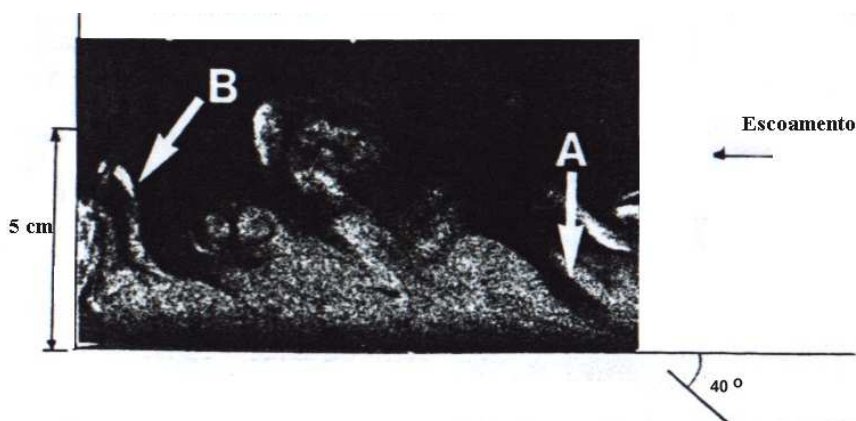


Figura 3.9: Foto de curta exposição do escoamento turbulento com fumaça:  $Re_D = 7,65 \times 10^3$ ,  $D/\delta^* = 7$ ,  $H = 1,75$ . "A" indica o vórtice "hairpin" com ângulo de inclinação de  $40^\circ$  e "B" indica o vórtice "hairpin" com ângulo de inclinação de  $90^\circ$  (Adaptado de Baker (1980)).

Os detalhes do vórtice ferradura turbulento não podem ser identificados a partir de padrões médios, porque estes não representam o escoamento instantâneo não permanente (SIMPSON, 2001). Doligalski et al. (1994) perceberam que a interação do vórtice secundário ejetado pelo vórtice principal dominante (Fig. 3.8) não é revelado a partir de medidas médias.

Apesar das dificuldades encontradas no estudo do vórtice ferradura turbulento, ele ainda é um caso interessante de estudar, pois é o mais freqüente encontrado na prática (SUMER; FREDSOE, 2002).

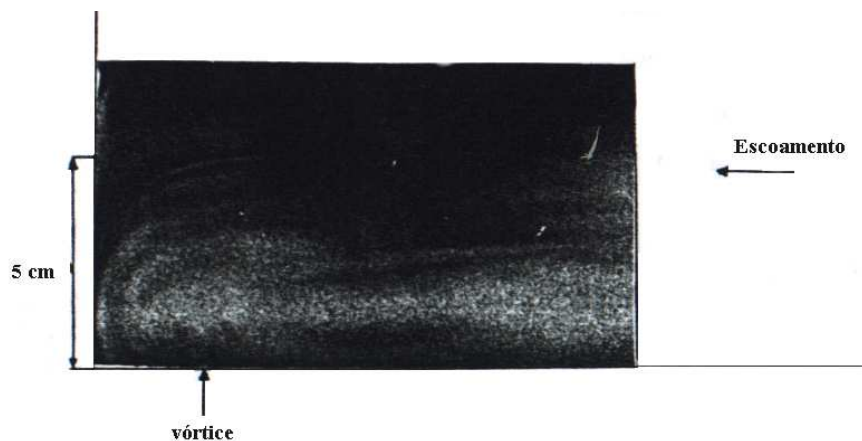


Figura 3.10: Foto de longa exposição do escoamento turbulento com fumaça:  $Re_D = 7,65 \times 10^3$ ,  $D/\delta^* = 7$ ,  $H = 1,75$  (Adaptado de Baker (1980)).

### 3.3 Parâmetros do Escoamento

Parâmetros adimensionais são expressões resultantes do agrupamento das variáveis que envolvem o problema em questão e que são capazes de caracterizar situações particulares. Eles facilitam a apresentação de dados experimentais, de soluções analíticas ou os resultados de modelos computacionais de maneira compacta.

Os parâmetros podem ser encontrados a partir do método da análise dimensional ou pela adimensionalização das equações básicas da mecânica dos fluidos (WHITE, 2002).

Em suas pesquisas, Baker (1979, 1980) realizou análises dimensionais para determinar os parâmetros a serem considerados no estudo do vórtice ferradura.

Para o caso de separação de camada limite laminar, o sistema vórtice ferradura pode ser caracterizado em sistema vórtice ferradura permanente (com 2, 4 ou 6 vórtices), no plano de simetria, por (BAKER, 1979):

$$\frac{x_v}{D} = F(Re_D, \frac{D}{\delta^*}, \frac{l}{D}, H). \quad (3.1)$$

sendo  $x_v$  a distância do centro do obstáculo ao núcleo do vórtice no plano de simetria (Fig. 3.11);  $D$  o diâmetro do cilindro;  $\delta^*$  a espessura de deslocamento da camada limite;  $F$  a relação funcional entre as variáveis;  $Re_D$  o número de Reynolds baseado no diâmetro do cilindro;  $l$  a altura do obstáculo e  $H$  o fator de forma da camada limite.

Quando o estudo do vórtice ferradura utiliza apenas um obstáculo de geometria fixa, com altura muito maior do que o seu diâmetro ( $l/D > 3,0$ ) e com fator de forma da camada limite

( $H$ ) variando pouco, de tal maneira que sua variação não afete os valores de  $x_v$ , a expressão 3.1 pode ser reescrita por:

$$\frac{x_v}{D} = F(Re_D, \frac{D}{\delta^*}). \quad (3.2)$$

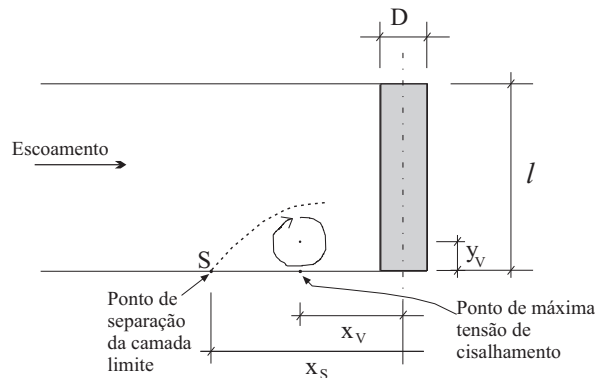


Figura 3.11: Plano de simetria vertical a montante do cilindro. Distâncias características do vórtice ferradura:  $x_s$ ,  $x_v$  e  $y_v$ .

O mesmo raciocínio se aplica para a distância  $x_s$ , no plano de simetria, do centro do obstáculo ao ponto de separação da camada limite (Fig. 3.11) e para o número de Strouhal  $St$ , os quais também caracterizam o vórtice ferradura laminar, e são expressos respectivamente por (BAKER, 1979):

$$\frac{x_s}{D} = F(Re_D, \frac{D}{\delta^*}), \quad (3.3)$$

$$St = F(Re_D, \frac{D}{\delta^*}), \quad (3.4)$$

As distâncias  $x_s$  e  $x_v$  correspondem, respectivamente, à posição do ponto de separação primário (Ponto S) e ao ponto de máxima tensão de cisalhamento sob o vórtice principal (Fig. 3.11) (BAKER, 1985).

O número de Strouhal é outro parâmetro adimensional do escoamento que, juntamente com o número de Reynolds, caracteriza os escoamentos oscilatórios (WHITE, 2002). Ele é definido pela expressão:

$$St = \frac{fL}{U}, \quad (3.5)$$

sendo  $f$  a frequência de desprendimento de vórtices,  $U$  a velocidade característica e  $L$  um comprimento característico.

Já para o caso de separação de camada limite turbulenta, o sistema vórtice ferradura pode ser caracterizado pelas Equações 3.2 e 3.3 (BAKER, 1980) com as mesmas hipóteses consideradas no caso de vórtice ferradura laminar. Entretanto, o número de Strouhal não é apresentado pelo autor como um valor que caracterize o vórtice ferradura turbulento. Mas Devenport e Simpson (1990) notaram que o vórtice ferradura turbulento apresenta uma baixa frequência de oscilação.

Para a caracterização do (sistema) vórtice ferradura, seja laminar, de transição ou turbulento, o parâmetro  $Re_{\delta^*}$  (número de Reynolds baseado na espessura de deslocamento da camada limite) é indicado por Ballio et al. (1998) como o mais adequado, comparativamente ao  $Re_D$  (número de Reynolds baseado no diâmetro do cilindro), pois o primeiro se relaciona com as características da camada limite do escoamento de aproximação, enquanto o segundo tem principal domínio sobre a esteira de vórtices a jusante do cilindro, sendo a esteira fracamente correlacionada com os padrões de escoamento a montante do obstáculo.

A análise dimensional apresentada nos parágrafos anteriores considera como hipótese que a geometria do obstáculo é fixa. Quando a geometria varia (altura e/ou seção) ela pode influenciar as variáveis adimensionais ( $x_s/D$  e  $x_v/D$ ) que caracterizam o vórtice ferradura, tanto no regime laminar quanto no turbulento.

### 3.3.1 Distância horizontal do centro do obstáculo ao ponto de separação ( $x_s$ )

A distância  $x_s$  representa o comprimento do centro do obstáculo à linha de separação, ponto S na Figura 3.11, no plano vertical de simetria. Algumas correlações experimentais em função do número de Reynolds foram determinadas por pesquisadores, visando encontrar um padrão de comportamento do valor de  $x_s/b$ , sendo  $b$  a espessura do obstáculo. Para o caso do sistema vórtice ferradura laminar, Baker (1985) propôs a seguinte correlação:

$$\frac{x_s}{b} = 0,5 + 0,338 \left( \frac{\delta^*}{b} Re_{\delta^*} \right)^{0,48} \begin{cases} Re_{\delta^*} = 210 \\ 0,045 \leq \delta^*/b \leq 0,17, \end{cases} \quad (3.6)$$

e Belik (1973)

$$\frac{x_s}{b} = 0,5 + 35,5(Re_b)^{-0,424} \left\{ 1,2 \times 10^3 \leq Re_b \leq 4,7 \times 10^3 \right. \quad (3.7)$$

sendo  $Re_b$  o número de Reynolds baseado na espessura do obstáculo.

Igualmente, para o caso do sistema vórtice ferradura turbulento, correlações experimentais foram propostas por Baker (1985), Belik (1973) e Monti (1994). Baker (1985), apud Ballio et al. (1998), propôs as seguintes expressões:

$$\frac{x_s}{b} = 0,5 + 0,46Re_{\delta^*}^{0,033} \left\{ Re_{\delta^*} = 1,5 \times 10^3 \leq Re_{\delta^*} \leq \times 10^4, \quad (3.8)$$

$$\frac{x_s}{b} = 0,5 + 15,6Re_{\delta^*}^{-0,35} \left\{ 1 \times 10^4 \leq Re_{\delta^*} \leq 1,8 \times 10^4. \quad (3.9)$$

e

$$\frac{x_s}{b} - 0,5 = \tanh\left(3\frac{h}{b}\right) \left(\frac{x_s}{b} - 0,5\right)_{\frac{h}{b} \rightarrow \infty} \left\{ 0,03 \leq h/b \leq 2,5. \quad (3.10)$$

Na Equação 3.8, o coeficiente 0,46, originalmente era 0,373, na equação do autor Baker (1985). Ballio et al. (1998) alteraram para 0,46 porque com o valor 0,373, a equação não ajustava aos valores experimentais do trabalho de Baker (1985).

Através da Equação 3.8 observa-se a tendência de aumento dos valores de  $x_s/b$  para  $Re_{\delta^*} < 10^4$ . Esta tendência se inverte através da Equação 3.9 para  $Re_{\delta^*} > 10^4$  (Baker (1985) apud Ballio et al. (1998)).

Belik (1973) apresentou as seguintes correlações para o vórtice ferradura turbulento:

$$\frac{x_s}{b} = 0,5 + 0,57(2 \times 10^{-5}Re_{\delta})^{0,19} \left\{ \begin{array}{l} 1,4 \times 10^4 \leq Re_{\delta} \leq 1,3 \times 10^5 \\ 3,6 \times 10^4 \leq Re_b \leq 2,2 \times 10^5 \end{array} \right. \quad (3.11)$$

e

$$\frac{x_s}{b} = 0,5 + (0,516 + 0,111 \times 10^{-5}Re_b)(2 \times 10^{-5}Re_{\delta})^{0,19} \left\{ \begin{array}{l} 1,4 \times 10^4 \leq Re_{\delta} \leq 1,3 \times 10^5 \\ 3,6 \times 10^4 \leq Re_b \leq 2,2 \times 10^5. \end{array} \right. \quad (3.12)$$

E, finalmente, Monti (1994) apud Ballio et al. (1998) apresentaram:

$$\frac{x_s}{b} = 0,48 - 6,35 \times 10^{-6} Re_b + 0,005 Re_b^{0,5} \left\{ 1 \times 10^4 \leq Re_b \leq 1 \times 10^5. \quad (3.13) \right.$$

Ballio et al. (1998) agruparam seus resultados e os de trabalhos anteriores (Fig. 3.12), mostrando que a transição entre o sistema de vórtice ferradura laminar para turbulento ocorre na faixa de  $4 \times 10^2 < Re_{\delta^*} < 10^3$ . O vórtice ferradura turbulento é representado pelos limites de  $10^3 < Re_{\delta^*} < 10^7$ . Observa-se na mesma figura, que os dados estão dispersos na faixa de valores correspondentes ao vórtice ferradura laminar.

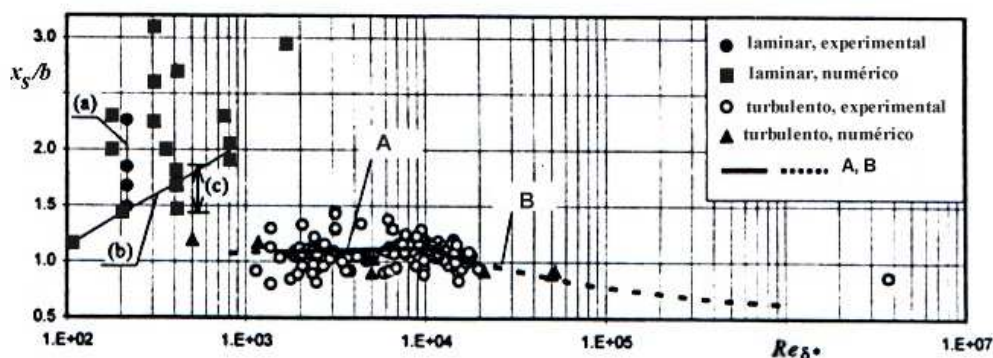


Figura 3.12: Variação de  $x_s/b$  com  $Re_{\delta^*}$ , escoamentos laminar e turbulento,  $h/b > 0,6$ . As linhas A (Eq. 3.8) e B (Eq. 3.9) estão tracejadas fora dos limites de validade das fórmulas. Sendo: (a) Peake e Galway (1992),  $Re_{\delta^*} = 217$ ,  $0,047 \leq \delta^*/b \leq 0,17$ ; (b) Ballio,  $107 \leq Re_{\delta^*} \leq 815$ ,  $\delta^*/b = 0,094$ ; (c) Ballio,  $Re_{\delta^*} = 409$ ,  $0,037 \leq \delta^*/b \leq 0,3$ . (Adaptado de Ballio et al. (1998))

Na tentativa de observar uma tendência da variação de  $x_s/b$ , alguns valores foram plotados em função de  $\delta^*/b$  (Fig. 3.13). Pode-se observar uma correlação positiva de  $x_s/b$  em relação a  $\delta^*/b$  das linhas contínua e tracejada (Eq. 3.6) e dos dados de Peake e Galway (1992). No entanto, os dados encontrados através de simulação numérica por Ballio et al. (1998) apresentam um fraco crescimento, comparativamente aos demais.

Quanto menor a distância  $x_s$  menor será o tamanho do vórtice ferradura pois menor é a espessura da camada limite ( $\delta$ ) do escoamento de aproximação (Fig. 3.14). Para valores de  $\delta$  muito pequenos, é possível que não haja a formação do vórtice ferradura (SUMER; FREDSON, 2002).

Todavia, para o caso do vórtice ferradura turbulento, na Figura 3.12, com  $Re_{\delta^*}$  entre  $10^3$  e  $2 \times 10^4$ , observa-se que não há nenhuma relação de dependência de  $x_s/b$  com  $Re_{\delta^*}$ .

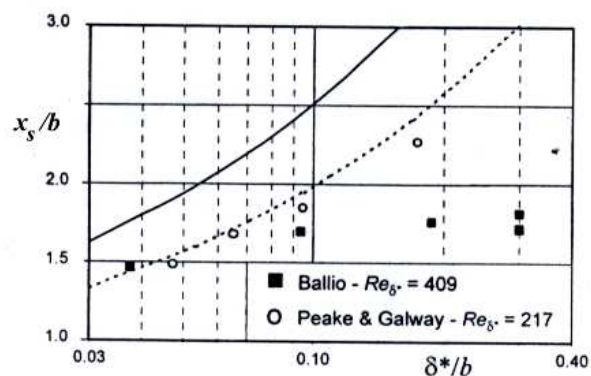


Figura 3.13: Influência de  $\delta^*/b$  sobre  $x_s/b$ , escoamento laminar; comparação com a Eq.(3.6): linha tracejada -  $Re_{\delta^*} = 217$  e linha sólida -  $Re_{\delta^*} = 409$  (Dados coletados por Ballio et al. (1998) de outros autores).

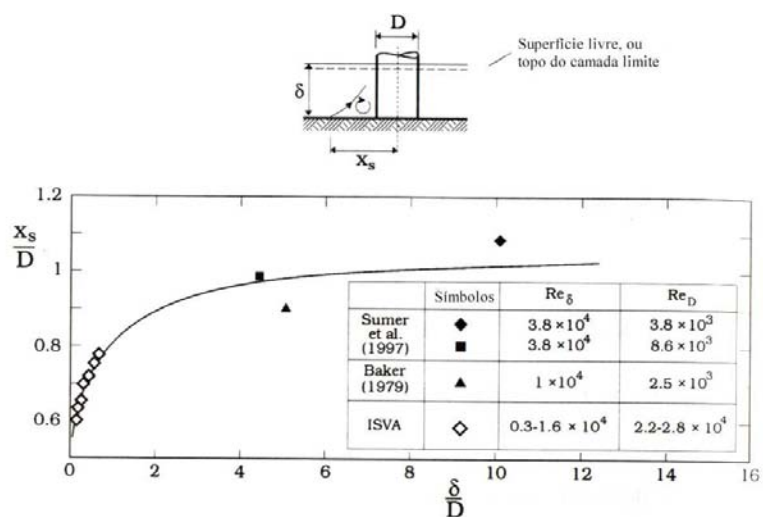


Figura 3.14: Distância de separação como função de  $\delta/D$  (Adaptado de Sumer e Fredsoe (2002)).



Dargahi (1989) verificou que para  $Re_D$  de  $8,4 \times 10^3$  a  $4,6 \times 10^5$  (ou  $Re_{\delta^*} = 6,6 \times 10^3$  a  $6,5 \times 10^4$ ), o valor de  $x_s$  decresce de  $x/D = -0,73$  a  $-0,93$ , ou seja, a distância  $x_s$  aumenta em relação ao centro do cilindro. Especificamente para  $Re_D$  de  $3,9 \times 10^4$ , a posição da linha de separação primária oscila em torno de uma localização média de  $x/D$  de  $-0,83$  ao longo do plano de simetria. Para o mesmo  $Re_D$ , Belik (1973) e Meville (1975) encontraram valores de  $-0,72$  e  $-0,85$  (DARGAHI, 1989).

A altura do obstáculo, tanto para camada limite laminar quanto para turbulenta, é desprezível para obstáculos totalmente submersos quando a razão entre a altura e a espessura do obstáculo é maior do que 1 ( $h/b > 1$ ). E para valores menores do que 1, há um decréscimo no valor de  $x_s$  (Fig. 3.15) (BALLIO et al., 1998). Isto se deve ao fato de que quanto menor é a altura do obstáculo, menor será o gradiente de pressão adverso criado por ele e, conseqüentemente, menor será o tamanho do vórtice ferradura (SUMER; FREDSOE, 2002).

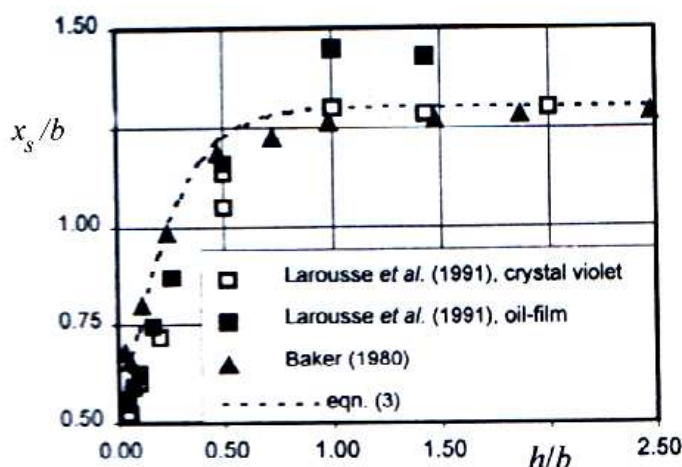


Figura 3.15: Variação do  $x_s/b$  com  $h/b$ , para escoamentos turbulentos e obstáculos submersos.  $[x_s/b]_{h/b \rightarrow \infty} = 1,3$  na Eq. (3.10). Larousse et al. (1991): prisma,  $Re_{\delta^*} = 3,1 \times 10^3$ ,  $0,0052 \leq \delta^*/b \leq 0,25$ ; Baker (1980): cilindro,  $Re_{\delta^*} = 9,5 \times 10^3$ ,  $\delta^*/b = 0,066$  (Dados coletados por Ballio et al. (1998) de outros autores).

Quanto maior a seção transversal do obstáculo que se opõe ao escoamento, maior será o gradiente de pressão adverso criado por ele e por sua vez maior será a distância  $x_s/b$ . Ballio et al. (1998) procurou encontrar alguma influência da seção transversal do obstáculo sobre o valor de  $x_s/b$  a inúmeros números de Reynolds (Fig. 3.16). Observa-se na mesma figura que para aerofólios em  $Re_D = 10^4$ ,  $x_s/b$  varia de 0,9 a 1,0 para  $7 \times 10^4 \leq Re_{\delta^*} \leq 6 \times 10^4$ . Para as demais seções, não está claramente identificada a influência da seção do obstáculo sobre a distância  $x_s/b$ .

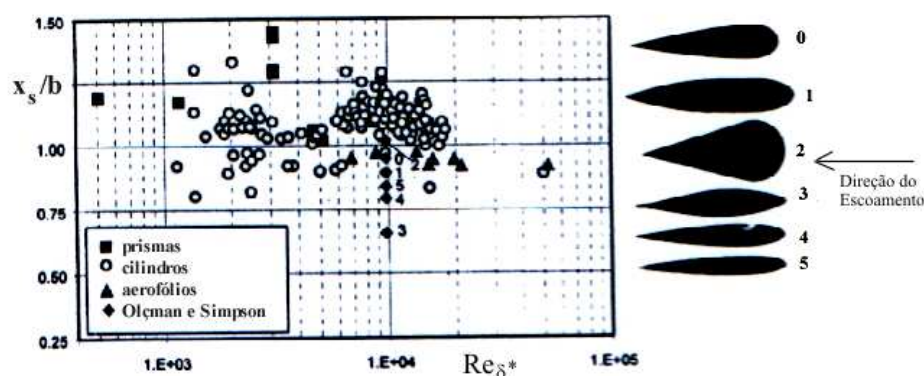


Figura 3.16: Influência da forma da seção do obstáculo sobre  $x_s/b$  (Dados coletados por Ballio et al. (1998) de outros autores).

### 3.3.2 Distância horizontal do centro do obstáculo ao centro do vórtice ferradura $x_v$

A distância  $x_v$  representa o comprimento do centro do obstáculo ao núcleo do vórtice ferradura no plano vertical de simetria. Esta posição também corresponde à localização da máxima tensão de cisalhamento no fundo (BAKER, 1985) (Fig. 3.11).

Para determinar a localização do ponto de máxima tensão de cisalhamento (distância  $x_v$ ) Baker (1979, 1980, 1985) e Dargahi (1989) utilizaram a distribuição da pressão (coeficiente de pressão) na linha de simetria a montante de um cilindro. No primeiro trabalho, a posição do valor mínimo de pressão correspondia, aproximadamente, à posição do núcleo do vórtice principal  $x_v$ . O trabalho de Dargahi (1989) não continha apenas um valor mínimo de pressão, mas um platô, o qual correspondia às posições do núcleo do vórtice principal e do vórtice adjacente.

Um caso curioso foi reportado por Eckerle e Awad (1991) utilizando visualização do escoamento, campo de vetores velocidade próximos ao fundo e a distribuição da pressão no plano de simetria. Os autores verificaram que, para o (sistema) vórtice ferradura turbulento, a localização da pressão mínima local não correspondia ao núcleo do vórtice principal. Também observaram que o valor da pressão mínima local, para o (sistema) vórtice ferradura turbulento, estava associado com o encontro dos escoamentos reverso do vórtice e o de aproximação (distância  $x_v$ ).

Algumas correlações experimentais foram propostas por vários pesquisadores, visando determinar um padrão no comportamento do valor de  $x_v/b$ . Para o caso do sistema vórtice ferradura laminar, Baker (1985) propôs a seguinte correlação:

$$\frac{x_v}{b} = 0,5 + 0,013(Re_{\delta^*})^{0,67} \begin{cases} 90 \leq Re_{\delta^*} \leq 300, \\ 0,03 \leq \delta^*/b \leq 0,09, \end{cases} \quad (3.14)$$

e Ballio et al. (1998) propuseram uma correção de coeficientes da Equação (3.14) para o seguinte limite:

$$\frac{x_v}{b} = 0,5 + 0,038(Re_{\delta^*})^{0,45} \begin{cases} 90 \leq Re_{\delta^*} \leq 800. \end{cases} \quad (3.15)$$

Na tentativa de caracterizar o comportamento de  $x_v$  em função do número de Reynolds para o sistema vórtice ferradura turbulento, Baker (1985) desenvolveu a seguinte expressão a partir de dados experimentais:

$$\frac{x_v}{b} = 0,5 + 0,10Re_{\delta^*}^{0,10} \begin{cases} 1 \times 10^3 \leq Re_{\delta^*} \leq 1 \times 10^4. \end{cases} \quad (3.16)$$

Ballio et al. (1998) agruparam vários dados experimentais e numéricos disponíveis na literatura (Fig. 3.17), e identificaram a transição entre os sistemas vórtice ferradura laminar e turbulento, para  $Re_{\delta^*}$  entre  $3 \times 10^2$  e  $5 \times 10^2$ .

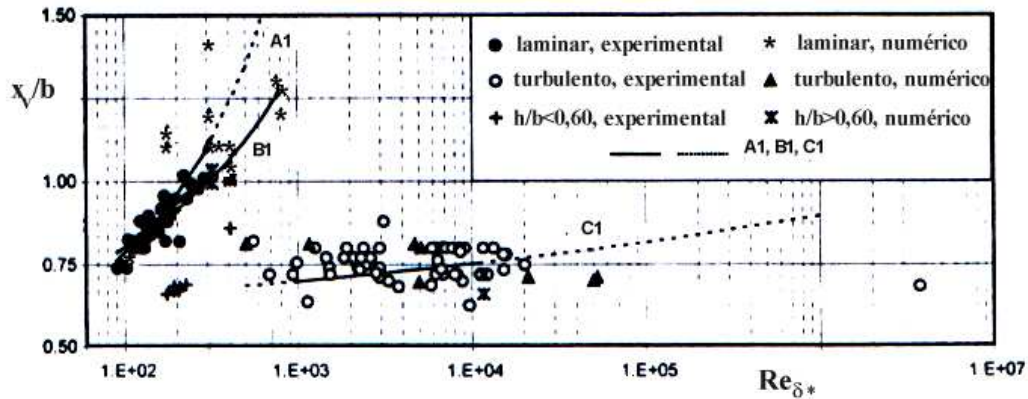


Figura 3.17: Variação de  $x_v/b$  com  $Re_{\delta^*}$ , para camada limite laminar e turbulenta. As linhas  $A_1$  (Eq. 3.14) e  $C_1$  (Eq. 3.16) estão tracejadas fora dos limites das fórmulas. A linha  $B_1$  (Eq. 3.15) é a correção da Equação 3.14 sugerida por Ballio et al. (1998) com correção dos coeficientes (Adaptado de Ballio et al. (1998)).

A correlação entre a posição do núcleo do vórtice ( $x_v$ ) em relação a  $Re_{\delta^*}$ , para vórtice ferradura laminar é maior do que foi observado para a posição do ponto de separação primário ( $x_s$ ) (Fig. 3.12).

Baker (1979) correlacionou  $D/\delta^*$  com o número de Reynolds ( $Re_D$ ), para vórtice ferra-

dura laminar, usando  $x_v/D$  como parâmetro (Fig. 3.18). A posição  $x_v/D$  foi determinada a partir da localização do valor de mínima pressão a montante do cilindro na linha de simetria do obstáculo. Para tanto, foram realizados vários ensaios com um cilindro de diâmetro constante variando a velocidade do escoamento e a posição do cilindro relativa a quatro tomadas de pressão fixas no fundo do túnel. As distâncias  $x_v/D$ , correspondentes à pressão mínima, foram plotadas na Figura 3.18, onde as linhas tracejadas correspondem à localização das pressões mínimas observadas na mesma tomada de pressão. Por sua vez, as linhas contínuas são linhas de interpolação dos valores experimentais.

Pode-se observar na Figura 3.18 que, para um valor fixo de  $D/\delta^*$ , conforme o número de Reynolds ( $Re_D$ ) diminui o valor de  $x_v/D$  também diminui, sendo assim, menor será o tamanho do vórtice ferradura (SUMER; FREDSOE, 2002). Em contrapartida, para um determinado valor de  $Re_D$  fixo, conforme o valor de  $D/\delta^*$  aumenta, o valor de  $x_v/D$  diminui e conseqüentemente menor será o tamanho do vórtice ferradura.

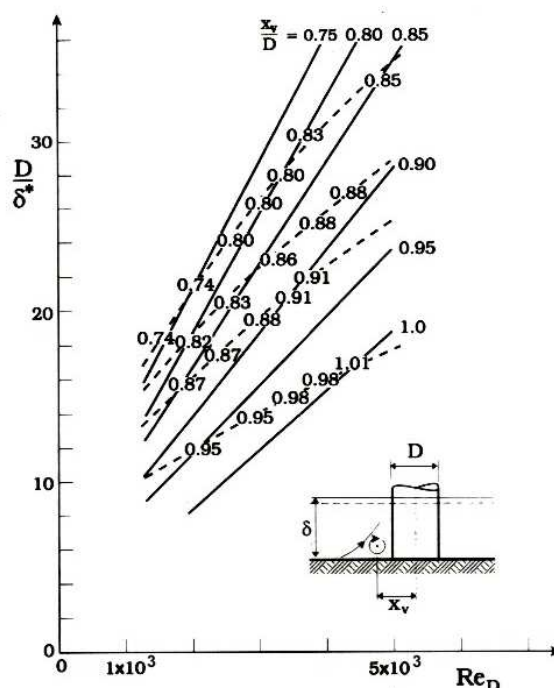


Figura 3.18: Distância  $x_v$  como função de  $Re_D$  e  $D/\delta^*$  (Baker (1979)).

Para o caso do sistema de vórtice ferradura turbulento, Baker (1980) correlacionou  $D/\delta^*$  com  $Re_D$  usando  $x_v/D$  como parâmetro (Fig. 3.19). Os dados de  $x_v$  não apresentam muita precisão pois foram obtidos com o valor mínimo da pressão. Durante os ensaios, uma haste de  $4mm^2$  de área transversal, horizontal e perpendicular à direção principal do escoamento, foi colocada a montante do cilindro na saída do convergente do túnel, para perturbar a camada limite de aproximação. O cilindro, por sua vez, foi fixado a duas distâncias diferentes da

haste: a 3,7m (longa extensão) e a 1,6m (curta extensão). Quando o cilindro estava sobre o fundo falso, a haste foi substituída por uma haste cilíndrica de 1mm de diâmetro, e ele foi posicionado a 0,5m da haste. Observa-se, a partir da Figura 3.19, que para casos diferentes o valor de  $x_v/D$  varia de 0,75 a 0,80. Baker (1980) concluiu que a distância  $x_v/D$  (em módulo) diminui à medida que  $D/\delta^*$  aumenta.

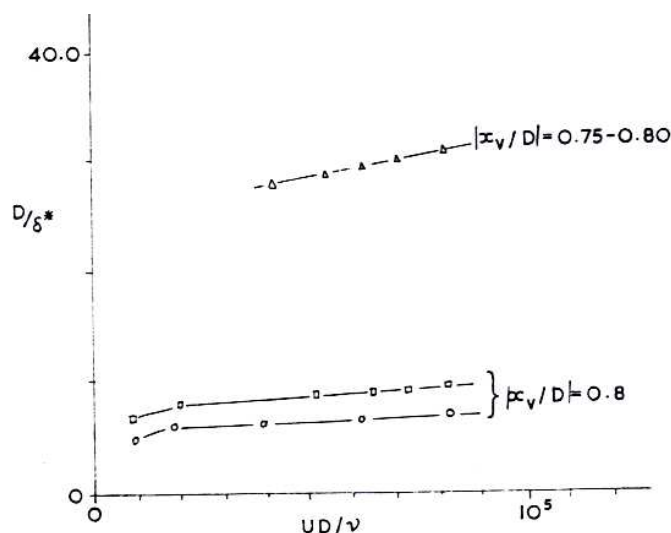


Figura 3.19: Variação da posição do vórtice ferradura turbulento formado a montante de um obstáculo cilíndrico, sendo:  $\Delta$ , curta extensão e  $\circ$ , longa extensão utilizando a haste de  $4mm^2$ ;  $\square$ , fundo falso utilizando a haste de 1mm de diâmetro Baker (1980).

Kubo e Takezawa (1988) sugerem valores quase constantes de  $x_v/b$  ( $x_v/b = -0,65$  para  $Re_b$  variando de  $5 \times 10^3$  a  $3,5 \times 10^5$ ). Cálculos de Lai e Makomaski (1989) mostraram que para um cubo, o valor de  $x_v/b = 0,80$  para  $Re_{\delta^*}$  variando de  $5 \times 10^2$  a  $3,5 \times 10^3$  (BALLIO et al., 1998).

A altura do também influencia a distância  $x_v$ . Para o sistema de vórtice ferradura laminar, o efeito da geometria do obstáculo é análogo ao representado na Figura 3.15, na qual  $x_v/b$  decresce com a redução da altura do obstáculo ( $h/b < 1$ ). Para  $h/b$  maior do que 1, a distância  $x_v/b$  tende a um valor constante. Para  $Re_{\delta^*} = 409$  e  $\delta^*/b = 0,094$ , o valor de  $x_v/b$  tende a 1,70 para  $h/b > 1$  (BALLIO et al., 1998). Para o caso do vórtice turbulento, a forma da seção do obstáculo não apresentou uma influência clara sobre o valor de  $x_v$  (Fig. 3.20). Existe a tendência de se ter valores mais altos de  $x_v/b$  para os obstáculos com formato de prismas cúbicos, mas os cilindro apresentam uma gama mais ampla de valores.

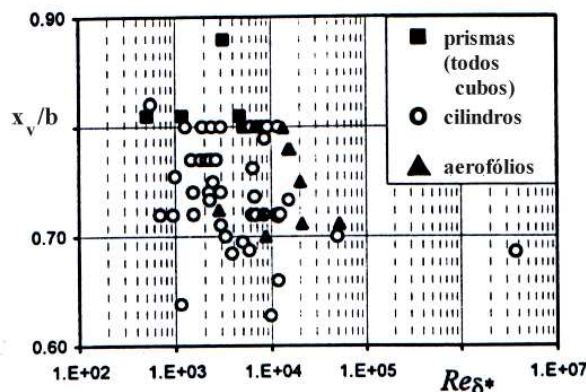


Figura 3.20: Efeito da forma da seção do obstáculo sobre  $x_v/b$  em escoamento turbulento (Adaptado de Ballio et al. (1998)).

### 3.3.3 Distância vertical do centro do vórtice ferradura ao fundo do canal ( $y_v$ )

O parâmetro  $y_v$  é a distância vertical do núcleo do vórtice primário (principal) em relação à placa plana (fundo do canal ou túnel de vento). A Figura 3.21 agrupa alguns valores da literatura para o sistema de vórtice ferradura em regime laminar e turbulento.

Os valores referentes ao vórtice ferradura laminar encontram-se no intervalo de  $Re_{\delta^*}$  de  $10^2$  a  $10^3$ , observando-se uma extensa dispersão de  $y_v/b$  entre 0,02 e 0,14. Estes estudos sugerem que não há dependência dos valores de  $y_v$  com o  $Re_{\delta^*}$ , para vórtice ferradura no regime laminar (BALLIO et al., 1998).

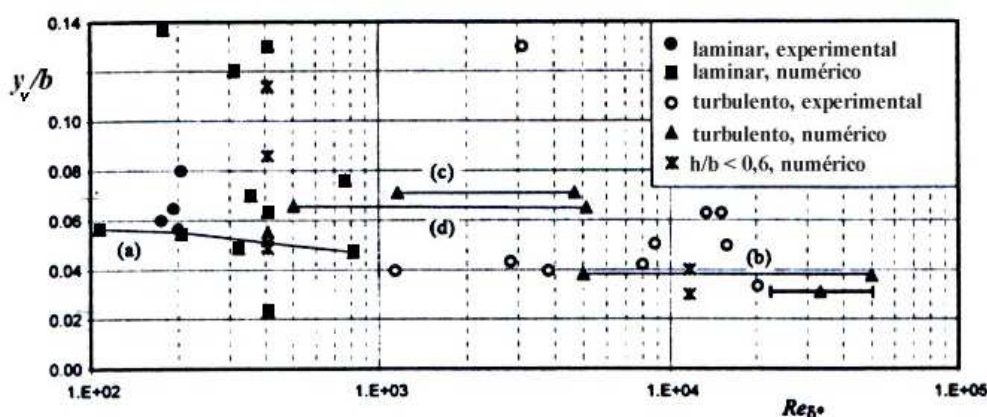


Figura 3.21: Variação de  $y_v/b$  com  $Re_{\delta^*}$ , escoamento laminar e turbulento. Letras indicam: (a) e (b) dados de Ballio (1995), cilindro,  $\delta^*/b = 0,094$  e  $\delta^*/b = 0,031$ ; (c) e (d) dados de Lai e Makomaski (1989), prisma,  $0,17 \leq \delta^*/b \leq 0,18$  e  $0,073 \leq \delta^*/b \leq 0,074$  (Adaptado de Ballio et al. (1998)).

Os pontos experimentais referentes ao vórtice ferradura turbulento (Fig. 3.21) encontram-se, na sua maioria, no intervalo de  $Re_{\delta^*}$  maior do que  $10^3$  e os limites de  $y_v/b$  variam de 0,028 a 0,073, sem nenhuma evidência de dependência deste ao número de Reynolds (BALLIO et al., 1998). Kubo e Takezawa (1988) identificaram a mesma independência de  $y_v/b$  em relação ao  $Re_b$ , sendo que os valores  $y_v/b$  variaram de 0,028 a 0,038 para o intervalo de  $Re_b$  de  $5 \times 10^3$  a  $3,5 \times 10^5$  (BALLIO et al., 1998).

### 3.3.4 Número de Strouhal - $S_t$

Conforme comentado anteriormente (Seção 3.2), o vórtice ferradura pode apresentar caráter permanente ou oscilatório. Para o estudo de um escoamento com comportamento oscilatório, dois parâmetros são utilizados para descrevê-lo: o número de Reynolds e o número de Strouhal (WHITE, 2002). Conforme Equação 3.4, o número de Strouhal pode ser caracterizado como função do número de  $Re_D$  e do valor de  $D/\delta^*$ , para uma geometria fixa do obstáculo (BAKER, 1991).

Baker (1991) concentrou seu estudo no comportamento oscilatório do vórtice ferradura em regime de transição. Este regime está compreendido entre o sistema de vórtice ferradura laminar permanente, o qual ocorre a baixo número de Reynolds, e o sistema de vórtice ferradura turbulento, o qual ocorre a altos números de Reynolds.

As oscilações foram classificadas em dois tipos: primárias e secundárias. As primeiras relacionam-se ao movimento oscilatório do sistema vórtice ferradura devido à oscilação do conjunto completo do escoamento separado a montante do cilindro. As segundas referem-se à oscilação devido ao movimento do núcleo do vórtice primário, considerado pelo autor o maior vórtice (BAKER, 1991).

Para altos valores de  $D_e/\delta^*$  ( $D_e$  é o diâmetro equivalente, o qual corresponde a uma porcentagem do diâmetro do obstáculo), conforme o número de  $Re_D$  aumenta, ocorre primeiro as oscilações secundárias, para valores acima de  $Re_{\delta^*} = 1,5 \times 10^2$  e com frequência de oscilação  $f\delta^*/U_\infty = 0,01$ . Para escoamentos com  $U_\infty(\delta^*D_e)^{0,5}/\nu$  maiores do que  $10^3$ , as oscilações secundárias parecem desencadear uma forte oscilação primária, a qual persiste até  $U_\infty(\delta^*D_e)^{0,5}/\nu = 1,6 \times 10^3$ , quando o vórtice ferradura se torna completamente turbulento, com uma frequência de oscilação  $f\delta^*/U_\infty \approx 0,08$ . Para valores abaixo de  $D_e/\delta^*$ , as oscilações tanto primárias quanto secundárias são próximas, o que resulta em apenas um frequência simples de oscilação (BAKER, 1991).

### 3.4 Tensão de cisalhamento sobre uma placa plana

A tensão de cisalhamento sobre uma placa plana é um importante aspecto considerado no estudo da erosão local (SUMER; FREDSOE, 2002). Esta tensão, juntamente com a velocidade média do escoamento, é considerada uma das grandezas básicas no estudo da erosão local (SIMONS; SENTÜRK, 1977).

Para investigar o comportamento da tensão de cisalhamento sobre uma placa plana, existem dois parâmetros adimensionais típicos utilizados pela literatura: a tensão de cisalhamento adimensional ( $T$ ) e o coeficiente de atrito superficial ( $C_f$ ), expressos por (BALLIO et al., 1998):

$$T = \frac{\tau_w}{\tau_\infty} = \frac{\tau_w}{\frac{\mu U_\infty}{\delta^*}} \quad (3.17)$$

e,

$$C_f = \frac{\tau_w}{0,5\rho U_\infty^2}, \quad (3.18)$$

sendo  $\tau_w$  a tensão de cisalhamento na superfície da placa com a presença do obstáculo no escoamento;  $\tau_\infty$  a tensão de cisalhamento da camada limite não perturbada, ou seja, sem a presença do obstáculo;  $\mu$  a viscosidade dinâmica e  $\rho$  a massa específica.

Dos dois pode-se extrair a seguinte relação:

$$\frac{T}{C_f} = \frac{1}{2} Re_{\delta^*}^* \quad (3.19)$$

Nas Figuras 3.22 e 3.23 observa-se que, para o sistema de vórtice ferradura laminar, o valor de  $T$  parece estar correlacionado positivamente com  $Re_{\delta^*}$  e  $\delta^*/b$ , respectivamente. Entretanto, para sistemas turbulentos, com apenas três valores de  $C_f$  (Fig. 3.22) não é possível chegar a nenhuma conclusão (BALLIO et al., 1998).

A distribuição da tensão de cisalhamento adimensional ( $T$ ) no fundo, no plano de simetria a montante do obstáculo pode apresentar um aumento superior a 5 vezes a tensão de cisalhamento da camada limite não perturbada (sem a presença do cilindro) (Fig. 3.24).

