

Universidade Federal do Rio Grande do Sul  
Escola de Engenharia  
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil

**Simulação Numérica de Tornados usando o Método dos  
Elementos Finitos**

**Miguel Angel Aguirre**

Porto Alegre  
2017

MIGUEL ANGEL AGUIRRE

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE TORNADOS USANDO O  
MÉTODO DOS ELEMENTOS FINITOS**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em  
Engenharia Civil da Universidade Federal do Rio Grande do Sul,  
como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em  
Engenharia.

Porto Alegre  
2017

**MIGUEL ANGEL AGUIRRE**

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE TORNADOS USANDO O  
MÉTODO DOS ELEMENTOS FINITOS**

Esta dissertação de mestrado foi julgada adequada para a obtenção do título de MESTRE EM ENGENHARIA, Área de Concentração Estruturas, e aprovada em sua forma final pelo professor orientador e pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil da Universidade Federal do Rio Grande do Sul.

Porto Alegre, 13 de dezembro de 2017

Prof. Alexandre Luis Braun  
Dr. pelo PPGEC/UFRGS  
orientador

Prof. Armando Miguel Awruch  
Dr. pela COPPE/UFRJ  
co-orientador

Prof. Nilo Cesar Consoli  
Coordenador do PPGEC/UFRGS

**BANCA EXAMINADORA**

**Prof. Acir Mércio Loredou-Souza (PPGEC/UFRGS)**  
Ph.D. pela UWO (Canadá)

**Prof.<sup>a</sup> Adriane Prisco Petry (PROMEC/UFRGS)**  
Dr.<sup>a</sup> pelo PROMEC/UFRGS

**Prof.<sup>a</sup> Flávia Schwarz Franceschini Zinani (PPGEM/UNISINOS)**  
Dr.<sup>a</sup> pelo PROMEC/UFRGS

Dedico este trabalho a minha mãe, Isabel Zaleski, ao meu  
irmão, Gabriel Aguirre, e à memória do meu pai, Juan  
Aguirre.

## **AGRADECIMENTOS**

Agradeço a Deus pela vida, por botar esse sonho no meu coração e me dar as forças para alcançá-lo.

Agradeço a minha família pelo seu amor, sacrifício, incentivo e ajuda em todo momento, apesar da distancia.

Agradeço à CAPES pela bolsa de estudos que possibilitou a minha permanência e dedicação a esta pesquisa.

Agradeço aos Profs. Alexandre Luis Braun e Armando Miguel Awruch, orientadores deste trabalho, por todo o conhecimento e experiências transmitidas na minha vida.

Agradeço aos meus colegas do Mestrado, em especial aos do CEMACOM, pelo intercambio de conhecimento, os debates, as partilhas e toda a ajuda brindada.

Agradeço aos irmãos da Igreja que conheci, em especial os da Comunidade Filhos da Cruz, os do Ministério Universidades Renovadas e os da Paróquia Santíssimo Sacramento e Igreja Santa Teresinha, pela sua acolhida, orações, fraternizações e ajuda.

Agradeço também a todos os vizinhos e amigos que conviveram comigo no Hotel Ritz ao longo desses anos de mestrado e que partilharam a música, os pratos típicos, os costumes e outras realidades de seus respectivos países, em especial os da América Latina.

O vento sopra onde quer e ouves o seu ruído, mas não sabes de onde vem nem para onde vai. Assim acontece com todo aquele que nasceu do Espírito. (Jo 3,8)

## RESUMO

AGUIRRE, M. A. **Simulação numérica de tornados usando o método dos elementos finitos**. 2017. Dissertação (Mestrado em Engenharia) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre.

O presente trabalho tem como objetivo estudar escoamentos de tornados e sua ação sobre corpos imersos empregando ferramentas numéricas da Engenharia do Vento Computacional (EVC). Os tornados constituem-se atualmente em uma das causas de desastres naturais no Brasil, especialmente nas regiões sul e sudeste do país, como também em alguns países vizinhos. Os efeitos gerados são geralmente localizados e de curta duração, podendo ser devastadores dependendo da escala do tornado. Tais características dificultam a realização de estudos detalhados a partir de eventos reais, o que levou ao desenvolvimento de modelos experimentais e numéricos. A abordagem numérica é utilizada neste trabalho para a simulação de tornados, a qual se baseia nas equações de Navier-Stokes e na equação de conservação de massa, considerando a hipótese de pseudo-compressibilidade e condições isotérmicas. Para escoamentos com turbulência utiliza-se a Simulação Direta de Grandes Escalas com o modelo clássico de Smagorinsky para as escalas inferiores à resolução da malha (*Large Eddy Simulation* ou *LES* em inglês). A discretização das equações fundamentais do escoamento se realiza com um esquema explícito de dois passos de Taylor-Galerkin, onde o Método dos Elementos Finitos é empregado na discretização espacial utilizando-se o elemento hexaédrico trilinear isoparamétrico com um ponto de integração e controle de modos espúrios. Na presença de corpos imersos que se movem para simular os deslocamentos dos tornados, o escoamento é descrito cinematicamente através de uma formulação Arbitrária Lagrangeana-Euleriana (*ALE*) que inclui um esquema de movimento de malha. Tornados são reproduzidos através da simulação numérica de dispositivos experimentais e do Modelo de Vórtice Combinado de Rankine (*RCVM*). Exemplos clássicos da Dinâmica dos Fluidos Computacional são apresentados inicialmente para a verificação das ferramentas numéricas implementadas. Finalmente, problemas envolvendo tornados móveis e estacionários são analisados, incluindo sua ação sobre corpos imersos. Nos modelos baseados em experimentos, a variação da relação de redemoinho determinou os diferentes padrões de escoamento observados no laboratório. Nos exemplos de modelo de vórtice, quando o tornado impactou o corpo imerso gerou picos de forças em todas as direções e, após a passar pelo mesmo, produziu uma alteração significativa na estrutura do vórtice.

**Palavras-chave:** *Engenharia do Vento Computacional; Método dos Elementos Finitos; Simulação de Grandes Escalas (LES); Tornados; Modelo de Vórtice Combinado de Rankine (RCVM); Relação de Redemoinho.*



## ABSTRACT

AGUIRRE, M. A. **Simulação numérica de tornados usando o método dos elementos finitos**. 2017. Dissertação (Mestrado em Engenharia) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre.

Analyses of tornado flows and its action on immersed bodies using numerical tools of Computational Wind Engineering (CWE) are the main aims of the present work. Tornadoes are currently one of the causes of natural disasters in Brazil, occurring more frequently in the southern and southeastern regions of the country, as well as in some neighboring countries. Effects are usually localized, presenting a short time interval, which can be devastating depending on the scale of the tornado. These characteristics difficult to carry out detailed studies based on real events, leading to the development of experimental and numerical models. The numerical approach is used in this work for the simulation of tornadoes, which is based on the Navier-Stokes equations and the mass conservation equation, considering the hypothesis of pseudo-compressibility and isothermal conditions. For turbulent flows, Large Eddy Simulation (LES) is used with the classical Smagorinsky model for sub-grid scales. Discretization is performed the explicit two-step Taylor-Galerkin scheme, where the Finite Element Method is used in spatial discretization using isoparametric trilinear hexahedral elements with one-point quadrature and hourglass control. In the presence of immersed bodies that are moving in order to simulate translating tornadoes, the flow is kinematically described through a Lagrangian-Eulerian Arbitrary (ALE) formulation, which includes a mesh motion scheme. Tornadoes are reproduced using numerical simulation of experimental devices and the Rankine Combined Vortex Model (RCVM). Classical examples of Computational Fluid Dynamics are presented initially for the verification of the numerical tools implemented here. Finally, problems involving moving and stationary tornadoes are analyzed, including their actions on immersed bodies. For models based on experiments, the variation of the swirl ratio determined the different flow patterns observed in the laboratory. In the vortex model examples, when the tornado impacted on the immersed body, peaks of forces were generated in all directions and, after passing over it, a significant change in the structure of the vortex was produced.

**Key-words:** *Computational Wind Engineering (CWE); Finite Element Method (FEM); Large Eddy Simulation (LES); Tornadoes; Rankine Combined Vortex Model (RCVM); Swirl Ratio.*

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Esquema das várias regiões em um tornado (baseado em DAVIES-JONES et al., 2001) .....	5
Figura 1.2 – Velocidade total resultante em cada lado do vórtice do tornado (baseado em AHRENS, 2010) .....	6
Figura 1.3 – Múltiplos vórtices formando um único tornado (baseado em AHRENS, 2010) ...	7
Figura 1.4 – Esquema do simulador de Ying e Chang (baseado em YING; CHANG, 1970) .	12
Figura 1.5 – Secção vertical do modelo de Ward (baseado em WARD, 1972) .....	13
Figura 1.6 – Simulador de Tornado de Wan e Chang (baseado em WAN; CHANG, 1972)...	14
Figura 1.7 – Corte esquemático do simulador de Church et al. (baseado em CHURCH et al., 1977) .....	15
Figura 1.8 – Simulador de Mitsuta e Monji (baseado em MITSUTA; MONJI, 1984).....	16
Figura 1.9 – Simulador da Universidade Tecnológica de Texas (baseado em MISHRA et al., 2008a) .....	17
Figura 1.10 – Esquema do simulador de tornado da ISU (baseado em HAAN JR. et al., 2008) .....	18
Figura 1.11 – Cinco cenários operacionais para o Domo de <i>WindEEE</i> : a) escoamento reto uniforme, b) escoamento de cisalhamento, c) escoamento de camada limite, d) tornado com translação e e) “ <i>downburst</i> ” com translação (REFAN, 2014) .....	19
Figura 1.12 – Esboço das quatro regiões do escoamento de vórtice de baixa relação de redemoinho (WILSON; ROTUNNO, 1986) .....	21
Figura 1.13 – Modelo de Vórtice Combinado de Rankine (baseado em AHMED, 2016).....	24
Figura 2.1 - Características do <i>RCVM</i> : (a) velocidade tangencial $V_{\theta}$ ; (b) esquema da vista em planta da dinâmica do escoamento (baseado em SELVAM; MILLETT, 2003) .....	36
Figura 3.1 - Componentes de velocidade nos contornos a ser aplicado o deslizamento (baseado em BURBRIDGE, 1999) .....	51
Figura 3.2 - Vetores $\tau_1$ e $\tau_2$ (baseado em BURBRIDGE, 1999).....	52
Figura 3.3 - Tratamento de um contorno curvo com deslizamento: (a) vetores unitários normais; (b) plano tangencial e graus de liberdade locais (baseado em NOMURA et al., 2009) .....	53
Figura 3.4 - Grau de liberdade da velocidade do escoamento no nó acima do contorno com deslizamento (baseado em HASEBE; NOMURA, 2006) .....	54

Figura 3.5 - Definição de parâmetros para o esquema de movimento de malha (baseado em BRAUN, 2007) .....	56
Figura 4.1 – Esquema e condições de contorno do domínio computacional com o prisma quadrado bidimensional (baseado em HASEBE; NOMURA, 2006) .....	57
Figura 4.2 - Definição das variáveis do método de fixação da direção $\bar{\theta}$ do eixo $\xi_w$ na direção geometricamente tangente (baseado em HASEBE; NOMURA, 2006).....	58
Figura 4.3 - Definição das variáveis do método de alteração da direção do eixo $\xi_w$ de acordo com a velocidade de escoamento circundante (baseado em HASEBE; NOMURA, 2006) .....	58
Figura 4.4 - Características da malha de análise do prisma quadrado bidimensional .....	60
Figura 4.5 - Linhas de corrente instantâneas do prisma quadrado bidimensional: (a) presente trabalho; (b) caso 2 de Hasebe e Nomura (2006) .....	62
Figura 4.6 - Distribuição de pressão instantânea do prisma quadrado bidimensional: (a) presente trabalho; (b) caso 2 de Hasebe e Nomura (2006) .....	63
Figura 4.7 - Distribuição da vorticidade instantânea para o prisma quadrado bidimensional .....	63
Figura 4.8 - Vetores de velocidade na borda de ataque superior do prisma quadrado bidimensional: (a) presente trabalho; (b) caso 1 de Hasebe e Nomura (2006).....	64
Figura 4.9 - Histórico do coeficiente de força em $X$ sobre o prisma quadrado bidimensional: (a) presente trabalho; (b) baseado em Kato e Launder (1993) .....	64
Figura 4.10 - Coeficientes de força em $Y$ obtido sobre o prisma quadrado bidimensional: (a) histórico; (b) espectro de potencia .....	65
Figura 4.11 - Perfis de velocidade média $v_1$ atrás da parede lateral posterior do prisma em $Y = 7$ m .....	66
Figura 4.12 - Perfis de velocidades médias acima da parede superior do prisma em $X = 8$ m: (a) $v_1$ do presente trabalho; (b) $v_2$ do presente trabalho; (c) $v_2$ de Braun (2007).....	67
Figura 1.1 – Distribuição do coeficiente de pressão médio $C_p$ sobre o prisma quadrado bidimensional: (a) presente trabalho; (b) baseado em Lee (1975).....	68
Figura 4.14 – Esquema, sistema de coordenadas e condições de contorno do domínio computacional com o cilindro circular bidimensional (baseado em PHAM et al., 2010)...	69
Figura 4.15 - Características da malha de análise do cilindro circular bidimensional .....	70
Figura 4.16 - Comportamento transiente dos coeficientes aerodinâmicos segundo a condição inicial de $C_y$ : (a) máximo; (b) zero descendente; (c) mínimo; (d) zero ascendente .....	71

- Figura 4.17 - Distribuição de pressão instantânea do cilindro circular bidimensional: (a) estacionário em  $t = 188,0$  s; (b) oscilatório com  $F = 0,9$ ; (c) oscilatório com  $F = 1,0$ ; (d) oscilatório com  $F = 1,1$  ..... 73
- Figura 4.18 - Distribuição de vorticidade instantânea do cilindro circular bidimensional: (a) estacionário do presente trabalho em  $t = 188,0$  s; (b) estacionário baseado em Guilmineau e Queutey (2002); (c) oscilatório com  $F = 0,9$ ; (d)  $F = 0,9$  de Guilmineau e Queutey (2002); (e) oscilatório com  $F = 1,0$ ; (f)  $F = 1,0$  de Guilmineau e Queutey (2002); (g) oscilatório com  $F = 1,1$ ; (h)  $F = 1,1$  de Guilmineau e Queutey (2002)..... 74
- Figura 4.19 - Linhas de corrente instantaneas do cilindro circular bidimensional: (a) estacionário em  $t = 188,0$  s; (b) oscilatório com  $F = 0,9$ ; (c)  $F = 0,9$  de Guilmineau e Queutey (2002); (d) oscilatório com  $F = 1,0$ ; (e)  $F = 1,0$  de Guilmineau e Queutey (2002); (f) oscilatório com  $F = 1,1$ ; (g)  $F = 1,1$  de Guilmineau e Queutey (2002)..... 75
- Figura 4.20 - Histórico dos coeficientes de força em  $X$  e  $Y$  sobre o cilindro circular bidimensional: (a) estacionário do presente trabalho; (b) estacionário de Guilmineau e Queutey (2002); (c) oscilatório com  $F = 0,9$ ; (d)  $F = 0,9$  de Guilmineau e Queutey (2002); (e) oscilatório com  $F = 1,0$ ; (f)  $F = 1,0$  de Guilmineau e Queutey (2002); (g) oscilatório com  $F = 1,1$ ; (h)  $F = 1,1$  de Guilmineau e Queutey (2002)..... 77
- Figura 4.21 – Espectro de potencia do coeficiente de força em  $Y$  do cilindro circular bidimensional: (a) estacionário; (b) oscilatório com  $F = 0,9$ ; (c) oscilatório com  $F = 1,0$ ; (d) oscilatório com  $F = 1,1$ ..... 78
- Figura 4.22 - Distribuição do coeficiente de pressão médio  $C_p$  sobre o cilindro circular bidimensional: (a) estacionário; (b) oscilatório ..... 79
- Figura 4.23 – Distribuição da vorticidade média sobre cilindro circular bidimensional: (a) variando  $F$  no presente trabalho; (b) para diferentes  $A_e/D$  e  $F = 0,9$  (baseado em PHAM et al., 2010) ..... 80
- Figura 4.24 – Esquema do modelo computacional (baseado em NOMURA et al., 2009) ..... 81
- Figura 4.25 - Características da malha de elementos finitos básica: (a) sem deslizamento no contorno inferior; (b) com deslizamento no contorno inferior ..... 82
- Figura 4.26 - Esquema da malha de Elementos Finitos com deslizamento na base. (a) 15360 elementos; (b) 201077 elementos; (c) 403776 elementos ..... 83
- Figura 4.27 - Condições de contorno: (a) com deslizamento no contorno inferior; (b) sem deslizamento no contorno inferior (NOMURA et al., 2009) ..... 84
- Figura 4.28 - Histórico da vorticidade no centro da base do domínio para: (a) condição livre de tração e Malha 20x20x20; (b) condição livre de tração e Malha 40x40x40; (c) ângulo de afluência forçado igual a  $37,5^\circ$  e Malha 20x20x20..... 85
- Figura 4.29 - Padrões de escoamento com a condição de deslizamento no contorno inferior: (a)  $Re = 300$  e  $\theta_{fix} = 37,5^\circ$ ; (b)  $Re = 450$  e  $\theta_{fix} = 37,5^\circ$ ; (c)  $Re = 1350$  e  $\theta_{fix} = 37,5^\circ$ ; (d)

Re = 300 (NOMURA et al., 2009); (e) Re = 450 (NOMURA et al., 2009); (f) Re = 1350 (NOMURA et al., 2009) .....	87
Figura 4.30 - Padrões de escoamento com a condição de deslizamento no contorno inferior e Re = 450: (a) $\theta_{fix} = 37,5^\circ$ e M40x40x40; (b) $\theta$ livre e $t = 1200$ s; (c) $\theta$ livre e $t = 15000$ s .....	88
Figura 4.31 - Padrões de escoamento com a condição de não deslizamento no contorno inferior e Re = 450: (a) $\theta_{fix} = 11,75^\circ$ ; (b) Nomura et al. (2009); (c) $\theta$ livre .....	89
Figura 4.32 – Distribuição da velocidade $v_1$ no plano $X = 0$ para a condição de deslizamento na base: (a) $\theta_{fix} = 37,5^\circ$ ; (b) $\theta$ livre .....	90
Figura 4.33 – Distribuição da velocidade $v_1$ no plano $X = 0$ para a condição de deslizamento na base e M40x40x40: (a) $\theta_{fix} = 37,5^\circ$ ; (b) $\theta$ livre .....	90
Figura 4.34 – Distribuição da velocidade $v_1$ no plano $X = 0$ para a condição de deslizamento na base: (a) $\theta_{fix} = 11,75^\circ$ ; (b) $\theta_{fix} = 18,1^\circ$ .....	91
Figura 4.35 – Distribuição da velocidade $v_1$ no plano $X = 0$ para a condição de deslizamento na base: (a) Re = 300; (b) Re = 1000 .....	91
Figura 4.36 – Distribuição da velocidade $v_1$ no plano $X = 0$ para a condição de deslizamento na base: (a) $e = 0,3$ ; (b) $e = 0,6$ .....	92
Figura 4.37 – Distribuição da velocidade $v_1$ no plano $X = 0$ para a condição de não deslizamento na base: (a) $\theta_{fix} = 11,75^\circ$ ; (b) $\theta$ livre; (c) Arroyo et al. (2011).....	92
Figura 4.38 – Distribuição da velocidade $v_1$ no plano $X = 0$ para a condição de não deslizamento na base: (a) $\theta_{fix} = 18,1^\circ$ ; (b) $\theta_{fix} = 37,5^\circ$ .....	93
Figura 4.39 - Distribuição de vorticidade vertical no contorno inferior: (a) $\theta_{fix} = 37,5^\circ$ , M20x20x20, Re = 450 e $e = 0,0$ ; (b) $\theta_{fix} = 37,5^\circ$ e M40x40x40; (c) Miyata et al. (2008); (d) $\theta_{fix} = 11,75^\circ$ ; (e) $\theta_{fix} = 18,1^\circ$ ; (f) Re = 300; (g) Re = 1000; (h) $e = 0,3$ ; (i) $e = 0,6$ .....	95
Figura 4.40 - Distribuição da velocidade tangencial adimensional ao longo de uma linha na base do simulador para a condição de deslizamento: (a) $\theta$ fixo e livre e diferentes malhas; (b) Nomura et al. (2009); (c) $\theta$ fixo; (d) Re; (e) diferentes malhas; (f) $e$ .....	96
Figura 4.41 - Esquema da interação paralela de um vórtice que impacta com um cilindro circular, rígido e longo (baseado em STRASSER, 2015).....	97
Figura 4.42 - (a) Esquema das 3 regiões transversais do vórtice; (b) ilustração de 3 perfis de velocidade tangencial de vórtice analítico (baseado em STRASSER; SELVAM, 2015a) .	98

Figura 4.43 - Comparação de perfis de velocidade tangencial medidos e analíticos (baseado em STRASSER; SELVAM, 2015a) .....	99
Figura 4.44 - Ilustração do domínio computacional e condições de contorno (baseado em STRASSER et al., 2016).....	100
Figura 4.45 - Comparação dos perfis de velocidade tangencial do vórtice para o raio $1 \cdot D$ simulado com: (a) <i>RCVM</i> no presente trabalho; (b) Vatis et al. (1991) (baseado em STRASSER; SELVAM, 2015b).....	102
Figura 4.46 - Histórico dos coeficientes de força $C_x$ e $C_y$ para o escoamento uniforme com $Re = 150$ : (a) presente trabalho; (b) $T^*$ e $TDI1-4$ (●) (baseado em STRASSER; SELVAM, 2015b); (c) espectro de potência de $C_y$ .....	103
Figura 4.47 - Distribuição de vorticidade dos vórtices anexados e desprendidos na esteira do cilindro em: (a) $TDI1$ ; (b) $TDI1$ (baseado em STRASSER; SELVAM, 2015b); (c) $TDI2$ ; (d) $TDI2$ (baseado em STRASSER; SELVAM, 2015b); (e) $TDI3$ ; (f) $TDI3$ (baseado em STRASSER; SELVAM, 2015b); (g) $TDI4$ ; (h) $TDI4$ (baseado em STRASSER; SELVAM, 2015b).....	105
Figura 4.48 - Histórico dos coeficientes de força para impacto do vórtice $1 \cdot D$ em: (a) $TDI1$ ; (b) $TDI1$ (baseado em STRASSER; SELVAM, 2015b); (c) $TDI2$ ; (d) $TDI2$ (baseado em STRASSER; SELVAM, 2015b); (e) $TDI3$ ; (f) $TDI3$ (baseado em STRASSER; SELVAM, 2015b); (g) $TDI4$ ; (h) $TDI4$ (baseado em STRASSER; SELVAM, 2015b); (i) espectro de potência do $C_y$ em $TDI1$ e $TDI2$ .....	107
Figura 4.49 - Distribuição de vorticidade em $TDI1-4$ (por linha) para o escoamento uniforme sobre o cilindro (1ª coluna) e para as três posições relativas do vórtice em relação ao cilindro (2ª, 3ª e 4ª coluna): (a) presente trabalho; (b) Strasser e Selvam (2015b).....	109
Figura 4.50 - Histórico dos coeficientes de força para o impacto do vórtice $1 \cdot D$ em $TDI2$ e deslocamento vertical: (a) $\delta = -r_c$ ; (b) $\delta = r_c$ ; (c) espectro de potência de $C_y$ para $\delta = -r_c$ e $\delta = r_c$ .....	110
Figura 4.51 - Distribuição de vorticidade em $TDI2$ para escoamento uniforme sobre cilindro (1ª coluna) e para três posições relativas do vórtice em relação ao cilindro (2ª, 3ª e 4ª coluna), com deslocamento vertical $\delta = -r_c$ (1ª linha) e $\delta = r_c$ (2ª linha) .....	110
Figura 4.52 – Esquema do <i>RCVM</i> : (a) Cinemática do tornado físico (baseado em GUO; CAO, 2016); (b) Modelo do tornado adaptado (baseado em GUO; CAO, 2016).....	111
Figura 4.53 - Características da malha de elementos finitos básica para o <i>RCVM</i> físico (acima) e adaptado (no meio).....	112
Figura 4.54 – Esquema com as condições de contorno e as dimensões do domínio (baseado em KARABELAS, 2015) .....	113
Figura 4.55 - Linhas de corrente do escoamento uniforme em torno do cilindro para o $Re = 1000$ : (a) presente trabalho; (b) Guo e Cao (2016).....	115

- Figura 4.56 – Distribuição de vorticidade do escoamento uniforme em torno do cilindro para  $Re = 1000$ : (a) presente trabalho; (b) Guo e Cao (2016) ..... 115
- Figura 4.57 – Histórico dos coeficientes de força para escoamento uniforme em torno do cilindro,  $Re = 1000$ : (a)  $C_x$  para diferentes malhas; (b)  $C_y$  para diferentes malhas; (c) Guo e Cao (2016)..... 116
- Figura 4.58 – Linhas de corrente para os instantes de: (a) entrada no núcleo; (b) entrada no núcleo (baseado em GUO; CAO, 2016); (c) coincidência com o centro; (d) coincidência com o centro (baseado em GUO; CAO, 2016); (e) saída do núcleo; (f) saída do núcleo (baseado em GUO; CAO, 2016)..... 118
- Figura 4.59 – Magnitude da velocidade para os instantes de: (a) entrada no núcleo; (b) entrada no núcleo (baseado em GUO; CAO, 2016); (c) coincidência com o centro; (d) coincidência com o centro (baseado em GUO; CAO, 2016); (e) saída do núcleo; (f) saída do núcleo (baseado em GUO; CAO, 2016)..... 119
- Figura 4.60 – Histórico dos coeficientes de força e momento para  $V_{\theta, \text{máx}}/V_x = 0,5$ : (a)  $C_x$  para duas malhas e  $Re = 1000$ ; (b)  $C_x$  para diferentes  $Re$  (baseado em GUO; CAO, 2016); (c)  $C_y$  para duas malhas e  $Re = 1000$ ; (d)  $C_y$  para diferentes  $Re$  (baseado em GUO; CAO, 2016); (e)  $C_{m_z}$  para duas malhas e  $Re = 1000$ ; (f)  $C_{m_z}$  para diferentes  $Re$  (baseado em GUO; CAO, 2016)..... 120
- Figura 4.61 - Linhas de corrente nos instantes de: (a) entrada no núcleo para o modelo físico; (b) entrada no núcleo para o modelo adaptado; (c) coincidência com o centro para o modelo físico; (d) coincidência com o centro para o modelo adaptado; (e) saída do núcleo para o modelo físico; (f) saída do núcleo para o modelo adaptado ..... 121
- Figura 4.62 – Magnitude da velocidade nos instantes de: (a) entrada no núcleo para o modelo físico; (b) entrada no núcleo para o modelo adaptado; (c) coincidência com o centro para o modelo físico; (d) coincidência com o centro para o modelo adaptado; (e) saída do núcleo para o modelo físico; (f) saída do núcleo para o modelo adaptado ..... 122
- Figura 4.63 - Magnitude da vorticidade nos instantes de: (a) entrada no núcleo para o modelo físico; (b) entrada no núcleo para o modelo adaptado; (c) coincidência com o centro para o modelo físico; (d) coincidência com o centro para o modelo adaptado; (e) saída do núcleo para o modelo físico; (f) saída do núcleo para o modelo adaptado ..... 123
- Figura 4.64 - Comportamento da velocidade tangencial ao longo do tempo para duas malhas no ponto posicionado em: (a)  $x = -r_c$  a partir do centro do tornado; (b)  $x = r_c$  a partir do centro do tornado ..... 124
- Figura 4.65 - Histórico dos coeficientes de força com  $V_{\theta, \text{máx}}/V_x = 0,5$  e duas malhas para: (a) o modelo físico; (b) o modelo adaptado ..... 125
- Figura 4.66 – Comparação do histórico dos coeficientes de força e momento com  $V_{\theta, \text{máx}}/V_x = 0,5$  entre os modelos físico e adaptado: (a)  $C_x$  e  $C_y$  para a malha 604x128; (b)  $C_x$  e  $C_y$  para a malha 1208x256; (c)  $C_{m_z}$  para a malha 1208x256 ..... 126

- Figura 4.67 - Comparação do histórico dos coeficientes de força e momento com  $V_{\theta, \text{máx}}/V_x = 1,0$  entre o modelo físico e adaptado: (a)  $C_x$  e  $C_y$  para a malha 1208x256; (b)  $C_{mz}$  para a malha 1208x256..... 126
- Figura 4.68 – Esquema da seção transversal da Câmara de Vórtice de Tornado de Purdue do tipo Ward com a região azul mostrando o domínio modelado nas presentes simulações (baseado em NATARAJAN, 2011) ..... 127
- Figura 4.69 – Esquema das linhas de trajetória de escoamentos de tornado observadas para várias relações de redemoinho (baseado em DAVIES-JONES et al., 2001; LUGT, 1989): (a)  $S = 0,1$ ; (b)  $S = 0,4$ ; (c)  $S = 0,8$ ; (d)  $S = 2,0$ ..... 128
- Figura 1.2 - Vista da seção transversal (acima) e da planta (abaixo) das malhas: (a) M37x120x161; (b) M36x160x174; (c) M51x232x180; (d) M68x120x130.....129
- Figura 4.71 – Esquema do domínio modelado nas presentes simulações (baseado em NATARAJAN, 2011) ..... 131
- Figura 4.72 - Comparação de velocidade radial média entre as presentes simulações com diferentes malhas, resultados numéricos de Natarajan (2011) e resultados experimentais de Baker (1981): (a)  $S = 0,28$  e  $R/R_0 = 0,1025$ ; (b)  $S = 0,28$  e  $R/R_0 = 0,2125$  ..... 132
- Figura 4.73 - Comparação de velocidade tangencial média entre as presentes simulações com diferentes malhas, resultados numéricos de Natarajan (2011) e resultados experimentais de Baker (1981): (a)  $S = 0,28$  e  $R/R_0 = 0,1025$ ; (b)  $S = 0,28$  e  $R/R_0 = 0,2125$  ..... 133
- Figura 4.74 - Comparação de velocidade axial média entre as presentes simulações com diferentes malhas, resultados numéricos de Natarajan (2011) e resultados experimentais de Baker (1981): (a)  $S = 0,28$  e  $R/R_0 = 0,1025$ ; (b)  $S = 0,28$  e  $R/R_0 = 0,2125$  ..... 133
- Figura 4.75 - Distribuição da magnitude da velocidade média para diferentes relações de redemoinho e malhas: (a)  $S = 0,28$  e M51x232x180; (b)  $S = 0,28$  e M68x120x130; (c)  $S = 0,28$  (baseado em NATARAJAN, 2011); (d)  $S = 0,5$  e M51x232x180; (e)  $S = 0,5$  e M68x120x130; (f)  $S = 0,5$  (baseado em NATARAJAN, 2011); (g)  $S = 1,0$  e M51x232x180; (h)  $S = 1,0$  e M68x120x130; (i)  $S = 1,0$  (baseado em NATARAJAN, 2011); (j)  $S = 2,0$  e M51x232x180; (k)  $S = 2,0$  (baseado em NATARAJAN, 2011)..... 136
- Figura 4.76 - Perfis de velocidade axial, radial e tangencial média ao longo da distância radial na altura da velocidade tangencial máxima  $Z_{\text{máx}}$  para  $S = 0,28$ : (a)  $Z_{\text{máx}} = 0,085$ ; (b)  $Z_{\text{máx}} = 0,032$  (baseado em NATARAJAN, 2011) ..... 137
- Figura 4.77 - Perfis de velocidade axial, radial e tangencial média ao longo da distância radial à altura da velocidade tangencial máxima  $Z_{\text{máx}}$  para  $S = 0,5$ : (a)  $Z_{\text{máx}} = 0,024$ ; (b)  $Z_{\text{máx}} = 0,016$  (baseado em NATARAJAN, 2011) ..... 137
- Figura 4.78 - Perfis de velocidade axial, radial e tangencial média ao longo da distância radial na altura da velocidade tangencial máxima  $Z_{\text{máx}} = 0,016$  para  $S = 1,0$ ..... 138



- Figura 4.79 - Perfis de velocidade axial, radial e tangencial média ao longo da distância radial na altura da velocidade tangencial máxima  $Z_{máx}$  para  $S = 2,0$ : (a)  $Z_{máx} = 0,014$ ; (b)  $Z_{máx} = 0,016$  (baseado em NATARAJAN, 2011) ..... 138
- Figura 4.80 – Perfis de velocidade axial, radial e tangencial média ao longo da altura nas posições radiais  $R/R_0 = 0,016$  e  $R/R_0 = 0,08$ : (a)  $R_{máx} = 0,015$ ; (b)  $R_{máx} = 0,016$  (baseado em NATARAJAN, 2011) ..... 139
- Figura 4.81 - Perfis de velocidade axial, radial e tangencial média ao longo da altura nas posições radiais  $R/R_0 = 0,02$  e  $R/R_0 = 0,14$ : (a)  $R_{máx} = 0,013$ ; (b)  $R_{máx} = 0,032$  (baseado em NATARAJAN, 2011) ..... 140
- Figura 1.3 - Perfis de velocidade axial, radial e tangencial média ao longo da altura nas posições radiais  $R/R_0 = 0,025$  e  $R/R_0 = 0,23$  com  $R_{máx} = 0,067$ .....141
- Figura 4.83 - Perfis de velocidade axial, radial e tangencial média ao longo da altura nas posições radiais  $R/R_0 = 0,2$  e  $R/R_0 = 0,45$ : (a)  $R_{máx} = 0,195$ ; (b)  $R_{máx} = 0,167$  (baseado em NATARAJAN, 2011) ..... 141
- Figura 4.84 - Coeficiente de pressão na superfície ao longo da distância radial para diferentes relações de redemoinho  $S \leq 0,6$ : (a) presente trabalho; (b) Natarajan (2011) ..... 143
- Figura 4.85 - Coeficiente de pressão na superfície ao longo da distância radial para diferentes relações de redemoinho  $S \geq 0,7$ : (a) presente trabalho; (b) Natarajan (2011) ..... 143
- Figura 4.86 – Perfil do coeficiente de pressão máxima em  $R/R_0 = 0$  ao longo da altura normalizada para diferentes relações de redemoinho  $S$ : (a) presente trabalho; (b) Natarajan (2011) ..... 144
- Figura 4.87 - Distribuição da velocidade tangencial para as relações de redemoinho: (a)  $S = 0,28$  e M51x232x180; (b)  $S = 0,28$  e M68x120x130; (c)  $S = 0,5$  e M51x232x180; (d)  $S = 0,5$  e M68x120x130; (e)  $S = 0,5$  (baseado em NATARAJAN, 2011); (f)  $S = 1,0$  e M51x232x180; (g)  $S = 1,0$  e M68x120x130; (h)  $S = 1,0$  (baseado em NATARAJAN, 2011); (i)  $S = 2,0$  e M51x232x180; (j)  $S = 2,0$  (baseado em NATARAJAN, 2011)..... 146
- Figura 4.88 - Distribuição de velocidade para  $S = 1,0$  em  $Z/R_0 = 0,02$ : - magnitude de velocidade média: (a) M51x232x180; (b) M68x120x130; (c) Natarajan (2011); - magnitude da velocidade instantânea: (d) M51x232x180; (e) M68x120x130; (f) Natarajan (2011); - velocidade tangencial instantânea: (g) M51x232x180; (h) M68x120x130; (i) Natarajan (2011) ..... 148
- Figura 4.89 - Distribuição de velocidade para  $S = 2,0$  em  $Z/R_0 = 0,02$ : - magnitude de velocidade média: (a) M51x232x180; (b) Natarajan (2011); - magnitude da velocidade instantânea: (c) M51x232x180; (d) Natarajan (2011); - velocidade tangencial instantânea: (e) M51x232x180; (f) Natarajan (2011) ..... 149
- Figura 4.90 - Domínio computacional: (a) vista tridimensional (baseado em ALRASHEEDI, 2012); (b) vista do plano  $X - Y$  (baseado em ALRASHEEDI, 2012) ..... 150

Figura 4.91 - Esquema da disposição dos elementos ao longo do eixo $X$ (baseado em ALRASHEEDI, 2012) .....	152
Figura 4.92 – Seção da malha no plano: (a) $Z = 0,5$ ; (b) $Y = 0$ .....	152
Figura 4.93 – (a) Vista superior da trajetória do tornado e a estrutura (basado em ALRASHEEDI, 2012); (b) esquema das componentes da velocidade do RCV em um tornado (baseado em ALRASHEEDI, 2012) .....	153
Figura 4.94 – (a) Redução da velocidade tangencial na direção $Z$ (baseado em ALRASHEEDI et al., 2016); (b) condições de contorno para a interação vórtice-estrutura (baseado em YOUSEF; SELVAM, 2016) .....	154
Figura 4.95 – Distribuição de pressão de um tornado no plano $X - Z$ para o domínio A3: (a) presente trabalho; (b) Alrasheedi (2012); (c) presente trabalho com a escala do A5 de Alrasheedi (2012) .....	157
Figura 4.96 - Perspectiva isométrica do tornado em termos do coeficiente de pressão $C_p$ : (a) presente trabalho com o domínio A3; (b) domínio A5 (baseado em ALRASHEEDI, 2012) .....	157
Figura 4.97 – Históricos dos coeficientes de força em $X$ , $Y$ e $Z$ para o domínio computacional A3: (a) presente trabalho com $t_{lag} = 20$ e $\alpha = 0^\circ$ ; (b) Alrasheedi (2012); (c) presente trabalho com $t_{lag} = 18,5$ e $\alpha = 0^\circ$ ; (d) presente trabalho com $t_{lag} = 18,5$ e $\alpha = 45^\circ$ .....	159
Figura 4.98 – Vetores de velocidade para o instante em que o tornado envolve o edifício: (a) presente trabalho com $Z > 20$ ; (b) $Z = 1,5$ (baseado em ALRASHEEDI, 2012); (c) presente trabalho com $Z = 1,0$ ; (d) presente trabalho com $X = 0$ ; (e) $X = 0$ (baseado em SELVAM; MILLETT, 2003a); (f) presente trabalho com $Y = 0$ ; (g) $Y = 0$ (baseado em SELVAM; MILLETT, 2003a).....	160
Figura 4.99 - Distribuição do coeficiente de pressão gerado pelo tornado sobre a superfície da estrutura para $\alpha = 0^\circ$ : (a) presente trabalho (sotavento); (b) presente trabalho (barlavento); (c) sotavento (baseado em ALRASHEEDI, 2012); (d) barlavento (baseado em ALRASHEEDI, 2012) .....	161

## LISTA DE TABELAS

Tabela 1.1 – Escala Fujita de classificação dos tornados .....	10
Tabela 4.1 - Constantes físicas e geométricas utilizadas nas análises do escoamento sobre o prisma quadrado bidimensional .....	61
Tabela 4.2 - Comparação dos coeficientes aerodinâmicos médios e do número de Strouhal sobre o prisma quadrado bidimensional .....	65
Tabela 4.3 - Constantes físicas e geométricas utilizadas nas análises do escoamento sobre o cilindro circular bidimensional .....	72
Tabela 4.4 - Comparação dos coeficientes aerodinâmicos e do número de Strouhal sobre cilindro circular bidimensional estacionário .....	78
Tabela 4.5 - Comparação dos coeficientes aerodinâmicos médios e do ângulo de fase sobre cilindro circular bidimensional oscilatório .....	79
Tabela 4.6 - Relação entre o número de Reynolds radial e a velocidade na saída .....	84
Tabela 4.7 - Constantes físicas e geométricas utilizadas nas análises do escoamento no simulador de tornado laminar .....	85
Tabela 4.8 – Expoentes de Wood-White para aproximar os perfis de velocidade tangencial derivados .....	99
Tabela 4.9 - Constantes físicas e geométricas utilizadas nas análises do escoamento <i>RCVM</i> sobre um cilindro circular bidimensional .....	101
Tabela 4.10 - Comparação dos coeficientes aerodinâmicos e do número de Strouhal sobre o cilindro circular bidimensional sem <i>RCVM</i> .....	102
Tabela 4.11 - Constantes físicas e geométricas utilizadas nas análises do escoamento do <i>RCVM</i> físico e adaptado .....	114
Tabela 4.12 - Comparação dos coeficientes de força médios e do número de Strouhal para o escoamento uniforme sobre um cilindro circular bidimensional com $Re = 1000$ .....	115
Tabela 4.13 - Constantes físicas e geométricas utilizadas nas análises do escoamento no simulador de tornado turbulento .....	131
Tabela 4.14 – Parâmetros geométricos do domínio computacional .....	151
Tabela 4.15 - Propriedades da malha de elementos finitos .....	152
Tabela 4.16 - Constantes físicas e geométricas utilizadas nas análises do escoamento do <i>RCVM</i> sobre um cubo tridimensional .....	155

## SUMÁRIO

<b>RESUMO</b> .....	vii
<b>ABSTRACT</b> .....	ix
<b>LISTA DE FIGURAS</b> .....	x
<b>LISTA DE TABELAS</b> .....	xix
<b>1 INTRODUÇÃO</b> .....	1
1.1 ASPECTOS GERAIS SOBRE TORNADOS .....	2
1.1.1 Definição .....	2
1.1.2 Formação e Estrutura do Tornado .....	2
1.1.3 Características e Ação dos Tornados.....	5
1.1.4 Efeito Coriolis e Rotação dos Tornados .....	7
1.1.5 Classificação e Intensidade dos Tornados .....	9
1.2 MODELOS DE LABORATÓRIO PARA TORNADOS .....	11
1.3 MODELOS NUMÉRICOS PARA TORNADOS.....	19
1.3.1 Aspectos Gerais da DFC .....	24
1.4 OBJETIVOS.....	27
1.5 METODOLOGIA.....	28
1.6 ORGANIZAÇÃO DA DISSERTAÇÃO .....	28
<b>2 AS EQUAÇÕES DA DINÂMICA DOS FLUIDOS</b> .....	30
2.1 EQUAÇÕES FUNDAMENTAIS DO ESCOAMENTO .....	30
2.2 RELAÇÃO CONSTITUTIVA E EQUAÇÕES DE ESTADO .....	31
2.3 CONDIÇÕES INICIAIS E DE CONTORNO .....	32
2.3.1 Camada Limite Atmosférica.....	33
2.3.2 Condição de Deslizamento nas Paredes ( <i>Slip Boundary Condition</i> ).....	34
2.3.3 Modelo do Vórtice Combinado de Rankine ( <i>RCVM</i> ) .....	35
2.4 MODELAGEM DA TURBULÊNCIA .....	37

2.5 DESCRIÇÃO CINEMÁTICA .....	39
2.6 NÚMEROS ADIMENSIONAIS .....	40
<b>3 MODELO NUMÉRICO .....</b>	<b>43</b>
3.1 DISCRETIZAÇÃO TEMPORAL USANDO O MÉTODO EXPLÍCITO DE DOIS PASSOS.....	43
3.1.1 Equações de Balanço de Quantidade de Movimento e Massa .....	44
3.1.2 Condição de Courant .....	46
3.2 MÉTODO DE TAYLOR-GALERKIN.....	47
3.2.1 INTEGRAIS DE CONTORNO .....	50
3.3 FORMULAÇÃO NUMÉRICA PARA CONDIÇÕES DE CONTORNO DE DESLIZAMENTO E ÂNGULO DE AFLUÊNCIA FORÇADO .....	50
3.4 ESQUEMA NUMÉRICO PARA O MOVIMENTO DE MALHA .....	55
<b>4 RESULTADOS .....</b>	<b>57</b>
4.1 VALIDAÇÃO DO CÓDIGO .....	57
4.1.1 Escoamento sobre um Prisma Quadrado 2D com Deslizamento .....	57
4.1.2 Escoamento sobre um Cilindro Circular 2D com Oscilações Forçadas Transversais.....	68
4.2 SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE TORNADOS .....	80
4.2.1 Tornado Laminar baseado em Experimento.....	81
4.2.2 Tornado 2D baseado em um Modelo de Vórtice.....	96
4.2.3 Movimento Relativo Tornado-Cilindro 2D baseado em um Modelo de Vórtice.....	111
4.2.4 Tornado Turbulento baseado em Experimentos.....	127
4.2.5 Tornado 3D sobre um Corpo Rígido Imóvel.....	150
<b>5 CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS.....</b>	<b>163</b>
5.1 CONCLUSÕES .....	163
5.2 PROPOSTAS PARA TRABALHOS FUTUROS.....	167
<b>REFERÊNCIAS .....</b>	<b>170</b>

# 1 INTRODUÇÃO

Os tornados encontram-se entre as causas de desastres naturais produzidos no Brasil devido a fenômenos atmosféricos. Ainda que possam ocorrer em praticamente todas as regiões do território nacional, as maiores incidências são observadas na região centro-sul, situada no chamado Polígono dos Tornados da América do Sul (CANDIDO, 2012). Os efeitos causados pela ação de um tornado são geralmente localizados e de curta duração, podendo ser devastadores dependendo da escala do tornado. Assim, torna-se cada vez mais importante conhecer os processos de formação e movimentação de tornados a fim de avaliar corretamente as cargas sobre estruturas localizadas nas regiões de maior incidência deste fenômeno. Com as dificuldades inerentes para a realização de estudos a partir de eventos reais, modelos experimentais têm sido desenvolvidos desde os anos 1970 e, nas últimas décadas, modelos numéricos também têm sido propostos (NATARAJAN, 2011).

Diferentemente do que se pensava no passado, a ocorrência de tornados é relativamente comum no Brasil, como demonstram os estudos apresentados no Atlas Brasileiro de Desastres Naturais (CEPED, 2012), elaborado para o período que vai de 1991 a 2012. Neste trabalho, verifica-se que 98% dos tornados registrados no Brasil concentram-se na região sul, sendo o estado de Santa Catarina o mais afetado. Acredita-se que em torno de 54 mil pessoas tenham sido afetadas pela ação de tornados na região entre as décadas de 1990 e 2010. Além disso, constata-se que entre as décadas de 1990 e 2000 houve um aumento de 42% no número de registros. O número máximo de tornados registrados por ano no Brasil é de 7, com uma tendência de aumento ao longo dos próximos anos, sendo o mês de Outubro o que apresenta a maior frequência.

Segundo Candido (2012), alterações antrópicas tem um papel fundamental na ocorrência de tornados, pois revertem em mais calor disponível na atmosfera. Além disso, a expansão urbana e o espraiamento da população aumenta a frequência dos registros, sendo o aumento massivo de aparelhos celulares com câmeras um fator preponderante neste caso. Neste trabalho, verifica-se que o maior risco de ocorrência situa-se na região centro-sul do país, na qual os estados de São Paulo, Santa Catarina e Rio Grande do Sul são os mais afetados. A cidade de Porto Alegre, por exemplo, apresenta um risco de ocorrência de tornados que supera os 20% ao ano.

As áreas afetadas pelos tornados constituem, geralmente, uma linha estreita e contínua com danos humanos e materiais consideráveis, conforme aumenta a escala do mesmo. Estas características, somado a curta duração do fenômeno e à falta de tecnologias e métodos adequados, dificultam a realização de estudos detalhados *in loco* sobre tornados reais. Tais motivos levaram ao notável desenvolvimento de modelos experimentais que permitiram importantes contribuições para a compreensão deste fenômeno. Nos últimos anos, com os avanços observados na tecnologia dos computadores e nas técnicas numéricas, modelos numéricos também têm sido utilizados para a simulação de escoamentos de tornados e dos próprios modelos experimentais.

## 1.1 ASPECTOS GERAIS SOBRE TORNADOS

### 1.1.1 Definição

Um tornado pode ser definido como uma coluna de ar que gira violentamente, estando em contato com a superfície do solo, pendente ou debaixo de uma nuvem cumuliforme (cúmulo-nimbo ou, excepcionalmente, cúmulo) e geralmente visualizada como uma nuvem em forma de funil e/ou com detritos/poeiras circulando junto ao chão (AMERICAN METEOROLOGICAL SOCIETY, 2013; MARCELINO, 2004). Sua ocorrência se dá em torno de uma região de intensa baixa pressão e podem estar presentes ou não em supercélulas de tempestade (AHRENS, 2010). Não obstante, os cientistas ainda têm algumas dificuldades práticas e discrepâncias para classificar e definir os tornados. Por exemplo, há desacordo sobre se pontos de contato separados do mesmo funil constituem tornados separados ou não (EDWARDS, 2017). O termo tornado faz referência ao vórtice de vento e não à nuvem de condensação (DOSWELL III, 2001; NATIONAL WEATHER SERVICE, 2005).

### 1.1.2 Formação e Estrutura do Tornado

Os tornados geralmente se desenvolvem a partir de um tipo de tempestade conhecida como supercélula. As supercélulas são tempestades rotativas com uma circulação bem definida no radar meteorológico, sendo chamada de mesociclone e apresentando geralmente de 2 a 10 km de largura. Estes sistemas meteorológicos intensos se formam, principalmente, quando o ar seco e frio se encontra com o ar tropical quente e úmido. As supercélulas também podem produzir chuva muito pesada, granizo, ventos não tornádicos severos, relâmpagos com alta frequência e enchentes.

Enquanto os tornados mais intensos e destrutivos (EF3 até EF5 de acordo com a escala de Fujita Melhorada apresentada na seção 1.1.4) derivam de supercélulas, outros podem ser formados a partir de outras correntes de ar e, portanto, são chamados de tornados não supercelulares (ERN INGENIEROS CONSULTORES, 2006).

Um ambiente com variação significativa da velocidade do vento ao longo da altura em relação ao solo é uma condição necessária para a formação de supercélulas de tempestade. As tempestades supercelulares giram em torno de um eixo vertical como um resultado da inclinação da vorticidade horizontal. O cisalhamento do vento na direção vertical sobre a superfície induz vorticidade horizontal, que é inclinada em relação à vorticidade vertical pelo ar quente que é arrastado pela corrente ascendente da tempestade. A corrente ascendente de rotação é o que se denomina mesociclone, por ser um ciclone em pequena escala, e faz parte da circulação da tempestade.

A energia que impulsiona este tipo de tempestade e, portanto, a energia nos tornados, provém principalmente da redistribuição de energia dentro das massas de ar que formam a tempestade e o calor latente que é liberado quando a condensação do vapor de água tem lugar nas correntes ascendentes. A quantidade total de energia de uma tempestade média é de aproximadamente  $2,6 \times 10^{14}$  cal ( $10^{15}$  J) (BRAHAM JR., 1952).

Embora a origem da rotação da supercélula e a estrutura do mesociclone são bem compreendidas, a gênese do tornado dentro de mesociclones é discutível. No entanto, estão de acordo quase todos os cientistas que o alongamento do vórtice desempenha um papel importante na gênese do tornado (GRAZULIS, 2003). A vorticidade vertical é geralmente intensificada pelo alongamento do vórtice e uma área de baixa pressão é gerada no eixo que suga o ar para dentro. Se a corrente rotativa ascendente for sustentada, um vórtice de tornado pode se formar.

Outros autores (por exemplo, BROOKS et al., 1994) acreditam que a formação do tornado seja ditada principalmente por eventos que acontecem na escala da tempestade, dentro e ao redor do mesociclone. Teorias recentes e os resultados dos programas VORTEX (*Verification of the Origin of Rotation in Tornadoes Experiment*) (SCHOOR, 2016) sugerem que uma vez que um mesociclone está em curso, o desenvolvimento de um tornado está relacionado às mudanças de temperatura em toda a borda de condicionamento de ar da corrente descendente ao redor do mesociclone (corrente descendente de oclusão) (MARKOWSKI et al., 1998).



Estudos de modelagem matemática da formação de tornado indicam igualmente que isso pode acontecer sem tais padrões de temperatura e, de fato, bem pouca variação de temperatura foi observada próximo de alguns dos tornados mais destrutivos da história (EDWARDS, 2017).

A maioria dos tornados supercelulares segue um ciclo de vida que se inicia quando o incremento das chuvas arrasta consigo uma área de ar de descenso rápido conhecida como corrente descendente de flanco traseiro (*Rear Flank Downdraft - RFD*). Esta corrente de ar descendente acelera à medida que se aproxima do chão e faz com que o mesociclone rotativo da supercélula seja arrastado para abaixo (NATIONAL WEATHER SERVICE, 2005). Como o mesociclone desce até a base da nuvem, estando frio, começa a tomar ar úmido da região de corrente descendente da tempestade. A convergência de ar quente na corrente ascendente e ar frio provoca o surgimento de uma nuvem de parede rotativa. A *RFD* também se concentra na base do mesociclone, fazendo com que o ar seja extraído de uma região cada vez mais próxima do chão. As correntes de ar ascendentes, por sua vez, atraem o ar à sua volta, aumentando a rotação e tornando-se uma coluna estreita, conhecida como nuvem funil, que vai aumentando o seu diâmetro e diminuindo a sua velocidade de rotação à medida que sobe (ERN INGENIEROS CONSULTORES, 2006). À medida que a corrente de ar ascendente se intensifica, cria-se uma área de baixa pressão na superfície, puxando o mesociclone concentrado para o chão, sob a forma de um funil de condensação visível. À medida que o funil desce, a *RFD* também atinge o solo, criando um frente de rajada que pode causar graves danos a uma distância considerável do tornado. Normalmente, a nuvem funil se torna um tornado pouco depois da *RFD* tocar o chão (NATIONAL WEATHER SERVICE, 2005).

A Figura 1.1 apresenta cinco regiões de escoamento em um tornado típico (LEWELLEN, 1976). Estas regiões são as seguintes:

- a) escoamento exterior (Ia): região acima da camada limite, prolongando-se por, pelo menos, 1 km para fora a partir do núcleo do vórtice. O ar girando na região externa se aproxima do eixo, enquanto vai subindo. A velocidade de rotação do escoamento aumenta à medida que se aproxima do eixo.
- b) núcleo (Ib): região que envolve o eixo do vórtice e se torna mais ampla à medida que se desloca a jusante (para cima). O núcleo do vórtice se estende para fora até o raio da velocidade tangencial máxima e varia, em tamanho, de dezenas a centenas de metros. Velocidades axiais ascendentes ou descendentes são observadas na região do núcleo, dependendo da estrutura de vórtice.

- c) escoamento de canto (III): a transição de escoamento de entrada a escoamento de núcleo ocorre nesta região. A zona de baixa pressão no centro do vórtice resulta num escoamento radialmente convergente que é então inclinada para cima na região de escoamento de canto e traslada-se axialmente. As velocidades tangenciais máximas ocorrem na parte superior da zona de canto (LEWELLEN, 1976).
- d) escoamento de entrada (II): região dominada pelo escoamento da camada limite. A interação com a superfície do escoamento rotacional reduz a velocidade tangencial. Por outro lado, a pressão não varia significativamente ao longo da camada limite. Portanto, o desequilíbrio entre a força centrífuga e a força de pressão radial estabelece um escoamento significativo em direção ao eixo na camada limite.
- e) escoamento superior (IV): região embutida na tempestade fonte.

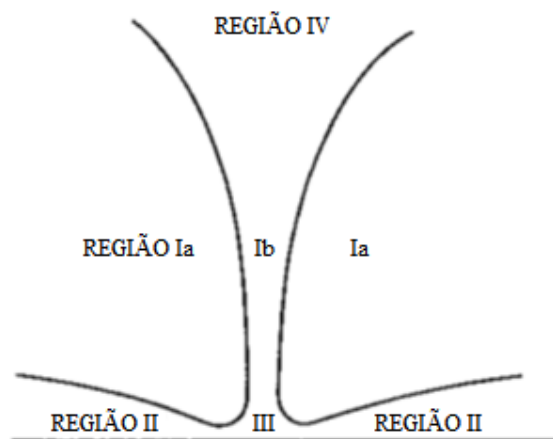


Figura 1.1 – Esquema das várias regiões em um tornado (baseado em DAVIES-JONES et al., 2001)

### 1.1.3 Características e Ação dos Tornados

Os tornados se apresentam com várias formas e tamanhos, mas geralmente possuem um formato cônico, cuja extremidade mais fina toca o solo e, normalmente, está rodeada por uma nuvem de pó e outras partículas. A maioria dos tornados conta com ventos que chegam a velocidades entre 65 e 180 km/h, medem de 75 a 150 m de diâmetro e transladam-se por vários metros, senão quilômetros, antes de desaparecer. Os mais extremos podem ter ventos com velocidades superiores a 480 km/h, medir até 1500 m de diâmetro e permanecer no solo, percorrendo mais de 100 km de distância (EDWARDS, 2017).

A intensidade dos ventos de um tornado podem destruir casas e edifícios, arrancar árvores e arremessar para o alto tudo o que estiver sob ele; pessoas, animais, carros, motos, telhados de casas e edifícios podem, inclusive, ser encontrados a muitos quilômetros de seu local de origem (AHRENS, 2010).

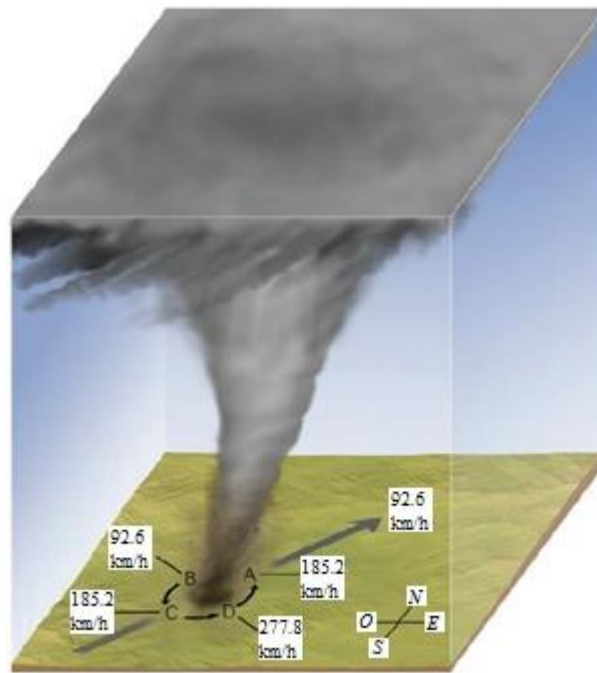


Figura 1.2 – Velocidade total resultante em cada lado do vórtice do tornado (baseado em AHRENS, 2010)

Quando um tornado se aproxima pelo sudoeste, seus ventos mais fortes são do lado sudeste. Podemos ver o porquê na Figura 1.2 acima, onde o tornado está dirigindo-se para o nordeste com uma velocidade de translação de 92,6 km/h. Se a sua velocidade de rotação é de 185,2 km/h, então a sua velocidade de avanço irá adicionar 92,6 km/h ao seu lado sudoeste (posição D) e subtrair 92,6 km/h do seu lado noroeste (posição B). Assim, os ventos mais destrutivos e extremos ocorreram no lado sudeste do tornado (AHRENS, 2010).

Os intensos ventos do tornado provocam uma baixa pressão na região atingida. Quando passa sobre um telhado ou um ambiente fechado, que está em condições normais de pressão, provoca uma queda brusca da pressão interna da edificação, ocasionando o arrancamento do telhado ou, até mesmo, o rompimento das paredes. A pressão dentro de um tornado violento apresenta valores em torno de 100 hPa abaixo daqueles encontrados usualmente no interior de uma residência ao nível do mar, ou seja, 1013 hPa (KARSTENS et al., 2010; NORONHA, 2010).

Muitos tornados violentos (com ventos que excedem os 333 km/h) contêm pequenos vórtices que rodam dentro deles. Tais tornados são denominados de tornados de vórtices múltiplos (*Multi-Vortex*) e cada um dos pequenos vórtices é denominado vórtice de sucção (*Suction Vortex*). A Figura 1.3 ilustra um exemplo de vórtices múltiplos, onde os vórtices de sucção têm cerca de 10 m de diâmetro, mas giram muito rápido e, aparentemente, fazem uma enorme quantidade de danos (AHRENS, 2010).

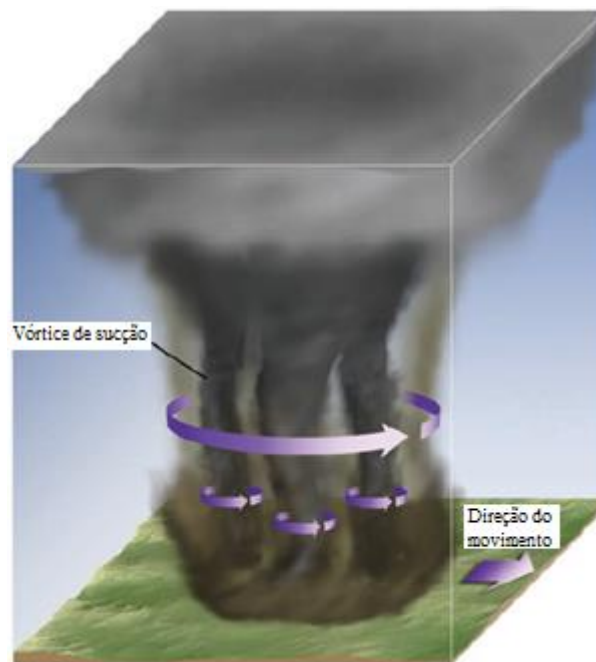


Figura 1.3 – Múltiplos vórtices formando um único tornado (baseado em AHRENS, 2010)

#### 1.1.4 Efeito Coriolis e Rotação dos Tornados

Os tornados normalmente giram ciclonicamente quando vistos de cima (sentido anti-horário no hemisfério norte e horário no sul). As tempestades de grande escala (por exemplo, os furacões) sempre giram ciclonicamente devido ao efeito Coriolis, enquanto as trovoadas e os tornados são tão pequenos que a influência direta do efeito Coriolis não é importante, tal como indicado por seu grande Número de Rossby (Equação (1.1) e (1.2)). As supercélulas e os tornados podem girar ciclonicamente em simulações numéricas, mesmo quando o efeito Coriolis é negligenciado (DAVIES-JONES, 1984; ROTUNNO; KLEMP, 1985). Os mesociclones e tornados de baixo nível devem sua rotação a processos complexos dentro da supercélula e no meio ambiente (WICKER; WILHELMSON, 1995).

O Número de Rossby é um parâmetro aplicado ao escoamento de fluidos e representa a relação entre as forças de inércia (dinâmica) e a força (ou pseudo-força) de Coriolis devido à rotação planetária.<sup>1</sup> Este número é amplamente utilizado em ciências geofísicas e estudos dos oceanos e da atmosfera. O Número de Rossby ( $Ro$ ) é definido por:

$$Ro = \frac{U}{L \cdot f} \quad (1.1)$$

onde  $U$  e  $L$  são a velocidade e o comprimento característicos do fenômeno ou escoamento que está sendo analisado. Além disso,  $f = 2\Omega \sin \varphi$  representa a frequência de Coriolis, onde  $\Omega$  é a velocidade angular de rotação do planeta e  $\varphi$  é a latitude. Assim, tem-se que:

$$Ro = \frac{U}{2L\Omega \sin \varphi} \quad (1.2)$$

Ao encontrar-se a força de Coriolis no denominador, um número de Rossby pequeno significa uma predominância das forças de Coriolis sobre as dinâmicas, enquanto que um número de Rossby grande representa o domínio das forças inerciais e centrífugas (AFANADOR, 2010). Assim, o Número de Rossby para um tornado como os que abatem frequentemente o centro dos Estados Unidos, por exemplo, é muito elevado, da ordem de 1000, o que indica que, neste tipo de fenômeno, predomina a componente dinâmica. Além disso, em sistemas de baixa pressão, tais como os ciclones, o Número de Rossby é baixo, da ordem de 0,1 a 1, o que, por sua vez, dá uma ideia da elevada importância das forças de Coriolis neste tipo de fenômeno (KANTHA; CLAYSON, 2000; AFANADOR, 2010).

Aproximadamente 1% dos tornados gira em sentido anticiclônico no hemisfério norte. Normalmente, os sistemas mais fracos como os “*landspouts*” e “*gustnados*” podem girar anticiclonicamente e, além disso, só aqueles que se formam do lado do cisalhamento

---

<sup>1</sup> Na literatura russa o mesmo parâmetro é conhecido como o “número de Kibel” porque o cientista I.A. Kibel introduziu o conceito em 1941, quando ele trabalhou em métodos numéricos aplicados às previsões meteorológicas (AFANADOR, 2010).

anticiclônico da corrente descendente de flanco traseiro (*RFD*) de uma supercélula ciclônica tem essa característica (FORBES, 2006). Em raras ocasiões, os tornados anticiclônicos formam-se em associação com o mesoanticiclone de uma supercélula anticiclônica. Do mesmo modo acontece com um típico tornado ciclônico, ou como um tornado acompanhante, seja como um tornado satélite ou associado com circulações anticiclônicas dentro de uma supercélula (MONTEVERDI et al., 2001).

### 1.1.5 Classificação e Intensidade dos Tornados

Os tornados, quanto à intensidade, podem ser classificados desde fracos até fortes e também podem ser associados com os estragos gerados quando passam sobre uma região. Essas características são fundamentais para a classificação de um tornado.

Em 1971, o Dr. T. Theodore Fujita, da Universidade de Chicago, propôs uma escala denominada escala de Fujita, que classificava os tornados de acordo com a velocidade resultante do vento e os estragos causados quando passava sobre determinado local (AHRENS, 2010). Mais abaixo segue a Tabela 1.1 indicando a classificação da escala de Fujita que inicia em F0 e vai até F5, de fraco até extremamente violento, respectivamente.

Embora a escala de Fujita fosse largamente usada pelas instituições de pesquisa por mais de 30 anos, ela possuía algumas limitações, que iam desde os indicadores de estragos até velocidades dos ventos que alcançavam valores que geravam dúvidas com a descrição dada pela escala tradicional (MCDONALD et al., 2006). Por esta razão, entre os anos de 2000 e 2004 foram realizados estudos pela Texas Tech University com o intuito de aperfeiçoá-la, sendo que as alterações propostas foram colocadas em prática nos Estados Unidos em 1º de Fevereiro de 2007.

A Escala Fujita Melhorada (*Enhanced Fujita Scale*) (MCDONALD et al., 2006) propõe novos métodos para melhor analisar e relacionar os danos causados pelos tornados e a velocidade dos ventos associados a ele. No entanto, ela foi projetada para que um tornado classificado de acordo com a escala Fujita recebesse o mesmo valor numérico. Um tornado EF0, o mais fraco na escala, possivelmente prejudique árvores, mas nenhuma estrutura, enquanto um tornado EF5, o mais forte, pode arrancar prédios das suas fundações deixando-as descobertas e até mesmo deformar arranha-céus. O tornado de Greensburg, Kansas (4 de maio de 2007) foi o primeiro categoria 5 (EF5) analisado com esta nova metodologia.

Tabela 1.1 – Escala Fujita de classificação dos tornados

Escala	Categoria	Velocidade (km/h)	Prejuízos geralmente causados
F0	Fraco	64 – 116	Galhos de árvores quebram, telhados de casas são arremessados para o alto.
F1	Fraco	117 – 180	Árvores são arrancadas ou derrubadas.
F2	Médio	182 – 253	Quando árvores voam e são arrastadas pela força dos ventos e pequenas estruturas vão ao chão.
F3	Médio	254 – 332	Carros emborcam, paredes são derrubadas pela severidade do tornado.
F4	Violento	333 – 418	Provoca devastação no local atingido e casas são parcialmente destruídas.
F5	Violento	420 – 512	Estruturas de aço do tamanho de carros movem-se cerca de 100 metros.

fonte: (NORONHA, 2010)

A escala TORRO, desenvolvida no Reino Unido, é semelhante e varia de T0 para tornados extremamente fracos até T11 para os tornados mais poderosos conhecidos. Os dados obtidos a partir de um radar de pulso Doppler, fotogrametria e padrões no terreno (marcas cicloidais) também podem ser analisados para determinar a intensidade e assinalar um intervalo (LEWELLEN; ZIMMERMAN, 2008).

Os tornados variam de intensidade, independentemente da forma, tamanho e localização, embora os tornados fortes sejam geralmente maiores do que os fracos. A relação com o comprimento do seu percurso e a duração também varia, embora a maioria dos tornados de maior trajeto percorrido tenda a ser mais forte (BROOKS, 2004). Tornados violentos só apresentam uma grande intensidade numa porção do percurso, sendo que boa parte desta intensidade provem de subvórtices (GRAZULIS, 2003).

Nos Estados Unidos, 80% dos tornados são classificados como EF0 e EF1 (T0 a T3). Quanto maior a intensidade de um tornado, menor será a sua taxa de incidência, o que leva a menos de 1% dos tornados serem considerados violentos (EF4, T8 ou mais fortes) (NATIONAL WEATHER SERVICE, 2007). Fora da Alameda dos Tornados e da América do Norte em geral, tornados violentos são extremamente raros. Aparentemente, isso se deve mais do que tudo ao menor número de tornados que, em geral, há fora da região, já que as investigações mostram que a distribuição de tornados pela intensidade é bastante semelhante em todo o

mundo. Alguns grandes tornados ocorrem a cada ano na Europa, nas áreas do centro-sul da Ásia, partes do sudeste da América do Sul e na África do Sul (DOTZEK et al., 2003).

## 1.2 MODELOS DE LABORATÓRIO PARA TORNADOS

Diversos simuladores de tornado têm sido desenvolvidos e aperfeiçoados nos últimos 50 anos. Ying e Chang (1970) foram os primeiros a construir um simulador de tornado, mostrado na Figura 1.4. Neste modelo, a circulação é produzida por uma tela cilíndrica rotativa e a corrente de ar é gerada por um ventilador de escape separado no eixo central da abertura da tampa superior do dispositivo. O escoamento circulatório é controlado através de três velocidades de rotação diferentes para a tela e o exaustor localizado muito acima da abertura da tampa para reduzir o efeito da turbulência do ventilador no vórtice no domínio de circulação. O vórtice é visualizado utilizando fumaça de querosene a fim de indicar que o modelo está funcionando com sucesso. O objetivo principal da pesquisa foi estudar o tornado perto do escoamento superficial. Os autores concluíram que a pressão medida é praticamente constante na camada limite, exceto perto do centro do vórtice, e que a velocidade angular é proporcional à distância em relação ao centro do modelo. No modelo de Ying e Chang, a altura de escoamento interno, diâmetro da velocidade de abertura da tampa e exaustor foram todos fixos. No entanto, apenas a velocidade de rotação da tela era modificável. Mesmo que o modelo fosse capaz de produzir o vórtice, tinha limitações para examinar tornados em detalhe por causa dos parâmetros fixos.