Analisando o campo de  $T$  entorno do cilindro (Fig. 3.25), pode-se observar que as máximas tensões de cisalhamento adimensionais estão localizadas fora do plano de simetria



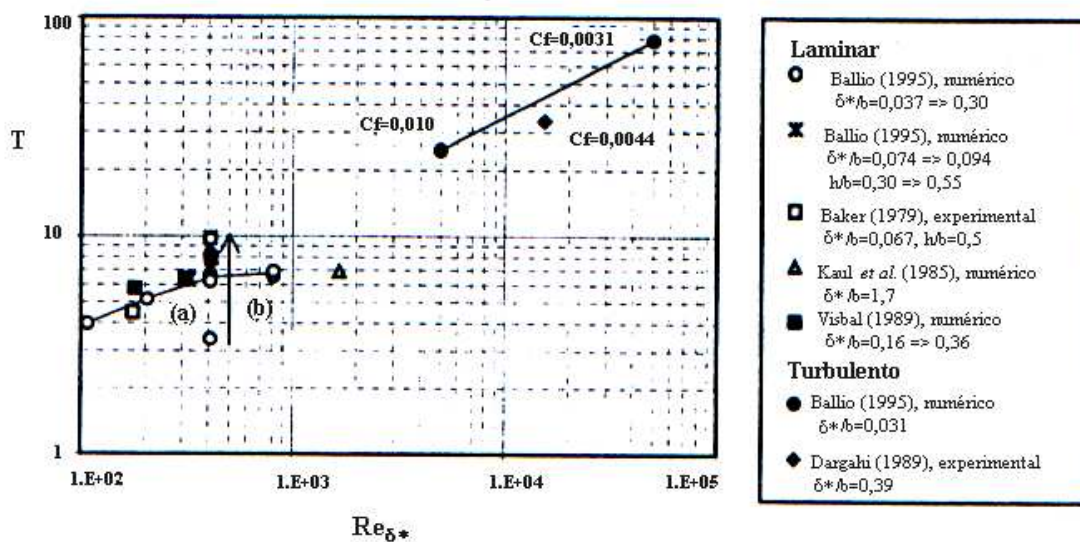


Figura 3.22: Efeito do  $Re_{\delta^*}$  sobre  $T$ . Cilindro,  $h/b \geq 0,6$ . Letras indicam dados de Ballio: (a)  $\delta^*/b = 0,094$ ; (b)  $0,037 \leq \delta^*/b \leq 0,30$  (Dados coletados por Ballio et al. (1998) de outros autores).

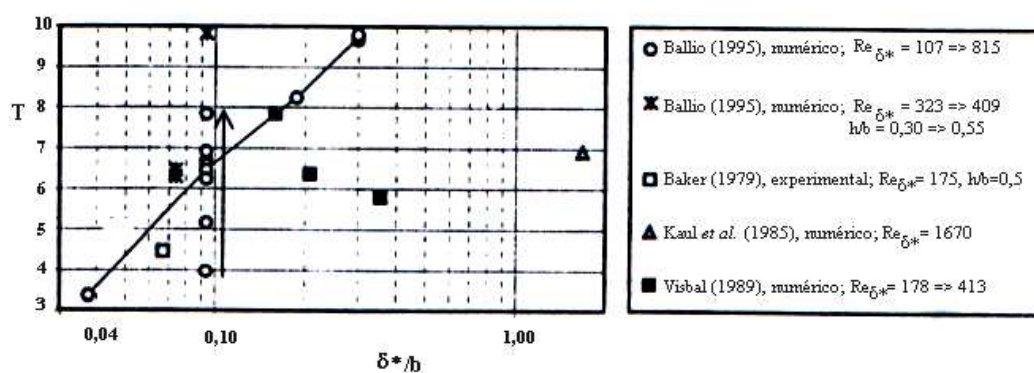


Figura 3.23: Efeito de  $\delta^*/b$  sobre  $T$ , escoamento laminar. Cilindros circulares,  $h/b \geq 0,6$ . Letras indicam dados de Ballio: (a)  $Re_{\delta^*} = 409$ ; (b)  $107 \leq Re_{\delta^*} \leq 815$  (Dados coletados por Ballio et al. (1998) de outros autores).

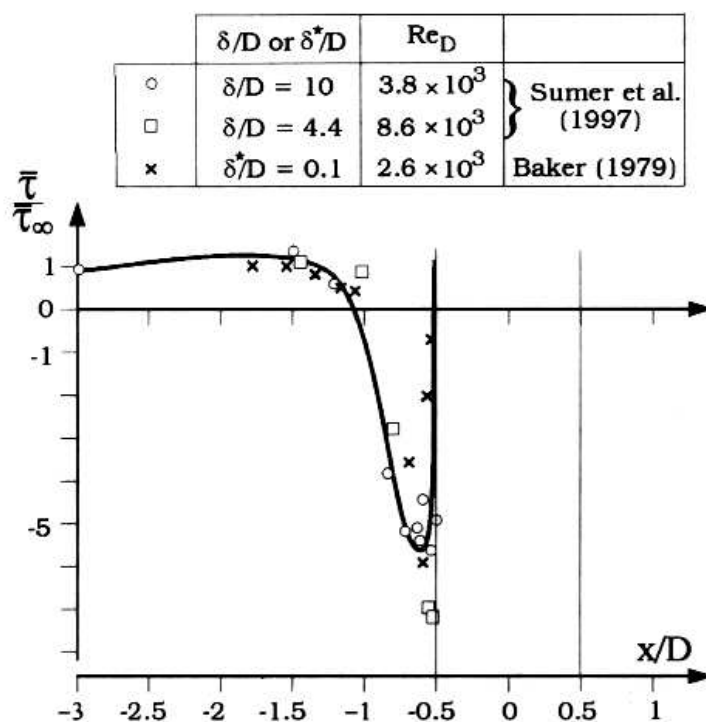


Figura 3.24: Tensão de cisalhamento no fundo no eixo de simetria do pilar (Sumer e Fredsoe (2002)).

(região A), alcançando um valor máximo  $T_{max} = 11$ . Este fato ocorre pela ação combinada do vórtice ferradura com a contração das linhas de corrente do escoamento nas bordas laterais do cilindro.

Para o caso de obstáculos sobre fundos móveis, a amplificação das tensões nas vizinhanças do cilindro podem transportar uma quantidade de sedimentos na frente e ao lado do cilindro, dependendo também do diâmetro do grão e da sua massa específica, surgindo cavidades nestas duas regiões em um curto período de exposição (SUMER; FREDSOE, 2002).

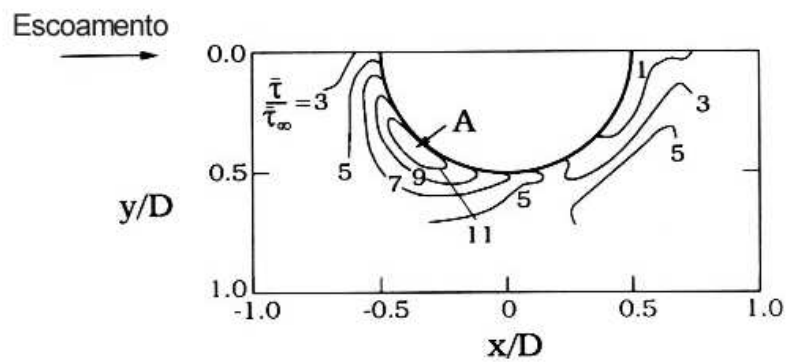


Figura 3.25: Tensão de cisalhamento adimensional no fundo ( $T$ ).  $D = 7,5\text{cm}$ ,  $U_\infty = 30\text{cm/s}$ ,  $\delta/D = 2,7$ ,  $Re_D = 2,3 \times 10^4$  (Adaptado de Sumer e Fredsoe (2002)).

## 4 *Metodologia*

Um grande avanço na investigação dos escoamentos ocorreu quando foi substituída a simples observação passiva da natureza pelos experimentos cuidadosamente planejados, dos quais eram extraídas informações pela técnica da visualização. Ludwig Prandtl, em 1904, utilizou a técnica da visualização para o estudo de escoamentos, em túnel de vento, ao redor de asas e outros objetos. Ele obteve muitas características básicas destes escoamentos, mas restringindo-se apenas a descrições qualitativas de campos de velocidade (RAFFEL et al., 1998).

Com o progresso tecnológico e científico adquirido nas últimas décadas, técnicas óticas, eletrônicas, de vídeo (câmaras de vídeo de alta resolução), lasers e computacionais (alta capacidade de armazenamento e processamento digital de imagens), tornou viável a transformação da visualização qualitativa em quantitativa, com nível de exatidão comparável às técnicas de medição pontuais atualmente existentes (AZEVEDO; ALMEIDA, 2002; RAFFEL et al., 1998).

As técnicas óticas são também denominadas Velocimetria de Luz Pulsada. Elas utilizam planos de luz pulsada e equipamentos fotográficos ou eletrônicos para o registro das imagens de partículas traçadoras inseridas no fluido, com concentrações das mesmas apropriadas às diferentes técnicas de análise das imagens (AZEVEDO; ALMEIDA, 2002). As partículas traçadoras podem ser sólidas, gasosas ou líquidas, dependendo do fluido no qual serão inseridas. Na Figura 4.1 são apresentados os diferentes tipos de concentração de partículas traçadoras, correspondentes a um dos três modos de operação, possíveis de serem empregados na análise das imagens, para determinação dos campos de vetores velocidade: Velocimetria por Trajetória de Partícula (Fig. 4.1.a), por Imagem de Partícula (Fig. 4.1.b) e por *Speckle* de Laser (Fig. 4.1.c) (RAFFEL et al., 1998).

A baixa concentração de partículas (Fig. 4.1.a), possibilita a identificação clara na imagem das partículas individuais em um único pulso de luz. Em diferentes pulsos de luz as imagens correspondentes à mesma partícula também podem ser detectadas. Sendo assim,

utiliza-se o método da trajetória das partículas, ou seja, a Velocimetria por Trajetória de Partículas ("Particle Tracking Velocimetry- PTV), para a avaliação das imagens com baixa concentração de partículas. Para a concentração média de partículas (Fig. 4.1.b), as imagens das partículas individuais são detectadas visualmente. Entretanto, a respectiva localização dos seus pares, em mais de um pulso de luz, não o são. Para a avaliação destas imagens aplicam-se técnicas estatísticas padrões. O modo de operação, neste caso, denomina-se Velocimetria por Imagem de Partículas ("Particle Image Velocimetry- PIV). Entretanto, quando a concentração de partículas é alta (Fig. 4.1.c), não é possível a identificação visual das partículas individuais porque elas se sobrepõem, em muitos casos, formando manchas de luz. Para a avaliação destas imagens adota-se a Velocimetria por *Speckles* de Laser ("Laser Speckle Velocimetry- LSV) (RAFFEL et al., 1998).

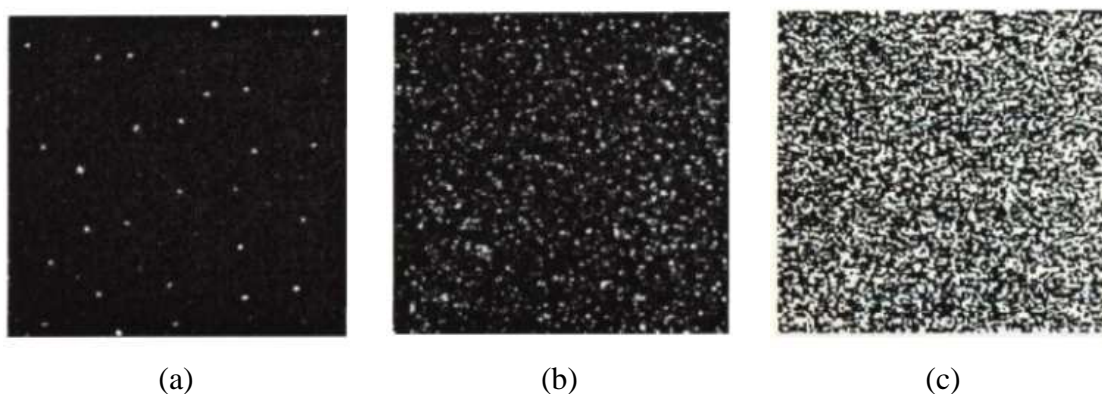


Figura 4.1: Os três modos de concentração de partículas: (a) baixa (Velocimetria por Trajetória de Partícula), (b) média (Velocimetria por Imagem de Partícula) e (c) alta (Velocimetria por *Speckle* de Laser Raffel et al. (1998).

Um esquema de sistema de velocimetria de luz pulsada, Velocimetria por Imagem de Partícula, pode ser observado na Figura 4.2. Um plano de luz, gerado por um tipo de laser, incide sobre uma região do escoamento, onde as partículas traçadoras são iluminadas por duas vezes em um curto intervalo de tempo ( $t$  e  $t + \Delta t$ ). A luz espalhada pelas partículas iluminadas é armazenada, via lentes de alta qualidade, em um negativo fotográfico simples (quadro simples) ou em dois quadros ("frames") separados através de sensor eletrônico de imagem (sensor CCD - "Charged Coupled Device"). O negativo fotográfico é então digitalizado a partir de um scanner e a saída do sensor eletrônico CCD é armazenado em tempo real diretamente no computador (RAFFEL et al., 1998).

Com o objetivo de extrair as informações sobre os deslocamentos das partículas e o campo de velocidade desejado, os quadros com as partículas traçadoras correspondentes a dois pulsos de luz sucessivos (nos tempos  $t$  e  $t + \Delta t$ ) são divididos em pequenas sub-áreas. A

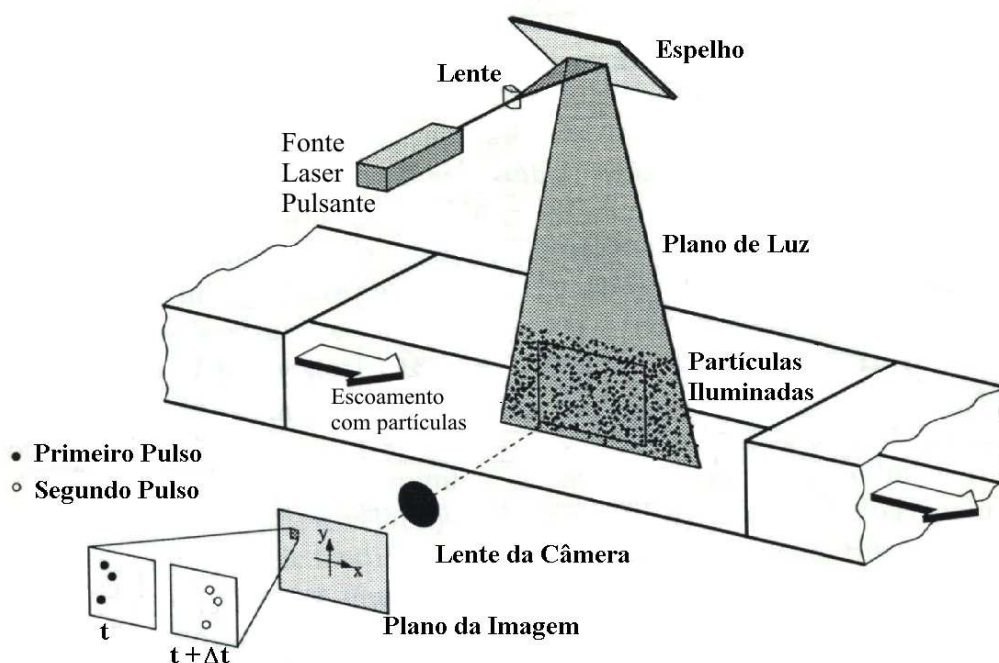


Figura 4.2: Arranjo experimental para PIV em um canal Raffel et al. (1998).

sub-área do quadro do tempo  $t$  é chamada de área de base ou janela de interrogação. A sub-área do quadro posterior ( $t + \Delta t$ ) é denominada área de busca. As dimensões da área de busca ( $M \times N$  pixels) são maiores que as da área de base ( $m \times n$  pixels) (Fig. 4.3) (AZEVEDO; ALMEIDA, 2002).

Para o cálculo da função de correlação entre as duas áreas, desloca-se a área de base (janela de interrogação) sobre a área de busca (Fig. 4.3). Quando a área de base se desloca sobre a área de busca em intervalos menores do que a sua dimensão ( $m \times n$ ), ocorre a sobreposição ("overlap"). Nas Figuras 4.4.a e 4.4.b estão representados os deslocamentos da área de base com sobreposição de 50% e 75%, respectivamente.

A partir do cálculo da função de correlação, variando a posição da área de base em relação à de busca, o maior valor da função indica a localização das partículas fluidas, contidas na área de base, no segundo quadro. A distância entre o centro da área de base (janela de interrogação) no primeiro quadro (tempo  $t$ ) e a localização do pico da função de correlação sobre a área de busca, corresponde ao deslocamento do conjunto de partículas contidas na janela de interrogação, entre os quadros nos tempos  $t$  e  $t + \Delta t$ . Este deslocamento entre o primeiro e o segundo quadro pressupõe que todas as partículas contidas na área de busca

preservam a sua posição relativa umas em relação às outras, nas duas imagens consecutivas (AZEVEDO; ALMEIDA, 2002).

Este método estatístico de cálculo entre dois quadros é conhecido como correlação cruzada e é empregado para o caso de quadro duplo/pulso único (Fig. 4.5.a), ou seja, cada quadro é adquirido a partir de um pulso de luz distinto. Há casos em que as imagens das partículas traçadoras de pulso duplo são registradas em um único quadro (Fig. 4.5.b). Neste caso emprega-se o método estatístico de auto-correlação (AZEVEDO; ALMEIDA, 2002; RAFFEL et al., 1998).

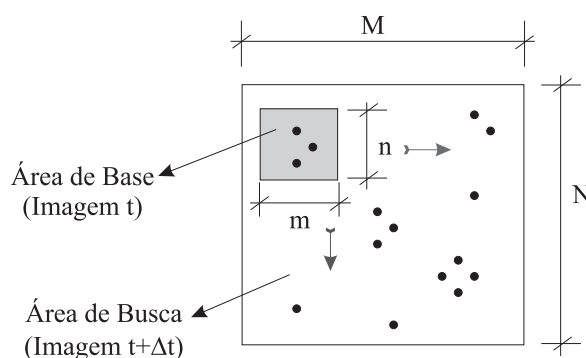


Figura 4.3: Dimensões da área de base (janela de interrogação) em relação à de busca.

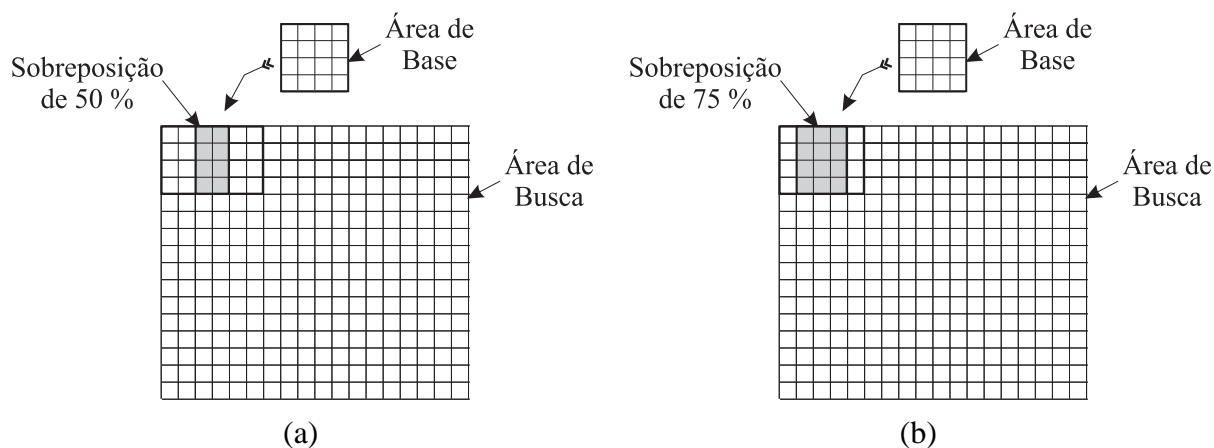


Figura 4.4: Área de base (janela de interrogação): (a) com sobreposição de 50%; (b) com sobreposição de 75%.

No método estatístico de correlação cruzada, o campo de vetores velocidade é calculado a partir do vetor deslocamento das diversas sub-áreas de busca, entre os quadros dos tempos  $t$  e  $t + \Delta t$ , dividido pelo intervalo de tempo entre os quadros ( $\Delta t$ ).

A técnica de velocimetria de luz pulsada é considerada um método não intrusivo, assumindo que as partículas traçadoras introduzidas no escoamento não modificam a sua dinâmica. Esta técnica propicia a sua aplicação em escoamentos de altas velocidades ou em

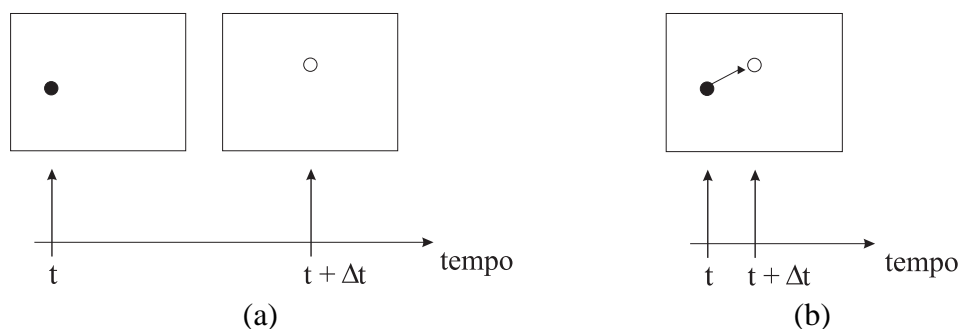


Figura 4.5: Técnica de registro das imagens da partículas traçadoras de PIV. (a) uma das técnicas de múltiplos quadros: quadro duplo/pulso único; (b) uma das técnicas de quadro simples: quadro único/pulso duplo (Raffel et al. (1998)).

escoamentos próximos a paredes, onde o escoamento poderia ser perturbado pela presença de sondas, como por exemplo tubos de pressão ou fio quente. Sua principal vantagem é apresentar uma resolução espacial grande, já que é uma técnica que permite um registro de imagens de regiões do campo de escoamento em uma variedade de aplicações em meio líquido e gasoso. Entretanto, a sua resolução temporal é limitada, devido à restrição que existe na taxa de registro de imagens (quadros), pois a mesma depende da velocidade de aquisição de imagens da câmera CCD e da frequência de geração de pulsos de luz laser.

Neste trabalho, a investigação experimental para estudar o escoamento a montante de um cilindro circular vertical, fixado perpendicularmente a uma placa plana, foi realizada utilizando o método de velocimetria por luz pulsada e modo de operação de Velocimetria por Imagem de Partícula (PIV).

## 4.1 Método Experimental

As imagens do escoamento com partículas traçadoras foram registradas a partir de experimentos em túnel de vento, realizados pela pesquisadora doutora Edith Beatriz Camaño Schettini no CEAT/LEA (Centre d'Études Aérodynamiques et Thermiques/ Laboratoire d'Etude Aérodynamiques), da Universidade de Poitiers, França, no período de dezembro de 2001 a janeiro de 2002. A técnica utilizada foi a de velocimetria de luz pulsada e o modo de operação a Velocimetria por Imagem de Partícula (PIV).

O experimento foi realizado em um túnel de vento subsônico de recirculação (Fig. 4.6), cuja seção de ensaios é de 300 mm × 300 mm × 2000 mm. A parede na seção de teste é lisa. A velocidade no túnel varia de 2 a 35 m/s, e sua intensidade de turbulência varia de 3%, para os menores números de Reynolds, a 1% para os maiores. Nele foi fixado verticalmente



um cilindro de 15mm de diâmetro e 300mm de altura, a uma distância longitudinal de 240 mm medida a partir do fim do convergente (Fig. 4.7). O traçador inserido no escoamento foi fumaça produzida a partir de um aparelho comercial de fumaça para festas.

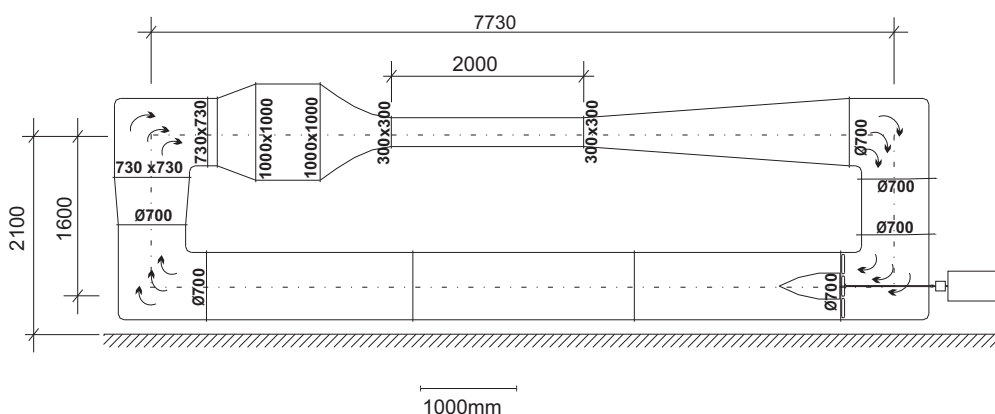


Figura 4.6: Túnel de vento subsônico de recirculação do CEAT/LEA.

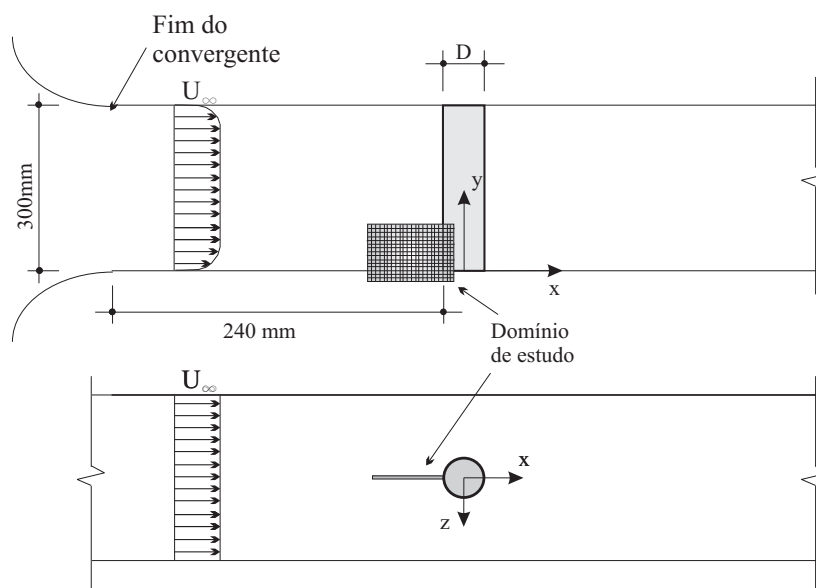


Figura 4.7: Esboço lateral e superior do experimento no túnel de vento do CEAT/LEA.

As imagens adquiridas das partículas traçadoras localizavam-se a montante do cilindro, no eixo de simetria (Fig. 4.7). Os eixos cartesianos tridimensionais ( $x$ ,  $y$ ,  $z$ ) estão, respectivamente, alinhados com as direções longitudinal, vertical e transversal ao escoamento principal. A origem do eixo  $x$  se encontra no eixo de simetria do cilindro, e a do eixo  $y$  no fundo do túnel.

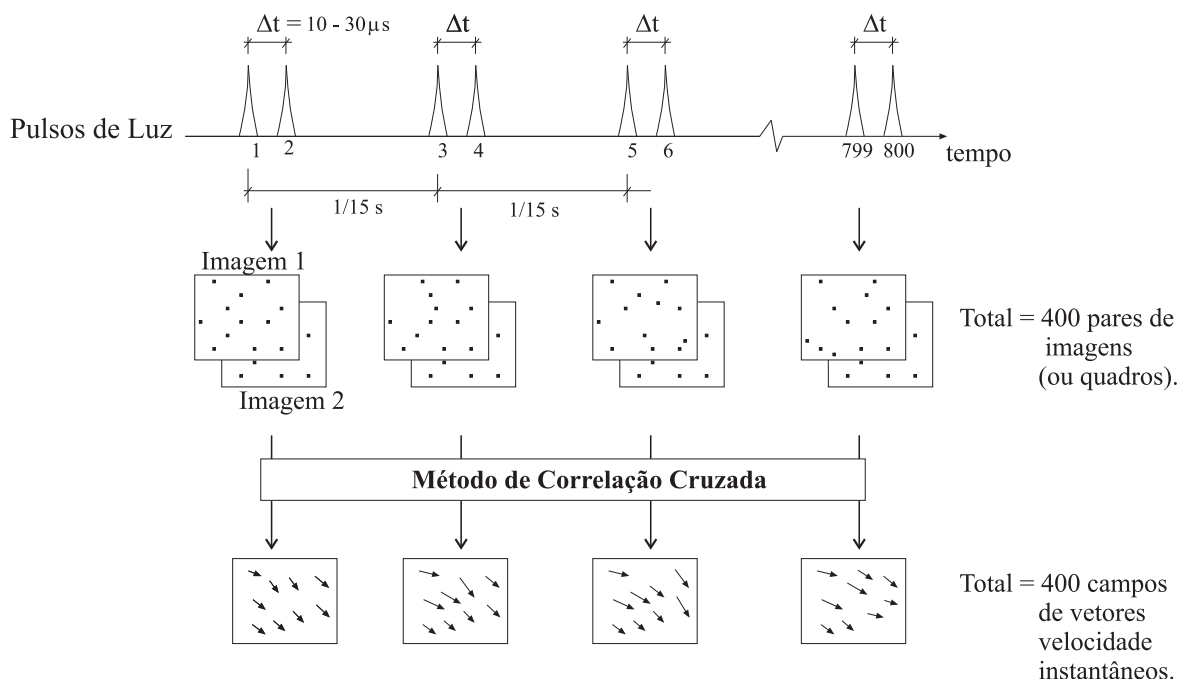


Figura 4.8: Esquema da frequência de aquisição das imagens e do pré-processamento.

O sistema de iluminação utilizado foi composto por dois lasers do tipo Nd-Yag. A frequência de aquisição das imagens foi de 15 Hz (Fig. 4.8), pois esta era a combinação que resultava na maior frequência combinando as frequências da câmera e do laser. Cada laser gerou um pulso de luz, com defasagem de tempo ( $\Delta t$ ) entre os pulsos. As respectivas imagens das partículas iluminadas foram registradas em quadros ("frames") distintos através de uma câmera CCD (*FM2* - "LaVision"). Para cada velocidade escolhida do escoamento foram adquiridos 400 pares de imagens das partículas traçadoras (Fig. 4.8). O tempo entre os quadros consecutivos ( $\Delta t$ ) variou de  $10 \mu s$  a  $30 \mu s$ , dependendo da velocidade do escoamento e respeitando o deslocamento médio das partículas de aproximadamente  $0,5 mm$  entre os quadros entre os tempos  $t$  e  $\Delta t$  (Tab. 4.1).

Tabela 4.1: Tempo entre dois pares de imagens.

$U_{\infty}$ (m/s)	Tempo ( $\mu s$ )
4,33	25
5,56	25
7,11	10
10,21	10
15,64	30

Posteriormente, os 400 pares de imagens (quadros), de  $1000 \text{ pixels} \times 1000 \text{ pixels}$ , foram pré-processados com o método estatístico de correlação cruzada de imagens, utilizando

o algoritmo FFT (Transformada Rápida de Fourier), com a área de busca (janela de interrogação) de 16 pixels  $\times$  16 pixels e a área de base de 128 pixels  $\times$  128 pixels, com superposição de 50%, resultando em 400 campos de velocidade bidimensional do escoamento, para cada  $Re_D$  (Fig. 4.8). Os campos de velocidade eram arquivos do tipo txt, onde os dados estavam dispostos em colunas: coordenada  $x$ , coordenada  $y$  e componentes  $u$  e  $v$  da velocidade instantânea. Foi realizada uma análise estatística nos campos instantâneos de velocidade e determinou-se que eram necessários 400 pares de imagens (quadros) para que o processo apresentasse comportamento estacionário e ergódico.

O domínio de estudo compreende 126 pontos na direção horizontal por 123 pontos na direção vertical, com  $\Delta x = \Delta y = 0,2931mm$ , resultando em um domínio plano de  $36,63mm \times 35,75mm$ .

Este trabalho consistiu na depuração e análise destes campos de velocidade bidimensionais instantâneos, para os números de Reynolds ( $Re_D$ ) da Tabela 4.2.

Para cada conjunto de 400 campos bidimensionais de velocidade instantâneos, foram determinados os valores característicos da camada limite e os parâmetros do escoamento (Tab. 4.2). A velocidade  $U_\infty$  foi medida a partir de um tubo de Pitot, com tomada de pressão fora da camada limite desenvolvida sobre a lateral do túnel de vento, localizado a montante do cilindro. Considerando a distância longitudinal, medida a partir do fim do convergente, de  $X = 240mm$  e a viscosidade cinemática do ar de  $\nu_{ar} = 1,5 \times 10^{-5}m^2/s$  (WHITE, 2002), foram calculados os valores característicos da camada limite: a espessura da camada limite  $\delta$  (Eq. 2.7), a espessura de deslocamento da camada limite  $\delta^*$  (Eq. 2.8), a espessura de quantidade de movimento da camada limite  $\theta$  (Eq. 2.9), bem como os números de Reynolds (Eq. 2.2)  $Re_{\delta^*}$  (número de Reynolds baseado na espessura  $\delta^*$ ),  $Re_X$  (número de Reynolds baseado na distância  $X$ ) e  $Re_D$  (número de Reynolds baseado no diâmetro do cilindro).

Tabela 4.2: Valores característicos da camada limite e parâmetros do escoamento dos experimentos.

$U_\infty$ (m/s)	$\delta$ (mm)	$\delta^*$ (mm)	$\theta$ (mm)	$Re_{\delta^*}$	$Re_D$	$Re_X$
4,33	4,56	1,57	0,61	$4,5 \times 10^2$	$4,3 \times 10^3$	$6,9 \times 10^4$
5,56	4,02	1,38	0,53	$5,1 \times 10^2$	$5,5 \times 10^3$	$8,9 \times 10^4$
7,11	3,56	1,22	0,47	$5,8 \times 10^2$	$7,1 \times 10^3$	$1,1 \times 10^5$
10,21	2,97	1,02	0,39	$7,0 \times 10^2$	$1,02 \times 10^4$	$1,6 \times 10^5$
15,64	2,40	0,83	0,32	$8,6 \times 10^2$	$1,56 \times 10^4$	$2,5 \times 10^5$

## 4.2 Pós-Processamento dos Dados PIV

Após o pré-processamento das imagens por técnica PIV, os campos dos vetores velocidade foram submetidos às seguintes etapas de pós-processamento, propostas por Raffel et al. (1998):

- Validação dos dados brutos,
- Substituição dos dados incorretos,
- Suavização dos dados,
- Análise da informação.

Para executar todas as etapas, foram escritos programas (chamados de funções-m) em linguagem Matlab (Tab. 4.3), obedecendo a seqüência dos três primeiros itens listados acima (Fig. 4.9).

### 4.2.1 Validação dos dados brutos

A validação dos dados brutos é um procedimento que visa detectar e excluir os vetores que apresentam módulo, direção e sentido, ou apenas alguma dessas características, muito distinta de seus vizinhos. Uma inspeção visual de todos os planos dos dados se torna impraticável, devido à numerosa quantidade de arquivos (400 planos para cada número de Reynolds).

Para otimizar o processo, os dados podem ser validados através de algoritmos e o aplicado neste trabalho foi baseado no teste da mediana, descrito por Raffel et al. (1998), devido a sua simplicidade na implementação.

O teste da mediana foi empregado sobre os campos de velocidade instantânea. Ele consistiu na escolha de uma sub-malha de  $3 \times 3$  pontos (Fig. 4.10), em que o ponto a ser testado é o ponto central ( $P_c$ ). Através dos respectivos módulos dos oito vetores circunvizinhos ( $P_1$  a  $P_8$ ), determinou-se o valor da mediana ( $M_{med}$ ) para este conjunto de dados. Assim, a variação do vetor no ponto central ( $P_c$ ) em relação ao valor da mediana pode ser calculado a partir da seguinte fórmula:

$$E = \frac{|M_{med} - M_{Pc}|}{|M_{med}|}, \quad (4.1)$$

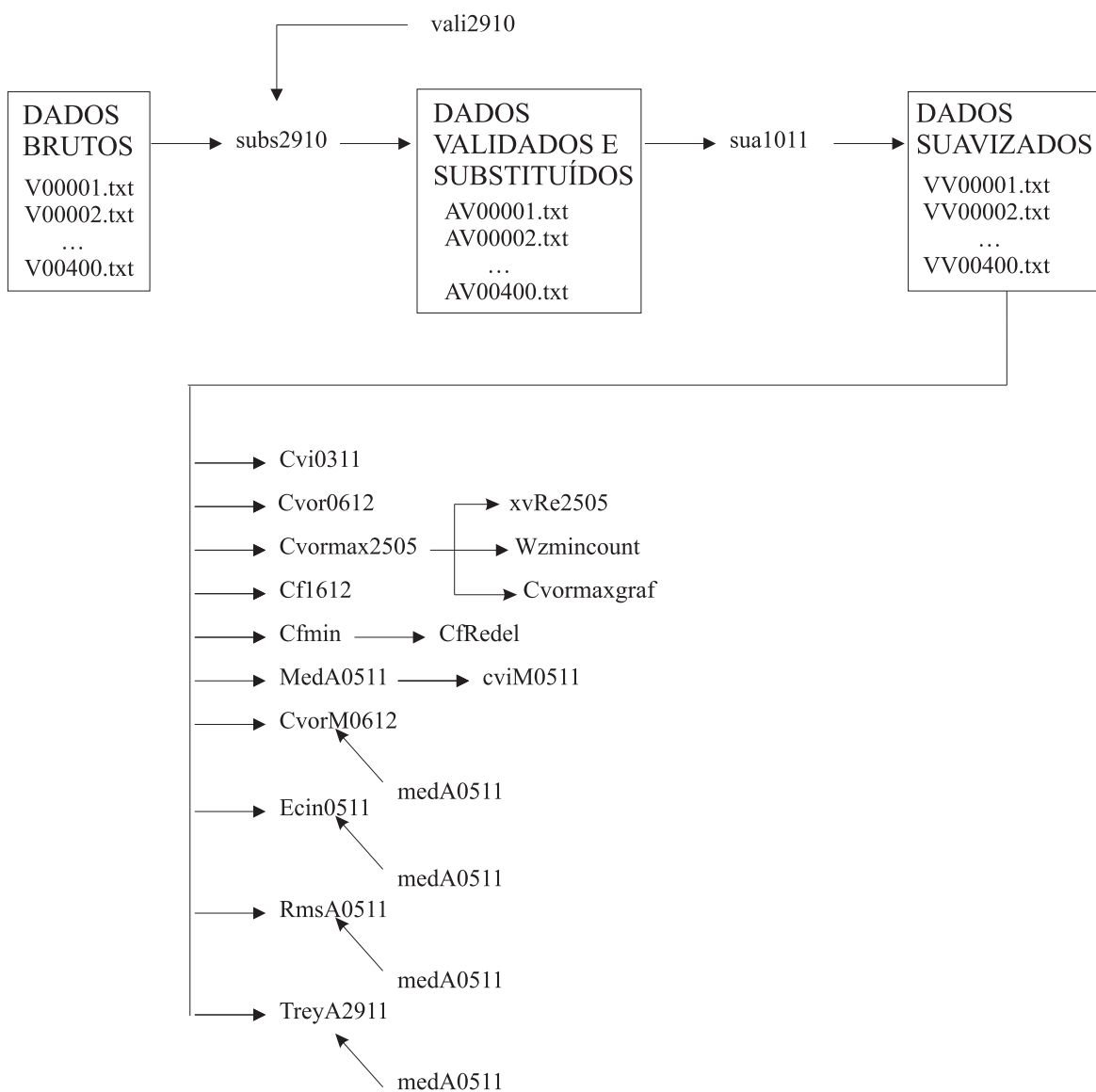


Figura 4.9: Fluxograma utilizado no pós-processamento dos dados de PIV.

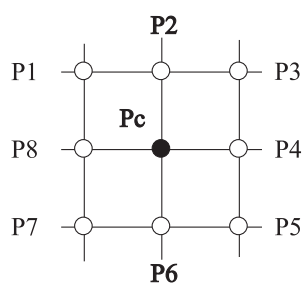


Figura 4.10: Malha adotada para o teste da Mediana.

Tabela 4.3: Funções-m desenvolvidas em Matlab para pós-processamento dos dados de PIV.

Funções-m	Descrição
vali2910	Validação dos dados brutos
subs2910	Substituição dos dados incorretos
sua1011	Suavização dos dados
medA0511	Velocidade média adimensional
cvi0311	Campo de Velocidade Instantâneo
cviM0511	Campo de Velocidade Médio
treyA2911	Tensões de Reynolds adimensionais ( $\overline{u'u'}/U_\infty^2, \overline{v'v'}/U_\infty^2, \overline{u'v'}/U_\infty^2$ )
ecin0511	Energia cinética turbulenta média ( $\overline{k'}$ )
cvor0612	Vorticidade transversal instantânea ( $\omega_z$ )
cvorM0612	Vorticidade transversal média ( $\overline{\omega_z}$ )
cvormax2505	Cálculo dos valores da vorticidade transversal instantânea mínima ( $\omega_{zmin}$ ) para todos os campos
xvRe2505	Gera figuras: - $x/D$ do ponto $\omega_{zmin}$ versus $Re_{\delta^*}$ ; - Histogramas de frequência relativa ( $f_{rel}$ ) de $x/D$ do ponto $\omega_{zmin}$ para cada $Re_{\delta^*}$ ; - $y/D$ do ponto $\omega_{zmin}$ versus $Re_{\delta^*}$ ; - Histogramas de frequência relativa ( $f_{rel}$ ) de $y/D$ do ponto $\omega_{zmin}$ para cada $Re_{\delta^*}$ .
cvormaxgraf	Gera figura com os pontos $\omega_{zmin}$ em suas respectivas localizações no plano
wzmincount	Gera contornos de iso-frequência relativa ( $f_{rel}$ ) dos pontos de $\omega_{zmin}$ no plano $x/D$ x $y/D$
cf1612	Coefficiente de atrito superficial ( $C_f$ )
cfmin	Mínimo coeficiente de atrito superficial ( $C_{fmin}$ )
cfRedel	Gera figura $C_{fmin}$ versus $x/D$

sendo  $E$  a variação do vetor analisado em relação à mediana;  $M_{med}$  é o módulo da mediana das velocidades nos pontos  $P1$  a  $P8$ , e  $M_{Pc}$  é o módulo da velocidade do ponto central.

Se o valor de  $E$  for maior que o valor limite ( $E_{lim}$ ) adotado, o vetor velocidade do ponto  $Pc$  é considerado expúrio e, conseqüentemente, é excluído. Caso contrário, ele é mantido no campo de vetores velocidade instantâneo.

Para a escolha do limite ( $E_{lim}$ ) a ser empregado, calculou-se a porcentagem de vetores expúrios em um campo de velocidade instantânea para cada  $Re_D$  (Tab. 4.2), a partir dos seguintes valores de  $E_{lim}$ : 0,1 a 0,9 com intervalo de 0,2. Identificaram-se quais eram os intervalos de porcentagem de valores expúrios que se localizavam, aproximadamente, no intervalo de 0,1% a 1,5%, indicado por Raffel et al. (1998), e os valores de  $E_{lim}$  correspondentes. O valor limite considerado mais adequado para a aplicação a todos os  $Re_D$  foi de 0,6, pois além de se localizar no intervalo indicado por Raffel et al. (1998), observou-se que muitos dos vetores que compunham o vórtice ferradura eram preservados.

## 4.2.2 Substituição dos dados incorretos

Os dados excluídos foram substituídos a partir da média aritmética dos dados adjacentes, conforme a disponibilidade de dados vizinhos, através da seguinte seqüência:

- oito vizinhos (Fig. 4.11.a);
- quatro vizinhos (superior, inferior e laterais) (Fig. 4.11.b);
- quatro vizinhos (somente os quatro vizinhos em diagonal) (Fig. 4.11.c);
- dois vizinhos (superior e inferior) (Fig. 4.11.d);
- dois vizinhos (laterais) (Fig. 4.11.e);

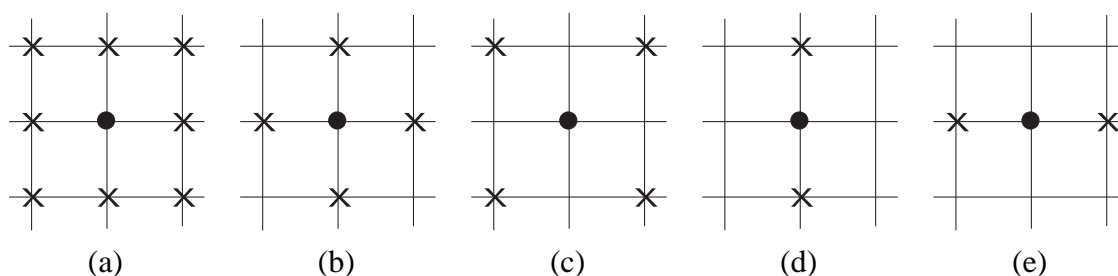


Figura 4.11: Disponibilidade de dados vizinhos para substituição no ponto central: (a) 8 vizinhos; (b) 4 vizinhos (superior, inferior e laterais); (c) 4 vizinhos (somente os quatro em diagonais); (d) 2 vizinhos (vertical); (e) 2 vizinhos (horizontal). Sendo que  $\times$  representa os dados existentes e  $\bullet$  os dados a serem substituídos.