Ward (1972) construiu um simulador de tornado semelhante ao construído por Ying e Chang (1970), mas no modelo de Ward a altura do escoamento de entrada, a velocidade do exaustor e o diâmetro da coluna de elevação de ar no modelo são todos modificáveis. Além disso, na abertura superior da câmara, Ward introduziu uma nova técnica para representar o estado da atmosfera, usando uma malha de colmeia para alinhar o escoamento de ar e impedir o efeito do escoamento turbulento secundário do ventilador de exaustão. O modelo de Ward é mostrado na Figura 1.5, o qual se torna um modelo de referência padrão para quase todos os outros novos modelos. Ward produziu com sucesso um e múltiplos vórtices em seu simulador aplicando diferentes relações de configuração, a qual é definida como o quociente entre o diâmetro do escoamento da corrente de ar ascendente e a altura do escoamento na entrada. Ward conclui que uma grande afluência de quantidade de movimento radial é essencial para a produção do vórtice e que vórtices múltiplos podem ser produzidos em um único sistema de



convergência quando a relação de configuração é maior do que um. Ele também recomendou mais investigações para examinar os efeitos da relação de configuração em medições de pressão e velocidade.

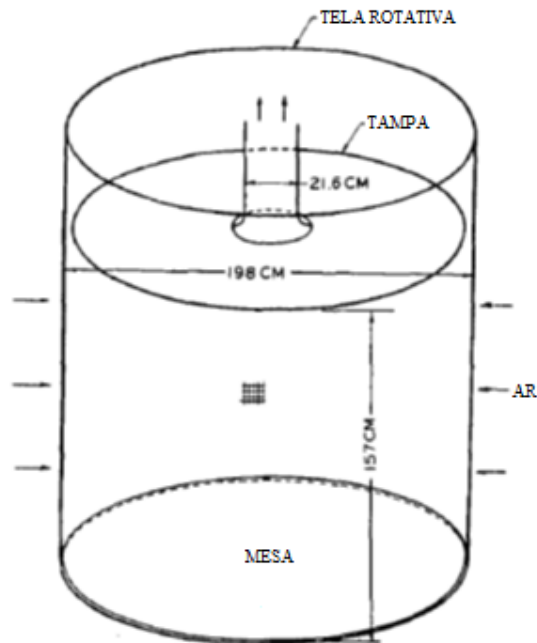


Figura 1.4 – Esquema do simulador de Ying e Chang (baseado em YING; CHANG, 1970)

Análogo ao modelo de tornados de Ying e Chang (1970), Wan e Chang (1972) foram capazes de simular um tornado sobre uma superfície lisa. O seu simulador, em contraste, não tem uma câmara de convecção, mas tem um conduto aberto no centro para funcionar como um sumidouro. O modelo é mostrado na Figura 1.6. Foram identificados dois parâmetros essenciais: o número de Reynolds ( $Re_r$ ) e o parâmetro controlador médio  $\varepsilon_c$ , definido como:

$$\varepsilon_c = \frac{Q}{\Gamma_\infty r_0} \quad (1.3)$$

onde  $Q$  é a intensidade do sumidouro representada pela vazão volumétrica,  $\Gamma_\infty$  é a circulação de corrente livre no raio maior e  $r_0$  é o raio do núcleo do vórtice. O simulador consegue produzir vórtices de duas células para baixos  $\varepsilon_c$  e vórtices unicelulares para altos  $\varepsilon_c$ . As velocidades tangencial, radial e vertical são medidas por um dispositivo de medição de

velocidade tridimensional. A velocidade vertical demonstrou ser negativa para baixos  $\varepsilon_c$  e positiva para altos  $\varepsilon_c$ .

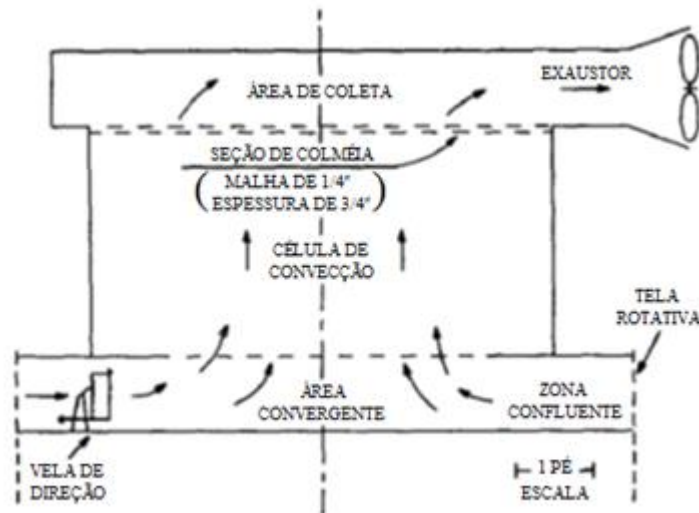


Figura 1.5 – Seção vertical do modelo de Ward (baseado em WARD, 1972)

Davies-Jones (1973) reanalisou os resultados de Ward e concluiu que não é importante ter uma afluência de quantidade de movimento radial enorme para produzir o vórtice. No entanto, é necessário dispor de uma elevada vazão volumétrica para uma determinada relação de redemoinho. Davies-Jones define a relação de redemoinho (*swirl ratio* em inglês) como indicado abaixo:

$$S = \frac{\tan \theta}{2a} \quad (1.4)$$

onde  $\theta$  é o ângulo de afluência medido em relação ao eixo radial e  $a$  é a relação de aspecto, dada por:

$$a = \frac{h_i}{r_o} \quad (1.5)$$

sendo que  $h_i$  é a altura de afluência e  $r_o$  é o raio mínimo da corrente ascendente. A relação de redemoinho é uma razão entre circulação em torno da periferia do vórtice e a força da corrente ascendente e, como tal, é uma medida da quantidade de massa que gira em torno do centro de circulação em um determinado nível. Grandes relações de redemoinho implicam

uma maior quantidade de massa, e se as velocidades verticais não são suficientemente fortes para "evacuar" a massa de um determinado nível, então a circulação se separa em múltiplos centros de circulação. A relação de redemoinho em si também é uma medida da intensidade de cada centro de circulação. Por tanto, quanto maior a relação de redemoinho, mais forte é o centro de circulação e mais forte é a queda de pressão no centro. Perceba que, acima do nível de circulação mais forte, as isobáricas ficam mais distantes na vertical. Assim, quanto maior a relação de redemoinho, maior o grau de subsidência que caracteriza o centro do vórtice (MONTEVERDI, 1999).

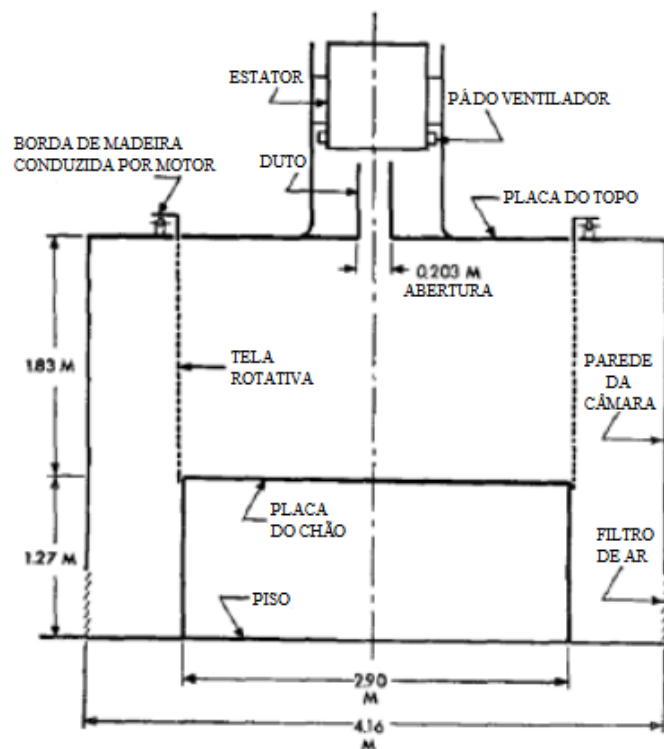


Figura 1.6 – Simulador de Tornado de Wan e Chang (baseado em WAN; CHANG, 1972)

Snow et al. (1980), Pauley et al. (1982), Church e Snow (1985) e Pauley (1989) apresentaram resultados de perfis de pressão de superfície em função da relação de redemoinho para a Câmara de Vórtice de Tornado (TVC) tipo Ward, enquanto que Jischke e Parang (1974) indicaram que a relação de redemoinho controla a produção de vórtice em simuladores deste tipo. Além disso, afirmaram que o aumento da relação de redemoinho além de um número crítico faz com que o habitual vórtice unicelular se submeta a uma transição para uma configuração de vórtices de duas células.

Church et al. (1977) modificaram a geometria do simulador de Ward (1972) na Universidade de Purdue (PU), obtendo a forma mostrada na Figura 1.7. O simulador tem um ventilador de sucção de escape através de um defletor de alisamento de escoamento. O defletor de alisamento de escoamento com o ventilador de sucção foi usado para remover a velocidade rotacional e permitir um escoamento axial. Além disso, o simulador tem uma tela de malha rotativa na parte inferior para permitir que o escoamento convirja horizontalmente na linha de simetria. Quatro parâmetros essenciais foram encontrados para controlar o vórtice no simulador e foram combinados em um único parâmetro adimensional, a relação de redemoinho ( $S$ ), a qual é definida como:

$$S = \frac{V_{\theta} r_o}{2hV_r} \quad (1.6)$$

onde  $V_{\theta}$  e  $V_r$  são as velocidades rotacional e radial,  $h$  é a distância axial e  $r_o$  é o raio a partir do centro de simetria. As análises concluíram que o aumento de  $S$  produz um vórtice múltiplo.

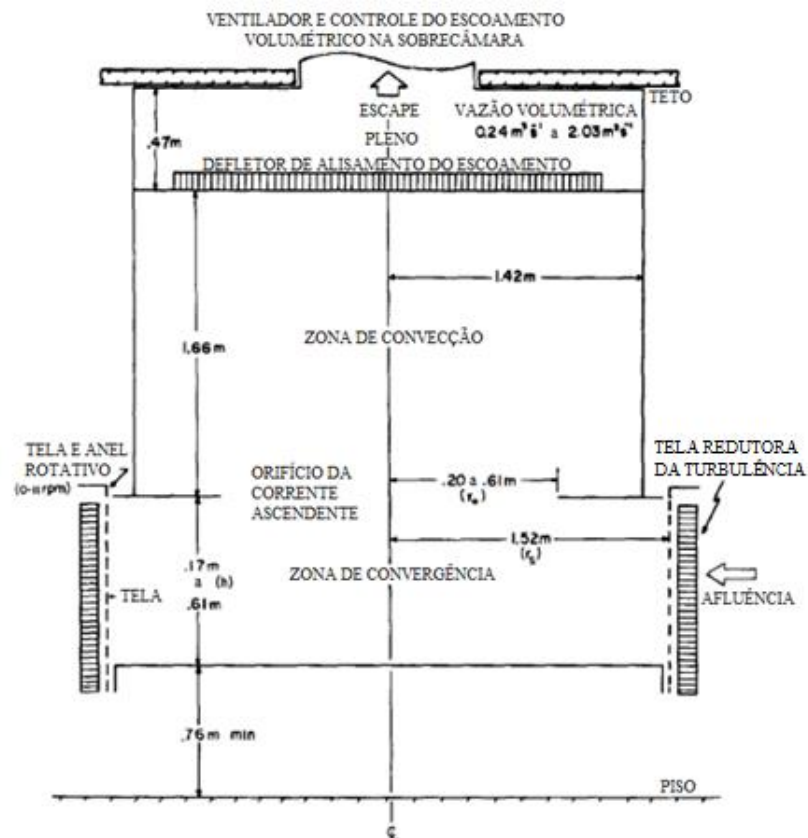


Figura 1.7 – Corte esquemático do simulador de Church et al. (baseado em CHURCH et al., 1977)

Mitsuta e Monji (1984) introduziram uma nova abordagem para a produção de circulação. Neste modelo, a circulação foi gerada usando quatro ventiladores pequenos, como mostrado na Figura 1.8, onde a relação de redemoinho é definida de acordo com a Equação (1.4). Os autores concluíram que o raio do vórtice depende da relação de redemoinho e que não fica afetada pelo número de Reynolds. A transição do único vórtice para um vórtice múltiplo aconteceu num valor desconhecido da relação de redemoinho. O escoamento mostrou-se turbulento para vórtices simples e múltiplos, provavelmente devido à turbulência do escoamento de entrada.

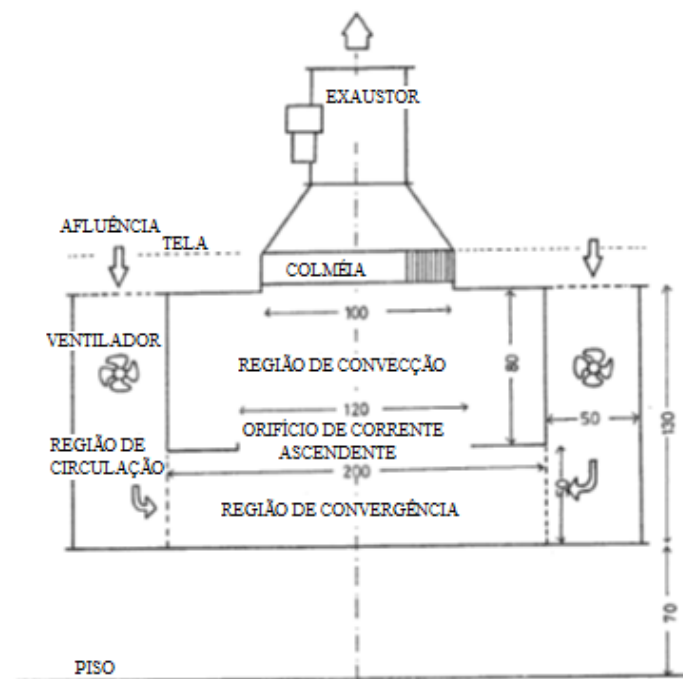


Figura 1.8 – Simulador de Mitsuta e Monji (baseado em MITSUTA; MONJI, 1984)

Snow e Lund (1988) melhoraram o dispositivo *TVC* de tipo Ward, substituindo a tela rotativa por aletas ajustáveis e adicionando instrumentos de medição de velocidade não intrusivos, tais como o Velocímetro Laser Doppler (*LDV*). Os resultados de *LDV* preliminares são apresentados em Lund e Snow (1993).

Hashemi-Tari et al. (2007) apresentam um aparato *TVC* semelhante ao modelo *Iowa-TVC*, sem o recurso de translação e com um grande conjunto de medições por Velocimetria de Partículas por Imagens (*PIV*) para uma gama de relações de redemoinho inferior a 1. Estes resultados são, essencialmente, o primeiro conjunto completo de medições de *PIV* em um modelo *TVC* caracterizando tanto a média como os campos de escoamento turbulento. Estas

experiências são, ainda, limitadas pelo tamanho do dispositivo e pela gama de possíveis relações de redemoinho (HASHEMI-TARI et al., 2010).

Mishra et al. (2008a) e Mishra et al. (2008b) construíram outra versão do simulador de Ward na Texas Tech University. No entanto, eles usaram um ventilador que está ligado à parte superior da câmara através de um longo conduto, sendo que a circulação foi fornecida com jatos ranhurados. O aparelho é ilustrado na Figura 1.9. Os dados para a velocidade tangencial estavam de acordo tanto com o Modelo de Vórtice Combinado de Rankine (*RCVM*) como com os dados de grande escala de tornados reais. Além disso, os dados de velocidade radial eram comparáveis com os dados disponíveis de um tornado real ocorrido em Spencer, Dakota do Sul, EUA no ano de 1998. Eles também usaram outra abordagem para validar o seu modelo, comparando dados de pressão a partir do solo do simulador com os dados em escala completa.

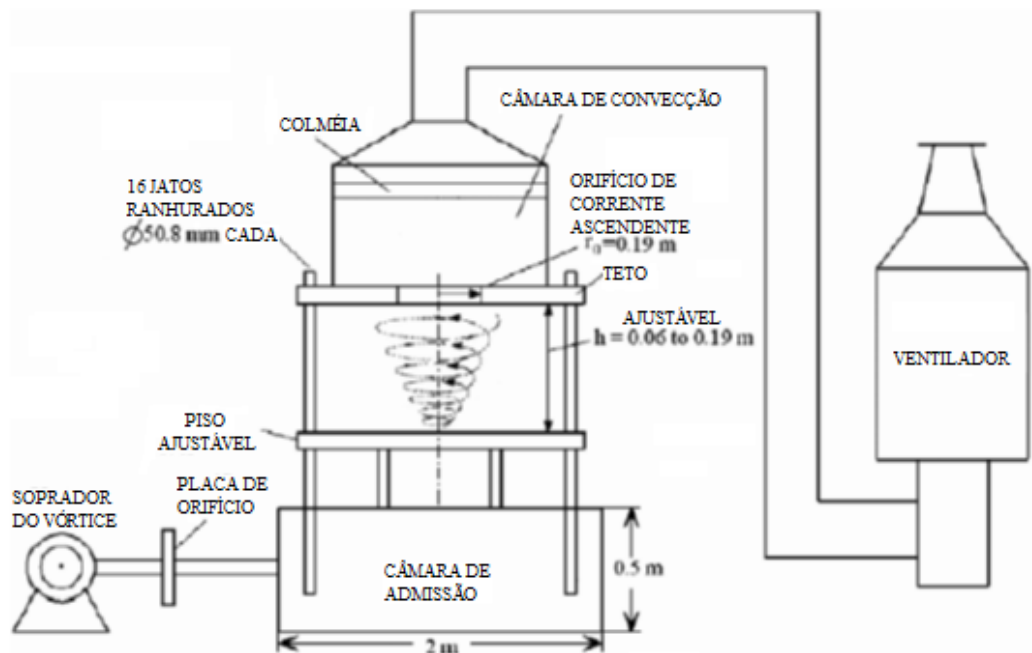


Figura 1.9 – Simulador da Universidade Tecnológica de Texas (baseado em MISHRA et al., 2008a)

Recentemente, um grupo de pesquisadores da Universidade Estadual de Iowa (*ISU*) construiu um simulador de tornado trasladável como mostrado na Figura 1.10. Sarkar et al. (2005) e Haan Jr. et al. (2008) mediram o campo de velocidade do escoamento no laboratório e compararam os resultados com o radar Doppler móvel de dois grandes tornados e uma simulação numérica. O simulador foi capaz de produzir vórtices unicelulares e de duas células

para uma relação de redemoinho variando entre 0,08-1,14. Duas altitudes perto da superfície do solo foram investigadas ( $Z = 20$  m e 50 m). Das observações descobriram que a velocidade tangencial teve o maior valor de pico entre o simulador e o resultado de dados Doppler. Seu experimento mostra que o simulador de tornado é capaz de capturar as características de um tornado real e que pode ser um instrumento útil para analisar as forças dos tornados nas estruturas.

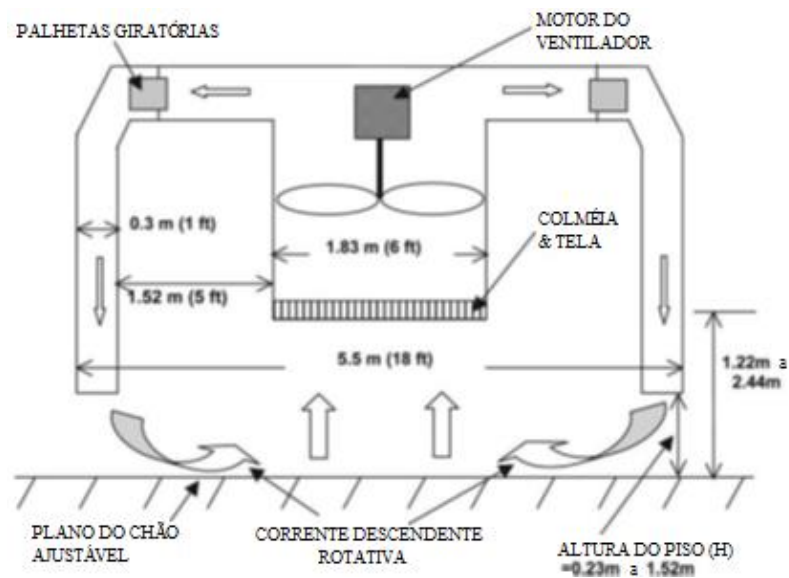


Figura 1.10 – Esquema do simulador de tornado da ISU (baseado em HAAN JR. et al., 2008)

A Universidade Ocidental de Ontário, Canadá, iniciou um estudo em 2008 para projetar, construir e operar o Domo de Engenharia Eólica, Energia e Ambiente (*WindEEE*). A instalação *WindEEE* é capaz de simular vários sistemas eólicos, tais como tornados, “*downbursts*” e frentes de rajada. O processo envolveu simulações de Dinâmica de Fluidos Computacional (*CFD*) para os modos selecionados de operações e a concepção de um modelo físico em escala 1/11 (o modelo do Domo de *WindEEE*). Várias simulações de *CFD* foram realizadas por Natarajan (2011), nas quais ele demonstrou a viabilidade de cinco cenários operacionais para o *WindEEE* (Figura 1.11): escoamentos uniformes retos, escoamentos de cisalhamento, escoamentos de camada limite, escoamentos semelhantes a “*downbursts*” com escoamentos de translação e tornado com translação. O Modelo do Domo de *WindEEE* (*MWD*) foi projetado e construído para validar os resultados de *CFD*, para fazer melhorias/modificações ao circuito de escoamento e para implementar o sistema de controle para a cúpula, além de investigar o desempenho da instalação antes de finalizar o

planejamento de grande escala. O *MWD* também é uma ferramenta de pesquisa para determinar novos cenários operacionais para o *WindEEE*. Há duas configurações possíveis para gerar vórtices de tornado dentro do domo: a) utilizando os ventiladores principais para gerar corrente ascendente e as palhetas periféricas com um determinado ângulo para gerar turbulência e, b) executando os ventiladores principais e os ventiladores da periferia como uma fonte de sucção e escoamento, respectivamente, enquanto se usa as palhetas para controlar o redemoinho. A construção do *MWD* foi iniciada na primavera de 2010. A colocação em funcionamento começou em dezembro de 2010 com uma série de experimentos de validação. O programa de testes de visualizações de escoamento incluía escoamentos de tornado, “*downburst*” e medidas de superfície de pressão estática com tubos pitot e pitot estáticos para fluxos horizontais. Visualizações de escoamento foram realizadas por Refan (2014), com uma atenção especial para escoamentos de tornados, sendo que testes de uniformidade foram realizados por engenheiros da *AIOLOS Engineering Corporation* (HANGAN, 2010). Os testes para colocação em funcionamento demonstraram a funcionalidade básica do *MWD* para todos os casos de escoamento. Os ventiladores foram capazes de operar com sucesso e ser controlado em vários modos, as palhetas e a guilhotina funcionavam como projetado e o sistema de resfriamento era funcional. Os modos de tornado e “*downburst*” foram testados com sucesso usando métodos de visualização de escoamento.

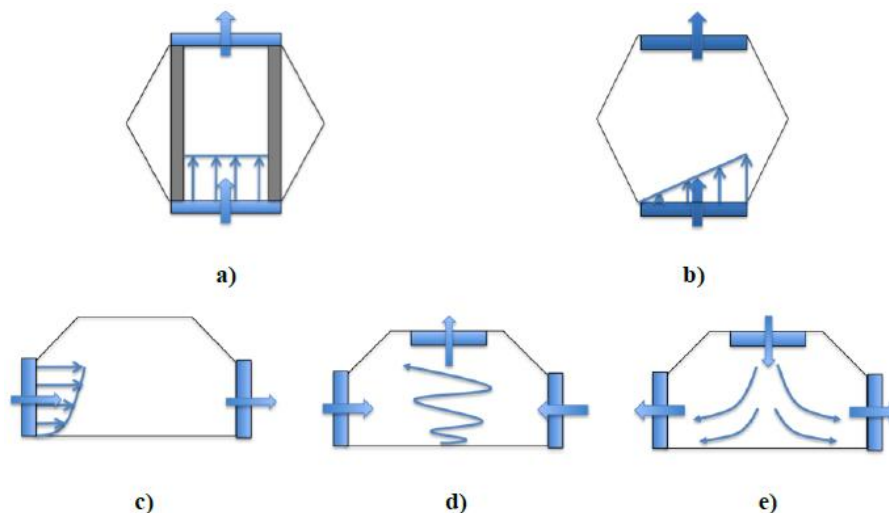


Figura 1.11 – Cinco cenários operacionais para o Domo de *WindEEE*: a) escoamento reto uniforme, b) escoamento de cisalhamento, c) escoamento de camada limite, d) tornado com translação e e) “*downburst*” com translação (REFAN, 2014)

### 1.3 MODELOS NUMÉRICOS PARA TORNADOS



Os modelos numéricos para a simulação de tornados podem ser divididos em duas grandes categorias: modelos em escala da tempestade e modelos em escala do tornado (NOLAN; FARRELL, 1999). As simulações em escala da tempestade são realizadas empregando-se, essencialmente, modelos meteorológicos que tendem a reproduzir a tempestade supercelular com resolução suficiente para resolver os vórtices do tornado gerado durante a simulação (GRASSO; COTTON, 1995; KLEMP; WILHELMSON, 1978; WICKER; WILHELMSON, 1995), de tal forma que a formação do tornado também pode ser estudada utilizando estes modelos. Os modelos de simulação na escala de tornado reproduzem a parte inferior do vórtice do tornado com ênfase na interação entre o vórtice e a superfície do solo. Estes modelos fornecem a estrutura do escoamento e os campos de vento similares a um tornado agindo próximo à superfície, uma região de interesse para as aplicações de engenharia. Outras discussões neste capítulo estão limitadas aos modelos em escala de tornado.

Harlow e Stein (1974) desenvolveram o primeiro modelo numérico para simular os vórtices de tornado em uma Câmara de Vórtice de Tornado (TVC) do tipo Ward. O modelo axissimétrico bidimensional produziu vórtices unicelulares e de duas células usando uma condição de contorno de deslizamento livre na parte inferior do domínio. Rotunno (1977) e Rotunno (1979) foi capaz de capturar o fenômeno denominado *vortex breakdown* (VBD) usando uma condição de contorno de não deslizamento na parte inferior do domínio. As simulações mostraram também que o tamanho do núcleo do vórtice é uma função da relação de redemoinho e resulta quase independente do número de Reynolds, confirmando assim os resultados experimentais de Ward (1972) e Davies-Jones (1973). Em Rotunno (1984) vários vórtices foram simulados através da introdução de um ruído aleatório a um modelo tridimensional da TVC do tipo Ward, observando vórtices secundários com velocidade tangencial de 20 a 30% maior do que a média do escoamento.

Wilson e Rotunno (1986) simularam um vórtice laminar de baixa relação de redemoinho (Equações (1.4) e (1.6)) ( $S = 0,28$ ), combinando os resultados experimentais de Baker (1981). O seu trabalho identificou quatro principais regiões no escoamento de vórtices unicelulares de baixa relação de redemoinho, como mostrado na Figura 1.12. O vórtice resultou ser majoritariamente não viscoso e rotacional com uma pequena subcamada viscosa cuja profundidade diminui na direção do eixo central, apresentando uma região fina viscosa no núcleo ao longo do eixo central.

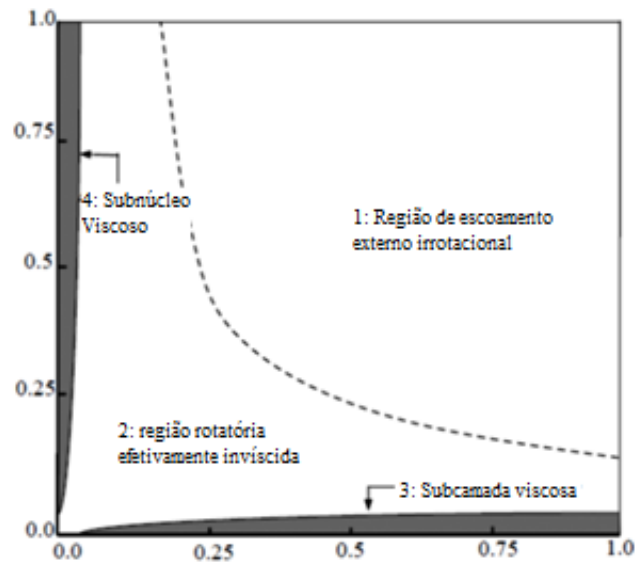


Figura 1.12 – Esboço das quatro regiões do escoamento de vórtice de baixa relação de redemoinho (WILSON; ROTUNNO, 1986)

Fiedler (1994) utilizou um modelo numérico axissimétrico bidimensional  $(r, z)$  para simular um vórtice de tornado em escoamento incompressível. Os vórtices foram desenvolvidos em um domínio com contornos rígidos por um cilindro rotativo de fluido. Entre as conclusões extraídas do estudo, se descobriu que a velocidade do tornado ultrapassou em 5 vezes o limite de velocidade termodinâmico, que é a velocidade do vento associada à Energia Potencial Disponível para a Convecção (*CAPE*) (FIEDLER; ROTUNNO, 1986).

Posteriormente, Fiedler (1998) estendeu o modelo bidimensional a um modelo numérico tridimensional  $(x, y, z)$  para simular vórtices de tornado. O foco principal do trabalho foi estudar problemas com uma alta relação de redemoinho. Constatou-se que o modelo tridimensional produziu vários vórtices de sucção.

Nolan e Farrell (1999) propuseram modificações no trabalho de Fiedler (1998), identificando um novo parâmetro adimensional ao lado do número de Reynolds ( $Re_c$ ) e da relação de redemoinho ( $S_d$ ). O novo parâmetro adimensional é conhecido como o número de Reynolds do vórtice ( $Re_v$ ), o qual é definido como a razão entre a circulação do campo distante e a viscosidade turbulenta, como mostrado nas equações abaixo:

$$Re_c = \frac{UL}{\nu} \quad (1.7)$$

$$S_d = \frac{\Omega L}{U} \quad (1.8)$$

$$\text{Re}_v = \frac{\text{Re}_c}{S_d} = \frac{\Omega L^2}{\nu} \quad (1.9)$$

O número  $\text{Re}_v$  é mais útil do que os números  $\text{Re}_c$  e  $S_d$  porque prevê a característica do escoamento em um vórtice de tornado. Nas Equações (1.7) e (1.8),  $\Omega$  é a taxa de rotação,  $L$  é a escala de comprimento,  $U$  é a velocidade máxima por convecção e  $\nu$  é a viscosidade cinemática.

Lewellen et al. (1997) simularam a parte inferior de um tornado turbulento usando a metodologia *LES* para estudar a interação de um vórtice de tornado com a superfície. O domínio computacional empregado media 1 km x 1 km x 2 km e o espaçamento mínimo de malha foi de 1,5 m na direção vertical e 2,5 m na direção horizontal. Além disso, investigaram como uma simulação numérica tridimensional transiente de um tornado interage com a superfície. Eles descobriram ainda que a velocidade do redemoinho máxima excedeu a velocidade máxima da formulação quase-cilíndrica em 60% e se localizou a menos de 50 m da superfície do terreno.

Lewellen et al. (2000) estenderam o trabalho anterior (LEWELLEN et al., 1997) para identificar os dois parâmetros essenciais que controlavam a dimensão do vórtice. Os parâmetros são a relação de redemoinho de canto ( $S_c$ ) e as relações de redemoinho exteriores ( $S_{outer}$ ). Estes parâmetros são definidos, respectivamente, a seguir:

$$S_c = \frac{r_c \Gamma_\infty^2}{\gamma} \quad (1.10)$$

$$S_{outer} = \frac{\Gamma_\infty}{r_o a_c h_{inf}} \quad (1.11)$$

onde  $r_c$ ,  $\Gamma_\infty$ ,  $\gamma$ ,  $r_o$ ,  $a_c$  e  $h_{inf}$  são o raio do núcleo, momento angular, escoamento total fluindo na região do escoamento de canto, raio inicial, convergência horizontal média e a altura da camada de entrada. Suas descobertas mostram que a medida que  $S_c$  diminui, as velocidades médias do redemoinho perto da superfície chegam a 2,5 vezes a velocidade média máxima do redemoinho na região quasi-cilíndrica acima da camada limite da superfície.

Xia et al. (2003) estenderam ainda as simulações de Lewellen et al. (2000) para incluir a compressibilidade e observaram, similarmente a Fiedler (1997), que os efeitos da compressibilidade podem mudar as características dinâmicas básicas do escoamento do vórtice perto da superfície.

Hangan e Kim (2008) utilizaram o Modelo de Tensões de Reynolds (*RSM*) em um tornado de escala de laboratório do tipo Ward para combinar os dados do radar Doppler de um tornado em escala real e, assim, tentar relacionar a relação de redemoinho com a escala Fujita. Foi constatado que um tornado de escala Fujita F4 corresponde aproximadamente a uma relação de redemoinho de  $S = 2.0$ .

Também Kuai et al. (2008) simularam a *TVC* de Iowa utilizando o modelo  $\kappa - \varepsilon$  *RNG* (*renormalization group*) e compararam os resultados com um tornado em escala real.

Ishihara et al. (2011) utilizaram a metodologia *LES* para estudar os campos de escoamento turbulento de vórtices de tornado. Um simulador do tipo Ward foi numericamente modelado para o estudo e duas relações de redemoinho foram investigadas ( $S = 0,31$  e  $0,65$ ). Para uma pequena relação ( $S = 0,31$ ), os resultados numéricos indicaram a existência de um vórtice unicelular que tem uma velocidade de pico vertical no centro. Por outro lado, a simulação numérica mostrou para uma elevada relação de redemoinho ( $S = 0,65$ ) a ocorrência de vórtice de duas células com uma velocidade tangencial máxima perto da superfície do solo. O resultado numérico foi semelhante ao simulador de Ward.

Entre os modelos de campo de velocidade de tornados, o mais tradicional é o Modelo de Vórtice Combinado de Rankine (*RCVM*) (RANKINE, 1891) que compreende dois campos de escoamento diferentes, como mostrado na Figura 1.13. Na região do vórtice forçado (campo de escoamento interno), a velocidade tangencial aumenta linearmente do centro de rotação até o raio máximo do núcleo interior ( $R_{\max}$ ). Na região do vórtice livre (campos de escoamento exterior), fora do alcance do raio máximo do núcleo interior ( $R_{\max}$ ), a velocidade tangencial diminui inversamente com o aumento da distância ( $R$ ) do centro de rotação. As equações que representam os dois campos são mostradas abaixo:

$$V_{\theta} = \alpha R \quad \text{se } R \leq R_{\max} \quad (1.12)$$

$$V_{\theta} = \frac{\alpha R_{\max}^2}{R} \quad \text{se } R > R_{\max} \quad (1.13)$$

onde  $V_{\theta}$  é a velocidade tangencial,  $\alpha$  é uma constante rotacional,  $R$  é a distância desde o centro do tornado e  $R_{\max}$  é o raio do tornado onde ocorre a velocidade tangencial máxima.

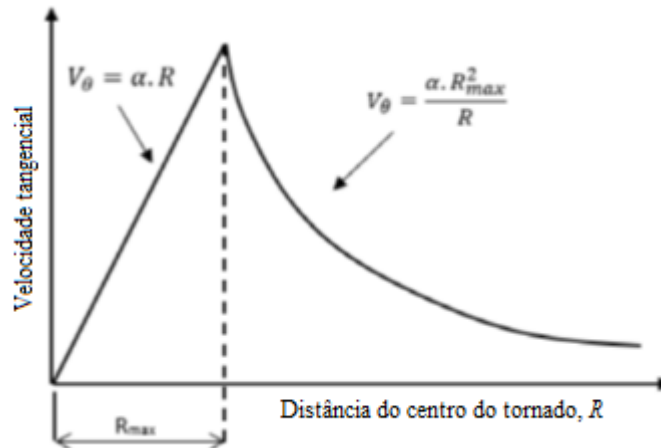


Figura 1.13 – Modelo de Vórtice Combinado de Rankine (baseado em AHMED, 2016)

O *RCVM* foi introduzido pela primeira vez em um programa de simulação de tornados 2D por Selvam (1985) e, mais tarde, Selvam e Millett (2003) estenderam o modelo para simular tornados 3D. Além deste modelo, existem outros como o Vórtice de Burgers-Rott (*BRV*) e o Vórtice de Sullivan (*SV*). Cada um destes modelos tem vantagens e desvantagens. Uma comparação detalhada é fornecida por Alrasheedi (2012) e Strasser e Selvam (2015).

### 1.3.1 Aspectos Gerais da DFC

A Dinâmica dos Fluidos Computacional (DFC) permite resolver as equações fundamentais do escoamento, considerando o movimento e os processos de transferência de calor e massa nos fluidos em geral através de métodos numéricos.

A simulação numérica de escoamentos incompressíveis pode ser realizada através do enfoque da pseudo-compressibilidade, cujas ideias iniciais foram apresentadas por Chorin (1967). A consideração da pseudo-compressibilidade conduz a uma equação de conservação de massa que contém um termo explícito para a pressão. Este enfoque foi usado, entre outros, por vários autores, com diversas variantes, tais como: Azevedo (1999), González e Awruch

(2001), Kawahara e Hirano (1983), Petry e Awruch (1992), Ramshaw e Mesina (1991), Ramshaw e Mousseau (1990, 1991).

Para analisar escoamentos turbulentos com altos números de Reynolds existem diversos enfoques, como a Simulação Numérica Direta (*DNS*), cujo custo computacional é alto, e as Equações Médias de Reynolds (*RANS*), entre os quais se encontra o Modelo  $\kappa-\varepsilon$ , que apresenta sérias limitações para escoamentos com separação. O enfoque da Simulação de Grandes Escalas (“*Large Eddy Simulation – LES*”) consiste na simulação direta das grandes escalas e na implementação de um modelo para as pequenas escalas (de dimensões menores à resolução da malha). Em problemas da EVC (Engenharia do Vento Computacional) são adotados usualmente os modelos de turbulência de Smagorinsky (1963) e o modelo dinâmico de viscosidade turbulenta proposto por Germano et al. (1991) e modificado por Lilly (1992). Uma comparação entre diferentes metodologias tradicionais e *LES*, em suas diferentes versões, é apresentado por Murakami (1997). No PPGEC/UFRGS o modelo clássico de Smagorinsky foi introduzido por Petry e Awruch (1997), enquanto que o modelo dinâmico foi empregado por Braun (2007), Madalozzo (2012) e Petry (2002).

As dificuldades relacionadas ao uso da formulação *LES*, particularmente a exigência de alto grau de refinamento nas regiões próximas do contorno sólido, têm incentivado o desenvolvimento de modelos híbridos que combinam os melhores aspectos das metodologias *RANS* e *LES* em uma única estratégia de solução, como a Simulação de Escalas Separadas (*DES*) (SPALART et al., 1997), ou a implementação de uma Lei de Parede (ISHIHARA et al., 2011; NIKURADSE, 1950).

Dentre os métodos de discretização tradicionalmente utilizados nos modelos numéricos desenvolvidos na DFC (Métodos das Diferenças Finitas, Método dos Volumes Finitos, etc.), o Método dos Elementos Finitos (ZIENKIEWICZ et al., 2013) apresenta importantes vantagens no tratamento de problemas com geometrias complexas e na aplicação de condições de contorno não convencionais, embora demande maior quantidade de memória e maior tempo de processamento. Importantes publicações dedicadas ao emprego do MEF na análise do escoamento de fluidos são encontradas em Gresho et al. (2000), Reddy e Gartling (2010), Zienkiewicz et al. (2014).

Modelos numéricos que utilizam o esquema de Bubnov-Galerkin produzem soluções que sofrem a ação de oscilações espúrias no campo de velocidades do fluido em problemas com

advecção dominante. Assim, foram desenvolvidos tratamentos especiais para os termos advectivos das equações de Navier-Stokes, os chamados métodos de estabilização *upwind*, cuja ideia principal é a de adicionar-se uma difusão artificial no modelo numérico a fim de controlar as oscilações espúrias. Entre os esquemas baseados no modelo de Taylor-Galerkin, o problema das oscilações espúrias para escoamentos convectivos foi resolvido a partir do trabalho de Donea (1984), onde é proposta a utilização de expansões com termos de mais alta ordem para as séries de Taylor. Neste mesmo sentido, Gresho et al. (1984) propõem o emprego de um tensor de balanço difusivo (“*Balancing Diffusive Tensor*” – *BDT*), criado a partir de aproximações temporais de ordem mais elevada, através do qual é compensada a falta de viscosidade artificial do esquema numérico.

Ao empregar-se o método de Taylor-Galerkin (T-G), os termos com derivadas temporais são substituídos pelas respectivas aproximações dadas por expansões em Séries de Taylor dentro do intervalo de tempo, seguidas, geralmente, da discretização espacial e aplicação do Princípio dos Resíduos Ponderados de Bubnov-Galerkin, que equivale a minimizar o resíduo que surge da utilização de funções de aproximação para o domínio e para as variáveis do problema.

Para o processo de integração numérica, emprega-se usualmente a quadratura de Gauss-Legendre, através da qual as integrais são avaliadas em pontos discretos. A quadratura mínima exigida, por exemplo, para um elemento hexaédrico trilinear são de pelo menos oito pontos de integração a fim de que o volume do elemento seja avaliado exatamente. Isto obviamente demanda um esforço computacional inadmissível para problemas envolvendo milhões de graus de liberdade. Em razão disto, foi desenvolvida a técnica de integração reduzida, através da qual se utiliza apenas um único ponto de integração, geralmente no centro do elemento, permitindo assim que o processo de integração seja realizado analiticamente. No entanto, em consequência do uso desta técnica de integração, podem surgir instabilidades na malha, conhecidas como modos espúrios ou *hourglass modes*, que acabam por danificar a análise. Para contornar este problema deve-se empregar um esquema de controle de modos espúrios (*hourglass control*) com a finalidade de estabilizar estas oscilações (CHRISTON, 1997).

Para materiais incompressíveis, Brezzi (1974) provou que, para que seja feita de forma correta a compatibilização entre os campos de pressão e velocidade no método de Bubnov-Galerkin, é necessária a imposição de determinadas restrições aos elementos. Estas restrições são

definidas pela chamada condição de Babuška-Brezzi, a qual define uma condição suficiente para resolver as compatibilidades entre campos. No caso do acoplamento pressão-velocidade em escoamentos incompressíveis, adota-se geralmente uma operação de decomposição das equações de Navier-Stokes, proposta originalmente por Chorin (1967), onde o campo de velocidades é resolvido por etapas. Formulações envolvendo o conceito de decomposição podem ser encontradas nos trabalhos de Sampaio e Gonçalves Jr. (2011), Muldoon e Acharya (2007) e Ramaswamy (1993). Esta decomposição de termos das equações de Navier-Stokes pode ser vista também nos chamados métodos baseados em características (*Characteristic-Based*), como o modelo *CBS-AC* proposto por Nithiarasu (2003), onde um termo de compressibilidade artificial que se ajusta automaticamente ao escoamento é considerado na equação de conservação de massa.

## 1.4 OBJETIVOS

O objetivo desta dissertação é fazer uma investigação inicial sobre escoamentos associados a tornados, buscando compreender os processos básicos de formação e os parâmetros que definam o fenômeno, além de analisar e reproduzir numericamente os diferentes padrões de escoamento e sua ação sobre corpos imersos em conceito dos coeficientes de força e pressão. Na sequência, são expostos detalhadamente os objetivos específicos que se procuram cumprir com este trabalho:

- a) Criar modelos numéricos baseados em diferentes configurações de simuladores de tornado experimentais disponíveis, sobretudo o dispositivo proposto por Ward, procurando identificar e reproduzir os padrões de escoamento em função de parâmetros físicos que definem o problema.
- b) Introduzir no código uma abordagem Arbitraria Lagrangeana-Euleriana (*ALE*) com a finalidade de analisar tornados deslocáveis a partir da imposição de movimento relativo das estruturas imersas com respeito a tornados imóveis.
- c) Implementar um modelo para campos de vento de tornado que permita gerar um tornado transladável.
- d) Analisar a interação tornado-estrutura, determinando os campos de velocidades e pressões no entorno de corpos imersos e os coeficientes aerodinâmicos.



## 1.5 METODOLOGIA

No presente trabalho, escoamentos de vento associados a tornados são simulados empregando-se um modelo numérico baseado no esquema explícito de dois passos de Taylor-Galerkin, onde séries de Taylor de segunda ordem são usadas na discretização temporal das equações fundamentais do escoamento, seguida da aplicação do método convencional de resíduos ponderados de Galerkin no contexto do Método dos Elementos Finitos (MEF). Elementos hexaédricos de oito nós são usados no processo de discretização espacial empregando-se a técnica de integração reduzida com controle de modos espúrios, onde as matrizes e vetores de elemento são obtidos analiticamente. O escoamento é considerado como sendo incompressível e constituído de um fluido Newtoniano em regime isotérmico, descrito cinematicamente através de uma formulação Arbitrária Lagrangeana-Euleriana (ALE). A turbulência é tratada numericamente através de Simulação de Grandes Escalas (*LES – Large Eddy Simulation*) com a utilização do modelo sub-malha de Smagorinsky para a modelagem das escalas inferiores à resolução da malha.

O modelo proposto é inicialmente verificado utilizando-se análises envolvendo problemas clássicos de Dinâmica de Fluidos Computacional. Resultados referentes a campos de velocidade e pressão no fluido, assim como os coeficientes de força, pressão e números de Strouhal são comparados com referências clássicas. Modelos numéricos representando diferentes dispositivos experimentais para simulação de tornados são utilizados levando-se em conta diferentes valores de números de Reynolds e relações de redemoinho, buscando com isso reproduzir os principais padrões encontrados em escoamentos de tornados e comparar os resultados obtidos com os dispositivos analisados. A ação de tornados sobre estruturas é estudada empregando-se uma formulação que reproduz o movimento de translação de tornados superposto ao movimento de rotação em torno do eixo. Simultaneamente, propõe-se o uso de um esquema de movimento de malha para tratar do mesmo problema a partir do movimento da estrutura em relação ao tornado. Os resultados aqui obtidos são comparados com previsões numéricas e experimentais apresentadas por outros autores.

## 1.6 ORGANIZAÇÃO DA DISSERTAÇÃO

A presente dissertação está organizada na seguinte forma: neste primeiro capítulo é apresentada uma introdução dos aspectos gerais sobre tornados, assim como uma revisão da

metodologia experimental e numérica para abordar a simulação dos mesmos. No segundo capítulo apresenta-se as Equações Governantes da Dinâmica dos Fluidos. No terceiro capítulo é exposto o modelo explícito de dois passos de Taylor-Galerkin, que será utilizado para a solução das equações fundamentais do escoamento. No Quarto Capítulo mostra-se inicialmente alguns resultados preliminares para calibração do código, seguidos da simulação de tornados em dispositivos experimentais e a ação de escoamentos de tornados sobre corpos imersos. No quinto capítulo apresentam-se as conclusões obtidas deste trabalho e sugestões para trabalhos futuros, finalizando com a lista de referências bibliográficas empregadas.

## 2 AS EQUAÇÕES DA DINÂMICA DOS FLUIDOS

A formulação básica necessária para a simulação numérica dos escoamentos observados durante fenômenos climatológicos extremos, como os tornados, consiste nas equações de balanço da quantidade de movimento e massa. Quando a presença de fenômenos de transporte de calor e massa for preponderante, são adicionadas ainda as equações de conservação de energia e de conservação de espécies. Para o fechamento do modelo, relações termodinâmicas e uma equação constitutiva para o fluido devem ser também estabelecidas.

A partir da observação do comportamento do vento nestes tipos de problema, geralmente admite-se a hipótese de incompressibilidade do escoamento, tratando-se o ar, do ponto de vista constitutivo, como um fluido Newtoniano. Efeitos térmicos e de concentração tem a possibilidade de ser analisados com o emprego da aproximação de Boussinesq, onde a variação da massa específica do fluido é considerada apenas em termos de forças de volume.

### 2.1 EQUAÇÕES FUNDAMENTAIS DO ESCOAMENTO

Considerando-se uma descrição cinemática Euleriana em um sistema de coordenadas Cartesianas, as equações fundamentais do escoamento de um fluido viscoso com composição química não uniforme e homogênea (MADALOZZO, 2012) são dadas pela:

- Equação de balanço de quantidade de movimento:

$$\frac{\partial(\rho v_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_i v_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + S_i \quad (i, j, k = 1, 2, 3) \quad (2.1)$$

- Equação de balanço de massa:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (j = 1, 2, 3) \quad (2.2)$$

- Equação de balanço de energia:

$$\frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho e v_j)}{\partial x_j} + p \frac{\partial v_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( K_{ij} \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \mu \Phi + Q \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (2.3)$$

- e Equação de balanço de espécies:

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial C_j}{\partial x_j} = D_i \frac{\partial^2 T}{\partial x_j^2} + S_{C_i} \quad (i = 1, n; j = 1, 2, 3) \quad (2.4)$$

onde as variáveis do escoamento, definidas em função do vetor de coordenadas  $\mathbf{x}$  e do tempo  $t$ , são as componentes  $v_i$  do vetor de velocidades  $\mathbf{v}$  segundo a orientação dos eixos Cartesianos ortogonais  $x_i$ , a massa específica  $\rho$ , a energia total específica  $e$  e a concentração  $C_j$ , onde  $j$  indica a espécie considerada, com valores de 1 até o número total de espécies envolvidas  $n$ .  $K_{ij}$  são as componentes do tensor de condutibilidade térmica,  $D_j$  o tensor de difusão mássica da espécie e  $\mu \Phi$  é o termo de dissipação viscosa. O termo  $S_i$  representa as componentes do vetor de forças de volume segundo a orientação dos eixos Cartesianos  $x_i$ , enquanto que  $Q$  e  $S_{C_i}$  são os termos de fonte para as equações de energia e conservação de espécie, respectivamente. Através de relações termodinâmicas, a temperatura  $T$  e a pressão termodinâmica  $p$  podem também ser obtidas. Neste trabalho não serão considerados efeitos de transporte de calor e massa no escoamento (ALRASHEEDI, 2012; LIU; ISHIHARA, 2016; NATARAJAN, 2011; NOMURA et al., 2009; STRASSER; SELVAM, 2015b).

## 2.2 RELAÇÃO CONSTITUTIVA E EQUAÇÕES DE ESTADO

As componentes do tensor de tensões  $\sigma_{ij}$  são determinadas a partir da relação constitutiva para um fluido Newtoniano, ou seja:

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \tau_{ij} \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (2.5)$$

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial v_i}{\partial v_j} + \frac{\partial v_j}{\partial v_i} \right) + \lambda \frac{\partial v_k}{\partial v_k} \delta_{ij} \quad (i, j, k = 1, 2, 3) \quad (2.6)$$

As propriedades físicas que caracterizam o fluido são as viscosidades dinâmica  $\mu$  e volumétrica  $\lambda$ . O fator  $\delta_{ij}$  são as componentes do delta de Kronecker ( $\delta_{ij} = 1$  se  $i = j$  e  $\delta_{ij} = 0$  se  $i \neq j$ ).

Para escoamentos incompressíveis, a massa específica do fluido é constante, resultando na seguinte expressão para a equação de balanço de massa:

$$\frac{\partial v_j}{\partial x_j} = 0 \quad (j = 1, 2, 3) \quad (2.7)$$

Com o objetivo de obter uma expressão com um termo explícito para a pressão  $e$ , assim, acoplar as equações de balanço de massa e momentum, é utilizada a hipótese de pseudo-compressibilidade, formulada por Chorin (1967). Essa hipótese justifica-se pelo fato do som propagar-se em meios fluidos naturais com uma velocidade finita, ao contrário do que é previsto pela expressão clássica da continuidade em escoamentos incompressíveis. Baseada nesta hipótese se emprega a equação abaixo como expressão de estado artificial:

$$\frac{\partial p}{\partial \rho} = c^2 \Rightarrow \frac{\partial p}{\partial t} = c^2 \frac{\partial \rho}{\partial t}; \frac{\partial p}{\partial x_j} = c^2 \frac{\partial \rho}{\partial x_j} \quad (j = 1, 2, 3) \quad (2.8)$$

onde  $c$  é a velocidade de propagação do som no fluido. Para fluidos totalmente incompressíveis  $c \rightarrow \infty$ . Numericamente, a velocidade do som é substituída pelo parâmetro de compressibilidade artificial  $\beta$ , escolhido arbitrariamente. Desta forma, tem-se a seguinte equação de conservação de massa para fluidos quasi-incompressíveis:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \rho c^2 \frac{\partial v_j}{\partial x_j} = 0 \quad (j = 1, 2, 3) \quad (2.9)$$

### 2.3 CONDIÇÕES INICIAIS E DE CONTORNO

O conjunto de equações fundamentais acima é válido em um domínio espacial  $\Omega$  e em um intervalo de tempo  $[t_0, t]$ , onde  $t_0$  e  $t$  são, respectivamente, os tempos inicial e final da análise. Para a solução do sistema de equações fundamentais devem ser fornecidas as condições iniciais e as condições de contorno das variáveis do problema.

Condições iniciais de velocidade  $(v_i^0)$  e pressão  $(p^0)$  são consideradas em  $t = t_0$  sobre o domínio de análise  $\Omega$ , podendo ser descritas como:

$$\begin{aligned} v_i[x_1, x_2, x_3] &= v_i^0 & (i = 1, 2, 3) \\ p[x_1, x_2, x_3] &= p^0 \end{aligned} \quad (2.10)$$

As condições de contorno essenciais ou de Dirichlet são dadas pelas seguintes relações:

$$\begin{aligned} v_i &= v_i^* & \text{em } \Gamma_v \\ p &= p^* & \text{em } \Gamma_p \end{aligned} \quad (2.11)$$

sendo  $v_i^*$  e  $p^*$  os valores prescritos para a velocidade e a pressão nos contornos  $\Gamma_v$  e  $\Gamma_p$  do domínio de análise  $\Omega$ , respectivamente.

As condições de contorno naturais ou de Neumann são dadas por:

$$t_i^* = \left[ -P\delta_{ij} + \mu \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) + \lambda \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] n_j \quad \text{em } \Gamma_\sigma \quad (i, j, k = 1, 2, 3) \quad (2.12)$$

onde  $t_i^*$  são as componentes do vetor de tração prescritas na direção  $x_i$  e agindo sobre a região  $\Gamma_\sigma$  do contorno e  $n_j$  são as componentes do vetor de co-senos diretores da normal em um ponto qualquer do contorno  $\Gamma_\sigma$  segundo a direção  $x_j$  dos eixos coordenados.

Algumas condições especiais de escoamento podem ser representadas a partir da aplicação de condições de contorno. A seguir serão apresentados alguns casos particulares das condições de contorno mencionadas acima e que são de importância para geração dos tornados.

### 2.3.1 Camada limite atmosférica

No caso de um escoamento de camada limite atmosférica, adota-se geralmente uma distribuição exponencial ou logarítmica para representar o perfil de velocidade média ao longo da altura. Estes perfis são apresentados por vários autores (BLESSMANN, 2013; LIMA, 2014; LOREDO-SOUZA et al., 2004) e são utilizados em várias normas de vento (CIRSOC 102, 2005; EUROCODE 1, 2005; NBR 6123, 1988).

O perfil de velocidades médio do vento segundo a lei de potência tem a forma geral dada por:

$$\bar{V}(z) = \bar{V}(z_{ref}) \left( \frac{z - z_d}{z_{ref}} \right)^p \quad (2.13)$$

sendo  $\bar{V}(z)$  a velocidade média do vento a uma dada altura em relação ao solo,  $\bar{V}(z_{ref})$  a velocidade de referência,  $z$  a altura em relação ao solo,  $z_d$  o deslocamento do plano zero,  $z_{ref}$  a altura de referência e  $p$  o expoente adimensional que caracteriza a rugosidade ou tipo do terreno. Este último varia de 0,11, para superfícies mais lisas como mar e lagos, até 0,34, para cidades com grande densidade de prédios altos (LOREDO-SOUZA et al., 2004), sendo que para  $p = 1/7$  leva o nome de lei de potencia 1/7 (FARRUGIA, 2003).

Outra forma de representar o perfil de velocidades médias do vento é através da lei logarítmica, ou lei de Prandtl segundo Blessmann (2013), exposta pela equação abaixo:

$$\bar{V}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left( \frac{z - z_d}{z_o} \right) \quad (2.14)$$

onde  $u_*$  é a velocidade de corte,  $z_o$  representa a altura média de rugosidade do terreno ou rugosidade aerodinâmica, que dependem do tipo de terreno e das características do vento e  $\kappa$  é a constante adimensional de von Kàrmàn, geralmente fixada em 0,4.

### 2.3.2 Condição de deslizamento nas paredes (*slip boundary condition*)

No caso de superfícies sólidas onde a condição de não deslizamento é considerada, tem-se a situação trivial para fluidos viscosos onde aplicam-se valores nulos para todas as componentes de velocidade ( $v_1 = v_2 = v_3 = 0$ ). No entanto, uma condição de deslizamento pode ser modelada numa parede ou superfície sólida pela imposição de uma tensão tangencial igual ou diferente de zero. Quando for diferente de zero, deve corresponder à tensão de cisalhamento gerada pelo fluido na parede (ANSYS FLUENT 12.0, 2009).

Em escoamento de fluidos não viscosos, ou seja, que correspondem à utilização das Equações de Euler, as condições de contorno nas paredes são as de deslizamento (BURBRIDGE, 1999; RUSIN, 2006). Esta condição é representada continuidade como:

$$v_i n_i = 0 \quad \text{em } \Gamma_s \quad (2.15)$$

onde  $n_i$  são as componentes do vetor unitário normal  $\mathbf{n}$  em um ponto qualquer do contorno sólido  $\Gamma_s$  segundo a direção  $x_i$  dos eixos coordenados. Esta condição é utilizada também para fluidos viscosos por alguns autores (NATARAJAN, 2011; NOMURA et al., 2009) e, nesse caso, pode ser denominada condição de deslizamento livre. No entanto, para escoamento de fluidos viscosos em geral a influência das tensões de cisalhamento na parede pode ser importante. Assim, a Equação (2.15) passa a ser chamada de condição de impermeabilidade e incorpora-se a um modelo de deslizamento cuja forma geral é dada pela seguinte equação (FERRÁS et al., 2008; LE ROUX; TANI, 2007; SCHOWALTER, 1988):

$$v_{s_i} = -k\tau_{w_i} \quad \text{em } \Gamma_s \quad (2.16)$$

sendo  $v_{s_i}$  a componente tangencial da velocidade ou velocidade de deslizamento,  $\tau_{w_i} = (\delta_{ij} - n_i n_j)\tau_{ij}n_i$  o vetor tensão tangencial na superfície sólida e  $k = f(\tau_w)$  é o inverso do coeficiente de fricção ou parâmetro de deslizamento. Quando este último parâmetro é constante, a Equação (2.16) recebe o nome de condição de deslizamento de Navier.

Neste trabalho é utilizada a condição de deslizamento livre, sendo apresentados na Seção 3.3 os dois métodos implementados para tal fim.

### 2.3.3 Modelo do vórtice combinado de Rankine (*RCVM*)

No que tange a este trabalho, cabe mencionar que autores têm buscado reproduzir matematicamente as condições naturais observadas nos tornados usando dados de campo e experimentais. Neste contexto, pode-se utilizar, por exemplo, o modelo *RCVM* (“*Rankine-combined vortex model*”), proposto originalmente por Lewellen (1976). Originariamente, Selvam (1985) utilizou este modelo na simulação de um tornado 2D interagindo com uma estrutura rígida.

Ao empregar-se o modelo *RCVM* no ambiente computacional, impõe-se nos contornos laterais do domínio um campo de velocidades associado ao tornado, onde a componente tangencial de velocidade varia linearmente na direção radial até um raio máximo  $r_{\max}$ , a partir do qual a velocidade tangencial passa a decrescer de forma hiperbólica (Figura 2.1 (a)).



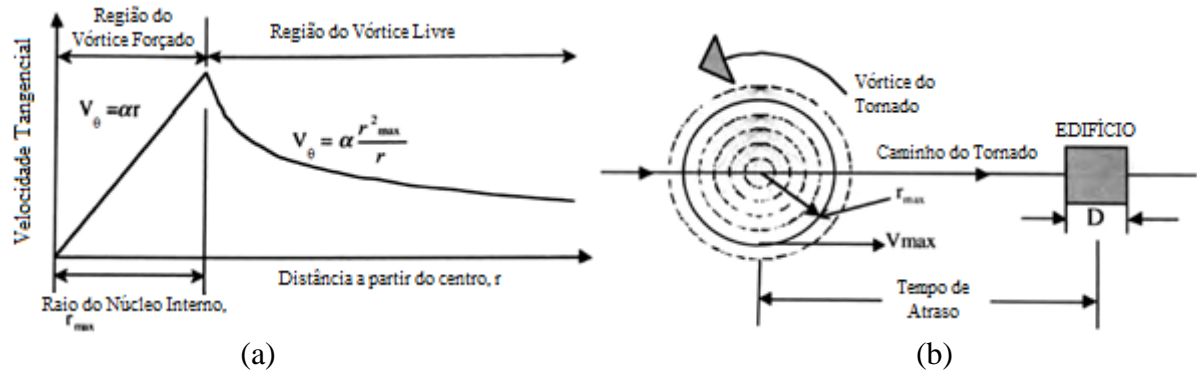


Figura 2.1 - Características do RCVM: (a) velocidade tangencial  $V_\theta$ ; (b) esquema da vista em planta da dinâmica do escoamento (baseado em SELVAM; MILLETT, 2003)

Superposto a este campo de velocidades é possível também considerar uma velocidade de translação do tornado e uma distribuição de camada limite atmosférica ao longo da direção vertical. Considerando que a origem do sistema local de coordenadas cartesianas  $xyz$  encontra-se em um ponto qualquer sobre o piso do domínio computacional e  $t$  sendo o tempo, de tal forma que  $t=0$  quando o centro do tornado passa por aquele ponto, a distribuição de velocidades nas direções  $x$  e  $y$  vem dada pelas equações a seguir:

$$\begin{cases} v_1 = [\mathbf{V}_x + (\mathbf{V}_y t - y)\alpha] f(z) \\ v_2 = [\mathbf{V}_y + (x - \mathbf{V}_x t)\alpha] f(z) \end{cases} \quad \text{para } r \leq r_{\max} \quad (2.10)$$

$$\begin{cases} v_1 = [\mathbf{V}_x + (\mathbf{V}_y t - y)C] f(z) \\ v_2 = [\mathbf{V}_y + (x - \mathbf{V}_x t)C] f(z) \end{cases} \quad \text{para } r > r_{\max} \quad (2.18)$$

onde  $V_x$  e  $V_y$  são as componentes do vetor de velocidade de translação  $\mathbf{V}$  do tornado. Ao mesmo tempo, estas expressões se completam com as seguintes equações:

$$C = \alpha \left( \frac{r_{\max}}{r} \right)^2 \quad (2.19)$$

$$r^2 = (x - \mathbf{V}t)^2 + y^2 \quad (2.20)$$

$$f(z) = \frac{u^*}{\kappa} \ln\left(\frac{z + z_0}{z_0}\right) \quad (2.21)$$

sendo  $\alpha$  uma constante associada à velocidade tangencial máxima (Figura 2.1 (b) acima),  $z^*$  é a velocidade de fricção obtida a partir de velocidades conhecidas a uma determinada altura,  $\kappa = 0,4$ ,  $z_0$  é a rugosidade do piso e  $z$  é a coordenada vertical.

## 2.4 MODELAGEM DA TURBULÊNCIA

Como os problemas que envolvem a simulação de fenômenos meteorológicos extremos requerem o emprego de níveis de refinamento muito superiores à capacidade atual dos computadores mais avançados no nosso meio, deve-se recorrer à utilização de metodologias e modelos de turbulência. No contexto da Engenharia do Vento Computacional (BLOCKEN, 2014), duas metodologias têm sido tradicionalmente empregadas: (a) *RANS* (“*Reynolds Averaged Navier-Stokes*”) – baseados na hipótese da decomposição de Reynolds (HINZE, 1975; SCHLICHTING, 1979), tendo o modelo  $\kappa - \varepsilon$  (HARLOW; NAKAYAMA, 1968; LAUNDER; SPALDING, 1972) como o mais popular desta categoria; (b) *LES* (“*Large Eddy Simulation*”) – utilizam as idéias da decomposição de Reynolds sob uma diferente filosofia de modelagem, onde a separação é feita no domínio das escalas espaciais dos vórtices, separando as escalas em grandes e pequenas através de um processo de filtragem espacial baseado na malha existente. As escalas inferiores à resolução da malha são resolvidas por modelos de turbulência, como o modelo clássico de Smagorinsky (1963).

Embora a metodologia *RANS* seja empregada juntamente com modelos de turbulência  $\kappa - \varepsilon$  em aplicações da EVC, sabe-se que o seu uso em determinados escoamentos apresenta sérias limitações. Nestes casos, mesmo considerando a alta exigência quanto ao nível de discretização em regiões próximas a contornos sólidos, os modelos *LES* caracterizam-se como a melhor alternativa. A superioridade dos modelos *LES* em problemas da EVC pode ser constatada nos trabalhos de Murakami (1990, 1993, 1997) e Rodi (1993). A metodologia *LES* teve seu início através do trabalho Smagorinsky (1963), sendo que a primeira aplicação em problemas da Engenharia se deve a Deardorff (1970).

Os modelos *LES* baseiam-se no princípio da cascata de energia (LESIEUR, 2008; POPE, 2000), onde se considera que para números de Reynolds suficientemente elevados o

escoamento turbulento pode ser tratado como sendo constituído por uma superposição de vórtices. Os grandes vórtices interagem com o escoamento principal extraindo energia cinética do mesmo, transferindo-a para vórtices de escala imediatamente inferior e destes para os vórtices correspondentes à próxima escala, sucessivamente, até que uma dada escala é atingida onde as forças viscosas tornam-se dominantes e dissipam a energia dos vórtices. As grandes escalas da turbulência, as quais são associadas aos vórtices maiores do escoamento e que são responsáveis pela maior parte do transporte de energia e de quantidade de movimento, são resolvidas diretamente pelas equações de Navier-Stokes filtradas, sendo que as escalas inferiores à resolução da malha são representadas através de modelos de turbulência sub-malha que reproduzem o processo físico de transferência de energia entre as escalas resolvidas e as pequenas escalas. Nas pequenas escalas, as estruturas turbulentas tendem a ser mais homogêneas e isotrópicas, favorecendo a obtenção de modelos de turbulência mais universais e independentes dos diferentes tipos de escoamento. A diferenciação entre as grandes e as pequenas escalas é feita por meio de um processo de filtragem aplicado sobre as equações de conservação em uma forma semelhante à decomposição de Reynolds, onde as dimensões dos elementos da malha numérica funcionam como operadores de média espacial. Como resultado obtém-se as equações que governam o escoamento em termos das variáveis associadas às grandes escalas, além de termos não resolvidos pela resolução da malha, chamados de tensões de Reynolds sub-malha, que devem ser modelados. O tensor de tensões sub-malha  $\bar{\tau}_{ij}^{SGS}$  tem suas componentes expressas por:

$$\bar{\tau}_{ij}^{SGS} = -\rho \left( \overline{v'_i v'_j} \right) \quad (2.22)$$

as quais são o resultado do movimento das escalas inferiores à resolução da malha, devendo ser modeladas através de um modelo de fechamento para a turbulência.

Os modelos de fechamento estão usualmente baseados na hipótese de Boussinesq (SCHLICHTING, 1979), a qual estabelece uma analogia com a lei da viscosidade de Stokes, válida em escoamentos laminares, para descrever as tensões de Reynolds em escoamentos turbulentos. No contexto da Simulação de Grandes Vórtices (“LES”), tem-se que o tensor de Reynolds sub-malha pode ser representado na forma mostrada abaixo:

$$\bar{\tau}_{ij}^{SGS} = -\rho \left( \overline{v'_i v'_j} \right) = 2\mu_t \bar{S}_{ij} \quad (2.23)$$

sendo  $\mu_t$  a viscosidade turbulenta e  $\bar{S}_{ij}$  as componentes do tensor taxa de deformação, expressas através de:

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.24)$$

A viscosidade turbulenta  $\mu_t$  deve ser então determinada por meio de um modelo sub-malha que descreva os efeitos das escalas inferiores à resolução da malha sobre as grandes escalas. Pelo modelo clássico de Smagorinsky (1963), a viscosidade turbulenta  $\mu_t$  é obtida através da seguinte expressão:

$$\mu_t = \rho (C_s \bar{\Delta})^2 |\bar{S}| \quad (2.25)$$

onde  $C_s$  é a constante de Smagorinsky, assumindo usualmente valores entre 0,1 e 0,25, de acordo com as características dos escoamentos (MURAKAMI, 1997) e  $\bar{\Delta}$  é a dimensão característica associada ao filtro empregado.

Empregando o modelo sub-malha dinâmico, proposto por Germano et al. (1991) e ajustado posteriormente por Lilly (1992), a viscosidade turbulenta  $\mu_t$  fica definida por:

$$\mu_t = \rho C(\mathbf{x}, t) \bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \quad (2.26)$$

onde  $C(\mathbf{x}, t)$  é o coeficiente dinâmico, o qual é calculado automaticamente através da evolução do escoamento, variando em função da posição no espaço  $\mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3)$  e do tempo  $t$ .

## 2.5 DESCRIÇÃO CINEMÁTICA

Quando há um corpo imerso no escoamento que pode deslocar-se e/ou deformar-se, uma descrição Euleriana, como é tradicionalmente utilizada na dinâmica de fluidos, não é mais possível. Nesses casos, deve ser empregada a chamada descrição arbitrária Lagrangeana-Euleriana (ALE), onde a malha na região vizinha do corpo deformável move-se de forma arbitrária a fim de adequar-se às diferentes configurações apresentadas pela estrutura ao longo da análise. A descrição ALE foi utilizada primeiramente por Hirt et al. (1974) em um modelo

numérico baseado em diferenças finitas, sendo estendida, mais tarde, através de Hughes et al. (1981), ao Método dos Elementos Finitos. Desde então, contribuições importantes têm sido dadas para o aprimoramento do método, tais como as encontradas nos trabalhos de Donea et al. (1982) e Liu et al. (1988).