## 4.2.3 Suavização dos dados

Raffel et al. (1998) mencionam que alguns métodos de pós-processamento também requerem suavização dos dados, pois o controle do ruído existente em dados experimentais nem sempre alcança o mesmo nível que é possível em alguns casos de dados numéricos. A suavização consiste em uma média dos valores dos pontos vizinhos, conjuntamente com o valor do ponto central, para a determinação do novo valor no ponto central ( $P_c$ ). Neste trabalho, o método empregado consistiu em uma média ponderada com a seguinte matriz peso, de  $3 \times 3$  pontos (MORI; CHANG, 2003):

$$Peso = \begin{pmatrix} 1 & 2 & 1 \\ 2 & 4 & 2 \\ 1 & 2 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.2)$$

Deste modo, o maior peso (4) foi atribuído ao ponto central, priorizando o seu valor sobre os demais, porque segundo análise visual dos campos de velocidade instantâneos, a quantidade de vetores que configurava o vórtice era reduzida.

#### 4.2.4 Análise da informação

A partir do campo de vetores velocidade instantâneos, foram determinadas algumas grandezas instantâneas e médias:

- Campo de velocidade média,
- Intensidade de turbulência,
- Energia cinética turbulenta média,
- Campo de vorticidade:
  - Vorticidade transversal instântanea,
  - Vorticidade transversal média,
  - Desvio padrão da flutuação da vorticidade;
- Tensão de cisalhamento média sobre a placa plana;
- Tensão de cisalhamento instantânea sobre a placa plana.

Para calcular as grandezas acima listadas em forma adimensional, exceto as duas últimas, foram adotados como constantes de referência: a velocidade de aproximação do escoamento não perturbado pela presença do cilindro ( $U_\infty$ ), como velocidade de referência (Tab. 4.2), e o diâmetro do cilindro ( $D$ ), como comprimento de referência.

#### Campo de Velocidade

Um sinal de velocidade instantânea, no escoamento em regime turbulento, ao longo do tempo pode ser decomposto, segundo Reynolds, em um valor médio mais a sua flutuação, resultando na seguinte expressão:

$$u(t) = \bar{u} + u'(t), \quad (4.3)$$



sendo  $u(t)$  a velocidade instantânea em função do tempo;  $\bar{u}$  a velocidade média temporal e  $u'(t)$  a flutuação da velocidade em função do tempo.

Se em um experimento, ao invés de observar apenas um sinal de velocidade, fossem observados um conjunto de sinais no mesmo local, cada sinal iria apresentar um comportamento único ao longo do tempo e distinto dos demais, apesar de terem sido adquiridos com o mesmo dispositivo. Se a média aritmética do conjunto dos sinais, em seus tempos correspondentes, for constante para qualquer tempo, o processo aleatório é denominado estacionário. Utilizando apenas um dos sinais pode-se calcular a média aritmética de todos os seus valores durante o período de sua aquisição. Se este valor médio temporal for igual ao valor médio aritmético do conjunto de sinais, o processo aleatório estacionário é classificado como ergódico. Conseqüentemente, em processos aleatórios estacionários e ergódicos as suas propriedades podem ser determinadas a partir da observação de um simples registro histórico temporal (BENDAT; PIERSOL, 2000). No presente trabalho, cada ponto do domínio de estudo apresenta uma amostra com 400 valores de velocidade bidimensional ( $u, v$ ) ao longo do tempo. Como a velocidade apresenta comportamento aleatório, admite-se que as mesmas tenham comportamento estacionário e ergódico.

Sendo assim, a velocidade média em cada ponto do domínio ( $i, j$ ) é composta pela média aritmética temporal dos pontos espacialmente coincidentes da malha, ou seja:

$$\bar{u}(i, j) = \frac{1}{n} \sum_{t=1}^n u(i, j, t) \quad (4.4)$$

e

$$\bar{v}(i, j) = \frac{1}{n} \sum_{t=1}^n v(i, j, t), \quad (4.5)$$

sendo  $u$  e  $v$  as componentes do vetor velocidade instantâneo nas direções longitudinal e vertical do escoamento para as coordenadas ( $i, j$ ) do domínio no tempo  $t$ .

De posse do vetor velocidade média ( $\bar{u}(i, j)$ ,  $\bar{v}(i, j)$ ), calculou-se o valor da flutuação turbulenta da velocidade, para cada uma das componentes do vetor velocidade, expressas por:

$$u'(i, j, t) = u(i, j, t) - \bar{u}(i, j) \quad (4.6)$$

e,

$$v'(i, j, t) = v(i, j, t) - \bar{v}(i, j) \quad (4.7)$$

sendo  $u'(i, j, t)$  e  $v'(i, j, t)$  as flutuações das velocidades  $u$  e  $v$ , respectivamente, no tempo  $t$  nas coordenadas  $(i, j)$  do domínio de estudo.

A adimensionalização das velocidades foi feita com a velocidade de referência  $U_\infty$  (Tab. 4.2).

O desvio padrão da flutuação da velocidade,  $\sigma_u$  ou  $rms(u')$ , é expresso por:

$$\sigma_u = \sqrt{\frac{\sum_{t=1}^n u'^2(i, j)}{n}}. \quad (4.8)$$

De modo análogo foi calculado o desvio padrão de  $v'$  ( $\sigma_v$  ou  $rms(v')$ ).

As intensidades de turbulência  $I_u$  e  $I_v$  são dadas, respectivamente, pela razão entre o desvio padrão de  $u'$  e  $v'$  ( $\sigma_u$  e  $\sigma_v$ ) e a velocidade de referência ( $U_\infty$ ):

$$I_u = \frac{\sqrt{\overline{u'^2(i, j)}}}{U_\infty} \quad (4.9)$$

e

$$I_v = \frac{\sqrt{\overline{v'^2(i, j)}}}{U_\infty}. \quad (4.10)$$

### Tensões de Reynolds

Para todos os números de Reynolds empregados (Tab. 4.2) e as respectivas velocidades do escoamento livre ( $U_\infty$ ), o número de Mach calculado atingiu o valor máximo de 0,043. Como este valor é menor que 0,3, o escoamento é considerado incompressível e, conseqüentemente, a massa específica do fluido constante.

Para escoamentos incompressíveis com massa específica constante, a equação de quantidade de movimento, em notação indicial, é dada por:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}, \quad (4.11)$$

sendo  $p$  a pressão,  $\nu$  a viscosidade cinemática do fluido,  $\rho$  a massa específica do fluido e  $i$  e  $j$  indicam as direções  $x$  e  $y$ .

A decomposição proposta por Reynolds (Eq. 4.6) pode também ser aplicada a outras grandezas, como por exemplo a pressão. A substituição da velocidade e da pressão decompostas na Equação 4.11 e a aplicação do operador média temporal à equação, resulta na seguinte expressão, comumente conhecida por equação de Reynolds do movimento médio:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_i u'_j}. \quad (4.12)$$

O termo  $-\rho \overline{u'_i u'_j} = \tau_{ij}^t$  é chamado de tensor das tensões aparentes de Reynolds, ou simplesmente, tensor de tensões de Reynolds, composto pelo tensor das correlações  $\overline{u'_i u'_j}$ . No plano  $(x, y, z)$ , este tensor fica:

$$\tau^t = -\rho \begin{pmatrix} \overline{u'u'} & \overline{v'u'} & \overline{w'u'} \\ \overline{u'v'} & \overline{v'v'} & \overline{w'v'} \\ \overline{u'w'} & \overline{v'w'} & \overline{w'w'} \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

sendo  $u'$ ,  $v'$  e  $w'$  as flutuações da velocidade em três direções ortogonais entre si. Dos experimentos realizados foi possível extrair informações bidimensionais. Sendo assim, as tensões turbulentas calculadas foram:  $\overline{u'u'}$ ,  $\overline{v'v'}$ ,  $\overline{u'v'}$  e  $\overline{v'u'}$ . A tensão turbulenta  $\overline{u'v'}$  foi calculada a partir da seguinte expressão:

$$\overline{u'v'} = \frac{1}{n} \sum_{t=1}^n u'(i, j, t) v'(i, j, t), \quad (4.14)$$

e expressão análoga foi empregada para o cálculo das demais tensões.

### Energia cinética turbulenta

A energia cinética turbulenta média, por unidade de massa de fluido, em um campo tridimensional, é definida pela seguinte expressão:

$$\bar{k}^t = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}). \quad (4.15)$$

Como os dados de flutuação da velocidade são bidimensionais, a Equação 4.15 se reduz a:

$$\bar{k}' = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2}), \quad (4.16)$$

que representa a energia cinética turbulenta média bidimensional no plano  $(x, y)$ . Neste trabalho, esta expressão foi calculada por:

$$\bar{k}' = \frac{1}{n} \left( \frac{1}{2} \sum_{t=1}^n u'^2(i, j, t) + \frac{1}{2} \sum_{t=1}^n v'^2(i, j, t) \right). \quad (4.17)$$

### Campo de vorticidade

A partir da definição da vorticidade,  $\vec{\omega}$  (Eq. 2.1), para um campo de velocidades bidimensionais no plano  $(x, y)$ , a vorticidade só possui uma componente dada por:

$$\omega_z = \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad (4.18)$$

sendo  $\omega_z$  a vorticidade transversal ao escoamento principal.

Raffel et al. (1998) consideram inadequada a estimativa de grandezas de campo bidimensionais a partir do uso de diferenças finitas unidimensionais e recomendam uma aproximação utilizando o teorema de Stokes para o cálculo da vorticidade. Seal et al. (1995) aplicaram a mesma aproximação para reduzir a incerteza no cálculo da vorticidade. Seguindo esta idéia, foi aplicado o teorema de Stokes para o cálculo da vorticidade transversal ao escoamento ( $\omega_z$ ), sobre um contorno retangular de  $3 \times 3$  pontos (Fig. 4.12), resultando na seguinte expressão:

$$\omega_z(i, j) = \frac{1}{4\Delta x \Delta y} \Gamma_{i,j}, \quad (4.19)$$

sendo

$$\Gamma_{i,j} = \oint_C u dx + v dy. \quad (4.20)$$

Para a integração numérica da Equação 4.20 foi aplicada a regra dos trapézios, com o sentido anti-horário correspondente à vorticidade positiva. Sendo assim, a Equação 4.20 discretizada é dada por:

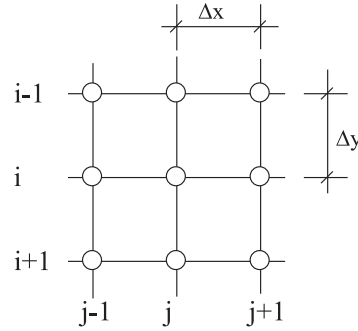


Figura 4.12: Área fechada correspondente ao contorno retangular utilizado no cálculo da vorticidade no ponto  $(i,j)$ .

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{i,j} = & +0,5\Delta x[u(i+1, j-1) + 2u(i+1, j) + u(i+1, j+1)] + \\
 & +0,5\Delta y[v(i+1, j+1) + 2v(i, j+1) + v(i-1, j+1)] + \\
 & -0,5\Delta x[u(i-1, j+1) + 2u(i-1, j) + u(i-1, j-1)] + \\
 & -0,5\Delta y[v(i-1, j-1) + 2v(i, j-1) + v(i+1, j-1)]. \quad (4.21)
 \end{aligned}$$

Para o cálculo da vorticidade sobre o fundo do canal, utilizou-se a mesma área fechada, definida anteriormente. Para as velocidades nos pontos do domínio de estudo localizados fora do escoamento, atribui-se o valor "zero" a suas componentes  $u$  e  $v$ .

No cálculo da vorticidade transversal instantânea adimensional ( $\omega_z$ ) os campos de velocidade instantâneos foram adimensionalizados em relação à velocidade de referência  $U_\infty$  (Tab. 4.2), e às distâncias  $\Delta x$  e  $\Delta y$  em relação ao diâmetro do cilindro.

A vorticidade transversal média adimensional,  $\overline{\omega}_z$ , foi calculada a partir dos campos médios de velocidade adimensionais ( $\overline{u}/U_\infty$ ,  $\overline{v}/U_\infty$ ).

### Tensão de cisalhamento sobre a placa plana

A tensão de cisalhamento na parede,  $\tau_w$ , é definida pela expressão:

$$\tau_w = \mu \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (4.22)$$

sendo  $\mu$  o coeficiente de viscosidade do fluido.

O coeficiente de atrito superficial,  $C_f$  (Seção 3.4), representa a tensão de cisalhamento na parede ( $\tau_w$ ) adimensionalizada, utilizando para tanto a massa específica do fluido e a

velocidade de referência  $U_\infty$  dada por:

$$C_f = \frac{\tau_w}{0,5\rho U_\infty^2}. \quad (4.23)$$

Esta expressão discretizada fica:

$$C_f = \frac{\mu}{0,5\rho U_\infty^2} \left( \frac{u(i, j) - u(i+1, j)}{\Delta y} \right), \quad (4.24)$$

sendo que a componente da velocidade  $u(i+1, j)$  é nula por se localizar na placa plana.

Para o cálculo da tensão de cisalhamento adimensional,  $T$  (Seção 3.4), a tensão  $\tau_w$  é adimensionalizada em relação à viscosidade dinâmica do fluido  $\mu$ , à espessura de deslocamento da camada limite  $\delta^*$  e à velocidade de referência  $U_\infty$ , expressa por:

$$T = \frac{\tau_w}{\tau_\infty} = \frac{\tau_w}{\frac{\mu U_\infty}{\delta^*}} = \frac{\delta^* \tau_w}{\mu U_\infty} \quad (4.25)$$

A tensão de cisalhamento adimensional discretizada é dada por:

$$T = \frac{\delta^*}{U_\infty} \left( \frac{u(i, j) - u(i+1, j)}{\Delta y} \right), \quad (4.26)$$

sendo que a componente da velocidade  $u(i+1, j)$  é nula por se localizar na placa plana.

A partir das expressões 4.23 e 4.25, pode-se encontrar a seguinte relação entre elas:

$$C_f = \frac{2}{Re_{\delta^*}} T, \quad (4.27)$$

indicando que para o mesmo número de Reynolds  $Re_{\delta^*}$ , o coeficiente de atrito superficial é proporcional à tensão de cisalhamento adimensional.

Muitos são os aspectos que podem ser abordados no estudo do vórtice ferradura, por ser um fenômeno complexo e tridimensional, e o alcance do estudo depende da técnica experimental empregada. Muitas são as variáveis que interferem no comportamento e dimensão do vórtice ferradura o que dificulta o seu entendimento através de poucos ensaios em laboratório. A gama de trabalhos experimentais encontrados na literatura aponta tendências do sistema vórtice ferradura para características de escoamento variável e geometria do obstáculo diferenciadas. Estas tendências são mais exploradas a baixos números de Reynolds, na

qual a camada limite é laminar. Para números de Reynolds mais altos, com a camada limite em regime turbulento, há um vasto campo de estudo ainda pouco explorado.

No próximo capítulo serão apresentados os resultados experimentais do estudo do vórtice ferradura, para vários números de Reynolds, formado ao redor de um cilindro fixo.

## 5 *Resultados e Discussões*

Neste capítulo são apresentados os resultados experimentais obtidos a partir de ensaios em túnel de vento com um cilindro circular vertical, fixado perpendicularmente sobre o fundo. Manteve-se fixa a distância do cilindro ao convergente do túnel e o diâmetro do cilindro, variando a velocidade do escoamento ( $Re_D$  entre 4300 a 15600). A técnica de medição utilizada foi o sistema de velocimetria de luz pulsada e modo de operação de Velocimetria por Imagem de Partícula (PIV). Após o pré e o pós-processamento dos dados de PIV referentes ao domínio do estudo (plano no eixo de simetria e montante ao cilindro vertical), foram investigadas algumas grandezas referentes ao escoamento na região do (sistema) vórtice ferradura, através da análise de grandezas médias e instantâneas calculadas a partir dos campos de vetores velocidade instantânea.

Dentre as grandezas médias extraídas enumeram-se os campos médios: de velocidade, vorticidade transversal, energia cinética turbulenta e a distribuição média da tensão de cisalhamento sobre a placa plana (fundo do túnel). O campo de intensidade de turbulência, desvio padrão (rms) da flutuação da velocidade e tensões de Reynolds estão entre as outras grandezas que possibilitam a caracterização do escoamento no plano de simetria do cilindro.

Além dos campos médios, os instantâneos também foram investigados a fim de identificar características que somente são perceptíveis em campos isolados. A vorticidade transversal, a distribuição da tensão de cisalhamento, perfis verticais de velocidade e vorticidade transversal, localização horizontal e vertical do centro do vórtice ferradura e a sequência temporal de figuras mostrando o movimento do (sistema) vórtice ferradura, configuram as informações desta natureza.



## 5.1 Campos médios

### 5.1.1 Velocidades médias

O campo médio de vetores velocidade ( $\bar{u}/U_\infty$ ,  $\bar{v}/U_\infty$ ) foi determinado a partir da média aritmética da velocidade instantânea (Seção 4.2.4), adimensionalizados em relação à velocidade do escoamento livre ( $U_\infty$ ) (Tab. 4.2). O campo médio de velocidade foi calculado para identificar para qual número de Reynolds estes padrões representam o escoamento instantâneo, e como a presença do cilindro influencia a velocidade média do escoamento.

Observa-se em todos os campos médios de velocidade ( $Re_D = 4300, 5500, 7100, 10200$  e  $15600$ ) que o escoamento próximo da face montante do cilindro apresenta comportamento descendente (Figs. 5.1 e 5.2) e que somente nos campos correspondentes a  $Re_D = 4300$  (Fig. 5.1.a) e  $7100$  (Fig. 5.1.c) o escoamento longitudinal inverte seu sentido principal próximo à junção da placa com o cilindro.

Para todos os números de Reynolds, a velocidade média no escoamento não representou o comportamento instantâneo do escoamento, pois o (sistema) vórtice ferradura além de alterar a sua posição com o tempo, ele não é identificado em todos os campos instantâneos.

Para complementar a análise dos campos médios de velocidade ( $\bar{u}/U_\infty$ ,  $\bar{v}/U_\infty$ ), foi calculado o módulo da velocidade e geradas isolinhas a partir dos módulos (Fig. 5.3).

À medida que o escoamento se aproxima do cilindro (para  $y/D > 0,3$ ), para todos os números de Reynolds investigados ( $Re_D = 4300$  a  $15600$ ), os valores das isolinhas decrescem de 0,9 a 0,15, evidenciando deste modo a influência da presença do cilindro sobre a velocidade do escoamento. Dentre todos os números de Reynolds analisados, o campo médio com  $Re_D = 7100$  (Fig. 5.3.c) é o que apresenta a menor influência do cilindro sobre o escoamento (módulo da velocidade média igual a 0,9 em  $x/D = -1,0$  e  $y/D = 0,5$ ).

De um modo geral, observa-se que, de  $Re_D = 4300$  a  $7100$ , há uma redução da influência da presença do cilindro sobre o escoamento. E para  $Re_D = 10200$  e  $15600$  esta tendência se inverte, possivelmente pelo início da transição da camada limite. Segundo a literatura (SCHLICHTING, 1979), a única camada limite que poderia ser classificada como de transição ou turbulenta, seria com  $Re_D = 15600$ , pois o correspondente  $Re_X = 2,5 \times 10^5$  (número de Reynolds baseado na distância  $X$ ) é superior ao valor mais conservador de  $Re_{X,trans} = 2 \times 10^5$  (número de Reynolds de transição).

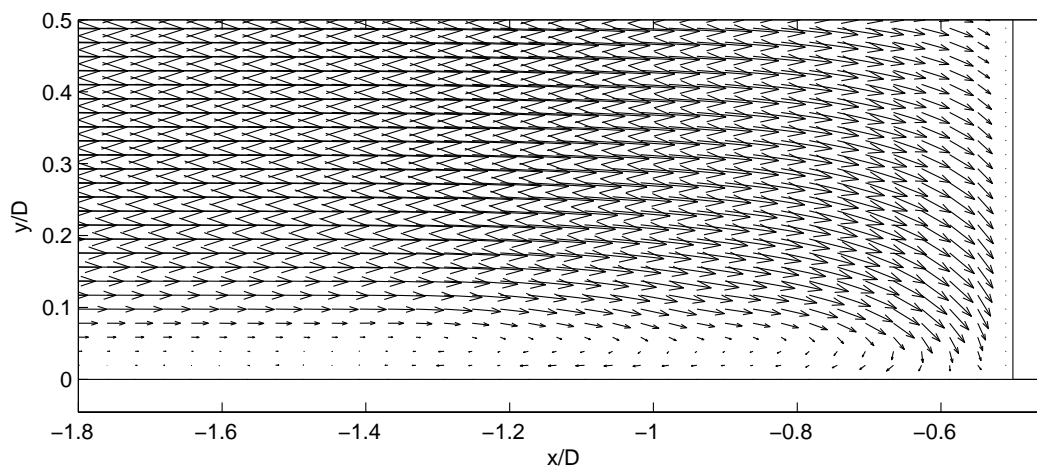
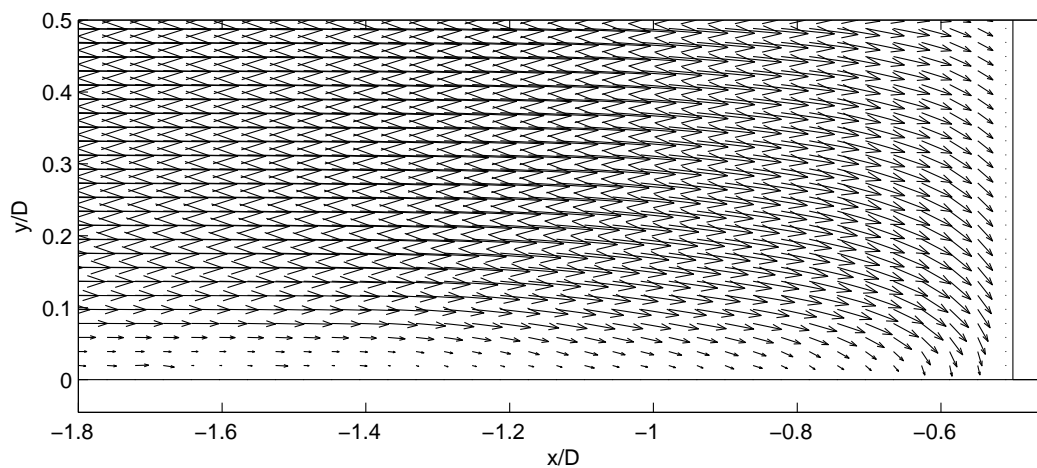
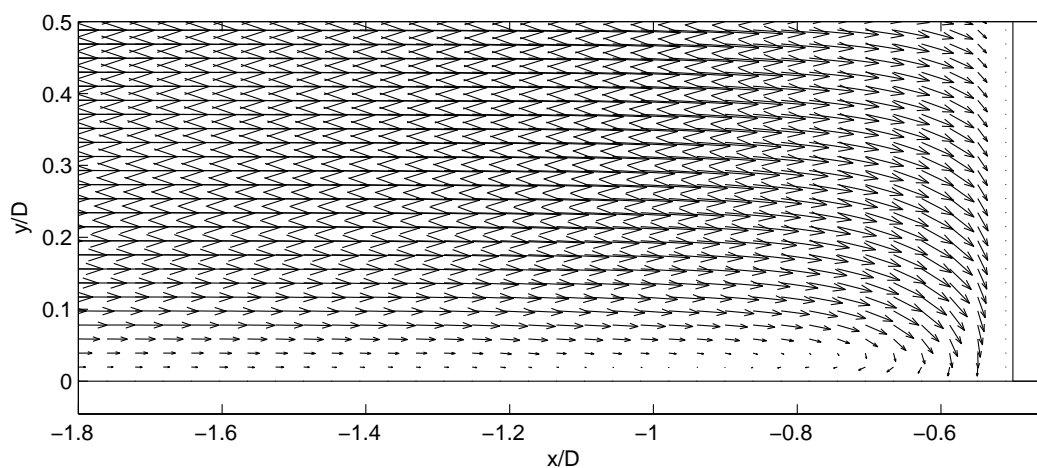
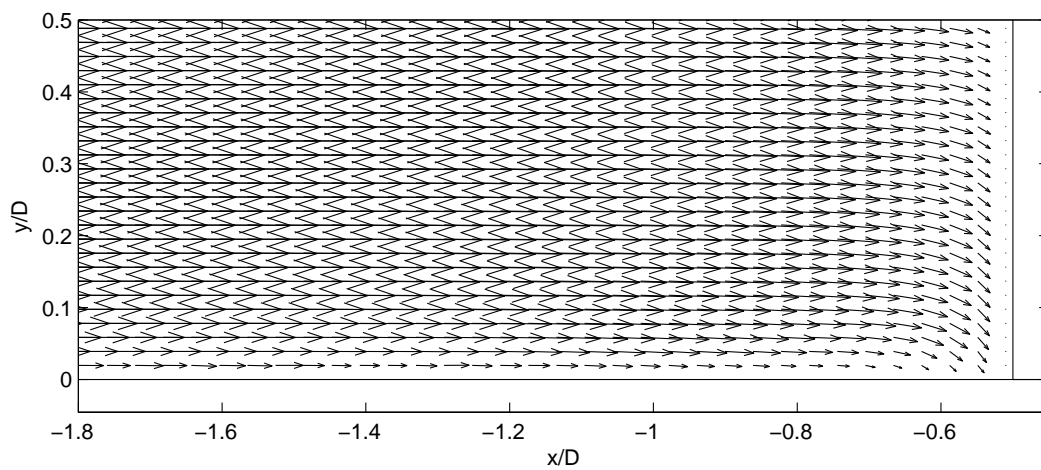
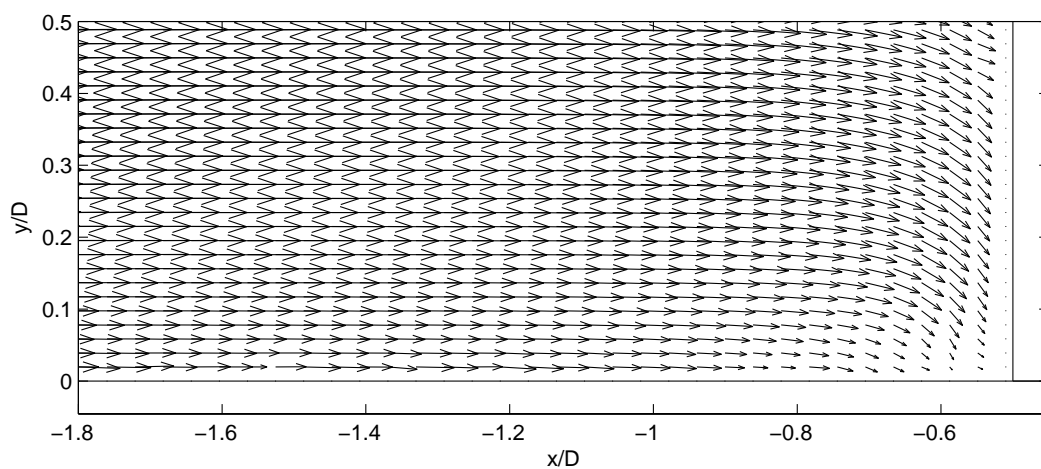
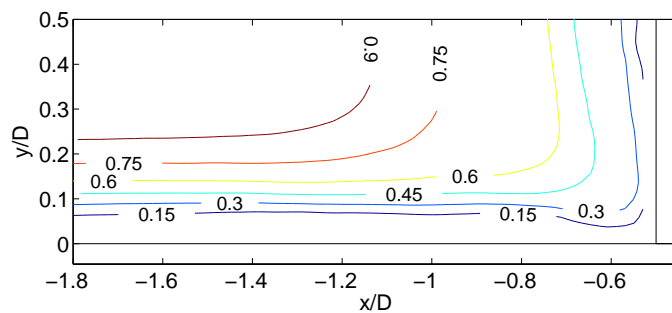
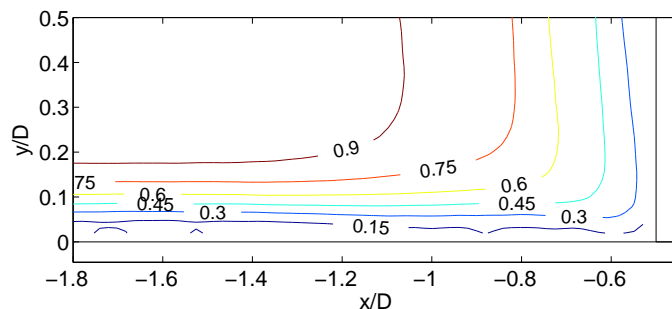
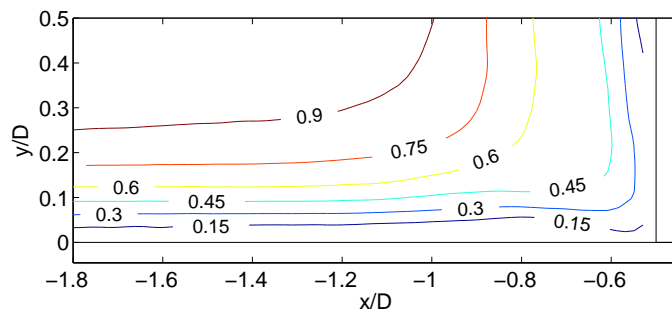
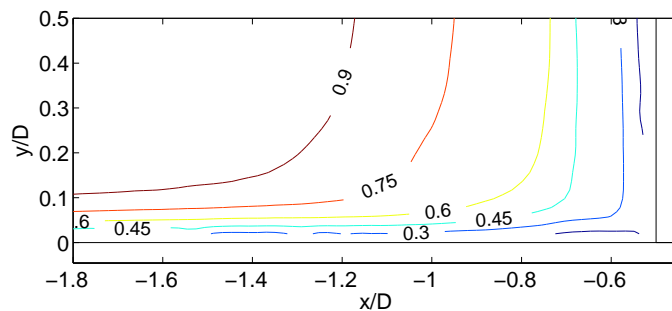
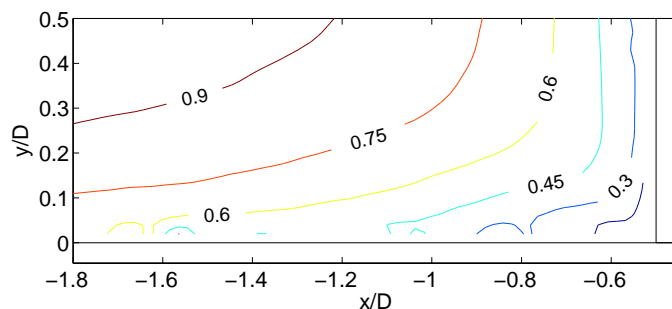
(a)  $Re_D = 4300$  ( $Re_{\delta^*} = 450$ )(b)  $Re_D = 5500$  ( $Re_{\delta^*} = 510$ )(c)  $Re_D = 7100$  ( $Re_{\delta^*} = 580$ )

Figura 5.1: Campo de velocidade média adimensional ( $\bar{u}/U_\infty$ ,  $\bar{v}/U_\infty$ ), em função do  $Re_D$ .

(a)  $Re_D = 10200$  ( $Re_{\delta^*} = 700$ )(b)  $Re_D = 15600$  ( $Re_{\delta^*} = 860$ )Figura 5.2: Campo de velocidade média adimensional ( $\bar{u}/U_\infty$ ,  $\bar{v}/U_\infty$ ).

(a)  $Re_D = 4300$  ( $Re_{\delta^*} = 450$ )(b)  $Re_D = 5500$  ( $Re_{\delta^*} = 510$ )(c)  $Re_D = 7100$  ( $Re_{\delta^*} = 580$ )(d)  $Re_D = 10200$  ( $Re_{\delta^*} = 700$ )(e)  $Re_D = 15600$  ( $Re_{\delta^*} = 860$ )Figura 5.3: Isolinhas do módulo da velocidade média adimensional, em função do  $Re_D$ .

## 5.1.2 Vorticidade média

A vorticidade média adimensionalizada foi calculada a partir do campo médio de velocidade adimensional ( $\bar{u}/U_\infty$ ,  $\bar{v}/U_\infty$ ), conforme descrito na Seção 4.2.4, considerando que o sentido anti-horário de rotação corresponde à vorticidade positiva. Como o campo de vorticidade média se comporta na região de junção do cilindro com o fundo plano, é uma das questões que esta seção procura responder.

Para  $Re_D = 4300$  (Fig. 5.4.a) e  $Re_D = 7100$  (Fig. 5.4.c) existe concentração de vorticidade negativa próxima à junção do cilindro com a placa ( $-0,94 \leq x/D \leq -0,62$  e  $-0,84 \leq x/D \leq -0,64$ ). Apesar da concentração de vorticidade para  $Re_D = 5500$  (Fig. 5.4.b) ( $-1,84 \leq x/D \leq -1,3$ ) estar mais distante do cilindro que as outras duas ( $Re_D = 4300$  e  $7100$ ), não se pode deixar de mencionar que entre  $x/D = -0,8$  e  $-0,6$  também existe concentração de vorticidade negativa, que em decorrência da escolha do mesmo valor das isolinhas para todos os  $Re_D$ , estas não foram geradas. A concentração de vorticidade próxima à junção do cilindro com a placa, para  $Re_D = 4300$ ,  $5500$  e  $7100$ , demonstra que possivelmente o (sistema) vórtice ferradura está presente em uma maior quantidade de planos instantâneos de velocidade, e que nesta região o mesmo altera sua posição com o tempo. Para  $Re_D = 10200$  e  $15600$ , não há concentração de vorticidade média próxima a região de junção do cilindro com a placa. O que pode ser resultado da intermitência do vórtice no escoamento ou ele não estar presente no escoamento.

Como era de se esperar, existem isolinhas de vorticidade negativa na camada limite de aproximação, porque neste caso a existência de vorticidade está associada ao gradiente de velocidade na camada limite e não à existência de um vórtice (Seção 2.1). As isolinhas de vorticidade  $\bar{\omega}_z D/U_\infty < -2,0$  na camada limite de aproximação, em  $x/D = -2$ , se aproximam da placa à medida que o número de Reynolds cresce, pois conforme o número de Reynolds aumenta, a espessura da camada limite do escoamento de aproximação se torna mais delgada.

Além do gradiente vertical de velocidade na camada limite, o gradiente horizontal existente no escoamento descendente adjacente à face montante do cilindro também gera vorticidade, porém positiva, para todos os números de Reynolds estudados (Fig. 5.4). Um detalhe do escoamento descendente em conjunto com a respectiva vorticidade pode ser observado na Figura 5.5, para  $Re_D = 4300$ , no qual a concentração de vorticidade não está associada a um vórtice, mas ao gradiente de velocidade existente na região.

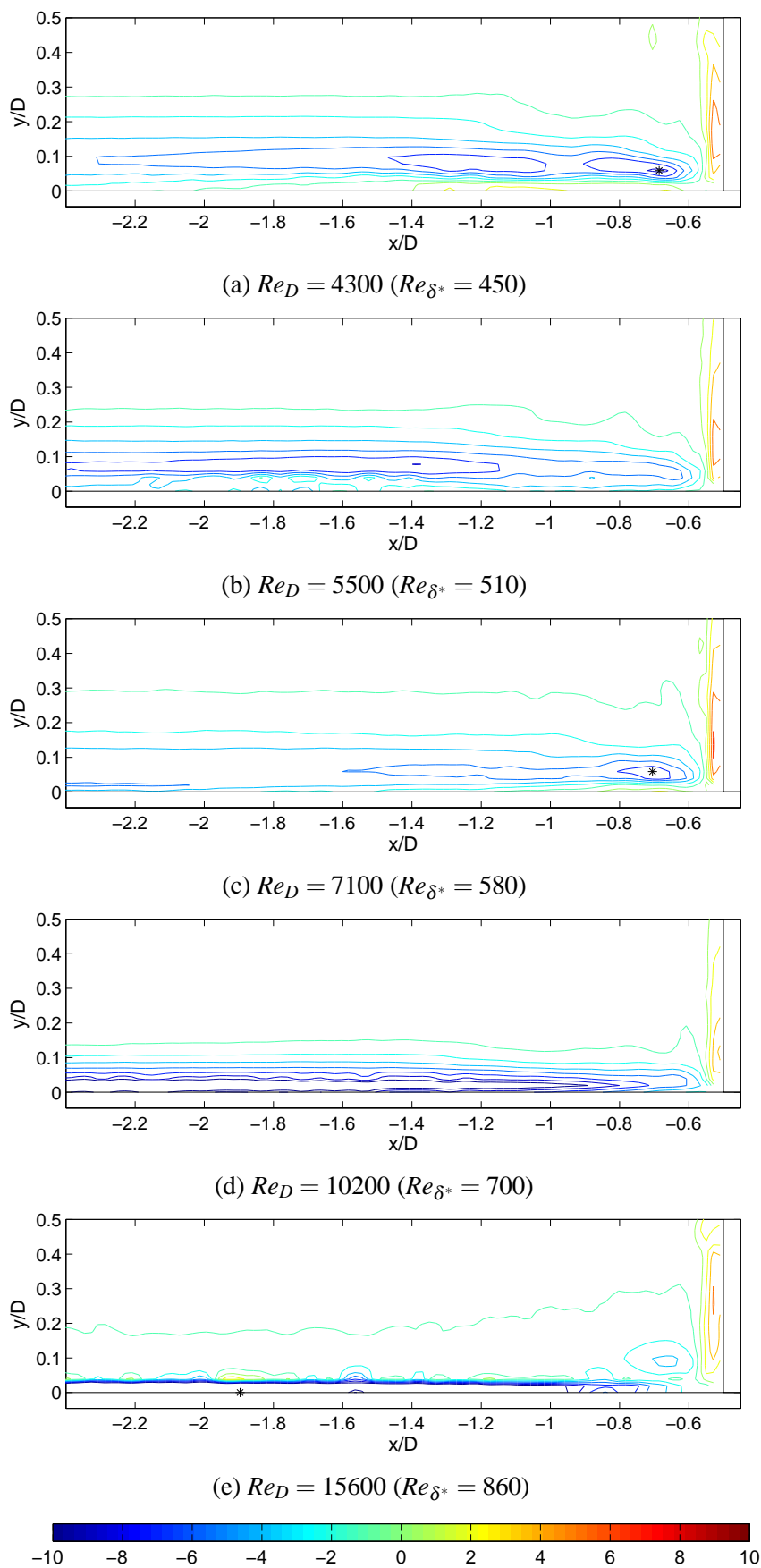


Figura 5.4: Isolinhas de vorticidade transversal média adimensional ( $\overline{\omega}_z D/U_\infty$ ). O símbolo ”\*” indica o ponto de mínima vorticidade média adimensional.

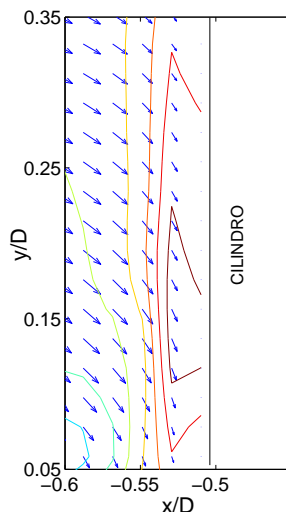


Figura 5.5: Detalhe do escoamento descendente médio ( $\bar{u}/U_\infty$ ,  $\bar{v}/U_\infty$ ) adjacente a face do cilindro com as isolinhas de vorticidade média para  $Re_D = 4300$  (Fig. 5.4.a).

### 5.1.3 Energia cinética turbulenta média

A energia cinética turbulenta média (Seção 4.2.4) foi calculada para todos os números de Reynolds e adimensionalizada em relação ao quadrado da velocidade do escoamento livre ( $U_\infty^2$ ). A distribuição da energia cinética no escoamento foi calculada para demonstrar como ela se comporta com a presença do cilindro no escoamento.

A energia cinética turbulenta média por unidade de massa na região do escoamento de aproximação,  $x/D < -1,4$ , se deve, principalmente, ao termo da flutuação turbulenta da velocidade na direção longitudinal do escoamento ( $u'$ ). As isolinhas para  $x/D < -1,4$  se mantêm praticamente paralelas à placa plana para  $Re_D = 4300$  (Fig. 5.6.a) e  $Re_D = 5500$  (Fig. 5.6.b). Para estes dois casos, a isolinha de energia cinética igual a 0,005 fica, respectivamente, em torno de  $y/D = 0,27$  e 0,23. Em  $Re_D = 15600$  (Fig. 5.7.b) ela se localiza em torno de  $y/D = 0,35$ . Para os demais casos (Figs. 5.6.c e 5.7.a), a isolinha igual a 0,005 apresenta um gradual aumento em  $y/D$ , na direção do cilindro, para  $x/D$  até  $-1,4$ .

Ao se aproximar do cilindro, a energia cinética média começa a receber gradativamente maior contribuição da flutuação da velocidade vertical ( $v'$ ). Observa-se que a influência da presença do cilindro sobre o escoamento para todos os números de Reynolds, está praticamente restrita na região  $-1,4 \leq x/D \leq -0,5$ , onde os valores de  $\bar{k}'/U_\infty$  são maiores devido ao aumento da atividade turbulenta nesta região.

Para  $Re_D = 4300, 5500, 7100$  e  $10200$  (Figs. 5.6 e 5.7) os contornos de energia máxima localizam-se, respectivamente, nos seguintes intervalos de  $x/D$ : de  $-0,90$  a  $-0,70$ , de  $-0,9$

a  $-0,70$ , de  $-0,90$  a  $-0,65$  e  $-0,80$  a  $-0,65$ . O (sistema) vórtice ferradura provavelmente localiza-se nestes intervalos.

Para  $Re_D = 15600$  (Fig. 5.7.b), o campo de  $\bar{k}'/U_\infty$  não apresentou uma região com concentração bem definida de energia, como para os demais. A razão para tal pode ser devido a não existência do (sistema) vórtice ferradura no escoamento, ou a pequena quantidade de planos de velocidade nos quais ele existe.

### 5.1.4 Intensidade de turbulência

A intensidade de turbulência foi calculada a partir da flutuação da velocidade (Seção 4.2.4) expressa pelas seguintes expressões:

$$I_u = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}(i, j)}}{U_\infty} \quad (5.1)$$

e

$$I_v = \frac{\sqrt{\overline{v'^2}(i, j)}}{U_\infty}. \quad (5.2)$$

A concentração das intensidades de turbulência  $I_u$  e  $I_v$  no escoamento a montante do cilindro, permite a análise do comportamento médio da flutuação da velocidade na região.

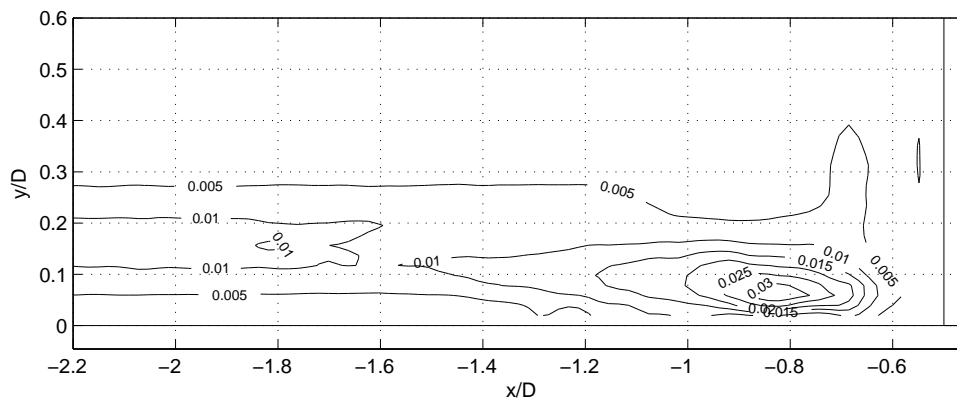
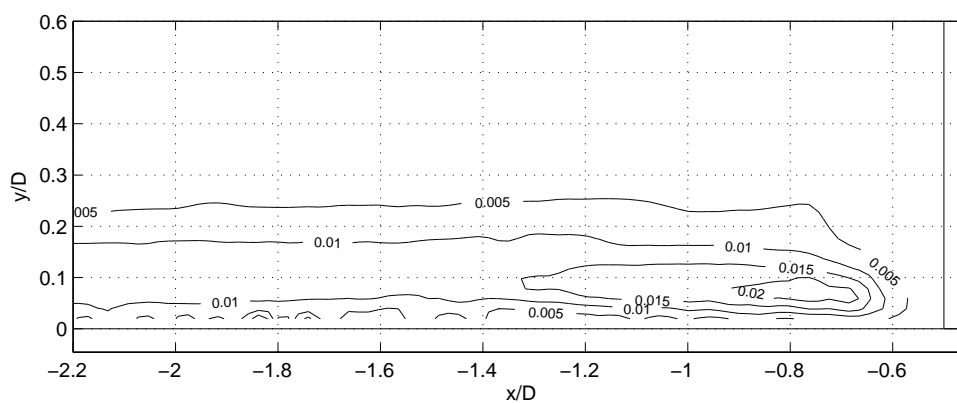
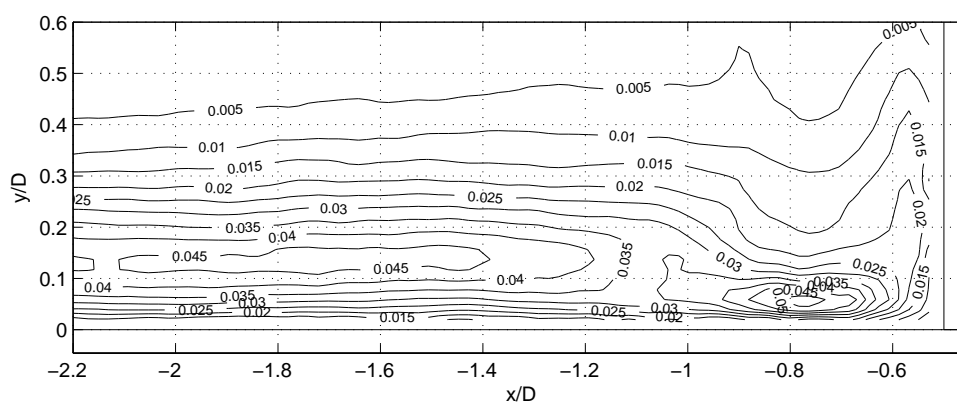
Para todos os números de Reynolds, observa-se que a intensidade de turbulência  $I_u$  é superior na região do escoamento próxima da placa plana (Fig. 5.8). Em  $y/D < 0,4$  e  $x/D < -1,2$  as isolinhas são horizontais para  $Re_D = 4300$  (Fig. 5.8.a), e  $5500$  (Fig. 5.8.b) e  $7100$  (Fig. 5.8.c). Em  $Re_D = 7100$  (Fig. 5.8.c) os valores de  $I_u$  são superiores aos dos demais números de Reynolds e para  $Re_D = 10200$  (Fig. 5.8.e) os maiores valores se concentram junto à placa. Para  $Re_D$  de  $4300$  a  $10200$  (Figs. 5.8.a a 5.8.d), observa-se na região do escoamento em  $y/D > 0,4$ , que a mesma isolinha, ao se aproximar do cilindro, apresenta picos a determinadas distâncias do cilindro a  $y/D$  distintos.

O módulo da intensidade de turbulência,  $I$ , foi calculado através da seguinte expressão:

$$I = \sqrt{I_u^2 + I_v^2}. \quad (5.3)$$

A Figura 5.9 mostra um perfil horizontal do módulo da intensidade de turbulência, em



(a)  $Re_D = 4300$  ( $Re_{\delta^*} = 450$ )(b)  $Re_D = 5500$  ( $Re_{\delta^*} = 510$ )(c)  $Re_D = 7100$  ( $Re_{\delta^*} = 580$ )Figura 5.6: Isolinhas de energia cinética turbulenta média adimensional ( $\overline{k'}/U_\infty^2$ ).

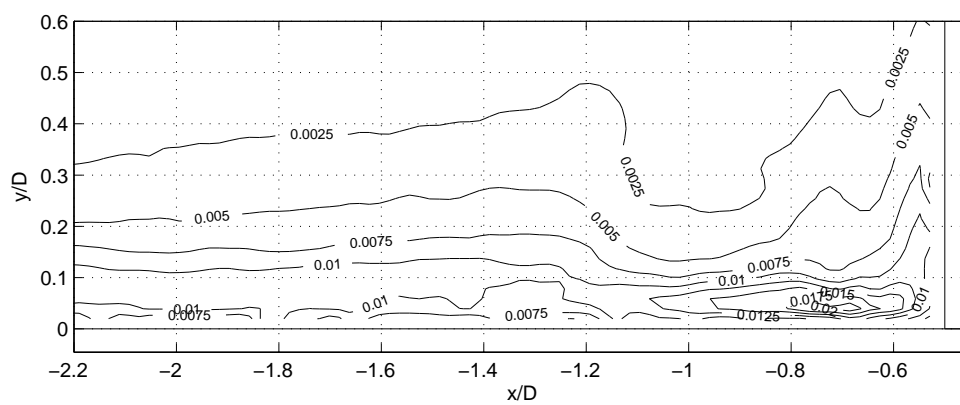
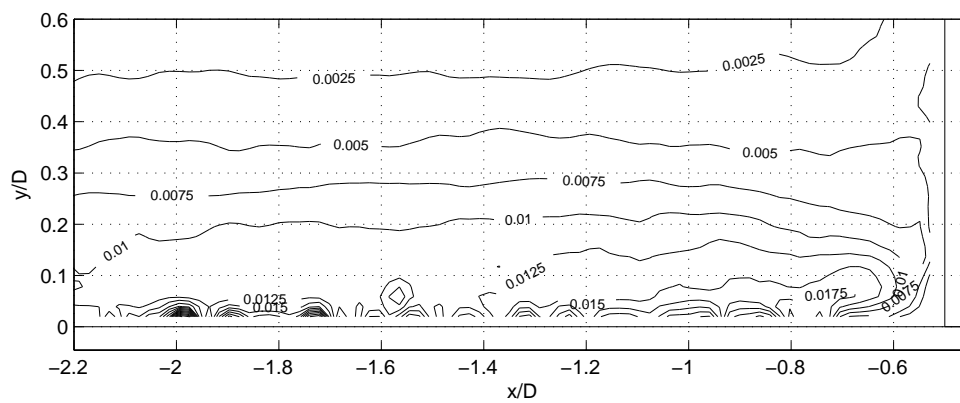
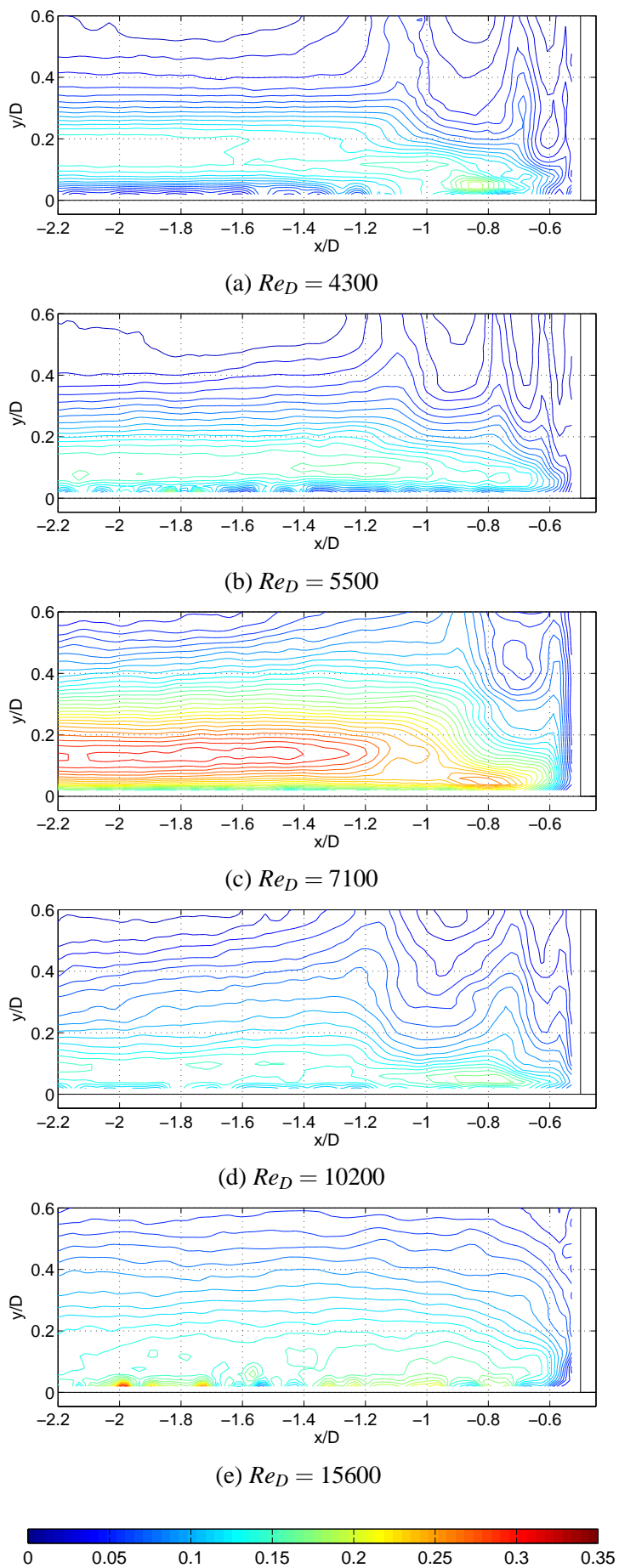
(a)  $Re_D = 10200$  ( $Re_{\delta^*} = 700$ )(b)  $Re_D = 15600$  ( $Re_{\delta^*} = 860$ )

Figura 5.7: Isolinhas de energia cinética turbulenta média adimensional ( $\overline{k'}/U_\infty^2$ ).

Figura 5.8: Isolinhas de Intensidade de turbulência  $I_u$ .

$y/D = 1,4066$ , para os cinco números de Reynolds investigados. Observa-se a existência de picos dominantes com decaimento em direção ao cilindro para  $Re_D$  de 4300 a 10200. Para  $Re_D = 15600$  (Fig. 5.9.d) há uma configuração semelhante a de um movimento amortecido, porém com a tendência de decaimento no módulo de  $I$  em direção ao cilindro. Estes picos mostram que, em média, o escoamento apresenta zonas de maior turbulência, localizadas em faixas paralelas ao eixo do cilindro.

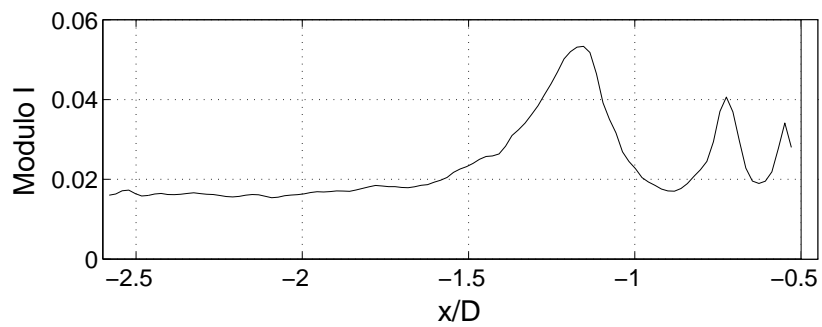
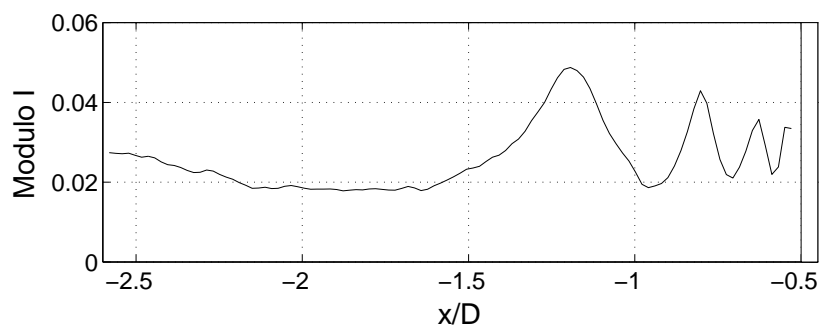
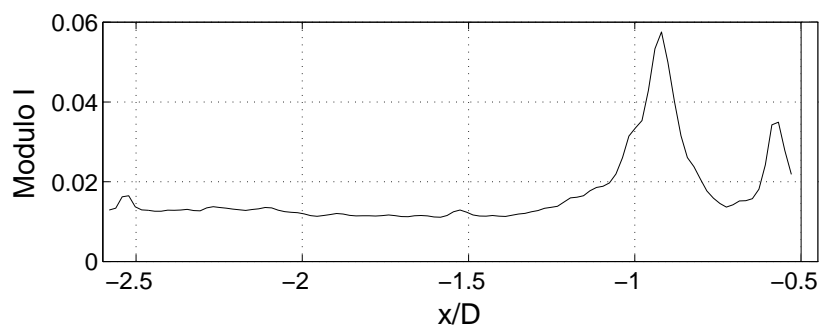
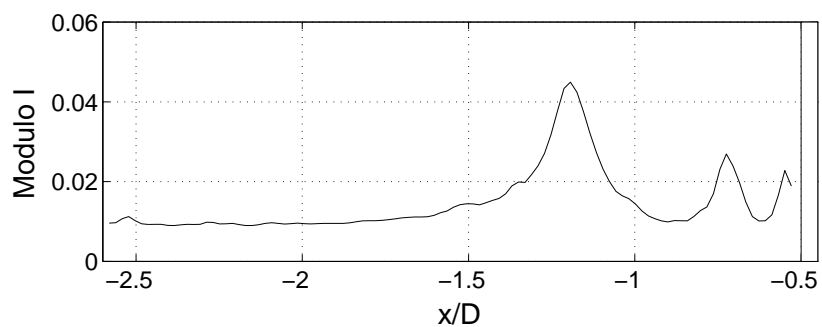
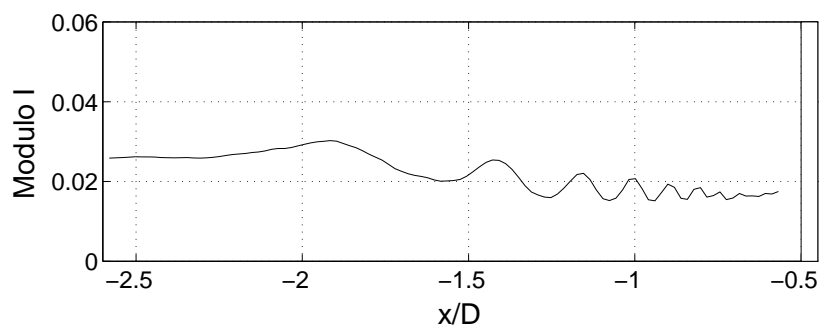
A intensidade de turbulência  $I_v$ , para todos os números de Reynolds, possui os seus maiores valores concentrados na região de junção do cilindro com a placa, devido ao escoamento descendente existente na face montante do cilindro (Fig. 5.10). Verifica-se também que, para  $Re_D$  de 4300 a 15600, os contornos de intensidade de turbulência  $I_v$  máxima, próximos à placa plana localizam-se, respectivamente, nos seguintes intervalos de  $x/D$ : de  $-0,9$  a  $-0,7$ ;  $-0,9$  a  $-0,7$ ;  $-0,8$  a  $-0,6$ ;  $-0,7$  a  $-0,55$  e  $-0,8$  a  $-0,6$ . Para  $Re_D = 4300$  (Fig. 5.10.a) e 7100 (Fig. 5.10.c), a intensidade de turbulência  $I_v$  máxima próxima à placa plana possivelmente está associada ao (sistema) vórtice ferradura, porque seus valores são muito superiores comparativamente à intensidade  $I_v$  do restante do campo. Para  $Re_D = 5500$  (Fig. 5.10.b), a concentração de  $I_v$  localiza-se predominantemente próxima à placa plana, a qual pode ser também atribuída a existência do (sistema) vórtice ferradura no escoamento.

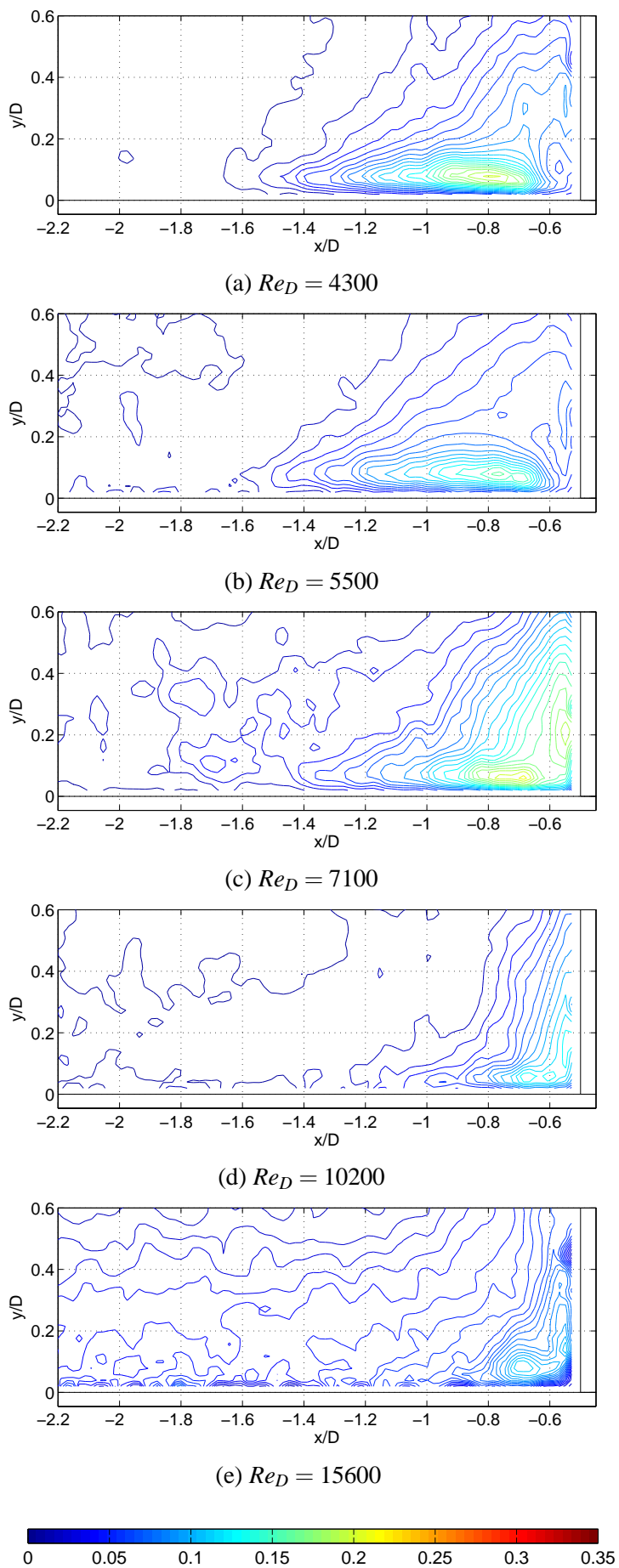
### 5.1.5 Desvio padrão da flutuação da vorticidade

Como era de se esperar, os campos de desvio padrão da flutuação da vorticidade apresentam apenas valores positivos, porque o cálculo foi feito utilizando a Equação 4.8, na qual todos os valores de flutuação são elevados ao quadrado resultando em valores positivos de desvio padrão. O desvio padrão da flutuação da vorticidade ( $rms(\omega'_z D/U_\infty)$ ) foi calculado para investigar a posição média do (sistema) vórtice ferradura no escoamento.

À medida que o número de Reynolds aumenta de  $Re_D = 4300$  a 10200, as isolinhas com maiores valores de desvio padrão se concentram mais próximas ao cilindro (Figs. 5.11.a a 5.11.d). Para  $Re_D = 4300$  a 10200, as isolinhas de máximo desvio padrão da vorticidade localizam-se, respectivamente, nos seguintes intervalos de  $x/D$ : de  $-0,9$  a  $-0,7$ ; de  $-0,9$  a  $-0,7$ ; de  $-0,9$  a  $-0,65$  e de  $-0,75$  a  $-0,6$ . O maior desvio padrão é encontrado para  $Re_D = 4300$ , relativamente aos demais. Para  $Re_D = 15600$ , as isolinhas correspondentes aos maiores valores se concentram próximas à placa.

Da mesma forma que para a vorticidade média (Fig. 5.4), para  $Re_D = 4300$  e 7100, os maiores valores de  $rms(\omega'_z D/U_\infty)$  (Fig. 5.11) tendem a se concentrar na região de junção

(a)  $Re_D = 4300$ (b)  $Re_D = 5500$ (c)  $Re_D = 7100$ (d)  $Re_D = 10200$ (e)  $Re_D = 15600$ Figura 5.9: Perfil horizontal do módulo da intensidade de turbulência ( $I$ ) em  $y/D = 1,4066$ .

Figura 5.10: Isolinhas de Intensidade de turbulência  $I_v$ .

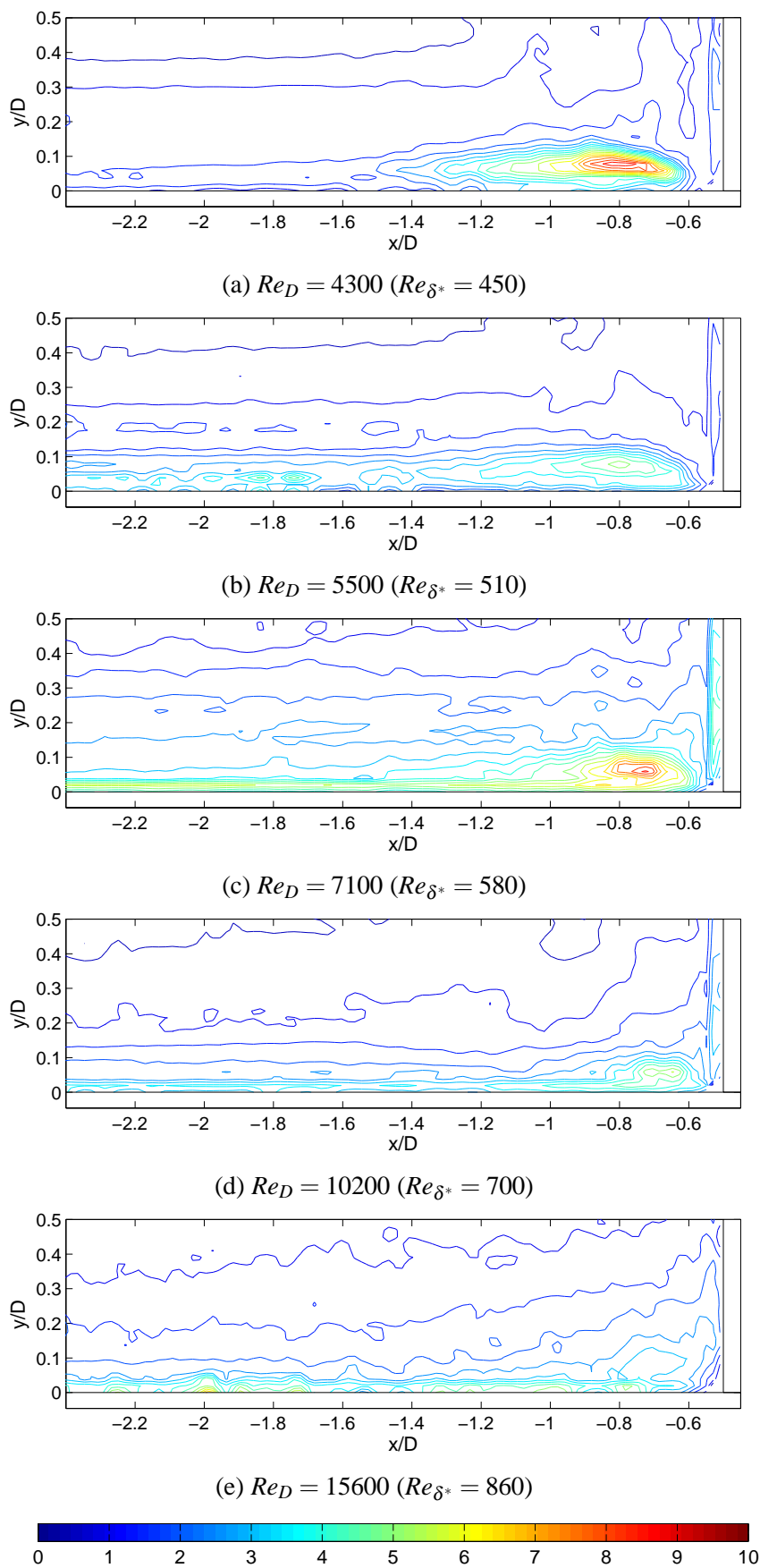


Figura 5.11: Isolinhas do desvio padrão da flutuação da vorticidade transversal adimensional ( $rms(\omega'_z D/U_\infty)$ ), em função do número de Reynolds.

do cilindro e a placa plana, provavelmente devido à existência do (sistema) vórtice ferradura nesta região. Especialmente para  $Re_D = 10200$ , observou-se que há concentração de isolinhas de desvio padrão de vorticidade próxima ao cilindro, ao contrário das isolinhas de vorticidade média.

## 5.2 Localização do centro do vórtice ferradura

A posição do centro do vórtice ferradura  $(x_v/D, y_v/D)$ , elucidada anteriormente nas Seções 3.3.2 e 3.3.3, foi determinada por Baker (1979) e Ballio et al. (1998) a partir da localização do centro do vórtice principal (ou primário), considerando que o mesmo é o maior e o mais próximo do cilindro. Entretanto, observou-se a partir das imagens instantâneas de isolinhas de vorticidade transversal, do presente estudo, que nem sempre o vórtice com maior concentração de vorticidade (dominante) é o mais próximo do cilindro e/ou de maior diâmetro. Sendo assim, a investigação do centro do vórtice ferradura foi realizada a partir da localização das coordenadas do ponto de menor vorticidade adimensional  $(\omega_{zmin}D/U_\infty)$ . Deste modo foi adotada como hipótese inicial que a posição da vorticidade mínima coincide com a do núcleo do vórtice dominante.

Eckerle e Awad (1991) demonstraram que a existência de um vórtice dominante no plano de simetria depende do valor da variável adimensional  $(Re_D)^{1/3}(D/\delta^*)$  e do fator de forma  $H = \delta^*/\theta$  (Seção 2.2.1). Demonstraram em seu estudo que, para valores de  $(Re_D)^{1/3}(D/\delta^*) > 10^3$  e  $H$  entre 1,34 e 1,42, nenhum vórtice foi encontrado no plano de simetria, devido a elevada quantidade de movimento do escoamento de aproximação e a fina espessura da camada limite sobre o fundo plano. Para o maior número de Reynolds aqui analisado,  $Re_D = 15600$ , o fator de forma ( $H$ ) é igual a 2,60 e o valor de  $(Re_D)^{1/3}(D/\delta^*)$  é igual a  $4,5 \times 10^2$ , sendo que este valor indica que há vórtice ferradura no plano de simetria para todos os números de Reynolds estudados. Esta seção investiga a existência ou não do (sistema) vórtice ferradura no plano de simetria, através do estudo da localização do ponto de menor vorticidade instantânea, para todos os números de Reynolds empregados.

Na Figura 5.12 estão representadas as isolinhas de frequência relativa ( $f_{rel}$ ) calculadas a partir dos 400 pontos de mínima vorticidade transversal  $(\omega_{zmin}D/U_\infty)$  retirados dos campos de vorticidade instantânea  $(\omega_z D/U_\infty)$ . O símbolo "\*" representa a localização da  $f_{rel,max}$  (Tab. 5.1). Da figura superior à inferior, o  $Re_D$  ( $Re_{\delta^*}$ ) varia de 4300 (450), 5500 (510), 7100 (580), 10200 (700) e 15600 (860). Observa-se uma maior concentração das isolinhas próximas ao cilindro nas três primeiras figuras, e não nas duas últimas. Através de análise



visual de alguns campos de vorticidade instantânea, para  $Re_D = 10200$  e  $15600$ , foi verificado que os pontos de mínima vorticidade ( $\omega_{zmin}D/U_\infty$ ) localizados em  $x/D < -2,0$ , pertencem à camada limite de aproximação e não ao centro do vórtice ferradura.

Como se deseja analisar somente o comportamento do escoamento próximo ao cilindro, com o domínio de maior extensão, a análise abrange também a camada limite de aproximação. Sendo assim, restringiram-se esta análise e as posteriores, à região  $x/D > -1,8$ , porque nela há maior concentração de isolinhas, tanto de vorticidade transversal média (Fig. 5.4) quanto de desvio padrão da flutuação da vorticidade (Fig. 5.11), para  $Re_D = 4300$  a  $10200$ .

Tabela 5.1: Valores de  $f_{rel.max}$  identificados por '\*' na Figura 5.12, em função do número de Reynolds.

$Re_D$	$Re_{\delta^*}$	$f_{rel.max}$ (%)
4300	450	5,50
5500	510	3,75
7100	580	3,75
10200	700	3,75
15600	860	6,75

Na Figura 5.13 estão representadas as isolinhas de frequência relativa ( $f_{rel}$ ) para os pontos de mínima vorticidade instantânea após a restrição do domínio para  $x/D > -1,8$ . Observa-se, comparativamente às isolinhas antes e depois da restrição do domínio, que para  $Re_D = 10200$  e  $15600$ , as isolinhas de frequência se aproximaram mais do cilindro, entretanto as suas maiores concentrações, representadas pelo símbolo de "\*" (Tab. 5.2), ainda se encontram mais distantes do cilindro e próximas ao valor  $x/D = -1,8$ .

Tabela 5.2: Valores de  $f_{rel.max}$  identificados por "\*" na Fig. 5.13, em função do número de Reynolds.

$Re_D$	$Re_{\delta^*}$	$f_{rel.max}$ (%)
4300	450	5,50
5500	510	3,75
7100	580	4,00
10200	700	6,50
15600	860	12,75

As isolinhas de frequência relativa da posição de  $\omega_{zmin}D/U_\infty$  mostram a frequência de ocorrência dos pontos com posição espacial ( $x/D, y/D$ ) fixa. Com o objetivo de investigar apenas a localização horizontal ( $x/D$ ) ou a localização vertical ( $y/D$ ) do ponto de mínima vorticidade instantânea, foram calculados histogramas de frequência relativa ( $f_{rel}$ ) destas posições (Fig. 5.14).

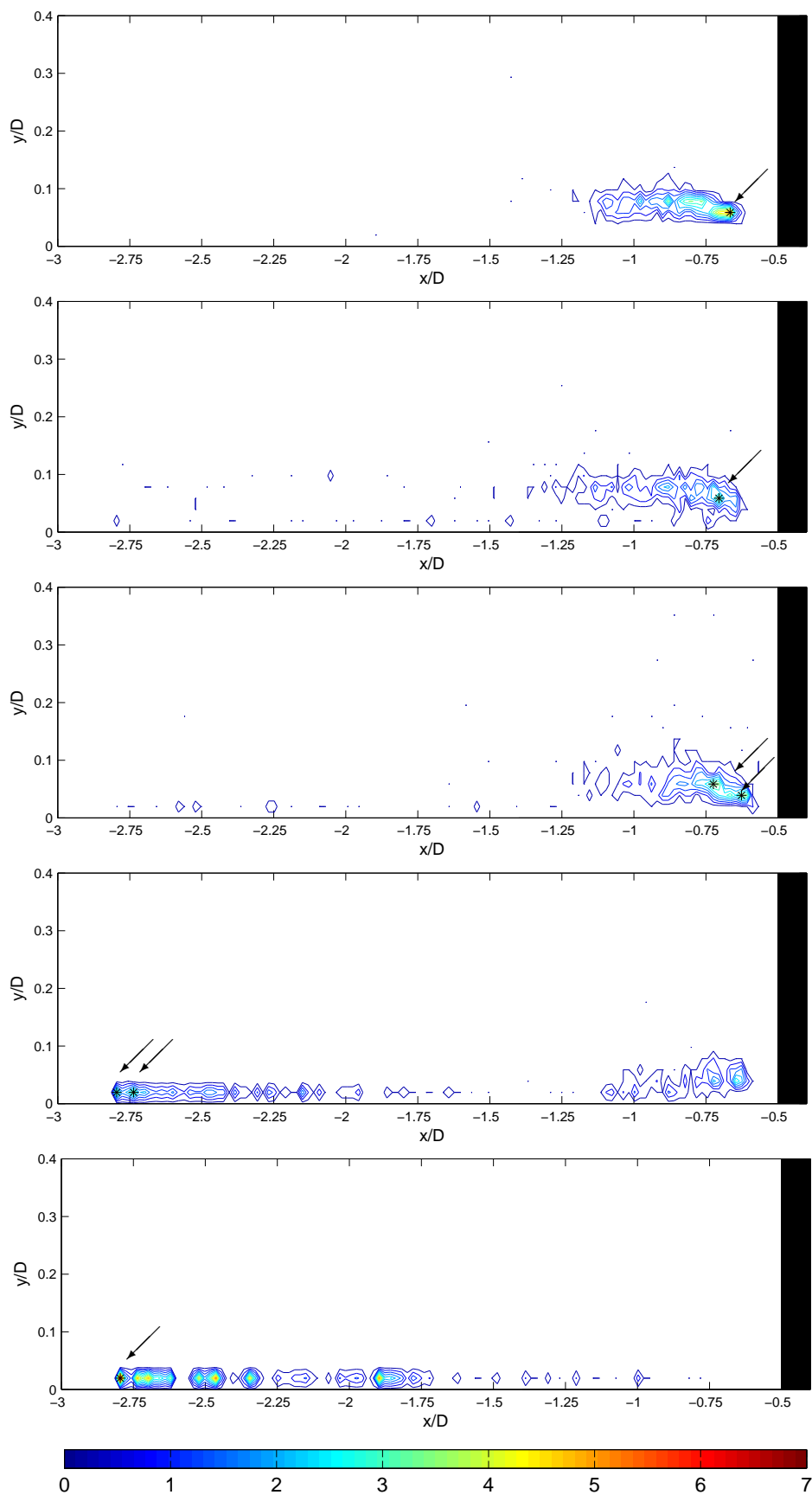


Figura 5.12: Isolinhas de frequência relativa da posição do ponto  $\omega_{zmin}D/U_\infty(x/D, y/D)$ . Da figura superior à inferior o  $Re_D$  ( $Re_{\delta^*}$ ) varia de 4300 (450), 5500 (510), 7100 (580), 10200 (700) e 15600 (860). O símbolo "\*" representa a localização da  $f_{rel.max}$ .

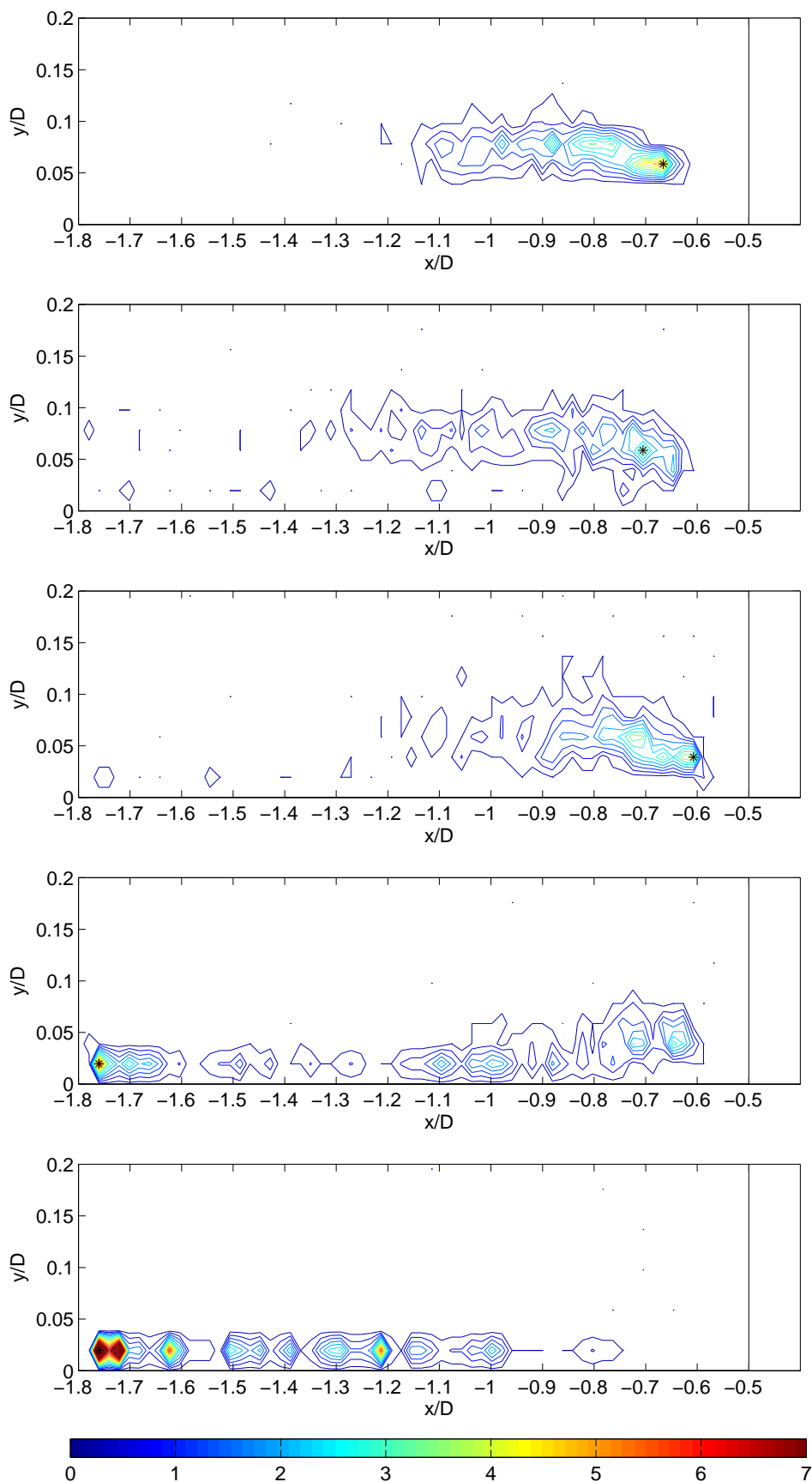


Figura 5.13: Isolinhas de frequência relativa da posição de  $\omega_{zmin}D/U_\infty (x/D, y/D)$ . O símbolo ”\*” representa a localização da  $f_{rel.max}$ . Da figura superior à inferior, o  $Re_D$  (ou  $Re_{\delta^*}$ ) varia de 4300 (450), 5500 (510), 7100 (580), 10200 (700) e 15600 (860).

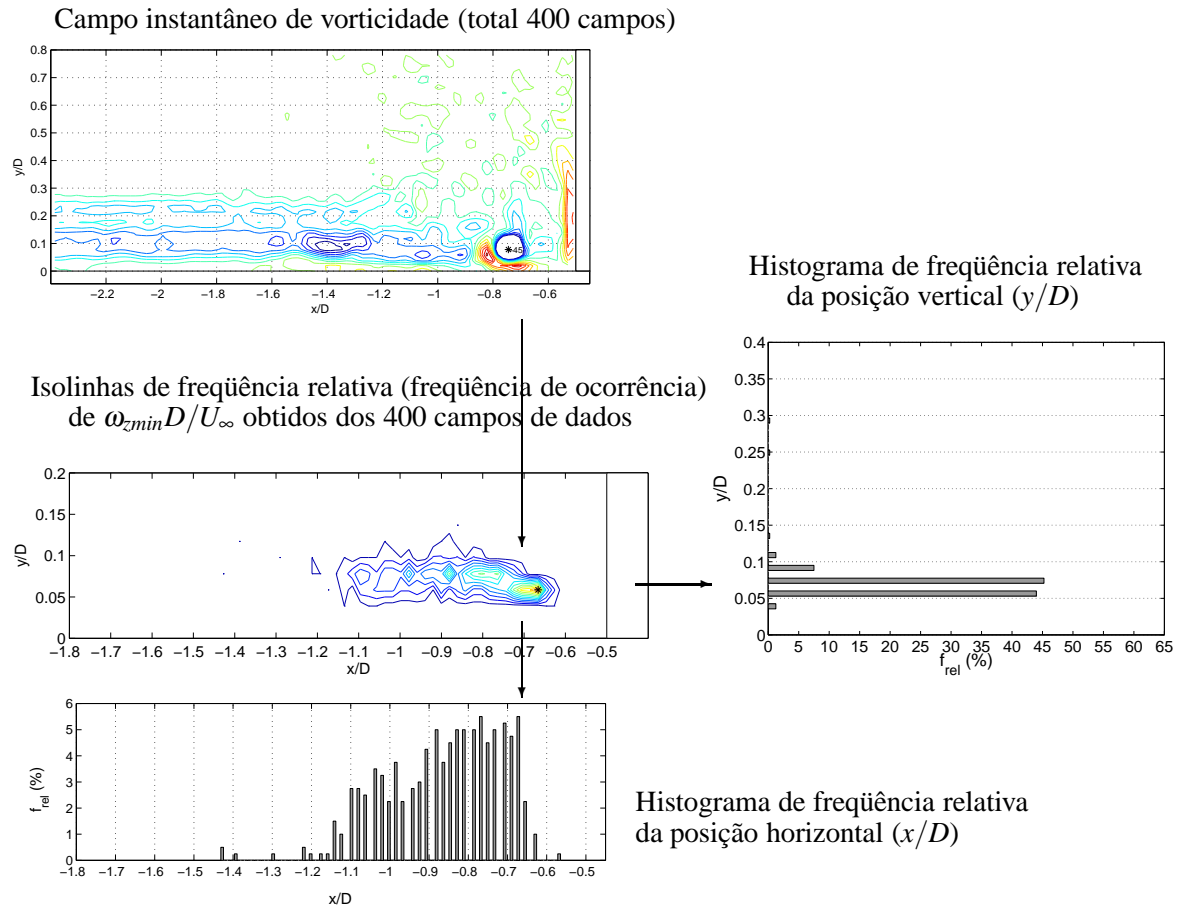


Figura 5.14: Esquema da metodologia de cálculo a partir dos campos instantâneos de vorticidade à isolinhas de frequência e histogramas de frequência relativa das posições  $x/D$  e  $y/D$  dos pontos de  $\omega_{zmin}D/U_\infty$ , para  $Re_D = 4300$  ( $Re_{\delta^*} = 450$ ).

### 5.2.1 Localização horizontal do ponto de vorticidade mínima

Para uma análise mais minuciosa, foram determinados os histogramas de frequência relativa ( $f_{rel}$ ) em função da abscissa  $x/D$  do ponto de mínima vorticidade ( $\omega_{zmin}D/U_\infty$ ).

Os histogramas de frequência relativa ( $f_{rel}$ ) demonstram que: em  $x/D \cong -0,77$  e  $-0,67$  para  $Re_D = 4300$  (Fig. 5.15.a) a frequência, em ambas posições, é igual a 5,50%; para  $Re_D = 5500$  (Fig. 5.15.b) a frequência aumenta para 5,8% em aproximadamente  $x/D = -0,71$ ; para  $Re_D = 7100$  (Fig. 5.15.c) 7,6% dos valores localizam-se em  $x/D \cong -0,71$ . Para  $Re_D = 10200$  (Fig. 5.15.d) há uma maior distribuição da frequência para região mais distante do cilindro com a maior frequência  $f_{rel,max} = 6,6\%$  em  $x/D \cong -1,77$ . Desconsiderando esta maior frequência, a segunda maior é de 4,75% em  $x/D \cong -0,65$ . Para  $Re_D = 15600$  as maiores  $f_{rel}$  localizam-se mais distantes do cilindro.