As equações governantes do escoamento são levemente alteradas para levar-se em conta o movimento da malha. Matematicamente, esta modificação se dá no cálculo da derivada material, que em uma descrição *ALE* vem dada pela seguinte equação:

$$\frac{D(\cdot)}{Dt} = \frac{\partial(\cdot)}{\partial t} + (v_j - w_j) \frac{\partial(\cdot)}{\partial x_j} \quad (j=1,2,3) \quad (2.27)$$

onde  $w_j$  são as componentes do vetor de velocidade de malha  $\mathbf{w}$  segundo a direção do eixo  $x_j$ . Deve-se ter em mente que  $x_j$  representa aqui as componentes do vetor de coordenadas referenciais e que a derivada  $\partial(\cdot)/\partial t$  é calculada considerando-se estas mesmas coordenadas fixas.

## 2.6 NÚMEROS ADIMENSIONAIS

No campo da Mecânica dos Fluidos, os números adimensionais são utilizados para descrever e/ou caracterizar os escoamentos, assim com para estabelecer as equivalências entre os modelos. Nas seções 1.2 e 1.3 foram apresentados alguns números adimensionais utilizados historicamente nos modelos experimentais e numéricos. A seguir serão apresentados alguns números adimensionais que governam as condições de escoamento dos tornados, juntamente com outros que são de importância para o desenvolvimento dos exemplos deste trabalho:

- Número de Reynolds ( $Re$ ): estabelece a razão entre as forças inerciais (ou convectivas) e as viscosas. O Número de Reynolds Convectivo (NOLAN; FARRELL, 1999) vem dado pela seguinte equação:

$$Re_c = \frac{VL}{\nu} \quad (2.28)$$

onde  $V$  representa a velocidade de referência do fluido na região não perturbada (por exemplo, a velocidade na entrada do domínio ou a velocidade de translação do tornado),  $L$  é uma dimensão característica (geralmente é uma

dimensão do corpo imerso) e  $\nu$  é a viscosidade cinemática do fluido. Embora esta seja a expressão mais difundida, alguns autores consideram mais adequado utilizar o Número de Reynolds Radial  $Re_r$  (CHURCH et al., 1979; NASIR, 2017; NOMURA et al., 2009), enquanto outros empregam o Número de Reynolds de Vórtice  $Re_v$  (NOLAN; FARRELL, 1999; STRASSER, 2015).

- Relação de Redemoinho ( $S$ ): historicamente definido com a razão entre o momento angular e o momento radial no vórtice. Esta definição se corresponde com a relação de redemoinho externa (LIU; ISHIHARA, 2015) expressa por:

$$S_E = \frac{\Gamma_\infty}{2Qa} = \frac{\tan \theta}{2a} \quad (2.29)$$

onde  $\Gamma_\infty = 2\pi r_s h V_\infty$  é a circulação na borda externa da região de convergência e  $a = h/r_0$  é a relação de aspecto. Caso a circulação seja imposta pelo uso das palhetas-guia em vez da tela rotativa, a proporção da taxa de circulação para a vazão volumétrica pode ser facilmente substituída por  $\tan \theta$ , onde  $\theta$  é o ângulo das palhetas-guia. Como mencionado nas seções 1.2 e 1.3, os simuladores experimentais utilizados por Church et al. (1979), Hashemi-Tari et al. (2010), Matsui e Tamura (2009), Mishra et al. (2008a), Monji (1985), etc. e os simuladores numéricos de Ishihara et al. (2011), Natarajan (2011), Nomura et al. (2009), Rotunno (1977), Wilson e Rotunno (1986) e outros, se baseiam nesta definição. Uma relação de redemoinho que pode ser classificada como mista  $S_M$  é estabelecida quando os simuladores têm as paletas-guia localizadas no topo (HAAN JR. et al., 2008). Para os tornados de grande escala que ocorrem na natureza, uma relação de redemoinho interna  $S_I$  é definida com base na rotação e vazão medida em um volume de controle em torno do vórtice (HAAN JR. et al., 2008; NOLAN; FARRELL, 1999). Lewellen et al. (2000) propuseram uma relação de redemoinho local  $S_C$  (“*local corner flow swirl ratio*”).

- Número de Mach ( $Ma$ ): relação entre a velocidade relativa do fluido e velocidade do som, dada por:

$$Ma = \frac{V}{c} \quad (2.30)$$

- Número de Strouhal ( $St$ ): número adimensional definido em 1896 por Lord Rayleigh (MENECHINI, 2002) segundo a forma apresentada na equação abaixo:

$$St = \frac{f_s D}{V} \quad (2.31)$$

sendo  $f_s$  a frequência de despreendimento de vórtices,  $D$  o comprimento ou dimensão característica e  $V$  a velocidade do fluido.

- Número de Keulegan-Carpenter ( $KC$ ): também chamado de número de período, descreve a importância relativa das forças de arrasto sobre as forças de inércia para objetos em um escoamento de fluido oscilatório, ou similarmente, para objetos que oscilam em um fluido em repouso. Para pequenos números de Keulegan-Carpenter a inércia domina, enquanto que para grandes valores deste número as forças de arrasto (turbulência) são importantes. O mesmo é definido como (DEAN; DALRYMPLE, 1991):

$$KC = \frac{VT}{D} \quad (2.32)$$

onde  $V$  é a amplitude de oscilação da velocidade do escoamento (ou a amplitude da velocidade do objeto, no caso de um objeto oscilante),  $T = 1/f$  é o período da oscilação e  $L$  é um comprimento ou dimensão característica do objeto. Pinto (2008) mostra que considerando uma variação senoidal da velocidade das partículas,  $KC = 2\pi A/D$ , sendo  $A$  a amplitude do movimento.

### 3 MODELO NUMÉRICO

O modelo numérico empregado neste trabalho se baseia no algoritmo explícito de Taylor-Galerkin de dois passos, proposto inicialmente por Kawahara e Hirano (1983). Nele as equações fundamentais do escoamento, apresentadas na seção 2.1, são discretizadas no tempo por meio das expansões em séries de Taylor até segunda ordem (DONEA, 1984) nos termos contendo derivadas temporais. Na sequência, o método de Bubnov-Galerkin é aplicado no contexto do Método dos Elementos Finitos para realizar a discretização espacial das equações mencionadas em suas formas fracas. Neste sentido, é utilizado um elemento finito hexaédrico isoparamétrico trilinear de oito nós juntamente com uma técnica de integração reduzida e controle de modos espúrios (CHRISTON, 1997). O código numérico usado foi desenvolvido anteriormente por Braun (2007) e estendido por Madalozzo (2012) a escoamentos envolvendo fenômenos de transferência de calor e massa, mostrando alta estabilidade para escoamentos da EVC. A partir deste código foram implementados algoritmos para o movimento de malha segundo uma metodologia Arbitraria Lagrangeana-Euleriana (ALE) e as condições de contorno adequadas para simular escoamentos de tornados.

#### 3.1 DISCRETIZAÇÃO TEMPORAL USANDO O MÉTODO EXPLÍCITO DE DOIS PASSOS

Considerando que uma variável genérica  $\theta(\mathbf{x}, t)$  é contínua até determinada ordem em qualquer ponto de coordenadas  $\mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3)$  do domínio espacial  $\Omega$  e ao longo do tempo  $t$ , esta pode ser expandida no tempo através da série de Taylor truncada no termo de segunda ordem como mostra a equação abaixo (TONON, 2016):

$$\begin{aligned} \theta(\mathbf{x}, t + \Delta t) &= \theta(\mathbf{x}, t) + \Delta t \frac{\partial \theta(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \frac{\Delta t^2}{2!} \frac{\partial^2 \theta(\mathbf{x}, t)}{\partial t^2} = \theta(\mathbf{x}, t) + \\ &+ \Delta t \frac{\partial}{\partial t} \left( \theta(\mathbf{x}, t) + \frac{\Delta t}{2} \frac{\partial \theta(\mathbf{x}, t)}{\partial t} \right) \end{aligned} \quad (3.1)$$

onde  $\Delta t$  é o incremento de tempo adotado. Na sequência, o intervalo de tempo  $[t, t + \Delta t]$  é representado por  $[n, n + 1]$  e a dependência da coordenada  $\mathbf{x}$  fica implícita. A Equação (3.1) é resolvida em dois passos, de tal forma que no primeiro são calculadas as variáveis de campo



para o tempo  $t + \Delta t/2$ , o que equivale aos termos que se encontram dentro dos parênteses como mostrado na seguinte equação:

$$\theta^{n+1/2} = \theta^n + \frac{\Delta t}{2} \frac{\partial \theta^n}{\partial t} \quad (3.2)$$

Já no segundo passo, as variáveis correspondentes são calculadas para o tempo  $t + \Delta t$  a partir dos valores obtidos no passo anterior, segundo a equação:

$$\theta^{n+1} = \theta^n + \Delta t \frac{\partial \theta^{n+1/2}}{\partial t} \quad (3.3)$$

Nas expressões apresentadas a seguir, a variável genérica  $\theta$  foi substituída pelas variáveis  $v_i$  e  $p$  presentes nas equações fundamentais do escoamento sem transferência de calor e massa.

### 3.1.1 Equações de balanço de quantidade de movimento e massa

As expressões apresentadas nesta seção foram deduzidas a partir das Equações de Navier-Stokes e a Equação de Continuidade considerando as forças de volume e o movimento de malha, segundo uma formulação *ALE*. Os detalhes deste procedimento de discretização temporal podem ser consultados no trabalho de Braun (2007) ou no de Madalozzo (2012) quando se deseja considerar o efeito conjunto da transferência de calor e massa.

Baseado na Equação (3.2), o primeiro passo consiste em calcular, por um lado, as componentes da velocidade  $v_i$  em  $n + 1/2$  a partir da seguinte equação:

$$\begin{aligned} v_i^{n+1/2} = v_i^n + \frac{\Delta t}{2} \left\{ \frac{1}{\rho} X_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_j} \delta_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (v + v_i) \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) + \frac{\lambda}{\rho} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] + \right. \\ \left. + \frac{\Delta t}{4} (v_j - w_j)(v_k - w_k) \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j \partial x_k} - (v_j - w_j) \left[ \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\Delta t}{4\rho} \frac{\partial X_i}{\partial x_j} \right] \right\}^n \quad (i, j, k = 1, 2, 3) \end{aligned} \quad (3.4)$$

e, por outro, a pressão  $p$  para o mesmo instante de tempo, mediante a equação:

$$p^{n+1/2} = p^n - \frac{\Delta t}{2} \left[ \rho \beta^2 \frac{\partial v_j}{\partial x_j} \right]^n \quad (3.5)$$

onde  $\beta$  é o parâmetro de compressibilidade artificial, com valores escolhidos de tal forma que o número de Mach seja menor que 0,3. É importante destacar que quanto maior for o valor  $\beta$ , mais apropriadamente será satisfeita a condição de incompressibilidade ( $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$ ). Por outro lado, maiores serão as restrições impostas ao incremento de tempo usado na integração temporal do sistema de equações fundamentais. Este parâmetro artificial pode ser determinado de forma local ou global e depende das condições locais de velocidade, do tamanho da malha, do número de Reynolds e do regime de escoamento (difusão ou convecção dominante) e até da temperatura local, quando for o caso (NITHIARASU, 2003; NITHIARASU et al., 2004). Neste trabalho, será considerado um valor constante e global para cada simulação.

Tendo a pressão determinada em  $n + 1/2$ , calcula-se o incremento de pressão através da equação:

$$\Delta p^{n+1/2} = p^{n+1/2} - p^n \quad (3.6)$$

Empregando o campo de velocidades e o incremento de pressão obtido no passo  $n + 1/2$  e dado que um termo de gradiente do incremento da pressão tinha sido omitido na Equação (3.4), realiza-se a correção do campo de velocidades por meio da seguinte equação:

$$v_i^{n+1/2} = v_i^{n+1/2} - \frac{1}{\rho} \frac{\Delta t}{4} \frac{\partial \Delta p^{n+1/2}}{\partial x_j} \delta_{ij} \quad (i, j = 1,2,3) \quad (3.7)$$

Uma vez realizada esta correção, se avança ao segundo passo onde será utilizada a Equação (3.3) em duas etapas. Primeiramente, calcula-se o incremento das componentes da velocidade em  $n + 1/2$  empregando a equação a seguir:

$$\begin{aligned} \Delta v_i^{n+1/2} = \Delta t \left\{ \frac{1}{\rho} X_i - (v_j - w_j) \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_j} \delta_{ij} + \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mathbf{v} + \mathbf{v}_i) \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) + \frac{\lambda}{\rho} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] \right\}^{n+1/2} \quad (i, j, k = 1,2,3) \end{aligned} \quad (3.8)$$

e, logo após, o incremento de pressão para o mesmo tempo utilizando a equação abaixo:

$$\Delta p^{n+1/2} = -\Delta t \left[ \rho \beta^2 \frac{\partial v_j}{\partial x_j} \right]^{n+1/2} \quad (3.9)$$

Em segundo lugar, empregam-se estes incrementos para calcular os campos de velocidade e pressão em  $n + 1$ , respectivamente, através das seguintes expressões:

$$v_i^{n+1} = v_i^n + \Delta v_i^{n+1/2} \quad (i, j, k = 1, 2, 3) \quad (3.10)$$

$$p^{n+1} = p^n + \Delta p^{n+1/2} \quad (3.11)$$

Nestas expressões,  $v_i$  é a componente da velocidade do escoamento na direção  $i$ ,  $p$  é a pressão,  $x_i$  é a componente na direção  $i$  do vetor de coordenadas cartesianas,  $t$  é o tempo,  $n$  é o passo da análise,  $\delta_{ij}$  é o delta de Kronecker ( $\delta_{ij} = 1$  se  $i = j$  e  $\delta_{ij} = 0$  se  $i \neq j$ ),  $\rho$  é a massa específica do fluido,  $\nu$  é a viscosidade cinemática do fluido,  $\nu_t$  é a viscosidade cinemática turbulenta,  $\lambda$  é a viscosidade volumétrica do fluido e  $\beta$  é o parâmetro de compressibilidade artificial.

### 3.1.2 Condição de Courant

Em esquemas explícitos, para assegurar a estabilidade numérica, o incremento de tempo adotado para o processo de integração deve ser menor que um determinado valor crítico. Para tal, utilizam-se formulações envolvendo aspectos físicos relacionados à propagação do som no meio. Neste trabalho será empregada a condição de Courant, válida para problemas com convecção dominante, onde o valor crítico do incremento de tempo é dado por:

$$\Delta t_E^{crítico} = \alpha \frac{\Delta x_E}{V_E + \beta_E} \quad E = 1, NTE \quad (3.12)$$

onde  $\Delta x_E$  é a dimensão característica do elemento  $E$ ,  $V_E$  é o módulo da velocidade característica relacionado ao elemento  $E$ ,  $\beta$  é o parâmetro de compressibilidade artificial referente ao elemento  $E$  e  $\alpha$  é um coeficiente de segurança, sempre menor que a unidade (os valores típicos usados neste trabalho vão de 0,1 a 0,5), e NTE é o número total de elementos. No presente trabalho utiliza-se um único incremento de tempo, referente ao menor valor obtido entre os elementos da malha.

### 3.2 MÉTODO DE TAYLOR-GALERKIN

Aplicando o método explícito de dois passos de Taylor-Galerkin (KAWAHARA et al., 1984) no contexto do MEF sobre as equações governantes, obtém-se como resultado um sistema de equações matriciais não lineares, cuja solução fornecerá as componentes da velocidade  $v_i$  e a pressão  $p$  em cada um dos nós da malha ao longo do tempo. As variáveis do escoamento necessitam ser primeiramente aproximadas no domínio do elemento, sendo expressas pelas seguintes expressões:

$$v_i = \mathbf{N}\mathbf{v}_i \quad (3.13)$$

$$p = \mathbf{N}\mathbf{P} \quad (3.14)$$

sendo  $\mathbf{v}_i$  e  $\mathbf{p}$  os vetores das variáveis localizadas nos nós do elemento e  $\mathbf{N}$  é uma matriz linha que contém as funções de base do elemento adotado neste trabalho, o elemento hexaédrico linear, as quais podem ser expressar por:

$$\mathbf{N} = [ N_1 \ N_2 \ N_3 \ N_4 \ N_5 \ N_6 \ N_7 \ N_8 ] \quad (3.15)$$

$$N_N = \frac{1}{8}(1 + \xi_{1N}\xi_1)(1 + \xi_{2N}\xi_2)(1 + \xi_{3N}\xi_3) \quad (N=1,8) \quad (3.16)$$

onde  $\xi_1, \xi_2, \xi_3$  são as coordenadas naturais de um ponto qualquer no interior do elemento definidas no espaço computacional e  $\xi_{1N}, \xi_{2N}, \xi_{3N}$  são as coordenadas naturais do nó local  $N$  do elemento, dadas por:

$$\begin{aligned} \{\xi_{1N}\}^T &= [ -1 \quad 1 \quad 1 \quad -1 \quad -1 \quad 1 \quad 1 \quad -1 ] \\ \{\xi_{2N}\}^T &= [ -1 \quad -1 \quad 1 \quad 1 \quad -1 \quad -1 \quad 1 \quad 1 ] \quad (N=1,8) \\ \{\xi_{3N}\}^T &= [ -1 \quad -1 \quad -1 \quad -1 \quad 1 \quad 1 \quad 1 \quad 1 ] \end{aligned} \quad (3.17)$$

Para reduzir a exigência de continuidade das funções de base realizou-se uma integração por partes nos termos que apresentam derivadas de segunda ordem nas Equações (3.4) e (3.5) através do teorema de Gauss-Green. Assim, substituindo-se as Equações (3.13) e (3.14) nas equações (3.4) e (3.5) e aplicando então o método de Bubnov-Galerkin, chega-se a Equação

(3.18) de balanço da quantidade de movimento e a Equação (3.19) de balanço de massa para obtenção das componentes de velocidade e pressão no tempo  $n + 1/2$ :

$$\mathbf{M}\mathbf{v}_i^{n+1/2} = \mathbf{M}\mathbf{v}_i^n + \frac{\Delta t}{2} \left[ \frac{1}{\rho} \hat{\mathbf{X}}_i - (\mathbf{AD} + \mathbf{BD})\mathbf{v}_i - \frac{1}{\rho} \mathbf{G}_j \delta_{ij} \mathbf{P} - \mathbf{D}_{ij}^{2p} \mathbf{v}_j + \tilde{\mathbf{t}}_i + \tilde{\mathbf{b}} \mathbf{d}\mathbf{v}_i \right]^n \quad (3.18)$$

$$\mathbf{MP}^{n+1/2} = \mathbf{MP}^n - \frac{\Delta t}{2} \left[ \rho c^2 \mathbf{G}_j \mathbf{v}_j \right]^n \quad (3.19)$$

Realizando-se o mesmo procedimento de substituição das funções de aproximação e a aplicação método de Bubnov-Galerkin à Equação (3.7) obtém-se a correção da velocidade para o passo  $n + 1/2$ , dada por:

$$\mathbf{M}\mathbf{v}_i^{n+1/2} = \mathbf{M}\mathbf{v}_i^{n+1/2} - \frac{1}{\rho} \frac{\Delta t}{4} \int_{\Omega_e} \mathbf{N}^T \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial x_j} \delta_{ij} d\Omega (\mathbf{P}^{n+1/2} - \mathbf{P}^n) \quad (3.20)$$

Por fim, conhecidas as variáveis no tempo  $n + 1/2$  e substituindo-se as aproximações (3.13) e (3.14) em (3.10) e (3.11) obtêm-se as variáveis de velocidade e pressão no tempo  $n + 1$  de acordo com as equações abaixo:

$$\mathbf{M}\mathbf{v}_i^{n+1} = \mathbf{M}\mathbf{v}_i^n + \Delta t \left[ \frac{1}{\rho} \mathbf{X}_i - \mathbf{AD}\mathbf{v}_i - \frac{1}{\rho} \mathbf{G}_j \delta_{ij} \mathbf{P} - \mathbf{D}_{ij}^{2p} \mathbf{v}_j + \tilde{\mathbf{t}}_i \right]^{n+1/2} \quad (3.21)$$

$$\mathbf{MP}^{n+1} = \mathbf{MP}^n - \Delta t \left[ \rho c^2 \mathbf{G}_j \mathbf{v}_j \right]^{n+1/2} \quad (3.22)$$

As matrizes e vetores apresentados nas equações deste item são definidos nas formas exibidas abaixo:

$$\mathbf{M} = \int_{\Omega_e} \mathbf{N}\mathbf{N}^T d\Omega \quad (3.23)$$

$$\mathbf{AD} = \int_{\Omega_e} \mathbf{N}\mathbf{v}_j^n \mathbf{N}^T \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial x_j} d\Omega \quad (3.24)$$

$$\mathbf{G}_j = \int_{\Omega_e} \mathbf{N}^T \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial x_j} d\Omega \quad (3.25)$$

$$\mathbf{BD} = \frac{\Delta t}{4} \int_{\Omega_e} (\mathbf{N}\mathbf{v}_j^n)(\mathbf{N}\mathbf{v}_k^n) \frac{\partial \mathbf{N}^T}{\partial x_j} \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial x_k} d\Omega \quad (3.26)$$

$$\tilde{\mathbf{b}}\mathbf{d}\mathbf{v}_i = \frac{\Delta t}{4} \int_{\Gamma_e} \mathbf{N}^{*T} \left[ (\mathbf{N}\mathbf{v}_j^n)(\mathbf{N}\mathbf{v}_k^n) \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial x_k} \mathbf{v}_i^n \right] n_j d\Gamma \quad (3.27)$$

$$\mathbf{X}_i = \int_{\Omega_e} \mathbf{N}^T (\mathbf{N}\mathbf{X}_i^n) d\Omega \quad (3.28)$$

$$\hat{\mathbf{X}}_i = \mathbf{X}_i - \frac{\Delta t}{4} \int_{\Omega_e} \mathbf{N}\mathbf{v}_j^n \mathbf{N}^T \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial x_j} \mathbf{X}_i^n d\Omega \quad (3.29)$$

$$\tilde{\mathbf{t}}_i = \int_{\Gamma_e} \mathbf{N}^{*T} \left[ (\nu + \nu_t) \left( \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial x_j} \mathbf{v}_i^n + \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial x_i} \mathbf{v}_j^n \right) + \frac{\lambda}{\rho} \left( \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial x_k} \mathbf{v}_k^n \right) \delta_{ij} \right] n_j d\Gamma \quad (3.30)$$

$$\mathbf{D}_{ij}^{2p} = \begin{cases} \text{se } i=j \text{ (k=valores restantes)} \\ \int_{\Omega_e} \left[ 2(\nu + \nu_t) + \frac{\lambda}{\rho} \right] \frac{\partial \mathbf{N}^T}{\partial x_i} \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial x_j} d\Omega + \int_{\Omega_e} (\nu + \nu_t) \frac{\partial \mathbf{N}^T}{\partial x_k} \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial x_k} d\Omega \\ \text{se } i \neq j \\ \int_{\Omega_e} (\nu + \nu_t) \frac{\partial \mathbf{N}^T}{\partial x_i} \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial x_j} d\Omega + \int_{\Omega_e} \frac{\lambda}{\rho} \frac{\partial \mathbf{N}^T}{\partial x_k} \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial x_k} d\Omega \end{cases} \quad (3.31)$$

As matrizes e vetores apresentados acima são integrados numericamente em cada subdomínio através do método de Gauss-Legendre usando a técnica de integração reduzida com um ponto de integração e controle de modos espúrios. Com isso, o processo de integração torna-se simplificado, onde as matrizes e vetores do modelo acabam sendo obtidos de forma totalmente analítica.

Para a utilização de um sistema explícito desacoplado emprega-se uma matriz de massa discreta  $\mathbf{M}_D = \Omega_E / 8 [\delta_{ij}]$  no lugar da matriz consistente  $\mathbf{M}$ . A fim de auxiliar o processo de estabilização do campo de pressão, emprega-se neste trabalho o conceito de parâmetro seletivo de massa proposto por Kawahara e Hirano (1983). Assim, no termo de massa à direita da igualdade das Equações (3.19) e (3.22) de conservação de massa, adota-se a equação:

$$\tilde{\mathbf{M}} = e\mathbf{M}_D + (1-e)\mathbf{M} \quad (3.32)$$

onde  $e$  é o parâmetro de diagonalização seletiva, o qual tem por finalidade controlar o amortecimento numérico, assumindo valores entre 0 e 1, sendo que o valor mais usual é 0,9.

### 3.2.1 Integrais de Contorno

As integrais de contorno do modelo (Equações (3.27) e (3.30)), utilizadas como condições naturais ou na avaliação de carregamento sobre corpos imersos, são calculadas utilizando-se  $\mathbf{N}^*$ , que representa uma matriz contendo funções de interpolação de um elemento de contorno, com componentes dadas por:

$$N_N^* = \begin{cases} 0 & \rightarrow \text{se } N \text{ não é nó de contorno} \\ \frac{1}{4} [1 + \xi_1 \xi_{1N}] [1 + \xi_2 \xi_{2N}] & \rightarrow \text{se } N \text{ é nó de contorno} \end{cases} \quad (3.33)$$

Para simplificar a integração destes termos, considera-se o valor médio no elemento (atuando em  $\xi_1 = \xi_2 = \xi_3 = 0$ ) como o valor atuante na face de contorno. Maiores informações sobre o processo de integração dos termos de contorno utilizada neste trabalho podem ser obtidas em Braun (2007).

## 3.3 FORMULAÇÃO NUMÉRICA PARA CONDIÇÕES DE CONTORNO DE DESLIZAMENTO E ÂNGULO DE AFLUÊNCIA FORÇADO

Em relação à simulação numérica de tornados, vários autores têm procurado reproduzir os simuladores experimentais através de modelos computacionais com geometria e condições de contorno mais detalhadas (LIU; ISHIHARA, 2015; NATARAJAN, 2011). Alguns dos modelos numéricos, principalmente os mais simplificados (HARLOW; STEIN, 1974; NOMURA et al., 2009), consideram condições de deslizamento nas paredes e no piso do simulador para levar em conta o escoamento livre da atmosfera na região de convecção e junto à superfície terrestre. Deste modo, os escoamentos viscosos que tenham imposto a condição de contorno de deslizamento apresentarão velocidades, em geral, não nulas nesses contornos, com excessão da componente normal ao mesmo devido à condição de impermeabilidade (Equação (2.15)). Portanto, nos nós de contorno com deslizamento a velocidade é calculada da mesma forma que no resto do domínio, para depois anular a

componente normal ao contorno e, assim, forçar o vetor velocidade a ser tangente ao mesmo. Baseadas neste conceito, duas metodologias são apresentadas a seguir.

A primeira delas trabalha sobre a velocidade global, como exposto por Burbridge (1999), a qual é possível graças ao tratamento explícito das equações fundamentais do escoamento. Deste modo, supondo uma situação geral onde existam os vetores normais aos contornos que se deseja aplicar o deslizamento, tem-se o esquema apresentado na Figura 3.1:

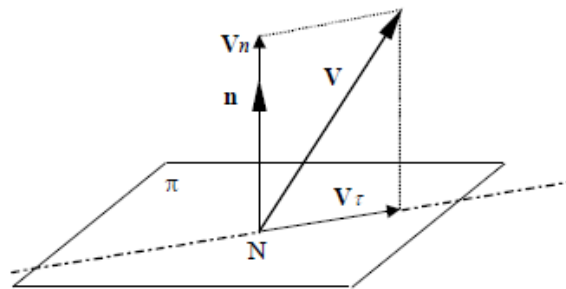


Figura 3.1 - Componentes de velocidade nos contornos a ser aplicado o deslizamento (baseado em BURBRIDGE, 1999)

onde  $\mathbf{V}$  é o vetor velocidade antes de aplicar as condições de deslizamento no nó de contorno  $N$ ,  $\pi$  é o plano tangente ao contorno no nó  $N$ ,  $\mathbf{V}_n$  é a componente normal da velocidade,  $\mathbf{V}_\tau$  é a componente tangencial localizada no plano  $\pi$  e  $\mathbf{n}$  é o vetor normal ao contorno no nó  $N$ . Então, uma vez calculada a velocidade  $\mathbf{V}$  e o vetor  $\mathbf{n}$ , a componente  $\mathbf{V}_\tau$  pode ser determinada definindo os vetores  $\boldsymbol{\tau}_1$  e  $\boldsymbol{\tau}_2$  da seguinte forma:

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\tau}_1 &= \mathbf{V} \times \mathbf{n} \\ \boldsymbol{\tau}_2 &= \mathbf{n} \times \boldsymbol{\tau}_1\end{aligned}\tag{3.34}$$

onde o símbolo  $\times$  indica um produto vetorial. Estes vetores são mostrados na Figura 3.2.

Assim, sendo  $\mathbf{V}_\tau$  a projeção de  $\mathbf{V}$  sobre  $\boldsymbol{\tau}_2$ , resulta que:

$$\mathbf{V}_\tau = \frac{\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau}_2}{\boldsymbol{\tau}_2 \cdot \boldsymbol{\tau}_2} \boldsymbol{\tau}_2\tag{3.35}$$

onde o símbolo  $\cdot$  indica um produto escalar. Finalmente, as condições de contorno de deslizamento são aplicadas nos nós do contorno desejado utilizando as seguintes condições:



$$\mathbf{V}_n = 0 \Rightarrow \mathbf{V} = \mathbf{V}_\tau \quad (3.36)$$

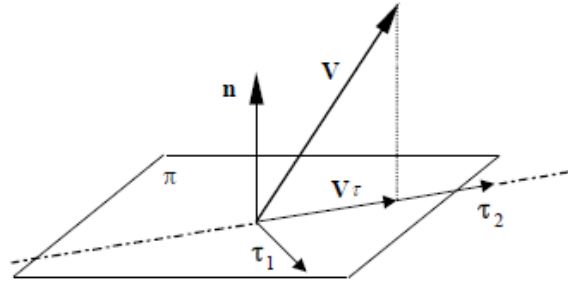


Figura 3.2 - Vetores  $\tau_1$  e  $\tau_2$  (baseado em BURBRIDGE, 1999)

A segunda metodologia manipula a velocidade local em nível de elemento, possibilitando uma aplicação mais geral, e pode ser entendida por analogia com o procedimento utilizado para calcular a reação num pórtico plano com barra inclinada e apoio de primeira classe na direção da mesma. Segundo Hasebe e Nomura (2006) e Nomura et al. (2009), para especificar a condição de deslizamento num contorno curvo, o vetor normal à superfície  $\mathbf{n}$  num nó do elemento finito, como mostrado na Figura 3.3 (a), é definido usando a média local das superfícies dos elementos circundantes, ou seja:

$$\mathbf{n} = \sum_{i=1}^{n_{sr}} \hat{\mathbf{n}}_i / n_{sr} \quad (3.37)$$

onde  $n_{sr}$  é o número de superfícies de elementos circundantes e  $\hat{\mathbf{n}}_i$  é o vetor normal unitário apontando para fora do domínio em cada superfície. No presente trabalho, a Equação (3.37) é substituída pela seguinte equação:

$$\mathbf{n} = \sum_{i=1}^{n_{sr}} \hat{\mathbf{n}}_i A_i / \sum_{i=1}^{n_{sr}} A_i \quad (3.38)$$

onde  $A_i$  é a área das superfícies dos elementos circundantes.

A partir do vetor normal unitário  $\mathbf{n}$ , pode ser introduzido um plano tangencial, como indicado na Figura 3.3 (b). Assim, pode ser definido o conjunto de graus de liberdade da velocidade nodal local como sendo  $\bar{\mathbf{u}}_n = \langle \bar{u}_n, \bar{v}_n, \bar{w}_n \rangle^T$ . A condição de contorno de

deslizamento pode ser introduzida especificando  $\bar{w}_n = 0$ , deixando as outras duas componentes,  $\bar{u}_n$  e  $\bar{v}_n$ , livres.

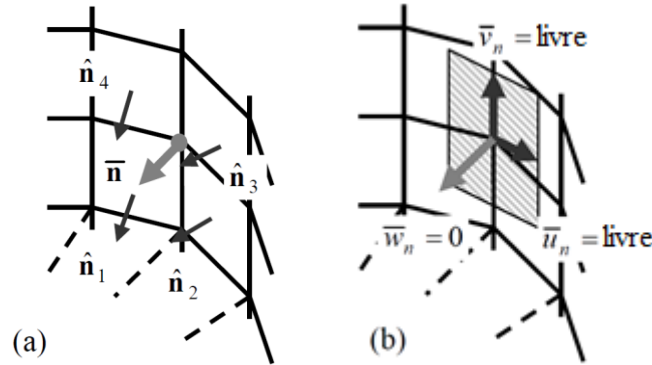


Figura 3.3 - Tratamento de um contorno curvo com deslizamento: (a) vetores unitários normais; (b) plano tangencial e graus de liberdade locais (baseado em NOMURA et al., 2009)

A seguinte transformação de coordenadas é introduzida entre os graus de liberdade nas coordenadas globais  $\mathbf{u} = \langle u, v, w \rangle^T$  e  $\bar{\mathbf{u}}_n$  pela equação:

$$\mathbf{u} = \mathbf{T}_n \bar{\mathbf{u}}_n \quad (3.39)$$

ou, para duas dimensões, mediante a equação:

$$\begin{Bmatrix} u_j \\ v_j \end{Bmatrix} = T(\bar{\theta}_j) \begin{Bmatrix} \bar{u}_j \\ \bar{v}_j \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \bar{\theta}_j & -\sin \bar{\theta}_j \\ \sin \bar{\theta}_j & \cos \bar{\theta}_j \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \bar{u}_j \\ \bar{v}_j \end{Bmatrix} \quad (3.40)$$

onde  $\mathbf{u}$  é um vetor contendo os graus de liberdade das velocidades nas coordenadas globais,  $\bar{\mathbf{u}}_n$  é um vetor contendo os graus de liberdade das velocidades nodais locais,  $u_j$  é a componente da velocidade nodal do escoamento segundo “ $x$ ”,  $v_j$  é a componente da velocidade nodal do escoamento segundo “ $y$ ”,  $\bar{u}_j$  é a componente da velocidade nodal do escoamento segundo a direção “ $\xi_w$ ”,  $\bar{v}_j$  é a componente da velocidade nodal do escoamento segundo a direção “ $\eta_w$ ” e  $\bar{\theta}_j$  é o ângulo do eixo “ $\xi_w$ ” em relação ao eixo “ $x$ ”. Estas variáveis são ilustradas na Figura 3.4 para um nó  $j$  genérico.

Para um elemento que está em contato com o contorno curvo com deslizamento, o vetor de velocidade nodal do elemento pode ser decomposto como  $\langle \mathbf{u}_e^T \quad \mathbf{u}_{ew}^T \rangle^T$  onde  $\mathbf{u}_{ew}$  é o vetor de velocidade nodal do nó da superfície e  $\mathbf{u}_e$  é o vetor de velocidade nodal do nó dentro do domínio. Este vetor de velocidade nodal do elemento pode ser transformado segundo a equação abaixo:

$$\begin{Bmatrix} \mathbf{u}_e \\ \mathbf{u}_{ew} \end{Bmatrix} = \mathbf{L}_e \begin{Bmatrix} \mathbf{u}_e \\ \mathbf{u}_e \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{I} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{T} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \mathbf{u}_e \\ \mathbf{u}_e \end{Bmatrix} \quad (3.41)$$

na qual  $\mathbf{T}$  é a matriz de transformação de coordenadas  $\mathbf{T}_n$ ,  $\mathbf{I}$  é a matriz identidade,  $\mathbf{u}_e$  é o vetor das componentes de velocidade relativas ao plano tangencial,  $\mathbf{u}_{ew}$  é o vetor de velocidade nodal do nó sobre o contorno e  $\mathbf{u}_e$  é o vetor de velocidade nodal do nó dentro do domínio.

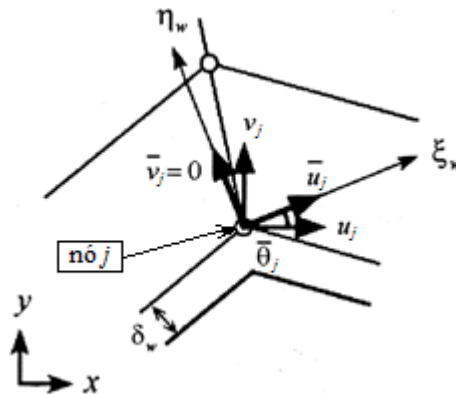


Figura 3.4 - Grau de liberdade da velocidade do escoamento no nó acima do contorno com deslizamento (baseado em HASEBE; NOMURA, 2006)

Considerando a função de base na formulação de elementos finitos correspondente à velocidade nodal, ela deve também ser transformada pela mesma transformação de coordenadas dada na Equação (3.41). Assim, cada uma das matrizes de coeficientes de elementos é modificada como exemplificado na expressão a seguir:

$$\begin{aligned}
\hat{\mathbf{M}} &= \sum_e \mathbf{L}_e^T \mathbf{M}_e \mathbf{L}_e, & \hat{\mathbf{AD}}(\bar{\mathbf{U}}) &= \sum_e \mathbf{L}_e^T \mathbf{AD}(\bar{\mathbf{U}})_e \mathbf{L}_e \\
\hat{\mathbf{D}} &= \sum_e \mathbf{L}_e^T \mathbf{D}_e \mathbf{L}_e, & \hat{\mathbf{G}} &= \sum_e \mathbf{L}_e^T \mathbf{G}_e
\end{aligned} \tag{3.42}$$

onde  $\mathbf{M}_e$ ,  $\mathbf{AD}(\bar{\mathbf{U}})_e$ ,  $\mathbf{D}_e$  e  $\mathbf{G}_e$  são as matrizes de massa, advecção, difusão e gradientes em nível de elemento e expressas no sistema de coordenadas globais,  $\bar{\mathbf{U}}$  é o vetor de velocidades nodais do escoamento transformado para as coordenadas  $\xi_w \eta_w$  e  $\mathbf{F}$  é o vetor de forças nodais externas transformado para as coordenadas  $\xi_w \eta_w$  (necessário para expressar as Equações de Navier-Stokes em coordenadas locais). Deste modo, a condição de deslizamento no contorno curvo pode ser introduzida no procedimento de solução.

Por outro lado, a condição de contorno com ângulo de afluência forçado pode ser introduzida utilizando a segunda metodologia apresentada acima para impor a condição de deslizamento, mas neste caso especificando as componentes  $\bar{u}_n = \bar{v}_n = 0$  e deixando a outra componente  $\bar{w}_n$  livre. Logo, sobre esta componente é realizada uma nova transformação de coordenadas segundo a Equação (3.40), com a diferença que agora  $\bar{\theta}_j$  é definido como o ângulo de afluência em relação ao vetor normal à superfície de contorno.

### 3.4 ESQUEMA NUMÉRICO PARA O MOVIMENTO DE MALHA

O esquema de movimento de malha utilizado neste trabalho foi adotado inicialmente por Teixeira (2001) e utiliza uma velocidade ponderada a partir das distâncias entre os nós internos e os nós de contorno do domínio do fluido. Assim, determinam-se as componentes do vetor velocidade de malha  $\mathbf{w}$  em pontos de controle pertencentes à região *ALE* da malha da seguinte forma:

$$w_k^i = \frac{\sum_{j=1}^{NS} a_{ij} w_k^j}{\sum_{j=1}^{NS} a_{ij}} \quad (i = 1, \dots, NALE; k = 1, 2, 3) \tag{3.43}$$

onde  $NS$  e  $NALE$  são, respectivamente, o número total de nós de fronteira e o número de nós internos, ambos relativos ao domínio *ALE*. Os fatores  $a_{ij}$  são os coeficientes de influência

entre os nós  $i$  do interior do domínio e os pontos  $j$  de fronteira, sendo variáveis conforme a distância, como mostrado na equação abaixo:

$$a_{ij} = (d_{ij})^{-n} \quad (3.44)$$

onde  $d_{ij}$  é a distância Euclidiana entre os nós  $i$  e  $j$  e  $n$  é um valor arbitrário, que tem a finalidade de atenuar a ponderação da distância sobre os valores de velocidade de malha, sendo tradicionalmente definido como 4, a exemplo dos trabalhos de Braun (2002) e Braun (2007). A Figura 3.5 ilustra a definição dos parâmetros para este esquema.

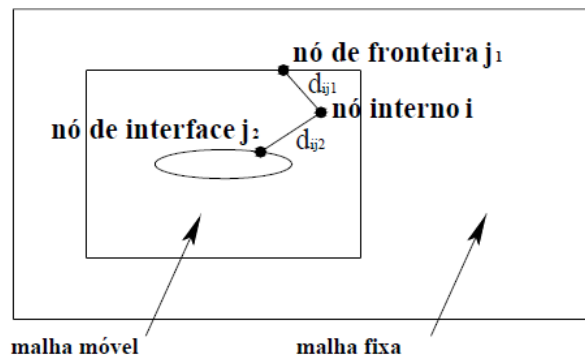


Figura 3.5 - Definição de parâmetros para o esquema de movimento de malha (baseado em BRAUN, 2007)

## 4 RESULTADOS

### 4.1 VALIDAÇÃO DO CÓDIGO

Nesta seção serão analisados alguns exemplos da Dinâmica dos Fluidos Computacional que permitam verificar o código implementado para este trabalho. Deste modo, serão abordados dois exemplos nos quais se evidenciem algumas funcionalidades incorporadas no código e que serão de suma importância para as simulações de tornados. Como estes exemplos abrangem escoamentos turbulentos, será possível comprovar a efetividade do modelo submalha baseado na Simulação de Grandes Escalas (*LES*) que utiliza o modelo clássico de Smagorinsky (1963). Entre os algoritmos implementados se encontra o da condição de contorno com deslizamento para superfícies curvas e o do movimento de malha segundo uma abordagem Arbitraria Lagrangeana-Euleriana (*ALE*). Os outros algoritmos adicionados ao código serão demonstrados nos exemplos específicos de tornados.

#### 4.1.1 Escoamento sobre um prisma quadrado 2D com deslizamento

Neste exemplo são analisadas as características do escoamento turbulento ( $Re = 2.2 \times 10^5$ ) sobre um prisma quadrado bidimensional no qual foi imposta uma condição de deslizamento na sua superfície. Na Figura 4.1 é apresentado um esquema do problema com as condições de contorno.

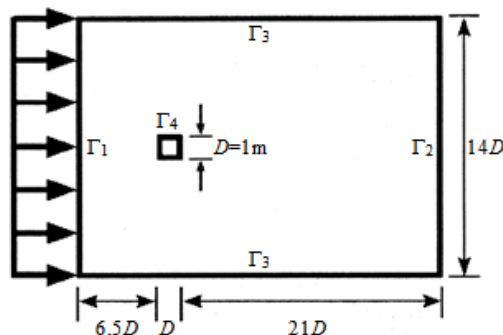


Figura 4.1 – Esquema e condições de contorno do domínio computacional com o prisma quadrado bidimensional (baseado em HASEBE; NOMURA, 2006)

A finalidade principal deste exemplo é comprovar a efetividade da rotina que incorpora a condição de deslizamento para superfícies curvas ou com cantos vivos. Os resultados obtidos

serão comparados principalmente com Hasebe e Nomura (2006), que apresentam dois tratamentos numéricos para obter a componente tangencial nos nós de contorno dos corpos imersos com arestas vivas e, a partir disso, aplicar uma lei de parede. O primeiro deles obtém uma direção fixa e geometricamente tangencial baseada na seguinte expressão:

$$\bar{\theta}_j = \frac{\bar{\theta}_a + \bar{\theta}_b}{2} \quad (4.1)$$

onde  $\bar{\theta}_j$  é o ângulo do eixo  $\xi_w$  no nó  $j$  enquanto  $\bar{\theta}_a$  e  $\bar{\theta}_b$  são os ângulos dos lados esquerdo  $a$  e direito  $b$  em relação ao eixo global  $x$ , como se pode observar na Figura 4.2. O segundo tratamento obtém uma direção variável segundo as características do escoamento local e corresponde ao esquema apresentado na Figura 4.3.

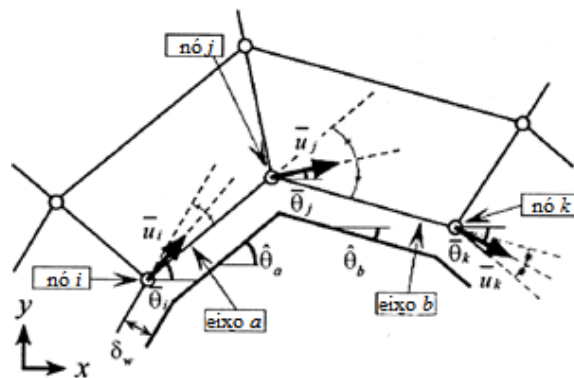


Figura 4.2 - Definição das variáveis do método de fixação da direção  $\bar{\theta}$  do eixo  $\xi_w$  na direção geometricamente tangente (baseado em HASEBE; NOMURA, 2006)

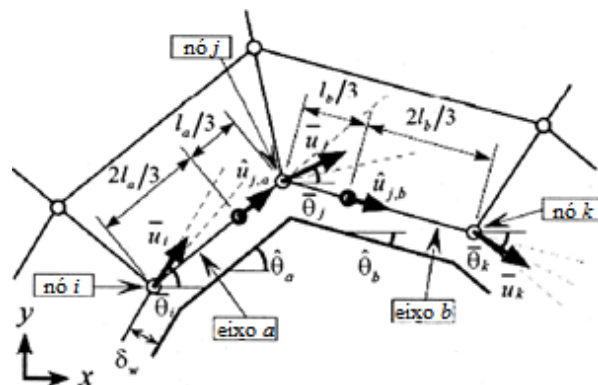


Figura 4.3 - Definição das variáveis do método de alteração da direção do eixo  $\xi_w$  de acordo com a velocidade de escoamento circundante (baseado em HASEBE; NOMURA, 2006)

As velocidades do escoamento nos lados  $a$  e  $b$  do elemento são calculadas, respectivamente, com as seguintes equações:

$$\hat{u}_{j,a} = \frac{1}{3} \left[ \bar{u}_i \cos(\bar{\theta}_i - \hat{\theta}_a) \right] + \frac{2}{3} \left[ \bar{u}_j \cos(\bar{\theta}_j - \hat{\theta}_a) \right] \quad (4.2)$$

$$\hat{u}_{j,b} = \frac{2}{3} \left[ \bar{u}_j \cos(\bar{\theta}_j - \hat{\theta}_b) \right] + \frac{1}{3} \left[ \bar{u}_k \cos(\bar{\theta}_k - \hat{\theta}_b) \right] \quad (4.3)$$

onde  $\bar{u}_i$  e  $\bar{u}_k$  são as componentes de velocidade do escoamento nos nós  $i$  e  $k$  segundo a direção do eixo  $\xi_w$  e  $\bar{\theta}_i$  e  $\bar{\theta}_k$  são a suas inclinações. Com estas velocidades são avaliados os pesos através das expressões:

$$\hat{W}_{j,a} = \frac{\hat{u}_{j,a}}{|\hat{u}_{j,a}| + |\hat{u}_{j,b}|} \quad (4.4)$$

$$\hat{W}_{j,b} = \frac{\hat{u}_{j,b}}{|\hat{u}_{j,a}| + |\hat{u}_{j,b}|} \quad (4.5)$$

que serão utilizados na seguinte equação de ponderação que dará o ângulo  $\bar{\theta}_j$  do eixo  $\xi_w$  no nó  $j$  em relação ao eixo global  $x$ :

$$\bar{\theta}_j = \hat{W}_{j,a} \hat{\theta}_a + \hat{W}_{j,b} \hat{\theta}_b \quad (4.6)$$

Entre as duas rotinas implementadas e mencionadas na seção 3.3, se escolheu a segunda por ser a mais geral das duas. Esta metodologia reúne as características do primeiro tratamento apresentado aqui (HASEBE; NOMURA, 2006) e a primeira rotina explicada na seção 3.3 (BURBRIDGE, 1999).

As características da malha utilizada neste problema são apresentadas na Figura 4.4 e a sua forma geral corresponde à malha utilizada por Braun (2007). Nesta figura (e na correspondente aos outros exemplos) o primeiro número dentro do quadro é o número de elementos e o segundo é a relação entre o maior e o menor elemento da aresta na qual ele se encontra. Esta malha, designada como M140x130, contém 34844 elementos, 70478 nós e, o tamanho do menor elemento da malha é de aproximadamente  $3.49 \times 10^{-3}$  m, o qual encontra-se adjacente ao prisma.



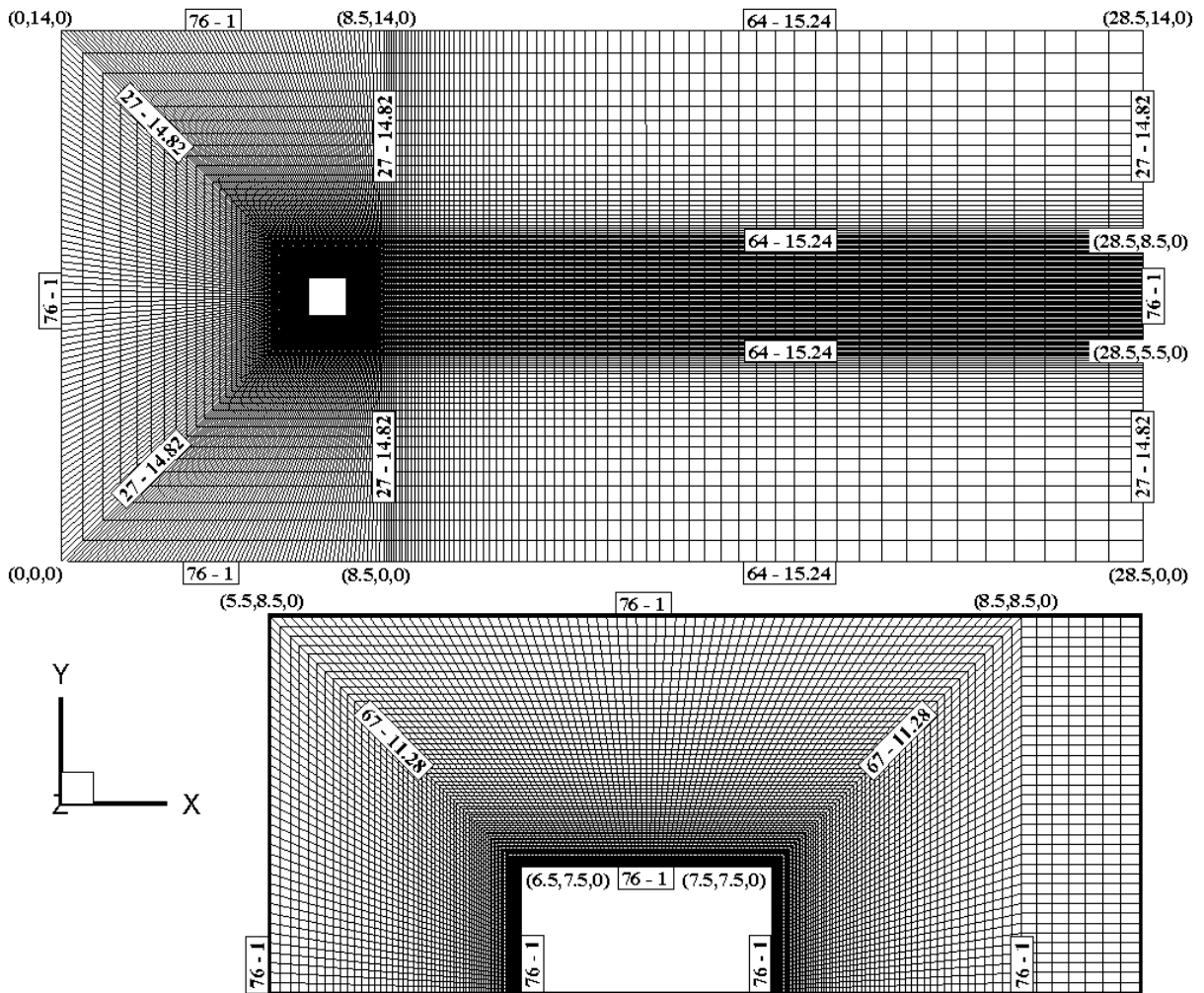


Figura 4.4 - Características da malha de análise do prisma quadrado bidimensional

As condições iniciais utilizadas são as denominadas homogêneas, ou seja, velocidade e pressão nula em todos os pontos da malha. Com base na Figura 4.1, a seguir são apresentadas as condições de contorno do problema por superfície:

- $\Gamma_1$  :  $v_1 = 10 \text{ m/s}$  e  $v_2 = 0 \text{ m/s}$ ;
- $\Gamma_2$  :  $t_1 = t_2 = t_3 = 0$  e  $p = 0$ ;
- $\Gamma_3$  :  $v_1 = 10 \text{ m/s}$  e  $v_2 = 0 \text{ m/s}$ ;
- $\Gamma_4$  : condição de deslizamento ( $\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = 0$ );
- $v_3 = 0 \text{ m/s}$  para todos os nós da malha.

Nesta análise foi adotada uma abordagem *LES* aproximada, uma vez que emprega-se apenas um elemento finito na direção longitudinal do prisma. Além disso, foram ignoradas as flutuações de turbulência na corrente incidente devido a sua baixa intensidade. Os dados referentes a constantes físicas e geométricas, além de parâmetros computacionais adotados neste problema, são apresentados na Tabela 4.1, onde pode ser constatado que o incremento de tempo foi calculado com a Equação (3.12) da seção 3.1.2 e corresponde a um valor quase 10 vezes menor que o utilizado por Hasebe e Nomura (2006).

Tabela 4.1 - Constantes físicas e geométricas utilizadas nas análises do escoamento sobre o prisma quadrado bidimensional

<b>Velocidade de referência (<math>V_{\infty}</math>)</b>	10,0 m/s
<b>Parâmetro de Compressibilidade Artificial (<math>\beta</math>)</b>	50,0 m/s
<b>Viscosidade cinemática (<math>\nu</math>)</b>	$4,55 \times 10^{-4}$ m <sup>2</sup> /s
<b>Viscosidade volumétrica (<math>\lambda/\rho</math>)</b>	0,0 m <sup>2</sup> /s
<b>Massa específica (<math>\rho</math>)</b>	1,0 Kg/m <sup>3</sup>
<b>Constante de Smagorinsky (<math>C_s</math>)</b>	0,25
<b>Dimensão característica (<math>D</math>)</b>	1,0 m
<b>Coefficiente de segurança (<math>\alpha</math>)</b>	0,41
<b>Incremento de tempo (<math>\Delta t</math>)</b>	$2,4 \times 10^{-5}$ s
<b>Tempo final (<math>t_f</math>)</b>	45 s
<b>Parâmetro seletivo de massa (<math>e</math>)</b>	0,0

Neste exemplo, assim como nos outros que apresentem corpos imersos, resulta de interesse o cálculo dos coeficientes de força em  $X$  e  $Y$  e, em alguns casos, o de momento em  $Z$  para fins de comparação. Estes três coeficientes podem ser avaliados através das seguintes expressões:

$$C_x = \frac{\sum_{i=1}^{NNI} F_x^i}{1/2 \rho V_{\infty}^2 D} \quad (4.7)$$

$$C_y = \frac{\sum_{i=1}^{NNI} F_y^i}{1/2 \rho V_{\infty}^2 D} \quad (4.8)$$

$$C_{Mz} = \frac{\sum_{i=1}^{NNI} (F_x^i l_y^i - F_y^i l_x^i)}{1/2 \rho (V_\infty D)^2} \quad (4.9)$$

onde  $F_x^i$  e  $F_y^i$  são as forças que atuam sobre a estrutura no nó  $i$  da interface nas direções  $X$  e  $Y$ , respectivamente,  $l_x^i$  e  $l_y^i$  as projeções da distância do centro de gravidade do corpo ao nó  $i$  segundo os eixos  $X$  e  $Y$ , respectivamente,  $NNI$  é o número de nós localizado na interface solido-fluido.

Por outro lado, o coeficiente de pressão no nó  $i$  da interface pode ser calculado utilizando a seguinte expressão:

$$C_p^i = \frac{P_i - P_0}{1/2 \rho V_\infty^2} \quad (4.10)$$

onde  $p_i$  é a pressão que atua sobre o nó  $i$  e  $p_0$  é uma pressão de referência (por exemplo, a pressão numa região não perturbada do escoamento).

Na Figura 4.5 e Figura 4.6 são apresentadas as linhas de corrente e o campo de pressão para o tempo  $t = 19,5$  s, respectivamente, ao lado dos resultados obtidos por Hasebe e Nomura (2006). Neste caso, são apresentados os resultados correspondentes ao segundo procedimento mencionado acima para a determinação da direção da velocidade tangente no contorno do prisma (da Equação (4.2) à (4.6)).

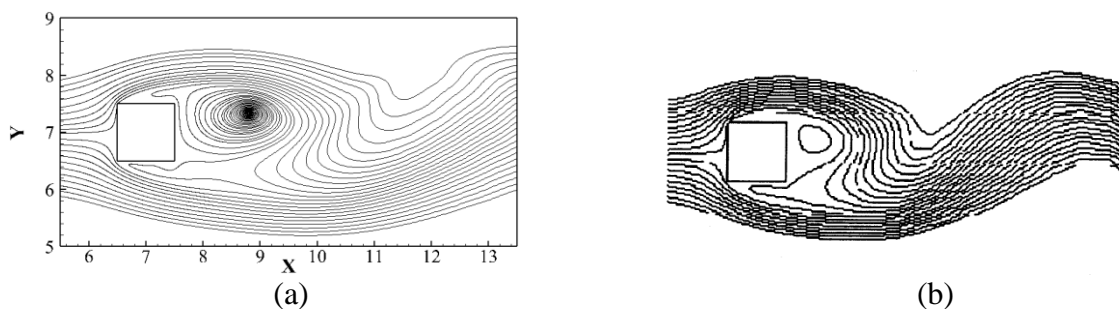


Figura 4.5 - Linhas de corrente instantâneas do prisma quadrado bidimensional: (a) presente trabalho; (b) caso 2 de Hasebe e Nomura (2006)

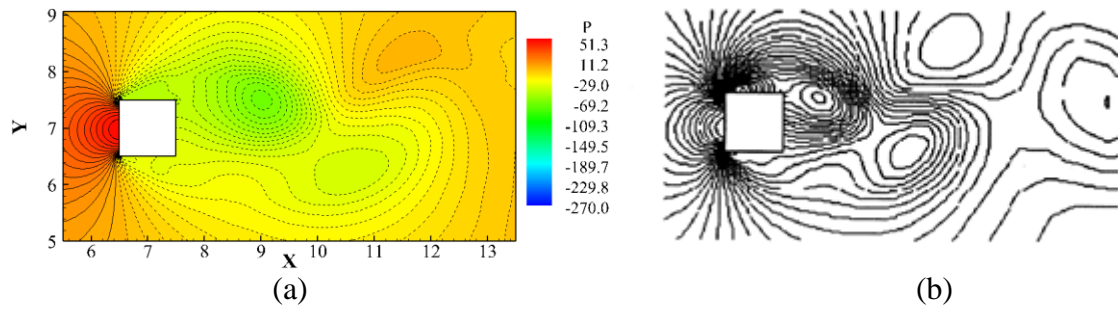


Figura 4.6 - Distribuição de pressão instantânea do prisma quadrado bidimensional: (a) presente trabalho; (b) caso 2 de Hasebe e Nomura (2006)

Como é possível observar, os campos anteriores são bem parecidos, embora uma comparação quantitativa não seja possível uma vez que a referência, aqui utilizada, não forneça mais detalhes neste sentido.

Na Figura 4.7 mostra-se o campo da componente de vorticidade perpendicular ao plano de análise para o mesmo instante de tempo. Podemos observar que o vórtice próximo ao corpo tem um valor negativo, indicando assim uma rotação no sentido horário.

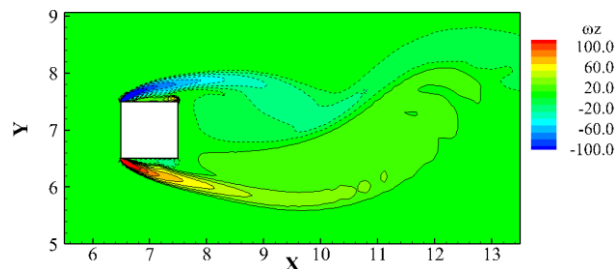


Figura 4.7 - Distribuição da vorticidade instantânea para o prisma quadrado bidimensional

Na Figura 4.8 mostra-se um detalhe da malha com os vetores de velocidade coloridos de acordo com a magnitude dos mesmos. Ao lado aparece o detalhe apresentado por Hasebe e Nomura (2006) para a mesma região e correspondente à primeira metodologia exposta acima para determinar a direção da velocidade tangente no contorno do prisma (Equação (4.1)). Nota-se o maior refinamento da malha utilizada neste trabalho devido à falta da Lei de Parede e que em ambas as situações o vetor velocidade do vértice tem um ângulo de  $45^\circ$  com relação à horizontal. Na segunda metodologia utilizada pela referência o ângulo médio é  $64,5^\circ$ .

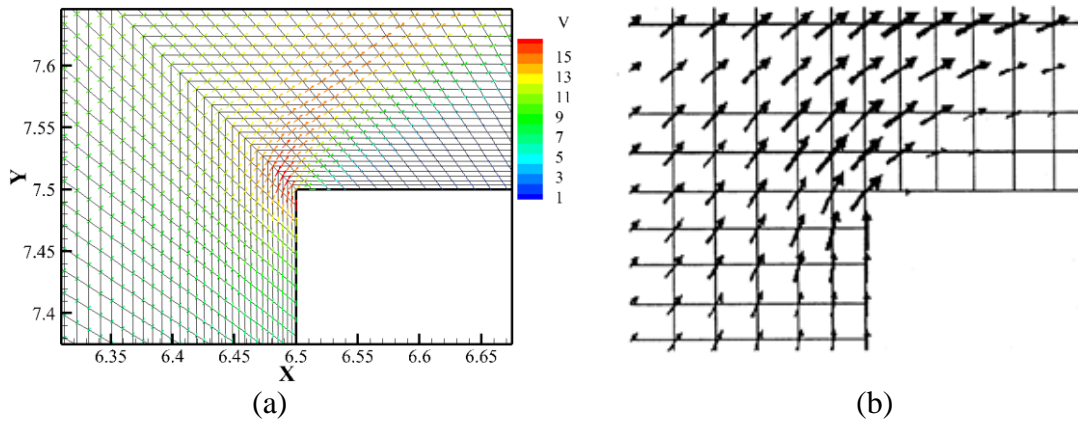


Figura 4.8 - Vetores de velocidade na borda de ataque superior do prisma quadrado bidimensional: (a) presente trabalho; (b) caso 1 de Hasebe e Nomura (2006)

Na Figura 4.9 (a), Figura 4.10 (a) e Figura 4.10 (b) são apresentados os históricos dos coeficientes de força segundo as direções  $X$  e  $Y$ , além do espectro de potência referente à direção  $Y$ . Como parâmetro de referência, na Figura 4.9 (b) apresenta-se o histórico de  $C_x$  obtido por Kato e Launder (1993). A variação irregular do  $C_y$  é evidenciado pela importância que apresentam outras frequências próximas da frequência de desprendimento de vórtice (com maior pico no espectro).

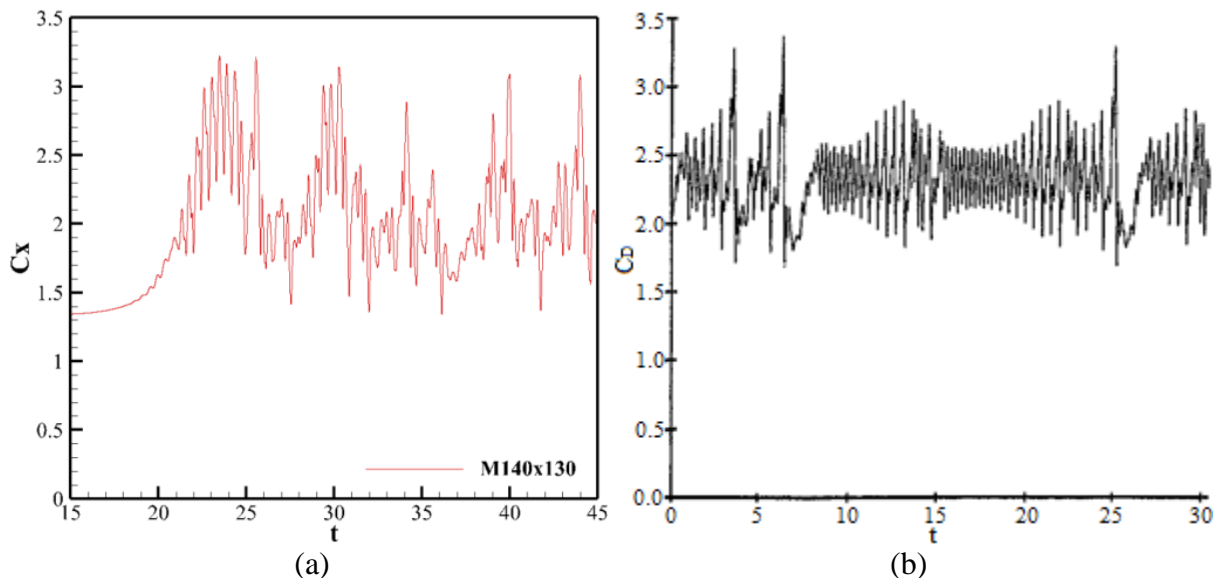


Figura 4.9 - Histórico do coeficiente de força em  $X$  sobre o prisma quadrado bidimensional: (a) presente trabalho; (b) baseado em Kato e Launder (1993)

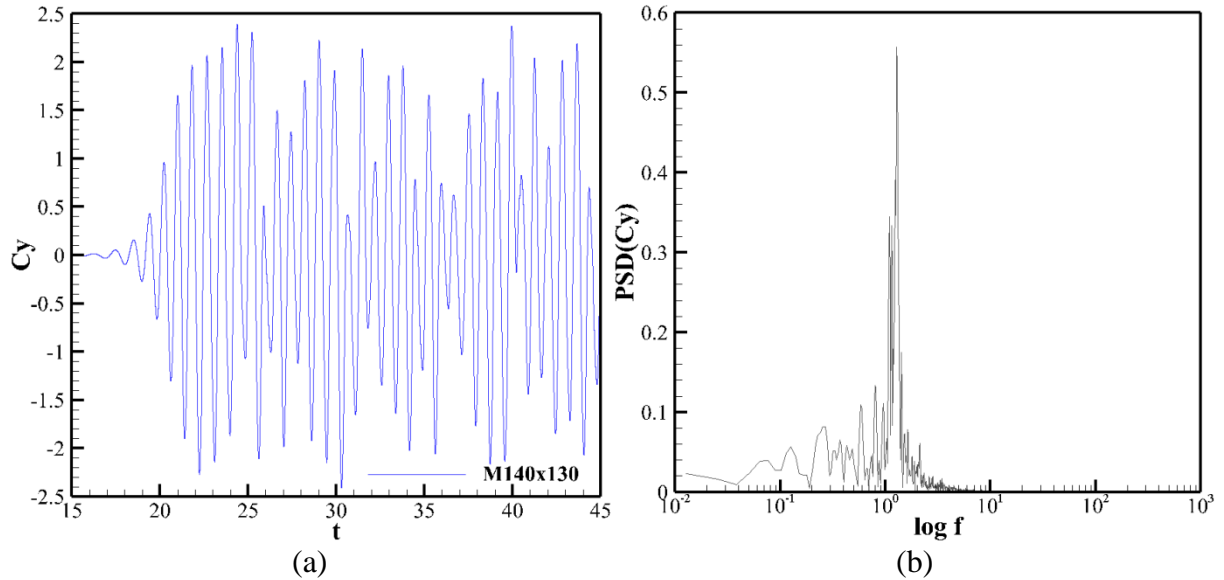


Figura 4.10 - Coeficientes de força em  $Y$  obtido sobre o prisma quadrado bidimensional: (a) histórico; (b) espectro de potencia

A partir destes históricos são determinados os coeficientes de força  $C_x$  médio e  $C_y$  médio quadrático ( $RMS$ ) e, com a frequência  $f_s$  correspondente ao pico do espectro, calcula-se o número de Strouhal  $S_t$ . Os valores obtidos neste trabalho são apresentados na Tabela 4.2 junto com os valores obtidos por outros autores. Os valores do  $\bar{C}_x$  e do  $S_t$  correspondem muito bem aos valores experimentais e numéricos, enquanto o  $C_{y(rms)}$  se encontra dentro do intervalo de valores de referência apresentados. Estas médias foram calculadas considerando os últimos 15 segundos da simulação para considerar o campo bem desenvolvido. É importante esclarecer que os dois últimos autores (KATO; LAUNDER, 1993; LYN et al., 1995) não consideram a condição de deslizamento na superfície do prisma.

Tabela 4.2 - Comparação dos coeficientes aerodinâmicos médios e do número de Strouhal sobre o prisma quadrado bidimensional

Malhas	Autor	$\bar{C}_x$	$C_{y(rms)}$	$S_t$
140x130	Presente estudo	2,05	1,15	0,128
90x76	Hasebe e Nomura (2006)	2,13	0,73	0,129
104x70	Kato e Launder (1993)	2,07	1,31	0,147
Experimental	Lyn et al. (1995)	2,1	-	0,130

A partir dos 30 segundos foram calculados os campos médios das variáveis do problema. Diversos trabalhos analisam os perfis de velocidade média em pontos determinados do domínio (BRAUN, 2007; DURÃO et al., 1988; LYN et al., 1995). A Figura 4.11 mostra o

perfil da componente  $v_1$  da velocidade média ao longo de uma linha horizontal posicionada em  $Y = 7,0$  m que vai do contorno lateral posterior do prisma até a coordenada  $X = 16,0$  m. Conjuntamente são apresentados dois perfis correspondentes aos resultados experimentais obtidos por Durão et al. (1988) e Lyn et al. (1995). É possível observar que no intervalo  $7,5 < X < 8,1$  m o perfil aqui obtido está praticamente sobreposto com o de Lyn et al. (1995). Já no intervalo  $8,1 < X < 9,1$  m ele está coincidindo com o de Durão et al. (1988), apresentando valores levemente superiores no trecho final, mas mantendo a mesma distribuição.