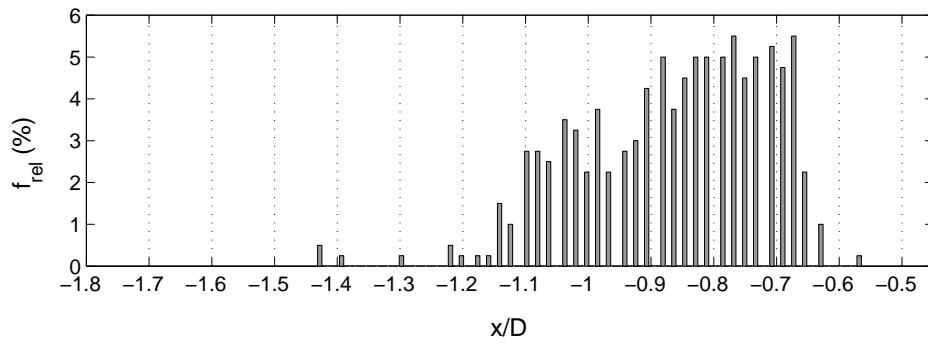
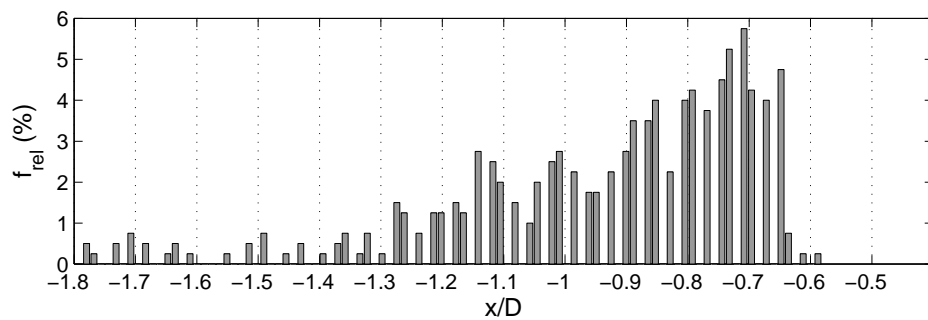
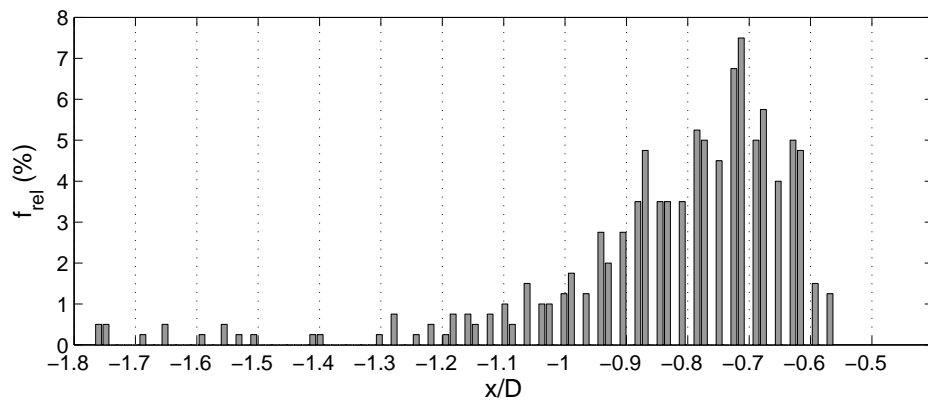
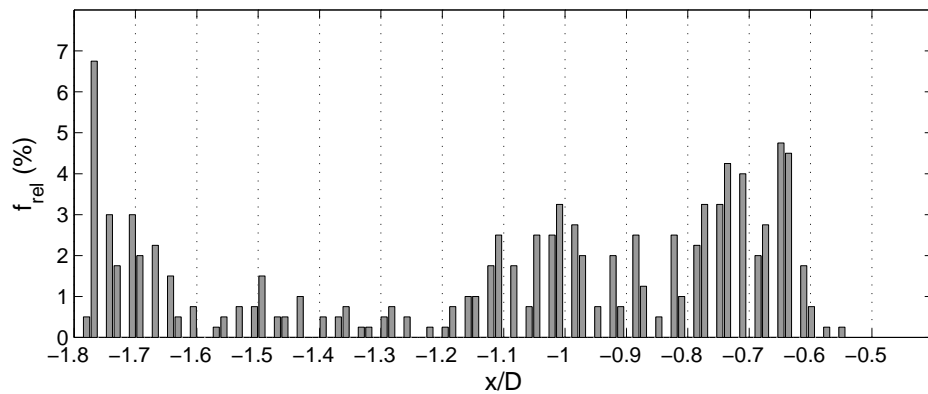
(a)  $Re_D = 4300$  ( $Re_{\delta^*} = 450$ )(b)  $Re_D = 5500$  ( $Re_{\delta^*} = 510$ )(c)  $Re_D = 7100$  ( $Re_{\delta^*} = 580$ )(d)  $Re_D = 10200$  ( $Re_{\delta^*} = 700$ )

Figura 5.15: Histograma de frequência relativa da posição  $x/D$  dos pontos de  $\omega_{zmin}D/U_\infty$ .

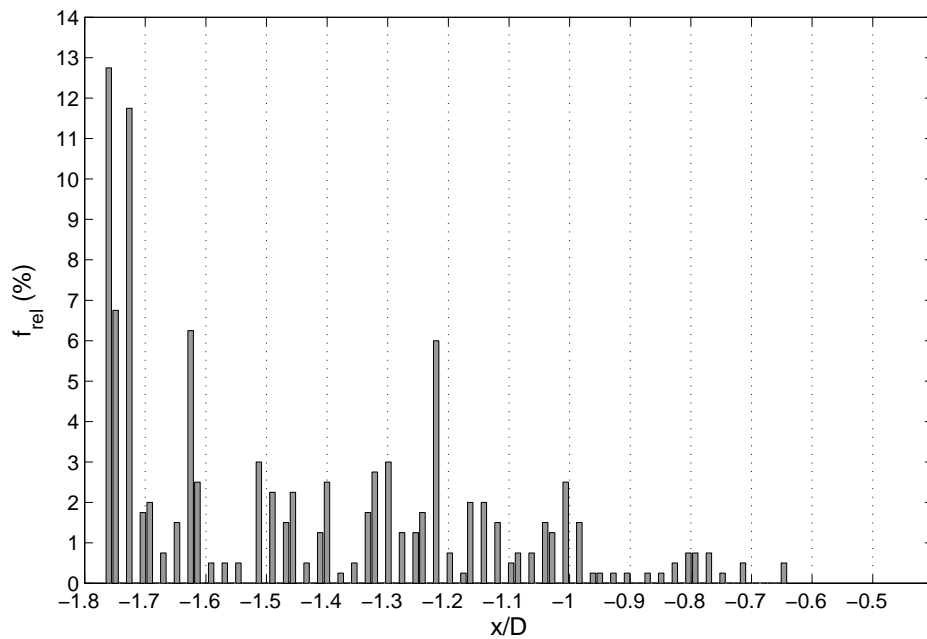


Figura 5.16: Histograma de frequência relativa da posição  $x/D$  dos pontos de  $\omega_{zmin}D/U_\infty$  para  $Re_D = 15600$  ( $Re_{\delta^*} = 860$ ).

As distâncias horizontais ( $x/D$ ) dos pontos de mínima vorticidade instantânea ( $\omega_{zmin}D/U_\infty$ ) de maior frequência ( $f_{rel,max}$  da Fig. 5.15) são muito diferentes das distâncias do núcleo do vórtice ferradura ( $x_v/b$ ) resultantes da correlação proposta por Ballio et al. (1998) (Eq. 3.15, Tab. 5.3). Observa-se que os valores apresentam diferenças e que elas aumentam conforme o número de Reynolds cresce. Os valores correspondentes a  $Re_D = 1,56 \times 10^4$  ( $Re_{\delta^*} = 8,6 \times 10^2$ ) não foram comparados, por estarem fora dos limites de validade da Equação 3.15.

Graf e Yulistiyanto (1998) observaram que a região de mais elevada energia cinética turbulenta média estava próxima ao núcleo do vórtice ferradura para  $Re_D = 1,48 \times 10^5$ . Semelhante situação foi verificada para os dados experimentais do presente trabalho, no qual a localização horizontal ( $x/D$ ) de maior frequência dos pontos de mínima vorticidade instantânea ( $\omega_{zmin}D/U_\infty$ ), coincide com a região do contorno de máxima energia cinética média adimensional para  $Re_D = 4300$  e  $5500$  (Fig. 5.6.a e .b).

Com a intenção de investigar se a posição do ponto de mínima vorticidade instantânea ( $\omega_{zmin}D/U_\infty$ ) realmente coincide com o núcleo do vórtice dominante ( $x_v/D$ ), foram plotados os valores de  $\omega_{zmin}D/U_\infty$  em função de  $x/D$ , para todos os números de Reynolds estudados e analisados os planos de vorticidade instantânea.

Para  $Re_D = 4300$  (Fig. 5.17) observa-se uma concentração de pontos para o intervalo de

Tabela 5.3: Comparação entre os dados experimentais do presente trabalho (histogramas da Fig. 5.15) com a correlação proposta por Ballio et al. (1998) (Eq. 3.15).

$Re_D$	$Re_{\delta^*}$	$f_{rel.max}$ (%)	$x/D$ ( $\omega_{zmin}D/U_\infty$ ) (presente trabalho)	$x_v/D$ (BALLIO et al., 1998)
$4,3 \times 10^3$	$4,5 \times 10^2$	5,5	-0,77 e -0,67	-1,09
$5,5 \times 10^3$	$5,1 \times 10^2$	5,8	-0,71	-1,13
$7,1 \times 10^3$	$5,8 \times 10^2$	7,6	-0,71	-1,17
$1,02 \times 10^4$	$7,0 \times 10^2$	4,75	-0,65	-1,22

$x/D$  de  $-1,2$  a  $-0,62$  com valores de  $\omega_{zmin}D/U_\infty$  variando entre  $-35$  e  $-20$ . Os pontos  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$ ,  $e$  e  $f$ , indicados na Figura 5.17, correspondem aos planos de vorticidade instantânea que foram analisados individualmente, sobrepondo os respectivos campos de velocidade instantânea.

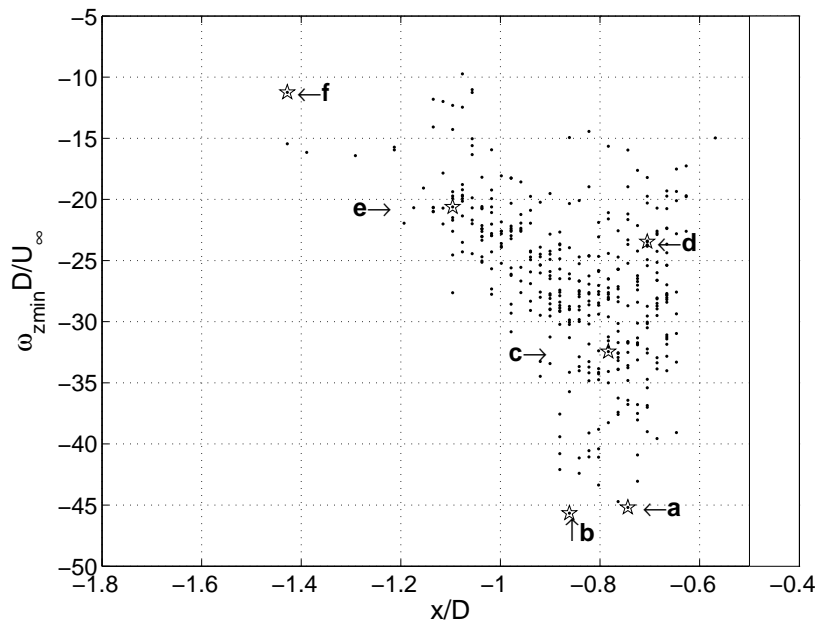
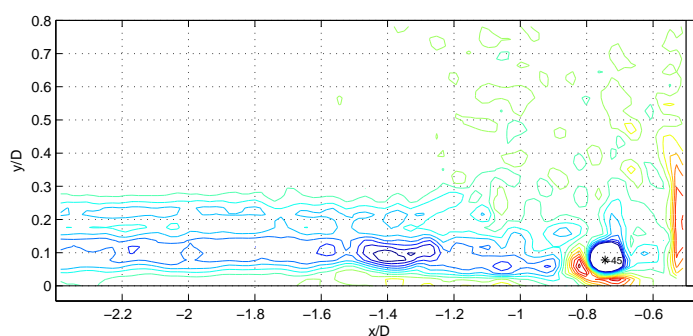


Figura 5.17: Localização horizontal ( $x/D$ ) do ponto de mínima vorticidade instantânea ( $\omega_{zmin}D/U_\infty$ ), para  $Re_D = 4300$  ( $Re_{\delta^*} = 450$ ). Os pontos selecionados estão marcados por uma estrela.

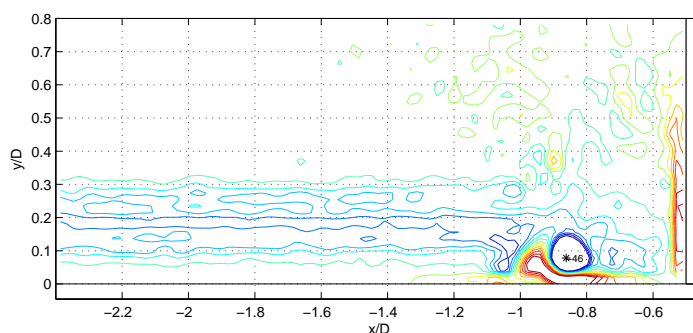
A Figura 5.18 mostra as isolinhas de vorticidade instantânea, onde o ponto  $\omega_{zmin}D/U_\infty$  localiza-se dentro de isolinhas de vorticidade fechadas. Um detalhe desta região do campo correspondente ao ponto "a" (Figura 5.18.a) está representada, conjuntamente com o campo de vetores velocidade instantâneos, na Figura 5.20. Para o ponto "a", os vetores que configuram o vórtice são tangentes a diferentes raios de centro comum. Configurações de isolinhas de vorticidade e campo de vetores velocidade instantâneos semelhantes foram encontradas para os pontos: "b" (Fig. 5.18.b), "c" (Fig. 5.18.c), "d" (Fig. 5.19.a) e "e" (Fig. 5.19.b). No último plano existem dois vórtices, sendo que o mais distante do cilindro apresenta maior

concentração de vorticidade.

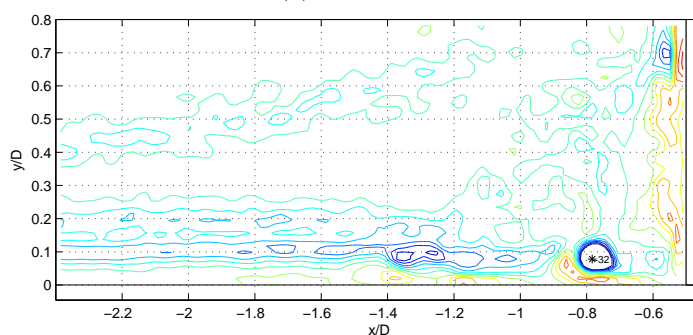
Da interação do vórtice com a superfície da placa plana (fundo do túnel), foi gerada uma região com vorticidade de sinal contrário (positivo) e adjacente ao vórtice (Fig. 5.18). A vorticidade positiva também pode ser encontrada próxima à face do cilindro para todos campos selecionados (Figs. 5.18 e 5.19). Conforme a explanação sobre este assunto descrita na Seção 5.1.2, a concentração de vorticidade positiva adjacente à face do cilindro não está associada à existência de vórtices, mas ao gradiente de velocidade na região.



(a) Ponto "a"



(b) Ponto "b"



(c) Ponto "c"

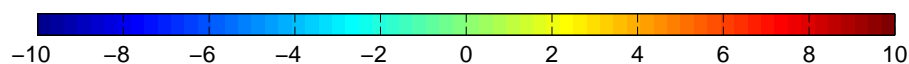


Figura 5.18: Isolinhas de vorticidade instantânea correspondentes aos pontos "a", "b" e "c" localizados na Figura 5.17 ( $Re_D = 4300$ ). O símbolo "\*" representa o ponto com mínima vorticidade ( $\omega_{zmin}D/U_\infty$ ).



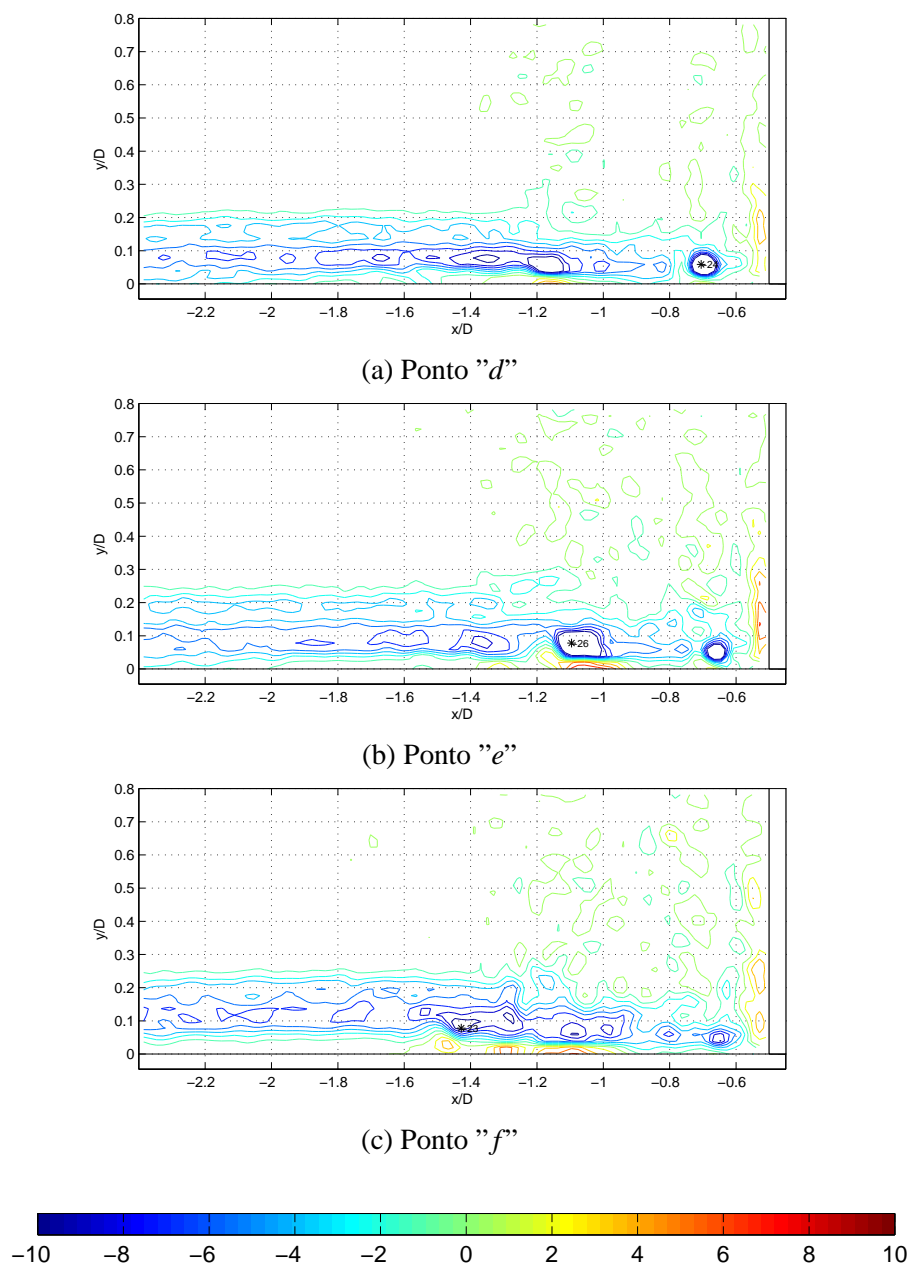


Figura 5.19: Isolinha de vorticidade instantânea ( $\omega_z D/U_\infty$ ) correspondentes aos pontos "d", "e" e "f" localizados na Figura 5.17 ( $Re_D = 4300$ ). O símbolo "\*" representa o ponto com mínima vorticidade ( $\omega_{zmin} D/U_\infty$ ).

Na Figura 5.19.c, o ponto "f" localiza-se na camada limite de aproximação. Um detalhe desta região está representada na Figura 5.21. Verifica-se que apesar das isolinhas de vorticidade estarem fechadas e concentradas, no campo de vetores velocidade não há vetores tangentes a raios de centro comum e com mesmo sentido (rotação horária). Porém, apresenta recirculação e poderia existir vórtice ferradura.

A mesma análise feita para o  $Re_D = 4300$  foi realizada para os outros  $Re_D$  e é apresentada a seguir.

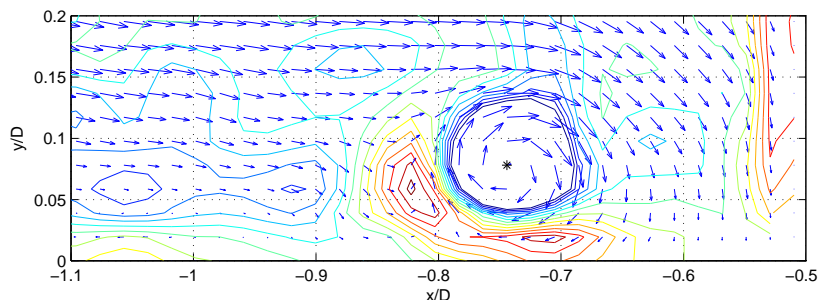


Figura 5.20: Detalhe do vórtice ferradura: isolinhas de vorticidade ( $\omega_z D/U_\infty$ ) e campo de velocidades instantâneas, correspondentes ao ponto "a" identificado na Figura 5.17 ( $Re_D = 4300$ ). O símbolo "\*" representa o ponto de mínima vorticidade ( $\omega_{zmin} D/U_\infty$ ).

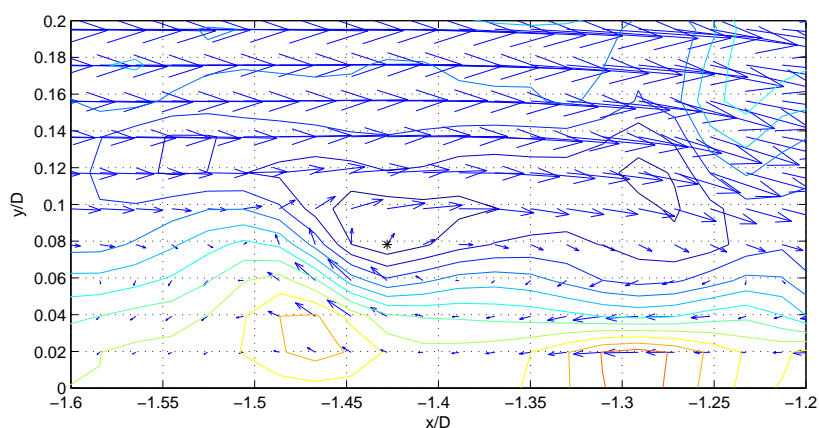


Figura 5.21: Detalhe do escoamento: isolinhas de vorticidade ( $\omega_z D/U_\infty$ ) e campo de velocidades instantâneas, correspondentes ao ponto "f" da Figura 5.17 ( $Re_D = 4300$ ). O símbolo "\*" representa o ponto de mínima vorticidade ( $\omega_{zmin} D/U_\infty$ ).

Para  $Re_D$  igual a 5500 (Fig. 5.22), a concentração dos pontos encontra-se no intervalo de  $x/D$  de  $-1,25$  a  $-0,6$  com valores de  $\omega_{zmin} D/U_\infty$  variando de  $-27$  a  $-12$  (menores em valor absoluto que os valores para  $Re_D = 4300$ ).

Sobrepondo o campo de velocidade instantânea com o de vorticidade transversal, foi identificado o vórtice ferradura no campo instantâneo relativo ao ponto "b" (Fig. 5.23.b). No ponto "a" (Fig. 5.23.a) há um vórtice identificado através da concentração das isolinhas de vorticidade fechadas, apesar dos vetores que compõem o vórtice não serem tangentes à diferentes raios de mesmo centro (Fig. 5.24). Uma provável explicação, para esta configuração dos vetores, está na captura das imagens das partículas iluminadas. Como as imagens foram adquiridas com a câmera CCD estacionária em relação ao cilindro, ao registrar as imagens do escoamento ficam evidenciadas as estruturas que apresentam velocidade semelhante à da câmera. Se a câmera fosse deslocada a uma velocidade equivalente à do escoamento médio, outras estruturas poderiam ser identificadas. Provavelmente na Figura 5.24 o vór-

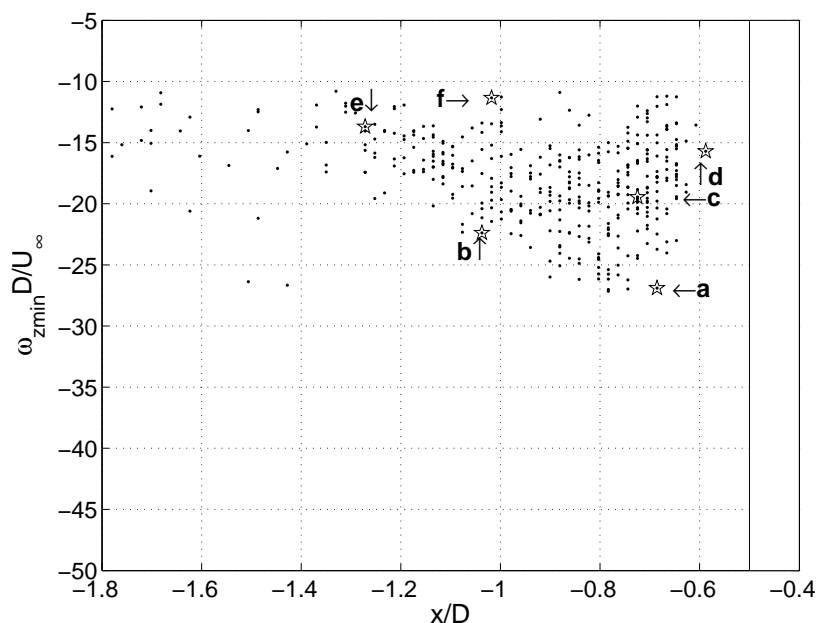


Figura 5.22: Localização horizontal ( $x/D$ ) do ponto de mínima vorticidade instantânea ( $\omega_{zmin}D/U_\infty$ ), para  $Re_D = 5500$  ( $Re_{\delta^*} = 510$ ).

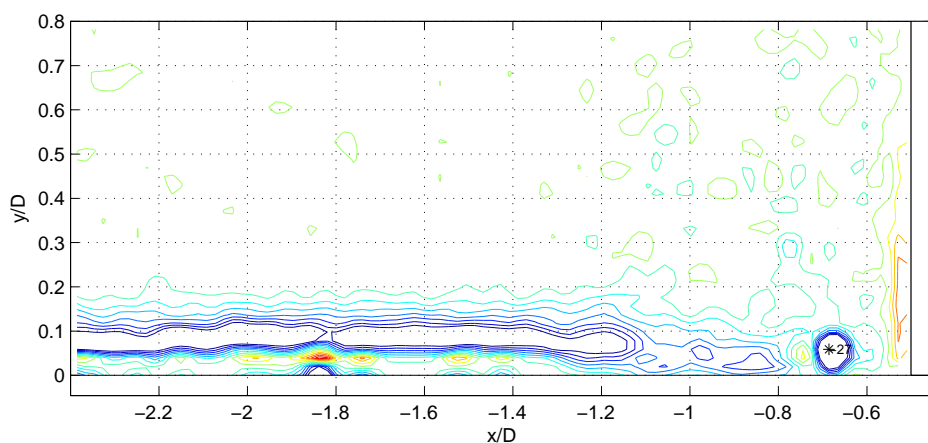
tice, bem caracterizado pela concentração das isolinhas de vorticidade instantânea, estava se deslocando entre os tempos  $t$  e  $t + \Delta t$  de aquisição das imagens das partículas traçadoras.

Semelhante situação à da Figura 5.24 foi encontrada para os pontos "c", "d" e "e". Para o "f", o ponto de  $\omega_{zmin}D/U_\infty$  está localizado na camada limite de aproximação.

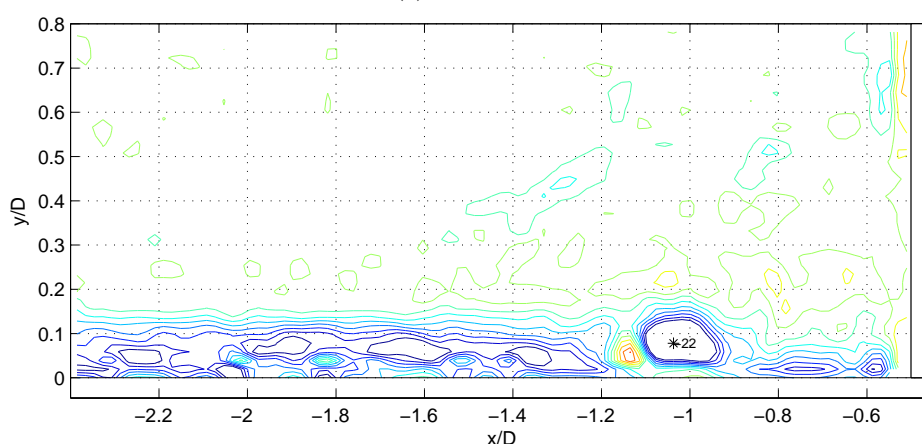
Para  $Re_D = 7100$  (Fig. 5.25) os pontos de mínima vorticidade transversal instantânea ( $\omega_{zmin}D/U_\infty$ ) concentram-se nos seguintes intervalos de  $x/D$  de  $-1,1$  a  $-0,6$  com valores de  $\omega_{zmin}$  variando de  $-35$  a  $-12$ .

Nos campos instantâneos dos pontos "a", "b" e "d" (Fig. 5.26), existe vórtice ferradura no escoamento, e o núcleo do vórtice coincide com o ponto  $\omega_{zmin}D/U_\infty$ . O ponto "c" (Fig. 5.26) também corresponde ao núcleo do vórtice ferradura, sendo que, neste caso o vórtice ferradura encontrava-se em movimento de durante a aquisição das imagens. Nos campos dos pontos "e" e "f", os respectivos pontos de  $\omega_{zmin}D/U_\infty$  localizam-se na camada limite desenvolvida sobre a placa plana (fundo do túnel) e em nenhum dos dois casos existe vórtice ferradura próximo à junção do cilindro com o fundo.

Para  $Re_D$  de 10200 (Fig. 5.27) os pontos concentram-se nos seguintes intervalos:  $-1,20$  a  $-0,6$  para  $x/D$  e  $-25$  a  $-12$  para  $\omega_{zmin}D/U_\infty$ . No campo instantâneo correspondente ao ponto "a" (Fig. 5.28), existe vórtice ferradura e o seu núcleo coincide com o ponto de mínima vorticidade ( $\omega_{zmin}D/U_\infty$ ). Nos campos relativos aos pontos "b" e "c", identificou-se



(a) Ponto "a"



(b) Ponto "b"

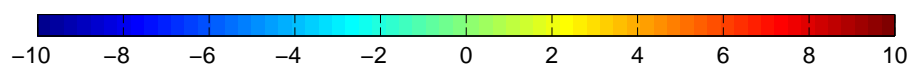


Figura 5.23: Isolinhas de vorticidade instantânea  $(\omega_z D/U_\infty)$  correspondentes aos pontos "a", "b" localizados na Figura 5.22 ( $Re_D = 5500$ ). O símbolo "\*" representa o ponto com mínima vorticidade  $(\omega_{zmin} D/U_\infty)$ .

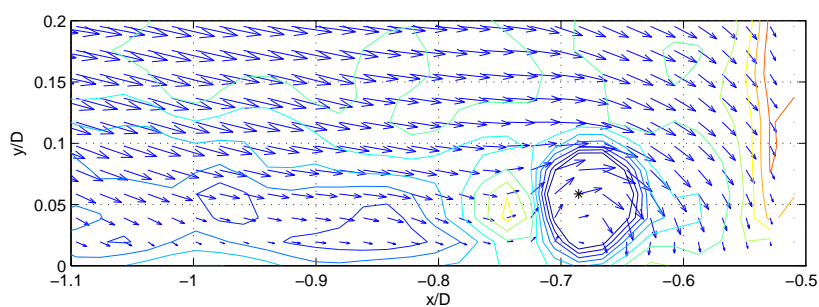


Figura 5.24: Detalhe do campo com isolinhas de vorticidade  $(\omega_z D/U_\infty)$  e vetores velocidade instantâneos, correspondentes ao ponto "a" localizado na Figura 5.22 ( $Re_D = 5500$ ). O símbolo "\*" representa o ponto de mínima vorticidade  $(\omega_{zmin} D/U_\infty)$ .

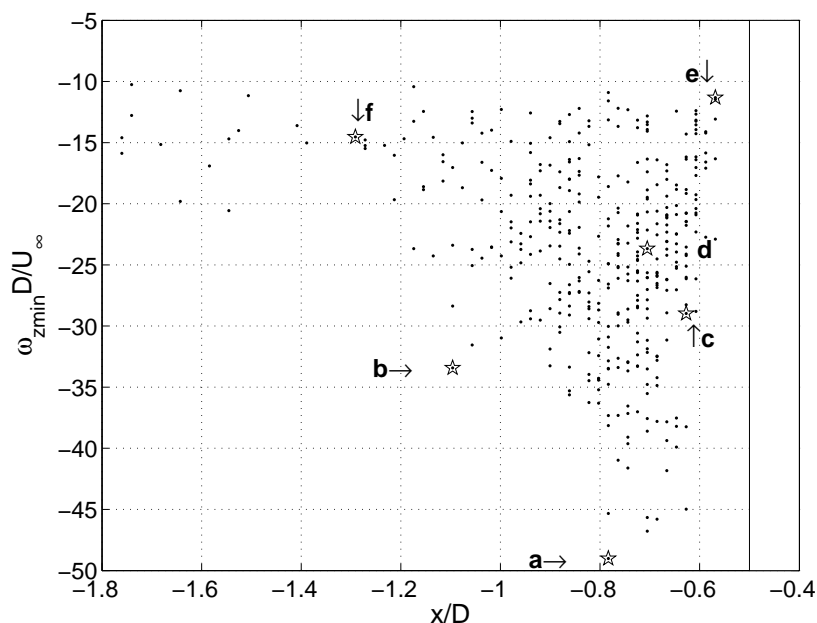


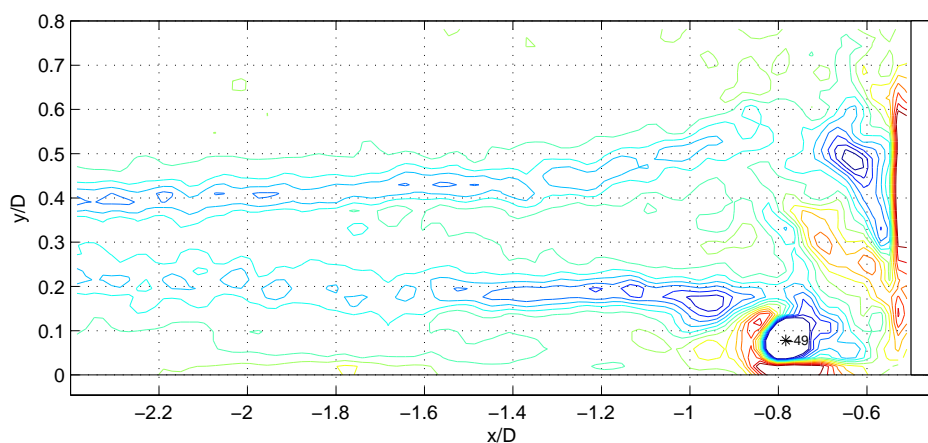
Figura 5.25: Localização horizontal ( $x/D$ ) do ponto de mínima vorticidade instantânea ( $\omega_{zmin}D/U_\infty$ ), para  $Re_D = 7100$  ( $Re_{\delta^*} = 580$ ).

o vórtice ferradura através da concentração de vorticidade. Para estes dois casos, o vórtice movimentava-se durante a aquisição do par de imagens. No campo correspondente ao ponto "f" (Fig. 5.27) há vórtice ferradura na junção do cilindro com a placa, entretanto, o ponto "f" de mínima vorticidade ( $\omega_{zmin}D/U_\infty$ ) localiza-se na camada limite de aproximação (distante do cilindro). Igualmente ao ponto "f", os pontos "d" (Fig. 5.28.b) e "e" localizam-se na camada limite de aproximação.

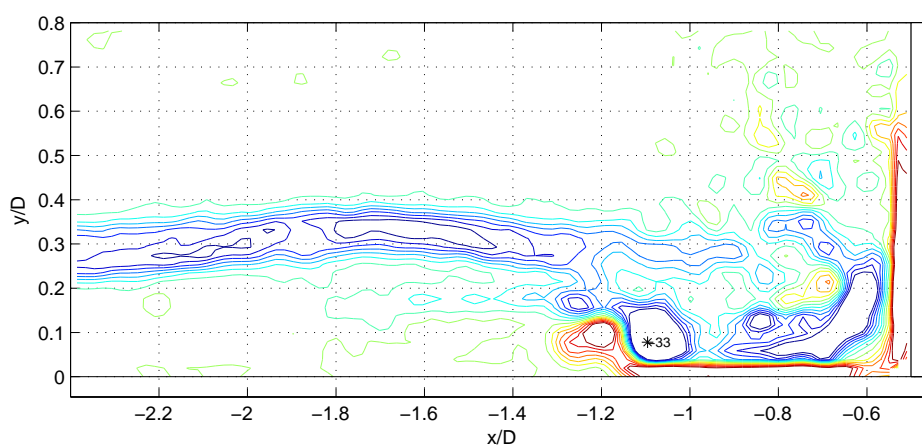
Finalmente, para  $Re_D = 15600$  (Fig. 5.29), os pontos concentram-se nos seguintes intervalos:  $x/D$  de  $-1,8$  a  $-1,4$  e  $\omega_{zmin}D/U_\infty$  de  $-27$  a  $-15$ .

Para todos os pontos selecionados da Figura 5.29, foi verificada a existência de várias concentrações de vorticidade positiva e negativa por uma extensão maior do campo. Todos os pontos de vorticidade mínima ( $\omega_{zmin}D/U_\infty$ ), selecionados na figura, localizavam-se na camada limite de aproximação e não apresentaram nenhum vórtice no escoamento próximo do cilindro, conforme verifica-se no campo de isolinhas de vorticidade instantânea correspondente ao ponto "a" (Fig. 5.30).

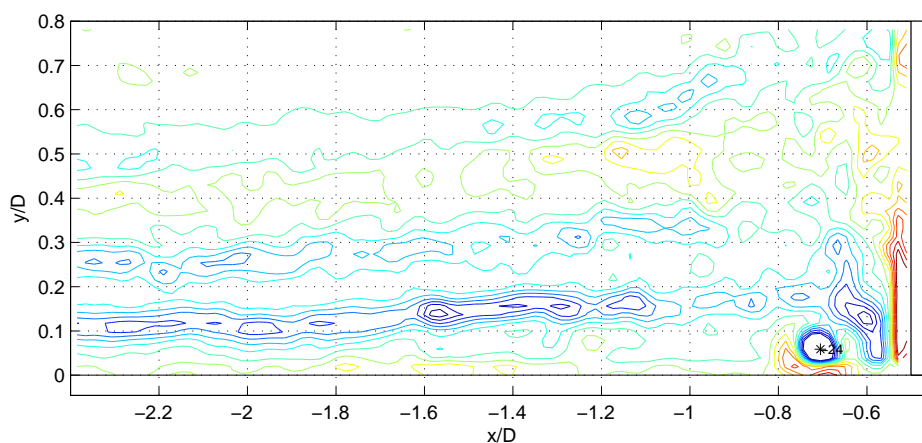
De um modo geral, a quantidade de campos nos quais capturou-se a imagem do vórtice ferradura foi menor, à medida que o número de Reynolds aumentava. Da análise conjunta dos pontos selecionados nas Figuras 5.17, 5.22, 5.25 e 5.27, observa-se que a localização ( $x/D$ ) do centro do vórtice não existe apenas na posição  $x/D$  de máxima frequência ( $f_{rel.max}$ ) relativa do ponto de mínima vorticidade ( $\omega_{zmin}D/U_\infty$ ) (Tab. 5.2).



(a) Ponto "a"



(b) Ponto "b"



(c) Ponto "d"

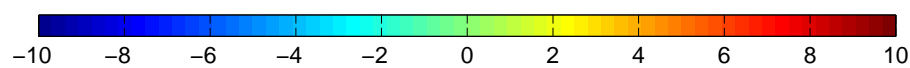


Figura 5.26: Isolinhas de vorticidade instantânea ( $\omega_z D/U_\infty$ ) correspondentes aos pontos "a", "b" e "d" localizados na Figura 5.25 ( $Re_D = 7100$ ). O símbolo "\*" representa o ponto com mínima vorticidade ( $\omega_{zmin} D/U_\infty$ ).

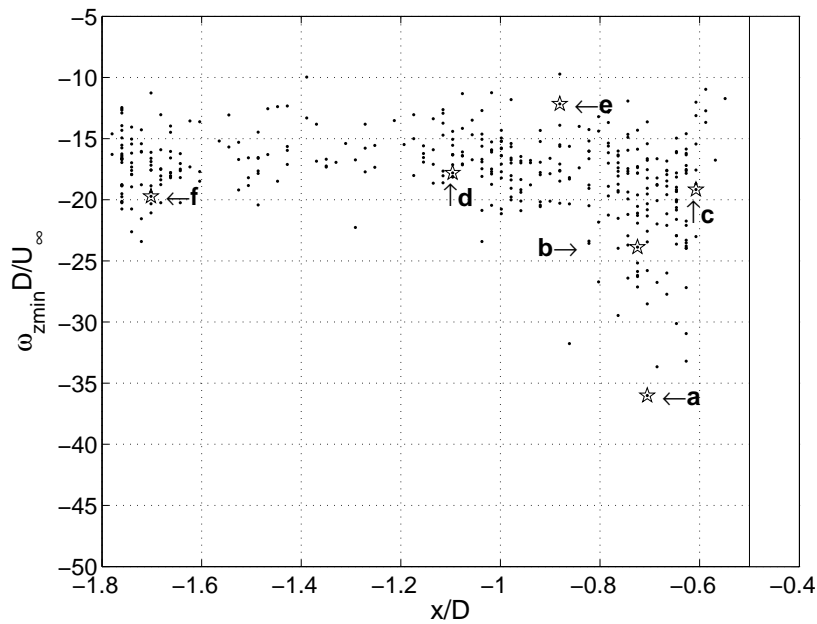


Figura 5.27: Localização horizontal ( $x/D$ ) do ponto de mínima vorticidade instantânea ( $\omega_{zmin}D/U_\infty$ ), para  $Re_D = 10200$  ( $Re_{\delta^*} = 700$ ).

Para  $Re_D = 7100$  observou-se que existe mais atividade turbulenta nos campos instantâneos de vorticidade (Fig. 5.26), que para os demais números de Reynolds. Esta tendência está de acordo com o que mostram as outras grandezas analisadas como:  $I_u$ ,  $I_v$ , e as tensões de Reynolds ( $\overline{u'u'}/U_\infty^2$ ,  $\overline{v'v'}/U_\infty^2$  e  $\overline{u'v'}/U_\infty^2$ ), que serão posteriormente analisadas na Seção 5.4.

## 5.2.2 Localização vertical do ponto de vorticidade mínima

Na tentativa de encontrar tendências de como a coordenada  $y_v/D$  do núcleo do vórtice ferradura varia com o número de Reynolds, na Figura 5.31 são apresentados os pontos de mínima vorticidade transversal ( $\omega_{zmin}D/U_\infty$ ) para  $Re_{\delta^*} = 450, 510, 580, 700$  e  $860$  ( $Re_D = 4300, 5500, 7100, 10200$  e  $15600$ , respectivamente), dos quatrocentos campos instantâneos de vorticidade ( $\omega_z D/U_\infty$ ) e as suas respectivas distâncias verticais ( $y/D$ ) à placa plana (fundo do canal).