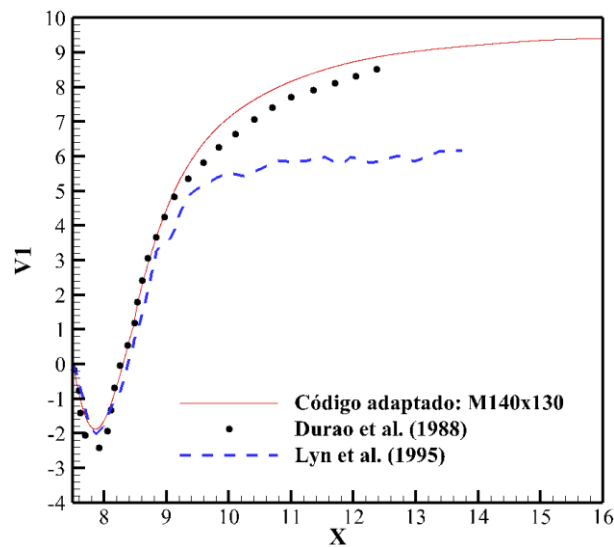


Figura 4.11 - Perfis de velocidade média  $v_1$  atrás da parede lateral posterior do prisma em  $Y = 7$  m

Do mesmo modo, na linha vertical coincidente com a coordenada  $X = 8$  m e que vai de  $Y = 7$  m até  $Y = 9$  m, também foram determinados os perfis das componentes  $v_1$  e  $v_2$  da velocidade média do escoamento, como apresentado na Figura 4.12 (a) e na Figura 4.12 (b). Novamente foram colocados na mesma figura os perfis correspondentes aos resultados experimentais de Durão et al. (1988) e Lyn et al. (1995) e, ao lado, os perfis obtidos por Braun (2007) para a componente  $v_2$ . Em relação ao perfil da componente  $v_1$  da velocidade observa-se um comportamento geral mais parecido ao de Lyn et al. (1995), se bem que no intervalo  $7,35 < Y < 8,05$  m os resultados de Durão et al. (1988) estão mais próximos. Por outro lado, a componente  $v_2$  da velocidade tem valores médios entre os perfis experimentais no intervalo  $7 < Y < 7,5$  m, se afastando logo após de ambos e parecendo-se mais ao perfil obtido por

Braun (2007), o qual utilizou um esquema explícito de dois passos e modelo dinâmico de Smagorinsky. Finalmente, o perfil volta a se sobrepor com o perfil de Lyn et al. (1995) a partir de  $Y = 8,55\text{ m}$ . Este afastamento dos valores de referência obrigaria realizar mais análises para determinar o efeito das condições com e sem deslizamento ou a influência dos outros parâmetros envolvidos, principalmente o coeficiente de Smagorinsky  $C_s$ .

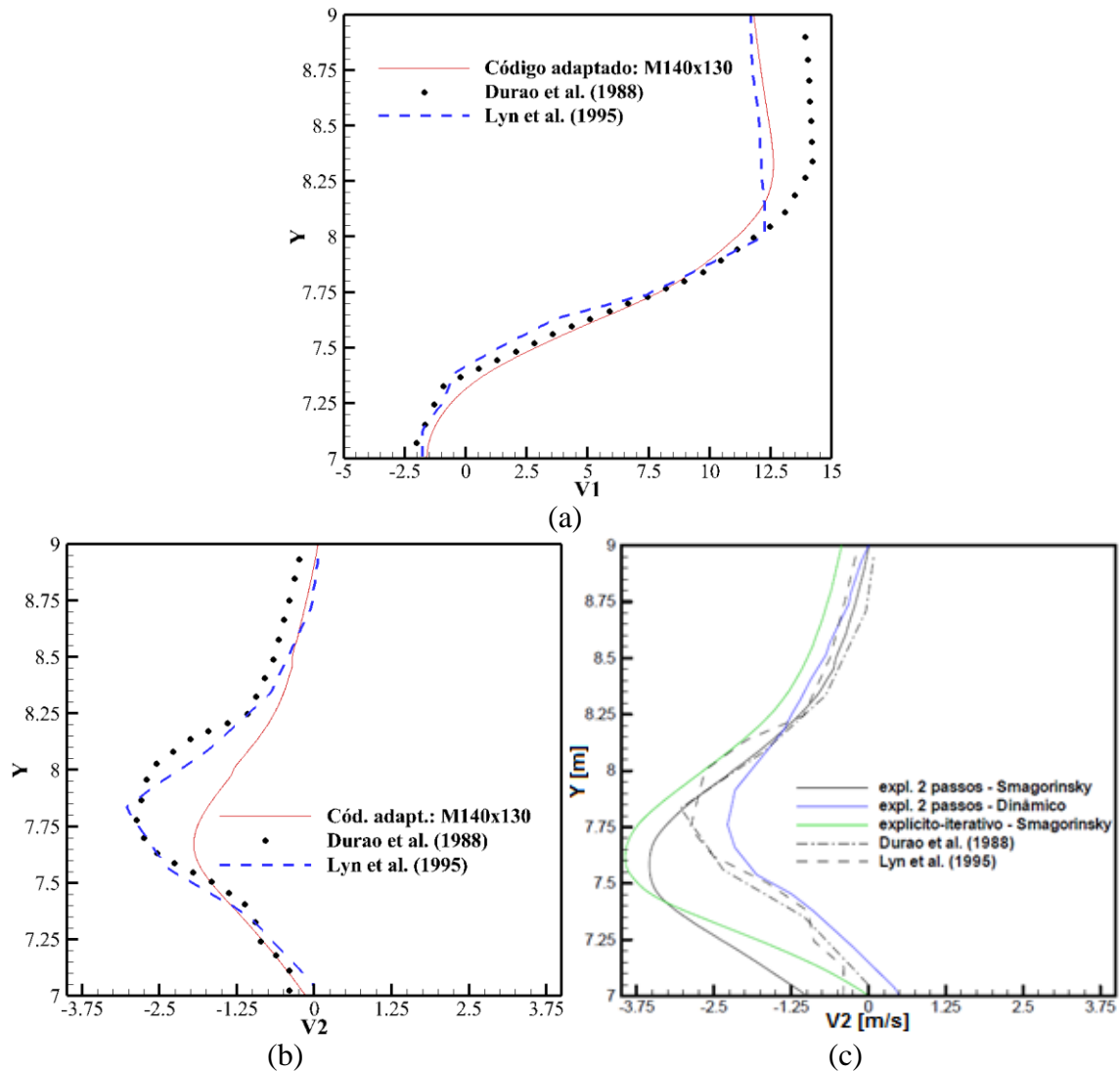


Figura 4.12 - Perfis de velocidades médias acima da parede superior do prisma em  $X = 8\text{ m}$ : (a)  $v_1$  do presente trabalho; (b)  $v_2$  do presente trabalho; (c)  $v_2$  de Braun (2007)

A outra variável média analisada é a pressão a partir do coeficiente de pressão médio  $C_p$  no contorno do prisma quadrado. Assim, na Figura 4.13 (a) é apresentada a distribuição de  $C_p$  começando pelo vértice inferior esquerdo e percorrendo a superfície do prisma em sentido



horário. Também são apresentadas varias distribuições de  $C_p$  expostas no trabalho de Lee (1975), onde são considerados outros autores e diversas malhas. Logo são visualizadas algumas diferenças, tais como o maior valor positivo de  $C_p$  na parte frontal do prisma, os picos presentes nos vértices do prisma (pontos singulares) e maiores valores nos extremos esquerdos das faces superior e inferior em comparação com a média dos valores de referência. Mesmo assim, as variações entre os valores de referência são significativos em alguns casos (faces superior, inferior e posterior). Tanto na parte posterior como nas faces superior e inferior percebe-se uma boa correspondência com os pontos ( $\square$ ) apresentados por Pocha (1971) e os resultados do presente trabalho.

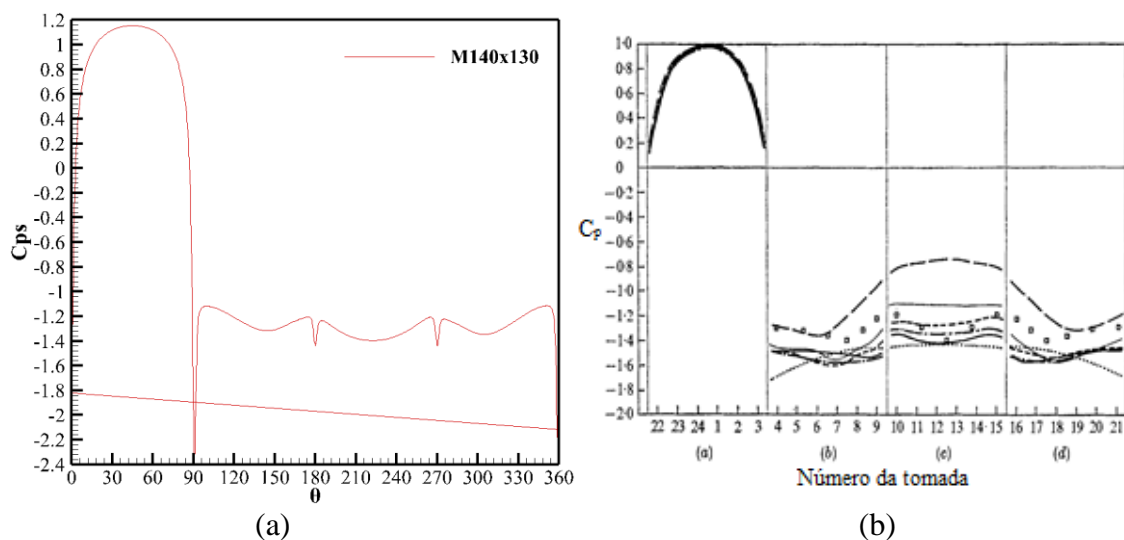


Figura 4.13 – Distribuição do coeficiente de pressão médio  $C_p$  sobre o prisma quadrado bidimensional: (a) presente trabalho; (b) baseado em Lee (1975)

#### 4.1.2 escoamento sobre um cilindro circular 2D com oscilações forçadas transversais

Este problema trata da simulação do escoamento ao redor de um cilindro submetido a um movimento forçado que descreve um deslocamento senoidal periódico (Figura 4.14). Diversos autores analisaram este problema utilizando abordagens diferentes quanto à forma de modelação, discretização espacial, metodologias para movimentar o corpo imerso, Número de Reynolds, amplitude de deslocamento, frequências, condições de contorno, etc. (CARRERO; RENGEL, 2013; GU et al., 1994; GUILMINEAU; QUEUTEY, 2002; HUANG et al., 2007; KIM; CHOI, 2006; LU; DALTON, 1996; PHAM et al., 2010; PINTO, 2008, 2012).

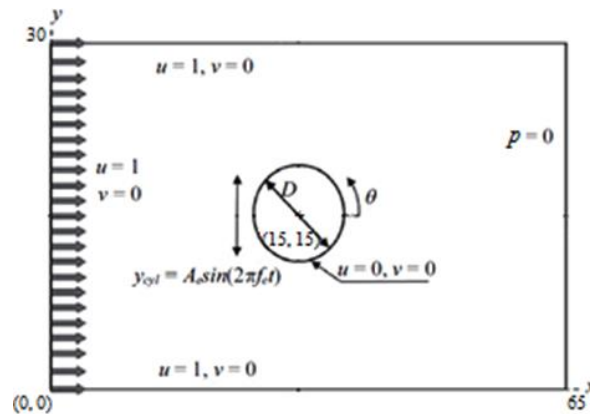


Figura 4.14 – Esquema, sistema de coordenadas e condições de contorno do domínio computacional com o cilindro circular bidimensional (baseado em PHAM et al., 2010)

A intenção de analisar este problema reside na comprovação da metodologia de movimento de malha utilizada para movimentar corpos imersos. Como mencionado na seção 3.5, a metodologia utiliza uma formulação Arbitraria Lagrangeana-Euleriana (*ALE*) empregada por Braun (2007). Por outro lado, é bem comum observar nas referências a utilização do método da Fronteira Imersa (*IB*), que incorpora um termo de força na equação de Navier-Stokes referente à região dos pontos onde se deseja representar o corpo imerso e tem a mesma magnitude e sentido oposto à força gerada pelo escoamento local. Este método tem a vantagem de não gerar descontinuidades na malha, permitindo assim um tratamento contínuo dos pontos da mesma e uma consequente redução do custo computacional.

As seguintes equações descrevem, respectivamente, o movimento senoidal do cilindro segundo o eixo  $Y$  e sua velocidade em cada instante de tempo  $t$ :

$$y_{cil} = A_e \sin\left(\frac{2\pi}{T_e} t + \phi_e\right) \quad (4.11)$$

$$v_{ycil} = \frac{2\pi A_e}{T_e} \cos\left(\frac{2\pi}{T_e} t + \phi_e\right) \quad (4.12)$$

onde  $A_e$  é a amplitude do deslocamento,  $T_e$  é o período de oscilação e  $\phi_e$  é o ângulo de fase do deslocamento.

Na Figura 4.15 acima pode-se observar a malha de elementos finitos adotada neste problema com as coordenadas dos pontos, números de elementos e espaçamentos utilizados na geração

da mesma. Também foi delimitada com linhas vermelhas a região correspondente ao domínio *ALE*, que vai do contorno do cilindro (comportamento totalmente Lagrangeano), até a região correspondente ao comportamento puramente Euleriano. O número de elementos desta malha, designada como M84x45, é de 19035, o número de nós é de 38508 e o tamanho do menor elemento é de  $4,92 \times 10^{-3}$  m, localizado adjacente ao cilindro.

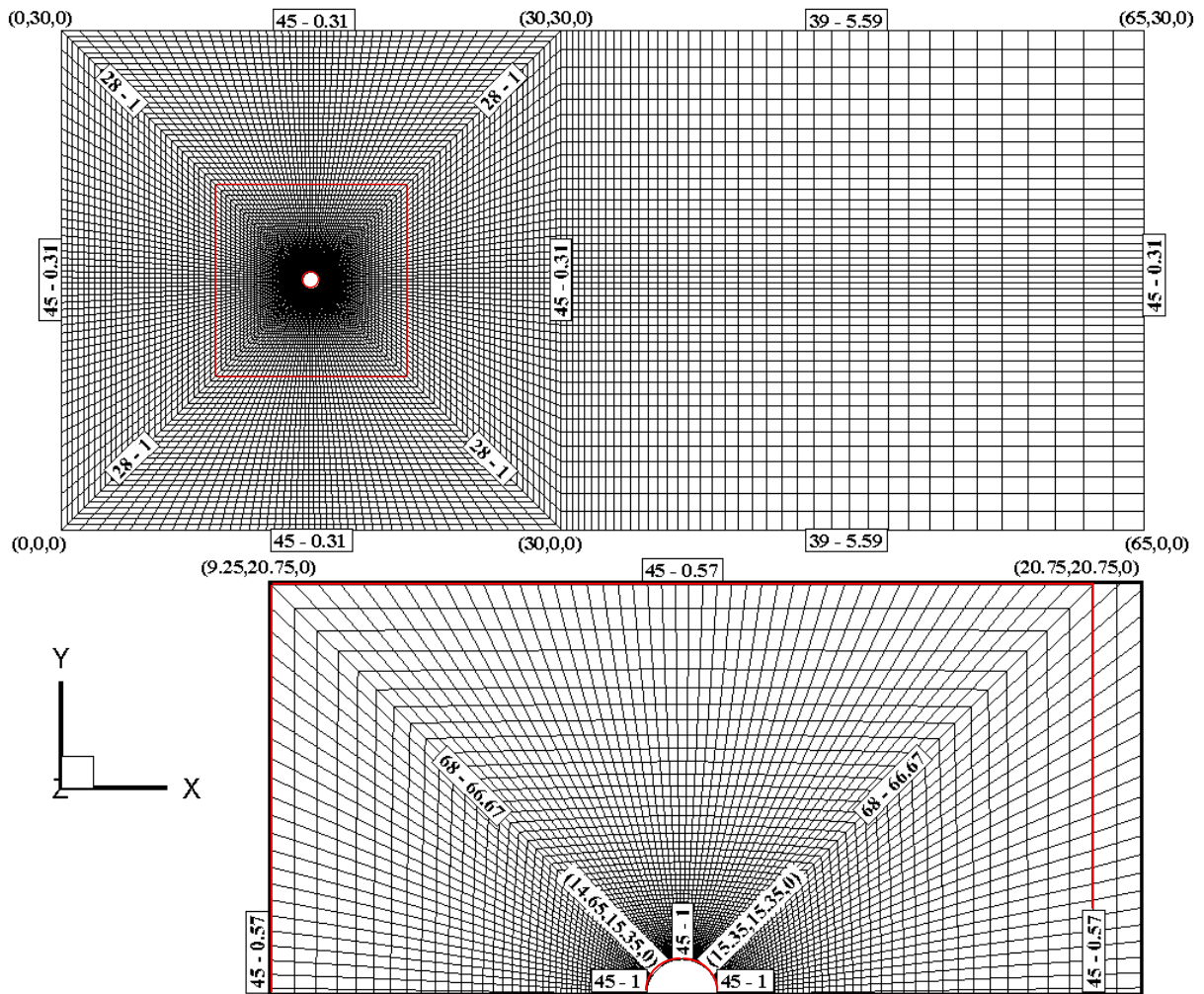


Figura 4.15 - Características da malha de análise do cilindro circular bidimensional

As condições iniciais utilizadas correspondem a uma condição com distribuição homogênea das variáveis, sendo que o movimento do cilindro começa apenas quando os campos de velocidade e pressão já estavam suficientemente desenvolvidos. No mesmo sentido, foi realizado um estudo sobre a importância dos valores dos coeficientes de força no momento de iniciar o movimento do cilindro. Assim, a Figura 4.16 (a), (b), (c) e (d) mostra os

comportamentos iniciais dos coeficientes de força  $C_x$  e  $C_y$  partindo do valor máximo de  $C_y$ , partindo de zero descendente, mínimo e zero ascendente, respectivamente.

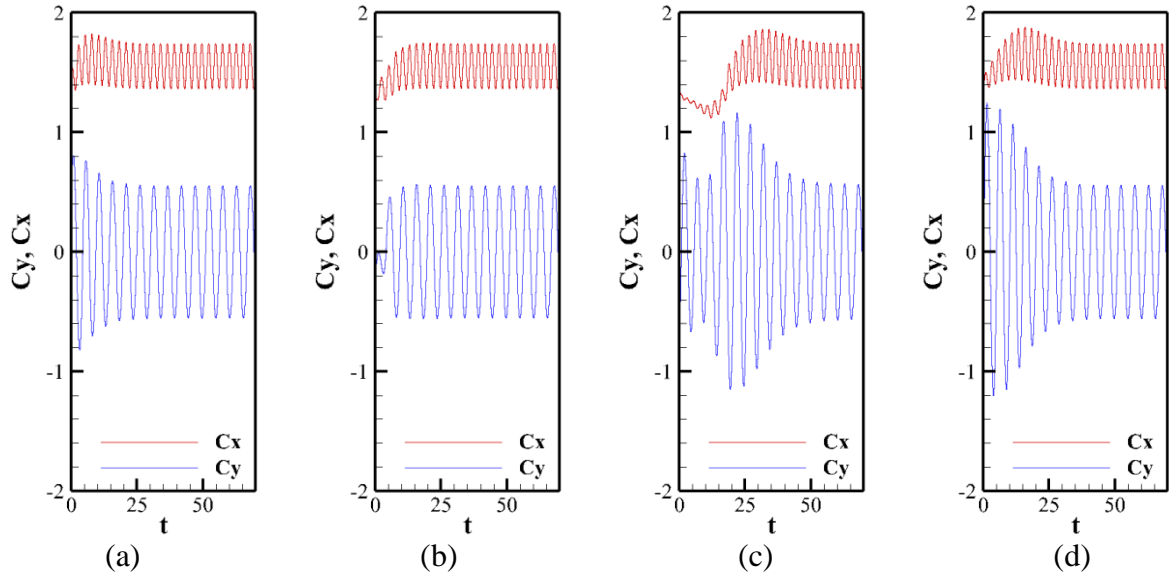


Figura 4.16 - Comportamento transiente dos coeficientes aerodinâmicos segundo a condição inicial de  $C_y$ : (a) máximo; (b) zero descendente; (c) mínimo; (d) zero ascendente

É clara a importância deste fator na amplificação destes coeficientes nesta etapa de transição, permitindo concluir que a situação na qual se parte o movimento de  $C_y$  igual a zero e em aumento gera o comportamento mais próximo ao que se observa nas referências. Cabe mencionar que o instante em que o movimento começa constitui-se em uma condição particular porque o movimento começa com a velocidade máxima. Neste sentido, foram testadas situações que partem da velocidade zero e máxima amplitude, além da condição com aplicação da velocidade aumentando gradativamente de forma linear, sem apresentar, porém, melhora significativa. Finalmente, a condição inicial adotada para o início do movimento do cilindro e que corresponde suficientemente com as referências refere-se a um ponto posicionado no valor mínimo de  $C_x$  e entre o  $C_y$  mínimo e o valor zero em condição ascendente.

Quanto às condições de contorno, são usadas aquelas apresentadas na Figura 4.14, mas também foram testadas outras condições, onde não é considerada a pressão nula na saída, a componente  $v_2$  nos contornos superior e inferior era nula e a implementação de gradiente nulo de velocidades e pressão nesses contornos.

Os dados considerados para o problema em questão são resumidos na Tabela 4.3, mostrada a seguir.

Tabela 4.3 - Constantes físicas e geométricas utilizadas nas análises do escoamento sobre o cilindro circular bidimensional

<b>Velocidade de referência (<math>V_\infty</math>)</b>	1,0
<b>Parâmetro de Compressibilidade Artificial (<math>\beta</math>)</b>	11,5
<b>Viscosidade cinemática (<math>\nu</math>)</b>	$5,40 \times 10^{-3}$
<b>Viscosidade volumétrica (<math>\lambda/\rho</math>)</b>	$0,0 \text{ m}^2/\text{s}$
<b>Massa específica (<math>\rho</math>)</b>	1,0
<b>Constante de Smagorinsky (<math>C_s</math>)</b>	0,0
<b>Dimensão característica (<math>D</math>)</b>	1,0
<b>Período de oscilação (<math>T_e</math>)</b>	5,83; 5,24; 4,77
<b>Amplitude do deslocamento (<math>A_e</math>)</b>	0,2
<b>Ângulo de fase do deslocamento (<math>\phi_e</math>)</b>	0,0
<b>Velocidade máxima da oscilação (<math>V_e</math>)</b>	0,22; 0,24; 0,26
<b>Coefficiente de segurança (<math>\alpha</math>)</b>	0,51
<b>Incremento de tempo (<math>\Delta t</math>)</b>	$2,0 \times 10^{-4}$
<b>Tempo final (<math>t_f</math>)</b>	200; 400
<b>Parâmetro seletivo de massa (<math>e</math>)</b>	0,7
<b>Tempo de início da oscilação (<math>t_i</math>)</b>	192,36
<b>Expoente do ALE (<math>n</math>)</b>	4,0
<b>Número de Keulegan-Carpenter (<math>KC</math>)</b>	1,26

As simulações com movimento senoidal basearam-se na relação de frequências  $F = f_e/f_s$ , sendo  $f_e = 1/T_e$  a frequência de oscilação e  $f_s$  a frequência de despreendimento de vórtice para o cilindro estacionário. Assim, na Figura 4.17 (a), (b), (c) e (d) são apresentados os campos de pressão suavizada das simulações onde o cilindro está imóvel, inicialmente, passando a movimentar-se com as relações de frequência  $F = 0,9$ ,  $1,0$  e  $1,1$ , respectivamente, na situação correspondente à posição extrema superior do deslocamento. As situações (b) e (c) geram campos de pressão semelhantes, com diferenças na intensidade e espaçamento dos pontos de baixa pressão na esteira. Enquanto que a situação (d) apresenta um campo quase simétrico axialmente em relação às anteriores, mas com um espaçamento dos pontos de baixa pressão semelhante à situação (c).

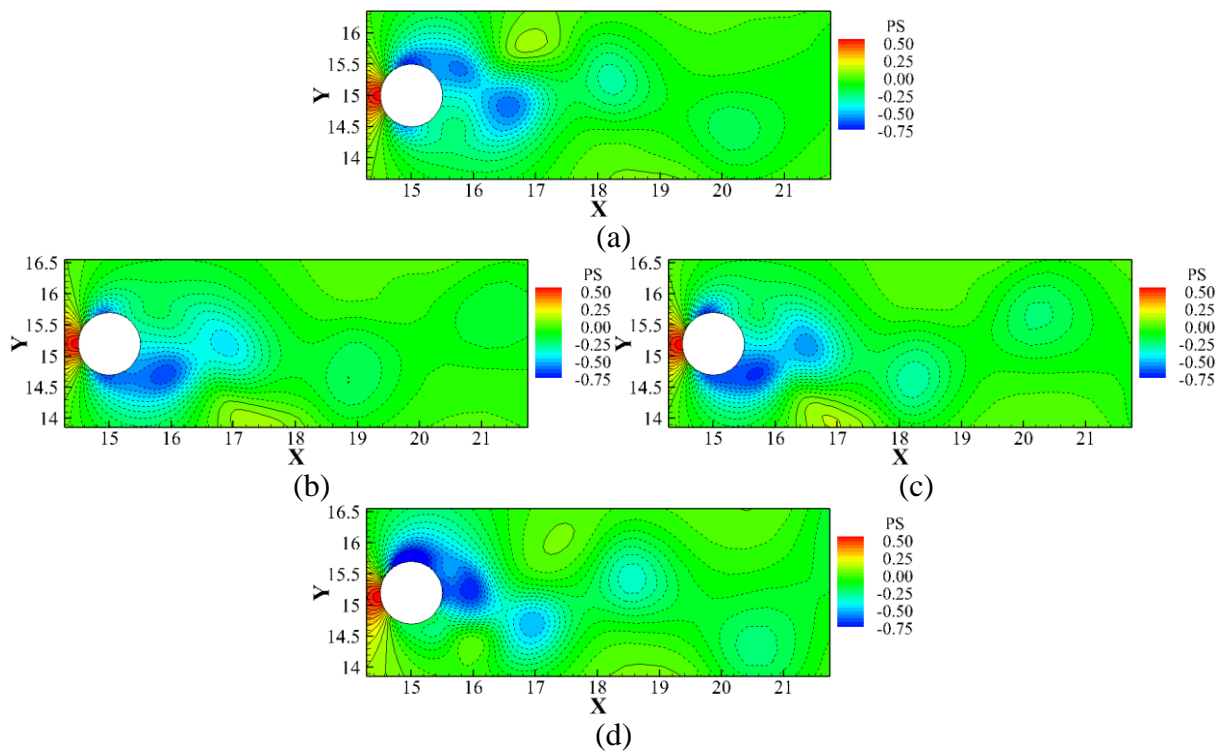
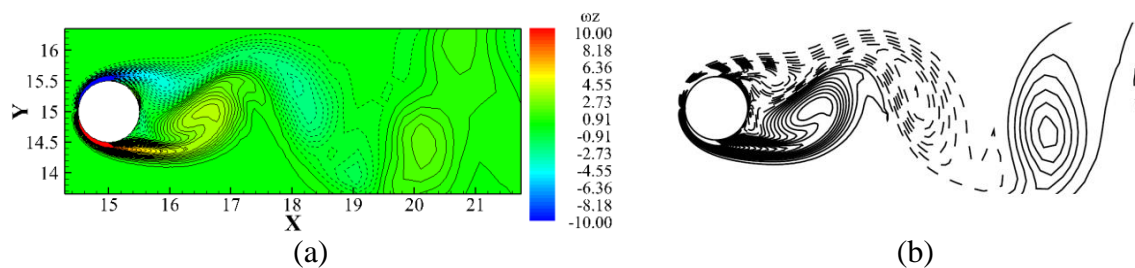


Figura 4.17 - Distribuição de pressão instantânea do cilindro circular bidimensional: (a) estacionário em  $t = 188,0$  s; (b) oscilatório com  $F = 0,9$ ; (c) oscilatório com  $F = 1,0$ ; (d) oscilatório com  $F = 1,1$

Na Figura 4.18 (a), (c), (e) e (g) são expostos os campos de vorticidade para o cilindro em repouso e para o ponto extremo superior do movimento nas situações  $F = 0,9$ ,  $1,0$  e  $1,1$ , respectivamente. Ao lado de cada figura foram colocados os campos de vorticidade obtidos por Guilmineau e Queutey (2002) para, aproximadamente, a mesma região e escala desta variável, embora seus valores não sejam fornecidos. Observa-se que nas primeiras 3 situações os vórtices mais à direita aparecem divididos ou quebrados, indicando a necessidade de refinamento da malha. Quanto ao campo de vorticidade para  $F = 1,1$ , manteve suficientemente sua forma, mas não foi possível atingir sua intensidade no centro dos vórtices.



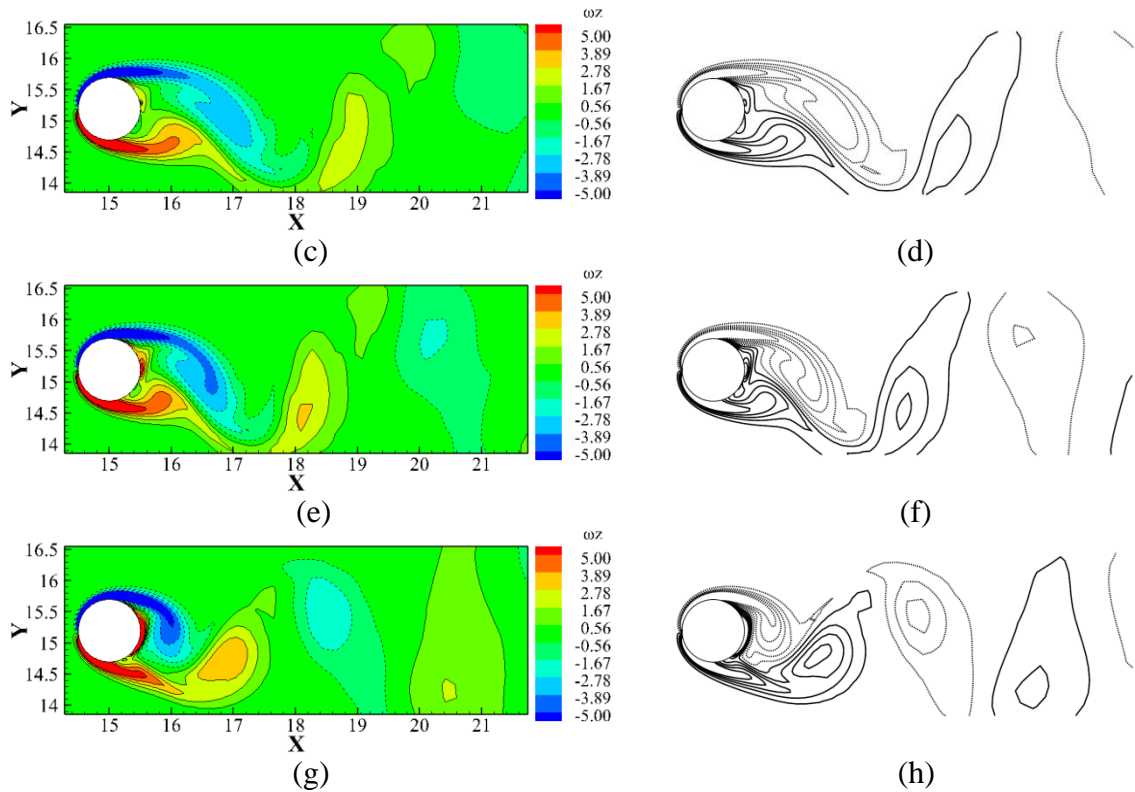
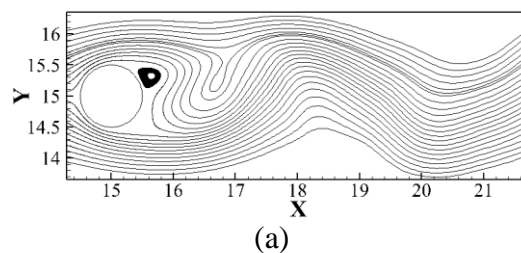


Figura 4.18 - Distribuição de vorticidade instantânea do cilindro circular bidimensional: (a) estacionário do presente trabalho em  $t = 188,0$  s; (b) estacionário baseado em Guilmineau e Queutey (2002); (c) oscilatório com  $F = 0,9$ ; (d)  $F = 0,9$  de Guilmineau e Queutey (2002); (e) oscilatório com  $F = 1,0$ ; (f)  $F = 1,0$  de Guilmineau e Queutey (2002); (g) oscilatório com  $F = 1,1$ ; (h)  $F = 1,1$  de Guilmineau e Queutey (2002)

Dito isto, mostram-se na Figura 4.19 (a) até (g) as linhas de corrente correspondentes aos mesmos instantes anteriores e verifica-se um comportamento geral muito parecido com a referência Guilmineau e Queutey (2002), com pequenas diferenças nas regiões de maior curvatura. Para fundamentar melhor as comparações, seria necessário saber o valor correspondente a cada curva, o que não é fornecido pela referência.



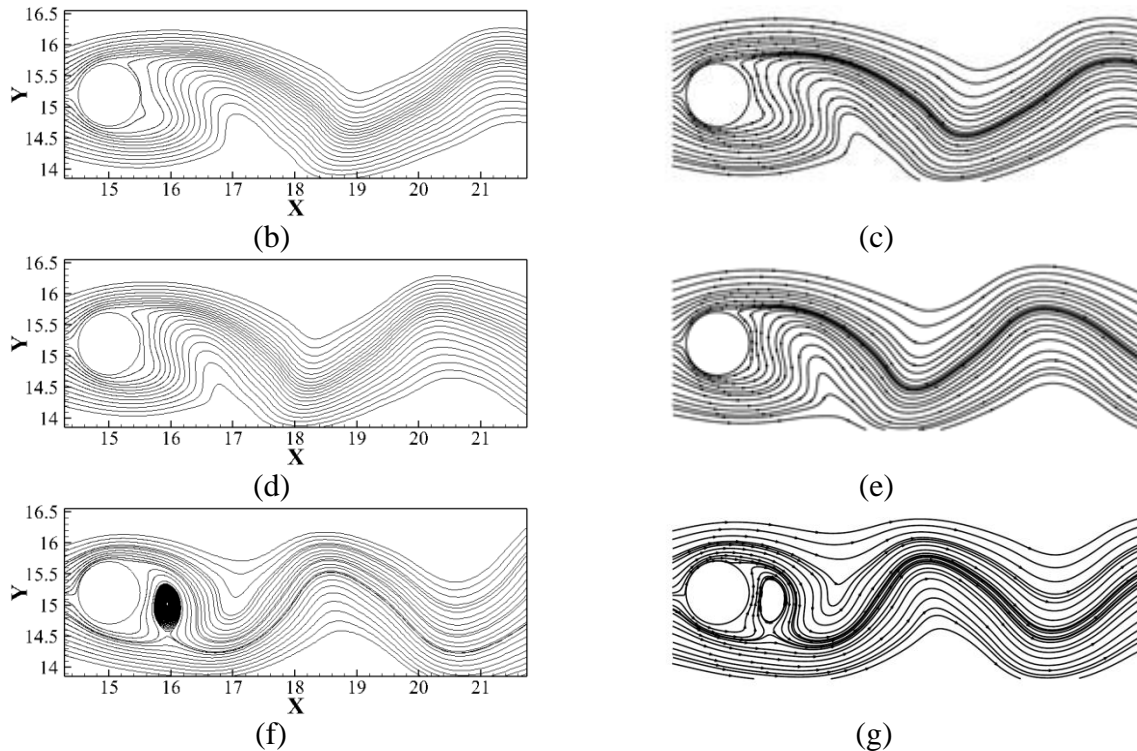
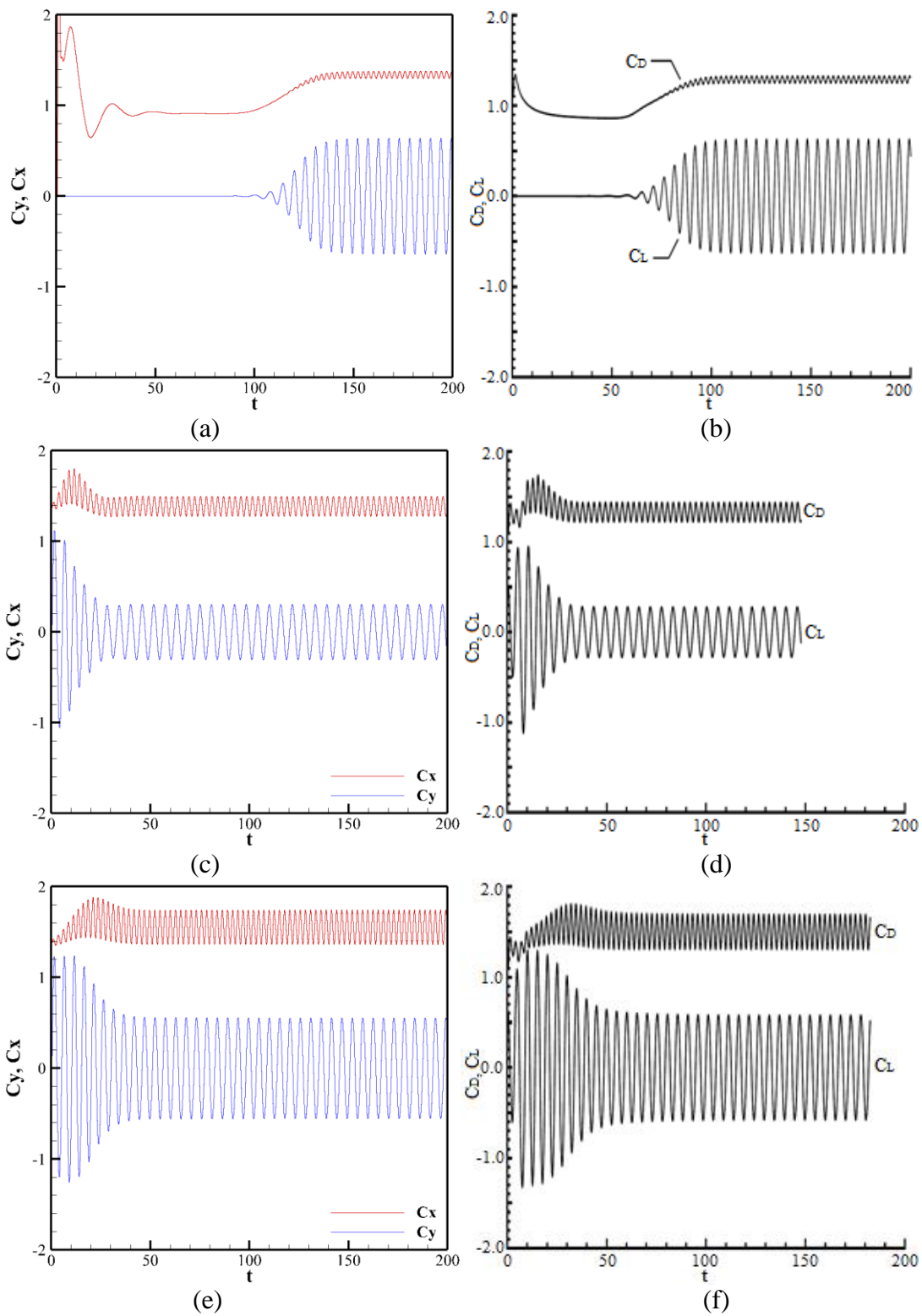


Figura 4.19 - Linhas de corrente instantaneas do cilindro circular bidimensional: (a) estacionário em  $t=188,0$  s; (b) oscilatório com  $F = 0,9$ ; (c)  $F = 0,9$  de Guilmineau e Queutey (2002); (d) oscilatório com  $F = 1,0$ ; (e)  $F = 1,0$  de Guilmineau e Queutey (2002); (f) oscilatório com  $F = 1,1$ ; (g)  $F = 1,1$  de Guilmineau e Queutey (2002)

Ao analisar o histórico dos coeficientes de força  $C_x$  e  $C_y$  percebe-se claramente a influência da relação de frequências  $F = f_e/f_s$ . Deste modo, são apresentados estes históricos na Figura 4.20 (a), (c), (e) e (g) juntamente com os históricos obtidos por Guilmineau e Queutey (2002). Ainda quando o cilindro está em repouso, a metodologia leva mais tempo para desenvolver o escoamento. Quando começa o movimento do cilindro, a referência apresenta algumas oscilações nessa transição que não foi possível reproduzir. Embora o comportamento geral seja similar, percebem-se algumas diferenças nos picos e nas amplitudes dos históricos.

Ao determinar os espectros de potencia correspondentes a cada histórico do coeficiente  $C_y$  e apresentar os mesmos na mesma escala vertical (da Figura 4.21 (a) até (d)), fica claro o aumento de energia concentrada na frequência natural e a nas frequências vizinhas se aumenta a relação  $F = f_e/f_s$ . Esse comportamento é esperado na região correspondente à frequência de desprendimento de vórtice e se denomina *lock-in*.





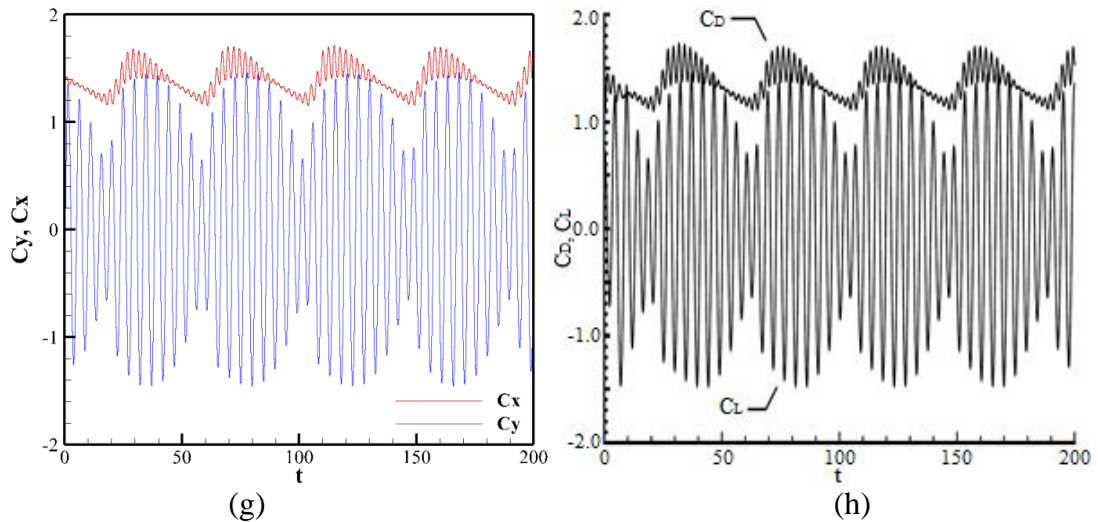
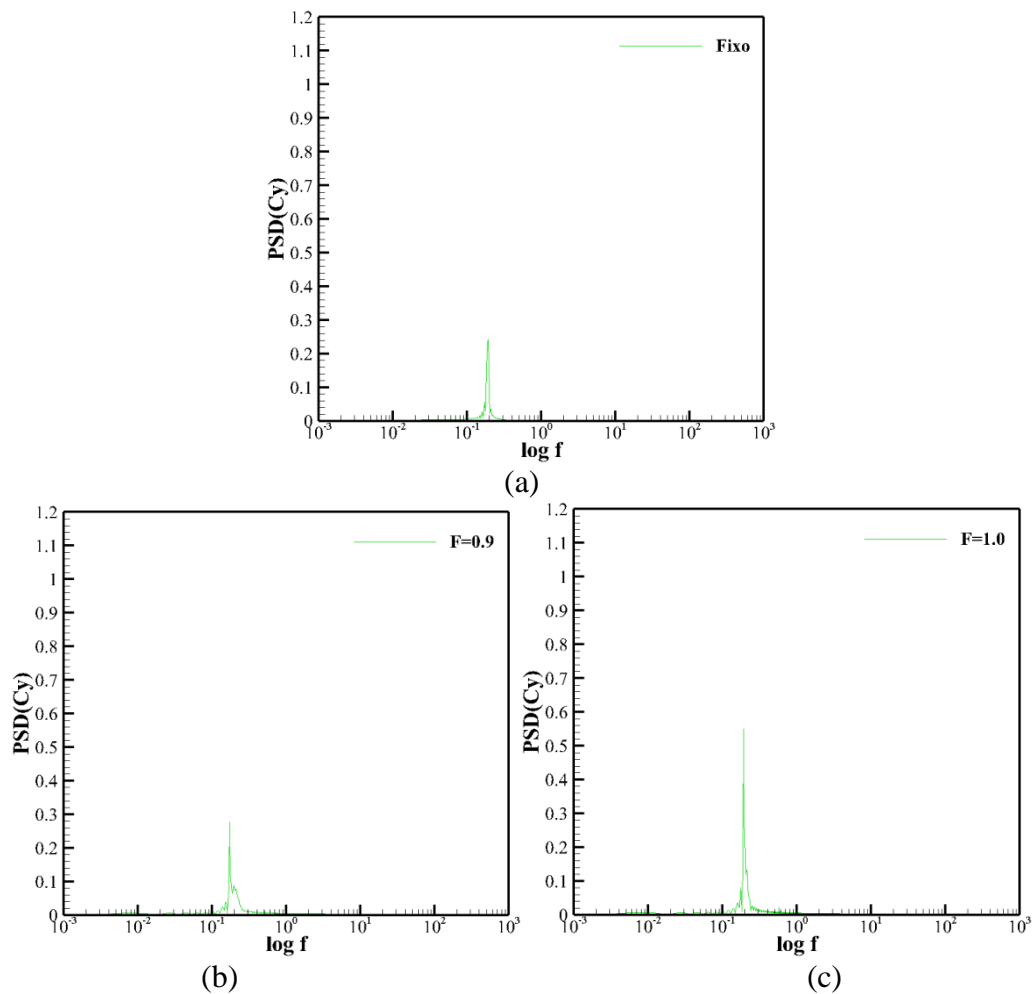


Figura 4.20 - Histórico dos coeficientes de força em  $X$  e  $Y$  sobre o cilindro circular bidimensional: (a) estacionário do presente trabalho; (b) estacionário de Guilmineau e Queutey (2002); (c) oscilatório com  $F = 0,9$ ; (d)  $F = 0,9$  de Guilmineau e Queutey (2002); (e) oscilatório com  $F = 1,0$ ; (f)  $F = 1,0$  de Guilmineau e Queutey (2002); (g) oscilatório com  $F = 1,1$ ; (h)  $F = 1,1$  de Guilmineau e Queutey (2002)



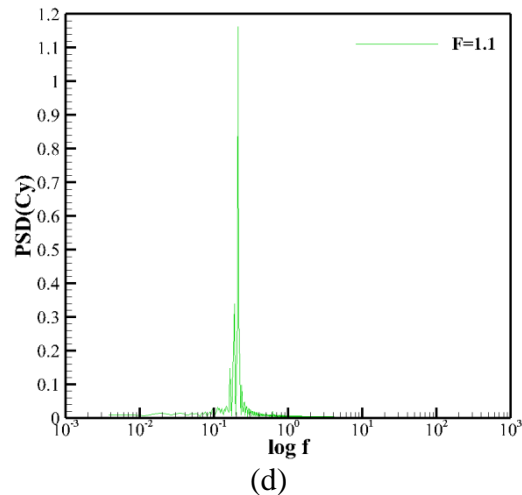


Figura 4.21 – Espectro de potencia do coeficiente de força em  $Y$  do cilindro circular bidimensional: (a) estacionário; (b) oscilatório com  $F = 0,9$ ; (c) oscilatório com  $F = 1,0$ ; (d) oscilatório com  $F = 1,1$

Na Tabela 4.4 se podem observar os valores dos coeficientes de força  $C_x$  médio,  $C_y$  médio quadrático ( $RMS$ ) e do número de Strouhal  $S_t$  para o escoamento enquanto o cilindro está em repouso. Ao comparar com outras referências, os resultados são muito próximos e a maior diferença aparece no coeficiente de força  $C_x$ .

Tabela 4.4 - Comparação dos coeficientes aerodinâmicos e do número de Strouhal sobre cilindro circular bidimensional estacionário

Malhas	Autor	$\bar{C}_x$	$C_{y(rms)}$	$S_t$
84x45	Presente estudo	1,34	0,453	0,191
120x100	Guilmineau e Queutey (2002)	1,287	0,443	0,195
512x256	Lu e Dalton (1996)	1,30	0,422	0,192
Experimental	Gu et al. (1994)	1,28	-	0,19

Já para as situações com movimento imposto ao cilindro, os resultados são apresentados na Tabela 4.5, onde se observa a tendência de aumento do coeficiente de força vertical  $C_{y(rms)}$  e de diminuição do ângulo de fase à medida que vai aumentando a relação  $F = f_e/f_s$  para a faixa analisada deste parâmetro. Em geral, observa-se uma aproximação suficiente com as referências, mas com maior dispersão nos ângulos de fase entre o deslocamento e o coeficiente de força  $C_{y(rms)}$  em cada ponto do histórico. Para o cálculo deste ângulo foi utilizada uma metodologia baseada no arco-cosseno do produto escalar dos pontos normalizados que cada função.

Tabela 4.5 - Comparação dos coeficientes aerodinâmicos médios e do ângulo de fase sobre cilindro circular bidimensional oscilatório

Relação de frequências	Autor	$\bar{C}_x$	$C_{y(rms)}$	$\phi$
$F = 0,9$	Presente estudo	1,39	0,21	133,80
	Guilmineau e Queutey (2002)	1,33	0,19	128,11
	Kim e Choi (2006)	1,37	0,17	124,49
	Pinto (2008)	1,52	0,20	130,91
$F = 1,0$	Presente estudo	1,55	0,40	96,71
$F = 1,1$	Presente estudo	1,42	0,90	18,52
	Guilmineau e Queutey (2002)	1,36	0,87	0,00
	Kim e Choi (2006)	1,40	0,87	5,31
	Pinto (2008)	1,54	1,02	22,16

Seguindo a tendência dos trabalhos de determinar o coeficiente de pressão médio no tempo sobre o contorno do cilindro, obtiveram-se as distribuições apresentadas na Figura 4.22. Não obstante, nos trabalhos com movimento forçado de cilindro se observa que geralmente é apresentada a distribuição instantânea de tal parâmetro no instante em que o cilindro está na configuração correspondente ao extremo superior do seu deslocamento. Desta análise não se consegue perceber uma tendência clara em relação ao aumento da relação  $F = f_e/f_s$ .

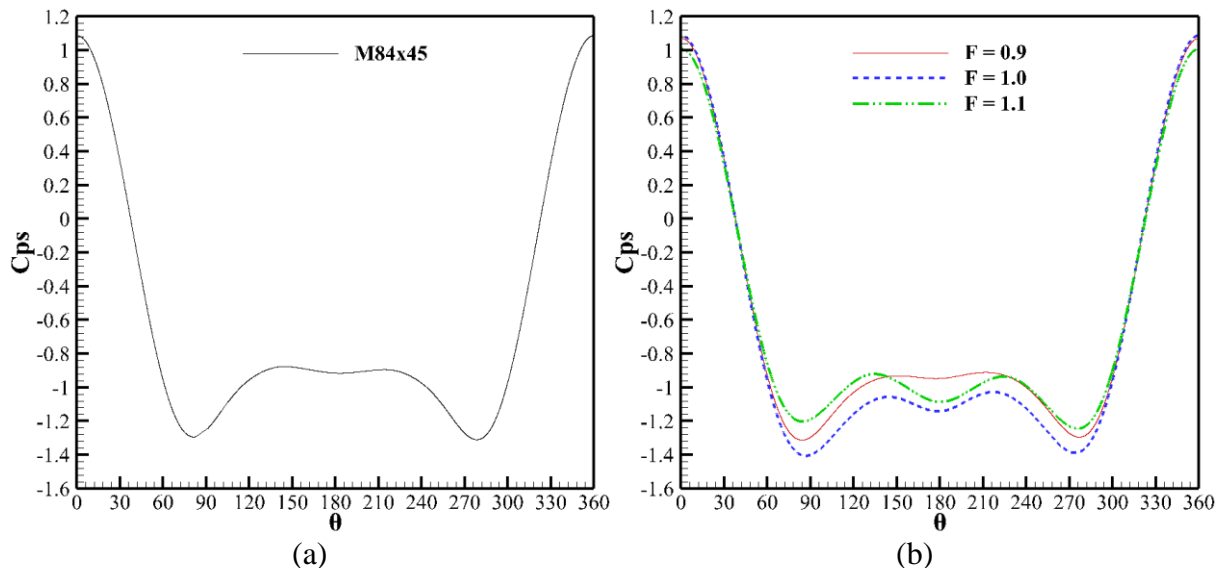


Figura 4.22 - Distribuição do coeficiente de pressão médio  $C_p$  sobre o cilindro circular bidimensional: (a) estacionário; (b) oscilatório

Na Figura 4.23 é apresentada a distribuição da vorticidade média na superfície do cilindro e contrastada com o resultado obtido por Pham et al. (2010) para a média na posição extrema

superior,  $F = 1,0$  e diferentes amplitudes. Para a amplitude e relação de frequência correspondente ao presente problema, observou-se boa concordância na região central da distribuição, mas diferenças significativas nos extremos. Quanto a outra relação  $F = f_e/f_s$ , a diferença foi maior ainda, como pode-se ver ao recorrer à citada referência.

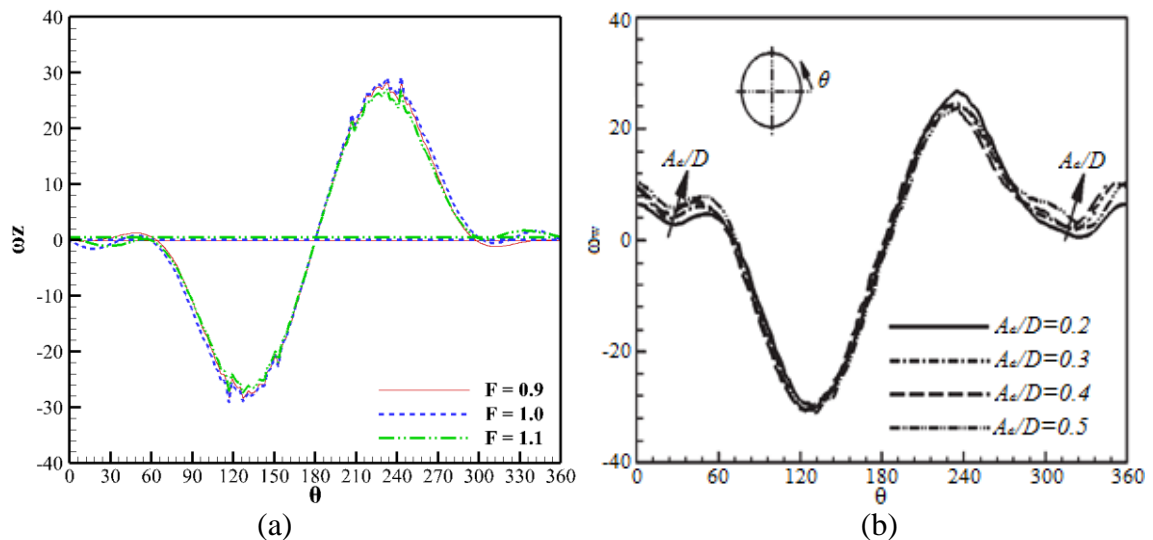


Figura 4.23 – Distribuição da vorticidade média sobre cilindro circular bidimensional: (a) variando  $F$  no presente trabalho; (b) para diferentes  $A_e/D$  e  $F = 0,9$  (baseado em PHAM et al., 2010)

## 4.2 SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE TORNADOS

Depois de verificar a funcionalidade do programa de elementos finitos com as principais implementações realizadas, procede-se à simulação de tornados e sua ação sobre corpos imersos em escoamentos deste tipo. Entre as diversas abordagens numéricas encontradas na literatura, aqui serão adotadas aquelas que se baseiam nas características dos simuladores experimentais e aquelas que se baseiam nos modelos de vórtices.

As abordagens baseadas nas características dos simuladores experimentais se utilizarão para dois exemplos 3D, um com escoamento laminar e o outro turbulento, onde será analisada, entre outras coisas, a influência da Relação de Redemoinho  $S$ . Como foi visto na revisão bibliográfica, inicialmente foram realizados estudos sobre modelos 2D baseados em simuladores que utilizavam as coordenadas cilíndricas para tal fim. No entanto, os modelos com esta abordagem atualmente já avançaram bastante, permitindo gerar modelos 3D com

corpos imersos em diferentes posições e até metodologias que permitem a translação do tornado com domínios apresentando várias complexidades.

As abordagens baseadas em modelos de vórtice permitirão fazer dois exemplos 2D e um 3D com objetos imersos para analisar a ação dos tornados sobre estes. Estes modelos não permitem fazer um estudo detalhado da Relação de Redemoinho e a geração de células no interior do tornado, mas permite gerar um tornado com translação e analisar seu efeito sobre corpos imersos de uma forma relativamente simples. Embora existam métodos que influenciam tanto na velocidade como na pressão no contorno, tratando de levar em conta o efeito das células que surgem dentro dos tornados, e outros que tentam reproduzir esses efeitos somente com um perfil de velocidades mais geral, aqui será utilizada uma formulação baseada no Modelo de Vórtice Combinado de Rankine (*RCVM*).

#### 4.2.1 Tornado laminar baseado em experimento

Com o objetivo de reproduzir o escoamento de um tornado, foi criado um dispositivo que consiste em duas regiões, uma de convecção e uma de convergência, semelhante à configuração usada em simuladores experimentais (MATSUI; TAMURA, 2005), como mostrado na Figura 4.24. A relação de aspecto  $a = h/R$  utilizada, onde  $h$  é a altura da região de convergência e  $R$  é o raio da região de convecção, não é a mesma utilizada no simulador experimental, mas esta bem próxima.

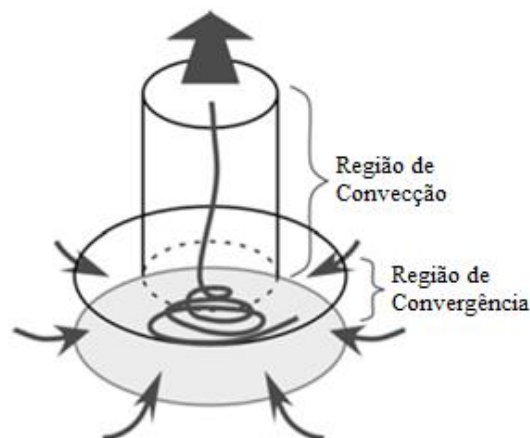


Figura 4.24 – Esquema do modelo computacional (baseado em NOMURA et al., 2009)

Esta geometria foi discretizada utilizando elementos finitos hexaédricos de oito nós, como pode ser visto na Figura 4.25, onde são apresentadas as características gerais das malhas mais básicas utilizadas.

Para a situação com deslizamento na base, as malhas são denominadas M10x16x20, M20x32x40, M48x76x95 e M60x96x120 e contêm 1920, 15360, 201077, e 403776 elementos, respectivamente (Figura 4.26), enquanto que a situação sem deslizamento é denominada M10x16x25, com 2640 elementos gerados. Esta segunda condição exige elementos menores perto da base para representar adequadamente o perfil de velocidade e, por conta das limitações do tempo de processamento, não foram realizados mais refinamentos. O critério com o qual foram criadas as outras malhas mais refinadas corresponde a multiplicar por 2, por 4,75 e por 6 o número de elementos presente em cada borda ou curva, mantendo o mesmo espaçamento.

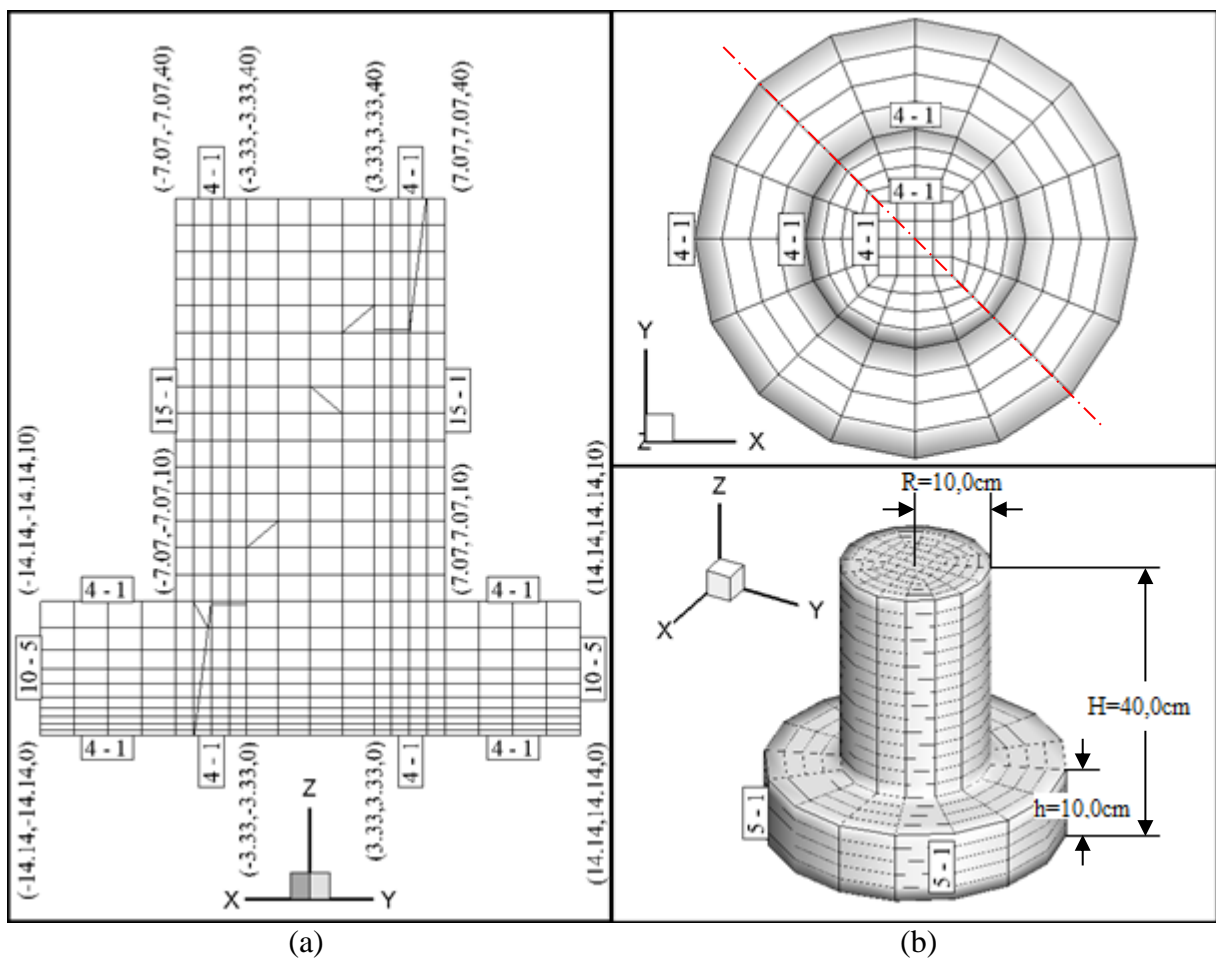


Figura 4.25 - Características da malha de elementos finitos básica: (a) sem deslizamento no contorno inferior; (b) com deslizamento no contorno inferior

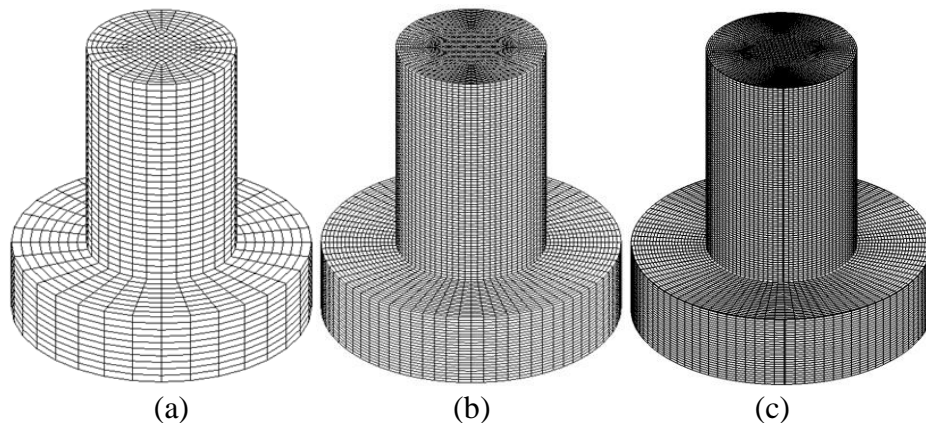


Figura 4.26 - Esquema da malha de Elementos Finitos com deslizamento na base. (a) 15360 elementos; (b) 201077 elementos; (c) 403776 elementos

Como esquematizado na Figura 4.27, as condições de contorno para este problema são as seguintes: na superfície curva lateral da região de convecção e na superfície superior da região de convergência, denominadas  $\Gamma_2$ , são impostas condições de contorno de deslizamento; no topo da região de convecção, superfície  $\Gamma_1$ , se prescreveu uma velocidade de saída uniforme  $W_0$  que depende do Número de Reynolds Radial especificado, como exposto na Tabela 4.6. Embora isto condiga com o fato de que no experimento o ventilador é colocado, geralmente, na saída dos simuladores, matematicamente não é a forma mais adequada de conceber ou propor o problema (ARROYO et al., 2011); na superfície curva lateral da região de convergência, designada  $\Gamma_3$ , as condições de contorno são de entrada livre de tração ( $t_1 = t_2 = t_3 = 0$ ). Como mencionado anteriormente, na base do dispositivo as condições de contorno analisadas correspondem a uma superfície com deslizamento  $\Gamma_{4S}$  e uma sem deslizamento  $\Gamma_{4N}$ . Somente com essas condições não foi possível obter a convergência numérica global do modelo, como observado na Figura 4.28 (a) e (b) em relação à vorticidade no centro da base do simulador. Para solucionar essa questão foi implementada uma metodologia, similar à utilizada para condição de deslizamento nas paredes, que forçasse o ângulo do escoamento na superfície de entrada  $\Gamma_3$ , com a magnitude sendo definida pelas demais condições impostas no domínio. Este procedimento corresponde com a metodologia experimental, que utiliza palhetas na região de convergência (MATSUI; TAMURA, 2005). A metodologia aqui empregada foi explicada na seção 3.3 e, depois de utilizada no modelo, gera o histórico de vorticidade no centro da base como mostrado na Figura 4.28 (c).



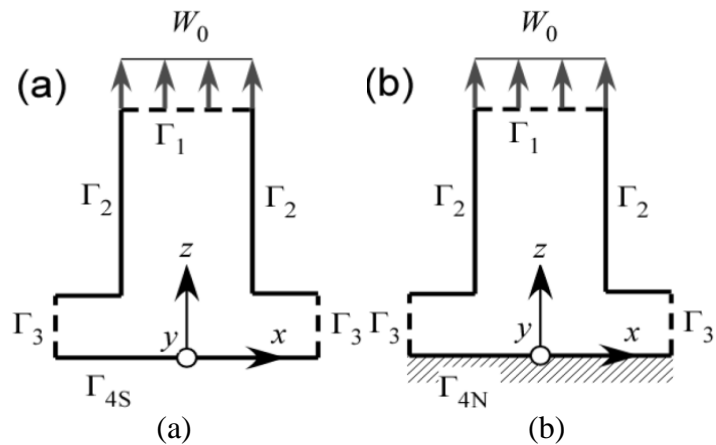
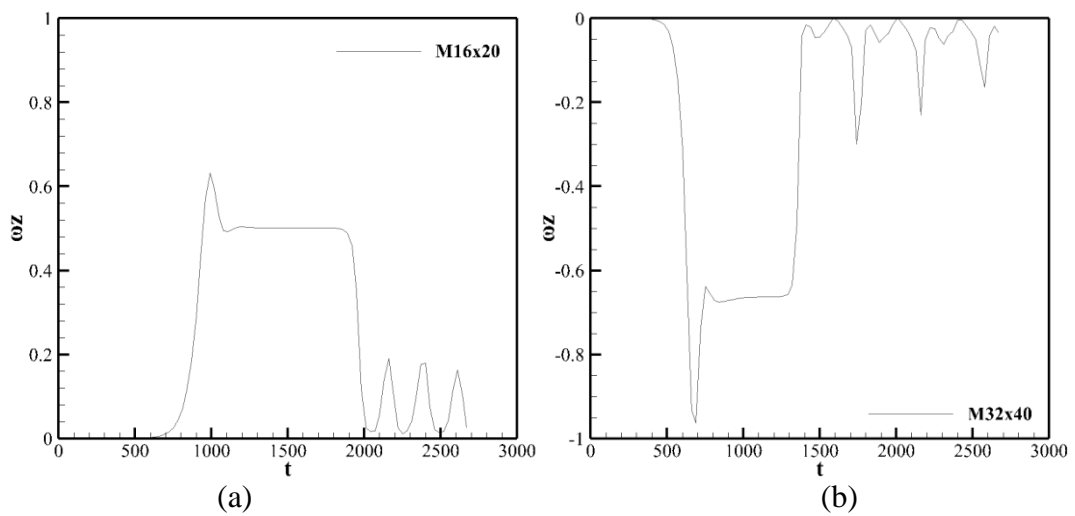


Figura 4.27 - Condições de contorno: (a) com deslizamento no contorno inferior; (b) sem deslizamento no contorno inferior (NOMURA et al., 2009)

Tabela 4.6 - Relação entre o número de Reynolds radial e a velocidade na saída

Re	$W_0$
300	1,40 cm/s
450	2,09 cm/s
800	3,72 cm/s
1000	4,65 cm/s
1350	6,28 cm/s

fonte: (MIYATA et al., 2008)



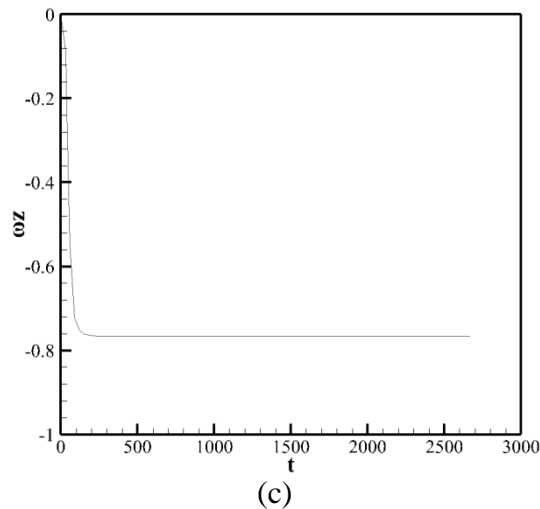


Figura 4.28 - Histórico da vorticidade no centro da base do domínio para: (a) condição livre de tração e Malha 20x20x20; (b) condição livre de tração e Malha 40x40x40; (c) ângulo de afluência forçado igual a 37,5° e Malha 20x20x20

Os dados básicos utilizados nas presentes análises são apresentados na Tabela 4.7.

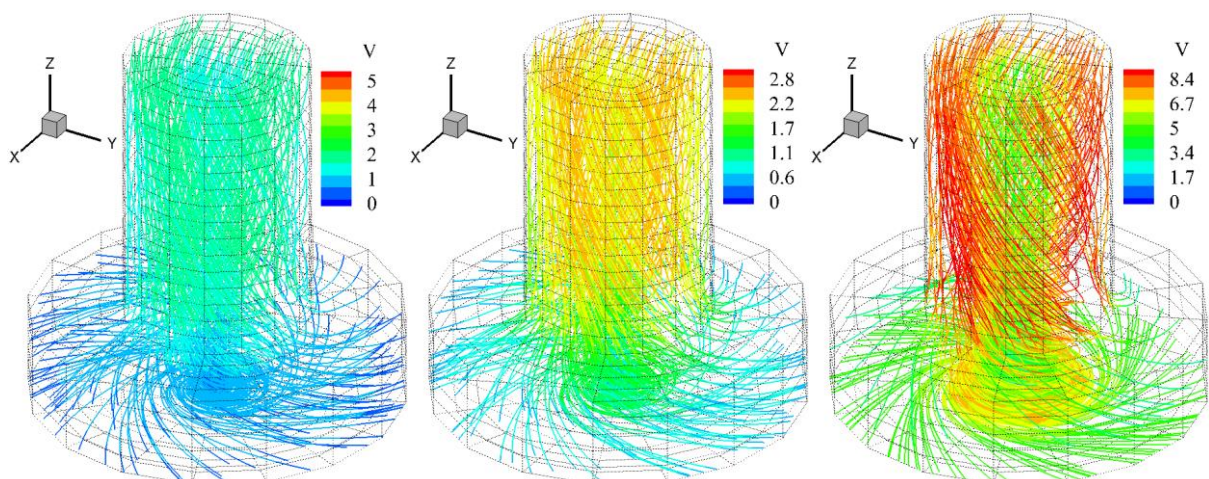
Tabela 4.7 - Constantes físicas e geométricas utilizadas nas análises do escoamento no simulador de tornado laminar

<b>Velocidade de referência (<math>V_{\infty}</math>)</b>	Tabela 4.6
<b>Parâmetro de Compressibilidade Artificial (<math>\beta</math>)</b>	7,0; 10,45; 18,6; 23,25; 31,4 cm/s
<b>Viscosidade cinemática (<math>\nu</math>)</b>	$1,46 \times 10^{-1}$ cm <sup>2</sup> /s
<b>Viscosidade volumétrica (<math>\lambda/\rho</math>)</b>	0,0 cm <sup>2</sup> /s
<b>Massa específica (<math>\rho</math>)</b>	1,0 Kg/cm <sup>3</sup>
<b>Constante de Smagorinsky (<math>C_s</math>)</b>	0,0
<b>Ângulo de afluência (<math>\theta</math>)</b>	11,75°; 18,1°; 37,5°
<b>Coefficiente de segurança (<math>\alpha</math>)</b>	0,095
<b>Incremento de tempo (<math>\Delta t</math>)</b>	$1,0 \times 10^{-2}$ ; $5,0 \times 10^{-3}$ s
<b>Tempo final (<math>t_f</math>)</b>	2700 s
<b>Parâmetro seletivo de massa (<math>e</math>)</b>	0,0

Como observado na Tabela 4.6, os Números de Reynolds utilizados neste problema são bem pequenos, escolhidos com o objetivo de considerar o escoamento no regime laminar e prescindir da utilização de um modelo de turbulência. Não obstante, o Número de Reynolds nos tornados reais está na ordem de  $10^9$ - $10^{11}$ , enquanto que nos túneis de vento ou simuladores experimentais está na ordem de  $10^3$ - $10^5$ .

Observa-se que o padrão de escoamento resultante depende do número de Reynolds radial e da relação de redemoinho (*swirl ratio*). O número de Reynolds radial é definido como  $Re_r = Q/\nu$ , onde  $\nu$  é a viscosidade cinemática e  $Q = W_0 A/h$ , onde  $W_0$  é a velocidade na saída,  $A$  a área da região de convecção e  $h$  a altura da região de convergência. A relação de redemoinho é definida como  $S = R \tan \theta / (2h)$ , sendo  $R$  o raio da região de convecção e  $\theta$  o ângulo a partir da normal com o qual o escoamento entra na superfície curva da região de convergência. Vale destacar que de acordo com os valores de  $Re$  e  $S$ , o ângulo de entrada varia e padrões de escoamento diferentes são obtidos. É importante lembrar que a relação de redemoinho  $S$  representa a relação entre as componentes da velocidade tangencial e axial. Assim, baixos valores de  $S$  são geralmente associados com os escoamentos laminares e valores altos para escoamentos turbulentos, como expresso nas referências e constatado nas simulações.

Na Figura 4.29 (a), (b) e (c) apresentam-se as linhas de corrente com as cores indicando a intensidade do módulo da velocidade para os modelos com  $Re = 300$ ,  $450$  e  $1350$  (Tabela 4.6), deslizamento na base e ângulo na entrada  $\theta_{fix} = 37.5^\circ$ . Este ângulo foi o que Nomura et al. (2009) obtiveram nas suas simulações para  $Re = 450$  e com a primeira malha utilizada neste trabalho. Abaixo foram colocados os resultados da referência com a mesma escala para facilitar a comparação, onde rapidamente percebe-se que em todos os casos foi possível gerar um escoamento típico de tornado, diferentemente do que ocorre com os resultados apresentados por Nomura et al. (2009). Cabe mencionar que o campo apresentado na Figura 4.29 (c) fica instável e diverge depois do registro apresentado (180 s) o que, possivelmente, manifesta a importância de considerar a influência da turbulência e uma deficiência de malha.



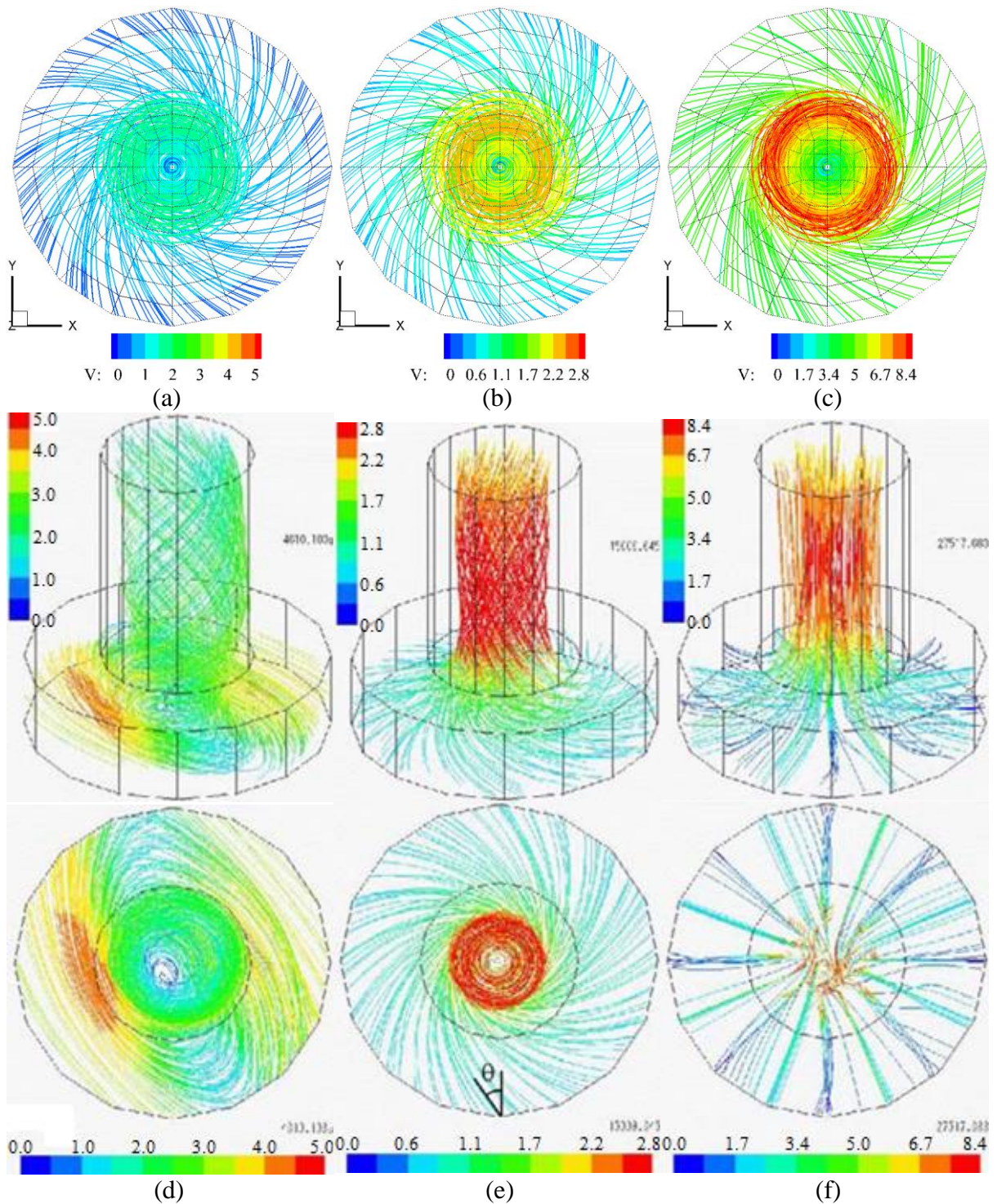


Figura 4.29 - Padrões de escoamento com a condição de deslizamento no contorno inferior: (a)  $Re = 300$  e  $\theta_{fix} = 37,5^\circ$ ; (b)  $Re = 450$  e  $\theta_{fix} = 37,5^\circ$ ; (c)  $Re = 1350$  e  $\theta_{fix} = 37,5^\circ$ ; (d)  $Re = 300$  (NOMURA et al., 2009); (e)  $Re = 450$  (NOMURA et al., 2009); (f)  $Re = 1350$  (NOMURA et al., 2009)

Continuando com o estudo, algumas variações foram feitas, cujos resultados são apresentados na Figura 4.30: (a) aumento do número de elementos a  $40 \times 40 \times 40$  para o caso de  $Re = 450$ ; (b)

não fixar o ângulo na entrada, somente a situação livre de tração, para o mesmo instante dos resultados apresentados acima (1200 s) e  $Re = 450$ ; (c) não fixar o ângulo na entrada e para, praticamente, o mesmo instante de tempo mencionado na referência (15000 s). No primeiro caso, comprova-se que a magnitude da velocidade aumenta com o refinamento da malha. No segundo caso, observa-se que o tornado foi gerado no centro, mas sem contato com a entrada do simulador. No terceiro caso, que é a simulação mais próxima da referência, o eixo do tornado perto da base se afastou do centro e apresenta um comportamento similar ao mostrado por Nomura et al. (2009) para o  $Re = 300$ , ou seja, não gera um padrão de escoamento de tornado.

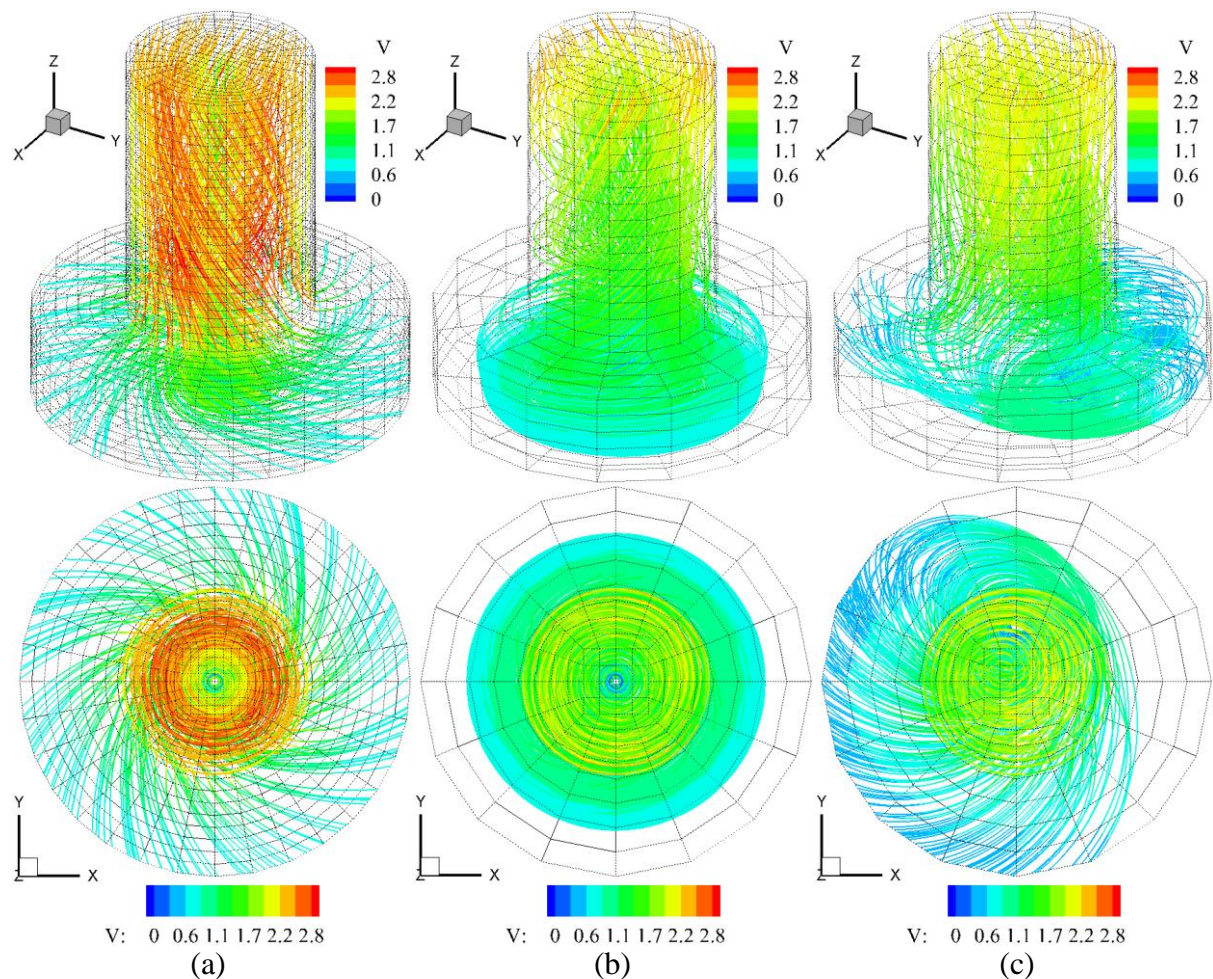


Figura 4.30 - Padrões de escoamento com a condição de deslizamento no contorno inferior e  $Re = 450$ : (a)  $\theta_{fix} = 37,5^\circ$  e  $M40 \times 40 \times 40$ ; (b)  $\theta$  livre e  $t = 1200$  s; (c)  $\theta$  livre e  $t = 15000$  s

Outra situação analisada tem a condição de não deslizamento na base para  $Re = 450$ , segundo as condições usadas por Nomura et al. (2009). Além disso, com a mesma malha, um ângulo

$\theta_{fix} = 11,75^\circ$  é imposto na entrada (valor obtido naturalmente na citada referência), resultando o padrão mostrado na Figura 4.31 (a). Ao lado, mostra-se o resultado obtido por Nomura et al. (2009) e na Figura 4.31 (c) foi testada a situação com condição livre de tração e sem fixar ângulo na entrada para o mesmo instante de tempo apresentado ao lado (1200 s) e com  $Re = 450$ . Percebe-se que a primeira situação dá maiores magnitudes que a última, mas que ainda é menor que a magnitude atingida pela referência.

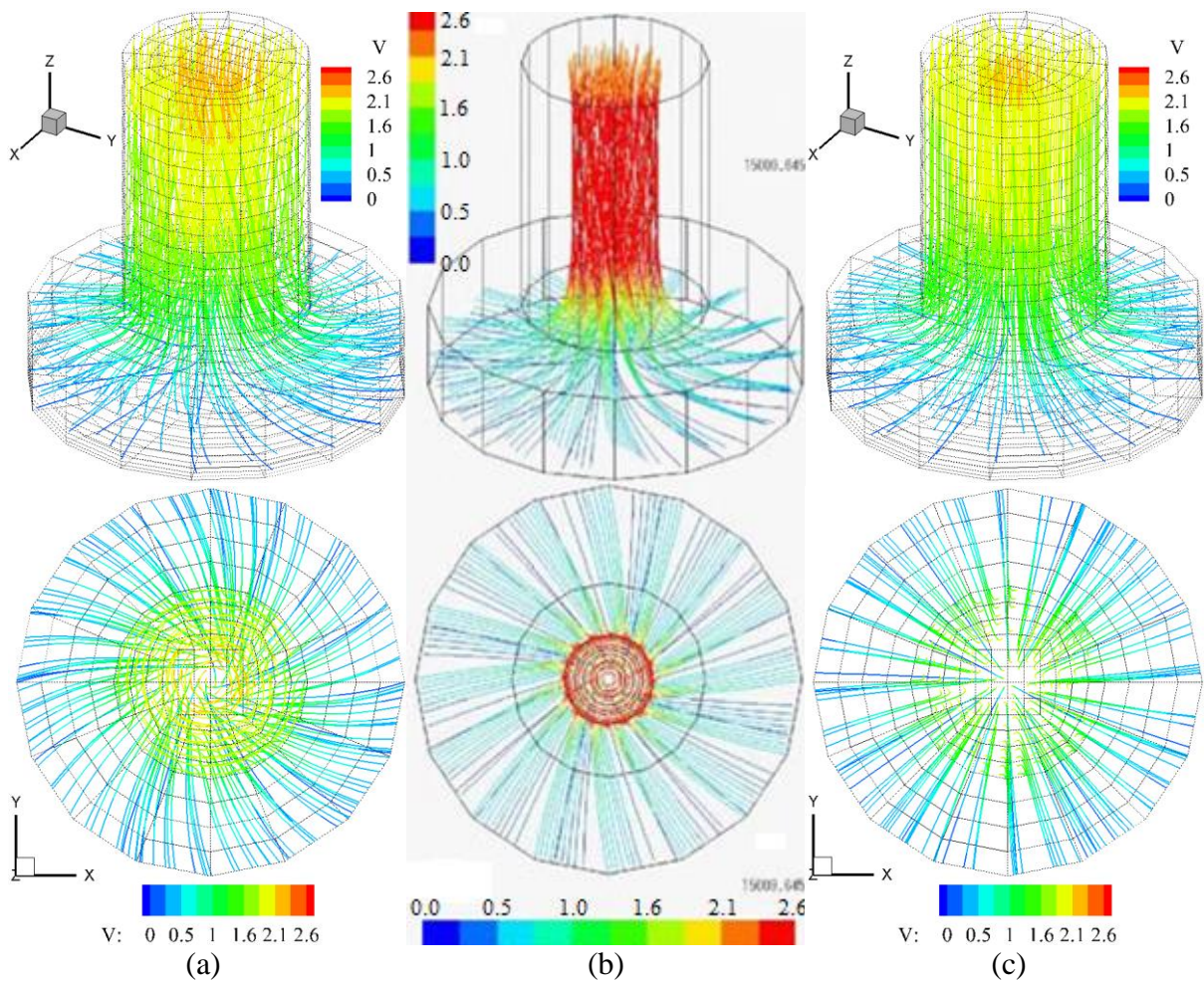


Figura 4.31 - Padrões de escoamento com a condição de não deslizamento no contorno inferior e  $Re = 450$ : (a)  $\theta_{fix} = 11,75^\circ$ ; (b) Nomura et al. (2009); (c)  $\theta$  livre

A seguir são apresentados os campos de velocidade  $v_1$  perpendiculares a um corte vertical sobre o eixo do domínio. Primeiramente, são apresentadas algumas variações considerando a condição de deslizamento na base. Assim, na Figura 4.32 (a) observa-se o campo de velocidade correspondente à condição de ângulo imposto na entrada ( $\theta_{fix} = 37,5^\circ$ ) e (b) a

correspondente à condição livre de tração na entrada (ângulo livre) para o mesmo registro (1200 s). Nos dois casos se observa um comportamento típico de tornados, embora a situação com ângulo imposto produza sua máxima velocidade perto da base e a outra situação apresenta sua máxima velocidade perto do vértice que limita as duas regiões do simulador.

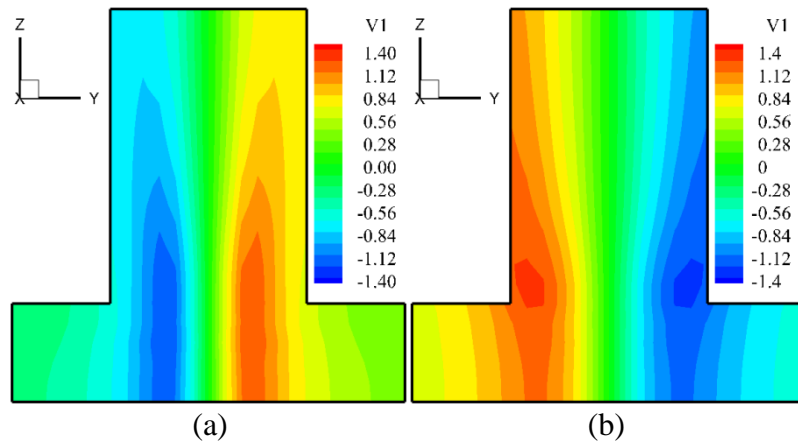


Figura 4.32 – Distribuição da velocidade  $v_1$  no plano  $X = 0$  para a condição de deslizamento na base: (a)  $\theta_{fix} = 37,5^\circ$ ; (b)  $\theta$  livre

Estas situações foram novamente analisadas aumentando-se o refinamento da malha-base em duas vezes ao longo das arestas ou curvas. Na Figura 4.33 (a) e (b) são apresentados os respectivos campos de velocidade tangencial, onde se nota o aumento de magnitude da velocidade, principalmente na situação com ângulo livre, que agora tem um valor significativo perto da base.

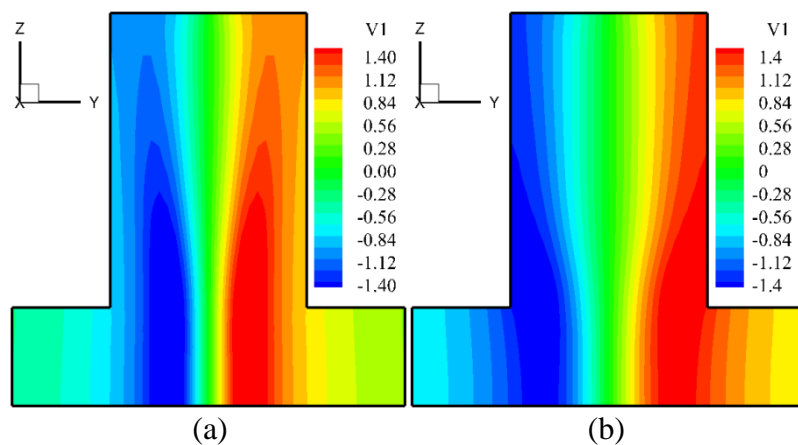


Figura 4.33 – Distribuição da velocidade  $v_1$  no plano  $X = 0$  para a condição de deslizamento na base e M40x40x40: (a)  $\theta_{fix} = 37,5^\circ$ ; (b)  $\theta$  livre

Na sequência, são realizados testes levando-se em conta a variação do ângulo na entrada  $\theta_{fix}$ , sendo os resultados apresentados na Figura 4.34 (a) para um valor fixado em  $11,75^\circ$  e (b) para  $18,1^\circ$ . Percebe-se que há uma tendência de aumentar a velocidade tangencial com o aumento do ângulo imposto.

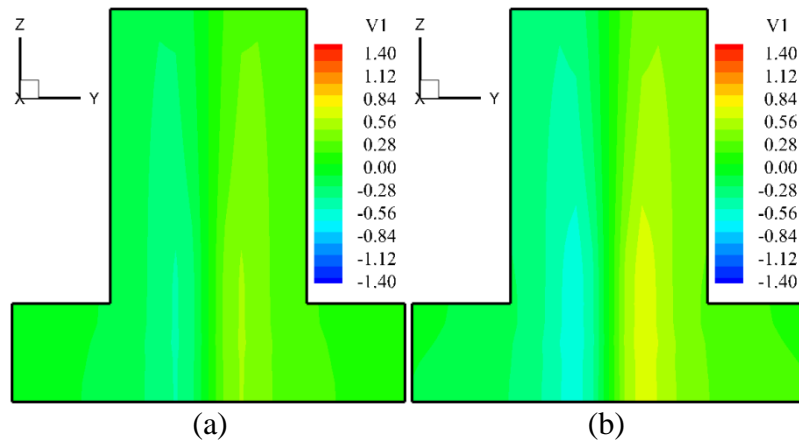


Figura 4.34 – Distribuição da velocidade  $v_1$  no plano  $X = 0$  para a condição de deslizamento na base: (a)  $\theta_{fix} = 11,75^\circ$ ; (b)  $\theta_{fix} = 18,1^\circ$

Resultados referentes a variação do Número de Reynolds Radial (com a velocidade na saída  $W_0$ ) são apresentados na Figura 4.35 para (a)  $Re = 300$  ( $W_0 = 1.4$ ) e (b)  $Re = 1000$  ( $W_0 = 4.65$ ), onde destaca-se a variação da forma ou distribuição do campo de velocidade tangencial em cada caso.

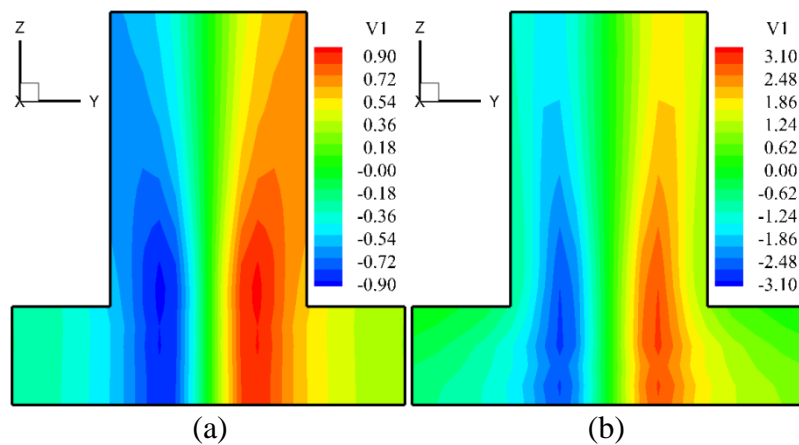


Figura 4.35 – Distribuição da velocidade  $v_1$  no plano  $X = 0$  para a condição de deslizamento na base: (a)  $Re = 300$ ; (b)  $Re = 1000$



Uma última avaliação de importância considerada foi a do parâmetro seletivo de massa  $e$ . Na Figura 4.36 (a) apresenta-se o campo de velocidade para  $e=0,3$  e (b) para  $e=0,6$ . O aumento da velocidade com este parâmetro é significativo e para usar valores maiores, sem que a solução numérica apresente divergência, seria necessário um incremento de tempo muito pequeno (equivalente a um coeficiente de segurança de Courant de 0,1%).

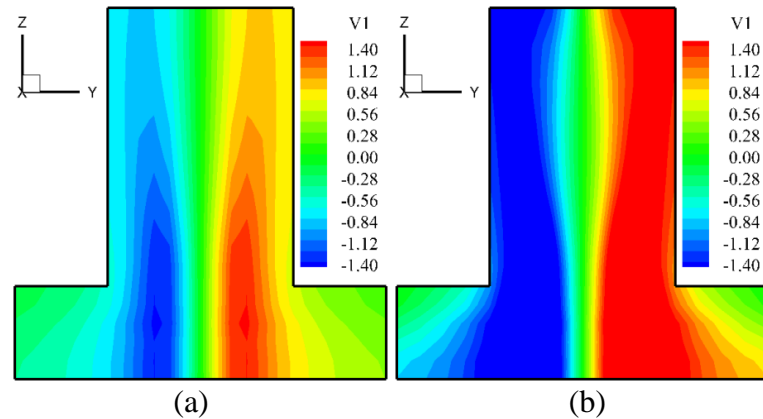


Figura 4.36 – Distribuição da velocidade  $v_1$  no plano  $X=0$  para a condição de deslizamento na base: (a)  $e=0,3$ ; (b)  $e=0,6$

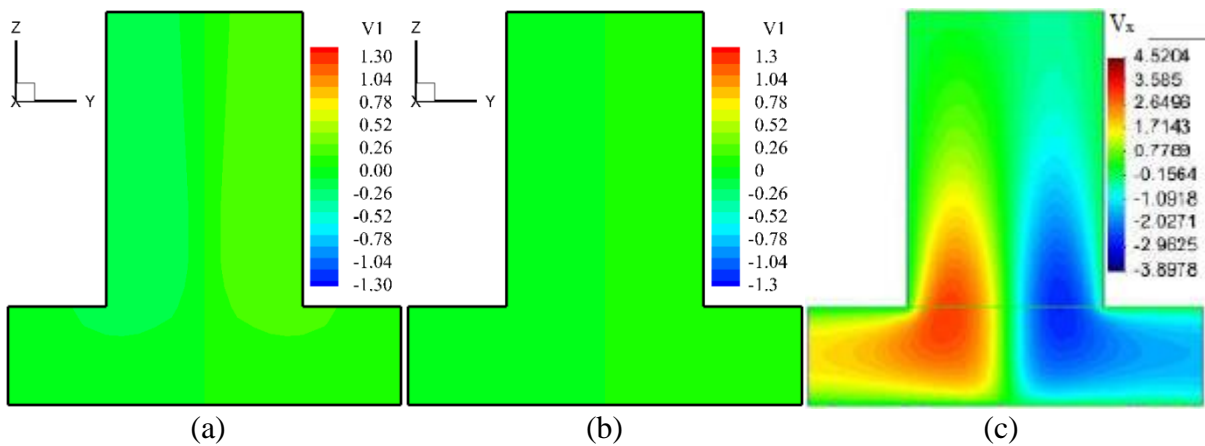


Figura 4.37 – Distribuição da velocidade  $v_1$  no plano  $X=0$  para a condição de não deslizamento na base: (a)  $\theta_{fix} = 11,75^\circ$ ; (b)  $\theta$  livre; (c) Arroyo et al. (2011)

Considerando-se a condição de não deslizamento na base apresentam-se na Figura 4.37 (a) resultados de campo de velocidade  $v_1$  correspondente à situação com um ângulo imposto na entrada  $\theta_{fix} = 11,75^\circ$ , (b) previsões referentes à condição livre de tração na entrada ( $t_1 = t_2 = t_3 = 0$ ) e (c) o resultado obtido por Arroyo et al. (2011). Neste caso, dada a pequena

magnitude da velocidade tangencial resultante, usou-se a escala utilizada por Nomura et al. (2009). Por um lado, é possível notar os maiores valores presentes no campo com velocidade imposta em relação ao que se gerou naturalmente, de tal forma que neste último caso o escoamento praticamente ascende sem gerar o helicóide típico de tornado (Figura 4.31 (c)). Nota-se que os maiores valores extremos de velocidade na referência se devem a uma condição de velocidade maior utilizada na saída ( $W_0 = 2,60$  cm/s) e a malha ser bem mais refinada ( $2,1 \times 10^5$  elementos tetraédricos).

Finalmente, continuando com a condição sem deslizamento na base, o ângulo imposto na entrada foi alterado, produzindo os resultados apresentados na Figura 4.38 (a) e (b), que mostra os campos de  $v_1$  para  $\theta_{fix} = 18,1^\circ$  e  $37,5^\circ$ , respectivamente. Podemos perceber a tendência mencionada anteriormente de aumentar a intensidade de  $v_1$  com o aumento da Relação de Redemoinho  $S$ , sendo que neste caso o tornado dá a impressão de estar flutuando, sem tocar o piso.

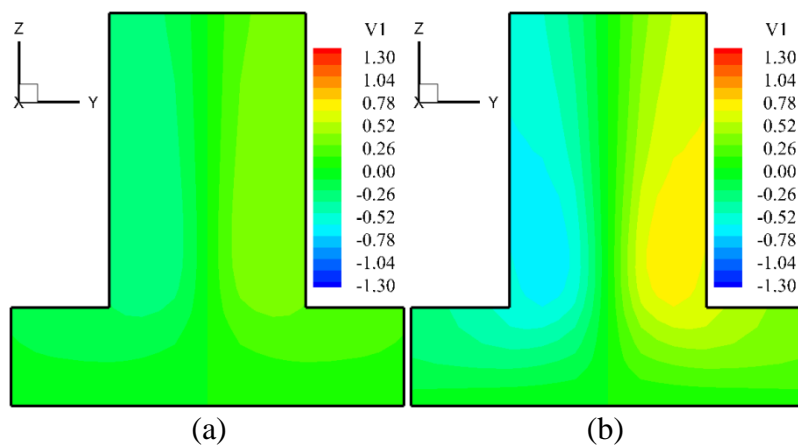
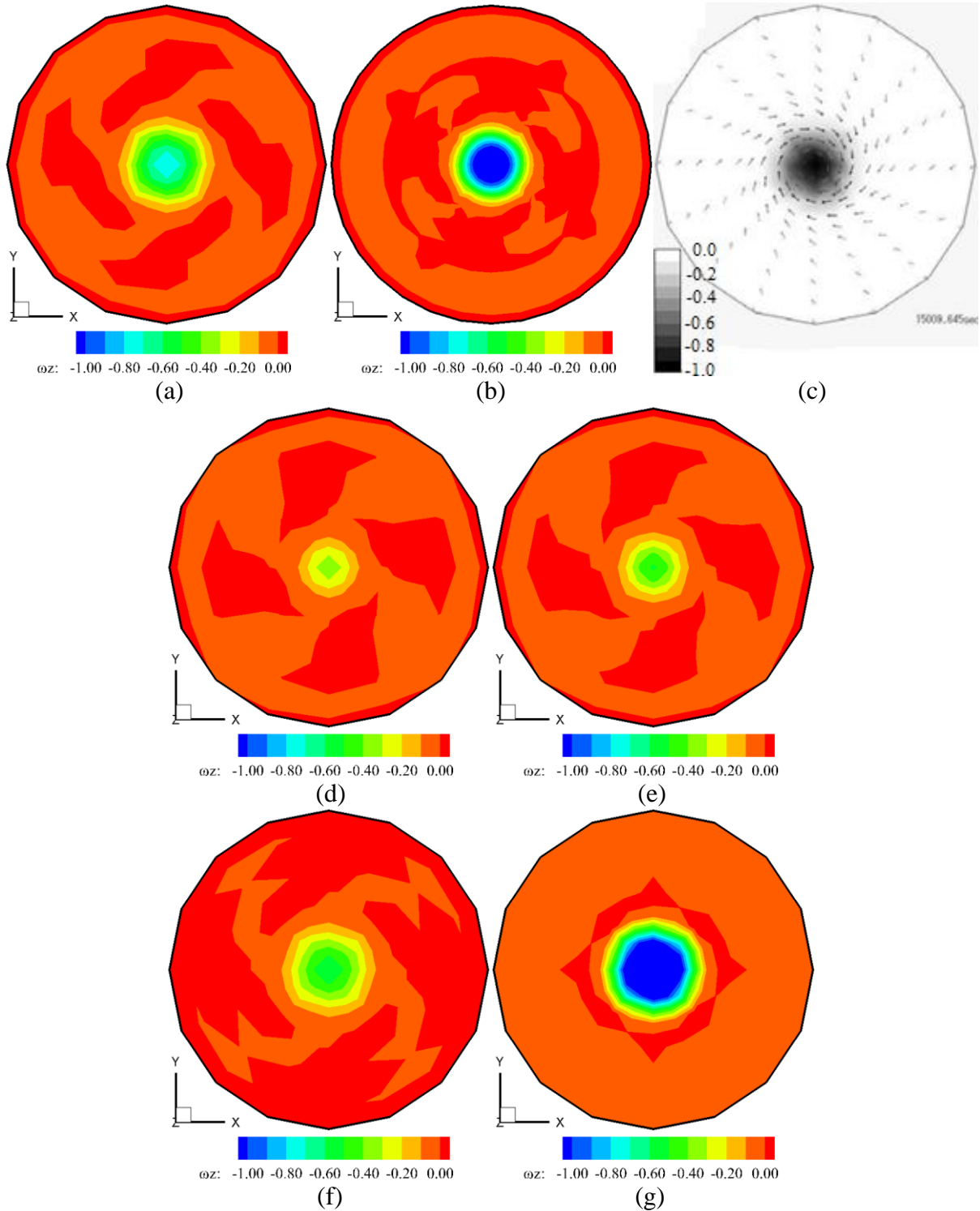


Figura 4.38 – Distribuição da velocidade  $v_1$  no plano  $X = 0$  para a condição de não deslizamento na base: (a)  $\theta_{fix} = 18,1^\circ$ ; (b)  $\theta_{fix} = 37,5^\circ$

Na Figura 4.39 (a), (b), (d), (e), (f), (g), (h) e (i) são apresentados os campos de vorticidade vertical na superfície inferior do domínio para as situações correspondentes a ângulo de  $37,5^\circ$  imposto na entrada e Malha  $20 \times 20 \times 20$ , mesmo ângulo imposto e Malha  $40 \times 40 \times 40$ , ângulo de  $11,75^\circ$  imposto na entrada, ângulo de  $18,1^\circ$  imposto na entrada,  $Re = 300$ ,  $Re = 1000$ ,  $e = 0,3$  e  $e = 0,6$ , respectivamente. A Figura 4.39 (c) foi extraída de Miyata et al. (2008) e mostra o campo de vorticidade vertical e os vetores de velocidade na superfície da base com deslizamento. A tendência geral observada é que maior refinamento, um maior ângulo na

entrada (relação de redemoinho), maior  $Re$  e maior parâmetro seletivo de massa  $e$  gera uma maior vorticidade.



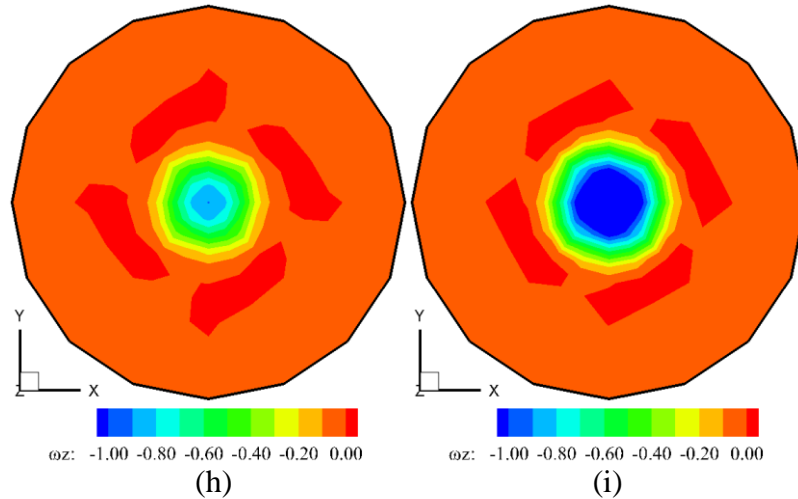
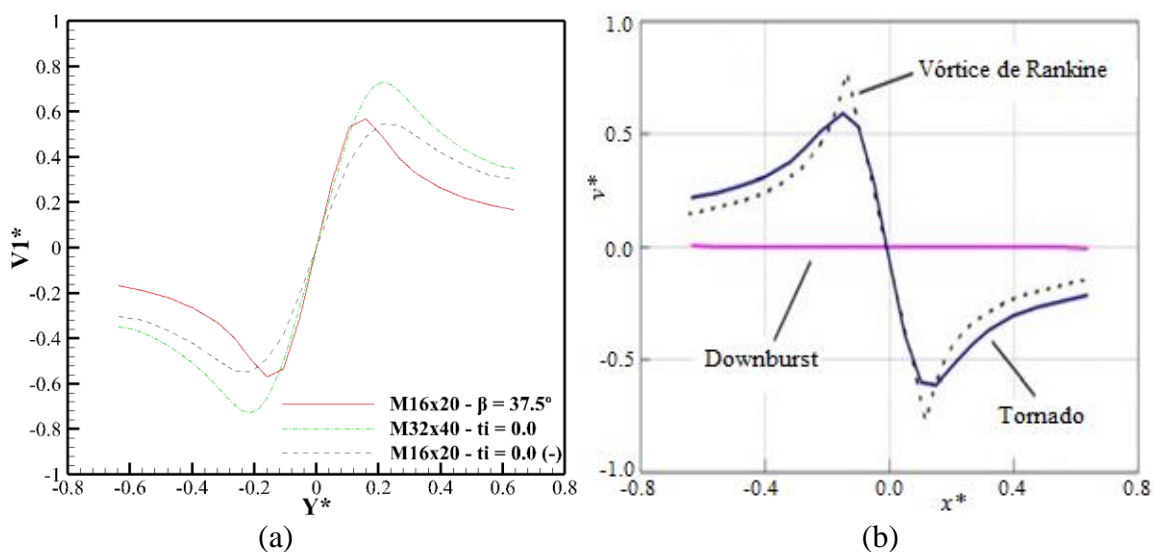


Figura 4.39 - Distribuição de vorticidade vertical no contorno inferior: (a)  $\theta_{fix} = 37,5^\circ$ ,  $M_{20 \times 20 \times 20}$ ,  $Re = 450$  e  $e = 0,0$ ; (b)  $\theta_{fix} = 37,5^\circ$  e  $M_{40 \times 40 \times 40}$ ; (c) Miyata et al. (2008); (d)  $\theta_{fix} = 11,75^\circ$ ; (e)  $\theta_{fix} = 18,1^\circ$ ; (f)  $Re = 300$ ; (g)  $Re = 1000$ ; (h)  $e = 0,3$ ; (i)  $e = 0,6$

As distribuições de velocidade na base devidas ao escoamento do tornado são mostradas na Figura 4.40 (a), (c), (d), (e) e (f) e correspondem aos casos onde o ângulo na entrada foi fixado ou deixado livre, os ângulos fixados foram variados, o  $Re$  foi variado, varias malhas foram utilizadas e o parâmetro de massa foi também variado. A expressão  $x^* = xh/A$  é a distância radial adimensional a partir do centro do domínio e  $v^* = v/W_0$  é a componente adimensional da velocidade tangencial, que correspondem aos eixos das figuras.



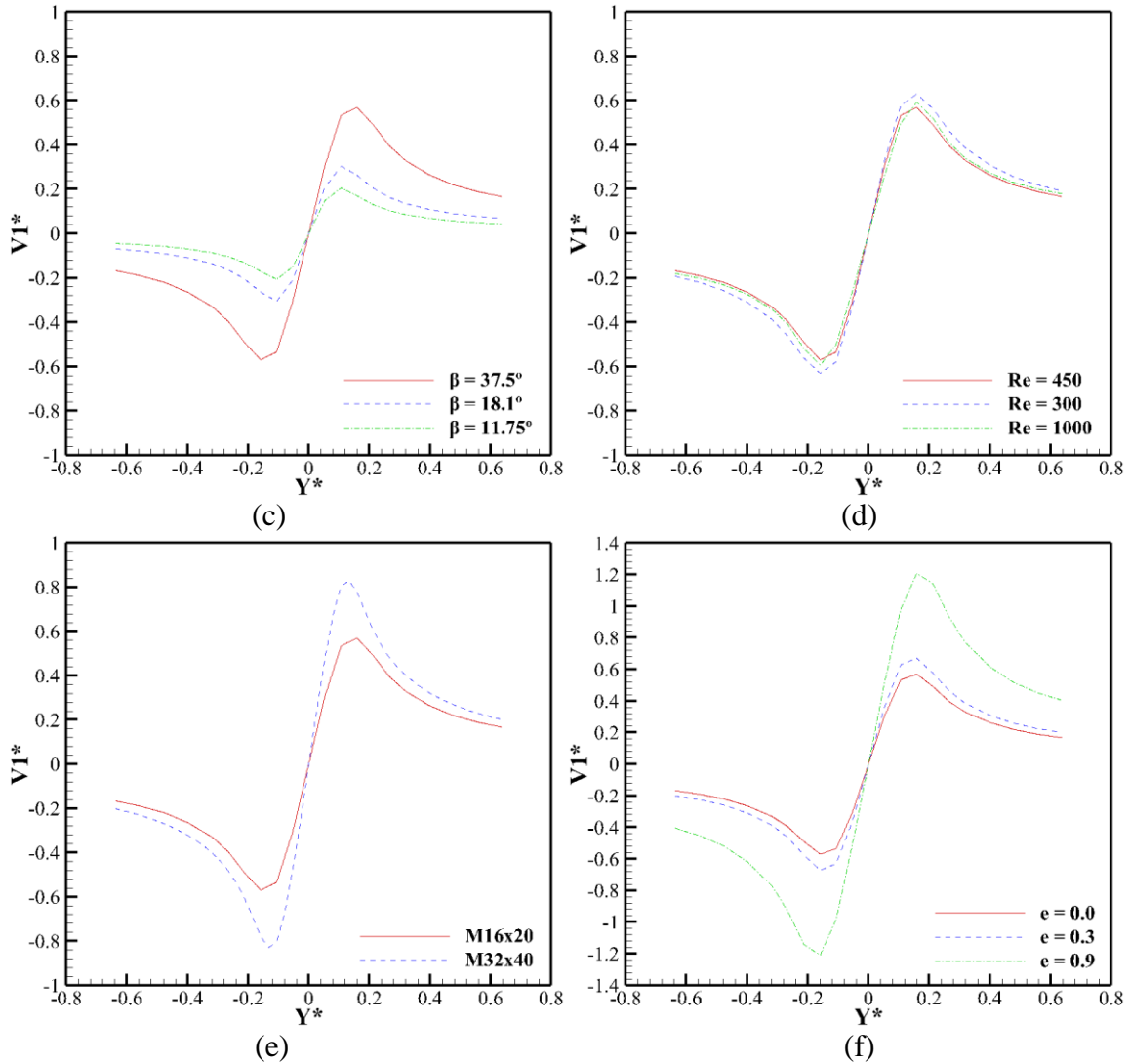


Figura 4.40 - Distribuição da velocidade tangencial adimensional ao longo de uma linha na base do simulador para a condição de deslizamento: (a)  $\theta$  fixo e livre e diferentes malhas; (b) Nomura et al. (2009); (c)  $\theta$  fixo; (d) Re; (e) diferentes malhas; (f)  $e$

Como mostrado, a distribuição da velocidade obtida está de acordo com o Modelo de Vórtice de Rankine, apresentado por Nomura et al. (2009), apenas quando a malha for a mesma que a utilizada pela referência e os dados adotados corresponderem à Tabela 4.7. Como mencionado anteriormente, mas desta vez para a velocidade tangencial, a mesma aumenta conforme aumenta o ângulo imposto na entrada, o parâmetro seletivo de massa e o refinamento da malha, sendo que neste último caso a tendência indica que a independência de malha será alcançada com 500000 elementos. Por outro lado, a variação do Re não indicou nenhuma tendência em relação aos picos de velocidade tangencial.

#### 4.2.2 Tornado 2D baseado em um Modelo de Vórtice

Este exemplo trata da simulação de um tornado em duas dimensões (seção transversal), gerado através do Modelo de Vórtice Combinado de Rankine, que se translada por todo o comprimento do domínio e no caminho encontra um cilindro circular, como mostrado na Figura 4.41 abaixo.

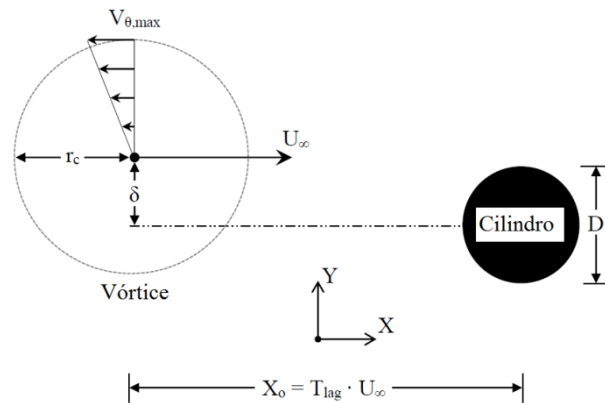


Figura 4.41 - Esquema da interação paralela de um vórtice que impacta com um cilindro circular, rígido e longo (baseado em STRASSER, 2015)

Esta análise visa estudar a importância do momento em que o tornado impacta no cilindro baseado no histórico do coeficiente de força vertical ou transversal  $C_y$ , além da influência da trajetória relativa do tornado em relação aos coeficientes de força medidos sobre o corpo imerso no escoamento.

Como mencionado por Strasser e Selvam (2015a) e apresentado na Figura 4.42 (a), é aceitável considerar que a seção transversal do vórtice está composta por três regiões: (1) núcleo interno laminar, (2) região de transição e (3) exterior turbulento. Vários perfis de velocidade tangenciais típicos encontrados na literatura (KILTY, 2005; STRASSER, 2015; STRASSER; SELVAM, 2015a) são mostrados na Figura 4.42 (b), nos quais  $V_{\theta}(r)$  aumenta com a distância ao centro do vórtice ( $r < r_c$ ), atingindo um valor máximo  $V_{\theta,max}$  a uma distância correspondente ao raio crítico  $r_c$  e diminuindo logo após conforme se continua aumentando a distância ao centro do vórtice ( $r > r_c$ ).

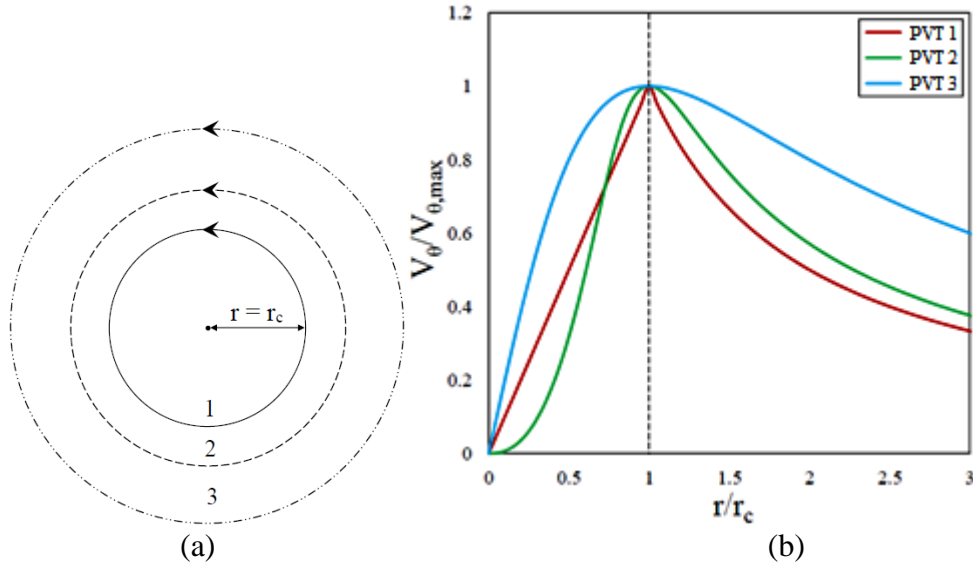


Figura 4.42 - (a) Esquema das 3 regiões transversais do vórtice; (b) ilustração de 3 perfis de velocidade tangencial de vórtice analítico (baseado em STRASSER; SELVAM, 2015a)

Como mencionado anteriormente, existem diversos modelos de vórtices utilizados para simular o perfil de velocidade tangencial. Strasser (2015) os classifica como Perfis Bi-regionais, Contínuos e Algébricos. Estes últimos são de especial importância pelo fato de poder replicar os anteriores, sendo assim mais versáteis e velozes para sua implementação computacional. A Figura 4.43 apresenta os perfis de velocidades tangenciais adimensionais recopilados por Strasser e Selvam (2015a) a partir de vários estudos que foram realizados sobre tornados simulados experimentalmente, assim como de tornados e furacões reais. Esses perfis foram contrastados com os seguintes perfis analíticos:

- Modelo de Vórtice Combinado de Rankine Modificado (HUGHES, 1952):

$$V_{\theta, \text{MRCVM}}(r) = r/r_c \quad 0 \leq r/r_c \leq 1.0 \quad (4.13)$$

$$V_{\theta, \text{MRCVM}}(r) = (r_c/r)^x \quad r/r_c > 1.0 \quad (4.14)$$

- Vattistas et al. (1991):

$$V_{\theta, \text{V}}^*(r) = r \cdot r_c \cdot \left( 2 / (r^{2n} + r_c^{2n}) \right)^{1/n} \quad (4.15)$$

onde com  $n = 1$  se obtém o Perfil de Velocidade Tangencial de Scully-Kaufmann (S-K), com  $n = 2$  o de Lamb-Oseen (L-O)/Burgers-Rott (B-R) e com  $n = 100$  o *MRCVM* para  $x = 1$ .

- Wood e White (2011) – baseado em Vatistas et al. (1991):

$$V_{\theta, W-W}(r) = (r \cdot r_c)^\kappa \cdot \left[ 1 + \kappa/\eta \cdot \left( (r/r_c)^{\kappa/\psi} - 1 \right) \right]^{-1} \quad (4.16)$$

sendo que na Tabela 4.8 são apresentadas as combinações de expoentes que reproduzem os Perfis de Velocidades Tangenciais Contínuos.

Tabela 4.8 – Expoentes de Wood-White para aproximar os perfis de velocidade tangencial derivados

Perfil	$\kappa$	$\eta$	$\psi$
S-K	0,850	1,700	0,700
L-O/B-R	1,000	2,265	0,830
Sullivan	2,401	3,433	0,435
<i>MRCVM</i> ( $x = 1$ )	1,000	2,000	0,010

fonte: (STRASSER; SELVAM, 2015a)

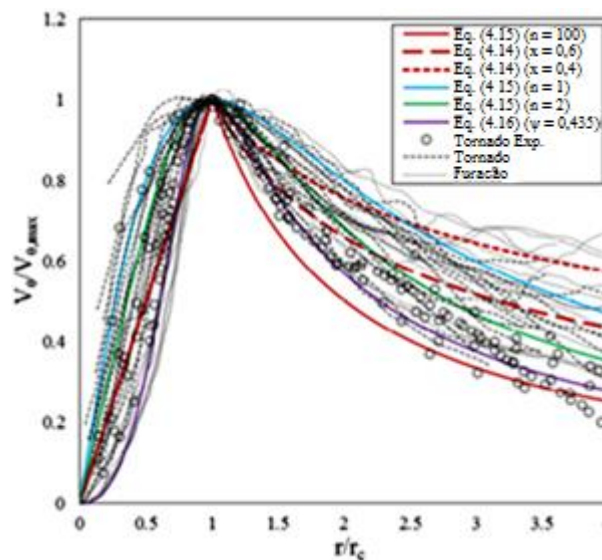


Figura 4.43 - Comparação de perfis de velocidade tangencial medidos e analíticos (baseado em STRASSER; SELVAM, 2015a)

Como apresentado na seção 2.3.3, o modelo utilizado neste trabalho está baseado no Modelo de Vórtice Combinado de Rankine (*MRCVM* com  $x = 1$ ). A partir da Figura 4.43 percebe-se



que este modelo se encontra geralmente abaixo da nuvem de pontos apresentada e somente é maior que o perfil de Sullivan no núcleo interior do vórtice, onde este último procura reproduzir o comportamento de um vórtice de duas células.

A malha de elementos finitos utilizada neste exemplo é a mesma que foi apresentada na Figura 4.15 e está baseada na malha utilizada por Strasser et al. (2016) com a diferença que foi multiplicado o número de divisões por aresta ou curva em 1,5 vezes. A condição inicial de pressão em todos os pontos do domínio é  $p = 0$ , enquanto que as condições de velocidade dependem das seguintes situações: 1) quando o escoamento é uniforme:  $v_1(0) = 1$ ,  $v_2(0) = 0$  e  $v_3(0) = 0$  e 2) quando o escoamento simula um tornado:  $v_1(0) = v_{1,RCVM}(t_{lag})$ ,  $v_2(0) = v_{2,RCVM}(t_{lag})$  e  $v_3(0) = 0$ , onde  $t_{lag}$  depende do raio do cilindro, do raio crítico do vórtice e do tempo necessário para alcançar um determinado valor característico do coeficiente de força vertical  $C_y$  para o escoamento uniforme. Por sua vez, este tempo vai ser equivalente ao Tempo de Impacto, considerado como o tempo necessário para que a frente do tornado (onde tem-se  $V_{\theta,max}$ ) entre em contato com a superfície a montante do cilindro.

As condições de contorno para o escoamento denominado uniforme são similares às apresentadas na Figura 4.14 do Exemplo 4.1.2, com a diferença que o cilindro não se desloca e que no contorno a jusante do domínio a condição de contorno é  $t_1 = t_2 = t_3 = 0$  com  $p = 0$  aplicado unicamente nos nós do vértice inferior. Por sua vez, as condições de contorno para o escoamento de tornado são apresentadas na Figura 4.44, as quais se diferenciam das apresentadas por Strasser et al. (2016), onde foram omitidas as condições de gradiente nulo de pressão e velocidade por gerarem alterações indesejadas.

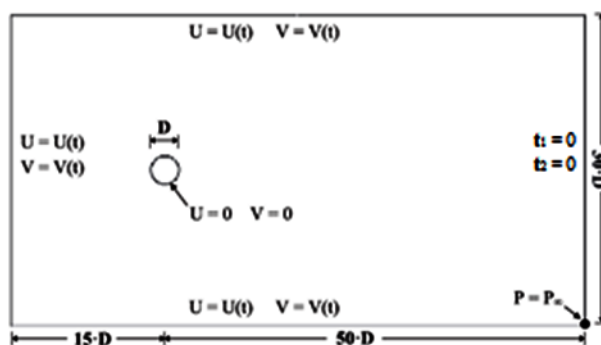


Figura 4.44 - Ilustração do domínio computacional e condições de contorno (baseado em STRASSER et al., 2016)

Os dados gerais do problema são apresentados na Tabela 4.9.

Tabela 4.9 - Constantes físicas e geométricas utilizadas nas análises do escoamento *RCVM* sobre um cilindro circular bidimensional

<b>Velocidade de referência (<math>V_{\infty}</math>)</b>	1,0
<b>Parâmetro de Compressibilidade Artificial (<math>\beta</math>)</b>	11,5
<b>Viscosidade cinemática (<math>\nu</math>)</b>	$6,67 \times 10^{-3}$
<b>Viscosidade volumétrica (<math>\lambda/\rho</math>)</b>	0,0
<b>Massa específica (<math>\rho</math>)</b>	1,0
<b>Constante de Smagorinsky (<math>C_s</math>)</b>	0,1
<b>Dimensão característica (<math>D</math>)</b>	1,0
<b>Velocidade angular (<math>\omega</math>)</b>	1,0
<b>Raio máximo (<math>r_{máx}</math>)</b>	1,0
<b>Velocidade de translação (<math>V_x</math>)</b>	1,0
<b>Deslocamento da origem de coordenadas (<math>D_y</math>)</b>	14,0; 15,0; 16,0
<b>Coefficiente de segurança (<math>\alpha</math>)</b>	0,51
<b>Incremento de tempo (<math>\Delta t</math>)</b>	$2,0 \times 10^{-4}$
<b>Tempo final (<math>t_f</math>)</b>	200
<b>Parâmetro seletivo de massa (<math>e</math>)</b>	0,9
<b>Tempo de atraso (<math>t_{lag}</math>)</b>	132,51; 133,87; 135,24; 136,60

Primeiramente, são apresentados na Figura 4.45 os perfis de velocidade tangencial adimensional (a) obtidos neste trabalho e (b) apresentados por Strasser e Selvam (2015b) com a finalidade de comparar o decrescimento em relação aos valores teóricos. É preciso esclarecer que o perfil teórico utilizado pela referência corresponde à expressão de Vatistas et al. (1991) (Equação (4.15) para  $n = 2$  (L-O). Como foi comprovado por Strasser et al. (2016), para as mesmas condições, o perfil do *RCVM* apresenta o maior decrescimento entre os perfis reproduzidos e a situação piora com a redução do raio crítico. Assim, enquanto a velocidade tangencial da citada referência foi reduzida a 83%, neste trabalho o valor foi reduzido a 52%. Convém esclarecer que o eixo horizontal nas figuras tem diferente significado. A Figura 4.45 (a) tem a origem do sistema de coordenadas globais na borda da malha e o centro do cilindro está a 15 unidades de distância dessa borda, enquanto que na Figura 4.45 (b) a origem do sistema está no centro do cilindro e a borda do domínio esta em  $X = -12$  unidades de distância.

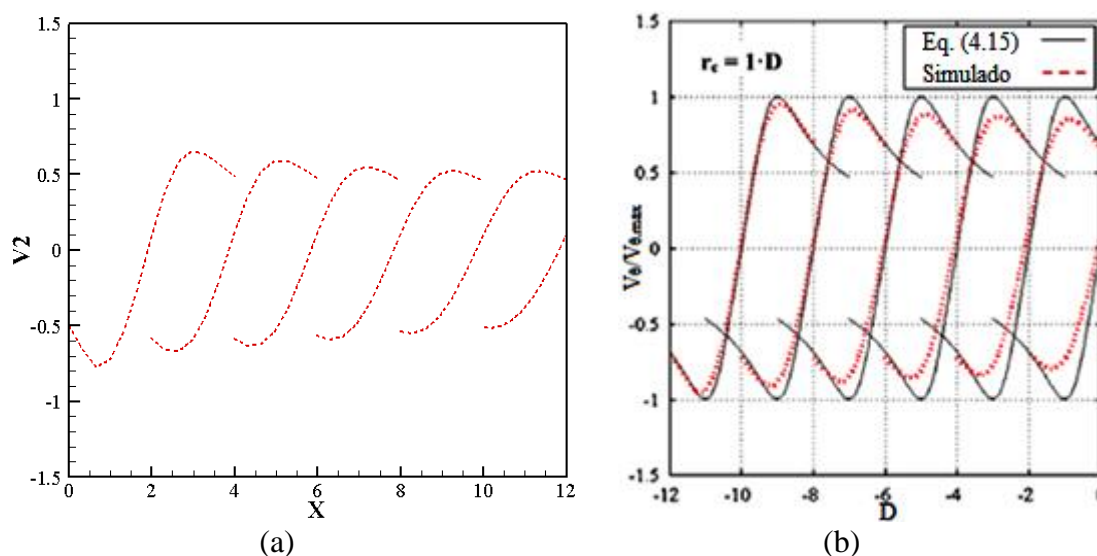


Figura 4.45 - Comparação dos perfis de velocidade tangencial do vórtice para o raio  $1 \cdot D$  simulado com: (a) *RCVM* no presente trabalho; (b) Vatis et al. (1991) (baseado em STRASSER; SELVAM, 2015b)

Como o presente estudo se baseia no histórico do coeficiente de força vertical  $C_y$  resultante do escoamento uniforme ao redor de um cilindro, primeiramente foram realizadas várias simulações procurando ajustar os parâmetros que produzissem um Número de Strouhal  $S_t$  bem próximo da referência. Desse estudo resultaram os coeficientes de força  $C_x$  médio,  $C_y$  médio quadrático (*RMS*) e o número de Strouhal  $S_t$  apresentados na Tabela 4.10, junto aos valores correspondentes obtidos por outros autores.

Tabela 4.10 - Comparação dos coeficientes aerodinâmicos e do número de Strouhal sobre o cilindro circular bidimensional sem *RCVM*

Malhas	Autor	$\bar{C}_x$	$C_{y(rms)}$	$S_t$
84x45	Presente estudo	1,351	0,3717	0,1831
86x45	Strasser e Selvam (2015b)	1,329	-	0,1827
386x322	Qu et al. (2013)	1,301	0,3529	0,1837
256x256	Chan e Jameson (2010)	1,331	-	0,181
Experimental	Chan et al. (2011)	-	-	0,184

Na Figura 4.46 são apresentados os históricos dos coeficientes de força horizontal  $C_x$  e vertical  $C_y$  obtidos neste trabalho e, ao lado, os obtidos por Strasser e Selvam (2015b) para o mesmo intervalo de tempo. Ambos mostram uma boa correspondência, mas percebe-se a

existência de certa defasagem. Como esquematizado na Figura 4.46 (b), foi selecionado um ciclo do histórico de  $C_y$  que parte de  $t = 132,51$  s, correspondente um valor máximo. Dentro deste ciclo, foram detectados os tempos correspondentes a  $C_y$  máximo,  $C_y = 0$  descendente,  $C_y$  mínimo e  $C_y = 0$  ascendente, que resultaram em  $TDI1 = 132,51$  s,  $TDI2 = 133,87$  s,  $TDI3 = 135,24$  s e  $TDI4 = 136,60$  s, respectivamente. Na Figura 4.46 (c) é apresentado o espectro de potência do coeficiente de força  $C_y$ , onde observa-se que o seu pico máximo ocorre na frequência  $f_s = 0,1831$ .

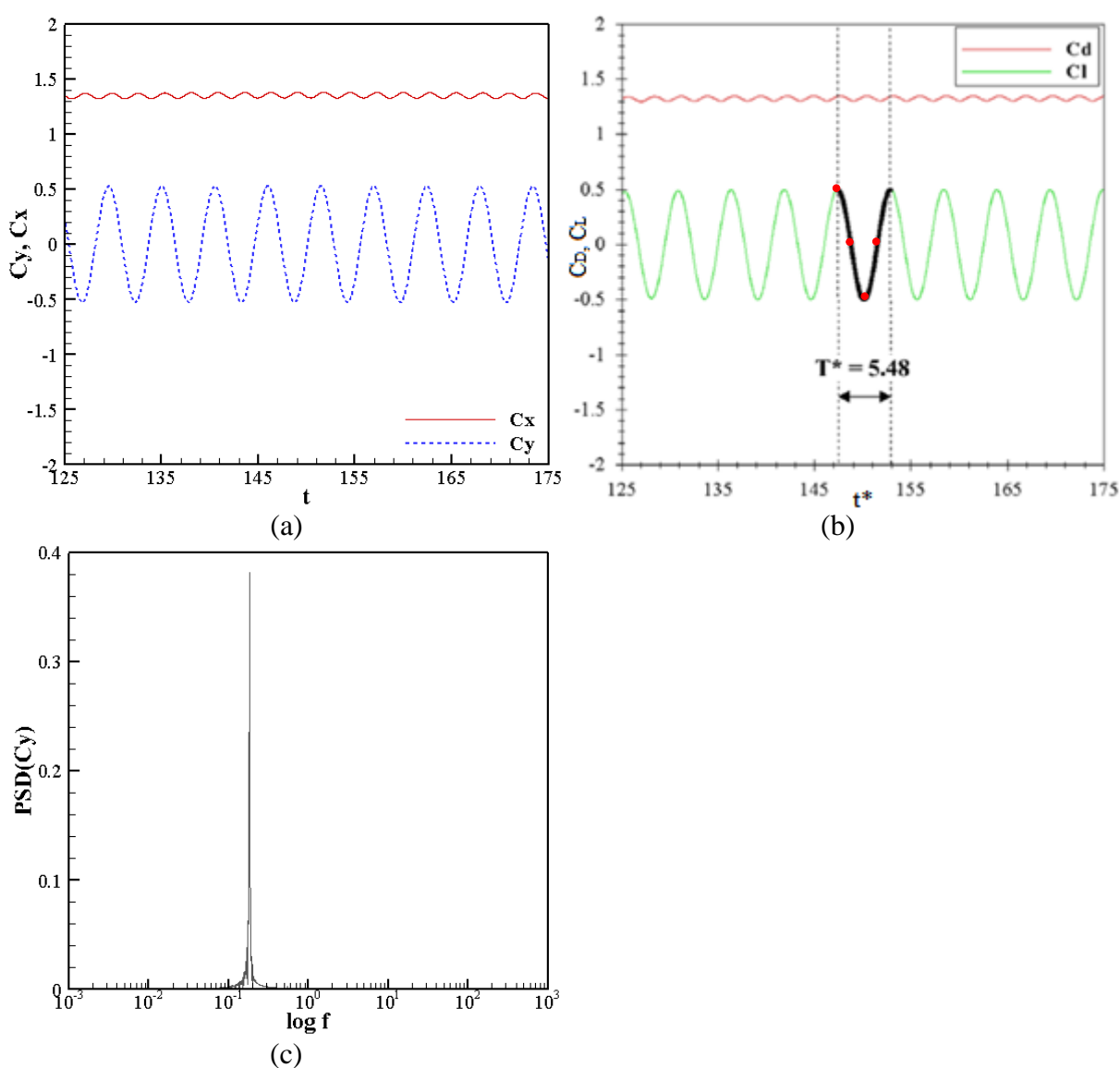
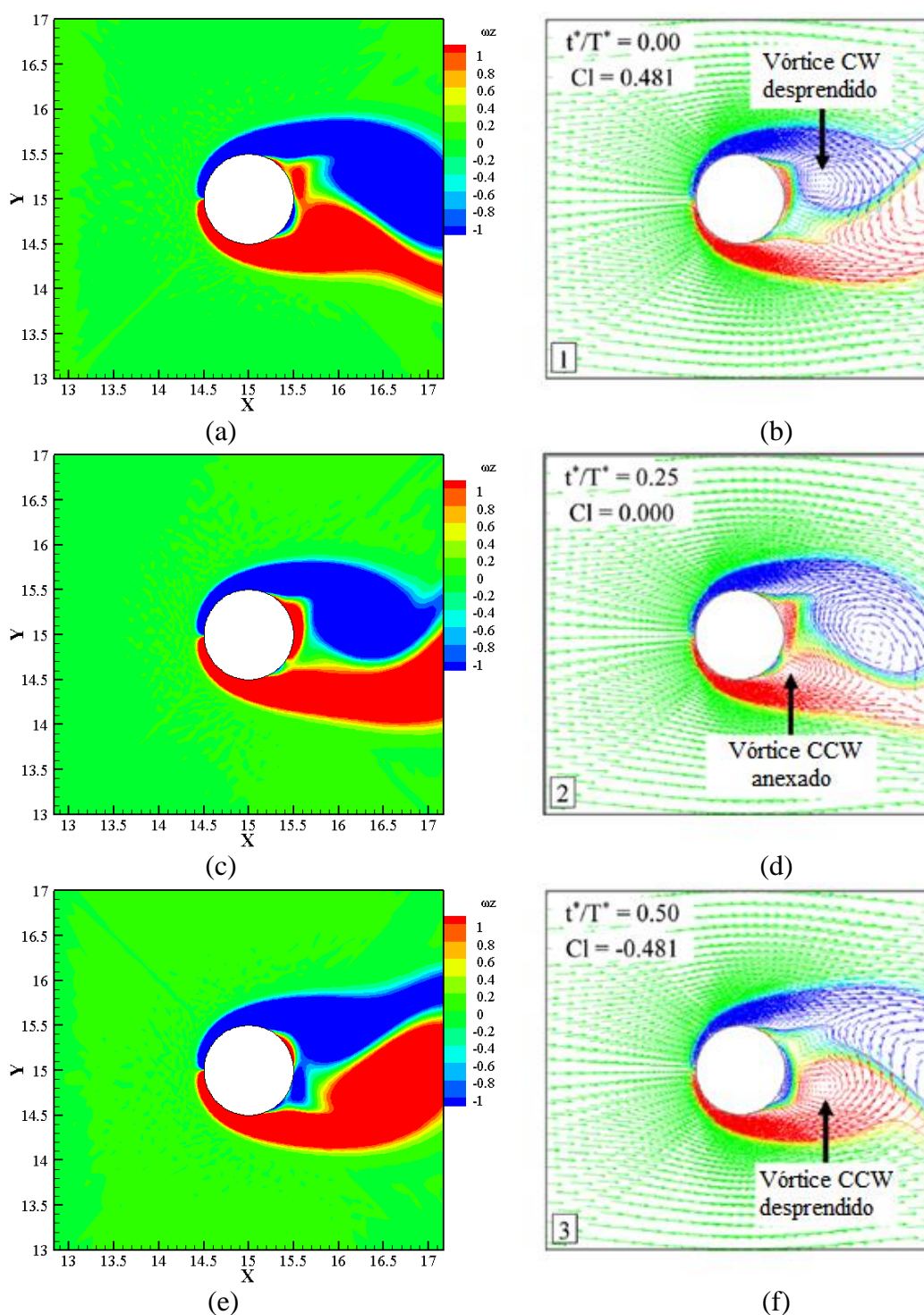


Figura 4.46 - Histórico dos coeficientes de força  $C_x$  e  $C_y$  para o escoamento uniforme com  $Re = 150$ : (a) presente trabalho; (b)  $T^*$  e  $TDI1-4$  (●) (baseado em STRASSER; SELVAM, 2015b); (c) espectro de potência de  $C_y$

Para analisar em detalhe o que acontece no entorno do cilindro nos tempos especificados dentro do ciclo, a Figura 4.47 (a), (c), (e) e (g) apresenta o campo de vorticidade obtido neste trabalho. Ao lado destes, aparecem os campos obtidos por Strasser e Selvam (2015b) em correspondência. Como é possível observar, os campos (a) e (c) estão trocados em relação à referência, assim como os campos (e) e (g). Este fato ainda requer mais estudos para sua explicação.