Na Figura 5.31, para os pontos mais concentrados, observa-se que há uma tendência dos valores de  $y/D$  aumentarem a medida que  $Re_{\delta^*}$  varia de 450 ( $Re_D = 4300$ ) a 580 ( $Re_D = 7100$ ) até  $y/D = 0,2$  e decai em  $Re_{\delta^*} = 700$  ( $Re_D = 10200$ ). Para  $Re_{\delta^*} = 860$  ( $Re_D = 15600$ ) há uma dispersão dos valores até  $y/D = 0,20$ . Esta dispersão pode ser explicada através da restrição do domínio em  $x/D = -1,8$ , explicado na Seção 5.2. Antes da

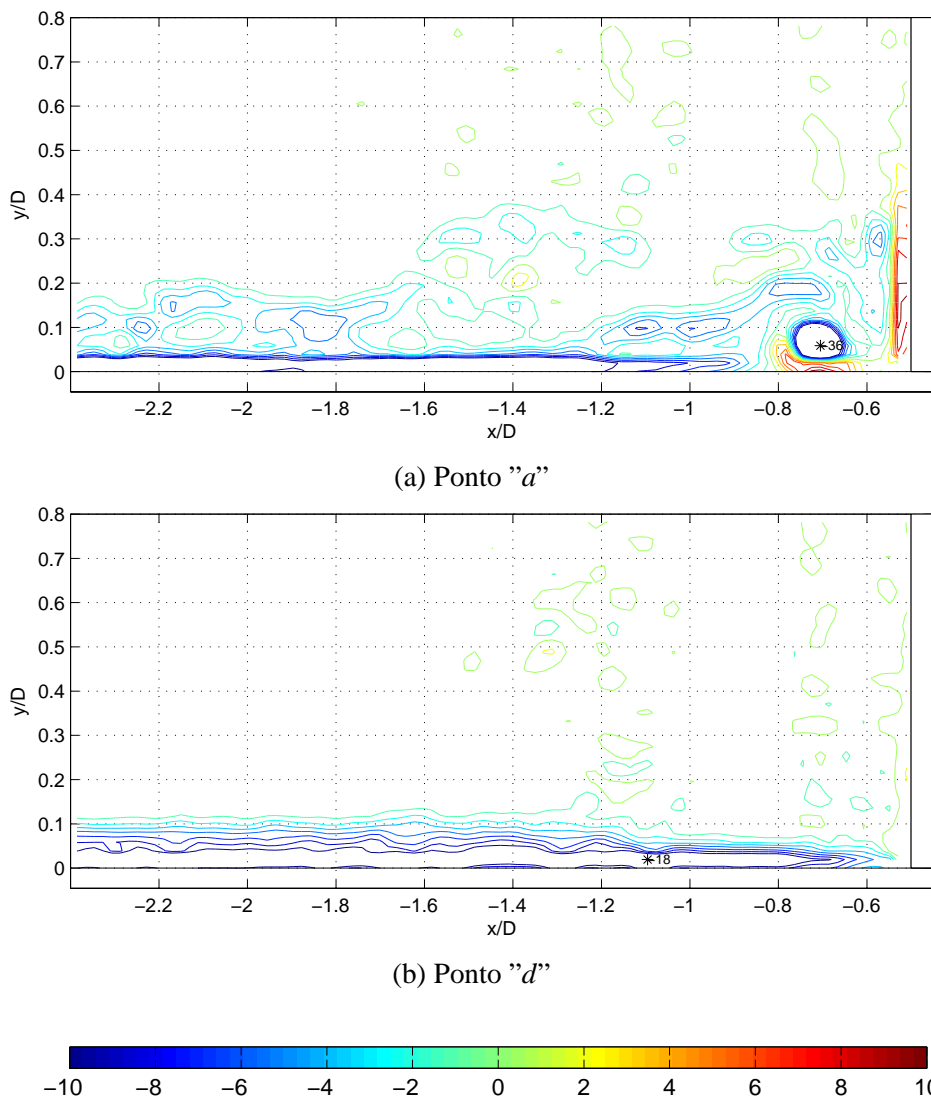


Figura 5.28: Isolinhas de vorticidade instantânea ( $\omega_z D/U_\infty$ ) correspondentes aos pontos "a", "d" localizados na Figura 5.27 ( $Re_D = 10200$ ). O símbolo "\*" representa o ponto de mínima vorticidade ( $\omega_{zmin} D/U_\infty$ ).

restrição, os valores de  $\omega_{zmin} D/U_\infty$  em  $Re_{\delta^*} = 860$  ( $Re_D = 15600$ ) encontravam-se concentrados todos no ponto inferior da figura, aquele próximo à placa plana, os quais correspondiam ao ponto de mínima vorticidade instantânea localizado na camada limite desenvolvida sobre a placa plana. Quando os dados de vorticidade instantânea para  $x/D < -1,8$  foram desconsiderados, alguns dos pontos de mínima vorticidade instantânea se aproximaram do cilindro e se afastaram da placa plana.

A Figura 5.31 foi gerada a partir de quatrocentos valores de vorticidade mínima instantânea e verifica-se que nela aparecem poucos pontos, no máximo 13 pontos para o mesmo número de Reynolds. Como há superposição de muitos pontos, foram determinados os histogramas de frequência relativa ( $f_{rel}$ ) da distância vertical ( $y/D$ ) dos pontos de mínima vor-



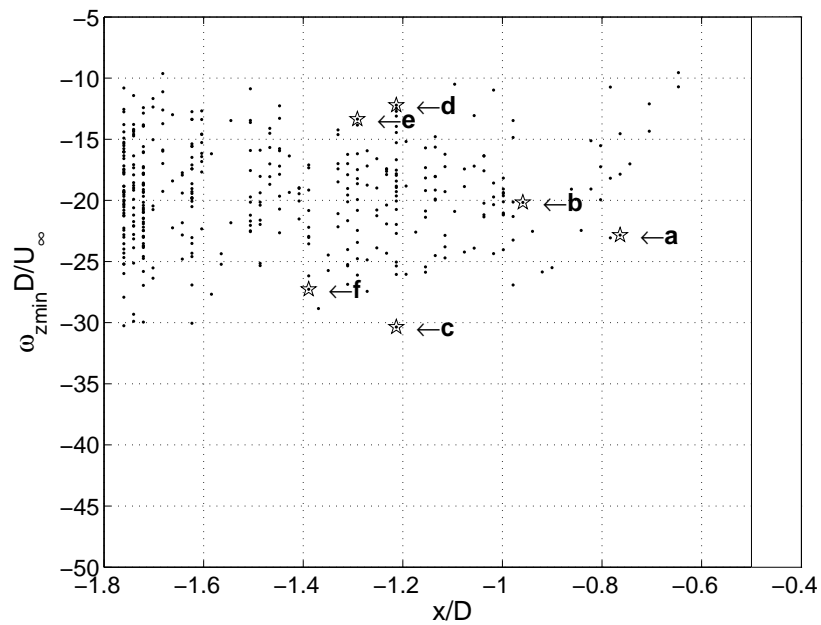


Figura 5.29: Localização horizontal ( $x/D$ ) do ponto de mínima vorticidade instantânea ( $\omega_{zmin} D/U_\infty$ ), para  $Re_D = 15600$  ( $Re_{\delta^*} = 860$ ).

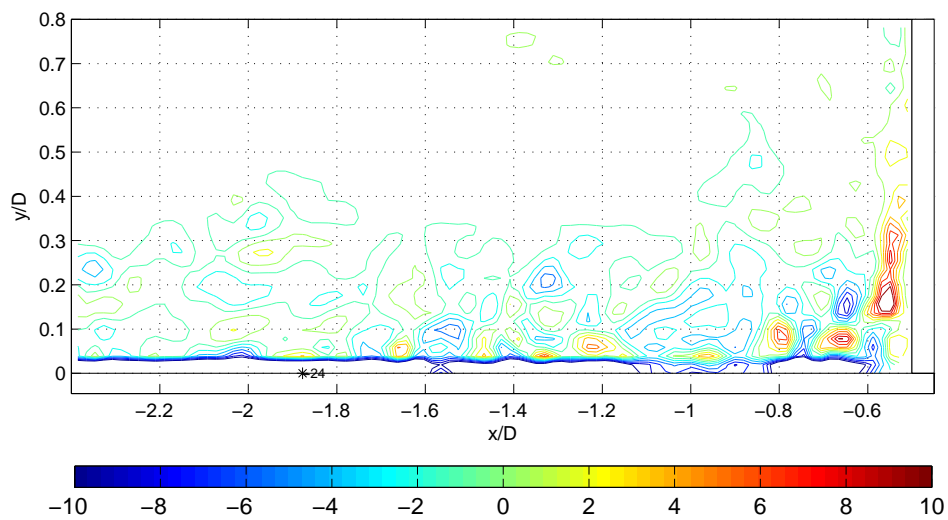


Figura 5.30: Isolinhas de vorticidade instantânea ( $\omega_z D/U_\infty$ ) correspondente ao ponto "a" da Figura 5.29 ( $Re_D = 15600$ ). O símbolo '\*' representa o ponto com mínima vorticidade ( $\omega_{zmin} D/U_\infty$ ).

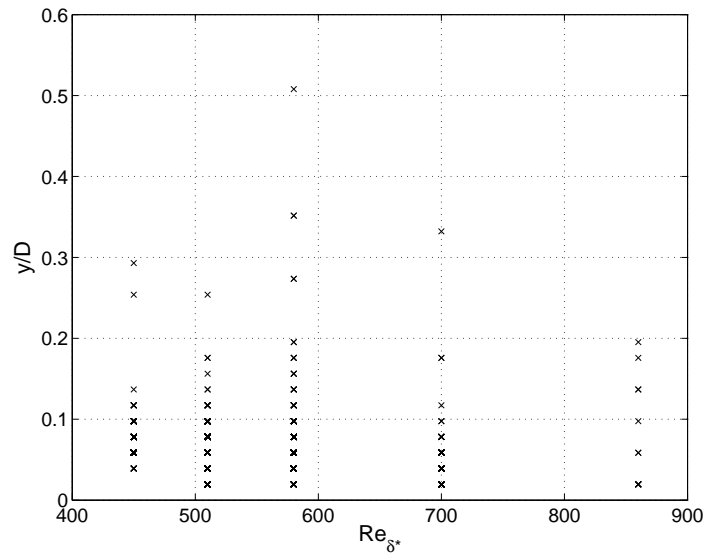


Figura 5.31: Localização vertical ( $y/D$ ) dos pontos de mínima vorticidade instantânea ( $\omega_{zmin}D/U_\infty$ ) em função de  $Re_{\delta^*}$ .

ticidade instantânea ( $\omega_{zmin}D/U_\infty$ ) (Figs. 5.32 e 5.33).

Para  $Re_D = 4300$  (Fig. 5.32.a) e  $5500$  (Fig. 5.32.b) 89% e 70% dos pontos, respectivamente, localizam-se no intervalo  $y/D$  entre 0,05 e 0,08.

Para os  $Re_D = 7100$ ,  $10200$  e  $15600$  uma maior quantidade de pontos localizam-se próximos da placa plana em  $y/D < 0,06$  ( $\approx 3\Delta y/D$ ), com as respectivas frequências relativas ( $f_{rel}$ ) de iguais a: 68%, 95,5% e 97%. De maneira geral, existe a tendência da distância  $y/D$ , relativa ao ponto  $\omega_{zmin}D/U_\infty$ , reduzir à medida que o número de Reynolds aumenta.

Assumindo que as maiores frequências ( $f_{rel,max}$ ) da posição  $y/D$  do ponto de mínima vorticidade (Tab. 5.4) correspondem ao centro do vórtice ferradura ( $y_v/D$ ), pode-se comparar os dados do presente trabalho com os da literatura (Fig. 5.34). Observa-se que, para os dois maiores números de Reynolds, a distância  $y/D$  dos dados experimentais do presente trabalho estão abaixo dos dados da literatura, e para os três menores números de Reynolds os dados apresentaram valores intermediários aos existentes na literatura, conforme verifica-se na Figura 5.34. Estas diferenças entre os dados da literatura e o do presente trabalho, para os três menores números de Reynolds, podem ser explicadas através das distintas características da camada limite do escoamento de aproximação como: espessuras, fator de forma e regime. E para os dois maiores números de Reynolds, as diferenças entre os dados da literatura e deste trabalho, podem ser explicadas pela localização dos pontos de mínima vorticidade na camada limite de aproximação, conforme verifica-se na Figura 5.12 através das isolinhas de

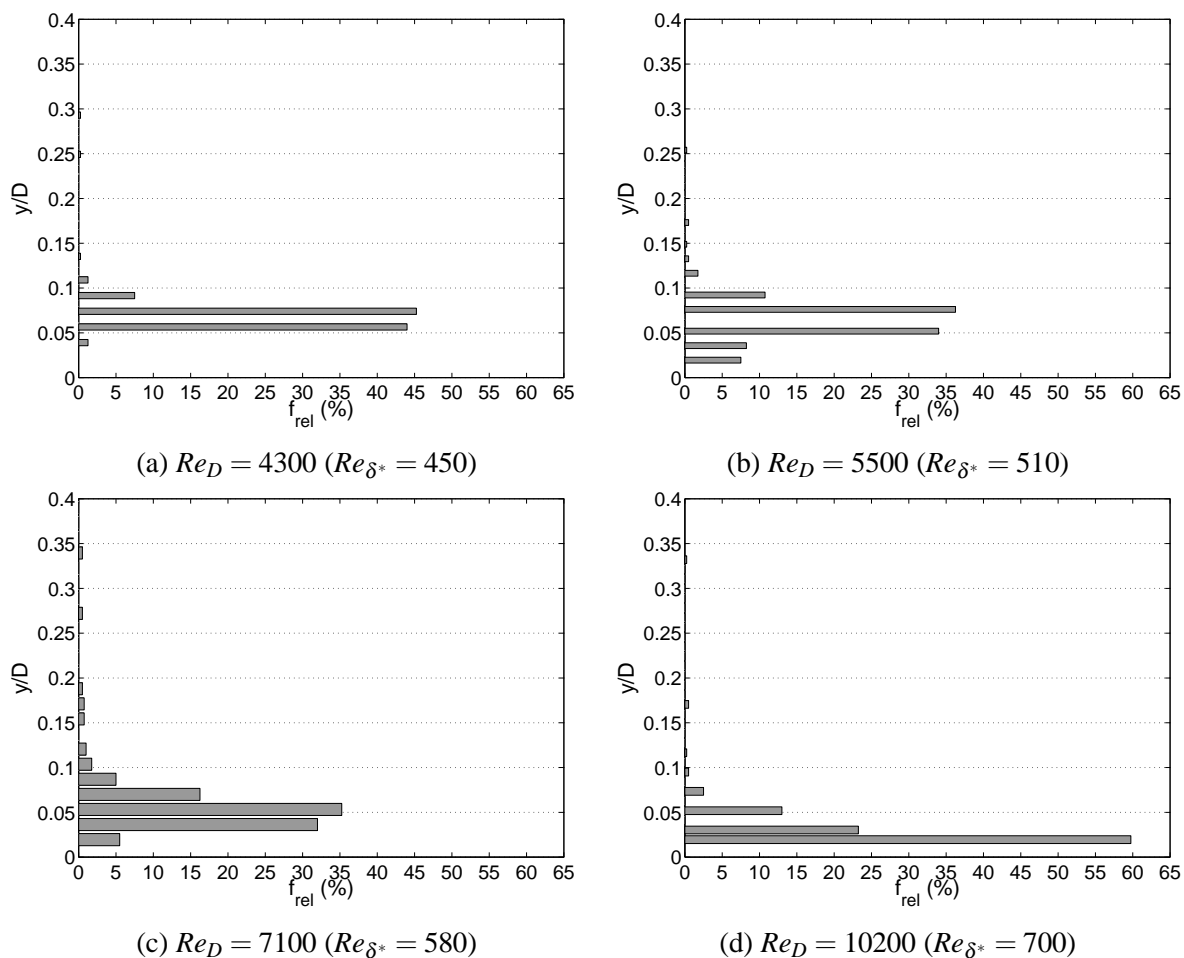


Figura 5.32: Histograma de frequência relativa da posição  $y/D$  do ponto de  $\omega_{zmin}D/U_\infty$  em função do  $Re_{\delta^*}$ .

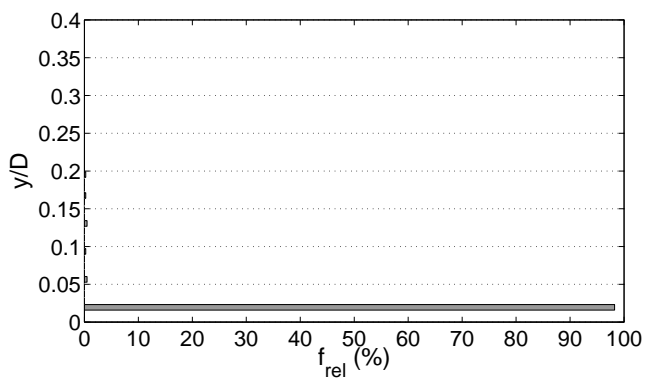


Figura 5.33: Histograma de frequência relativa da posição  $y/D$  do ponto de  $\omega_{zmin}D/U_\infty$  para  $Re_{\delta^*} = 860$  ( $Re_D = 15600$ ).

maior frequência, mais próximas à placa e mais distantes do cilindro.

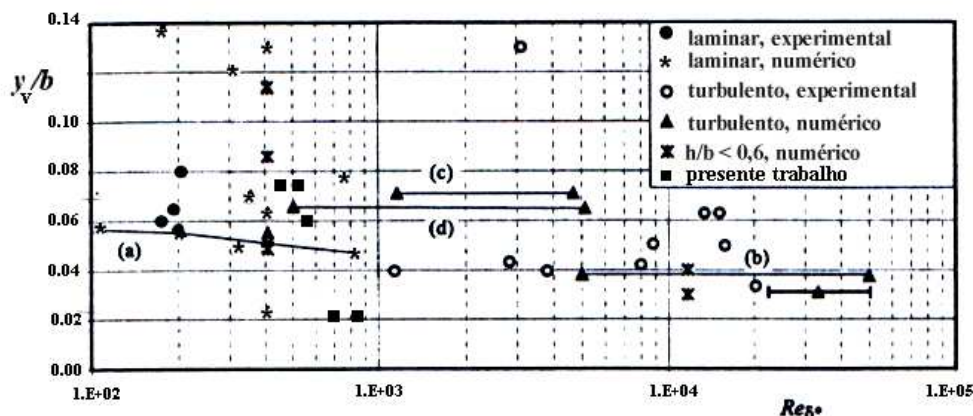


Figura 5.34: Comparação dos resultados do presente trabalho da variação de  $y_v/b$  com  $Re_{\delta^*}$  com os do estudo de Ballio et al. (1998). Letras indicam dados de: (a) e (b) Ballio (1995), cilindro,  $\delta^*/b = 0,094$  e  $\delta^*/b = 0,031$ ; (c) e (d) Lai e Makomaski (1989), prisma,  $\delta^*/b = 0,17 \rightarrow 0,18$  e  $\delta^*/b = 0,073 \rightarrow 0,074$ .

Tabela 5.4: Maiores frequências da posição  $y/D$  do ponto de  $\omega_{zmin}D/U_\infty$ .

$Re_D$	$Re_{\delta^*}$	$f_{rel.max}$ (%)	Posição $y/D$
4300	450	45	0,075
5500	510	36	0,076
7100	580	35	0,060
10200	700	60	0,023
15600	860	97	0,023

### 5.3 Seqüência temporal do (sistema) vórtice ferradura

Os regimes da camada limite do escoamento de aproximação (laminar ou turbulento) geram diferentes seqüências temporais do (sistema) vórtice ferradura (Seção 3.2). A transição da camada limite laminar em turbulenta ocorre para valores de  $Re_{X,trans}$  (Número de Reynolds baseado na distância  $X$  de transição) entre  $2 \times 10^5$  e  $6 \times 10^6$  (SCHLICHTING, 1979). Os valores de  $Re_X$  dos experimentos do presente trabalho foram estimados em  $6,9 \times 10^4$ ,  $8,9 \times 10^4$ ,  $1,1 \times 10^5$ ,  $1,6 \times 10^5$  e  $2,5 \times 10^5$ . A camada limite do escoamento de aproximação para o maior número de Reynolds encontra-se na transição entre as camadas limites laminar e turbulenta. Conseqüentemente, baseando-se neste autor, a camada limite do escoamento de aproximação para os quatro menores números de Reynolds pode ser classificada como laminar e conseqüentemente o (sistema) vórtice ferradura gerado será laminar.

Ballio et al. (1998), durante a análise dos dados de literatura observaram dois intervalos para o sistema vórtice ferradura em regime de transição, com  $Re_{\delta^*}$  variando de 400 a 1000 e de 300 a 500. Eles desconsideraram alguns dados numéricos, e constataram que o sistema vórtice ferradura, em regime de transição ocorre para  $Re_{\delta^*} \cong 500$ . Sendo assim, o (sistema) vórtice ferradura dos ensaios do presente trabalho são classificados em regime laminar apenas para  $Re_{\delta^*} = 450$  ( $Re_D = 4300$ ) e os demais números de Reynolds em regime turbulento ou na transição entre os regimes laminar e turbulento.

Como as duas classificações apresentadas para o (sistema) vórtice ferradura do presente trabalho, através valor de  $Re_X$  e por Ballio et al. (1998), não coincidem, a seqüência temporal do vórtice ferradura, será analisada e comparada aos comportamentos descritos na literatura, na tentativa de encontrar algum padrão que o assemelhe a estes trabalhos.

Observou-se que o (sistema) vórtice ferradura apresenta uma certa variabilidade espacial de sua posição. Esta variabilidade pode ser observada para  $Re_D = 4300$  (Fig. 5.35) e 5500 (Fig. 5.36) através da concentração de vorticidade nos campos (linhas azuis concêntricas), a qual configura o vórtice ferradura. Para estes dois números de Reynolds, a seqüência de um ciclo de formação do vórtice ferradura com a identificação do local de formação, processo de translação e amalgamento (emparelhamento) dos vórtices no escoamento, não pode ser identificado apenas com campos instantâneos de vorticidade sequenciais, devido ao elevado número de Reynolds e a baixa freqüência de aquisição das imagens (15Hz). Para os maiores números de Reynolds, nos campos instantâneos de vorticidade é cada vez mais difícil de identificar o vórtice ferradura, o que justifica a tentativa de classificar o (sistema) vórtice ferradura nos dois menores números de Reynolds empregados.

Dos vórtices ferradura descritos na literatura, o que mais se assemelha com o observado para  $Re_D = 4300$  e 5500, é conhecido como sistema vórtice ferradura em regime "Breakway", descrito na Seção 3.2. Este vórtice ferradura em regime "Breakway" é uma subdivisão do vórtice ferradura em regime laminar, descrito em maiores detalhes por Seal et al. (1995) e Seal et al. (1997).

De maneira geral, verifica-se na seqüência temporal que, para  $Re_D = 4300$  (Fig. 5.35) o sistema vórtice ferradura é composto por dois vórtices, um mais distante do cilindro, provavelmente na região de formação do vórtice, e outro na junção do cilindro com a placa ( $t_1$ ,  $t_6$ ,  $t_{10}$  e  $t_{11}$ ). Este vórtice mais distante do cilindro se desloca em direção ao segundo vórtice ( $t_{10}$  e  $t_{11}$ ). O processo de amalgamento, entre os dois vórtices, não foi capturado nestes campos instantâneos. Na seqüência temporal para  $Re_D = 5500$  (Fig. 5.36), identificam-se dois vórtices nos tempos  $t_4$  e  $t_7$ , e um nos tempos  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$ ,  $t_5$ ,  $t_6$  e  $t_9$ . A dimensão dos vórtices é

menor, se comparados aos encontrados no escoamento para  $Re_D = 4300$ .

## 5.4 Tensões de Reynolds

Os campos de tensões de Reynolds normais ( $\overline{u'u'}/U_\infty^2$  e  $\overline{v'v'}/U_\infty^2$ ) (Figs. 5.37, 5.38, 5.39 e 5.40) e de cisalhamento ( $\overline{u'v'}/U_\infty^2$ ) (Figs. 5.42, 5.43 e 5.44) foram determinados a partir das flutuações turbulentas da velocidade, adimensionalizadas com o quadrado da velocidade do escoamento livre ( $U_\infty$ ), para todos os números de Reynolds (Seção 4.2.4).

O formato das isolinhas de energia cinética  $\overline{k'}/U_\infty^2$  (Figs. 5.6 e 5.7) com os respectivos campos de tensão de Reynolds  $\overline{u'u'}/U_\infty^2$  (Figs. 5.37 e 5.38) é muito semelhante, mostrando assim, que na energia cinética a maior contribuição provém do termo  $\overline{u'u'}/U_\infty^2$ . Isto é visto claramente na região mais distante do cilindro, mas na região mais próxima ao cilindro nota-se que a contribuição do termo  $\overline{v'v'}/U_\infty^2$  torna-se maior.

As isolinhas de tensões de Reynolds  $\overline{v'v'}/U_\infty^2$  concentram-se nas proximidades da placa, em  $x/D > -1,4$  para  $Re_D = 4300$  (Fig. 5.39.a) e 5500 (Fig. 5.39.b). Para os três maiores  $Re_D$  (Figs. 5.40.a, 5.40.b e 5.44) aparece mais atividade também na face frontal do cilindro. Para todos os números de Reynolds, na região próxima ao cilindro, as tensões  $\overline{v'v'}/U_\infty^2$  possuem uma maior extensão vertical se comparada às tensões  $\overline{u'u'}/U_\infty^2$ , devido ao escoamento descendente existente na região.

Para  $Re_D = 15600$  (Fig. 5.41), a abrangência das isolinhas de menor tensão  $\overline{v'v'}/U_\infty^2$  é maior do que para os demais números de Reynolds, o que representa uma maior contribuição espacial da flutuação da velocidade  $v'$  no cálculo da energia cinética turbulenta média (Fig. 5.7.b) para valores de  $x/D > -1,6$ . Esta contribuição é fundamentalmente próxima ao cilindro o que produz as modificações do campo de  $\overline{k'}/U_\infty^2$  em relação a  $\overline{v'v'}/U_\infty^2$ .

Para todos os números de Reynolds, as tensões  $\overline{v'v'}/U_\infty^2$  possuem maiores valores no intervalo  $x/D$  entre  $-0,8$  e  $-0,6$ , o qual coincide com aquele referente a localização do ponto de mínima vorticidade instantânea.

Os campos de tensões de Reynolds  $\overline{u'v'}/U_\infty^2$  estão representados nas Figuras 5.42, 5.43 e 5.44. Observa-se para todos os números de Reynolds que há uma concentração de isolinhas de sinal positivo na junção do cilindro com a placa plana. As isolinhas de maior tensão ( $\overline{u'v'}/U_\infty^2$ ) localizam-se entre  $x/D$  igual a  $-0,8$  e  $-0,6$  para  $Re_D = 4300, 5500$  e  $7100$ , e que para  $Re_D = 10200$  e  $15600$  localizam-se entre  $-0,7$  e  $-0,55$ . Somente para  $Re_D = 5500$  existe duas concentrações de vorticidade positivas de  $\overline{u'v'}/U_\infty^2$  (Fig. 5.42.a). Para todos os

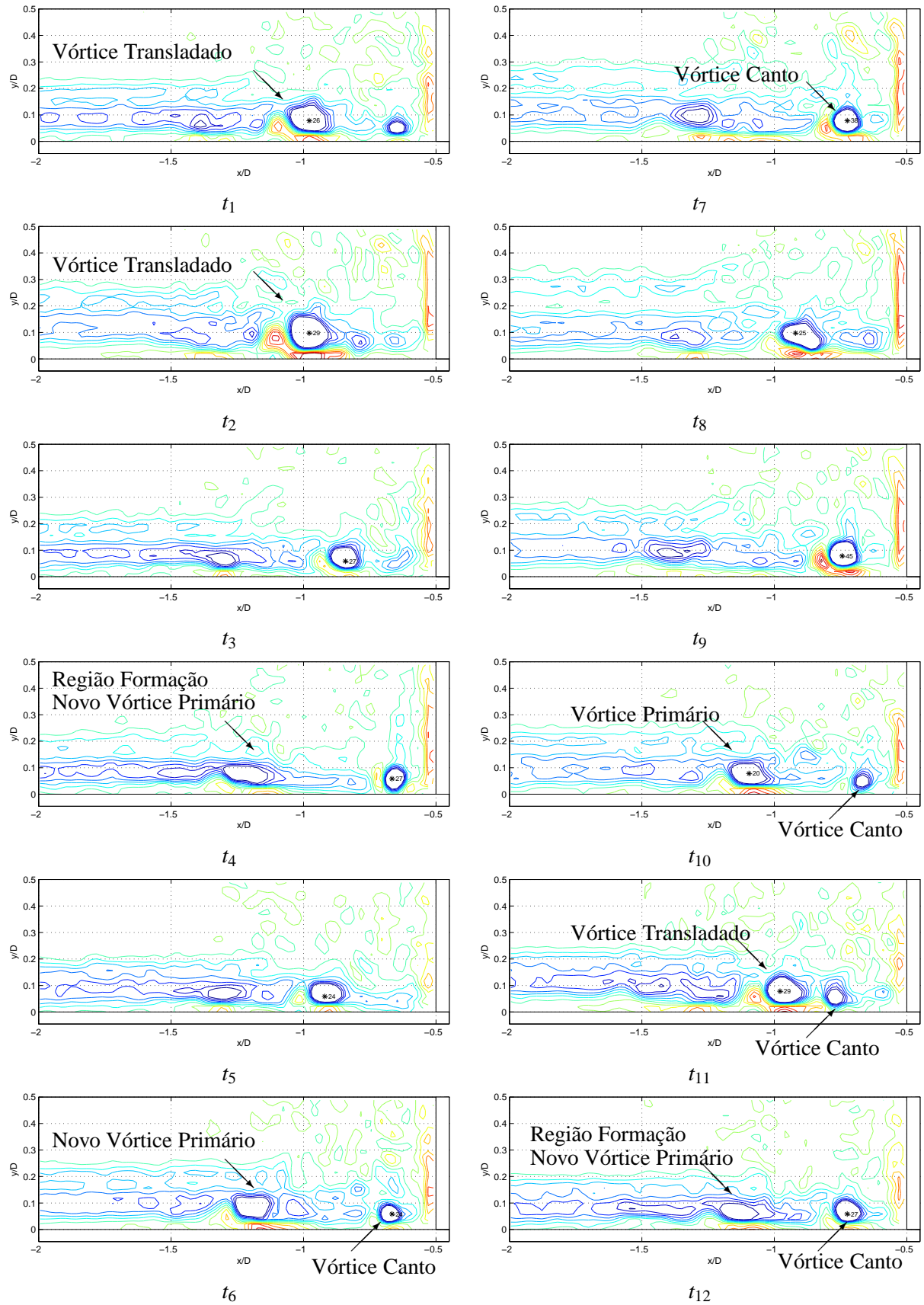


Figura 5.35: Seqüência temporal do sistema vórtice ferradura para  $Re_D = 4300$ . O tempo entre campos de linhas de isovorticidade transversal possuem intervalo de  $1/15$ s.

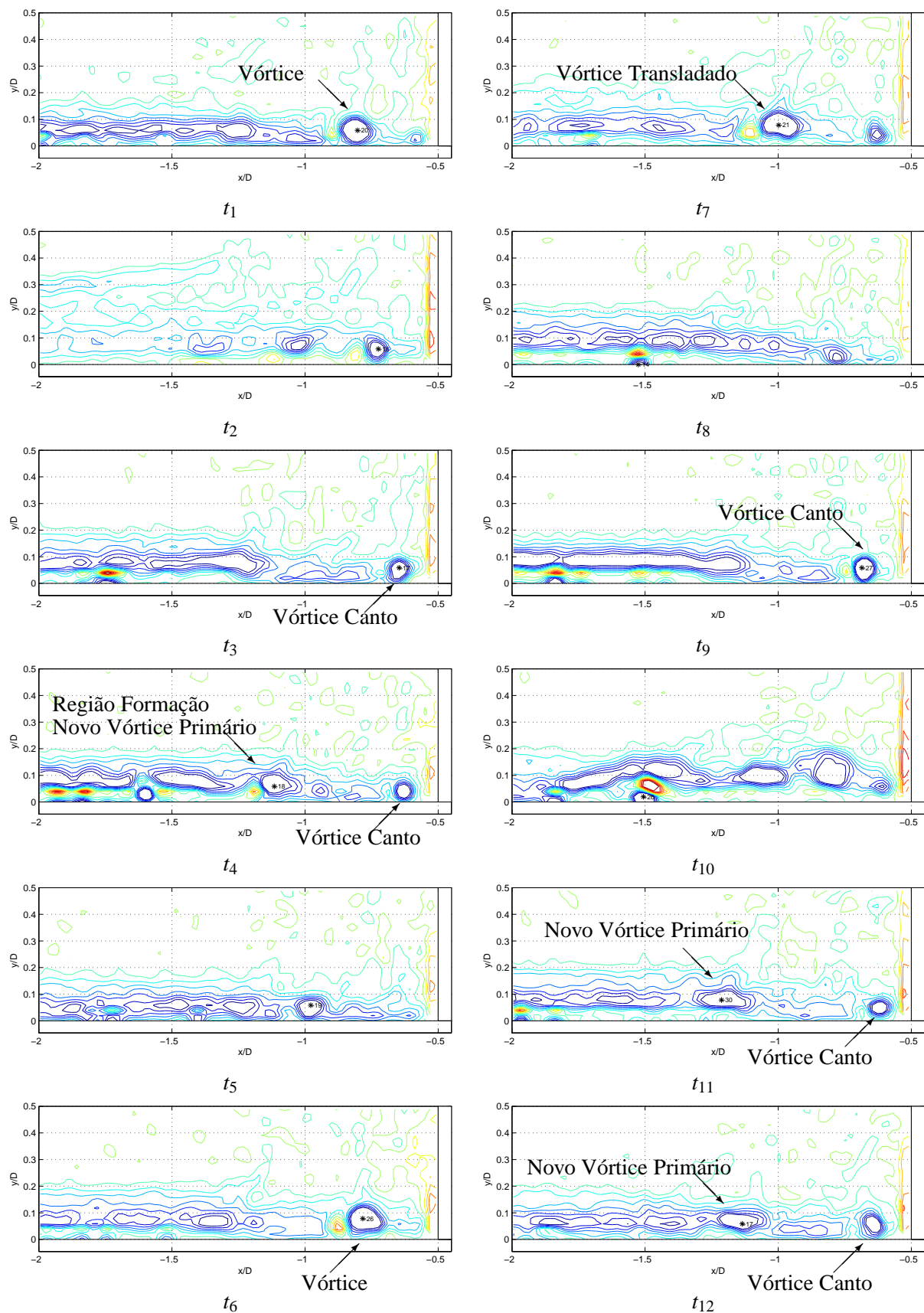


Figura 5.36: Seqüência temporal do sistema vórtice ferradura para  $Re_D = 5500$ . O tempo entre campos de linhas de isovorticidade transversal possuem intervalo de  $1/15$ s.



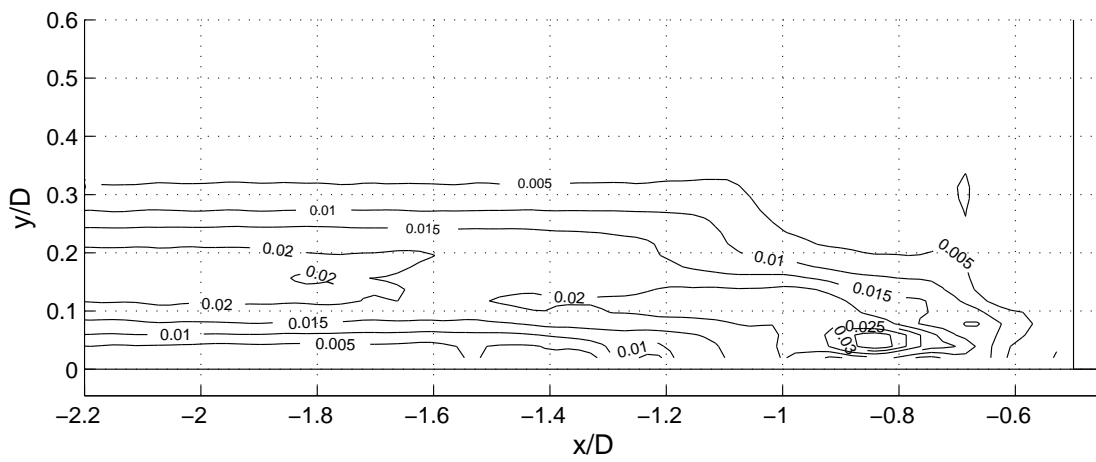
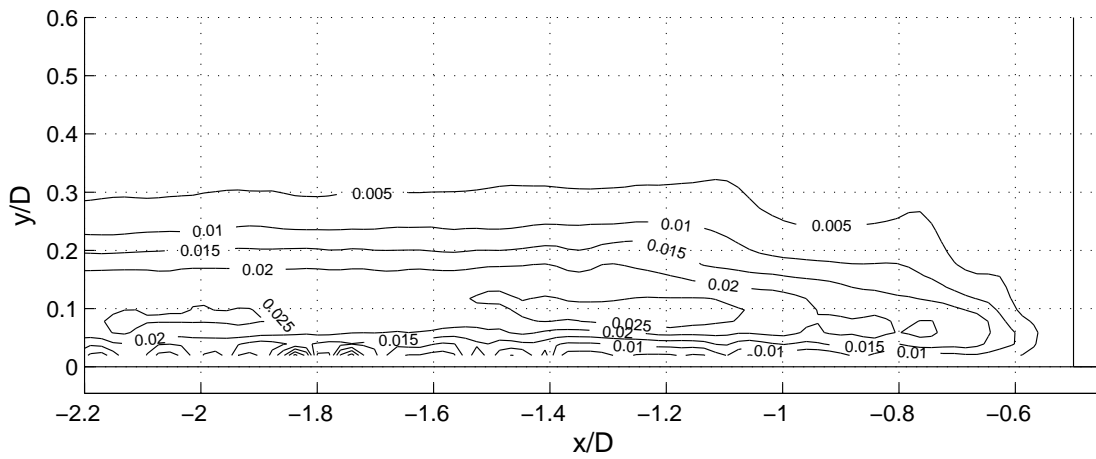
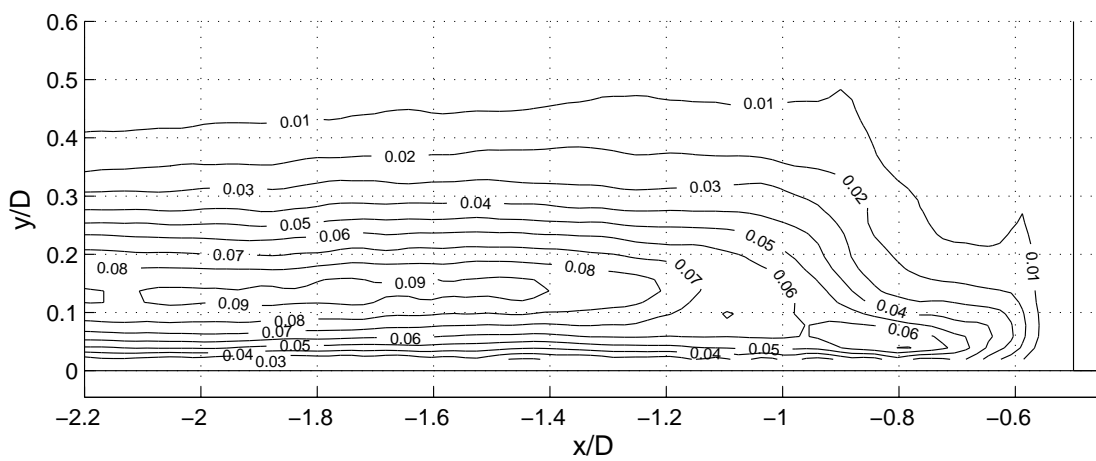
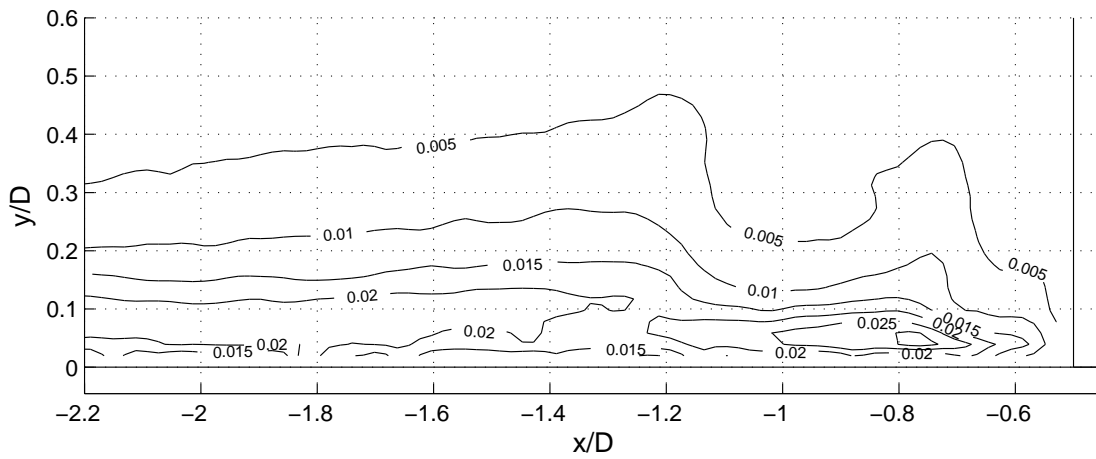
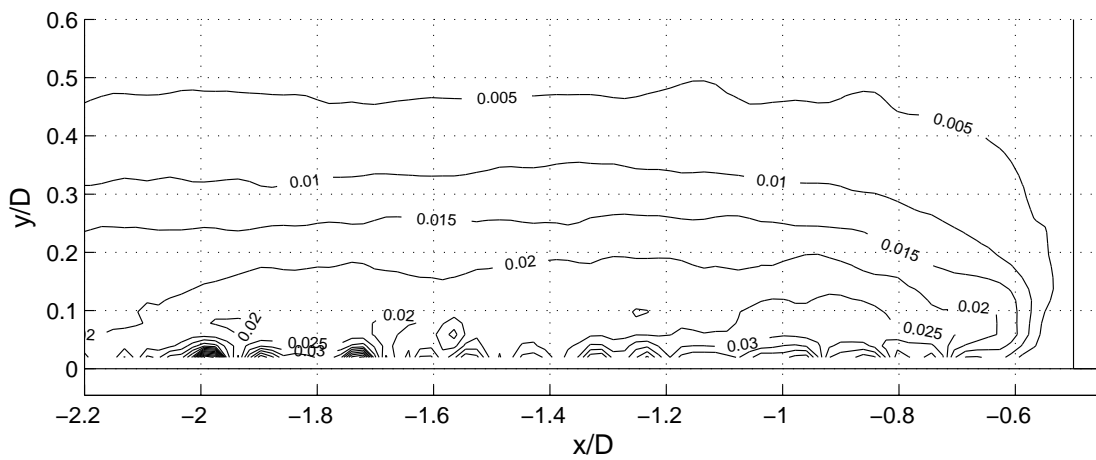
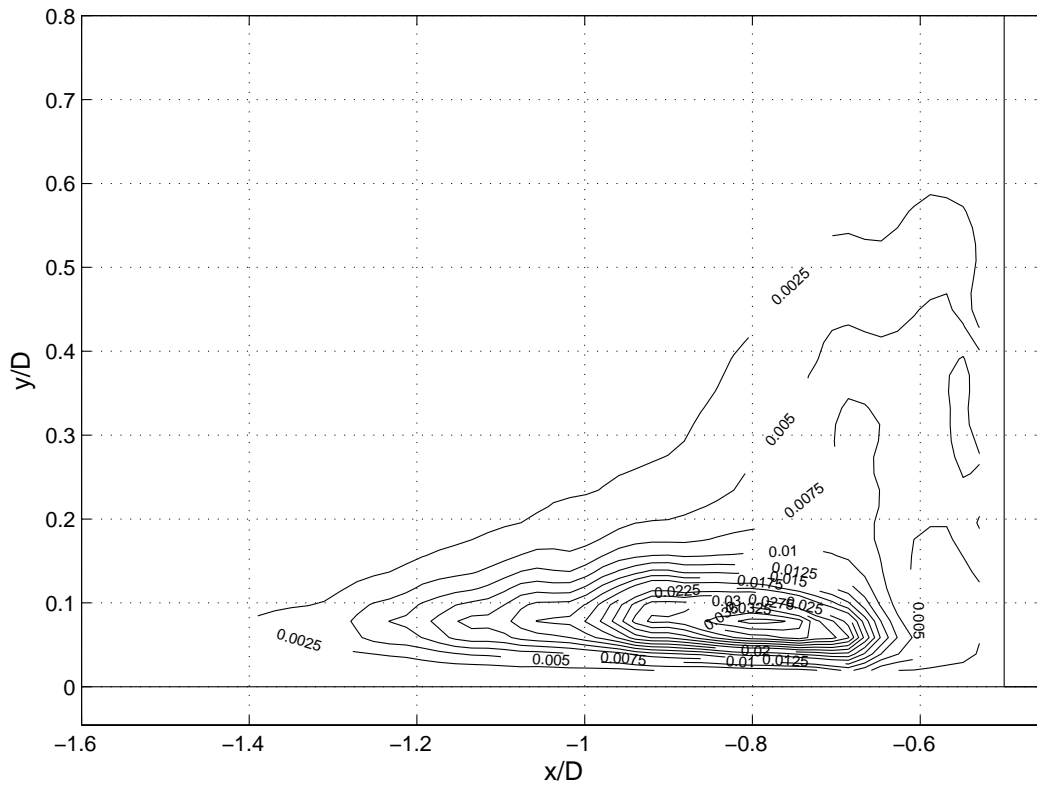
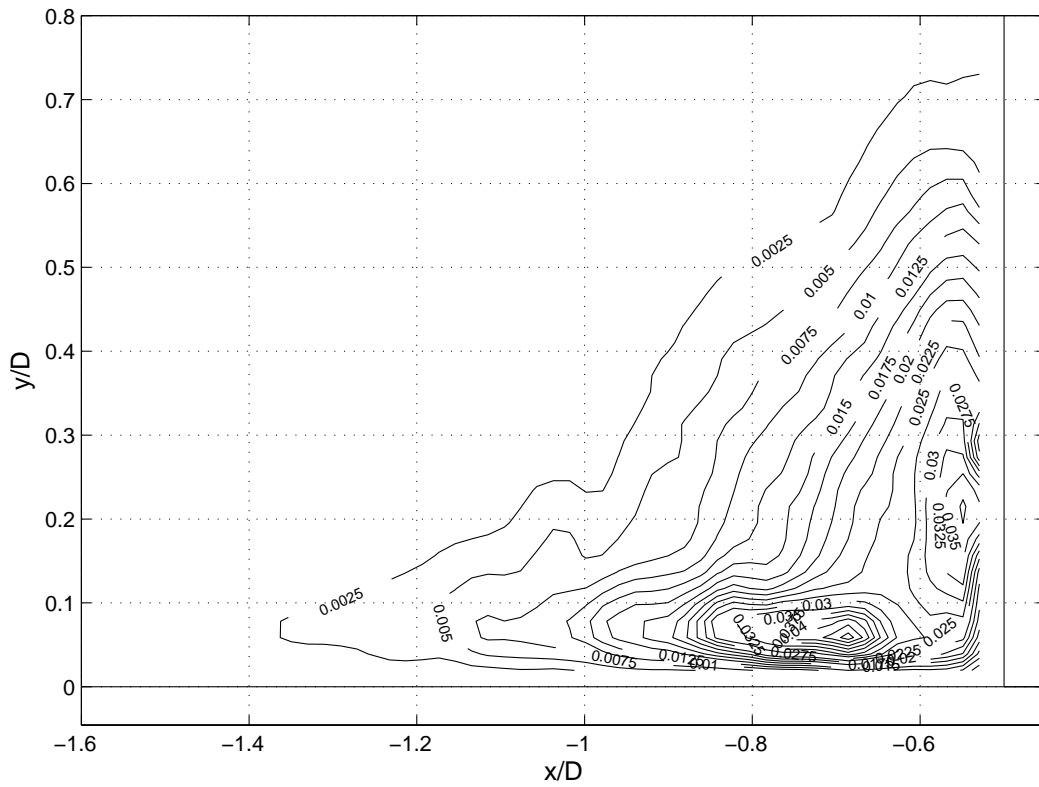
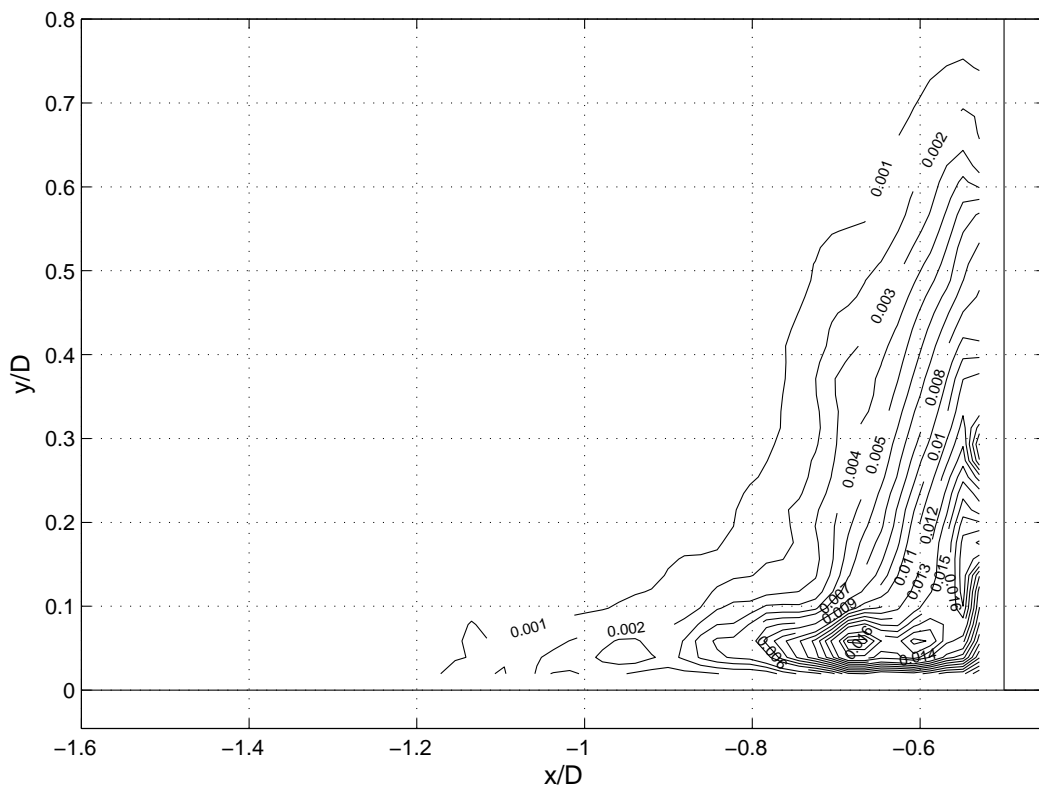
(a)  $Re_D = 4300$  ( $Re_{\delta^*} = 450$ )(b)  $Re_D = 5500$  ( $Re_{\delta^*} = 510$ )(c)  $Re_D = 7100$  ( $Re_{\delta^*} = 580$ )

Figura 5.37: Isolinhas de tensão normal de Reynolds adimensional ( $\overline{u'w'}/U_\infty^2$ ).

(a)  $Re_D = 10200$  ( $Re_{\delta^*} = 700$ )(b)  $Re_D = 15600$  ( $Re_{\delta^*} = 860$ )Figura 5.38: Isolinhas de tensão normal de Reynolds adimensional  $(\overline{u'u'}/U_\infty^2)$ .



(a)  $Re_D = 7100$  ( $Re_{\delta^*} = 580$ )(b)  $Re_D = 10200$  ( $Re_{\delta^*} = 700$ )Figura 5.40: Isolinhas de tensão normal de Reynolds adimensional ( $\overline{v'v'}/U_\infty^2$ ).

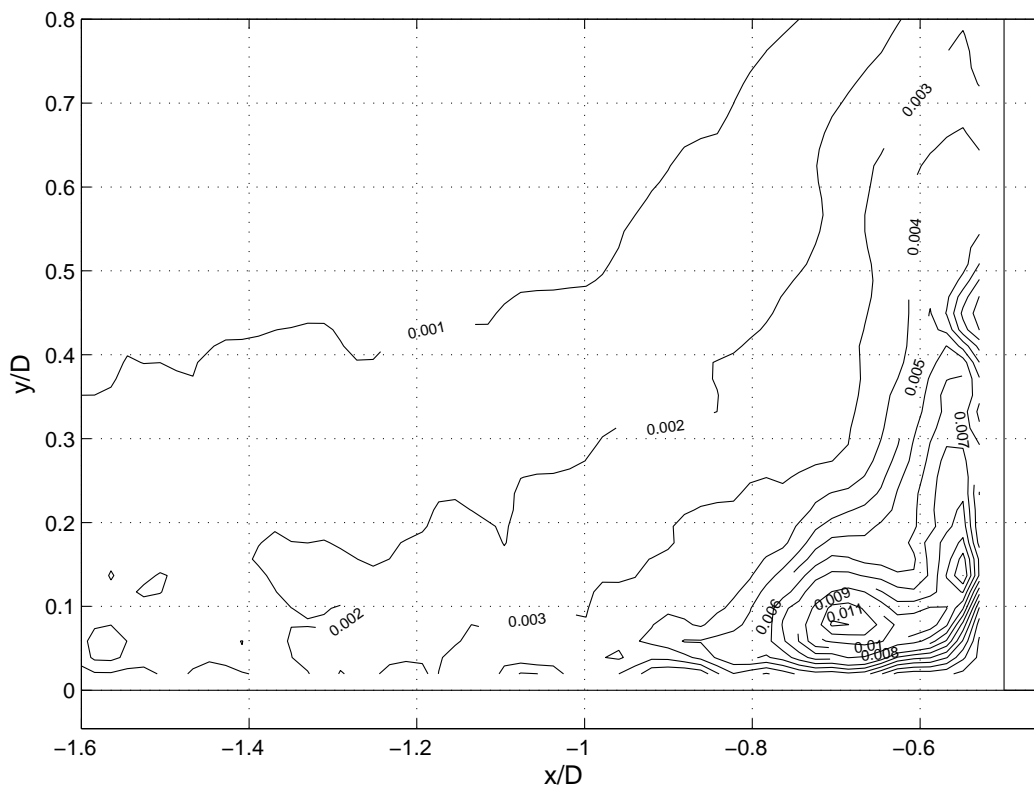
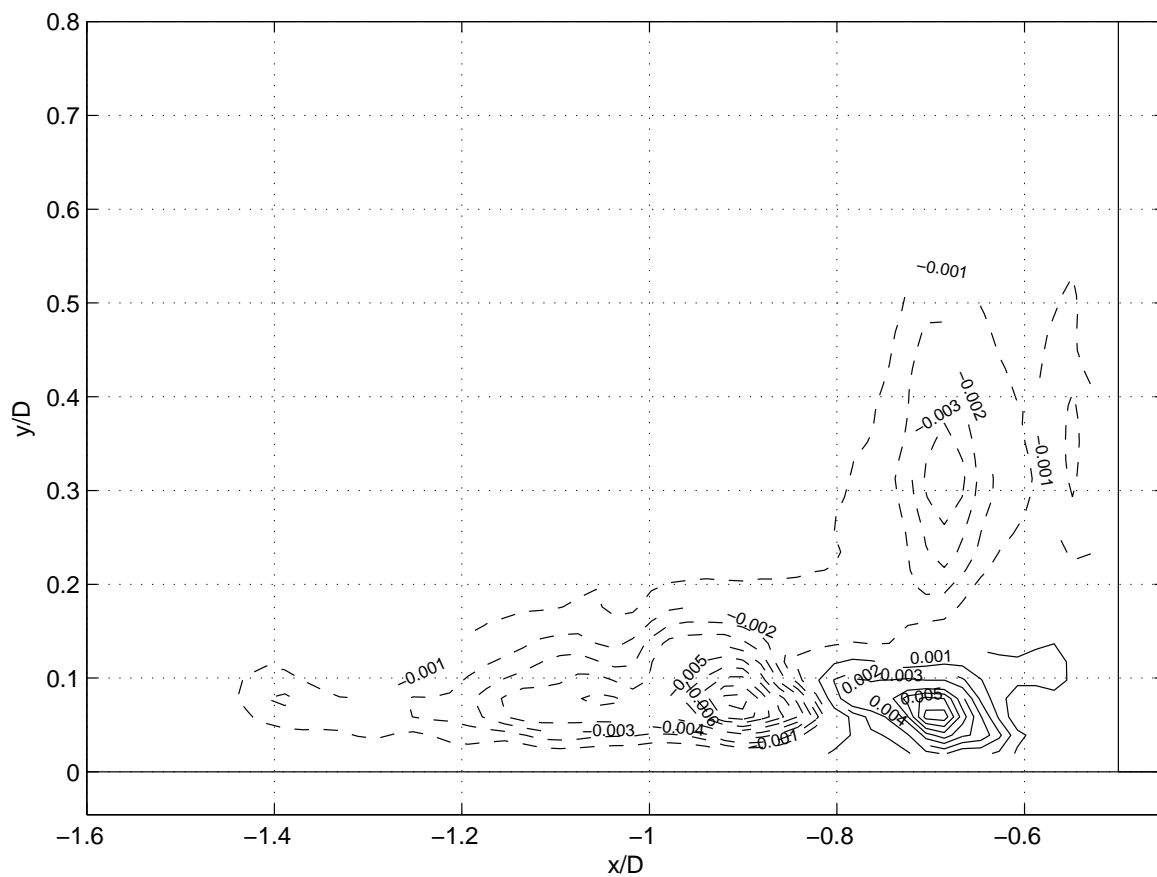
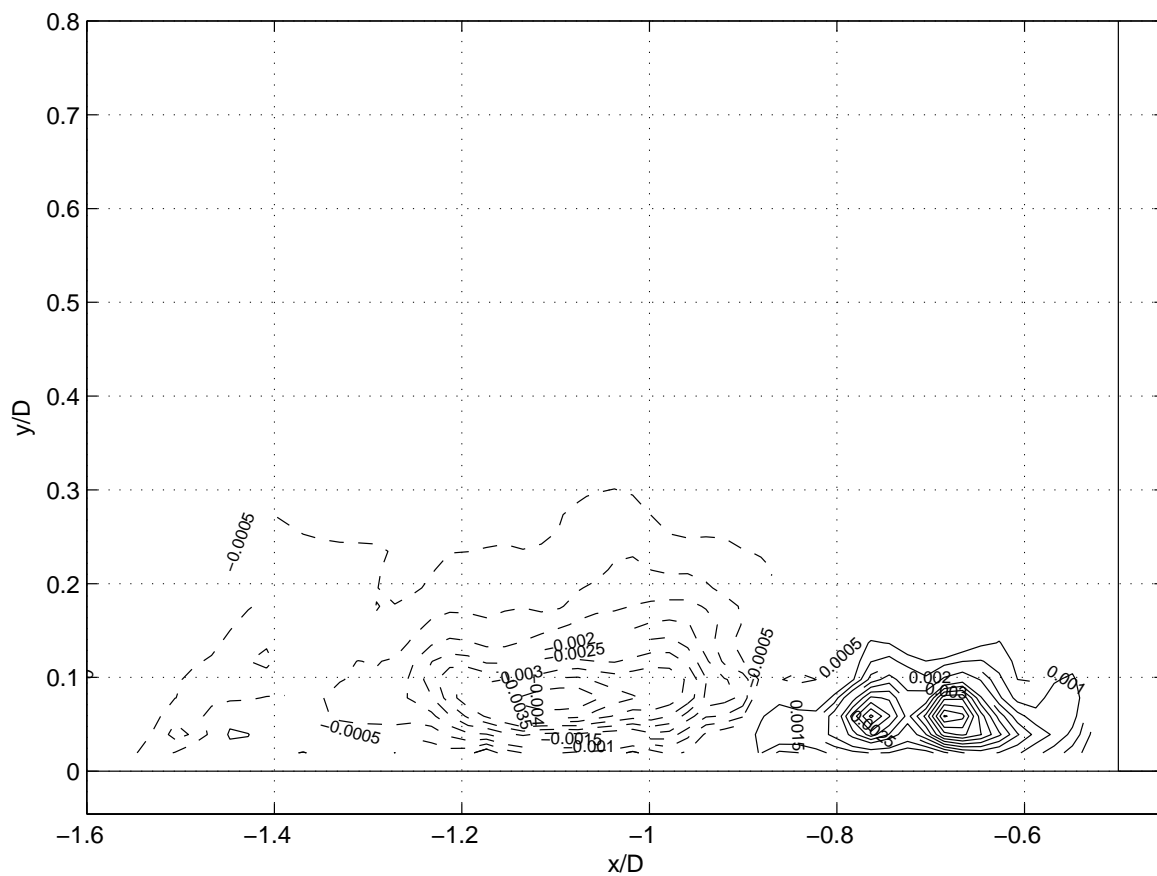


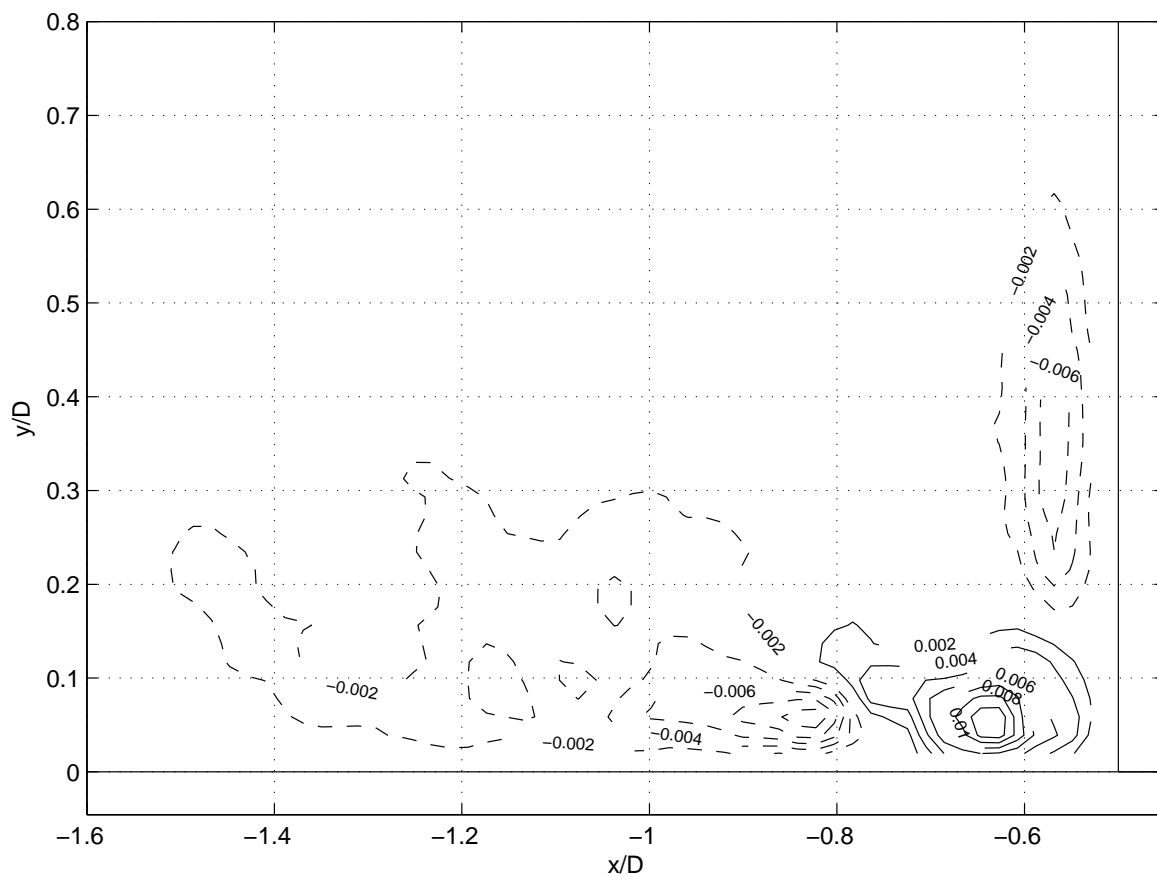
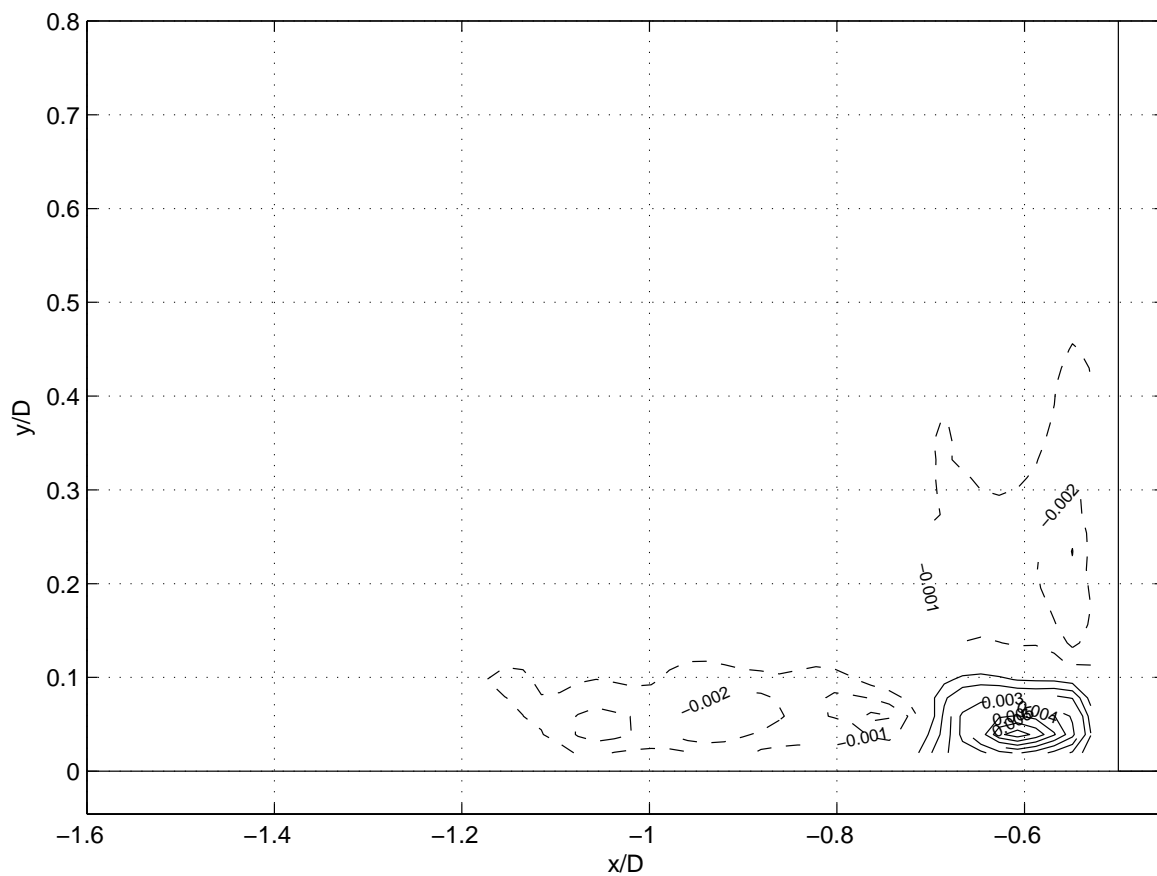
Figura 5.41: Isolinhas de tensão normal de Reynolds adimensional ( $\overline{v'v'}/U_\infty^2$ ) para  $Re_D = 15600$  ( $Re_{\delta^*} = 860$ ).

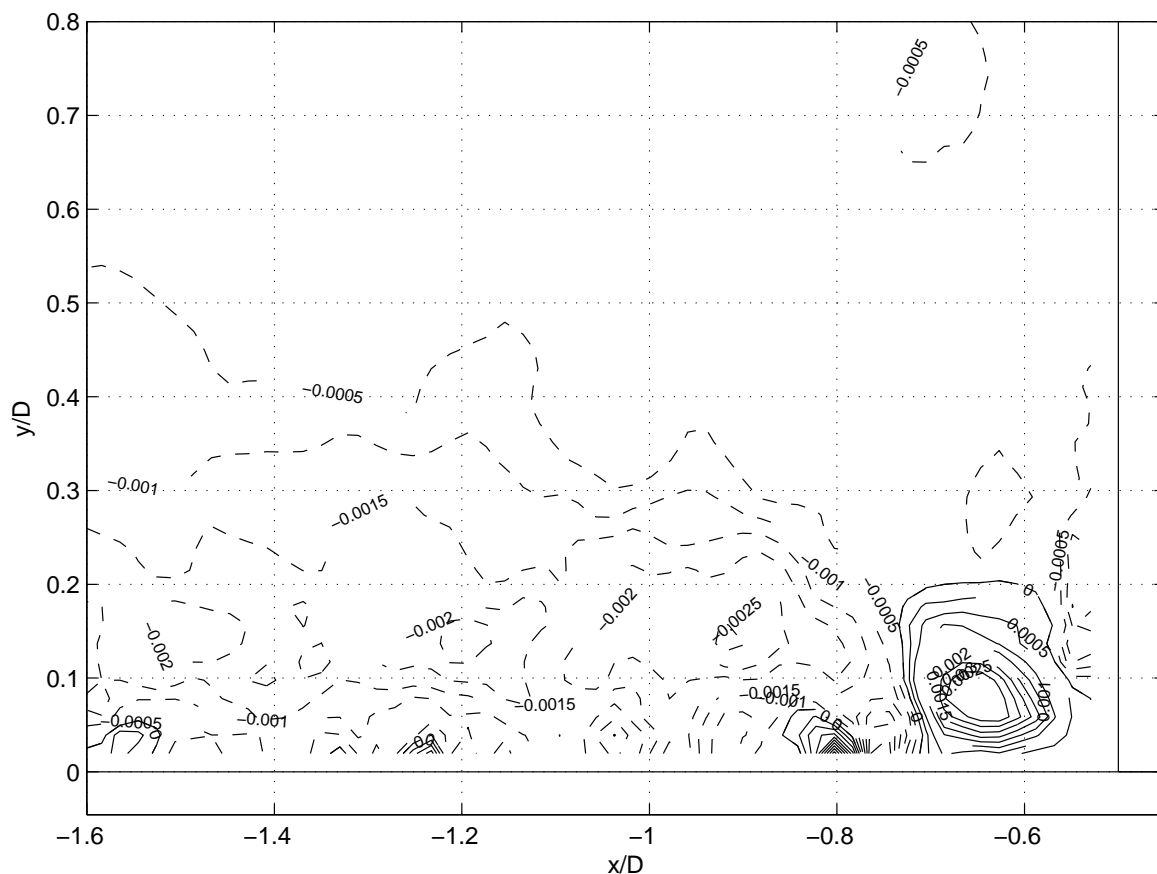
números de Reynolds, a montante destas concentrações positivas aparecem valores negativos, o que demonstra a influência do cilindro sobre o escoamento para:  $Re_D = 4300$  até  $x/D = -1,4$  (Fig. 5.42.a),  $Re_D = 5500$  até  $-1,55$  (Fig. 5.42.b),  $Re_D = 7100$  até  $-1,5$  (Fig. 5.43.a),  $Re_D = 10200$  até  $-1,19$  (Fig. 5.43.b). Observa-se que esta influência se reduz à medida que o número de Reynolds cresce, de  $Re_D = 4300$  a  $Re_D = 10200$ . Para  $Re_D = 15600$  (Fig. 5.44), as tensões  $\overline{u'v'}/U_\infty^2$  se estendem além dos limites da figura, devido à turbulência do escoamento de aproximação e à influência do cilindro sobre o escoamento.

Verifica-se que para  $Re_D = 4300$ ,  $7100$  e  $10200$  na região do escoamento próximo à face do cilindro, acima da concentração positiva de tensão  $\overline{u'v'}/U_\infty^2$ , existe concentração de tensão  $\overline{u'v'}/U_\infty^2$  negativa. A existência desta concentração pode ser atribuída ao movimento do vórtice ferradura, quando próximo à junção do cilindro com a placa plana (fundo do túnel) ele desacelera o escoamento descendente e quando mais distante a velocidade do escoamento descendente aumenta.

A localização das isolinhas de tensão  $\overline{u'v'}/U_\infty^2$  de sinal positivo, na junção do cilindro à placa plana, para  $Re_D = 4300$ ,  $Re_D = 5500$  e  $Re_D = 7100$  é aproximadamente a mesma que a localização da concentração de vorticidade média negativa ( $\overline{\omega_z}D/U_\infty$ ) número de Reynolds

(a)  $Re_D = 4300$  ( $Re_{\delta^*} = 450$ )(b)  $Re_D = 5500$  ( $Re_{\delta^*} = 510$ )Figura 5.42: Isolinhas de tensão de Reynolds  $\overline{u'v'}/U_\infty^2$ .

(a)  $Re_D = 7100$  ( $Re_{\delta^*} = 580$ )(b)  $Re_D = 10200$  ( $Re_{\delta^*} = 700$ )Figura 5.43: Isolinhas de tensão de Reynolds  $\overline{u'v'}/U_\infty^2$ .

(a)  $Re_D = 15600$  ( $Re_{\delta^*} = 860$ )Figura 5.44: Isolinhas de tensão de Reynolds  $\overline{u'v'}/U_\infty^2$ .

correspondente.

De um modo geral, para  $Re_D = 7100$  os campos de tensões  $\overline{u'u'}/U_\infty^2$ ,  $\overline{v'v'}/U_\infty^2$  e  $\overline{u'v'}/U_\infty^2$  apresentam valores superiores de tensão, com maior distribuição espacial, comparativamente aos demais números de Reynolds estudados.

## 5.5 Tensão de cisalhamento sobre a placa plana

A distribuição da tensão de cisalhamento média e instantânea sobre a placa plana foi investigada através da tensão de cisalhamento adimensional ( $T$ ) e do coeficiente de atrito superficial ( $C_f$ ) (Seção 3.4).



### 5.5.1 Distribuição da tensão de cisalhamento média sobre a placa plana

As distribuições médias das tensões de cisalhamento,  $T_{medio}$  e  $C_{fmedio}$ , foram calculadas a partir da média aritmética dos valores instantâneos de  $T$  e  $C_f$ , respectivamente. A tensão de cisalhamento média sobre a placa plana foi calculada para identificar a sua distribuição ao longo da placa a montante do cilindro, bem como a sua semelhança com o perfil descrito na literatura. Nas Figuras 5.45 e 5.46 estão apresentadas as respectivas distribuições médias da tensão de cisalhamento adimensional ( $T_{medio}$ ) e do coeficiente de atrito superficial ( $C_{fmedio}$ ), respectivamente.

Observa-se que as distribuições médias de  $T_{medio}$  e  $C_{fmedio}$ , para os respectivos números de Reynolds, são semelhantes, apresentando variação apenas nos valores. Isto ocorre porque ambas grandezas são resultantes da adimensionalização da tensão de cisalhamento na superfície da placa ( $\tau_w$ ), mencionada na Seção 4.2.4, em relação a parâmetros distintos.

Os valores de  $T_{medio}$  e  $C_{fmedio}$  são negativos no intervalo  $-1,45 \leq x/D \leq -0,90$ , respectivamente para  $Re_D = 4300$  (Figs. 5.45.a e 5.46.a) e 7100 (Figs. 5.45.c e 5.46.c). Entretanto, para os demais números de Reynolds (Figs. 5.45.b, .d e .e; Figs. 5.46.b, .d e .e), observa-se que os valores de  $T_{medio}$  e  $C_{fmedio}$  são todos positivos, independentemente da distância ao cilindro, com tendência à redução na direção do cilindro para os dois maiores números de Reynolds (Figs. 5.45.d e .e; Figs. 5.46.d e .e).

O perfil médio para  $Re_D = 7100$  é o que mais se assemelha ao mostrado na literatura (Fig. 3.24), com valor mínimo de tensão de cisalhamento médio em  $x/D = -0,7$ . Esta distância corresponde à localização do ponto de mínima vorticidade de maior frequência para  $Re_D = 7100$ , conforme visto na Seção 5.2.1. Semelhante tendência também foi observada para  $Re_D = 4300$ , na qual a tensão mínima localizada em  $x/D = 0,65$  também representa aproximadamente a localização do ponto de mínima vorticidade de maior frequência.

### 5.5.2 Distribuição da tensão de cisalhamento instantânea sobre a placa plana

A determinação da distribuição da tensão de cisalhamento instantânea sobre a placa plana foi determinada a partir das velocidades instantâneas adjacentes à placa (Seção 4.2.4).

O ponto de máxima tensão de cisalhamento sobre a placa plana corresponde à posição do centro do vórtice ferradura (Seção 3.3.2). Entretanto, no presente trabalho, a posição do centro do vórtice ferradura coincide com o ponto de mínima tensão de cisalhamento, pois

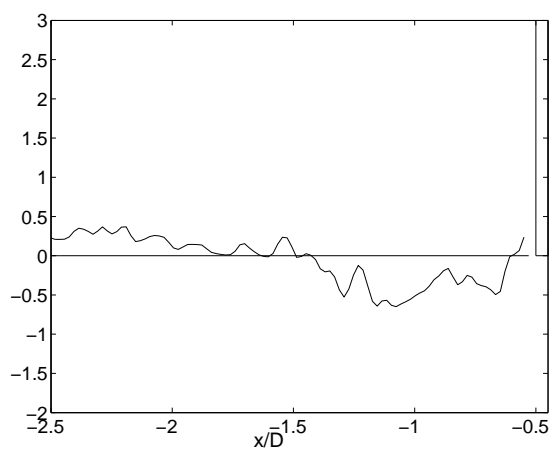
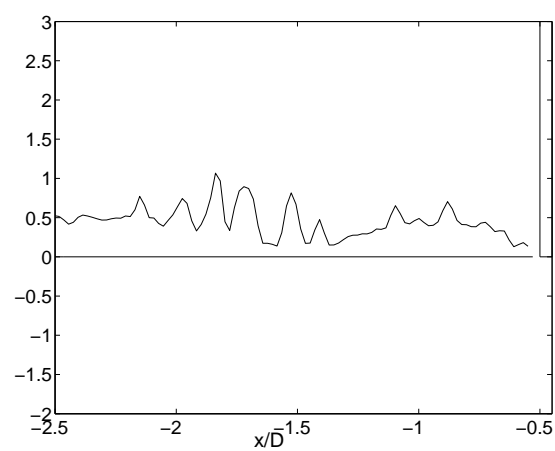
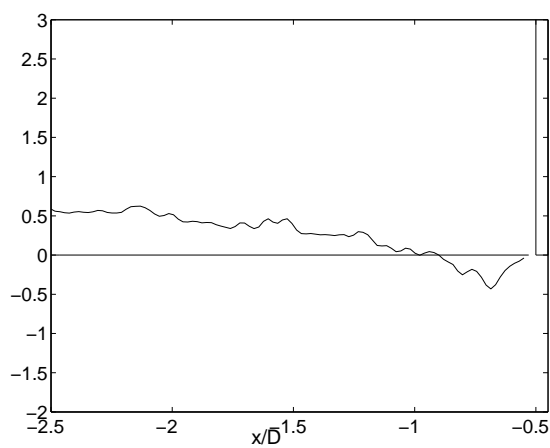
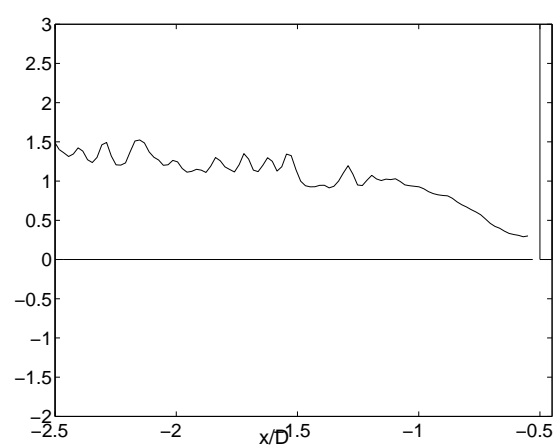
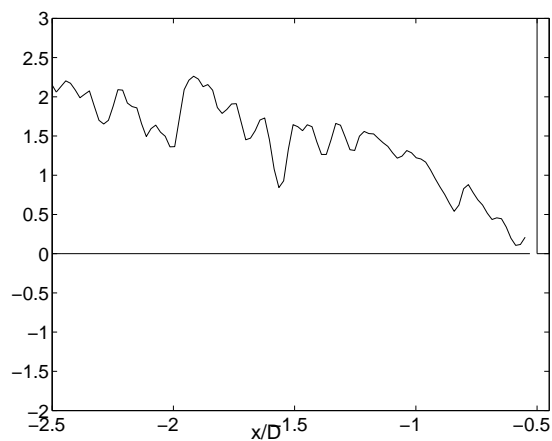
(a)  $Re_D = 4300$ (b)  $Re_D = 5500$ (c)  $Re_D = 7100$ (d)  $Re_D = 10200$ (e)  $Re_D = 15600$ 

Figura 5.45: Distribuição da tensão de cisalhamento média adimensional sobre a placa plana ( $T_{medio}$ ).

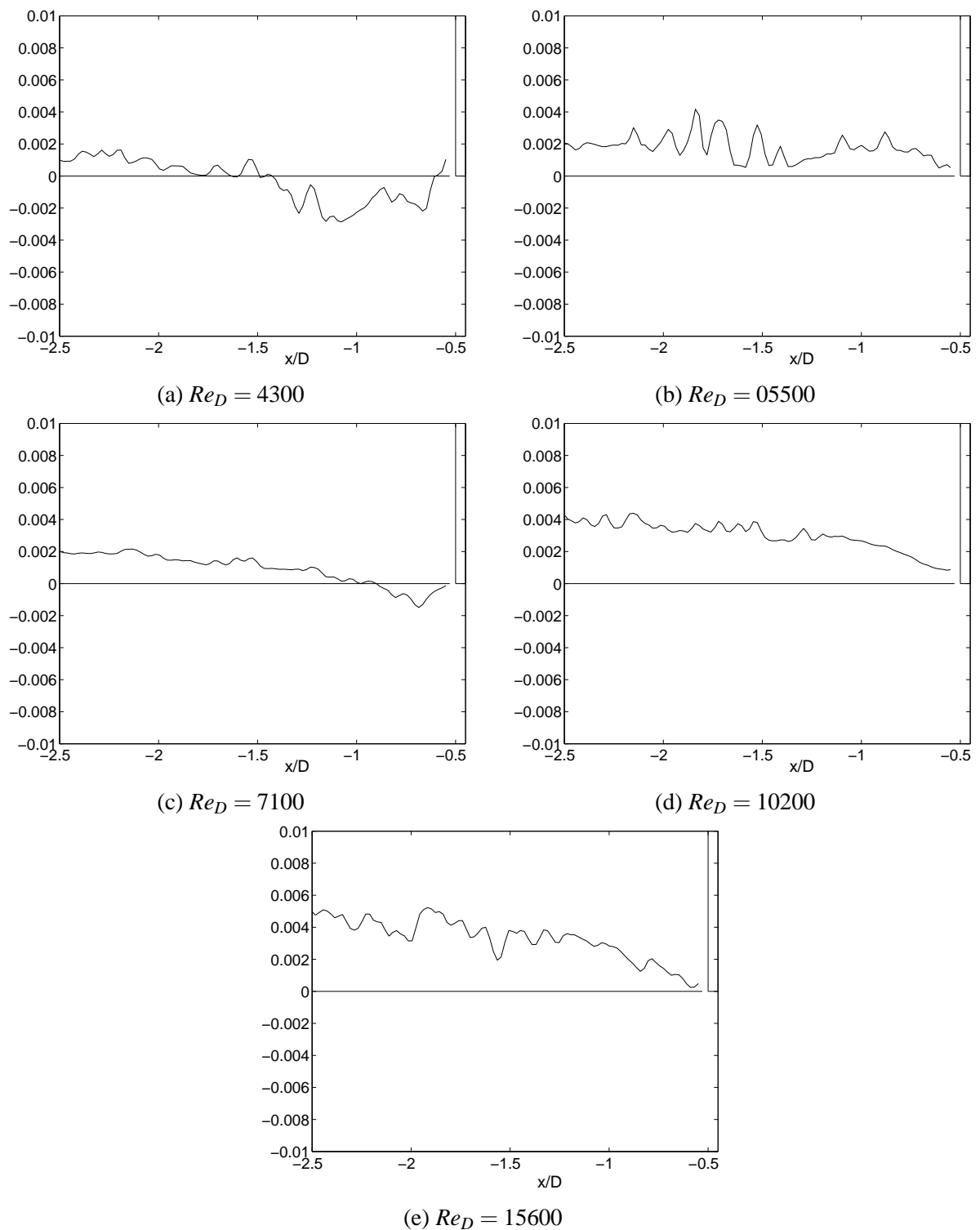


Figura 5.46: Distribuição do coeficiente de atrito superficial sobre a placa plana ( $C_{fmedio}$ ).

foi adotado como positivo o sentido da velocidade do escoamento principal (de montante para jusante). Como a velocidade sob o vórtice ferradura apresenta sentido oposto ao do escoamento principal, o seu sinal será conseqüentemente negativo e a tensão resultante será mínima (e não máxima).

Nas Figuras 5.47 ( $Re_D = 7100$ ) e 5.48 ( $Re_D = 4300$ ), são apresentadas a distribuição da tensão de cisalhamento sobre a placa plana e os correspondentes campos instantâneos de velocidade ( $u/U_\infty, v/U_\infty$ ) e de vorticidade ( $\omega_z D/U_\infty$ ). Verifica-se que as distâncias  $x/D$  do ponto de mínimo  $C_f$  e do centro do vórtice (marcado por '\*') não são coincidentes, conforme a literatura apresenta. Existe uma defasagem de  $2\Delta x/D$  para  $Re_D = 7100$  (Fig. 5.47) e  $1\Delta x/D$  para  $Re_D = 4300$  (Fig. 5.48), causadas pela assimetria do vórtice em relação ao seu próprio eixo de rotação.

Os perfis longitudinais de  $C_f$  para  $Re_D = 7100$  e  $4300$  possuem valores positivos e negativos, os quais dependem do sentido e módulo da velocidade  $u/U_\infty$  dos vetores adjacentes à placa.

Para  $Re_D = 7100$  (Fig. 5.47) identifica-se uma extensa região com coeficiente de atrito superficial negativos para  $x/D > -1,19$ , com valor mínimo próximo ao núcleo do vórtice principal ( $x/D = -1,05$ ). Nesta região há recirculação do escoamento em sentido contrário ao do escoamento principal, o que atribui valores negativos a  $C_f$ . A montante desta região, há outra com valores positivos de  $C_f$ , compreendida entre  $x/D = -1,29$  e  $-1,19$ , com escoamento de mesmo sentido que o principal. Mais distante do cilindro, para  $x/D < -1,29$ , os valores de  $C_f$  são negativos e de menor intensidade, comparativamente aos próximos do cilindro, evidenciando a menor influência do cilindro sobre o escoamento de aproximação.

Para  $Re_D = 4300$  (Fig. 5.48), verifica-se uma extensa região de valores negativos de tensão (para  $x/D > -0,93$ ) com o valor mínimo próximo ao núcleo do vórtice principal (marcado por '\*') em  $x/D = -0,84$ ). A montante desta região, existe outra de tensão positiva entre  $x/D = -1,00$  e  $x/D = -0,93$ , na qual há concentração de vorticidade positiva resultante da interação do vórtice com a placa plana. No perfil existe outra região com tensão negativa ( $x/D < -1,00$ ), com um mínimo em  $x/D = -1,13$ , resultante da interação do escoamento de vorticidade positiva com o da camada limite de aproximação. Os reduzidos valores de tensão ( $C_f$ ) em  $x/D < -1,35$  mostram uma pequena região de influência do cilindro sobre o escoamento. A separação da camada limite no escoamento de aproximação ocorre para  $x/D = -1,56$ , pois o valor de  $C_f = 0$ .

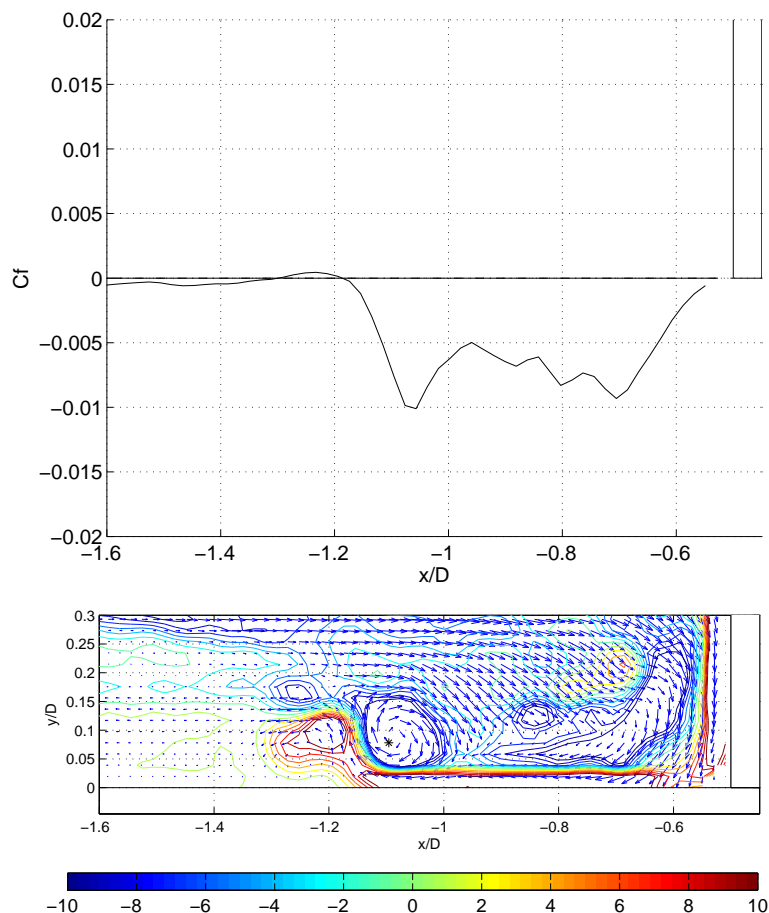


Figura 5.47: Distribuição longitudinal do coeficiente de atrito superficial ( $C_f$ ) sob o vórtice ferradura no eixo de simetria do cilindro e correspondente detalhe do plano de vorticidade transversal ( $\omega_z D/U_\infty$ ) (Fig. 5.26.b) com vetores velocidade instantâneos ( $u/U_\infty, v/U_\infty$ ), para  $Re_D = 7100$ .

### 5.5.3 Valores mínimos da tensão de cisalhamento sobre a placa plana

Os valores mínimos da tensão de cisalhamento sobre a placa plana ( $T_{min}$  e  $C_{fmin}$ ) foram determinados a partir dos perfis longitudinais instantâneos de tensão ( $T$  e  $C_f$ ). Para cada perfil instantâneo foi determinado o seu respectivo valor mínimo, totalizando quatrocentos valores para cada número de Reynolds (Figs. 5.49 e 5.50).