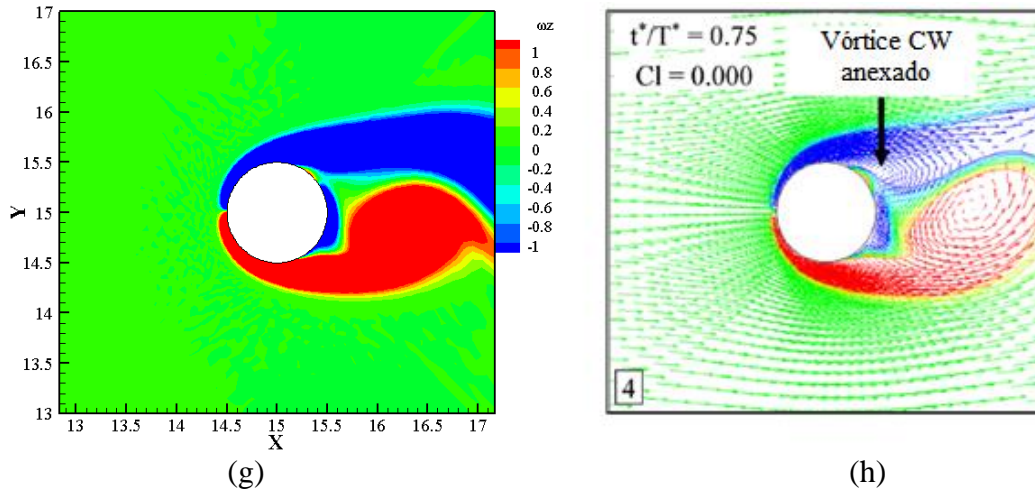


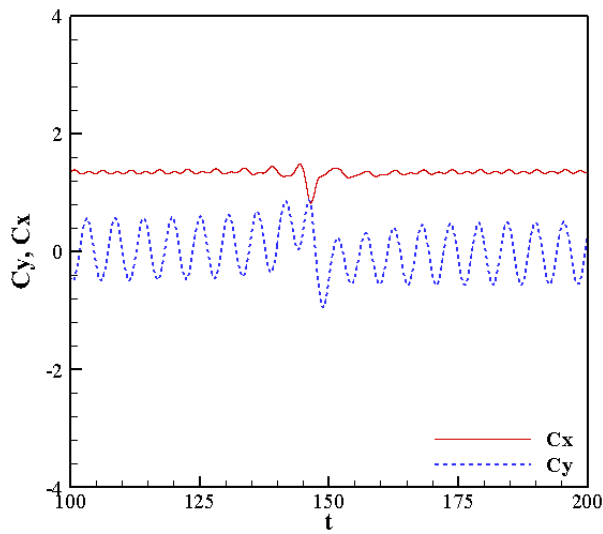
Figura 4.47 - Distribuição de vorticidade dos vórtices anexados e desprendidos na esteira do cilindro em: (a) *TDI1*; (b) *TDI1* (baseado em STRASSER; SELVAM, 2015b); (c) *TDI2*; (d) *TDI2* (baseado em STRASSER; SELVAM, 2015b); (e) *TDI3*; (f) *TDI3* (baseado em STRASSER; SELVAM, 2015b); (g) *TDI4*; (h) *TDI4* (baseado em STRASSER; SELVAM, 2015b)

Na seqüência foram realizadas as simulações considerando cada tempo de impacto (*TDI*) para o cálculo dos tempos de atraso  $t_{lag}$  do vórtice segundo a seguinte expressão:

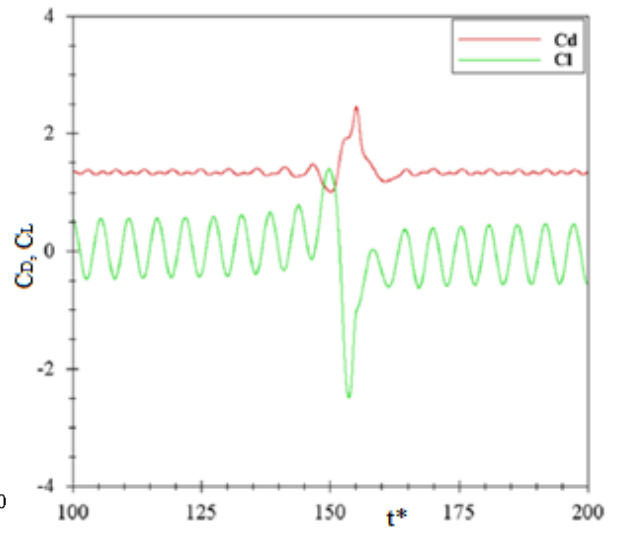
$$t_{lagi} = TDI_i + (r_c - x_{cc} + D/2)/U_\infty \quad (4.17)$$

onde  $x_{cc}$  é a coordenada  $X$  do centro do cilindro, dado que a origem do sistema de coordenadas globais não foi colocada no centro do mesmo. Caso contrário,  $x_{cc}$  seria nulo.

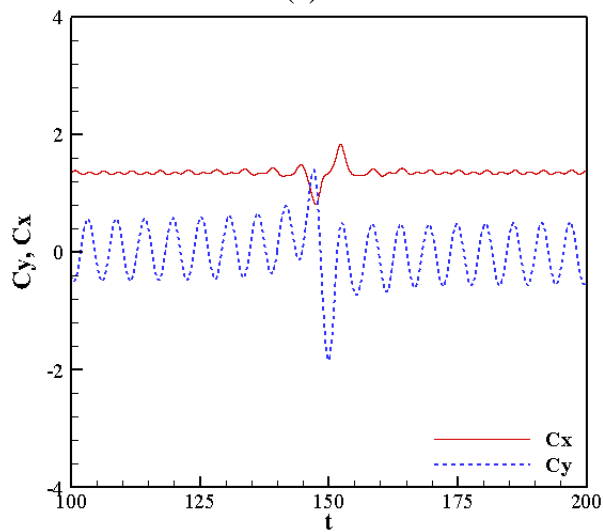
Os históricos dos coeficientes de força horizontal  $C_x$  e vertical  $C_y$  gerados são apresentados nas Figura 4.48 (a), (c), (e) e (g) ao lado dos resultados apresentados na referência. Pela variação dos coeficientes no instante do impacto é possível perceber que existe uma defasagem de aproximadamente  $180^\circ$ , ou seja, que o primeiro histórico obtido se corresponde aproximadamente com o terceiro, o segundo com o quarto, etc, embora seja necessário gerar os históricos para mais pontos dentro do ciclo para se ter certeza. Também resultam valores extremos menores aos da referência, mas isso pode ser explicado pela significativa redução experimentada no perfil de velocidade tangencial (Figura 4.45 (a)). A Figura 4.48 (i) apresenta o espectro de potência relativa a  $C_y$  para os dois primeiros históricos, onde se observa uma prevalência do pico correspondente a *TDI2*, embora ambos tenham a mesma frequência de desprendimento de vórtices.



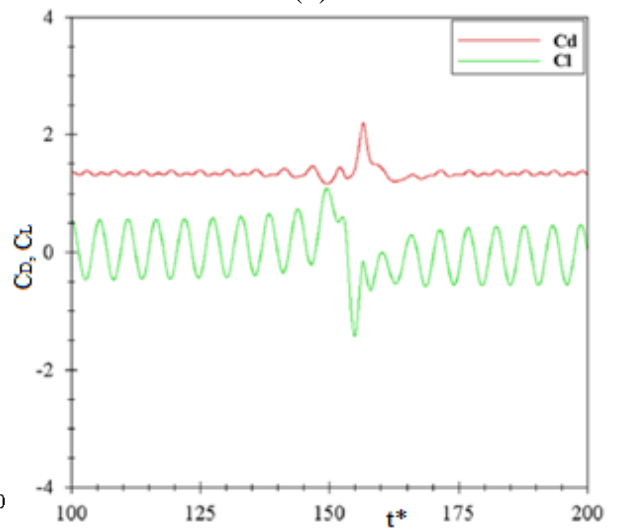
(a)



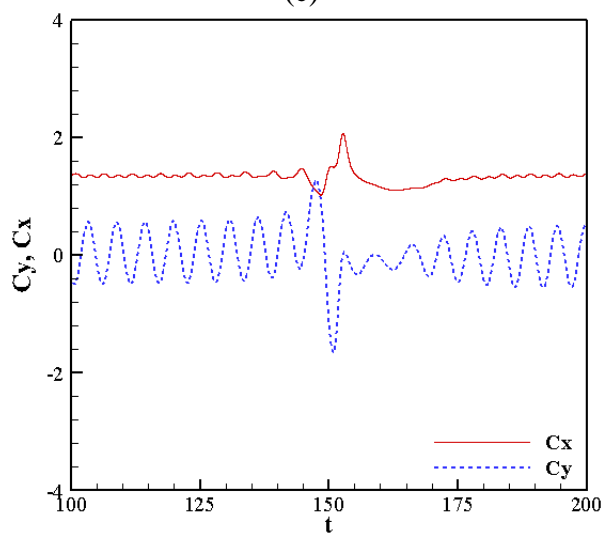
(b)



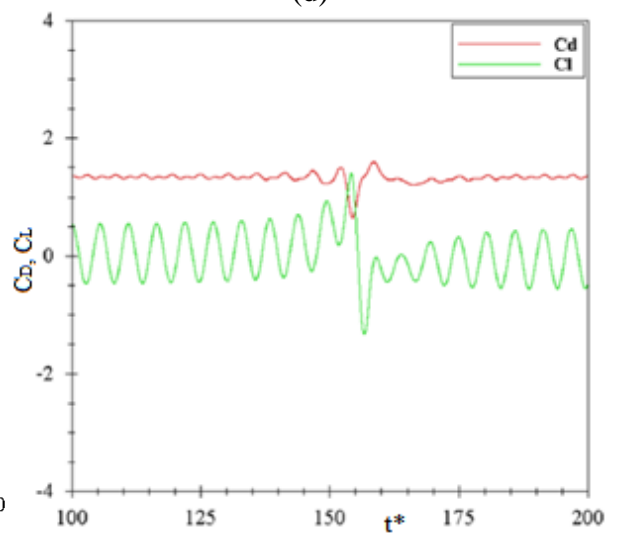
(c)



(d)



(e)



(f)

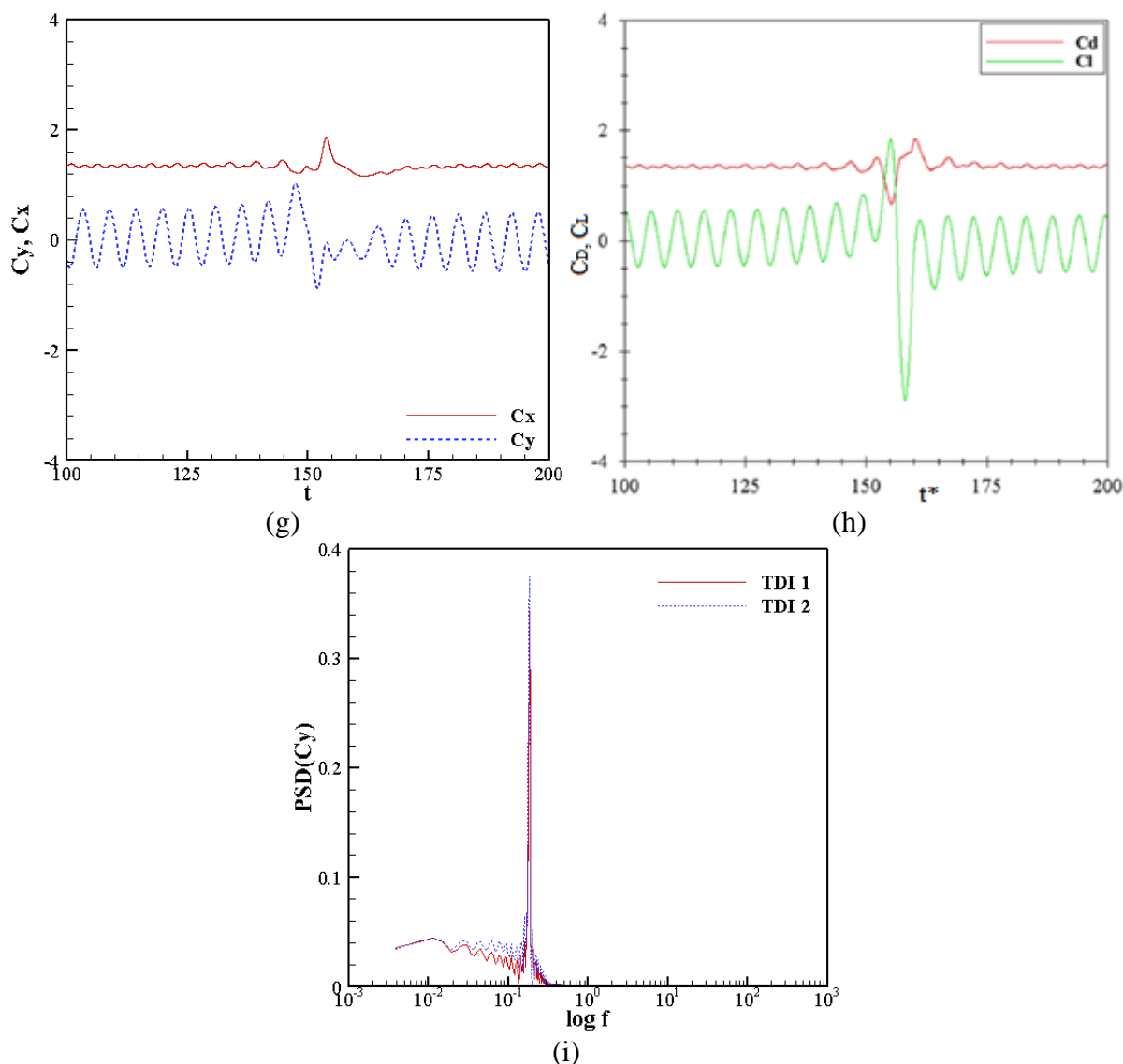
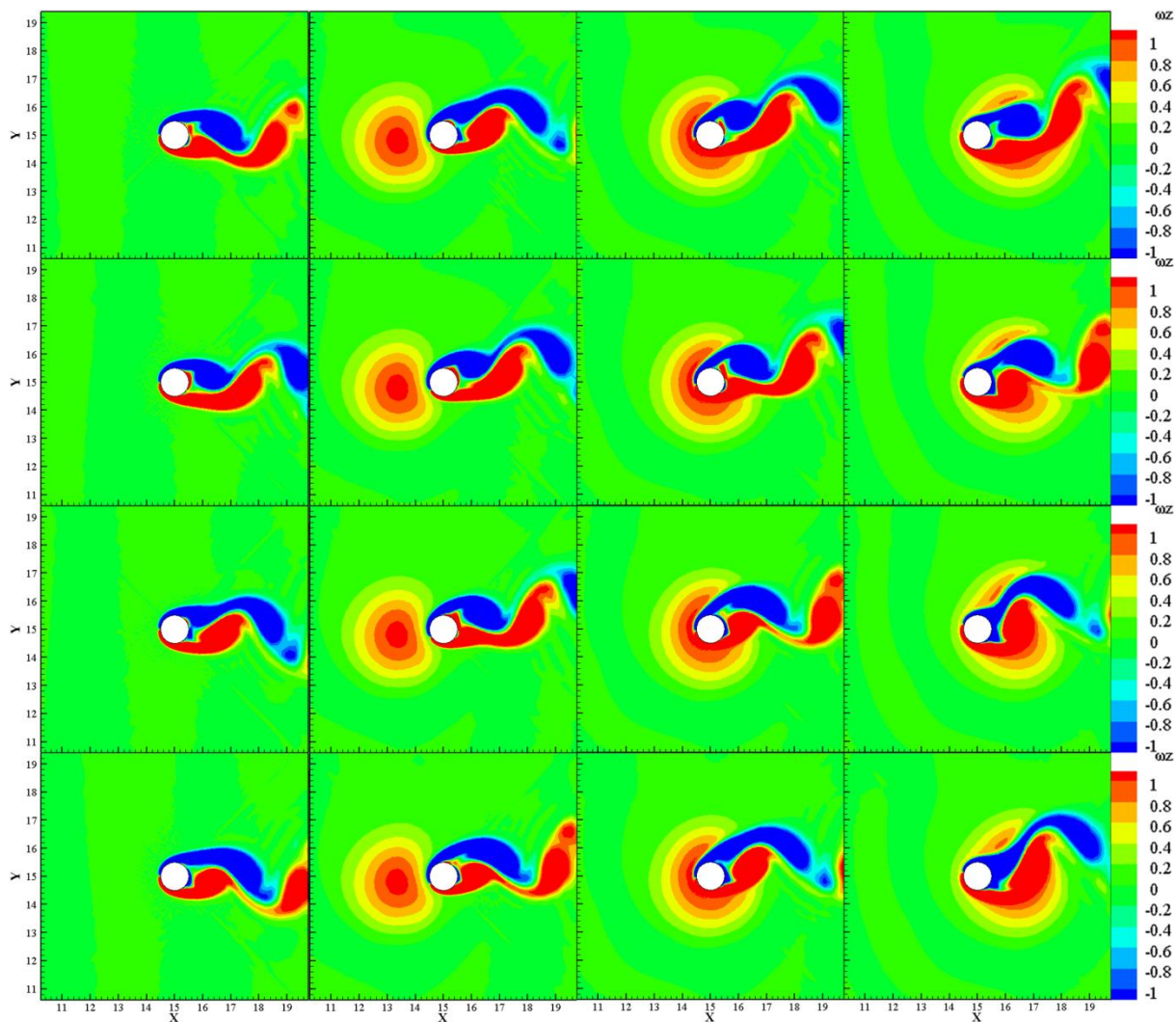


Figura 4.48 - Histórico dos coeficientes de força para impacto do vórtice  $1 \cdot D$  em: (a) *TDI1*; (b) *TDI1* (baseado em STRASSER; SELVAM, 2015b); (c) *TDI2*; (d) *TDI2* (baseado em STRASSER; SELVAM, 2015b); (e) *TDI3*; (f) *TDI3* (baseado em STRASSER; SELVAM, 2015b); (g) *TDI4*; (h) *TDI4* (baseado em STRASSER; SELVAM, 2015b); (i) espectro de potência do  $C_y$  em *TDI1* e *TDI2*

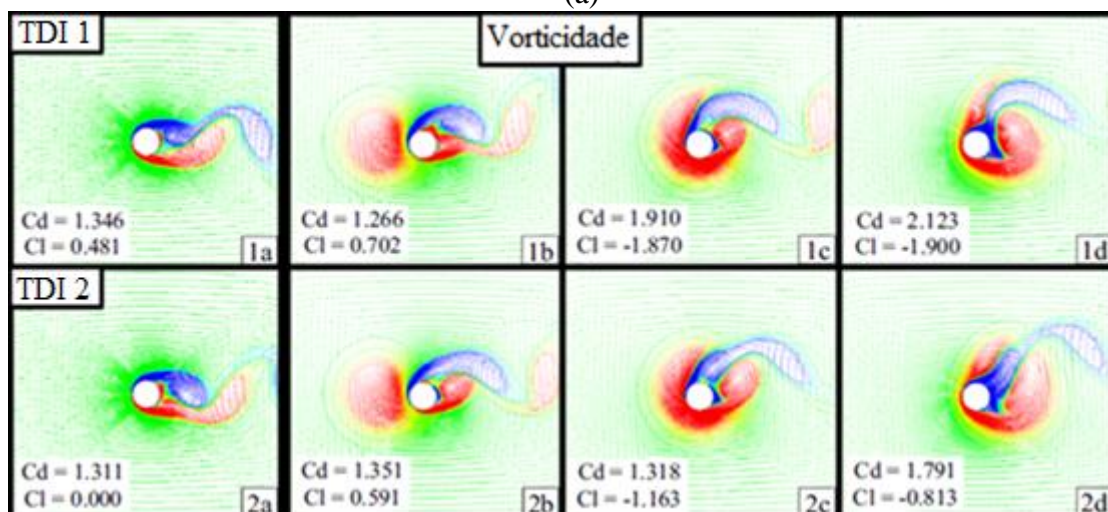
Com o objetivo de entender os efeitos do tornado nos instantes em que o mesmo impacta o cilindro, está acima dele e deixando o cilindro (quando teoricamente o valor  $V_{\theta, \max}$  coincide com a borda a jusante do cilindro), foram gerados os campos de vorticidade apresentados na Figura 4.49 (a). A primeira coluna corresponde aos campos de vorticidade do escoamento uniforme para o instante de impacto e na Figura 4.49 (b) se exibem os correspondentes campos obtidos pela referência. Ao comparar os campos de tornado novamente se observa a



defasagem de aproximadamente  $180^\circ$ , que foi mencionada anteriormente, e uma diminuição da intensidade no centro do tornado.



(a)



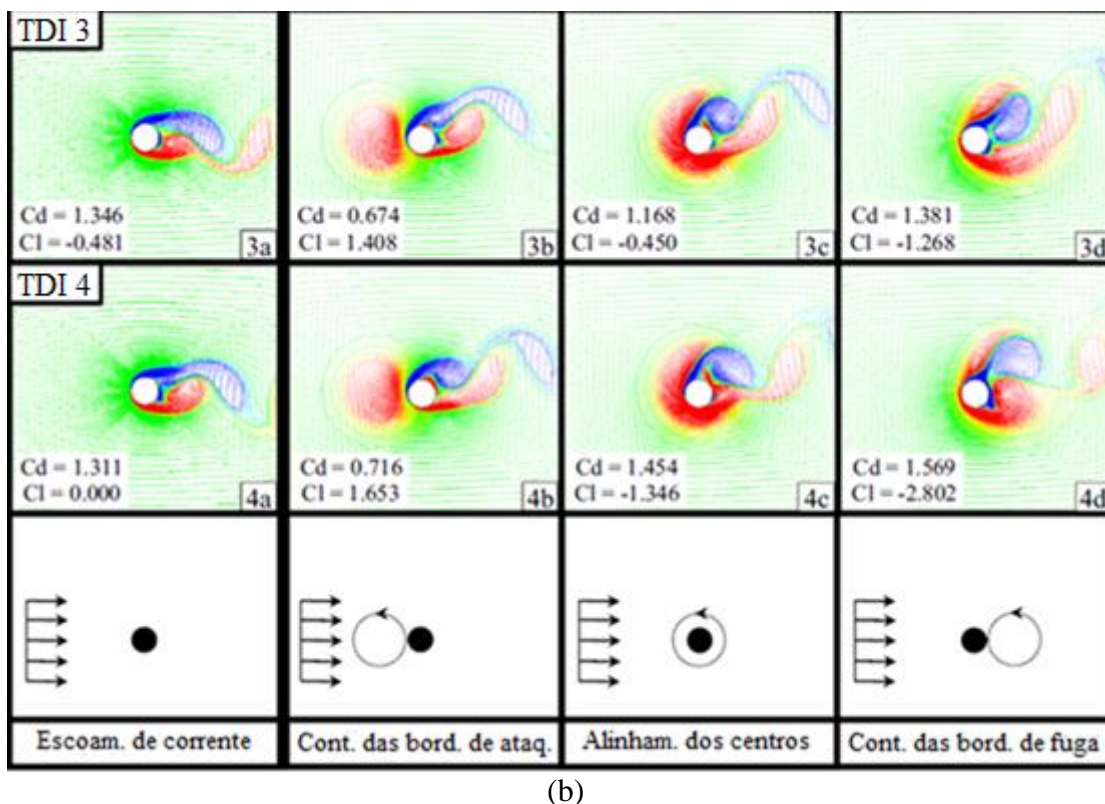


Figura 4.49 - Distribuição de vorticidade em *TDI* – 4 (por linha) para o escoamento uniforme sobre o cilindro (1ª coluna) e para as três posições relativas do vórtice em relação ao cilindro (2ª, 3ª e 4ª coluna): (a) presente trabalho; (b) Strasser e Selvam (2015b)

Para generalizar um pouco mais a análise, foi escolhido um  $t_{lag}$  correspondente a *TDI2* para simular o tornado passando a distâncias  $\delta = -r_c$  e  $\delta = r_c$  do centro do cilindro. Os resultados desta análise são apresentados na Figura 4.50 (a), (b), (c) e na Figura 4.51. Comparando a Figura 4.50 (a) e (b) se confirma que o tornado passando abaixo do cilindro, faz com que haja uma diminuição do coeficiente  $C_x$ , enquanto que passando acima, faz com que haja um aumento no mesmo coeficiente. Além disso, a primeira situação diminui a amplitude de  $C_y$  e a segunda aumenta. Analisando mais de perto os picos da Figura 4.50 (c), percebe-se uma pequena tendência a um deslocamento da frequência de desprendimento de vórtices original, diminuindo a frequência correspondente a  $\delta = -r_c$  e aumentando a de  $\delta = r_c$ . Também surgem diferenças na magnitude do pico e na distribuição para as outras frequências. Na Figura 4.51 se observa uma diminuição na dimensão vertical dos vórtices quando o tornado passa abaixo do cilindro e o efeito contrário quando ele passa acima.

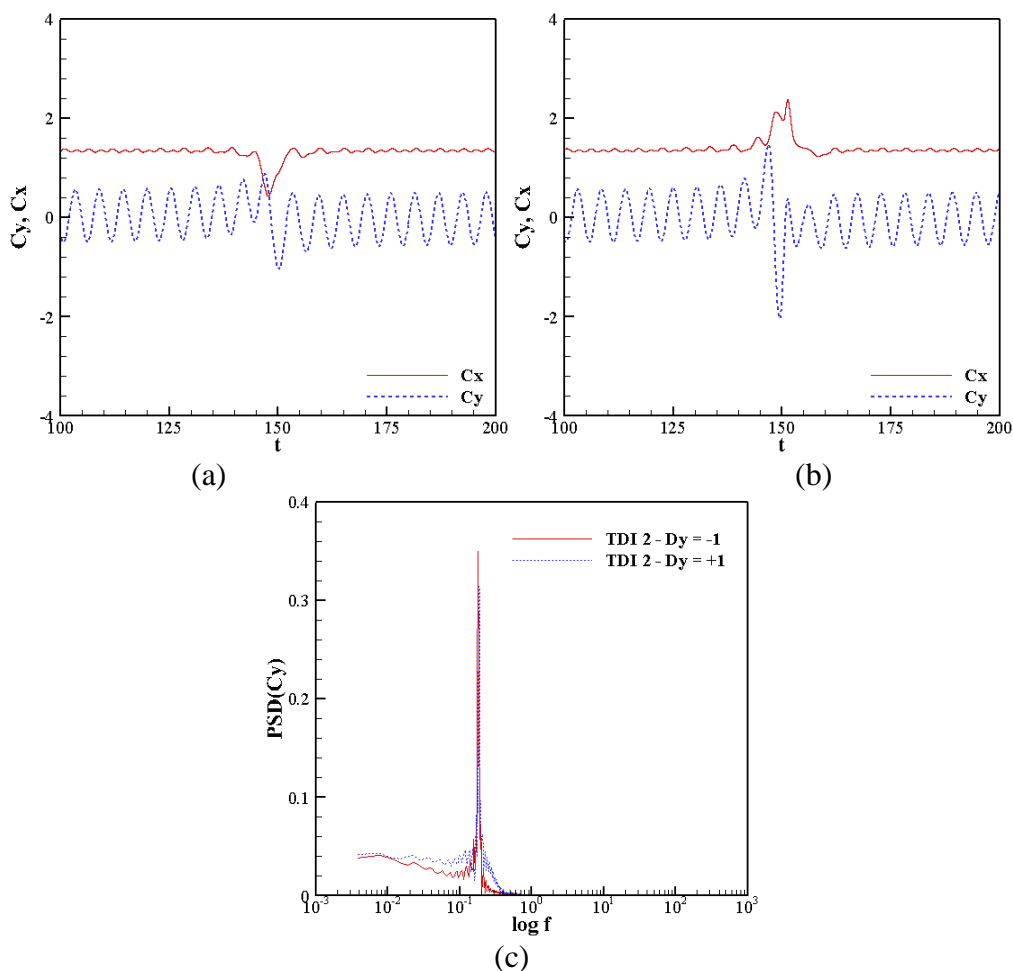


Figura 4.50 - Histórico dos coeficientes de força para o impacto do vórtice  $1 \cdot D$  em  $TDI2$  e deslocamento vertical: (a)  $\delta = -r_c$ ; (b)  $\delta = r_c$ ; (c) espectro de potência de  $C_y$  para  $\delta = -r_c$  e  $\delta = r_c$

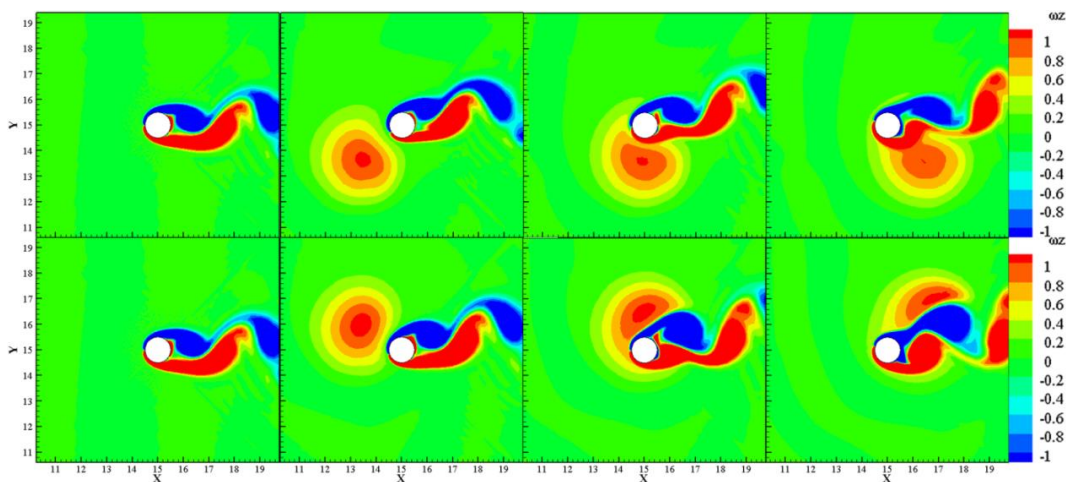


Figura 4.51 - Distribuição de vorticidade em  $TDI2$  para escoamento uniforme sobre cilindro (1ª coluna) e para três posições relativas do vórtice em relação ao cilindro (2ª, 3ª e 4ª coluna), com deslocamento vertical  $\delta = -r_c$  (1ª linha) e  $\delta = r_c$  (2ª linha)

### 4.2.3 Movimento Relativo Tornado-Cilindro 2D baseado em um Modelo de Vórtice

Neste problema pretende-se estudar o movimento relativo entre um tornado e um cilindro 2D no qual, numa primeira simulação, se translada o tornado deixando o cilindro imóvel e, em outra simulação, o tornado está fixo e apresenta apenas movimento de rotação enquanto o cilindro se desloca no sentido oposto ao do tornado na primeira simulação (Figura 4.52). Esta última alternativa é denominada *RCVM* adaptado.



Figura 4.52 – Esquema do *RCVM*: (a) Cinemática do tornado físico (baseado em GUO; CAO, 2016); (b) Modelo do tornado adaptado (baseado em GUO; CAO, 2016)

O princípio básico para a formulação deste exemplo se encontra no trabalho de Guo e Cao (2016), onde são apresentados os resultados da simulação de um cilindro que se desloca pelo interior de um tornado que está rotando no centro do domínio. A metodologia utilizada por eles é a de Boltzmann em rede (“*Lattice Boltzmann Method*”) com Fonteira Imersa (“*Immersed-Boundary*”), onde se considera que o fato do tornado não ter translação facilita a configuração das condições de contorno, uma vez que estas já não são dependentes do tempo. Neste trabalho será utilizado o Método dos Elementos Finitos e a abordagem Arbitraria Lagrangeana-Euleriana (*ALE*) para reproduzir este caso.

As malhas básicas utilizadas nas presentes simulações são mostradas na Figura 4.53, onde aparecem todos os detalhes utilizados para sua geração. É preciso esclarecer que o domínio foi ampliado em 20 unidades de distância para cada lado devido a que a malha original tem um espaço muito pequeno entre o cilindro e o contorno de saída do domínio que não permite a incorporação de uma quantidade adequada de elementos para garantir a integridade da mesma logo que é aplicado o movimento de malha. A fim de verificar a qualidade de malha foram efetuados dois refinamentos na malha correspondente ao caso sem movimento, que

consistiram em duplicar e triplicar o número de elementos sobre arestas ou curvas, sendo simulado inicialmente um escoamento uniforme para analisar a convergência do Número de Strouhal e do Coeficiente de Força  $C_x$ . As malhas denominadas M604x128, M1208x256 e M1812x384 ficaram constituídas por 90752, 363008, 816768 elementos e o dobro de nós, respectivamente, enquanto que a referência utilizou 5000000 elementos, 1800000 a mais do necessário para constatar que os resultados já não dependiam da malha devido à importância do refinamento para a Fronteira Imersa (IB). Os menores elementos das malhas utilizadas tem um tamanho igual a  $1,38 \times 10^{-2}$ ,  $6,94 \times 10^{-3}$  e  $4,63 \times 10^{-3}$ , respectivamente.

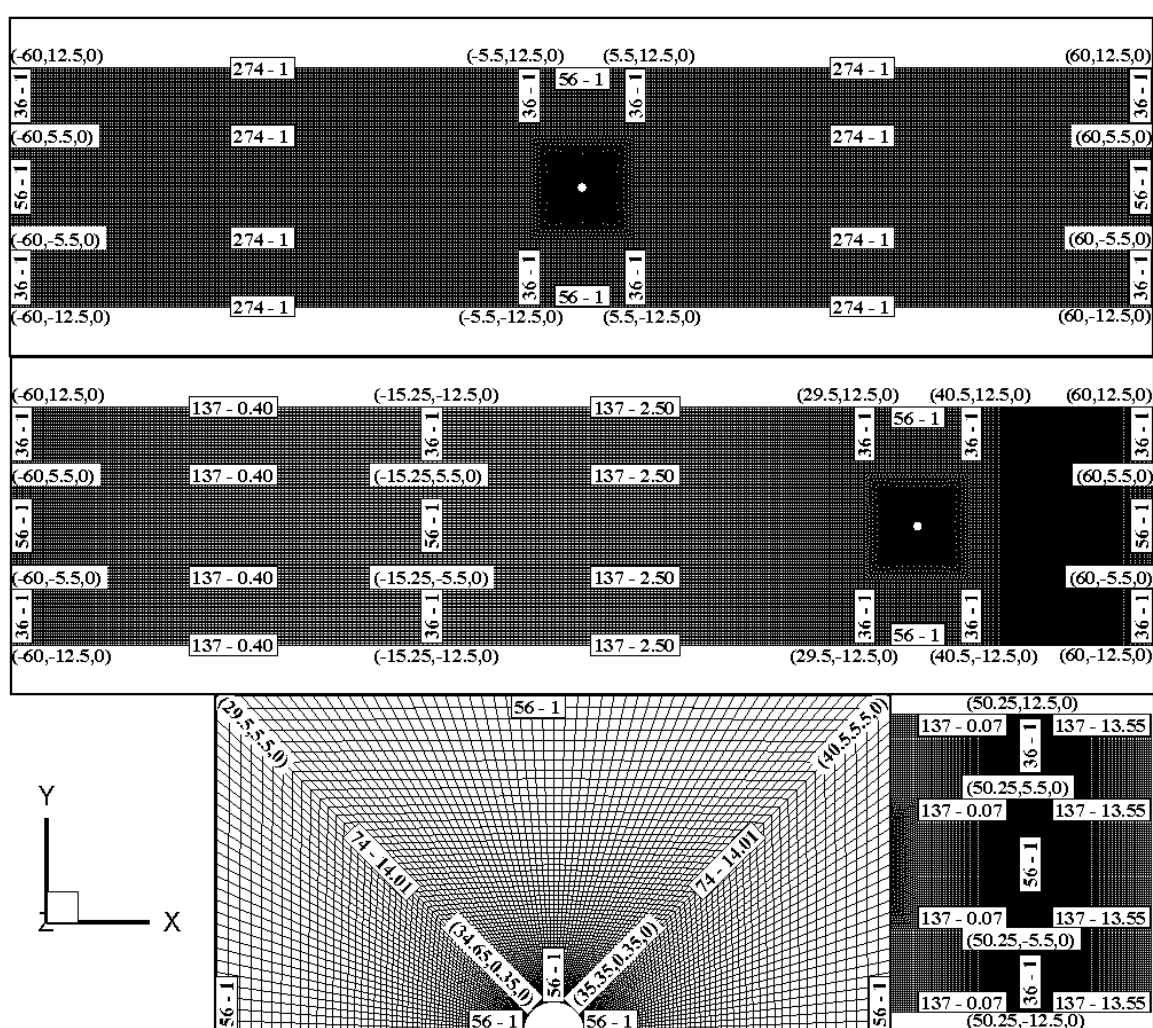


Figura 4.53 - Características da malha de elementos finitos básica para o RCVM físico (acima) e adaptado (no meio)

A condição inicial de pressão imposta em todas as simulações é  $p = 0$  para todos os pontos da malha, mas as condições de velocidade, segundo os casos analisados, são as seguintes: 1) para escoamento uniforme:  $u(0) = 1$ ,  $v(0) = 0$  e  $w(0) = 0$ ; 2) para o escoamento que simula

um tornado em translação:  $u(0) = u_{RCVM}(t_{lag})$ ,  $v(0) = v_{RCVM}(t_{lag})$  e  $w(0) = 0$  e 3) para o escoamento que simula um tornado somente com rotação:  $u(0) = u_{RCVM}(0)$ ,  $v(0) = v_{RCVM}(0)$  e  $w(0) = 0$ , onde  $t_{lag}$  é determinado a partir da velocidade de translação e da distância inicial do centro do tornado até o cilindro. Tomando como base a Figura 4.54, são apresentadas a seguir as condições de contorno utilizadas em cada simulação:

- Escoamento uniforme:

$$\Gamma_{esq}, \Gamma_{sup} \text{ e } \Gamma_{inf} : u = 0,001 \text{ e } v = 0;$$

$$\Gamma_{dir} : t_1 = t_2 = t_3 = 0 \text{ e } p = 0;$$

$$\Gamma_{cil} : u = 0 \text{ e } v = 0;$$

$w = 0$  para todos os nós da malha,

onde o valor especificado para a velocidade foi deduzido do Número de Strouhal e do histórico do coeficiente de força vertical  $C_y$  apresentado por Guo e Cao (2016).

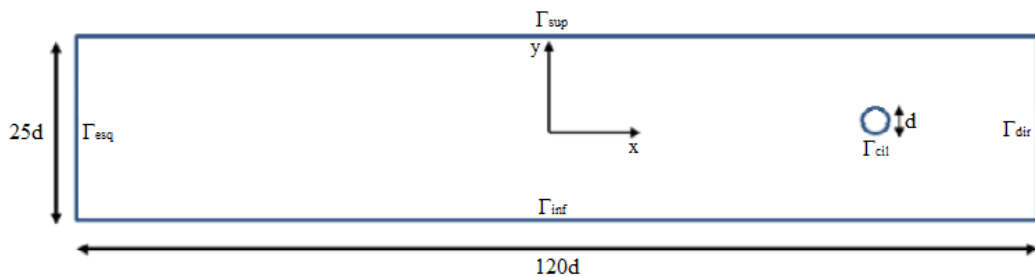


Figura 4.54 – Esquema com as condições de contorno e as dimensões do domínio (baseado em KARABELAS, 2015)

- Escoamento de tornado em translação sobre cilindro estacionário:

$$\Gamma_{esq}, \Gamma_{dir}, \Gamma_{sup} \text{ e } \Gamma_{inf} : u = u_{RCVM}(t_{lag}) \text{ e } v = v_{RCVM}(t_{lag});$$

$$\Gamma_{cil} : u = 0 \text{ e } v = 0;$$

$w = 0$  para todos os nós da malha.

- Escoamento de tornado somente em rotação sobre cilindro em translação:

$$\Gamma_{esq}, \Gamma_{dir}, \Gamma_{sup} \text{ e } \Gamma_{inf} : u = u_{RCVM}(0) \text{ e } v = v_{RCVM}(0);$$

$$\Gamma_{cil} : u = 0 \text{ e } v = 0;$$

$w = 0$  para todos os nós da malha.

Os dados gerais utilizados nas simulações são apresentados na Tabela 4.11.

Tabela 4.11 - Constantes físicas e geométricas utilizadas nas análises do escoamento do *RCVM* físico e adaptado

<b>Velocidade de referência (<math>V_{\infty}</math>)</b>	0,034 un/s
<b>Parâmetro de Compressibilidade Artificial (<math>\beta</math>)</b>	0,17 un/s
<b>Viscosidade cinemática (<math>\nu</math>)</b>	$3,4 \times 10^{-5}$ un <sup>2</sup> /s
<b>Viscosidade volumétrica (<math>\lambda/\rho</math>)</b>	0,0 un <sup>2</sup> /s
<b>Massa específica (<math>\rho</math>)</b>	1,0 Kg/un <sup>3</sup>
<b>Constante de Smagorinsky (<math>C_s</math>)</b>	0,2
<b>Dimensão característica (<math>D</math>)</b>	1,0 un
<b>Velocidade angular (<math>\omega</math>)</b>	$5,67 \times 10^{-3}$ ; $1,13 \times 10^{-2}$ 1/s
<b>Raio máximo (<math>r_{máx}</math>)</b>	3,0 un
<b>Velocidade de translação (<math>V_x</math>)</b>	0,0; 0,034 un/s
<b>Deslocamento da origem de coordenadas (<math>D_y</math>)</b>	0,0 un
<b>Velocidade forçada no corpo (<math>w_{bx}</math>)</b>	- 0,034; 0,0 un/s
<b>Coefficiente de segurança (<math>\alpha</math>)</b>	0,44
<b>Incremento de tempo (<math>\Delta t</math>)</b>	$3,0 \times 10^{-2}$ ; $1,5 \times 10^{-2}$ ; $1,0 \times 10^{-2}$ s
<b>Tempo final (<math>t_f</math>)</b>	1617 s
<b>Parâmetro seletivo de massa (<math>e</math>)</b>	0,9
<b>Tempo de atraso (<math>t_{lag}</math>)</b>	0,0; 1029,41 s
<b>Expoente do ALE (<math>n</math>)</b>	3,0

Cabe mencionar que o expoente do movimento de malha passou de 4,0 a 3,0 depois de vários testes, obtendo assim uma distribuição mais uniforme do tamanho dos elementos em todo o domínio depois de concluído o movimento da malha.

Em relação ao estudo de qualidade de malha para o escoamento uniforme, a Tabela 4.12 resume os Números de Strouhal  $S_t$  e os coeficientes de força horizontal  $C_x$  médio para cada malha. Na mesma tabela são fornecidos os respectivos valores obtidos por outros autores. Imediatamente nota-se a convergência do  $S_t$  e a pequena variação do  $C_x$  médio para a segunda e terceira malha confeccionada. O valor de  $S_t$  para o qual converge ainda está um

pouco afastado da referência, mas entre os autores apresentados também se observa uma grande dispersão.

Tabela 4.12 - Comparação dos coeficientes de força médios e do número de Strouhal para o escoamento uniforme sobre um cilindro circular bidimensional com  $Re = 1000$

Malhas	Autor	$\bar{C}_x$	$C_{y(rms)}$	$S_t$
604x128	Presente estudo	1,520	0,854	0,214
1208x256	Presente estudo	1,536	0,952	0,226
1812x384	Presente estudo	1,543	0,993	0,226
4000x1250	Guo e Cao (2016)	1,25	-	0,238
200x200	Wanderley e Levi (2002)	1,50	1,37	0,235
180x160	Hernandez e Sphaier (1999)	1,60	1,70	0,225
Experimental	Norberg (2003)	-	-	0,210
Experimental	Wieselsberger (1921)	0,99	-	-

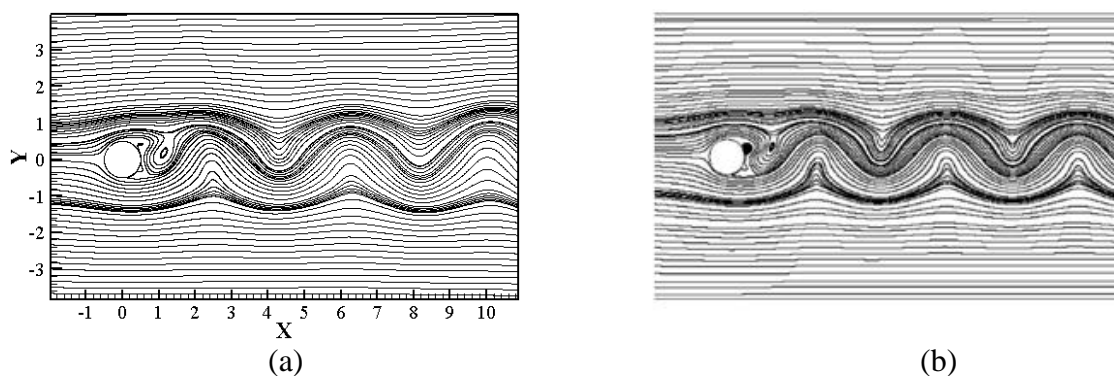


Figura 4.55 - Linhas de corrente do escoamento uniforme em torno do cilindro para o  $Re = 1000$ : (a) presente trabalho; (b) Guo e Cao (2016)

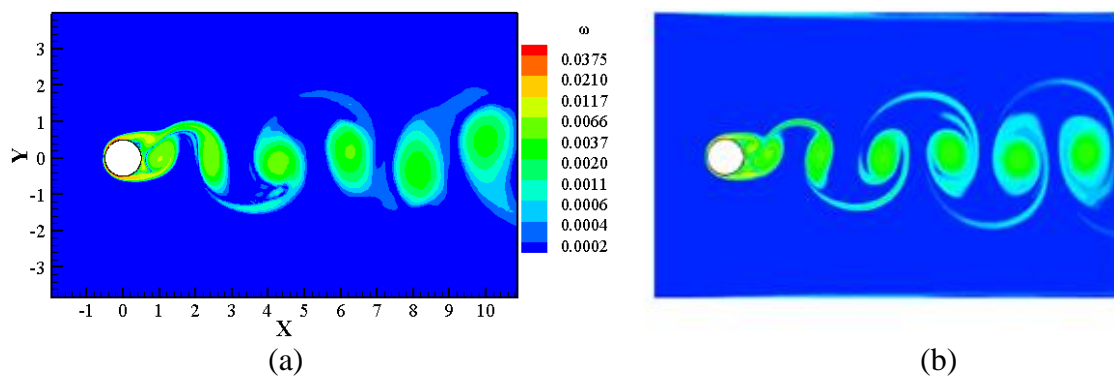


Figura 4.56 – Distribuição de vorticidade do escoamento uniforme em torno do cilindro para  $Re = 1000$ : (a) presente trabalho; (b) Guo e Cao (2016)



Na Figura 4.55 (a) e na Figura 4.56 (a) acima são exibidas as linhas de corrente e campo de vorticidade em escala exponencial, respectivamente. Ambas apresentam muita semelhança com seus pares da referência, mas as irregularidades do campo de vorticidade indicam a superioridade da malha do trabalho de referência.

Seguindo com o estudo da malha, na Figura 4.57 (a) e (b) podemos observar o histórico dos coeficientes de força  $C_x$  e  $C_y$  para as três malhas analisadas e para o mesmo intervalo de tempo da referência (Figura 4.57 (c)). Claramente se observa que somente os históricos da malha mais refinada estão suficientemente desenvolvidos neste intervalo.

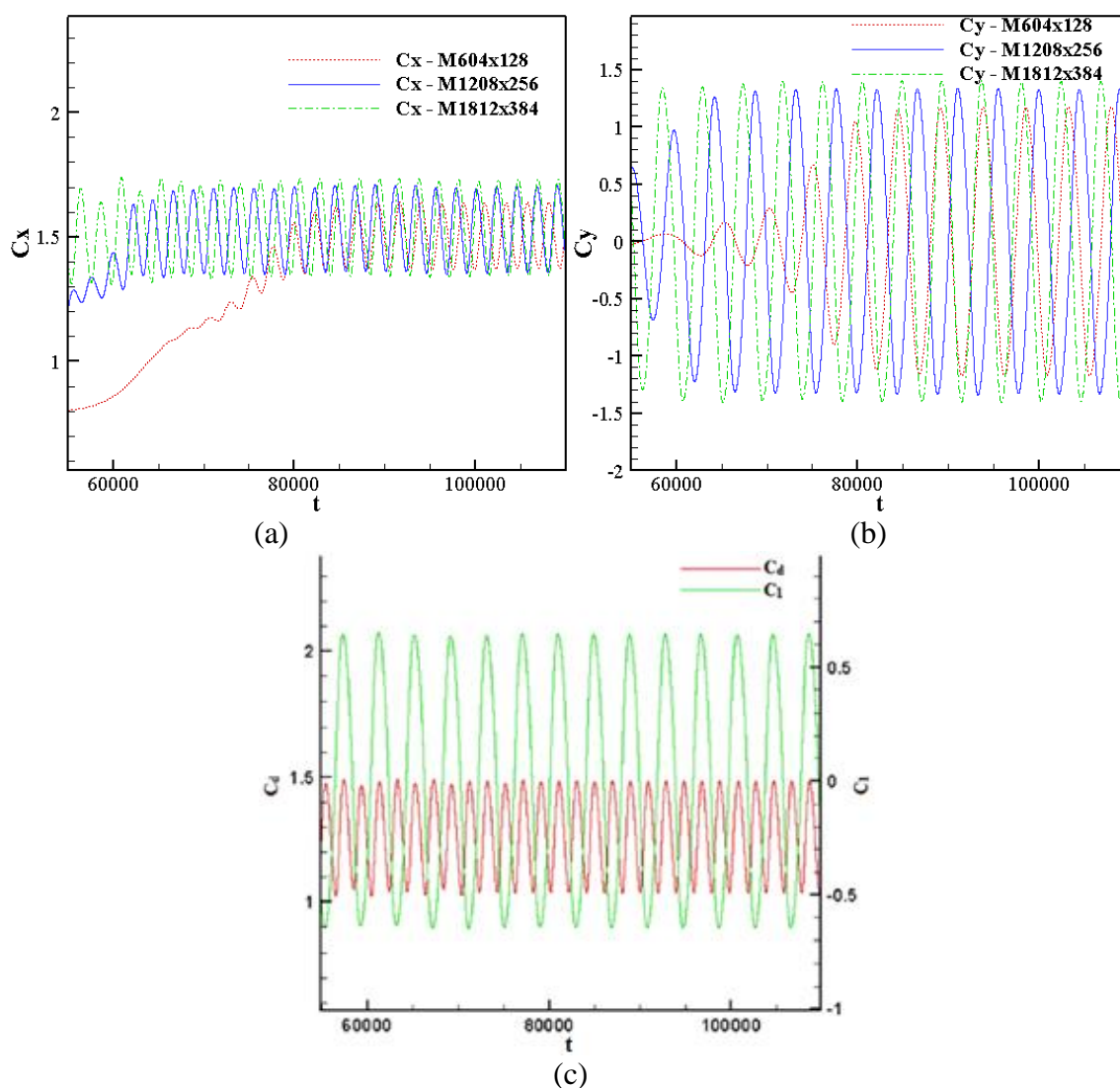
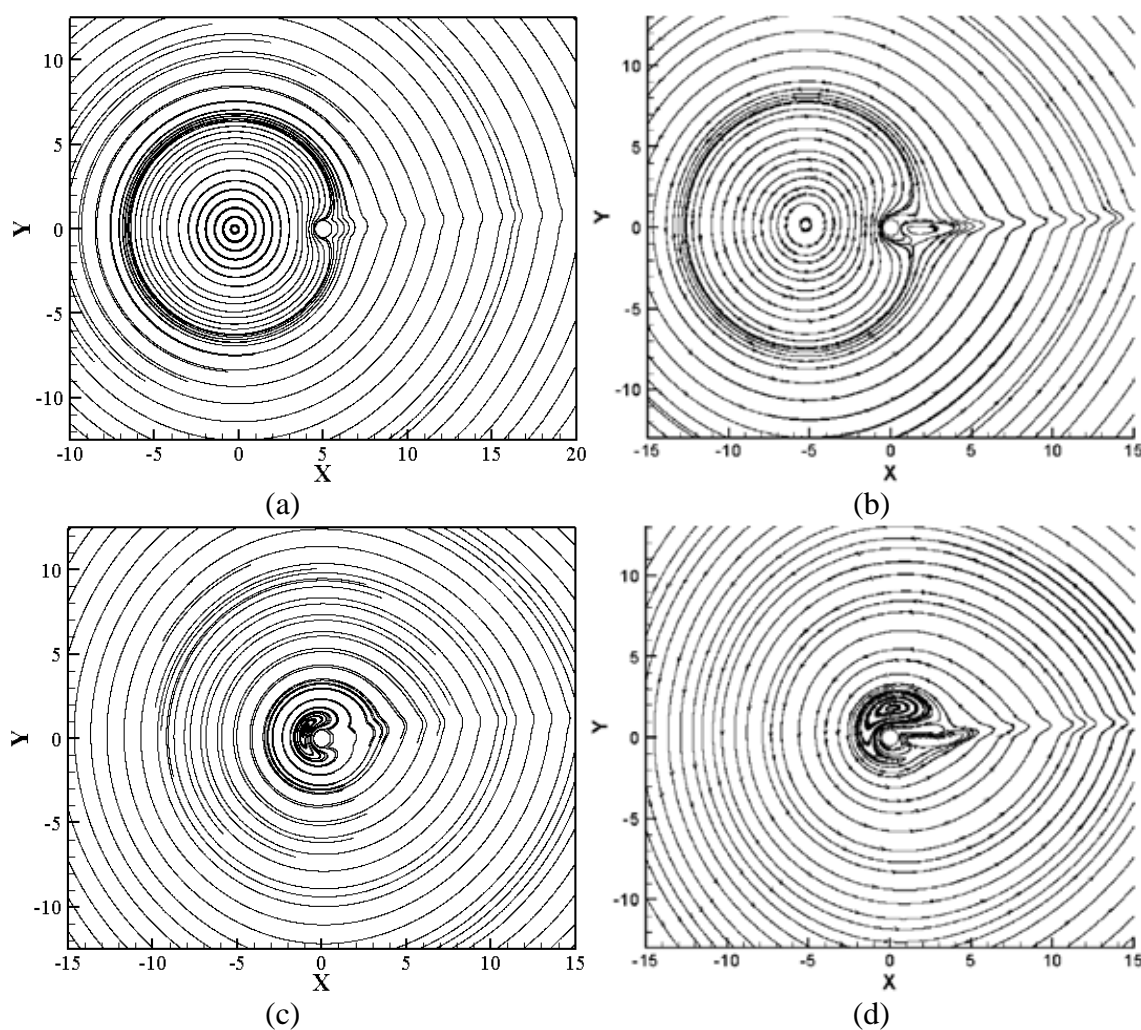


Figura 4.57 – Histórico dos coeficientes de força para escoamento uniforme em torno do cilindro,  $Re = 1000$ : (a)  $C_x$  para diferentes malhas; (b)  $C_y$  para diferentes malhas; (c) Guo e Cao (2016)

No intuito de implementar o movimento de malha com a abordagem *ALE* e de obter resultados em concordância com a referência, foram impostas velocidades nulas a todos os pontos da superfície do cilindro em movimento. Desta maneira a velocidade relativa entre o corpo e o fluido resulta diferente de zero, o que não é fisicamente correto. Não obstante, os resultados expostos a seguir tem um comportamento em linha com os da referência.

Na Figura 4.58 (a), (c) e (e) são apresentadas as linhas de corrente para os instantes de entrada no núcleo (*core-in*), passagem pelo centro e saída no núcleo (*core-out*) ao lado das respectivas figuras apresentadas pela referência. Em todas chama a atenção que as linhas são alteradas pelo passo do cilindro, mas não desprendem vórtices. A diferença do resultado entre as figuras pode ser produto do refinamento e do método de fronteira imersa utilizado pela referência.



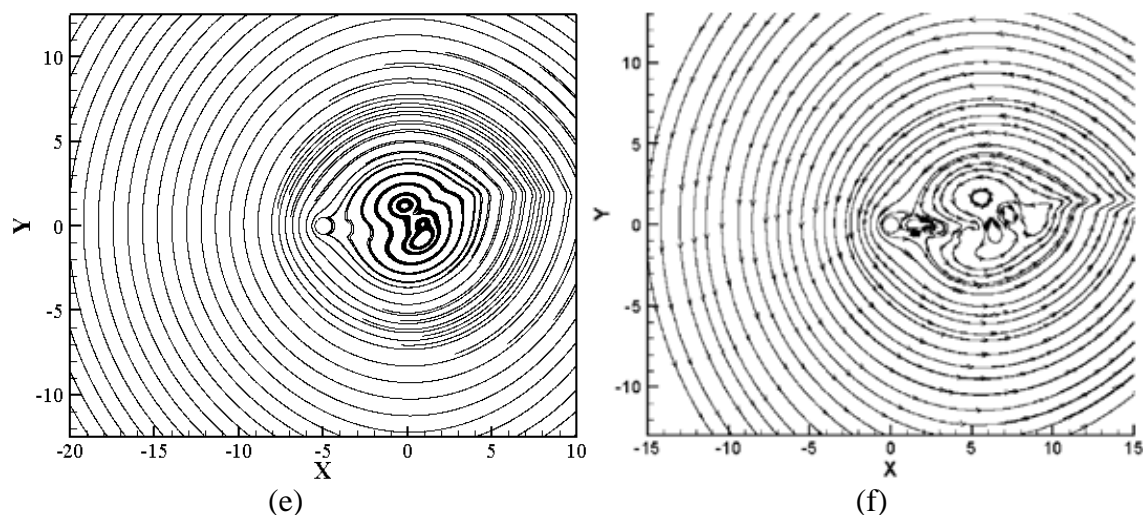
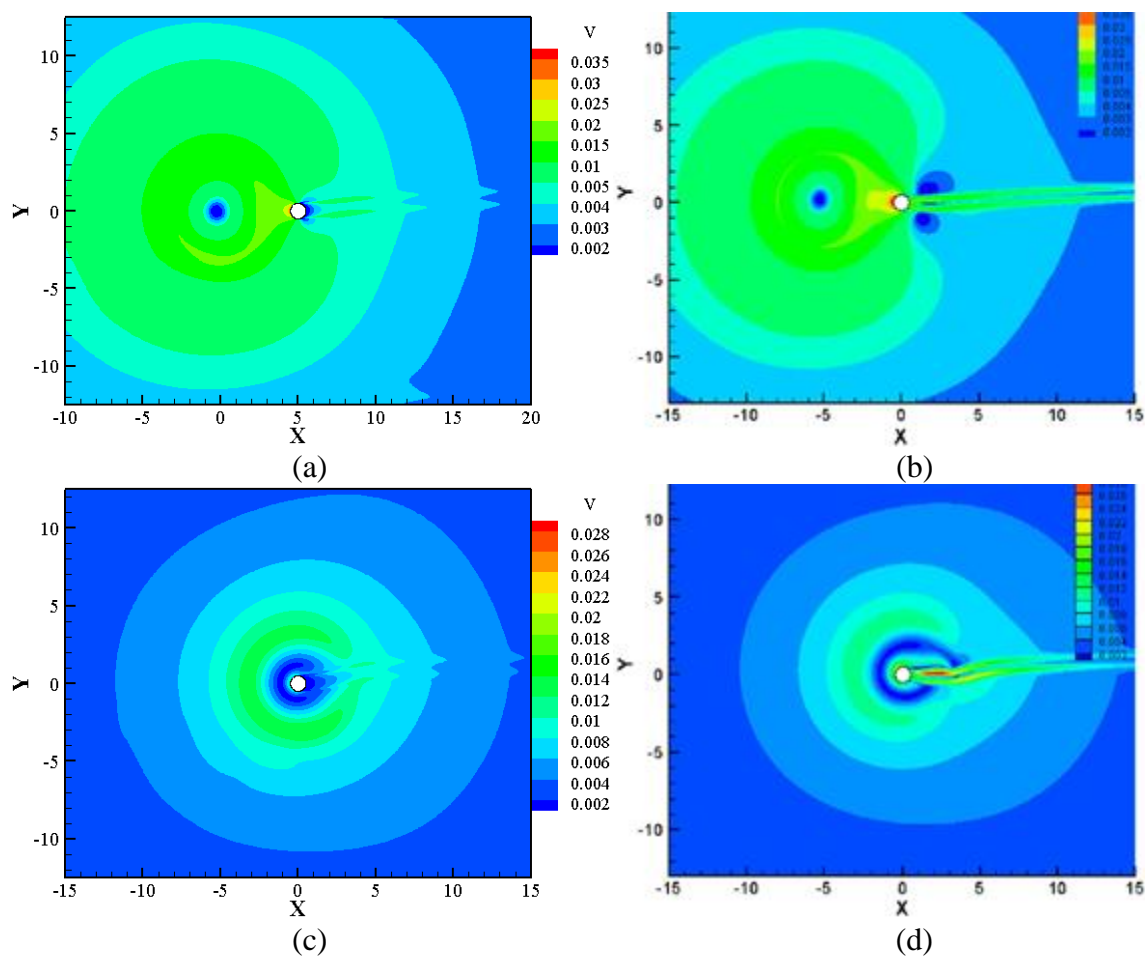


Figura 4.58 – Linhas de corrente para os instantes de: (a) entrada no núcleo; (b) entrada no núcleo (baseado em GUO; CAO, 2016); (c) coincidência com o centro; (d) coincidência com o centro (baseado em GUO; CAO, 2016); (e) saída do núcleo; (f) saída do núcleo (baseado em GUO; CAO, 2016)



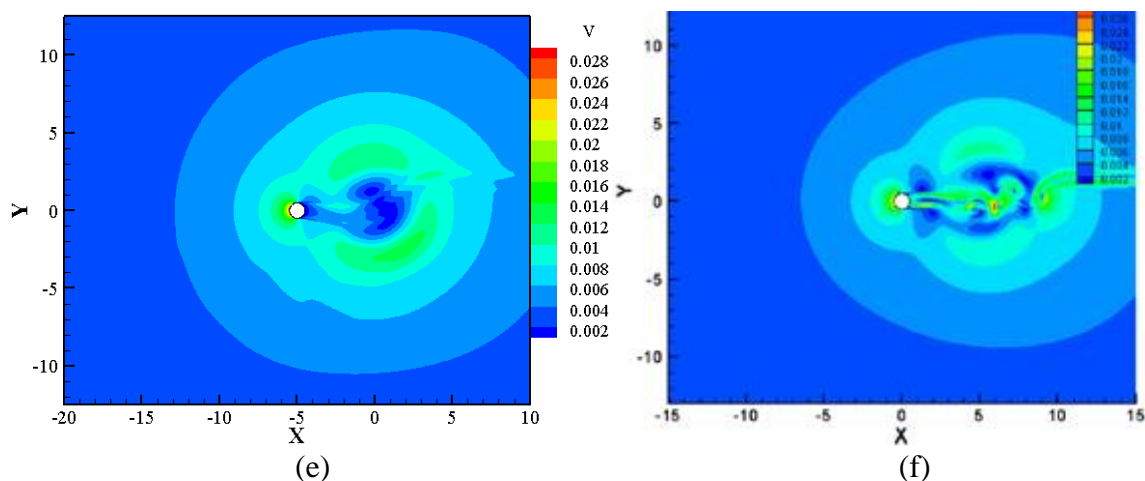
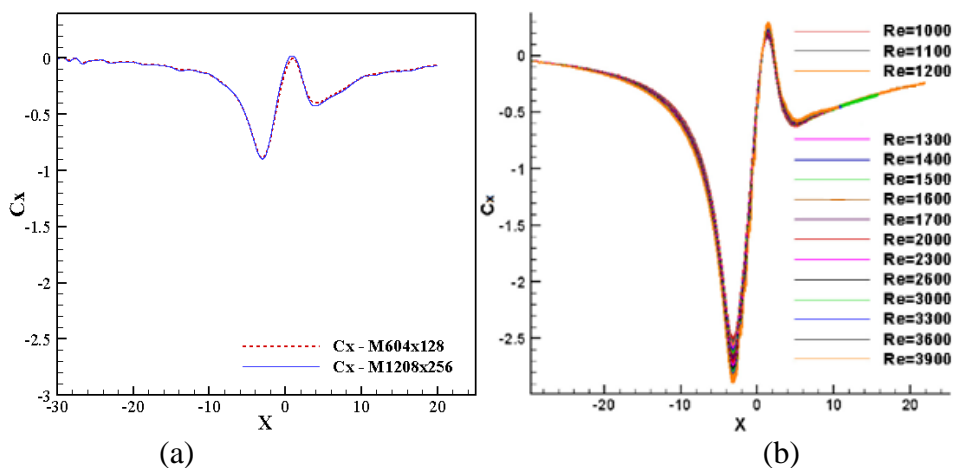


Figura 4.59 – Magnitude da velocidade para os instantes de: (a) entrada no núcleo; (b) entrada no núcleo (baseado em GUO; CAO, 2016); (c) coincidência com o centro; (d) coincidência com o centro (baseado em GUO; CAO, 2016); (e) saída do núcleo; (f) saída do núcleo (baseado em GUO; CAO, 2016)

Os campos da magnitude da velocidade para os mesmos instantes são exibidos na Figura 4.59 acima. Novamente se percebe a semelhança entre campos aqui simulados e os da referência, com diferenças nas intensidades das velocidades nas proximidades do cilindro e na esteira e, como expressado anteriormente, esta última não apresenta o desprendimento de vórtices alternados.

Por fim, na Figura 4.60 os coeficientes de força  $C_x$  e  $C_y$  e de momento  $C_{mz}$  são comparados com os da referência e se observa uma correspondência qualitativa, mas uma diferença significativa em termos quantitativos. A razão dos picos dos coeficientes de forças serem menores pode ter sua justificativa no menor número de elementos utilizados e no método numérico de cálculo.



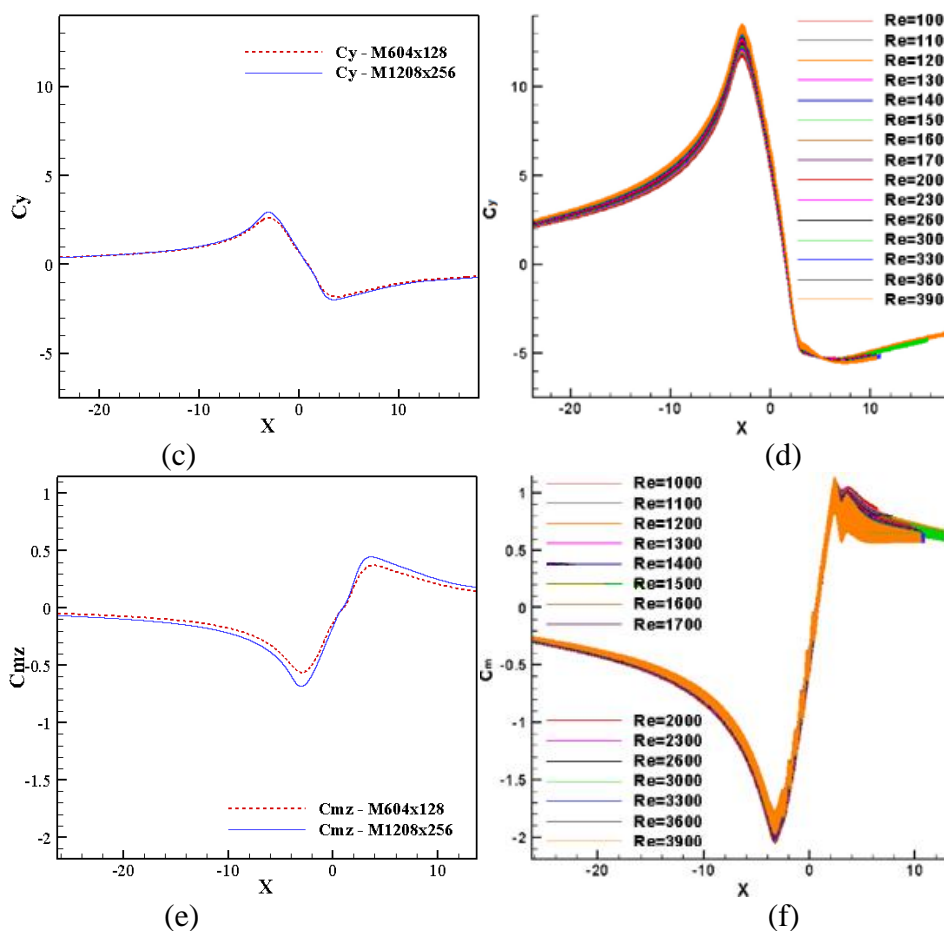


Figura 4.60 – Histórico dos coeficientes de força e momento para  $V_{\theta, \text{máx}}/V_x = 0,5$ : (a)  $C_x$  para duas malhas e  $Re = 1000$ ; (b)  $C_x$  para diferentes  $Re$  (baseado em GUO; CAO, 2016); (c)  $C_y$  para duas malhas e  $Re = 1000$ ; (d)  $C_y$  para diferentes  $Re$  (baseado em GUO; CAO, 2016); (e)  $C_{mz}$  para duas malhas e  $Re = 1000$ ; (f)  $C_{mz}$  para diferentes  $Re$  (baseado em GUO; CAO, 2016)

Depois de ajustar o código de tal maneira que a velocidade relativa na superfície do cilindro seja zero, pela imposição da mesma condição de velocidade para o corpo e para o fluido, novos testes foram realizados nesta condição, cujos resultados são apresentados a seguir para avaliar o movimento relativo tornado-cilindro. Na Figura 4.61 são comparadas as linhas de corrente nos três instantes acima citados para o caso onde (a) o tornado se translada e o cilindro fica imóvel e (b) o tornado não apresenta translação e o cilindro se desloca em direção ao tornado. Os padrões são bem diferentes e cabe notar que no caso (a), na posição do tornado, as linhas se curvam e que em (b) o desprendimento de vórtices é bem marcado.

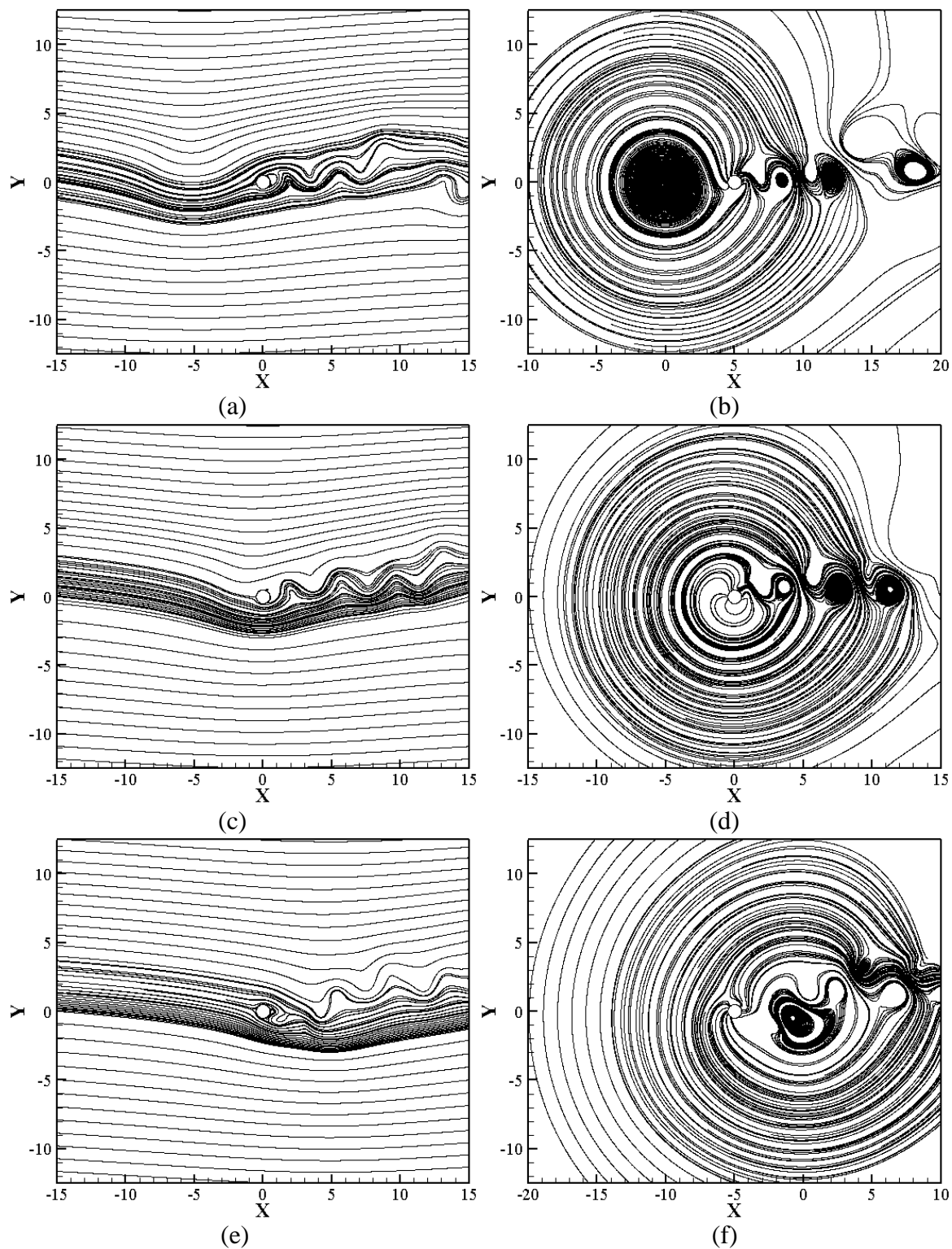


Figura 4.61 - Linhas de corrente nos instantes de: (a) entrada no núcleo para o modelo físico; (b) entrada no núcleo para o modelo adaptado; (c) coincidência com o centro para o modelo físico; (d) coincidência com o centro para o modelo adaptado; (e) saída do núcleo para o modelo físico; (f) saída do núcleo para o modelo adaptado

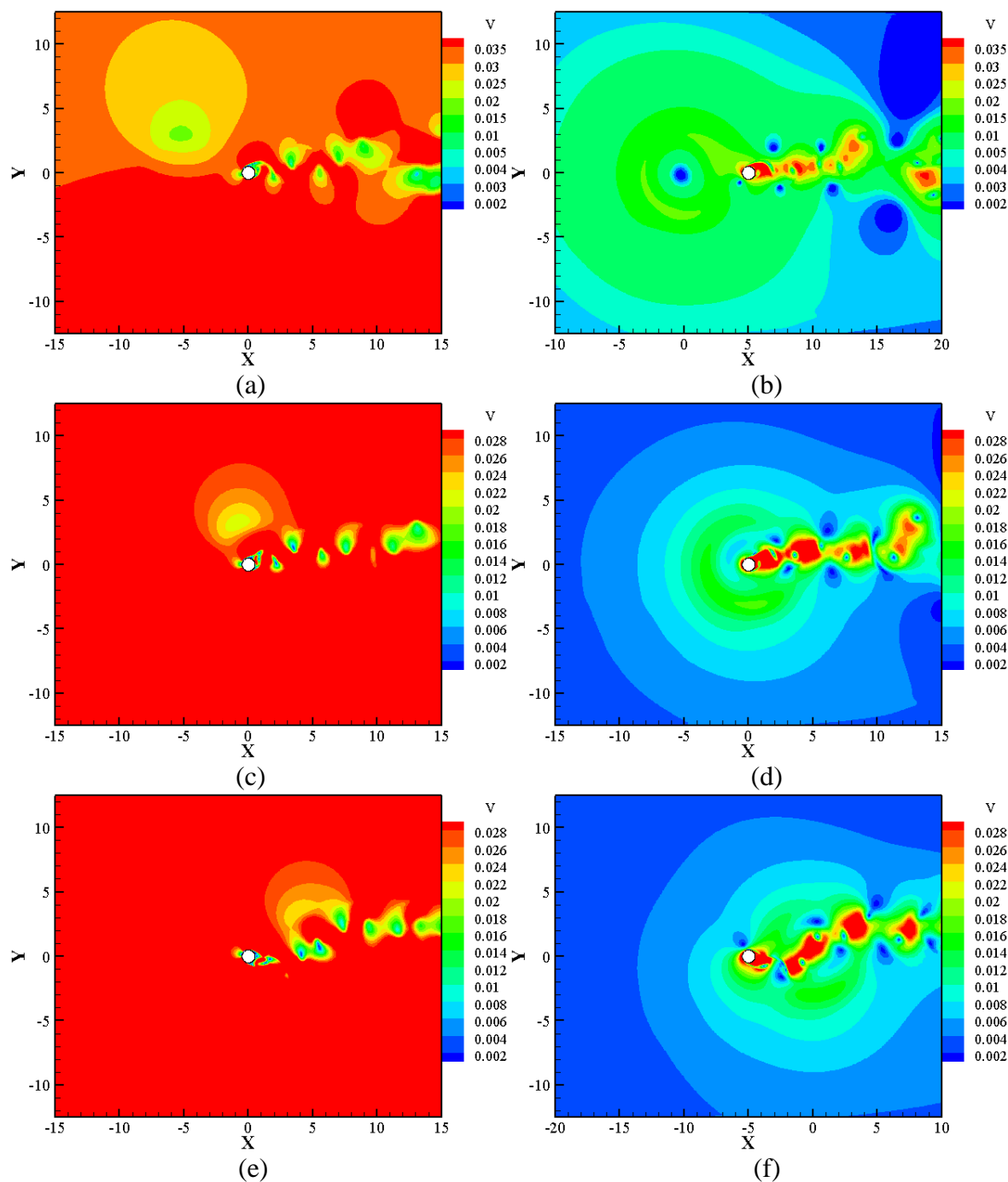


Figura 4.62 – Magnitude da velocidade nos instantes de: (a) entrada no núcleo para o modelo físico; (b) entrada no núcleo para o modelo adaptado; (c) coincidência com o centro para o modelo físico; (d) coincidência com o centro para o modelo adaptado; (e) saída do núcleo para o modelo físico; (f) saída do núcleo para o modelo adaptado

Por outro lado, a Figura 4.62 acima mostra o módulo da velocidade para os mesmos instantes e situações. Para o caso (a) a velocidade de translação aumenta a magnitude de todo o campo

e gera um desequilíbrio entre a região superior e inferior e no caso (b) se reconhece facilmente a posição do centro do tornado.

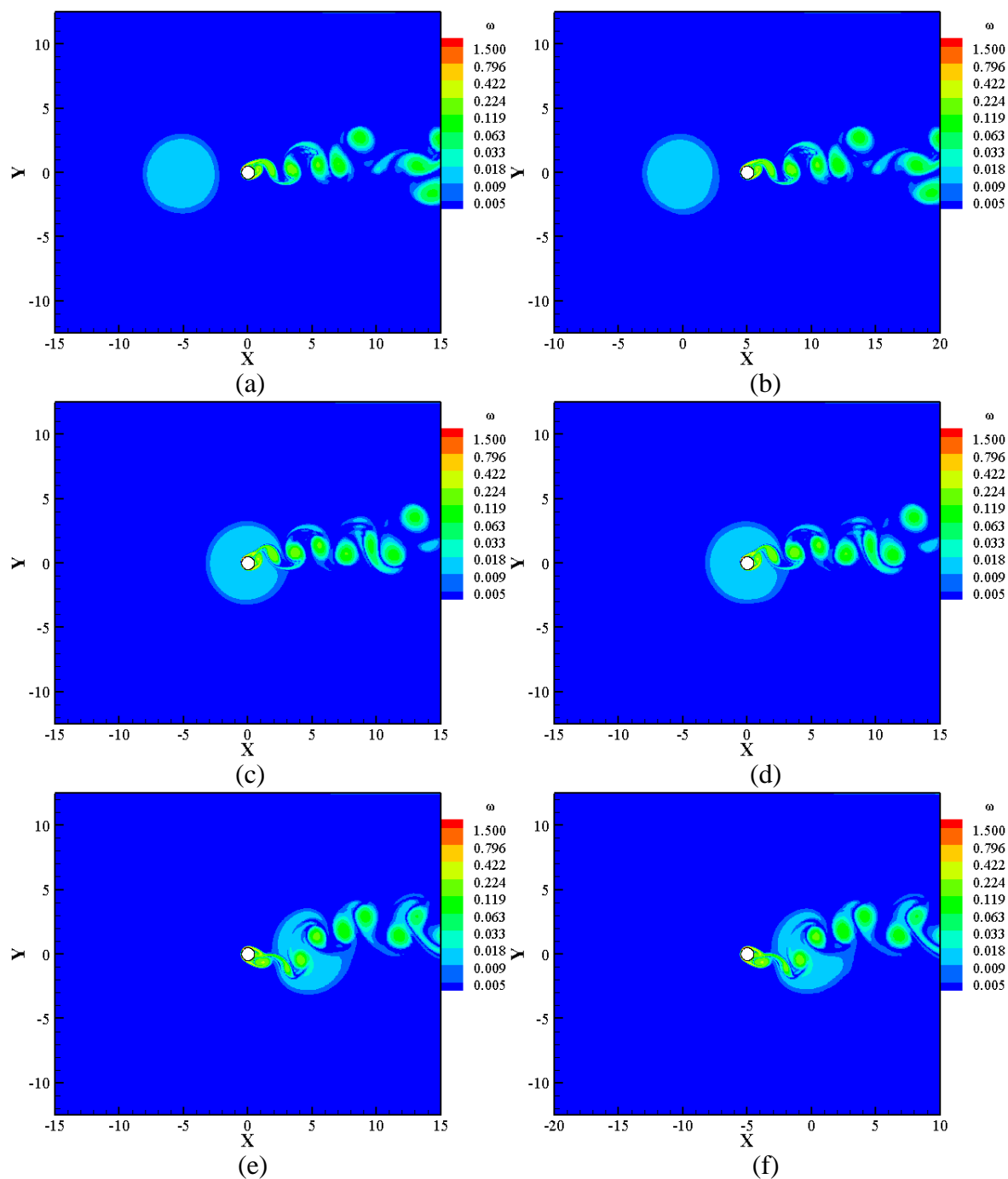


Figura 4.63 - Magnitude da vorticidade nos instantes de: (a) entrada no núcleo para o modelo físico; (b) entrada no núcleo para o modelo adaptado; (c) coincidência com o centro para o modelo físico; (d) coincidência com o centro para o modelo adaptado; (e) saída do núcleo para o modelo físico; (f) saída do núcleo para o modelo adaptado



Uma variável que permite a comparação dos respectivos escoamentos em torno do cilindro é a vorticidade, a qual pela simples observação da Figura 4.63 acima, se constata que os campos são praticamente iguais.

Na Figura 4.64 são apresentados os históricos da velocidade tangencial para o ponto (a) posicionado em  $x = -r_c$  a partir do centro do tornado e o ponto (b) posicionado em  $x = r_c$ . Em ambos os casos há uma diminuição da velocidade ao longo do tempo pela dissipação numérica segundo a qualidade da malha, mas a curva referente ao caso (a) apresenta um aumento pelo deslocamento do ponto de  $V_{\theta, \text{máx}}$  e a do caso (b) pela aproximação do cilindro. Assim a  $V_{\theta, \text{máx}}$  na malha 604x128 foi reduzida a 82% até o momento em que o cilindro chega no ponto posicionado a 5 un à direita do centro do tornado, e na malha 1208x256 foi reduzido a 89% aproximadamente.

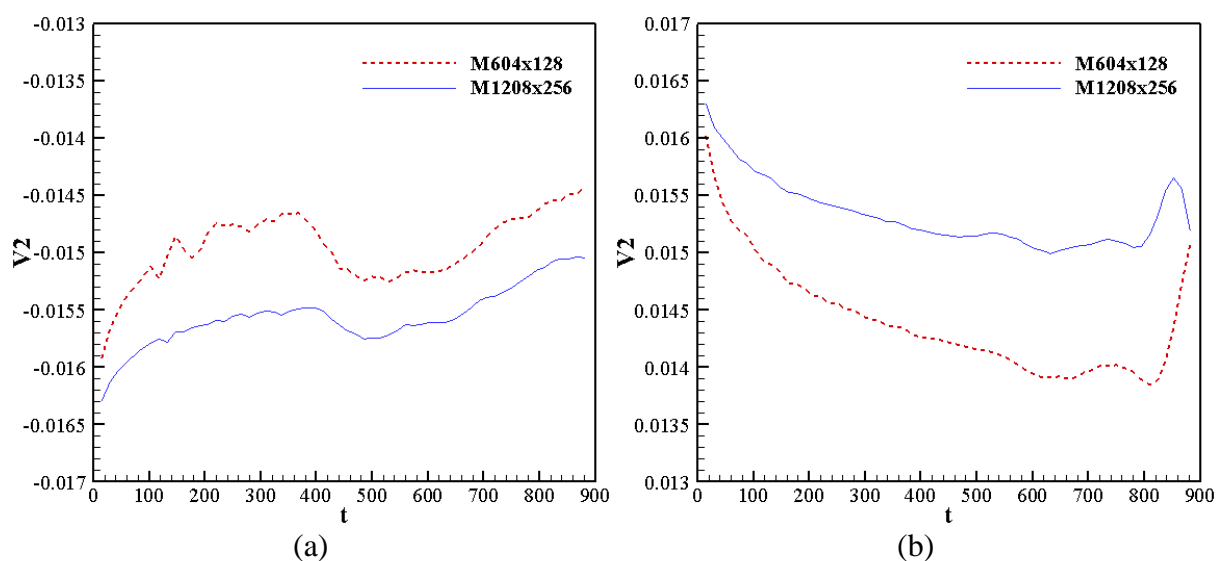


Figura 4.64 - Comportamento da velocidade tangencial ao longo do tempo para duas malhas no ponto posicionado em: (a)  $x = -r_c$  a partir do centro do tornado; (b)  $x = r_c$  a partir do centro do tornado

Continuando com os efeitos da malha, a Figura 4.65 (a) e (b) apresenta os históricos dos coeficientes  $C_x$  e  $C_y$  para os dois casos e as duas malhas consideradas. Aqui se percebe a defasagem e a diferença de amplitude que gera a variação da malha.

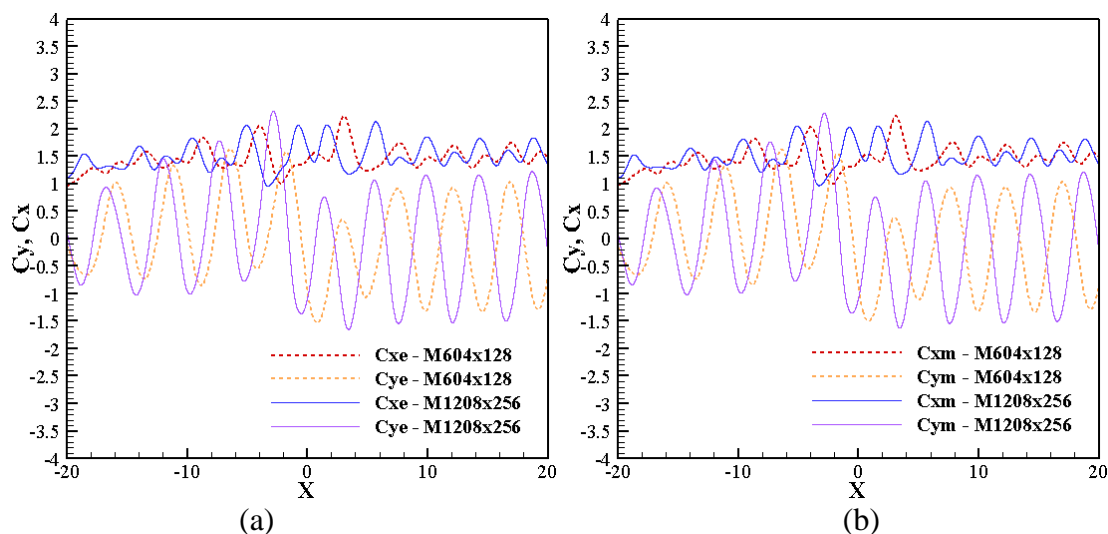
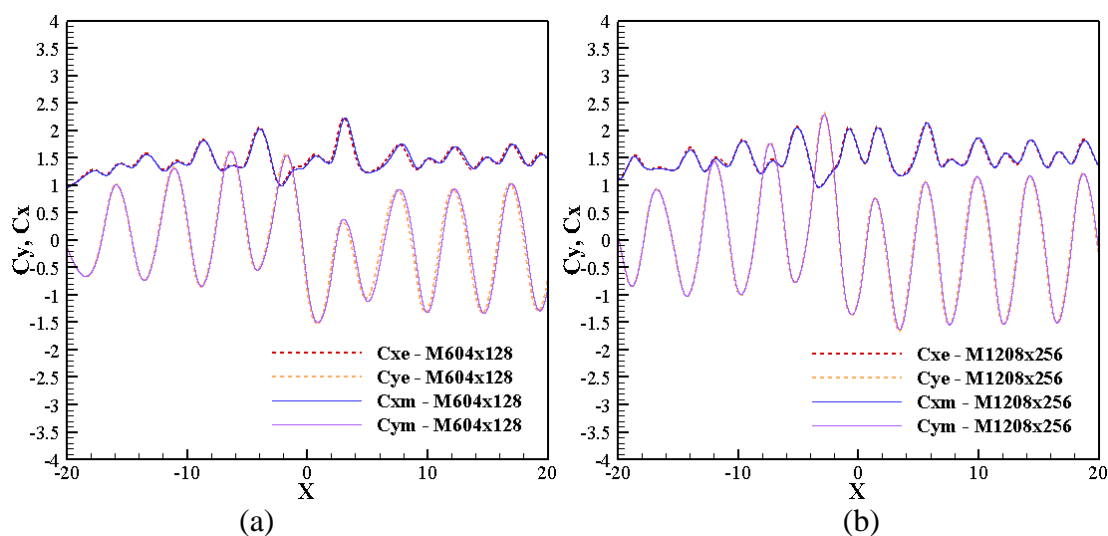


Figura 4.65 - Histórico dos coeficientes de força com  $V_{\theta, \max}/V_x = 0,5$  e duas malhas para: (a) o modelo físico; (b) o modelo adaptado

Finalmente, a Figura 4.66 apresenta a comparação dos históricos dos coeficientes  $C_x$ ,  $C_y$  e  $C_{mz}$  correspondente a uma velocidade tangencial máxima igual à metade da velocidade de translação do tornado para (a) M604x128 e (b) e (c) a M1208x256. Comprova-se uma superposição quase perfeita, a qual melhora com a qualidade da malha. Por sua vez, a Figura 4.6 (a) e (b) apresentam estes históricos para quando a velocidade tangencial máxima é igual a velocidade de translação usando a malha M1208x256 e, se bem que a semelhança entre o modelo físico e o adaptado ainda é muito boa, já começam a surgir algumas diferenças devidas à maior intensidade de  $V_{\theta, \max}$ .



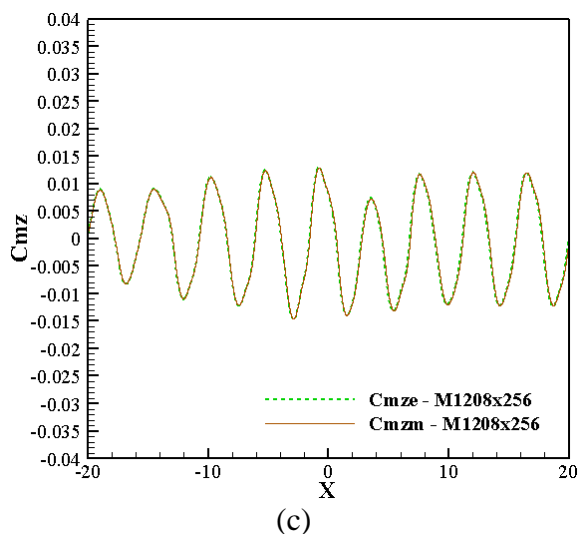


Figura 4.66 – Comparação do histórico dos coeficientes de força e momento com  $V_{\theta, \max}/V_x = 0,5$  entre os modelos físico e adaptado: (a)  $C_x$  e  $C_y$  para a malha 604x128; (b)  $C_x$  e  $C_y$  para a malha 1208x256; (c)  $C_{mz}$  para a malha 1208x256

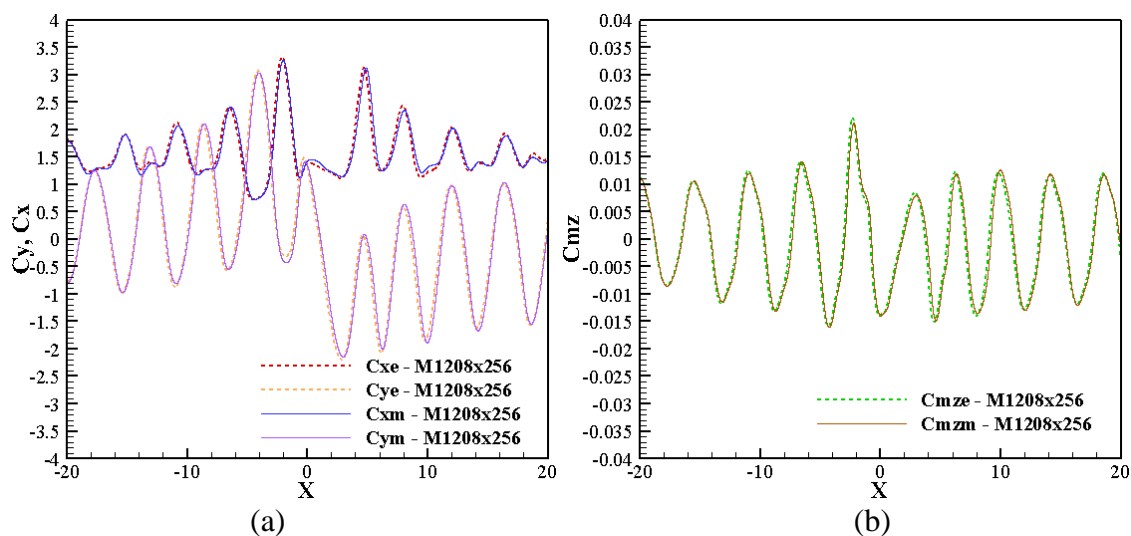


Figura 4.67 - Comparação do histórico dos coeficientes de força e momento com  $V_{\theta, \max}/V_x = 1,0$  entre o modelo físico e adaptado: (a)  $C_x$  e  $C_y$  para a malha 1208x256; (b)  $C_{mz}$  para a malha 1208x256

O caso com movimento de malha representa uma alternativa interessante, porquanto tem o potencial para ser usado nos modelos de simuladores experimentais de tornados com o fim de gerar o efeito de translação do mesmo por movimento relativo. Um modelo de simulador de tornado que aproveitasse esse conceito começou a ser abordado neste trabalho, não obtendo-

se resultados plausíveis até a conclusão desta dissertação e, futuramente, será dedicada mais atenção a esta alternativa.

#### 4.2.4 Tornado turbulento baseado em experimentos

Este exemplo baseia-se em simuladores de tornados de escalas experimentais e visa reproduzir os padrões de escoamento observados na Câmara de Vórtice de Tornado (TVC) de Purdue do tipo Ward. Na Figura 4.68 é apresentado um diagrama esquemático da seção transversal desta câmara, sendo que no centro dela foi colorida de azul a região que será simulada neste trabalho.

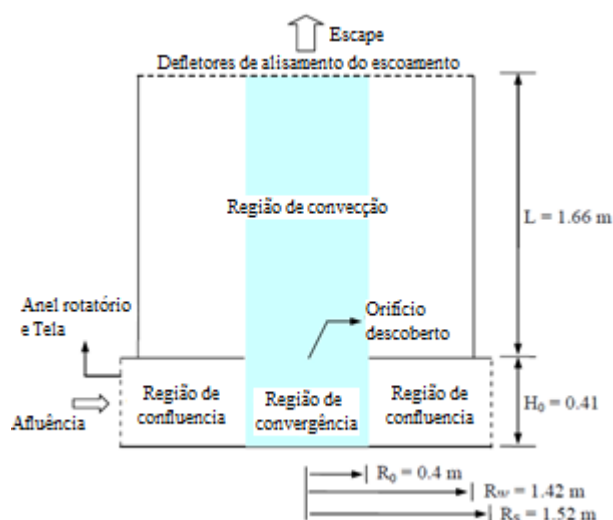


Figura 4.68 – Esquema da seção transversal da Câmara de Vórtice de Tornado de Purdue do tipo Ward com a região azul mostrando o domínio modelado nas presentes simulações (baseado em NATARAJAN, 2011)

Uma vez escolhido o simulador e a forma de abordar simplificadamente este problema segundo Natarajan (2011), se define um dos principais parâmetros adimensionais que descrevem este problema, a Relação de Redemoinho. A qual é definida segundo Lewellen (1962) e Davies-Jones (1973), juntamente com a Relação de Aspecto, da seguinte maneira:

$$A = H_0/R_0 \quad (4.18)$$

$$S = V_0/2AU_0 \quad (4.19)$$

sendo que  $R_0$  é o raio da corrente ascendente,  $H_0$  é a profundidade ou altura de afluência em uma câmara de vórtice de tornado (Figura 4.68) e  $U_0$  e  $V_0$  são as velocidades radiais e tangenciais em  $R_0$ . A Figura 4.69 mostra um esquema da variação do padrão de escoamento presente nos tornados experimentais segundo a Relação de Redemoinho  $S$  (CHURCH et al., 1979; ROTUNNO, 1977; WARD, 1972). Observa-se que conforme aumenta a relação de redemoinho, o vórtice do tornado se desenvolve passando de um escoamento semelhante a um jato para um vórtice laminar de uma célula (Figura 4.69 (a)). Um aumento adicional na relação de redemoinho resulta em um ponto de estagnação e no fenômeno de ruptura do vórtice (*Vortex Break Down* - *VBD*) no topo (Figura 4.69 (b)). O *VBD* move-se a montante, toca a superfície do piso com o aumento da relação de redemoinho, até resultar na formação de um vórtice turbulento de duas células (Figura 4.69 (c)). Com uma relação de redemoinho muito alta, vórtices múltiplos aparecem em torno do núcleo do vórtice principal (Figura 4.69 (d)). Dito isto e procurando reproduzir os resultados apresentados por Natarajan (2011) com a metodologia *LES*, foram escolhidas as relações  $S = 0,28$ ,  $0,5$ ,  $1,0$  e  $2,0$  para estudar os padrões acima referidos.

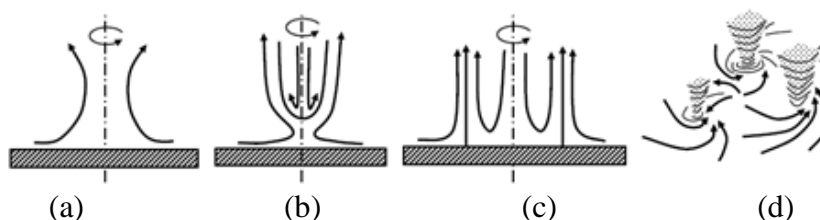


Figura 4.69 – Esquema das linhas de trajetória de escoamentos de tornado observadas para várias relações de redemoinho (baseado em DAVIES-JONES et al., 2001; LUGT, 1989): (a)  $S = 0,1$ ; (b)  $S = 0,4$ ; (c)  $S = 0,8$ ; (d)  $S = 2,0$

Dado que o trabalho de Natarajan (2011) utilizou os recursos de adaptação de malha presentes no Fluent (*Velocity-Gradient-adaptation*, *Region-adaptation* e *Wall-Y+-adaption*), neste trabalho foram geradas malhas fixas que tentassem acompanhar os maiores gradientes de pressão e velocidades com maior concentração de elementos, o que levou às 4 malhas apresentadas na Figura 4.70 (a), (b), (c) e (d). Estas malhas são denominadas M37x120x161, M36x160x174, M51x232x180 e M68x120x130, tem um número de elementos igual a 569940, 723840, 1524240, 943800, um número de nós igual a 583362, 742175, 1553885, 959051 e o tamanho do menor elemento é igual a  $2,01 \times 10^{-3}$ ,  $1,49 \times 10^{-3}$ ,  $7,51 \times 10^{-4}$ ,  $2,99 \times 10^{-4}$ , respectivamente.

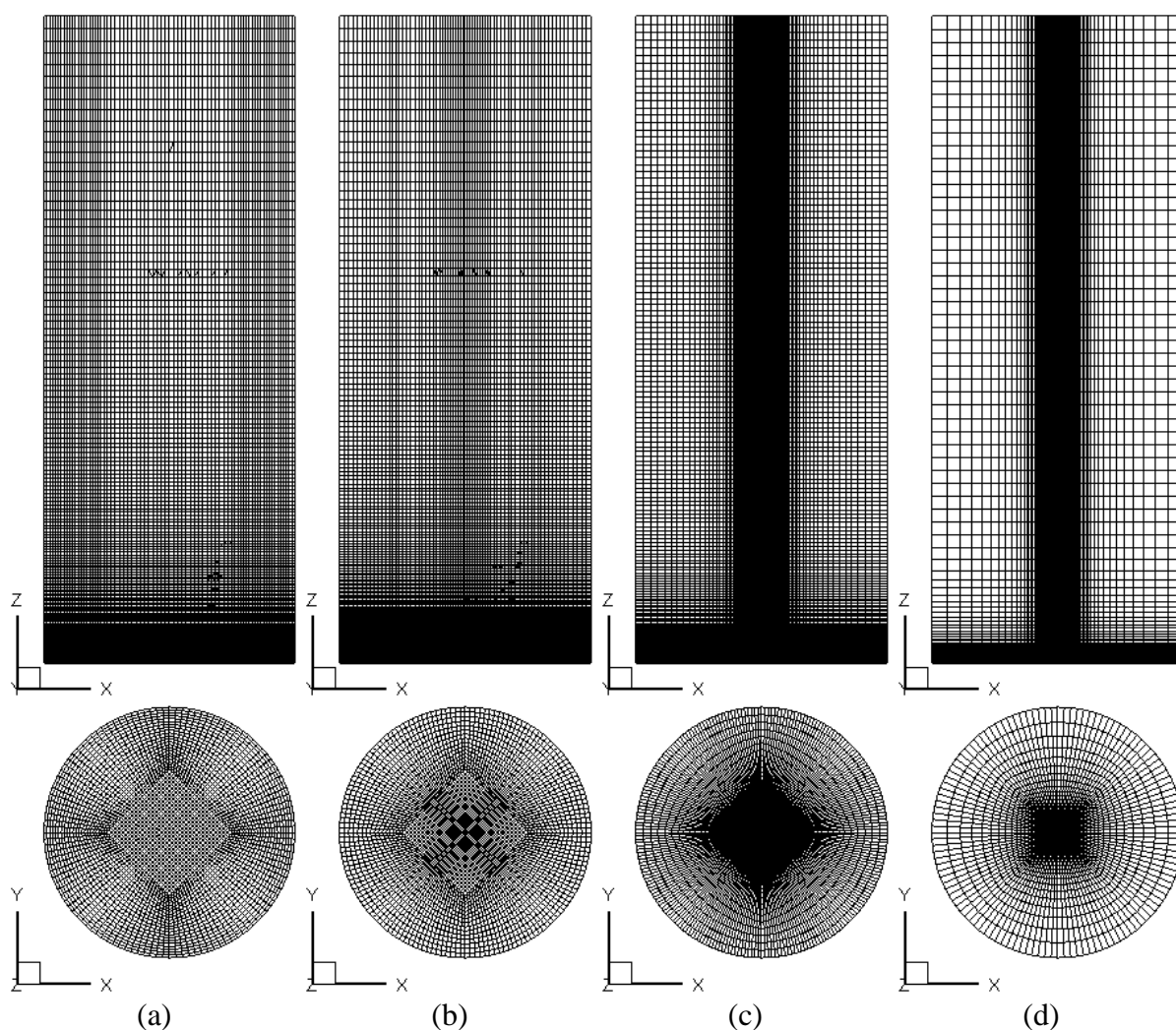


Figura 4.70 - Vista da seção transversal (acima) e da planta (abaixo) das malhas: (a) M37x120x161; (b) M36x160x174; (c) M51x232x180; (d) M68x120x130

Para se ter uma referência do tamanho mínimo de elemento junto à superfície da base, recorreu-se à formulação desenvolvida para uma placa plana com o desejo de garantir um  $z^+$  próximo de 1 (NATARAJAN, 2011). Com isto e utilizando os dados da Tabela 4.13, se estimou o menor tamanho de elemento junto à base, sendo igual a 0,47 mm e um Número de Reynolds de  $1,22 \times 10^4$ . Somente a malha da Figura 4.70 (d) cumpre com essa condição, como foi colocado mais acima.

A condição inicial utilizada em todas as simulações é a homogênea, com velocidade e pressão nulas em todo o domínio. Na Figura 4.71 é mostrado um esquema do domínio computacional com as medidas características e os nomes das superfícies que apresentam diferentes condições de contorno, dadas a seguir:

- Base: Parede sem deslizamento

$$u = 0; v = 0; w = 0$$

- Parede lateral: Parede com deslizamento livre (SMITH, 1987)

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = 0$$

- Saída: Descarga<sup>2</sup>

$$\partial u / \partial n = 0; \partial v / \partial n = 0; \partial w / \partial n = 0; \partial p / \partial n \neq 0$$

- Entrada: entrada da velocidade

$$U_{R_0}(z) = U_1 \cdot (z/z_1)^{1/7} \quad (4.20)$$

$$V_{R_0}(z) = (2H_0/R_0) \cdot S \cdot U_{R_0}(z) \quad (4.21)$$

$$W_{R_0}(z) = 0 \quad (4.22)$$

onde  $U_1 = 0,3$  m/s é a velocidade de referência e  $z_1 = 0,025$  m é a altura de referência (BAKER, 1981). Deve-se esclarecer que a referência especificou uma condição de turbulência na entrada com uma intensidade de 1%, mesmo que Baker (1981) não tenha especificado as características da turbulência utilizada no experimento. Mesmo o código tendo a opção de considerar a turbulência na entrada, esta foi ignorada devido a sua baixa intensidade, a qual seria dissipada rapidamente.

---

<sup>2</sup> Neste trabalho foi implementada uma metodologia na qual se parte das velocidades correspondes aos pontos internos mais próximos do contorno e da linha de ação do vetor normal que passa pelo ponto onde se pretende obter  $\mathbf{u}_b$ . Mediante projeções e extrapolação linear se obtém o valor da velocidade  $\mathbf{u}_p$  sobre a linha de ação do vetor normal mencionado e se atribui esse valor a  $\mathbf{u}_b$ , conseguindo assim um gradiente nulo para a velocidade. No entanto, não foram realizadas comprovações e nem as correções que exigiriam esta metodologia em relação à conservação da massa. Para maiores detalhes consultar Pereira (2014).

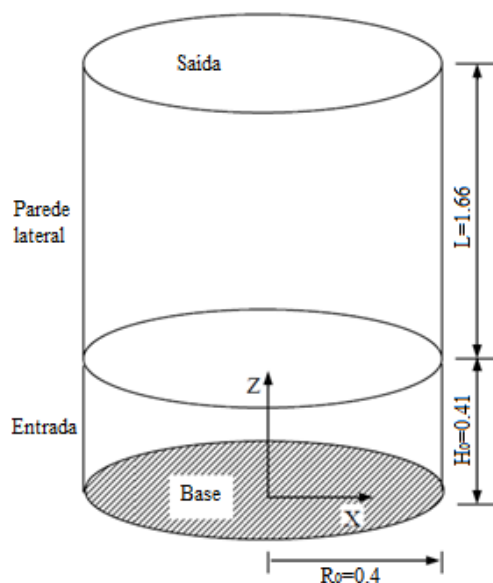


Figura 4.71 – Esquema do domínio modelado nas presentes simulações (baseado em NATARAJAN, 2011)

Tabela 4.13 - Constantes físicas e geométricas utilizadas nas análises do escoamento no simulador de tornado turbulento

<b>Velocidade de referência (<math>V_{\infty}</math>)</b>	0,39 m/s
<b>Parâmetro de Compressibilidade Artificial (<math>\beta</math>)</b>	4,35 m/s
<b>Viscosidade cinemática (<math>\nu</math>)</b>	$1,28 \times 10^{-5}$ m <sup>2</sup> /s
<b>Viscosidade volumétrica (<math>\lambda/\rho</math>)</b>	0,0 m <sup>2</sup> /s
<b>Massa específica (<math>\rho</math>)</b>	1,0 Kg/m <sup>3</sup>
<b>Constante de Smagorinsky (<math>C_s</math>)</b>	0,09
<b>Dimensão característica (<math>D</math>)</b>	0,0 m
<b>Coefficiente de segurança (<math>\alpha</math>)</b>	0,16
<b>Incremento de tempo (<math>\Delta t</math>)</b>	$2,5 \times 10^{-5}$ s
<b>Tempo final (<math>t_f</math>)</b>	40 s
<b>Parâmetro seletivo de massa (<math>e</math>)</b>	0,9

Os principais dados adotados para o presente problema são resumidos na Tabela 4.13 acima. Nela é possível notar que a viscosidade cinemática é um pouco menor que a correspondente ao ar ( $1,5 \times 10^{-5}$  para 15°C) devido ao fato de que ela foi calculada a partir da seguinte expressão do Número de Reynolds:

$$Re = U_0 R_0 / \nu \quad (4.23)$$



onde foi adotado  $Re = 1,22 \times 10^4$ , de acordo com Baker (1981). Não obstante, Nasir (2017) faz referência ao Número de Reynolds Radial como parâmetro de importância, sendo dado pela expressão abaixo:

$$Re_r = Q / (2\pi\nu) \quad (4.24)$$

na qual  $Q$  é a vazão volumétrica por comprimento axial para o escoamento no interior da câmara. No presente exemplo também foi utilizado o modelo de Smagorinsky Clássico, com  $C_s$  dado na Tabela 4.13. O trabalho de referência utilizou o modelo de Smagorinsky-Lilly ou dinâmico.

Na sequência são apresentados os resultados obtidos nas simulações, num primeiro instante para a 4 malhas geradas e, após, somente para as que tiveram melhor comportamento. Inicialmente foram gerados os perfis de velocidade radial, tangencial e axial adimensional  $Vel/U_0$ , mostrados nessa ordem na Figura 4.72, na Figura 4.73 e na Figura 4.74 em termos de média temporal. Os mesmos perfis foram obtidos para a linha vertical adimensional  $Z/H_0$  (a) posicionada em  $R/R_0 = 0,1025$  e (b) posicionada em  $R/R_0 = 0,2125$ . Os experimentos de Baker (1981) foram realizados numa Câmara de Vórtice de Tornado do tipo Ward, similar à apresentada na Figura 4.68, e para  $S = 0.28$ , usando anemômetros de fio quente nas medições.

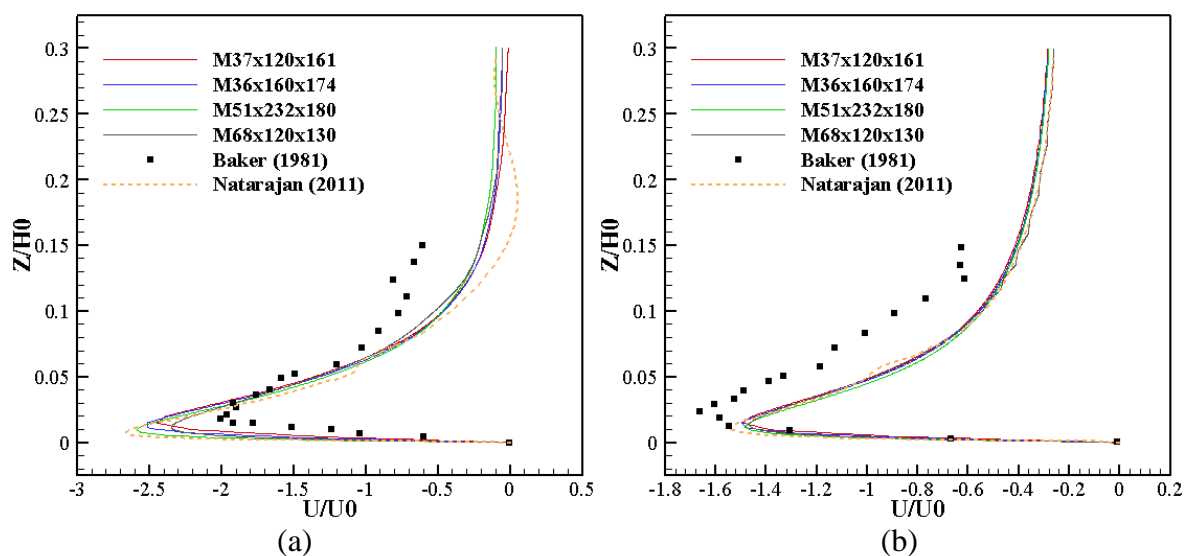


Figura 4.72 - Comparação de velocidade radial média entre as presentes simulações com diferentes malhas, resultados numéricos de Natarajan (2011) e resultados experimentais de Baker (1981): (a)  $S = 0,28$  e  $R/R_0 = 0,1025$ ; (b)  $S = 0,28$  e  $R/R_0 = 0,2125$

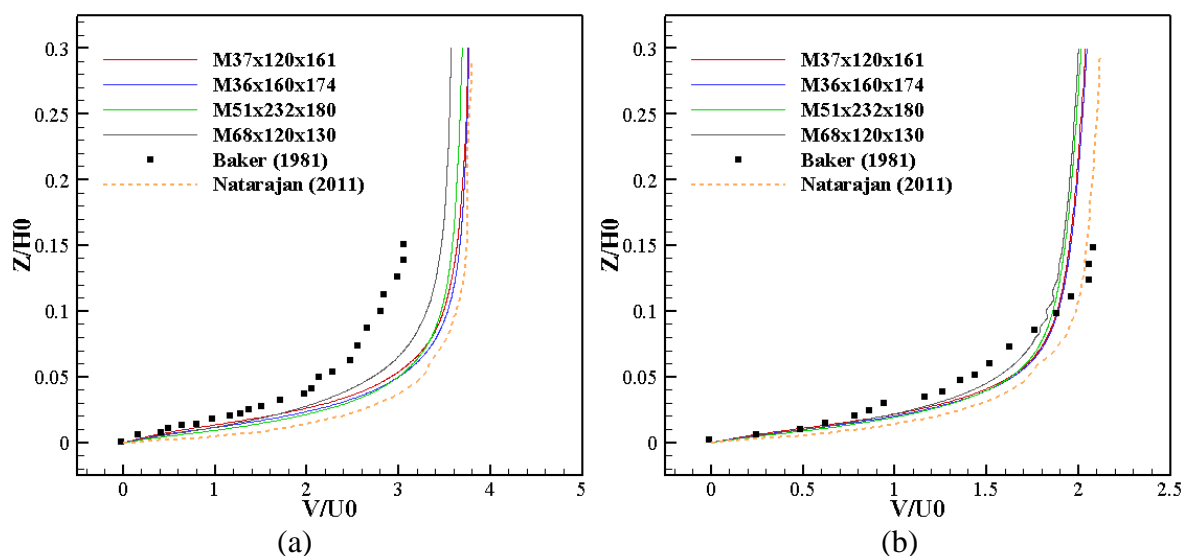


Figura 4.73 - Comparação de velocidade tangencial média entre as presentes simulações com diferentes malhas, resultados numéricos de Natarajan (2011) e resultados experimentais de Baker (1981): (a)  $S = 0,28$  e  $R/R_0 = 0,1025$ ; (b)  $S = 0,28$  e  $R/R_0 = 0,2125$

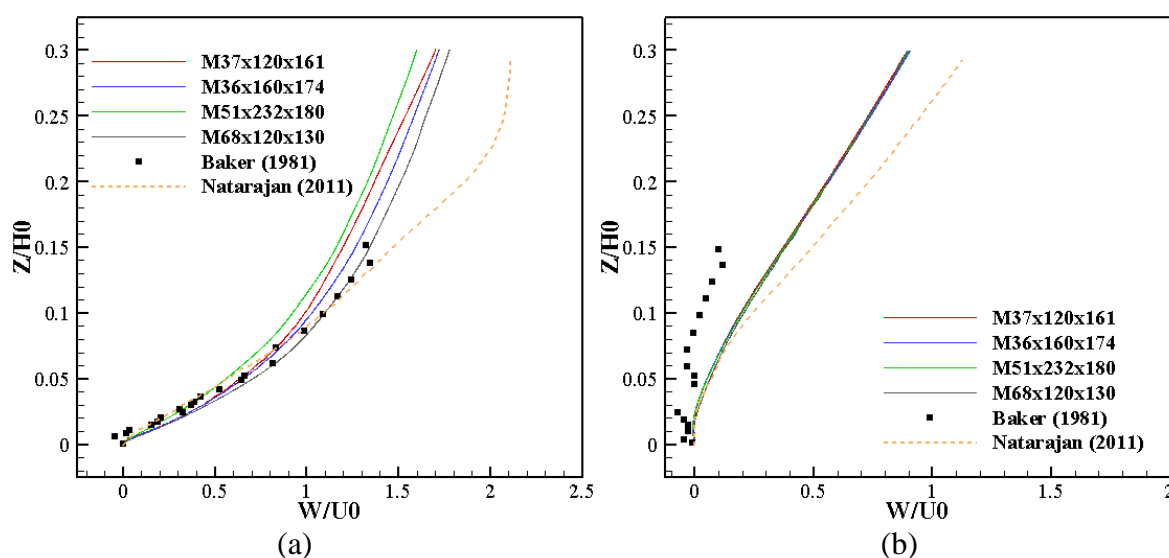
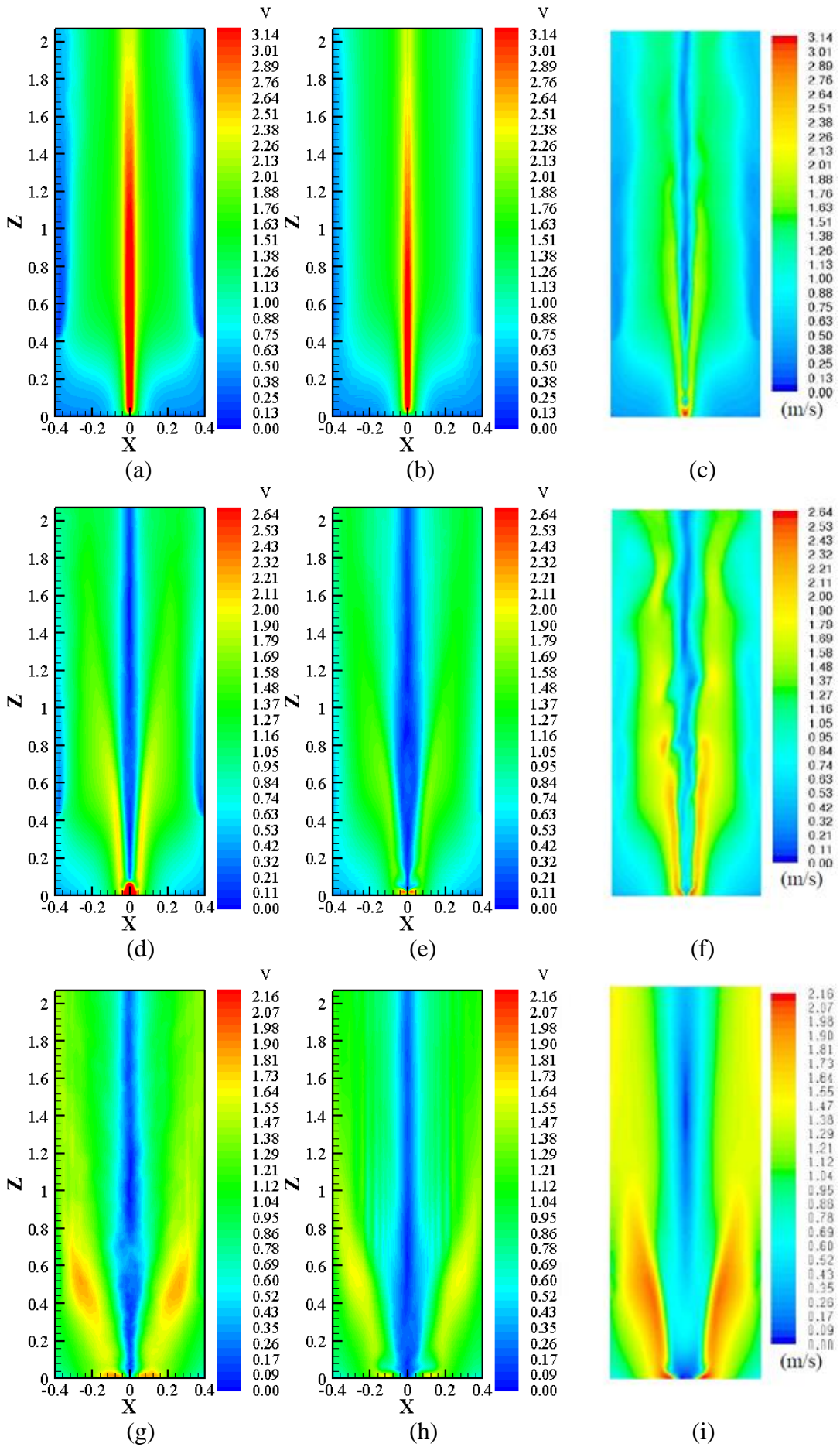


Figura 4.74 - Comparação de velocidade axial média entre as presentes simulações com diferentes malhas, resultados numéricos de Natarajan (2011) e resultados experimentais de Baker (1981): (a)  $S = 0,28$  e  $R/R_0 = 0,1025$ ; (b)  $S = 0,28$  e  $R/R_0 = 0,2125$

Em geral, percebe-se que todos os resultados acima acompanham razoavelmente bem os resultados numéricos e experimentais apresentados por Natarajan (2011) e Baker (1981), respectivamente, ficando entre eles na maioria das vezes. As diferenças substanciais com o perfil numérico acontecem na parte superior da Figura 4.73 (b), da Figura 4.74 (a) e da Figura

4.74 (b), no meio da Figura 4.72 (a) e da Figura 4.73 (a) e no pico da Figura 4.72 (a) e da Figura 4.72 (b). Concentrando a atenção nos pontos onde as malhas utilizadas apresentaram maiores diferenças, percebe-se que na parte superior da Figura 4.74 (a) os resultados da Malha M68x120x130 estão mais próximos do perfil de Natarajan (2011), do mesmo modo que no pico da Figura 4.72 (a), onde a Malha M51x232x180 quase atinge o valor desta referência. Cabe mencionar que as diferenças observadas em relação aos valores experimentais se justificam porque as condições de contorno não correspondem às mesmas e porque o método de medição com anemômetro é intrusivo.

Como fora mencionado anteriormente, a partir deste ponto são apresentados resultados referentes apenas às malhas M51x232x180 e M68x120x130. Dito isto, a Figura 4.75 mostra os campos do módulo da velocidade média obtidos neste trabalho num corte diametral do domínio para  $S = 0,28, 0,5, 1,0$  e  $2,0$ , juntamente com os resultados obtidos por Natarajan (2011). Começando com a Figura 4.75 (a) e (b) observa-se um escoamento com um jato fino correspondente a um vórtice laminar, verificando-se as máximas magnitudes da escala em ambos os casos, mas no caso (b) se percebe que na parte superior do dispositivo inicia a transição para o vórtice turbulento. Este seria o comportamento esperado para  $S = 0,2$  ou menor de acordo com o exposto por Natarajan (2011). A Figura 4.75 (d) e (e) foram obtidas a partir de um  $S = 0,5$ , no entanto o campo da Figura 4.75 (d) assemelha-se mais ao campo correspondente a ruptura do vórtice (*Vortex Break Down*), onde se observam velocidades significativas perto do centro da base. A Figura 4.75 (e) apresenta um campo de velocidade semelhante àquele observado no fenômeno de toque do vórtice (*Vortex Touch Down - VTD*) no estágio inicial de desenvolvimento, uma vez que as máximas velocidades ainda são pequenas. Por outro lado, a Figura 4.75 (g) e (h) com  $S = 1,0$  apresenta um comportamento semelhante ao vórtice de duas células, mas com a região de velocidades mínimas um pouco mais abaixo que a obtida pela referência e velocidades máximas menores, além de apresentar uma abrangência menor. Por último, a Figura 4.75 (j), obtida para  $S = 2,0$ , tem um comportamento geral bem semelhante, mas a região das mínimas velocidades é maior e a das máximas é menor, comparadas estas regiões com os campos obtidos por Natarajan (2011) para o mesmo valor  $S$ . A figura que falta para o caso  $S = 2,0$  não obteve convergência para as condições aqui utilizadas. Cabe mencionar que Natarajan (2011) utilizou o Modelo das Tensões de Reynolds (*RSM*) para simular a turbulência e os campos apresentados no seu trabalho são os instantâneos.



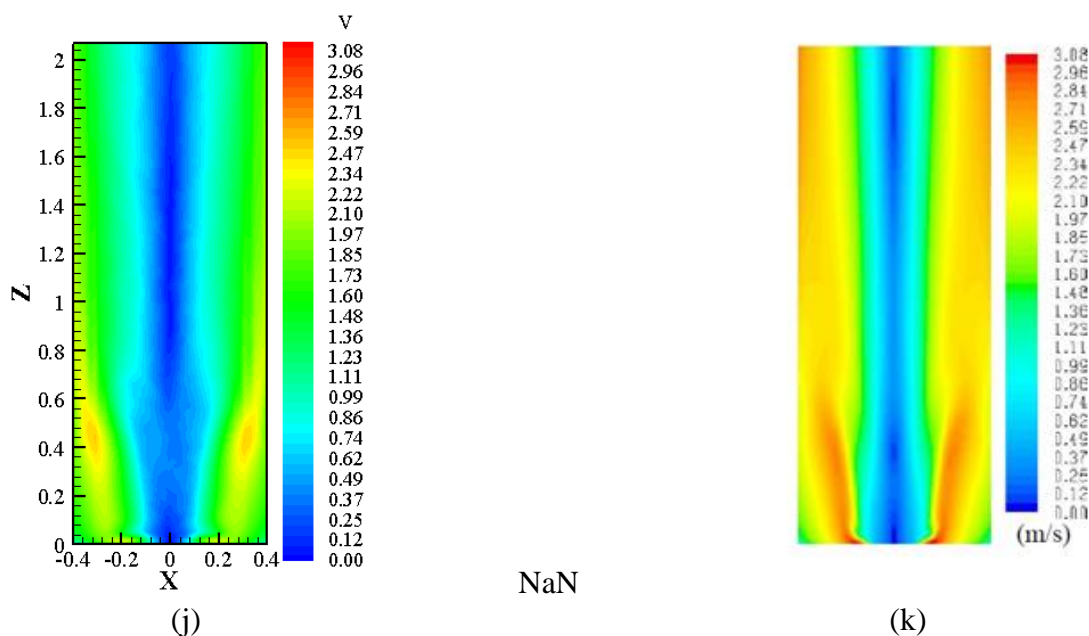


Figura 4.75 - Distribuição da magnitude da velocidade média para diferentes relações de redemoinho e malhas: (a)  $S = 0,28$  e  $M51 \times 232 \times 180$ ; (b)  $S = 0,28$  e  $M68 \times 120 \times 130$ ; (c)  $S = 0,28$  (baseado em NATARAJAN, 2011); (d)  $S = 0,5$  e  $M51 \times 232 \times 180$ ; (e)  $S = 0,5$  e  $M68 \times 120 \times 130$ ; (f)  $S = 0,5$  (baseado em NATARAJAN, 2011); (g)  $S = 1,0$  e  $M51 \times 232 \times 180$ ; (h)  $S = 1,0$  e  $M68 \times 120 \times 130$ ; (i)  $S = 1,0$  (baseado em NATARAJAN, 2011); (j)  $S = 2,0$  e  $M51 \times 232 \times 180$ ; (k)  $S = 2,0$  (baseado em NATARAJAN, 2011)

Na Figura 4.76 (a), na Figura 4.77 (a), na Figura 4.78 e na Figura 4.79 (a) são apresentados os perfis das componentes radial ( $RV$ ), tangencial ( $TV$ ) e axial ( $AV$ ) da velocidade média normalizada (neste trabalho indentificada pelas suas componentes como  $U/U_0$ ,  $V/U_0$  e  $W/U_0$ , mas na referência é designada por  $Vel/U_0$ ) ao longo do raio adimensional  $R/R_0$ , posicionado na altura da máxima velocidade tangencial  $Z_{m\acute{a}x}/R_0$  e para a malha  $M51 \times 232 \times 180$ . Comparando a Figura 4.76 (a) com o resultado correspondente da referência é possível notar que a velocidade axial vai aumentando ao longo do raio e atinge um máximo no eixo do simulador, embora não parta do valor zero no contorno, tendo um aumento brusco perto do mesmo. Isto se entende pelo fato de que, para essa malha, o campo era mais próximo ao de  $S = 0,2$ . As velocidades axial e tangencial possuem uma distribuição, em linhas gerais, semelhante à da referência, mas enquanto a primeira atinge valores maiores do que esta conforme se aproxima do eixo do simulador, a segunda varia de acordo com o perfil do modelo de Rankine com um pico comparativamente menor.

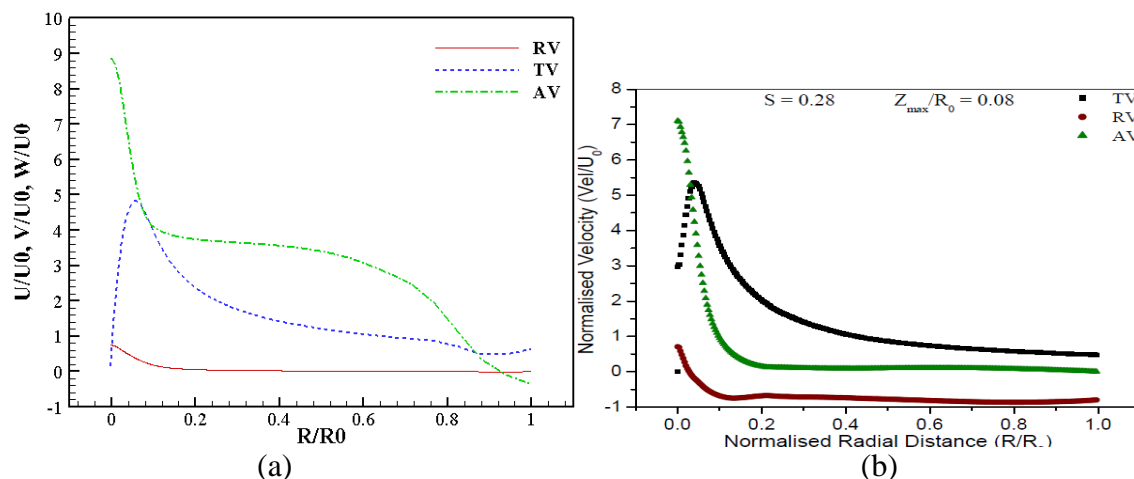


Figura 4.76 - Perfis de velocidade axial, radial e tangencial média ao longo da distância radial na altura da velocidade tangencial máxima  $Z_{max}$  para  $S = 0,28$ : (a)  $Z_{max} = 0,085$ ; (b)  $Z_{max} = 0,032$  (baseado em NATARAJAN, 2011)

Na Figura 4.77 (a) se percebe que os perfis de velocidade tangencial e axial correspondem aos apresentados pela referência para  $S = 0,28$ , mas com valores francamente maiores. Enquanto a velocidade tangencial segue o mesmo perfil do vórtice de Rankine, se esperaria que a velocidade axial tivesse um pico menor que este. Novamente o perfil da velocidade radial tem uma forma similar ao da Figura 4.77 (b), mas no eixo do simulador atinge um valor diferente de zero, similar ao mostrado na Figura 4.76 (b).

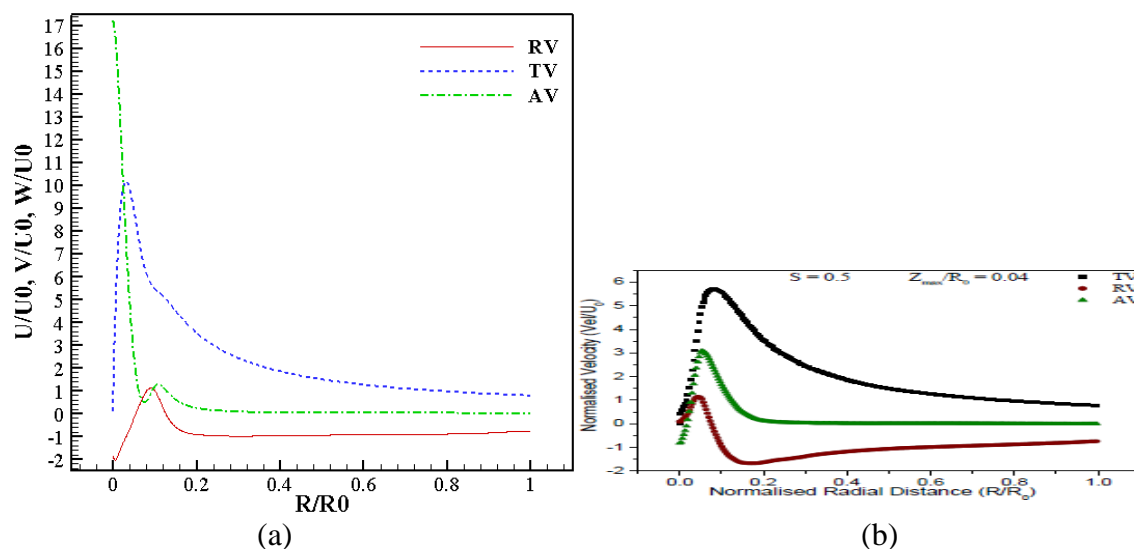


Figura 4.77 - Perfis de velocidade axial, radial e tangencial média ao longo da distância radial à altura da velocidade tangencial máxima  $Z_{max}$  para  $S = 0,5$ : (a)  $Z_{max} = 0,024$ ; (b)  $Z_{max} = 0,016$  (baseado em NATARAJAN, 2011)

Continuando com  $S = 1,0$  (Figura 4.78), se percebe que o perfil está um pouco perturbado devido ao pouco tempo utilizado para o cálculo da média temporal, mas de modo geral corresponde ao comportamento mostrado pela referência para  $S = 0,8$ . No entanto, a velocidade tangencial dentro do núcleo não apresentou a variação correspondente às duas células que o Modelo de Sullivan produz.

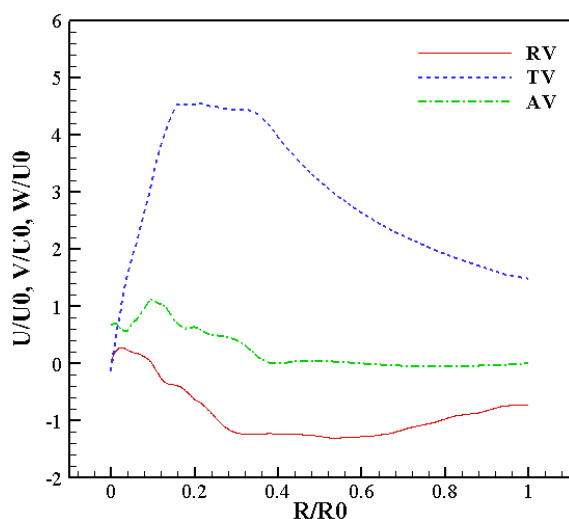


Figura 4.78 - Perfis de velocidade axial, radial e tangencial média ao longo da distância radial na altura da velocidade tangencial máxima  $Z_{máx} = 0,016$  para  $S = 1,0$

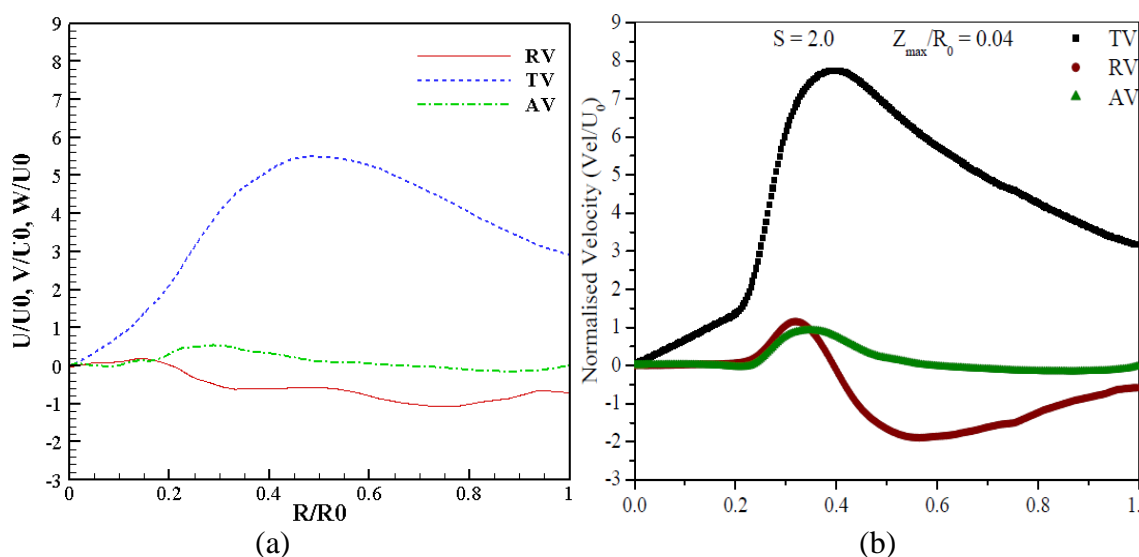


Figura 4.79 - Perfis de velocidade axial, radial e tangencial média ao longo da distância radial na altura da velocidade tangencial máxima  $Z_{máx}$  para  $S = 2,0$ : (a)  $Z_{máx} = 0,014$ ; (b)  $Z_{máx} = 0,016$  (baseado em NATARAJAN, 2011)

Por fim, a Figura 4.79 (a) acima exibe os perfis para  $S = 2,0$ , que comparados com a referência, apresentam uma distribuição semelhante em termos das componentes tangencial e axial. Não obstante, a diferença reside no fato de que ambos têm picos menores e, em especial, a velocidade tangencial mostra um núcleo mais amplo. Por outro lado, a maior diferença aparece na componente radial da velocidade e pode significar um efeito da alta instabilidade do escoamento. Neste estágio se esperaria a geração dos vórtices múltiplos observados nos experimentos (CHURCH et al., 1979), mas ainda não foi possível observar esse padrão.