Observa-se que a tensão mínima,  $T_{min}$  e  $C_{fmin}$ , apresenta valores positivos e negativos. Os valores negativos correspondem a tensão sob o vórtice (quando é apenas um) ou sob o vórtice dominante (quando são dois no escoamento). Os pontos de tensões mínimas localizadas em  $x/D < -1,5$ , correspondem as tensões localizadas na camada limite desenvolvida sobre a placa plana. Para alguns dos pontos com tensão positiva, foram analisados os respectivos campos de velocidade e vorticidade instantâneos. Observou-se que o ponto de tensão mínima positiva localizava-se na camada limite desenvolvida sobre a placa plana ( $x/D < -1,0$ ) com

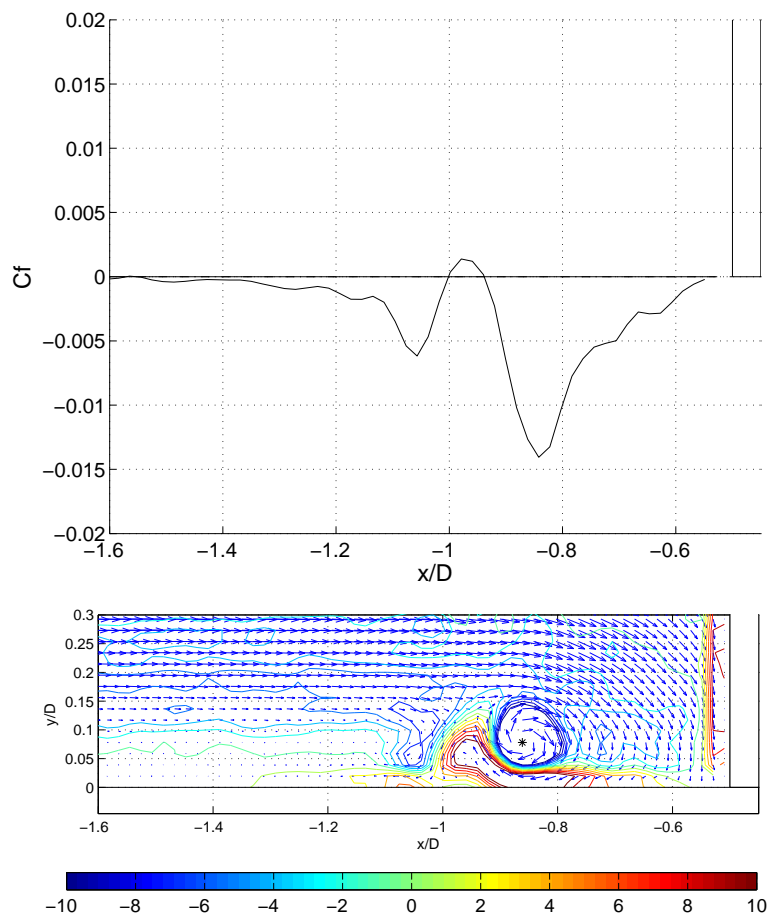


Figura 5.48: Distribuição longitudinal do coeficiente de atrito superficial ( $C_f$ ) sob o vórtice ferradura no eixo de simetria do cilindro e correspondentes campos de vorticidade transversal ( $\omega_z D/U_\infty$ ) (Fig. 5.18.b) com vetores velocidade instantâneos ( $u/U_\infty, v/U_\infty$ ), para  $Re_D = 4300$ .

ou sem a presença do vórtice no escoamento. Nos casos em que o vórtice estava presente no escoamento, sendo a tensão sob ele positiva devido aos vetores velocidade não serem tangentes a diferentes raios com centro comum, conforme demonstrado na Seção 5.2.1. Para os pontos de tensão mínima positiva próximos ao cilindro ( $x/D > -1, 0$ ), a tensão sobre o vórtice também é positiva porque o vetor velocidade sob ele tem a mesma direção do escoamento principal (Seção 5.2.1).

As tensões praticamente nulas correspondem ao  $Re_D = 15600$ , no qual o vórtice ferradura não foi encontrado no escoamento.

Na Figura 5.51 estão representados os menores valores encontrados nos dados experimentais do presente trabalho com os apresentados na literatura. Para todos os números de Reynolds estudados, todos os valores de  $T$  são inferiores ao do estudo de Ballio et al. (1998).

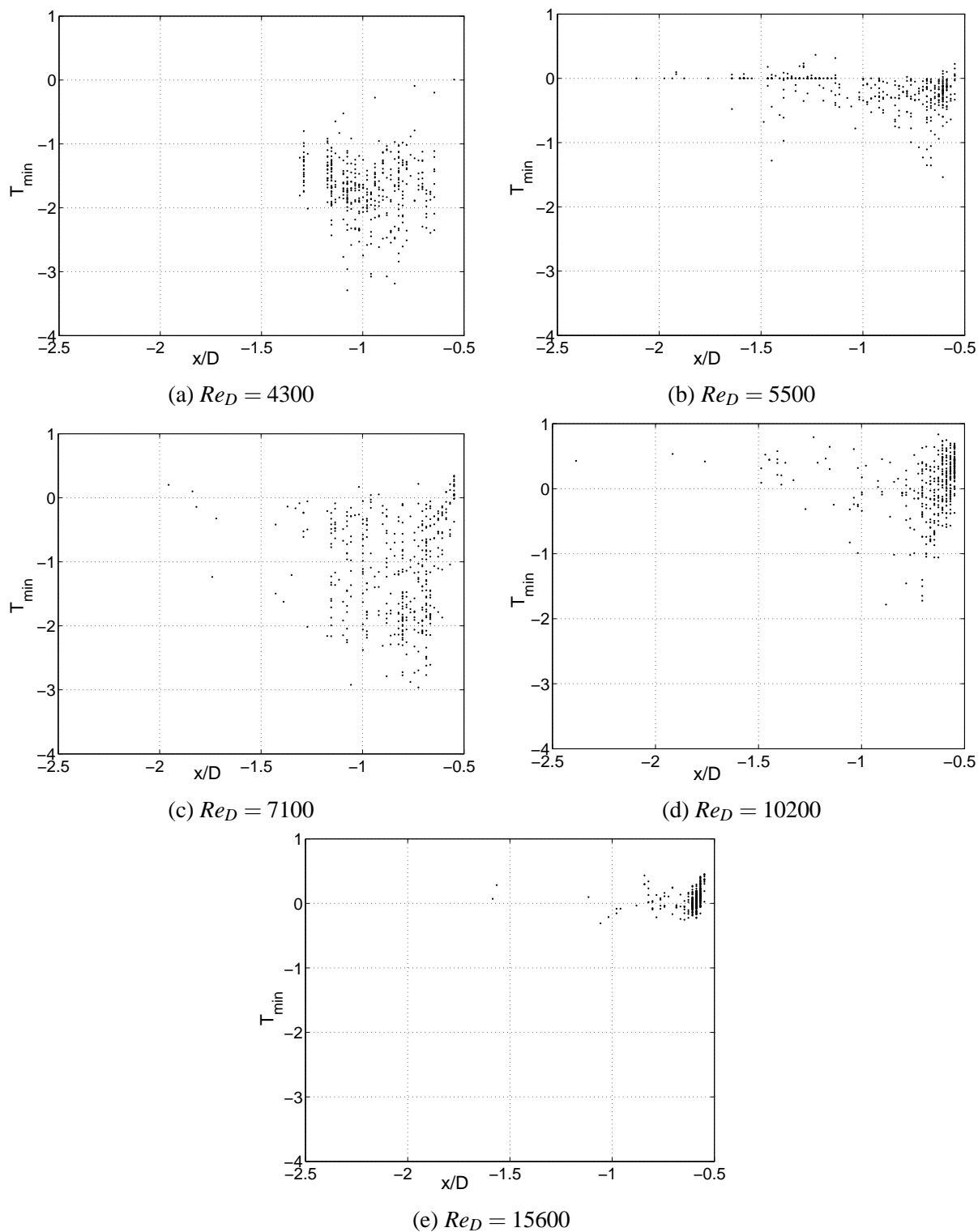


Figura 5.49: Localização horizontal ( $x/D$ ) do ponto de mínima tensão de cisalhamento  $T_{min}$ .

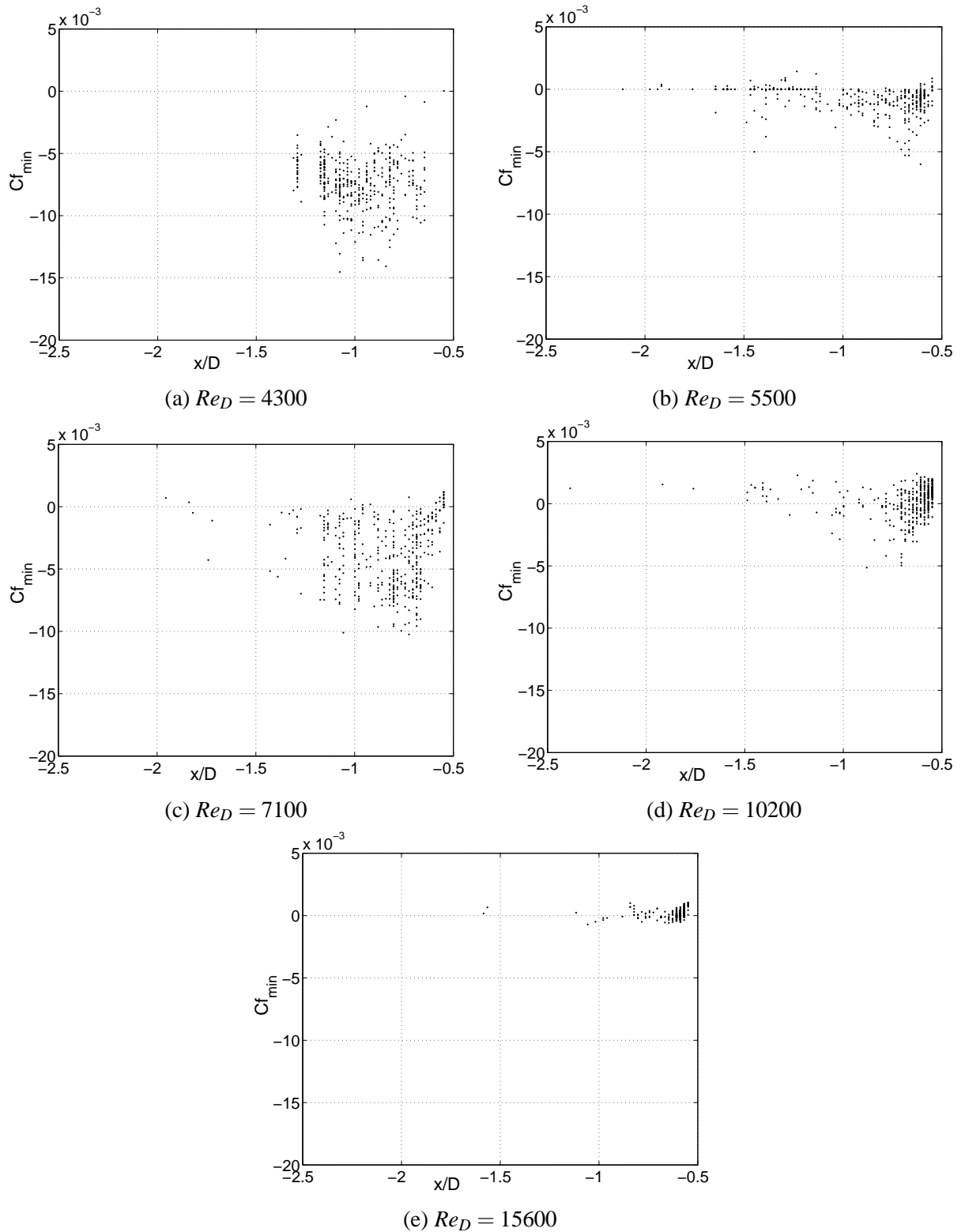


Figura 5.50: Localização horizontal ( $x/D$ ) do ponto de mínima tensão de cisalhamento  $Cf_{min}$ .



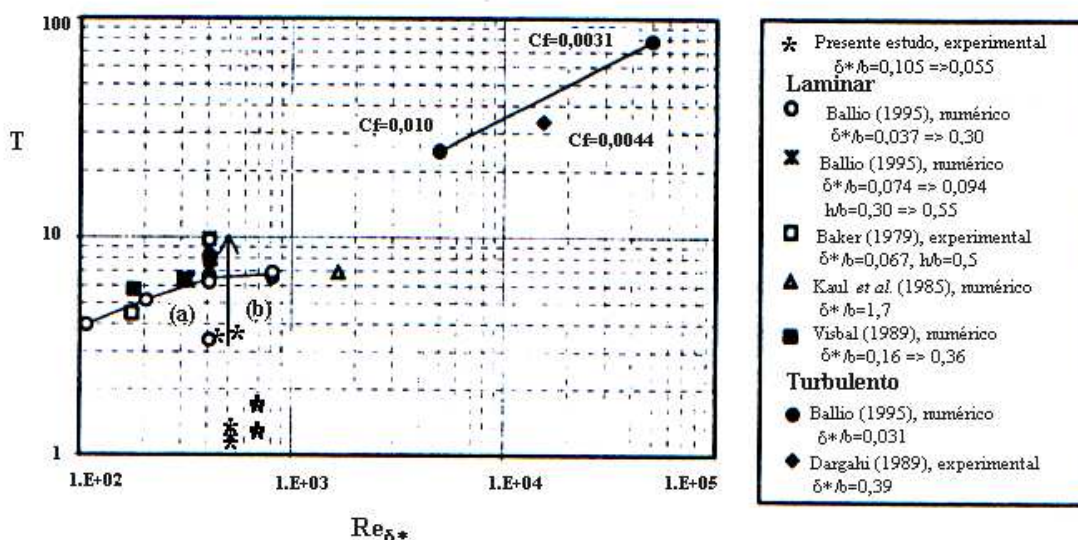


Figura 5.51: Comparação dos resultados do presente trabalho de  $T$  em função do  $Re_{\delta^*}$  com os do estudo de Ballio et al. (1998). Letras indicam séries homogêneas: (a) e (b) Ballio (1995), cilindro,  $\delta^*/b = 0,094$  e  $\delta^*/b = 0,031$ ; (c) e (d) Lai e Makomaski (1989), prisma,  $\delta^*/b = 0,17 \rightarrow 0,18$  e  $\delta^*/b = 0,073 \rightarrow 0,074$ .

## 5.6 Perfis instantâneos de velocidade e vorticidade transversal

Os campos instantâneos de velocidade e vorticidade transversal demonstram estruturas que não são identificadas nos campos médios. Este capítulo procura descrever como a velocidade e a vorticidade transversal estão distribuídas em perfis na presença destas estruturas captadas em campos instantâneos de escoamento.

Para um campo instantâneo (Fig. 5.48) a  $Re_D = 4300$ , foram selecionados cinco perfis verticais de velocidade e vorticidade instantâneas, a diferentes distâncias  $x/D$  do cilindro (Fig. 5.52):  $-1,1935$ ;  $-0,9591$ ;  $-0,8614$ ;  $-0,8028$  e  $-0,7442$ . Os perfis com a distância  $x/D = -0,8614$  do cilindro coincidem com a posição do núcleo do vórtice ferradura, mostrada na Figura 5.48 com o símbolo ”\*”.

Verifica-se a partir da distribuição da velocidade adimensional  $u/U_\infty$ , que para as cinco verticais existem valores positivos e negativos de velocidade.

A região com velocidade  $u/U_\infty$  negativa é conhecida como região de contrafluxo, ou de recirculação ou de escoamento reverso. Esta região existe como consequência do gradiente de pressão adverso criado pelo cilindro na direção do escoamento. A montante desta região, ocorre a separação da camada limite (ponto  $x_s$ ), a uma distância  $x/D$  menor que  $-1,50$ ,

segundo a Figura 5.48.

A região de contrafluxo apresenta-se adjacente à placa plana para todos os perfis de velocidade  $u/U_\infty$  (Figs. 5.52.a, .c, .d e .e) com exceção do perfil  $x/D = -0,9591$  (Fig. 5.52.b). Observa-se que a velocidade  $u/U_\infty$  correspondente a região de contrafluxo e que a velocidade aumenta à medida que se aproxima da região do núcleo do vórtice ( $x/D = -0,8614$ ) e reduz em direção ao cilindro. Isto pode ser explicado devido a que a velocidade  $u/U_\infty$ , próxima à placa plana, aumenta até o valor da velocidade correspondente ao vórtice e depois reduz à medida que se aproxima do cilindro, pois o escoamento reverso ainda possui baixa velocidade nesta região, comparativamente à que ele alcança sob o núcleo do vórtice.

Especialmente no perfil  $x/D = -0,9591$  (Fig. 5.52.b), a região de contrafluxo observada entre  $y/D = 0,035$  e  $0,125$  corresponde à região de concentração de vorticidade positiva (Fig. 5.48), originada a partir da interação do vórtice dominante com a superfície da placa plana. Na região mais próxima à placa ( $y/D < 0,035$ ) a velocidade  $u/U_\infty$  é positiva.

Para os três perfis de  $u/U_\infty$  mais próximos do cilindro (Fig. 5.52.c, .d e .e), a velocidade  $u/U_\infty$  tende a um valor constante para  $y/D > 0,2$ .

Na distribuição da velocidade adimensional vertical  $v/U_\infty$  (Fig. 5.52) os valores positivos e negativos representam, respectivamente, o sentido ascendente e descendente do vetor velocidade instantâneo. Observa-se que a velocidade  $v/U_\infty$  aumenta, em módulo, conforme o perfil esteja mais próximo da posição do centro do vórtice. O perfil vertical em  $x/D = -0,8028$  (Fig. 5.52.d) apresenta uma região com pico de velocidade negativa em  $y/D = 0,1$ . Para  $x/D = -0,7442$  (Fig. 5.52.e), a velocidade  $v/U_\infty$  apresenta um maior gradiente próximo à placa e tende a um valor constante à medida que  $y/D$  aumenta. Isto ocorre porque este perfil localiza-se no escoamento descendente entre o vórtice e a face do cilindro.

Nos cinco perfis de vorticidade ( $\omega_z D/U_\infty$ ), existem duas regiões distintas: uma próxima à placa, com vorticidade positiva, e outra mais distante dela, com vorticidade negativa. O menor valor de vorticidade encontra-se no perfil correspondente à localização do núcleo do vórtice (Fig. 5.52.c) e na sua posição  $y/D = 0,07$  ( $4\Delta y/D$ ). As velocidades  $u/U_\infty$  e  $v/U_\infty$  para  $y/D = 0,07$  (Fig. 5.52.c) deveriam ser iguais a zero. Isto não ocorre devido ao método empregado para localizar o ponto de mínima vorticidade transversal (símbolo "\*" na Fig. 5.48), pois a sua determinação foi restrita aos pontos da malha do domínio de estudo.

Os perfis de velocidade e vorticidade instantâneos apresentam distribuições distintas, conforme a sua distância ao cilindro, devido à presença do vórtice ferradura no escoamento.

Algumas foram as grandezas calculadas e analisadas no presente trabalho, a partir dos

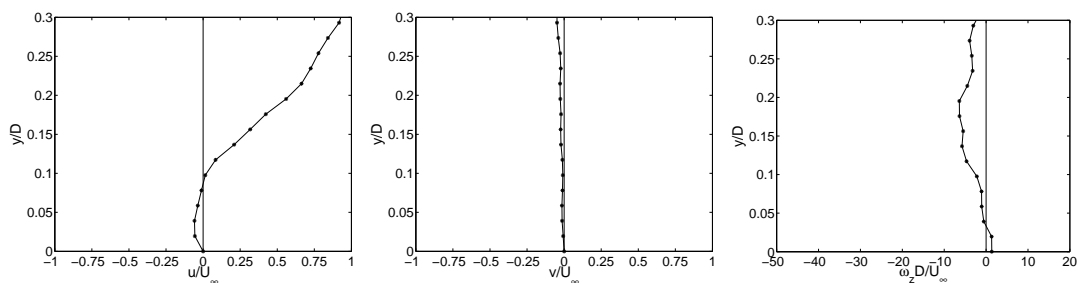
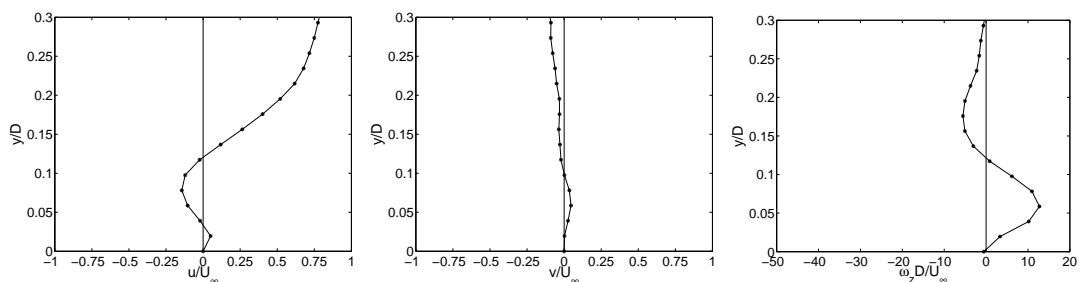
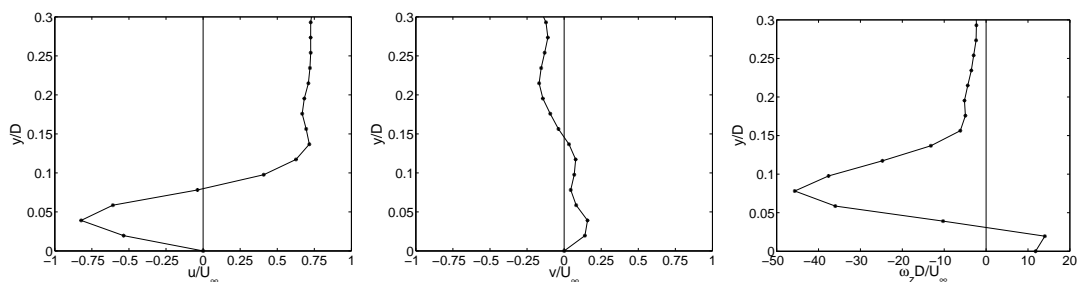
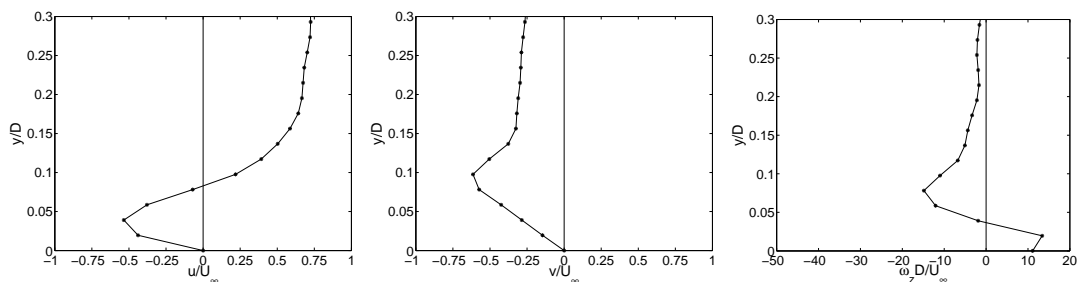
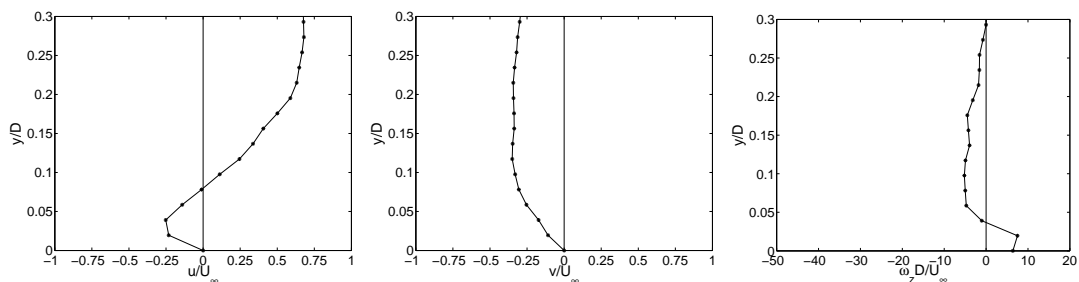
(a)  $x/D = -1,1935$ (b)  $x/D = -0,9591$ (c)  $x/D = -0,8614$ (d)  $x/D = -0,8028$ (e)  $x/D = -0,7442$ 

Figura 5.52: Perfis instantâneos de velocidade e vorticidade a diferentes distâncias do cilindro, da Figura 5.48, com  $Re_D = 4300$ .

dados experimentais adquiridos no túnel de vento. Destas grandezas médias, algumas apresentaram valores extremos, as quais foram listadas na Tabela 5.5. Na penúltima linha da Tabela, encontram-se os intervalos nos quais estão concentradas as maiores frequências relativas dos pontos  $\omega_{zmin}D/U_\infty$  (Fig. 5.15). Já na última linha, estão identificados os intervalos  $x/D$  comuns entre todas as grandezas anteriormente listadas. Para  $Re_D$  de 4300 a 10200, estes valores comuns (última linha) indicam a provável localização média do vórtice ferradura, ao contrário de  $Re_D = 15600$ , porque para este caso não foi identificado o vórtice ferradura no escoamento instantâneo. Conforme o número de Reynolds aumentou, o vórtice ferradura foi identificado em uma quantidade cada vez menor de campos instantâneos de vorticidade e velocidade. Não foi aplicada nenhuma técnica para verificar a existência de correlação espaço-temporal entre os campos instantâneos. A análise visual destes campos indica que em alguns casos essa correlação existe e em outros não. Sendo assim, foi possível detectar que o vórtice apresenta variabilidade espacial, quanto a sua posição. Foram indentificados alguns dos estágios do regime do vórtice ferradura descrito na literatura como "breakway". Possivelmente uma maior frequência de aquisição das imagens do escoamento, e/ou a utilização de outra técnica em conjunto com o PIV, poderiam facilitar a identificação de outros estágios na evolução temporal do vórtice ferradura.

Tabela 5.5: Regiões em  $x/D$  onde as grandezas no escoamento apresentaram concentrações.

$Re_D$	4300	5500	7100	10200	15600
$(Re_{\delta^*})$	(450)	(510)	(580)	(700)	(860)
Grandeza					
$\overline{\omega_z}D/U_\infty$	[-0,94; -0,62]	[-0,80; -0,60]	[-0,84; -0,64]		
$\overline{k'}/U_\infty^2$	[-0,90; -0,70]	[-0,90; -0,70]	[-0,90; -0,65]	[-0,90; -0,65]	
$I_v$	[-0,90; -0,70]	[-0,90; -0,70]	[-0,80; -0,60]	[-0,70; -0,55]	[-0,80; -0,60]
$rms(\omega'_z D/U_\infty)$	[-0,90; -0,70]	[-0,90; -0,70]	[-0,90; -0,65]	[-0,75; -0,60]	
Máxima $\overline{u'u'}/U_\infty^2$	[-0,95; -0,75]		[-0,95; -0,70]	[-1,00; -0,65]	
Máxima $\overline{v'v'}/U_\infty^2$	[-0,90; -0,70]	[-0,90; -0,60]	[-0,80; -0,60]	[-0,70; -0,55]	[-0,80; -0,60]
Máxima $\overline{u'v'}/U_\infty^2$	[-0,80; -0,60]	[-0,80; -0,60]	[-0,80; -0,60]	[-0,70; -0,55]	[-0,70; -0,55]
$T_{medio}$ e $C_{fmedio}$	$x/D > -1,45$		$x/D > -0,90$		
$f_{rel}$ dos pontos					
$\omega_{zmin}D/U_\infty$	[-0,90; -0,65]	[-0,90; -0,65]	[-0,90; -0,60]	[-1,00; -0,65]	
Valores Comuns	[-0,80; -0,70]	[-0,80; -0,70]	[-0,80; -0,70]	[-0,70; -0,60]	[-0,70; -0,60]

## 6 *Conclusões e Recomendações para Trabalhos Futuros*

### 6.1 Conclusões

O vórtice ferradura é considerado o elemento chave no processo erosivo ao redor de estruturas sobre fundo móvel. Neste trabalho ele foi investigado experimentalmente em túnel de vento, sobre fundo fixo, focalizando a pesquisa no estudo do seu comportamento hidrodinâmico. Os números de Reynolds ( $Re_D$ ) investigados variam de 4300 a 15600.

A utilização da técnica de velocimetria por luz pulsada (PIV), no escoamento a montante de um cilindro circular vertical montado sobre o fundo do túnel de vento, permitiu a extração de grandezas instantâneas do escoamento, e conseqüentemente, de grandezas médias.

Alguns cuidados, durante a aquisição das imagens, são imprescindíveis para a utilização da técnica. Os equipamentos devem estar adequadamente conectados, os planos de luz dos lasers localizados na mesma posição, as partículas traçadoras de tamanho recomendado (2 a 3 pixels), o ajuste entre a frequência da câmera CCD e do laser, são alguns dos cuidados que evitam problemas durante a aquisição e o pré-processamento dos dados.

Os padrões médios de velocidade e vorticidade transversal não representaram o escoamento instantâneo, o que foi associado ao comportamento não permanente do vórtice ferradura, quanto a sua forma e posição. Para  $Re_D = 4300$  e  $5500$ , o vórtice ferradura apresentou variação espacial com comportamento temporal semelhante ao regime classificado, na literatura, por separação ("Breakway"). Neste regime há a formação do vórtice na camada limite de aproximação, com posterior concentração de vorticidade e conseqüente desprendimento da camada limite que o gerou. Neste estágio ele se move em direção ao cilindro e emparelha-se com o vórtice de canto (vórtice próximo à junção do cilindro com a placa plana), formando assim um novo vórtice.

Conforme o número de Reynolds diminui, observou-se que o vórtice ferradura estava

presente cada vez mais nos campos instantâneos de vorticidade e velocidade. Para o maior número de Reynolds estudado ( $Re_D = 15600$ ), ele não foi identificado no plano de simetria do cilindro. Eckerle e Awad (1991) investigaram quando o (sistema) vórtice ferradura não está presente no plano de simetria do cilindro, e determinaram que para valores de  $(Re_D)^{1/3}(D/\delta^*) > 10^3$  e  $H$  (fator de forma) entre 1,34 e 1,42, ele não foi encontrado. Para  $Re_D = 15600$ , o valor de  $(Re_D)^{1/3}(D/\delta^*)$  é inferior a  $10^3$ , e mesmo assim, ele não foi identificado no plano de simetria. Para este caso, o (sistema) vórtice ferradura poderia ser classificado em regime de transição ou turbulento, devido ao regime da camada limite que o gerou. Apesar de que ele não foi identificado no plano de simetria, poderia ainda possuir dimensão menor do que a resolução da malha de dados de 50 pontos por diâmetro empregada.

Não foi aplicada nenhuma técnica para verificar a existência de correlação espaço-temporal entre os 400 campos instantâneos. Através da análise visual foi observada a variação espacial (posição e tamanho) do vórtice ferradura, conjuntamente, em alguns casos, com a sua intermitência em planos instantâneos específicos. Há indícios que em alguns casos a correlação entre planos instantâneos consecutivos existe e em outros não. Estes resultados indicaram a necessidade de uma maior frequência de amostragem das imagens das partículas traçadoras iluminadas ou a visualização do escoamento, simultaneamente à aquisição das imagens das partículas.

A investigação a respeito da localização do núcleo do vórtice ferradura foi realizada através da posição do ponto de mínima vorticidade transversal instantânea ( $\omega_{zmin}D/U_\infty$ ). Partiu-se do princípio que o ponto de mínima vorticidade coincidia com o núcleo do vórtice. Para  $Re_D = 4300$  e  $5500$ , na maioria dos campos instantâneos de vorticidade observou-se que ambos pontos realmente coincidiram, porque o vórtice apresentou a maior concentração de vorticidade no escoamento. Quando o número de Reynolds aumentou a  $Re_D = 7100$  e  $Re_D = 10200$ , a quantidade de pontos  $\omega_{zmin}D/U_\infty$  instantâneos que coincidiram com o núcleo do vórtice, se reduziram até que, para  $Re_D = 15600$ , estes pontos localizavam-se na camada limite do escoamento de aproximação. De um modo geral, para  $Re_D$  de 4300 a 10200, os pontos de  $\omega_{zmin}D/U_\infty$  localizaram-se no intervalo de  $x/D = -0,65$  a  $-0,8$ , com a tendência de se aproximar da placa plana (redução da distância  $y/D$ ) à medida que o número de Reynolds aumenta de 4300 a 10200.

A distância  $x/D$  do ponto de mínima vorticidade instantânea ( $\omega_{zmin}D/U_\infty$ ) de maior frequência observada na amostra ( $f_{rel.max}$ ), apresentou a tendência de se aproximar do cilindro à medida que o número de Reynolds aumenta, o que pode ser explicado devido à redução

das dimensões do vórtice com o aumento da velocidade do escoamento. Esta tendência verificada experimentalmente neste trabalho, é oposta à da correlação experimental apresentada na literatura por Ballio et al. (1998). Especificamente, para  $Re_D = 4300$  e  $5500$ , a distância  $x/D$  do ponto de mínima vorticidade instantânea de maior frequência, coincidiu com a região do contorno de máxima energia cinética média ( $\overline{k'}/U_\infty^2$ ).

Outro resultado interessante obtido é que para todos os Reynolds estudados, os maiores valores das tensões de Reynolds,  $\overline{v'v'}/U_\infty^2$  e  $\overline{u'v'}/U_\infty^2$ , localizaram-se no intervalo  $x/D = -0,8$  a  $-0,6$ , o qual coincidiu com o dos pontos de mínima vorticidade ( $\omega_{zmin}D/U_\infty$ ). Os maiores valores de tensões de Reynolds ( $\overline{u'u'}/U_\infty^2$ ,  $\overline{v'v'}/U_\infty^2$  e  $\overline{u'v'}/U_\infty^2$ ), energia cinética média ( $\overline{k'}/U_\infty^2$ ), bem como das intensidades de turbulências ( $I_u$  e  $I_v$ ) foram observados para  $Re_D = 7100$ , com maior distribuição espacial de isolinhas comparativamente aos demais Reynolds estudados.

Para complementar o estudo das grandezas do escoamento modificado a montante do cilindro, também foram calculadas as tensões de cisalhamento médias e instantâneas sobre a placa plana resultantes da velocidade da camada limite modificada. A tensão de cisalhamento sobre a placa plana foi definida através de duas grandezas: a tensão de cisalhamento adimensional ( $T$ ) e o coeficiente de atrito superficial ( $C_f$ ), as quais são equivalentes, para o mesmo  $Re_{\delta^*}$ , se diferenciando em relação a uma constante.

O perfil médio de tensão de cisalhamento  $T_{medio}$ , para  $Re_D = 7100$ , é o que mais se assemelhou ao apresentado na literatura, com valor mínimo em  $x/D = -0,7$ , cuja distância correspondeu à localização do ponto de mínima vorticidade ( $\omega_{zmin}D/U_\infty$ ) de maior frequência ( $f_{rel.max}$ ) para o mesmo Reynolds.

Observou-se que a mínima tensão de cisalhamento instantânea ( $C_{fmin}$ ) não se situou sob o núcleo do vórtice ferradura para os dois campos analisados, com  $Re_D = 4300$  e  $7100$ . Os resultados mostraram que a assimetria do vórtice deslocou o ponto de  $C_{fmin}$  em relação ao núcleo.

## 6.2 Recomendações para Trabalhos Futuros

Na investigação experimental do (sistema) vórtice ferradura, utilizando velocimetria por luz pulsada (PIV), recomenda-se para trabalhos futuros:

- Utilizar uma resolução de malha do domínio de estudo mais refinada, ou seja, com mais do que 50 pontos por diâmetro. Deste modo, procura-se captar estruturas coerentes de menor dimensão.



- Utilizar dois sistemas de medidas quantitativas, de modo que, através de uma se obtenham as medições do campo completo (PIV) e a segunda um sistema de medidas (por exemplo: LDV - Velocimetria por Laser Doppler ou anemometria a fio quente) para a obtenção de séries temporais. Desta maneira, pode-se correlacionar a primeira medição com a segunda, auxiliando o cálculo das grandezas médias do escoamento em diferentes tempos.
- Executar planos de medições radiais em relação ao eixo do cilindro, para observar o desenvolvimento do vórtice ferradura ao redor do cilindro.
- Executar planos de medições horizontais a diferentes alturas, principalmente próximos à placa plana, para mapeamento das tensões de cisalhamento na base do obstáculo.
- Verificação do erro na técnica de velocimetria de luz pulsada através da comparação entre o perfil de Blasius (camada limite laminar desenvolvida sobre uma placa plana) e o perfil experimental, adquirido sem a presença do cilindro no escoamento, quando a camada limite for laminar.
- Para o mesmo número de Reynolds, realizar diversos experimentos com o mesmo obstáculo a diferentes distâncias do início do túnel (distância  $X$ ), a fim de se ter diferentes camadas limites (laminar, transição e turbulenta).
- Estudar a interação entre o vórtice ferradura e a esteira atrás do cilindro.

## *Bibliografia*

- AZEVEDO, L.; ALMEIDA, J. Velocimetria por imagem de partículas. In: DESCHAMPS, C.; JÚNIOR, J. B. (Ed.). *III Escola de Transição and Turbulência*. 1<sup>a</sup>. Florianópolis-SC: UFSC, 2002. p. 191–215.
- BAKER, C. The laminar horseshoe vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 95, p. 347–367, 1979.
- BAKER, C. The turbulent horseshoe vortex. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 6, n. 1-2, p. 6–23, 1980.
- BAKER, C. The position of points of maximum and minimum shear stress upstream of cylinders mounted normal to flat plates. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 18, p. 263–274, 1985.
- BAKER, C. The oscillation of horseshoe vortex systems. *Journal of Fluids Engineering*, v. 113, p. 489–495, 1991.
- BALLIO, F. *Caratterizzazione cinematica e dinamica del campo di moto all'intersezione ostacolo-parete*. Tese (Doutorado) — Politecnico di Milano, 1995.
- BALLIO, F.; BETTONI, C.; FRANZETTI, S. A survey of time-averaged characteristics of laminar and turbulent horseshoe vortices. *Journal of Fluids Engineering*, v. 120, p. 233–242, 1998.
- BELIK, L. The secondary flow about circular cylinders mounted normal to a flat plate. *The Aeronautical Quarterly*, v. 24, n. 1, p. 47–54, 1973.
- BENDAT, J.; PIERSOL, A. *Random Data Analysis and Measurement Procedures*. 3<sup>a</sup>. New York, United States: John Wiley, 2000. 594 p.
- DARGAHI, B. The turbulent flow field around a circular cylinder. *Experiments in Fluids*, v. 8, p. 1–12, 1989.
- DARGAHI, B. Controlling mechanism of local scouring. *Journal of Hydraulic Engineering*, v. 116, n. 10, 1990.
- DEVENPORT, W.; SIMPSON, R. Time dependent and time averaged turbulence structure near the nose of a wing body junction. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 210, p. 23–55, 1990.
- DOLIGALSKI, T.; SMITH, C.; WALKER, J. Vortex interactions with walls. *Annual Review Fluid Mechanics*, v. 26, p. 573–616, 1994.
- ECKERLE, W.; AWAD, J. Effect of freestream velocity on the three-dimensional separated flow region in front of a cylinder. *Journal of Fluids Engineering*, v. 113, p. 37–44, 1991.

ECKERLE, W.; LANGSTON, L. Horseshoe vortex formation around a cylinder. *ASME Journal of Turbomachinery*, v. 109, n. 2, p. 278–285, 1987.

FERREIRA, P. *Análise Experimental do Sistema "Vórtice Ferradura" no escoamento ao Redor de um Cilindro Circular*. Dissertação (Mestrado) — Instituto de Pesquisas Hidráulicas - IPH/UFRGS, 2003.

FOX, R.; MCDONALD, A. *Introdução à Mecânica dos Fluidos*. 4<sup>a</sup>. Rio de Janeiro: Guanabara, 1998. 662 p.

GRAF, W.; YULISTIYANTO, B. Experiments on flow around a cylinder; the velocity and vorticity field. *Journal de Recherches Hydrauliques*, v. 36, n. 4, p. 637–653, 1998.

HUNT, J. et al. Kinematical studies of the flows around free and surface-mounted obstacles; applying topology to flow visualization. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 86, p. 179–200, 1978.

KUBO, K.; TAKEZAWA, M. Experimental study on horseshoe vortex in the upstream front of cylindrical structure. In: KOLKMAN (Ed.). *Modelling Soil-Water-Structure Interactions*. Rotterdam: Balkema, 1988. p. 117–126.

LAI, K.; MAKOMASKI, A. Three-dimensional flow pattern upstream of a surface-mounted rectangular obstruction. *ASME Journal of Fluids Engineering*, v. 111, p. 449–455, 1989.

LAROUSSE, A.; MARTINUZZI, R.; TROPEA, C. Flow around surface-mounted, three-dimensional obstacles. *Proc. 8th Symposium on Turbulent Shear Flow*, 1991.

LESIEUR, M. *Turbulence in Fluids - 3rd rev.* Dordrecht, The Netherlands: Kluwer academic Publishers, 1997. 515 p p.

LIN, C.; LAI, W.; CHANG, K. Simultaneous particle image velocimetry and laser doppler velocimetry measurements of periodical oscillatory horseshoe vortex system near square cylinder-base plate juncture. *Journal of Engineering Mechanics*, v. 129, n. 10, p. 1173–1188, 2003.

LUGT, H. J. *Vortex Flow in Nature and Technology*. Maryland, United States: Krieger, 1996. 627 p.

MEVILLE, B. Local scour at bridge sites. University of Auckland, n. 117, 1975.

MONTI, R. *Indagine sperimentale delle caratteristiche fluidodinamiche del campo di moto intorno ad una pila circolare*. Tese (Doutorado) — Politecnico di Milano, 1994.

MORI, N.; CHANG, K.-A. *Introduction to MPIV*. 2003. 14 p. [Http://sauron.civil.eng.osaka-cu.ac.jp/mori/](http://sauron.civil.eng.osaka-cu.ac.jp/mori/).

MUNSON, B.; YOUNG, D.; OKIISHI, T. *Fundamentos da Mecânica dos Fluidos - Vol. 2*. 2<sup>a</sup>. São Paulo: Edgard Blücher, 1997. 804 p.

PEAKE, D.; GALWAY, R. The three-dimensional separation of a plane incompressible laminar boundary layer produced by a circular cylinder mounted to a flat plate. *Recent Developments in Boundary Layer Research - AGARDOGRAPH 97*, v. 11, p. 1049–1080, 1992.

- PIERCE, F.; KIM, C.; HARSH, M. The mean flow structure of a turbulent junction vortex. Virginia Polytechnic Institute and State University, n. VPI-E-87-6, 1987.
- PIERCE, F.; SHIN, J. The development of a turbulent junction vortex system (data bank contribution). *Journal of Fluids Engineering*, v. 114, p. 559–565, 1992.
- RAFFEL, M.; WILLERT, C.; KOMPENHANS, J. *Particle Image Velocimetry A Practical Guide*. 3<sup>a</sup>. Berlin, Germany: Springer, 1998. 253 p.
- SCHLICHTING, H. *Boundary-Layer Theory*. 7<sup>a</sup>. New York, United States: McGraw-Hill, 1979. 817 p.
- SEAL, C. et al. Instantaneous velocity and vorticity characteristics in the juncture region of a rectangular block-flat plate. *Journal of Fluid Mechanics*, Submitted, 1993.
- SEAL, C. et al. Quantitative characteristics of a laminar, unsteady necklace vortex system at a rectangular block-flat plate juncture. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 286, p. 117–135, 1995.
- SEAL, C.; SMITH, C.; ROCKWELL, D. Dynamics of the vorticity distribution in endwall junctions. *AIAA Journal*, v. 35, n. 6, p. 1041–1047, 1997.
- SIMONS, D.; SENTÜRK, F. *Sediment Transport Technology*. Colorado, United States: Fort Collins: Water Resources, 1977. 807 p.
- SIMPSON, R. Junction flows. *Annual Review Fluid Mechanics*, v. 33, p. 415–443, 2001.
- SUMER, B.; FREDSOE, J. *The Mechanics of Scour in the Marine Environment*. Singapore: World Scientific, 2002. 536 p.
- WHITE, F. *Mecânica dos Fluidos*. 4<sup>a</sup>. Rio de Janeiro, Brasil: McGraw-Hill, 2002. 570 p.
- WHITEHOUSE, R. *Scour at marine structures*. London, United Kingdom: Thomas Telford, 1998. 198 p p.
- ZDRAVKOVICH, M. M. *Flow Around Circular Cylinders Vol. 1: Fundamentals*. New York, United States: Oxford University, 1997. 672 p.
- ZDRAVKOVICH, M. M. *Flow Around Circular Cylinders Vol. 2: Applications*. New York, United States: Oxford University, 2003. 589 p.