A Figura 4.80, a Figura 4.81, a Figura 4.82 e a Figura 4.83 apresentam os perfis das componentes radial, tangencial e axial da velocidade média ao longo de duas linhas verticais normalizadas  $Z/R_0$  posicionadas sobre raios normalizados  $R/R_0$ , de tal forma que em um caso  $R < R_{máx}$  e no outro  $R > R_{máx}$ . Como visto anteriormente, o valor  $R_{máx}$  vai mudando para cada  $S$ .

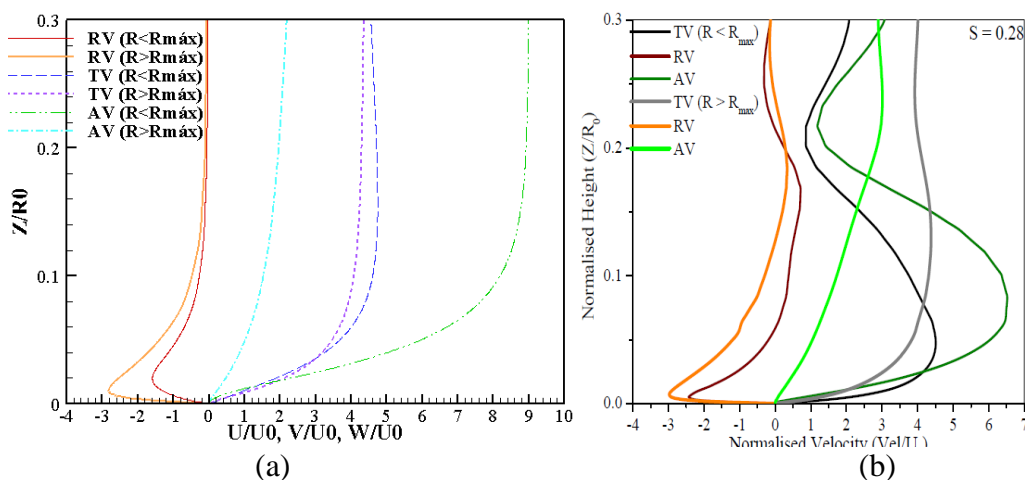


Figura 4.80 – Perfis de velocidade axial, radial e tangencial média ao longo da altura nas posições radiais  $R/R_0 = 0,016$  e  $R/R_0 = 0,08$ : (a)  $R_{máx} = 0,015$ ; (b)  $R_{máx} = 0,016$  (baseado em NATARAJAN, 2011)

Em primeiro lugar, observando a Figura 4.80 (a) percebe-se certa semelhança de todos os perfis de velocidade correspondentes a  $R > R_{máx}$ , mas diferindo significativamente para  $R < R_{máx}$ . Os perfis de velocidade axial mostram que a convergência é limitada a níveis baixos ( $Z/R_0 = 0-0,1$ ). Assim, perto do piso observa-se uma forma de nariz com os máximos em torno de  $Z/R_0 = 0,01-0,02$ . As velocidades tangenciais aumentam gradualmente de zero



na base até atingir um valor quase constante para alturas superiores a aproximadamente  $Z/R_0 = 0,08$ . A velocidade axial, por sua vez, está em sentido ascendente dentro e fora do núcleo. Na Figura 4.81 (a) se observa que todos os perfis correspondem em grande medida aos da Figura 4.80 (b), pertencentes a Natarajan (2011). Os perfis de velocidade radial são semelhantes aos casos de baixos  $S$  até na altura de convergência dentro e fora do núcleo, mas trocam de sinal ao longo da altura. As velocidades tangenciais aumentam gradativamente até um valor máximo na altura  $Z/R_0 = 0,65$ , dentro e fora do núcleo, e depois de diminuir um pouco, continuam praticamente constantes. As velocidades axiais estão no sentido ascendente tanto fora como dentro do núcleo, mas segundo a referência, neste último caso deveria se tornar descendente a partir de certa altura.

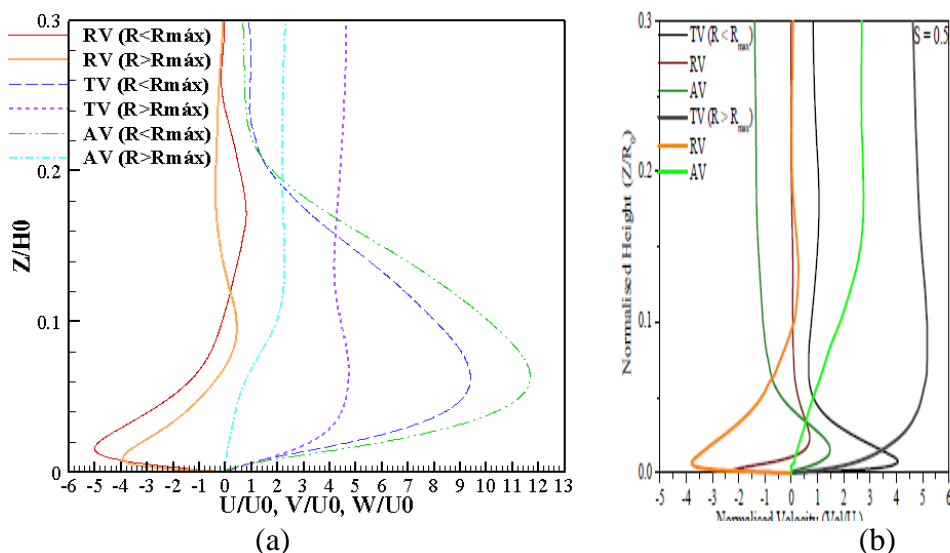


Figura 4.81 - Perfis de velocidade axial, radial e tangencial média ao longo da altura nas posições radiais  $R/R_0 = 0,02$  e  $R/R_0 = 0,14$ : (a)  $R_{máx} = 0,013$ ; (b)  $R_{máx} = 0,032$  (baseado em NATARAJAN, 2011)

Analisando a Figura 4.82 se pode afirmar que os perfis obtidos correspondem a um padrão intermediário entre os apresentados por Natarajan (2011) para  $S = 0,5$  e  $0,8$ . Em relação aos perfis de velocidade radial, ainda se observa a forma de nariz com o máximo em  $Z/R_0 = 0,01$ . Fora do núcleo, este perfil tem a convergência limitada a  $Z/R_0 = 0,6$  e logo diverge até uma altura de  $Z/R_0 = 1,8$  para logo se manter quase constante. A velocidade tangencial é muito menor dentro do núcleo que fora, mas ainda apresenta um pico em  $Z/R_0 = 0,025$  e  $0,035$ , respectivamente. A velocidade axial dentro do núcleo é ascendente até a altura  $Z/R_0 = 0,8$  e

logo se torna descendente, o que é coerente com um vórtice unicelular, mas fora do núcleo é plenamente ascendente. Segundo a referência, esta velocidade dentro do núcleo deveria ser somente descente para considerar um vórtice de duas células.

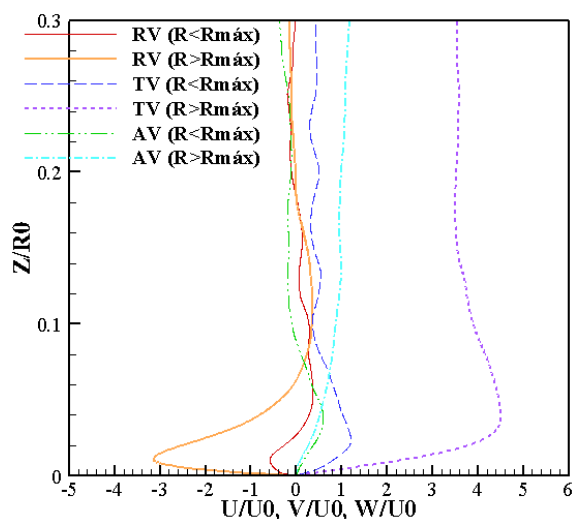


Figura 4.82 - Perfis de velocidade axial, radial e tangencial média ao longo da altura nas posições radiais  $R/R_0 = 0,025$  e  $R/R_0 = 0,23$  com  $R_{m\acute{a}x} = 0,067$

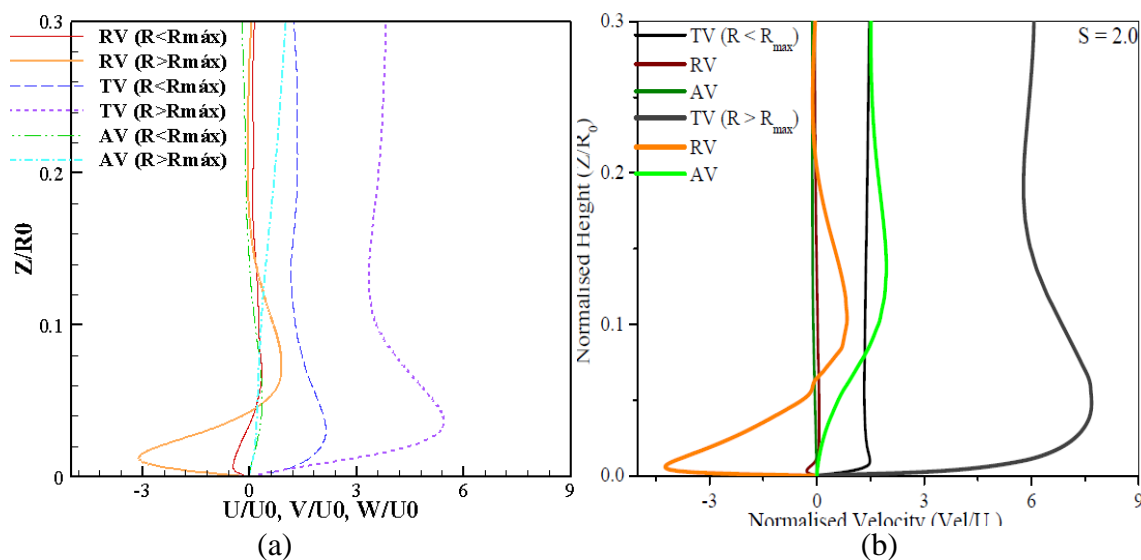


Figura 4.83 - Perfis de velocidade axial, radial e tangencial média ao longo da altura nas posições radiais  $R/R_0 = 0,2$  e  $R/R_0 = 0,45$ : (a)  $R_{m\acute{a}x} = 0,195$ ; (b)  $R_{m\acute{a}x} = 0,167$  (baseado em NATARAJAN, 2011)

Como foi dito anteriormente, foram adotadas as mesmas posições radiais normalizadas  $R/R_0$  da referência, mas no caso da Figura 4.83 (a) acima as duas ficaram dentro do núcleo. Os

perfis das velocidades radiais e tangenciais tem uma variação similar aos mesmos casos apresentados pela referência para  $S = 2,0$ , mas os que têm menor  $R$  apresentam picos maiores e mais distribuídos na vertical, enquanto que os que têm o maior  $R$  tiveram picos menores. A velocidade axial correspondente ao menor  $R$  exibiu uma distribuição parecida com aquela obtida para  $S = 0,5$  com valores próximos de zero, enquanto a correspondente ao maior  $R$  aumentou quase linearmente e, no final, quase atingiu o valor da referência. Esta abordagem média e com os raios normalizados dentro no núcleo nos dois casos não permite afirmar se os vórtices múltiplos foram gerados.

Por outro lado, a Figura 4.84 (a) e a Figura 4.85 (a) mostram a variação do coeficiente de pressão médio ao longo da distância radial normalizada na base do domínio para as quatro relações de redemoinho analisadas e para a malha M51x232x180. A Figura 4.84 (a) mostra a distribuição para baixas relações de redemoinho enquanto que a Figura 4.85 (a) mostra para as altas, sendo que esta divisão foi estabelecida baseada no mínimo valor que a referência obteve para  $C_p$ . A Figura 4.84 (b) (NATARAJAN, 2011) mostra que o coeficiente de pressão aumenta com a Relação de Redemoinho, ou seja, com o aumento na velocidade tangencial, e atinge um máximo em  $S = 0,6$ , onde se deveria gerar um *VTD* que está evoluindo para um vórtice de duas células. O gradiente de pressão na base aumenta e o perfil de pressão fica mais estreito conforme aumenta o valor  $S$ . Com as duas simulações realizadas dentro deste intervalo de valores de  $S$  se percebe este comportamento, mas o pico do perfil correspondente a  $S = 0,28$  resulta um pouco menor e o correspondente a  $S = 0,5$  se posicionou entre os perfis para  $S = 0,28$  e  $0,4$  da referência (Figura 4.84 (b)). A Figura 4.85 (d) (NATARAJAN, 2011) mostra que com o aumento de  $S$  no intervalo que vai de  $0,7$  a  $0,9$  a distribuição de  $C_p$  experimenta um achatamento na região do núcleo, embora no presente trabalho não tenham sido feitas simulações neste intervalo. Para o intervalo  $S = 1,0-2,0$  eram esperadas distribuições correspondentes aos múltiplos vórtices, no entanto a referência obteve um aumento do pico no centro da base, em termos absolutos, e um alargamento do perfil de  $C_p$ . Na distribuição obtida para  $S = 1,0$  se percebe que esta ainda apresenta um comportamento intermediário entre  $S = 0,7$  e  $0,8$ , ao passo que a apresentada para  $S = 2,0$  está no ponto médio das distribuições correspondentes a  $S = 1,0$  e  $1,5$  da referência, mas ambas as situações apresentaram um perfil de  $C_p$  mais alargado.

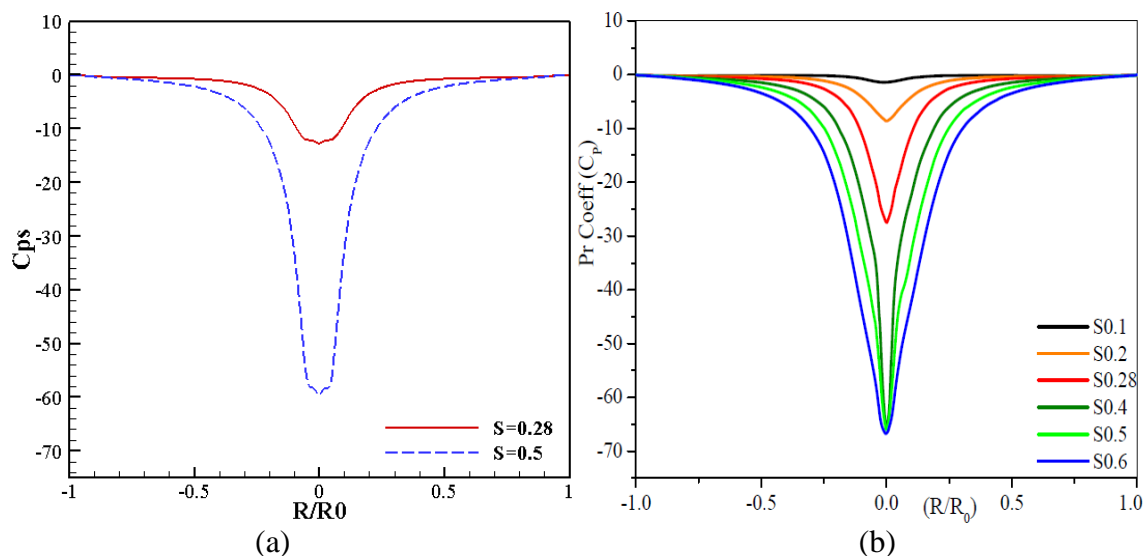


Figura 4.84 - Coeficiente de pressão na superfície ao longo da distância radial para diferentes relações de redemoinho  $S \leq 0,6$ : (a) presente trabalho; (b) Natarajan (2011)

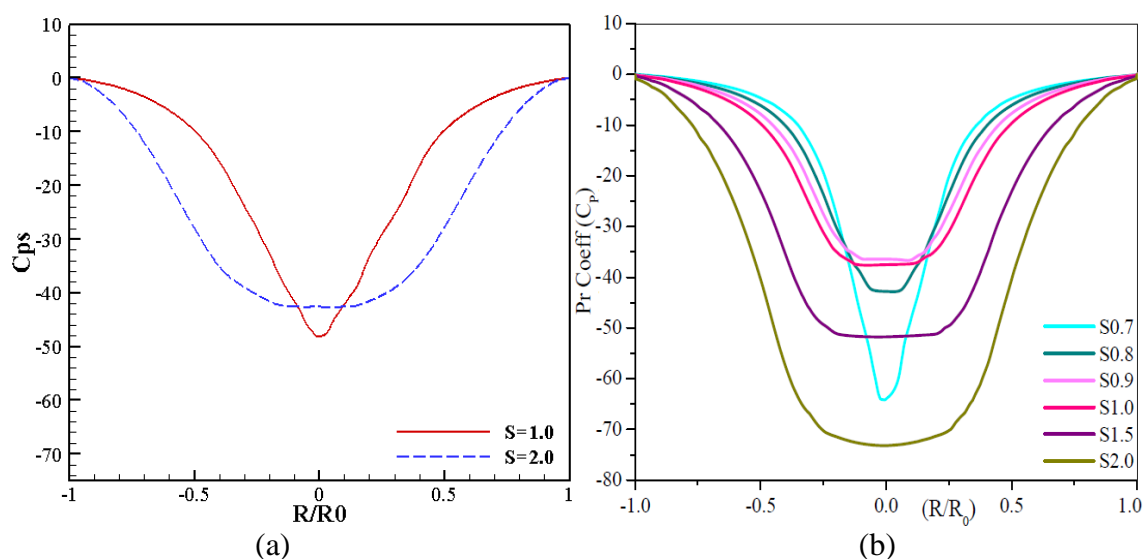


Figura 4.85 - Coeficiente de pressão na superfície ao longo da distância radial para diferentes relações de redemoinho  $S \geq 0,7$ : (a) presente trabalho; (b) Natarajan (2011)

A Figura 4.86 (a) mostra a variação do coeficiente de pressão  $C_p$  ao longo da altura normalizada  $Z/R_0$  na linha central. Comparando esta figura com a Figura 4.86 (b) se percebe a correspondência qualitativa entre as curvas referentes a  $S = 0,28, 0,5, 1,0$  e  $2,0$  deste trabalho e as curvas referentes a  $S = 0,2, 0,28, 0,8$  e  $1,0$  apresentadas por Natarajan (2011), respectivamente. Para  $S = 0,28$  se observa que a curva de  $C_p$  diminui até seu mínimo em

$Z/R_0 = 0,2$  e logo após aumenta gradativamente. Em  $S = 0,5$ , a curva de  $C_p$  diminui abruptamente até seu mínimo na altura  $Z/R_0 = 0,065$ , onde aparece o VBD e, logo depois de um aumento súbito, segue aumentando minimamente ao longo da altura. Como apresentado por Natarajan (2011) para  $S = 0,8$ , neste trabalho se obteve um valor de  $C_p$  que corresponderia ao máximo relativo na base, diminuindo com a altura até um valor quase constante para  $S = 1,0$ . Da mesma maneira, para  $S = 2,0$  se obteve uma distribuição semelhante à anterior, com menor variação ao longo da altura.

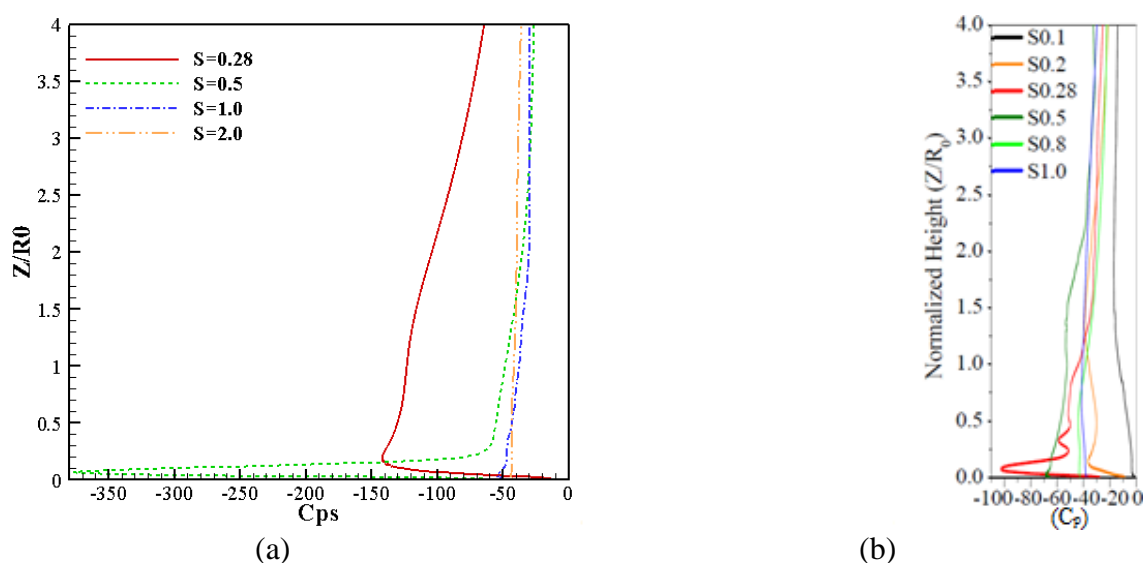
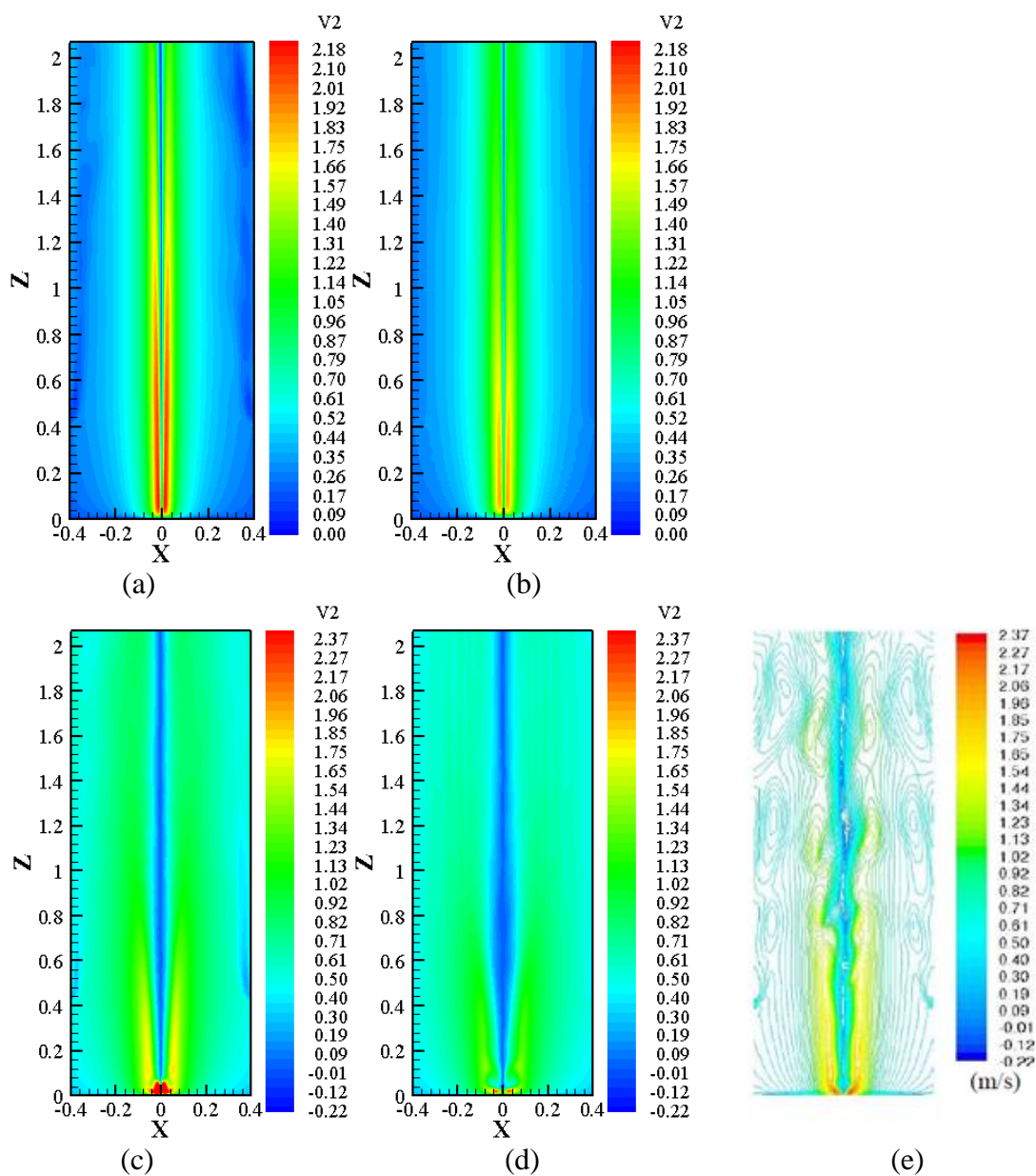


Figura 4.86 – Perfil do coeficiente de pressão máxima em  $R/R_0 = 0$  ao longo da altura normalizada para diferentes relações de redemoinho  $S$ : (a) presente trabalho; (b) Natarajan (2011)

Nas simulações numéricas, o lugar geométrico dos pontos radiais ao longo da altura correspondentes à máxima velocidade tangencial delimita o núcleo do tornado. Embora exista uma diferença entre esta definição e o que se verifica no núcleo observável dos tornados reais (JISCHKE; PARANG, 1978), ela ainda pode ser utilizada para observar a variação do perfil em núcleos de vórtices semelhantes aos dos tornados. A Figura 4.87 mostra os campos de velocidade tangencial para as relações de redemoinho  $S = 0,28$ ,  $0,5$ ,  $1,0$  e  $2,0$  simuladas com as malhas  $M51 \times 232 \times 180$  e  $M68 \times 120 \times 130$ , onde as cores mais acima da escala ao longo da altura delimitam o núcleo. Para a primeira relação de redemoinho  $S = 0,28$  se observa um núcleo estreito e fino com diferentes valores máximos para cada malha apresentada na Figura 4.87 (a) e (b). Os campos apresentados na Figura 4.87 (c) e (d) mostram um núcleo com maior diâmetro, mas perto da base o comportamento é diferente para cada malha. Nessa

região, a malha M68x120x130 apresenta protuberâncias mais parecidas com as da Figura 4.87 (e) (NATARAJAN, 2011). Nos casos de relações de redemoinho maiores, como  $S = 1,0$  na Figura 4.87 (f) e (g), o núcleo mostrou uma forma cônica perto da base e, depois de certa altura, adota uma forma cilíndrica para as duas malhas, embora a malha M68x120x130 parece mais próxima da Figura 4.87 (h). Na Figura 4.87 (i), correspondente a  $S = 2,0$ , não se percebem evidências de vórtices múltiplos, no entanto observa-se uma clara semelhança com a razão  $S$  anterior e um maior diâmetro.



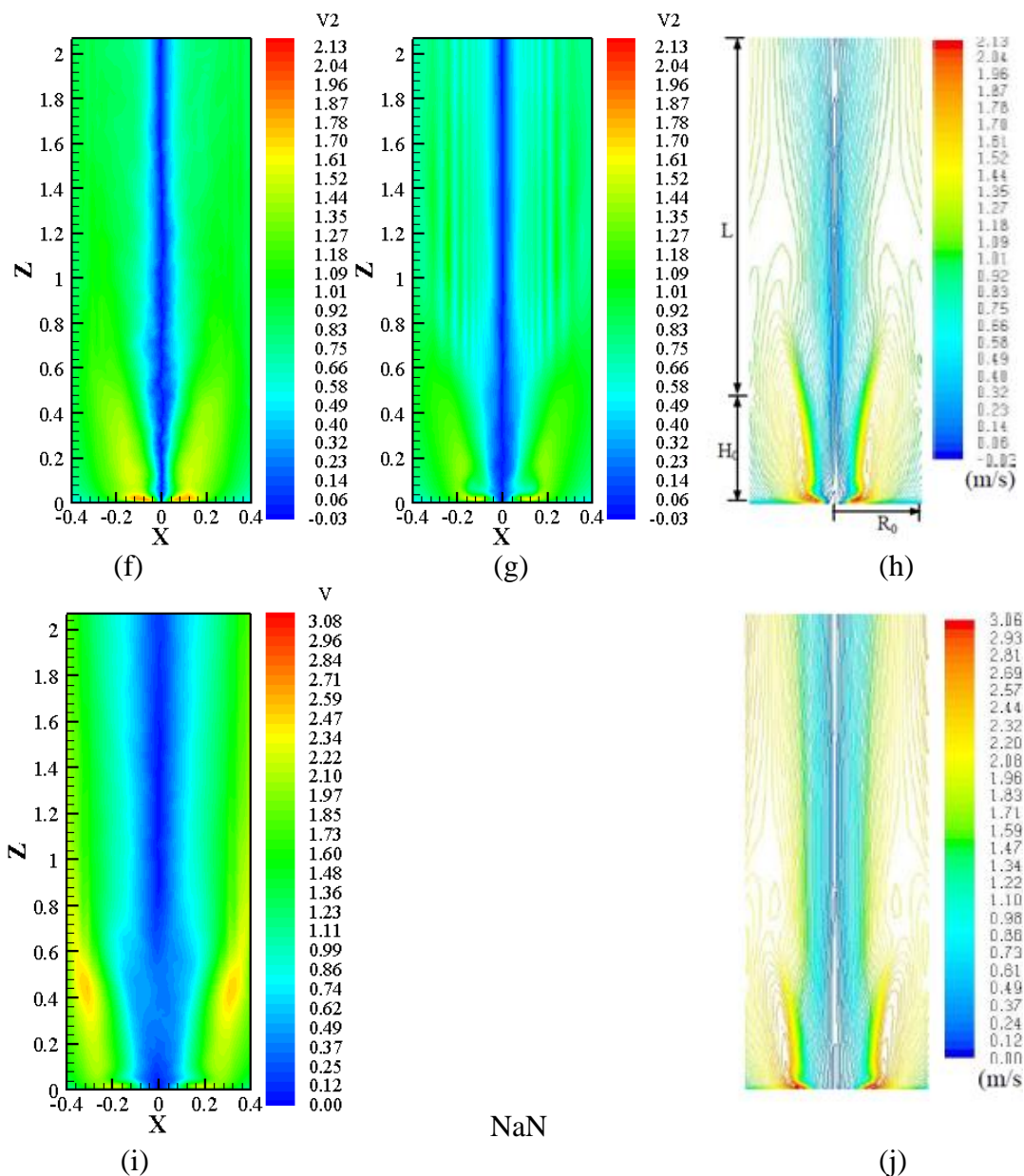
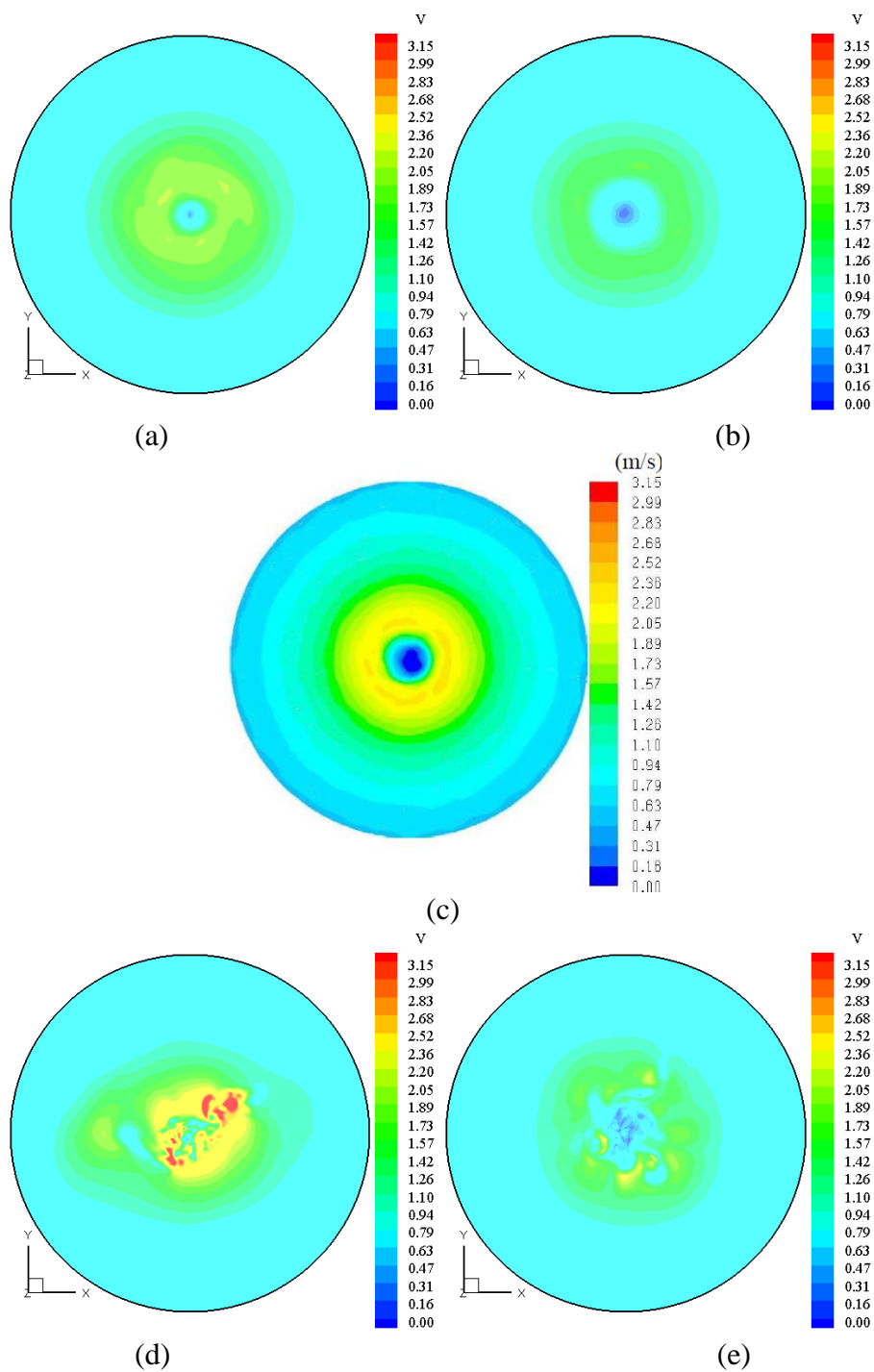


Figura 4.87 - Distribuição da velocidade tangencial para as relações de redemoinho: (a)  $S = 0,28$  e  $M51 \times 232 \times 180$ ; (b)  $S = 0,28$  e  $M68 \times 120 \times 130$ ; (c)  $S = 0,5$  e  $M51 \times 232 \times 180$ ; (d)  $S = 0,5$  e  $M68 \times 120 \times 130$ ; (e)  $S = 0,5$  (baseado em NATARAJAN, 2011); (f)  $S = 1,0$  e  $M51 \times 232 \times 180$ ; (g)  $S = 1,0$  e  $M68 \times 120 \times 130$ ; (h)  $S = 1,0$  (baseado em NATARAJAN, 2011); (i)  $S = 2,0$  e  $M51 \times 232 \times 180$ ; (j)  $S = 2,0$  (baseado em NATARAJAN, 2011)

A Figura 4.88 (a), (b), (d), (e), (g) e (h) mostra a magnitude da velocidade média, a magnitude da velocidade instantânea e a velocidade tangencial instantânea na altura  $Z/R_0 = 0,02$  acima da base para a relação de redemoinho  $S = 1,0$ . O mesmo acontece para a Figura 4.89 (a), (c) e (e), só que para  $S = 2,0$ . Fazendo uso dos campos de velocidades instantâneas, agora pode-se perceber a formação de vórtices secundários em torno do vórtice principal para ambas as

relações de redemoinho. Natarajan (2011) menciona ainda que as velocidades instantâneas desses vórtices secundários devem exceder as velocidades médias temporais em um terço, aproximadamente.





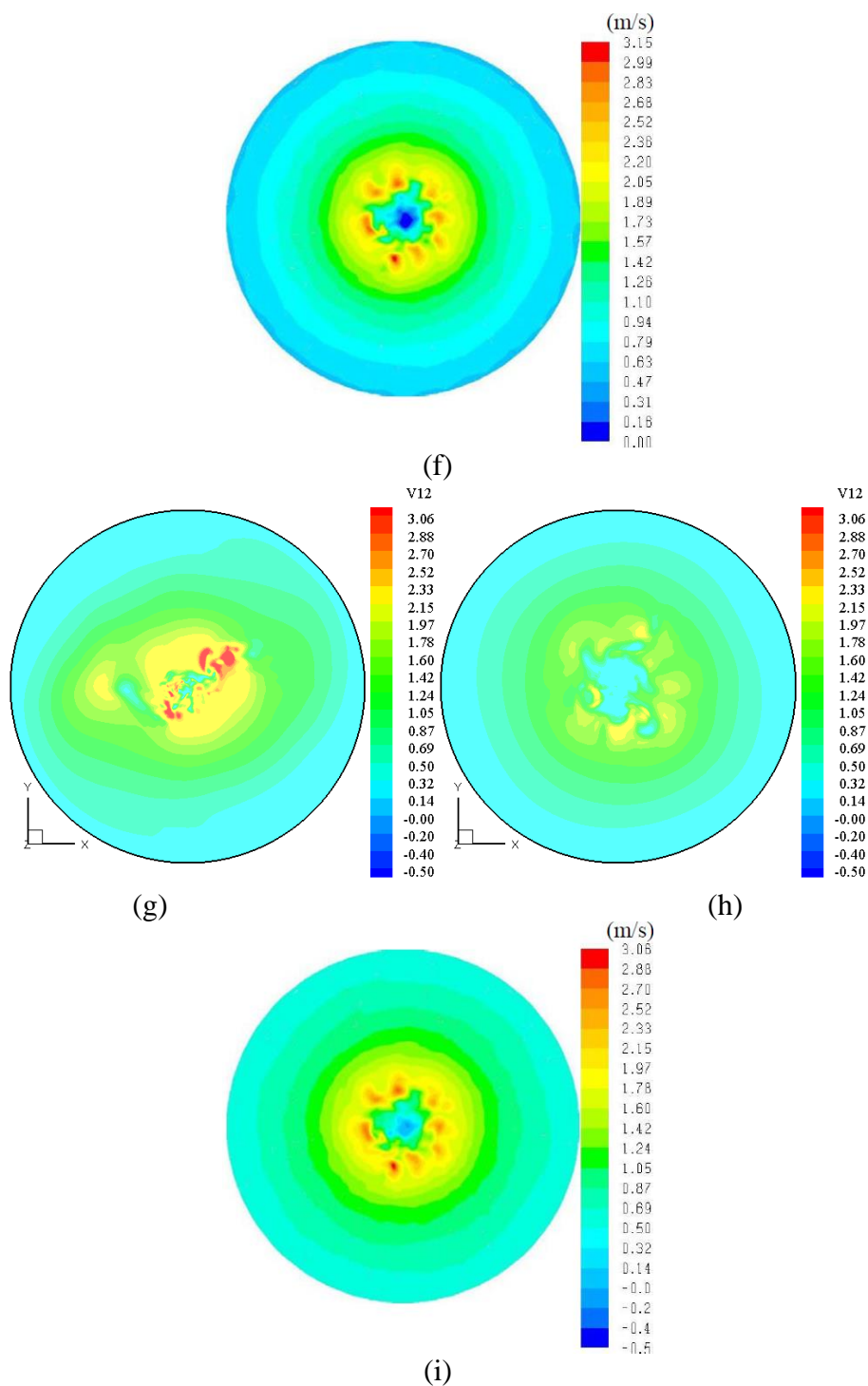


Figura 4.88 - Distribuição de velocidade para  $S = 1,0$  em  $Z/R_0 = 0,02$ : - magnitude de velocidade média: (a) M51x232x180; (b) M68x120x130; (c) Natarajan (2011); - magnitude da velocidade instantânea: (d) M51x232x180; (e) M68x120x130; (f) Natarajan (2011); - velocidade tangencial instantânea: (g) M51x232x180; (h) M68x120x130; (i) Natarajan (2011)

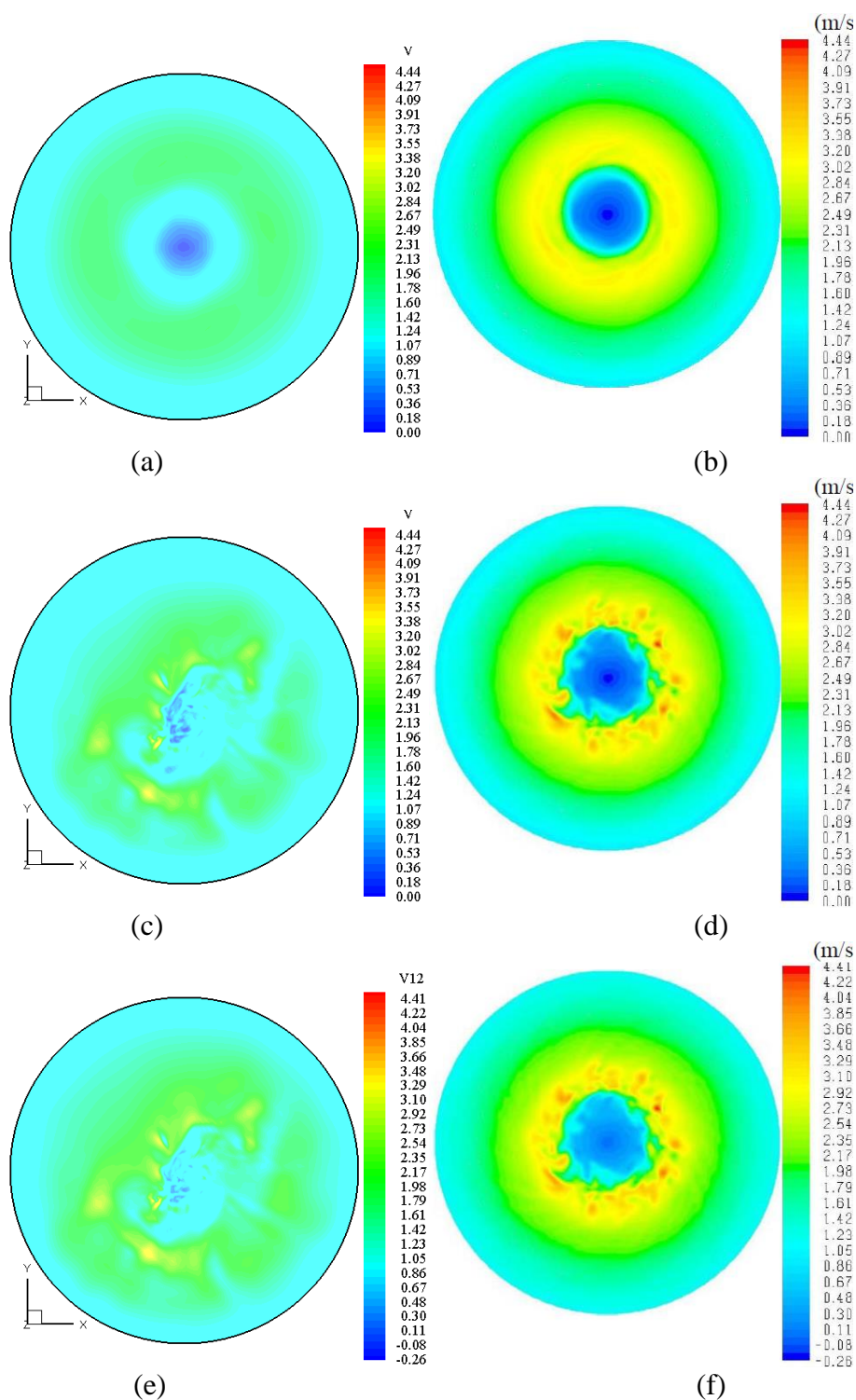


Figura 4.89 - Distribuição de velocidade para  $S = 2,0$  em  $Z/R_0 = 0,02$ : - magnitude de velocidade média: (a) M51x232x180; (b) Natarajan (2011); - magnitude da velocidade instantânea: (c) M51x232x180; (d) Natarajan (2011); - velocidade tangencial instantânea: (e) M51x232x180; (f) Natarajan (2011)

Como se pode observar nos resultados, os padrões de escoamentos relacionados à relação de redemoinho foram reproduzidos, mas apresentam discrepâncias nos pontos de transição de um

padrão para o outro, devidas possivelmente às metodologias de turbulência e aos critérios de refinamento da malha utilizados neste trabalho e no da referência.

#### 4.2.5 Tornado 3D sobre um corpo rígido imóvel

O objetivo deste exemplo é simular um tornado em três dimensões que se translada passando sobre um corpo rígido imóvel. As comparações mais importantes residem na análise do efeito nos coeficientes de força devido à variação da distância do tornado e do seu ângulo de ataque. Além disso, serão comparados os campos de pressão e velocidade junto ao corpo imerso em relação aos apresentados na bibliografia. O corpo modelado é um cubo que tem as dimensões  $h$  para o comprimento, a largura e a altura. O domínio computacional tem as dimensões  $D$  para o comprimento e a largura e  $H$  para a altura. Um esquema do domínio computacional com o corpo imerso é mostrado na Figura 4.90 (a).

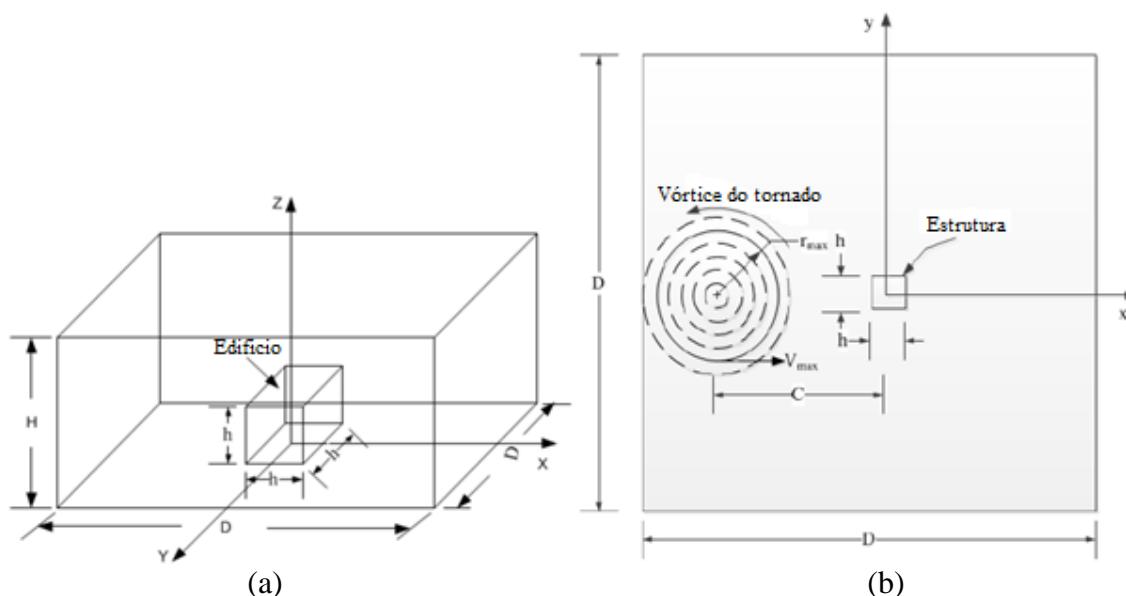


Figura 4.90 - Domínio computacional: (a) vista tridimensional (baseado em ALRASHEEDI, 2012); (b) vista do plano  $X - Y$  (baseado em ALRASHEEDI, 2012)

O escoamento simulado é altamente turbulento, motivo pelo qual o domínio computacional deve ser suficientemente grande para permitir que o escoamento turbulento se desenvolva. O tamanho do domínio computacional foi estabelecido com base no raio do tornado  $r_{máx}$ , na altura do cubo  $h$  e, principalmente, pela distância do centro do tornado até o centro do corpo  $C$ , estando este último na origem do sistema de coordenadas. O esquema do domínio computacional ( $D \times D$ ), o cubo modelado ( $h \times h$ ) e o tornado simulado são ilustrados na

Figura 4.90 (b) para o plano  $X-Y$ . Como exposto por Alrasheedi (2012), o tamanho do domínio computacional ( $D \times D \times H$ ) é calculado a partir das seguintes relações:

$$C = a \cdot r_{m\acute{a}x} + h/2 \quad (4.25)$$

$$D = 2 \cdot C + 2 \cdot r_{m\acute{a}x} \quad (4.26)$$

$$H = D/2 \quad (4.27)$$

sendo que  $C$  é a distância da origem ao centro do tornado,  $a$  é um parâmetro constante,  $r_{m\acute{a}x}$  é o raio do núcleo do tornado,  $h$  é o comprimento unitário do cubo modelado,  $D$  é o comprimento e a largura do domínio computacional e  $H$  é a sua altura.

Alrasheedi (2012) realizou um estudo visando analisar o impacto do tamanho do domínio nos coeficientes de força. Com este fim, adotou  $a = 2, 4, 6, 8$  e  $10$  e criou cinco domínios com diferentes tamanhos, para os quais gerou a suas respectivas malhas e determinou os coeficientes de força em  $X$ ,  $Y$  e  $Z$ . Analisando a curva de convergência dos valores máximos destes coeficientes, se percebe que a partir da Malha A3, definida pelo autor, aparece um patamar bem definido e com pouca variação, embora o campo de pressão ainda resulte muito perturbado pela presença do corpo. Neste trabalho foram adotadas essas dimensões (Tabela 4.14) e se procurou aumentar o refinamento da malha. Na Tabela 4.14 também foram expostas as dimensões da Malha A5 com fim comparativo, dado que esta foi adotada pela referência.

Tabela 4.14 – Parâmetros geométricos do domínio computacional

Nome da malha	$a$	$r_{m\acute{a}x}$	$h$	$C$	$D$	$H$
A3	6	3	1	18,5	40	20
A5	10	3	1	30,5	64	32

fonte: (ALRASHEEDI, 2012)

A geração da malha foi realizada através do programa comercial *PATRAN* (MSC SOFTWARE, 2014), sendo o espaçamento nodal ou tamanho mínimo de elemento normal ao cubo em cada direção é  $0,0075h$  e nas arestas ou bordas do cubo varia de  $0,075$  a  $0,0075$ , do centro para os vértices, respectivamente. O espaçamento nodal no domínio computacional aumenta continuamente em aproximadamente 1,15 vezes o espaçamento mínimo atribuído.

Quando o espaçamento entre dois nós alcança o valor de  $0,75h$ , se limita o espaçamento dos demais nós a aproximadamente este valor em cada direção. Um esquema da malha no domínio computacional ao longo do eixo  $X$  é apresentado na Figura 4.91. O traçado é o mesmo para o eixo  $Y$  e o eixo  $Z$ , com a diferença que no final se mantêm um espaçamento constante igual a  $0,738h$  nesta última direção.

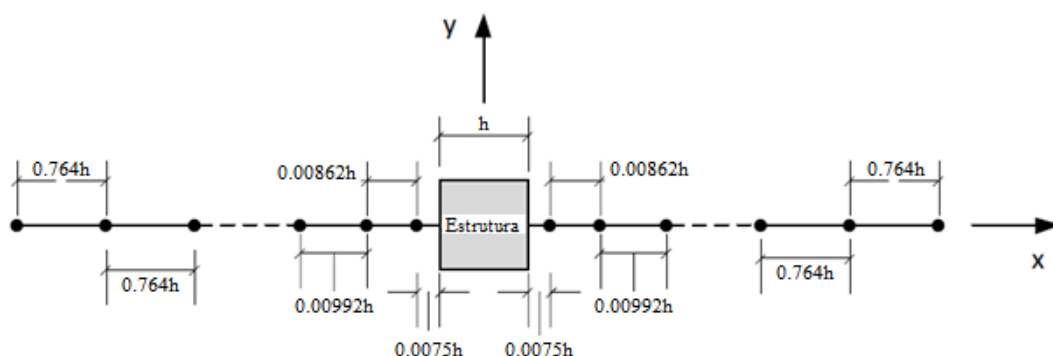


Figura 4.91 - Esquema da disposição dos elementos ao longo do eixo  $X$  (baseado em ALRASHEEDI, 2012)

Tabela 4.15 - Propriedades da malha de elementos finitos

Nome da malha	Divisão do domínio em $h$	Divisão do domínio fluido	Espaçamento da malha normal à estrutura	Número total de pontos no domínio
A3 (Presente trabalho)	35x35x35	139x139x87	$0,0075 h$	1684340
A3 (ALRASHEEDI, 2012)	40x40x20	78x78x56	$0,01 h$	340704

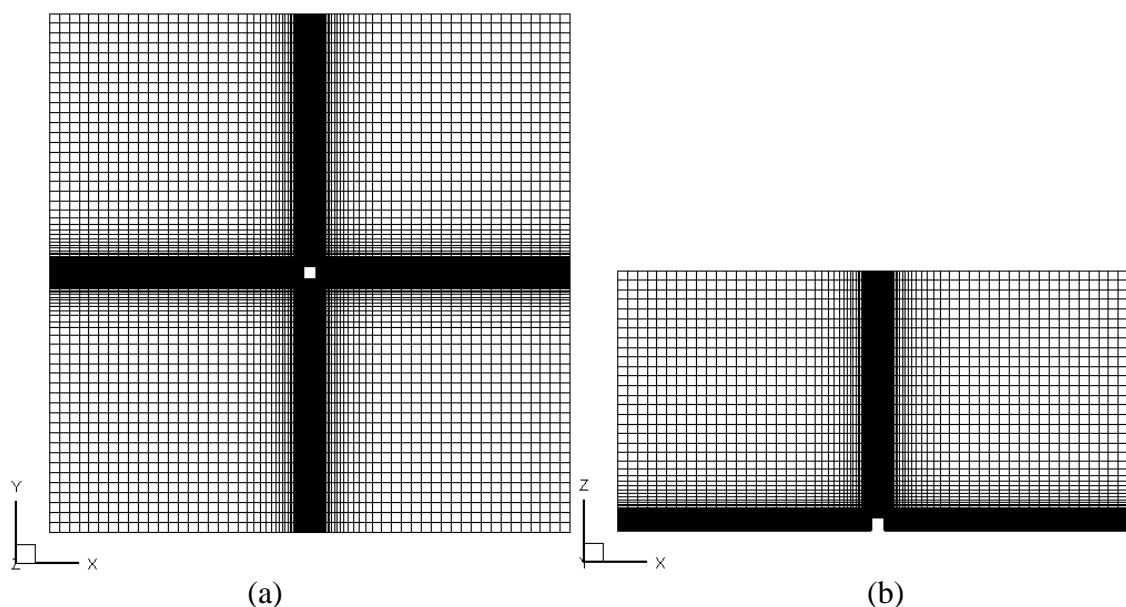


Figura 4.92 – Seção da malha no plano: (a)  $Z = 0,5$ ; (b)  $Y = 0$

Na Tabela 4.15 acima são apresentadas algumas propriedades da malha. Um corte em  $Z = 0,5$  é mostrado na Figura 4.92 (a) acima, enquanto que um corte no plano  $Y = 0$  é exibido na Figura 4.92 (b) para se ter uma noção geral da distribuição dos elementos.

Uma vista em planta do caminho percorrido pelo tornado que se aproxima do corpo com um ângulo de ataque de  $0^\circ$ , medido em relação a horizontal, é mostrado na Figura 4.93 (a). Verifica-se que a velocidade máxima  $V_{máx}$  em um tornado é constituída pela soma de duas componentes de velocidade, as tangenciais  $V_\theta$  e as de translação  $V_t$ , como mostrado abaixo:

$$V_{máx} = V_t + V_\theta. \quad (4.28)$$

Para os fins deste trabalho, a velocidade máxima é calculada segundo o Modelo de Vórtice Combinado de Rankine (*RCVM*), tal como ilustrado na Figura 4.93 (b). Este modelo estabelece que a velocidade angular ou força do vórtice  $\alpha$  no tornado é constante.

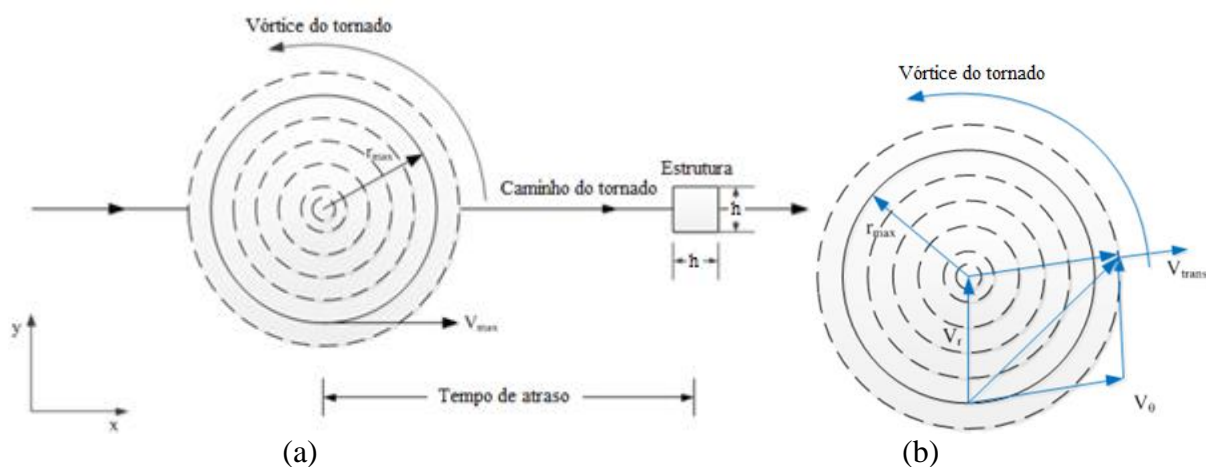


Figura 4.93 – (a) Vista superior da trajetoria do tornado e a estrutura (basado em ALRASHEEDI, 2012); (b) esquema das componentes da velocidade do *RCV* em um tornado (basado em ALRASHEEDI, 2012)

Como condição inicial, as velocidades do Modelo de Vórtice Combinado de Rankine (*RVCM*) se aplicam a cada nó da malha no domínio computacional e estas velocidades mudam no tempo segundo a posição do núcleo do tornado. As componentes da velocidade do *RVCM* vêm dadas na forma cartesiana como mostrado a seguir:

$$u(x, y, z, t) = \begin{cases} (V_t - y\alpha)Z_f & \text{for } r \leq r_{\max} \\ \left(V_t - y \frac{\alpha r_{\max}^2}{r^2}\right)Z_f & \text{for } r > r_{\max} \end{cases} \quad (4.29)$$

$$v(x, y, z, t) = \begin{cases} [(x - V_t t)\alpha]Z_f & \text{for } r \leq r_{\max} \\ \left[(x - V_t t) \frac{\alpha r_{\max}^2}{r^2}\right]Z_f & \text{for } r > r_{\max} \end{cases} \quad (4.30)$$

$$w(x, y, z, t) = 0 \quad (4.31)$$

onde  $C = \alpha r_{\max}^2 / r^2$ ,  $r = (x - V_t t)^2 + y^2$  e  $Z_f = \frac{u^*}{\kappa} \ln\left(\frac{z + z_0}{z_0}\right)$ . Esta última expressão,

denominada Lei Logarítmica, é usada para considerar o crescimento da camada limite com a altura  $z$  no domínio computacional e assume o valor unitário no topo do cubo, como esquematizado na Figura 4.94 (a). A partir desse esquema pode-se calcular a velocidade de fricção  $u^*$ . O comprimento de rugosidade do terreno  $z_0$  é fixado em 0,00375 e a constante de von Kármán  $\kappa$  assume um valor igual a 0,4 (SELVAM; MILLETT, 2003b).

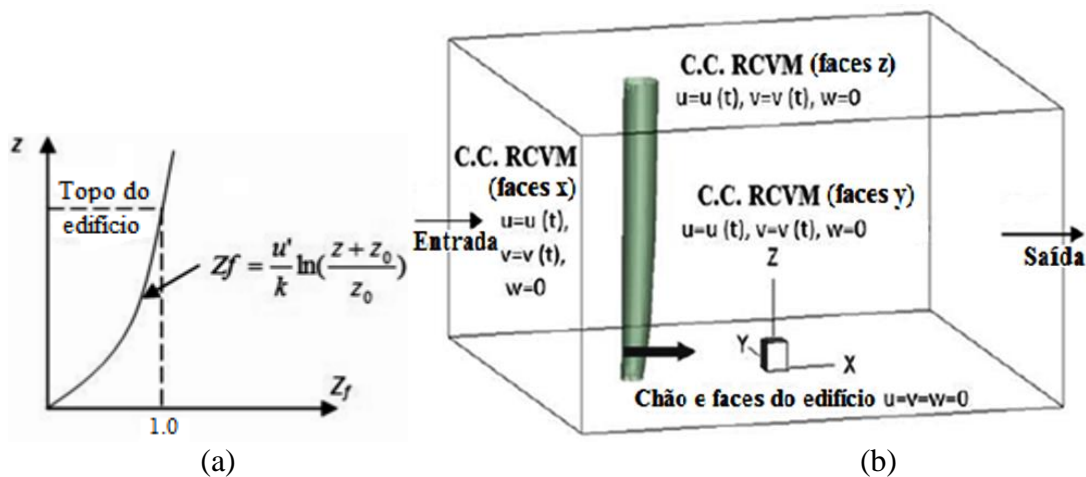


Figura 4.94 – (a) Redução da velocidade tangencial na direção  $Z$  (baseado em ALRASHEEDI et al., 2016); (b) condições de contorno para a interação vórtice-estrutura (baseado em YOUSEF; SELVAM, 2016)

As condições de contorno aplicadas nas faces laterais e superior do domínio computacional são as velocidades do RCVM não perturbadas e atualizadas em todos os momentos (Equações (4.29), (4.30) e (4.31)). Na superfície do piso, assim como nas faces do edifício, as componentes da velocidade são nulas (condição de não deslizamento), como esquematizado

na Figura 4.94 (b). Embora em alguns trabalhos (AHMED, 2016; GORECKI, 2015) tenha sido utilizada a condição de gradiente normal da pressão nulo, nos testes realizados esta opção gerou um aumento desproporcional do coeficiente de força na direção  $Z$ .

Depois de realizado alguns testes alterando as variáveis e condições sobre as quais se tinha alguma incerteza foram adotados para este problema os dados apresentados na Tabela 4.16.

Tabela 4.16 - Constantes físicas e geométricas utilizadas nas análises do escoamento do *RCVM* sobre um cubo tridimensional

<b>Velocidade de referência (<math>V_{\infty}</math>)</b>	5,5
<b>Parâmetro de Compressibilidade Artificial (<math>\beta</math>)</b>	55,0
<b>Viscosidade cinemática (<math>\nu</math>)</b>	$1,0 \times 10^{-5}$
<b>Viscosidade volumétrica (<math>\lambda/\rho</math>)</b>	0,0
<b>Massa específica (<math>\rho</math>)</b>	1,0
<b>Constante de Smagorinsky (<math>C_s</math>)</b>	0,1
<b>Dimensão característica (<math>D</math>)</b>	1,0
<b>Velocidade angular (<math>\omega</math>)</b>	1,5
<b>Raio máximo (<math>r_{máx}</math>)</b>	3,0
<b>Velocidade de translação (<math>V_x</math>)</b>	1,0
<b>Deslocamento da origem de coordenadas (<math>D_y</math>)</b>	0,0
<b>Coefficiente de segurança (<math>\alpha</math>)</b>	0,40
<b>Incremento de tempo (<math>\Delta t</math>)</b>	$5,0 \times 10^{-5}$
<b>Tempo final (<math>t_f</math>)</b>	40
<b>Parâmetro seletivo de massa (<math>e</math>)</b>	0,9
<b>Tempo de atraso (<math>t_{lag}</math>)</b>	20,0

As forças no cubo são calculadas integrando as pressões sobre as superfícies do mesmo nas direções  $X$ ,  $Y$  e  $Z$ . Os coeficientes de força  $C_x$ ,  $C_y$  e  $C_z$  se determinam a partir das seguintes expressões:

$$C_x = \frac{F_x}{0.5\rho V^2 A} \quad (4.32)$$

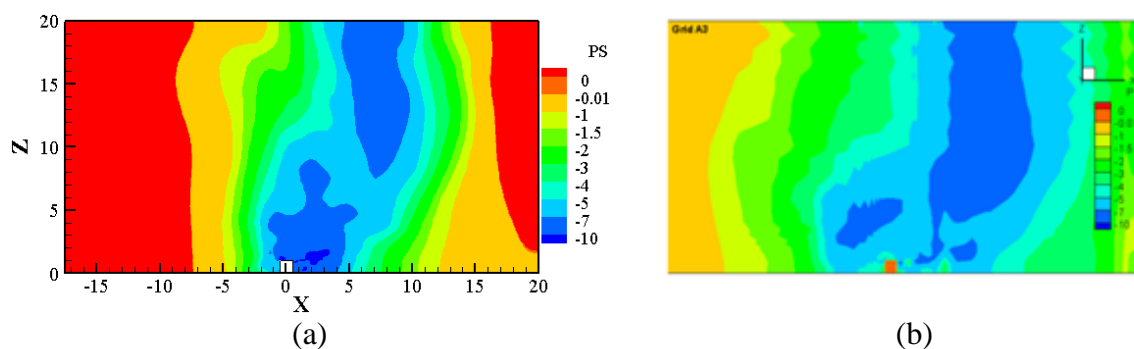


$$C_y = \frac{F_y}{0.5\rho V^2 A} \quad (4.33)$$

$$C_z = \frac{F_z}{0.5\rho V^2 A} \quad (4.34)$$

sendo  $\rho$  a massa específica do escoamento e  $A$  a área projetada na qual a força está atuando.  $F_x$  é a força na direção  $X$ ,  $F_y$  é a força na direção  $Y$ , e  $F_z$  é a força na direção  $Z$ . Tratando-se da simulação numérica de um tornado, a velocidade de referência  $V$  é igual à velocidade máxima  $V_{máx}$ .

Procurando comparar as simulações realizadas neste trabalho com as realizadas por Alrasheedi (2012), a seguir são apresentados alguns resultados referentes às variáveis de pressão e velocidade, seguindo as mesmas escalas desta referência. Visando observar a formação do tornado no entorno do cubo e ao longo da altura do domínio, na Figura 4.95 é apresentado o campo de pressão suavizada correspondente ao plano  $y=0$ . Dado que o tamanho do domínio adotado neste trabalho corresponde ao denominado A3 na referência, se apresenta na Figura 4.95 (a) o campo de pressão com a mesma escala. Comparando este campo com o da referência (Figura 4.95 (b)), observa-se em ambos os casos que o tornado não apresentou um campo de pressão negativo e contínuo ao longo da direção  $Z$ , mas no primeiro caso (a) observam-se valores extremos fora da escala utilizada. No entanto, usando a escala do campo que o autor definiu para a malha A5, percebe-se que o tornado apresentou um campo de pressão consistente com a formação de um tornado (uma zona de forte sucção ao longo da direção  $Z$ ), conforme demonstrado na Figura 4.95 (c).



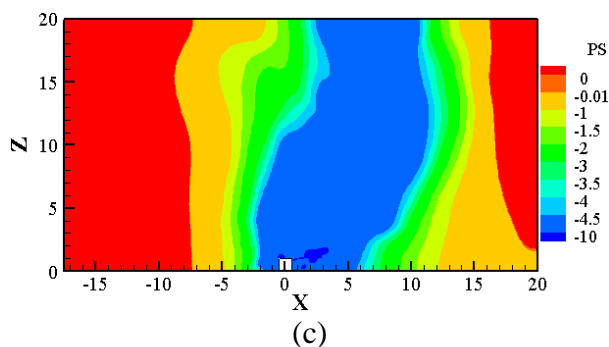


Figura 4.95 – Distribuição de pressão de um tornado no plano  $X - Z$  para o domínio A3: (a) presente trabalho; (b) Alrasheedi (2012); (c) presente trabalho com a escala do A5 de Alrasheedi (2012)

A Figura 4.96 mostra uma perspectiva isométrica do tornado formado no domínio computacional para (a) a malha utilizada neste trabalho e (b) a malha A5 de Alrasheedi (2012). O campo apresentado aqui corresponde ao coeficiente de pressão baseado na pressão suavizada e a isosuperfície corresponde a  $C_p = -0,35$  no instante em que o tornado está sobre o corpo. Se observa uma boa correspondência entre ambos os campos, com a diferença que no campo apresentado pela referência se percebe um  $C_p$  menor na parte superior do tornado e algumas perturbações do campo.

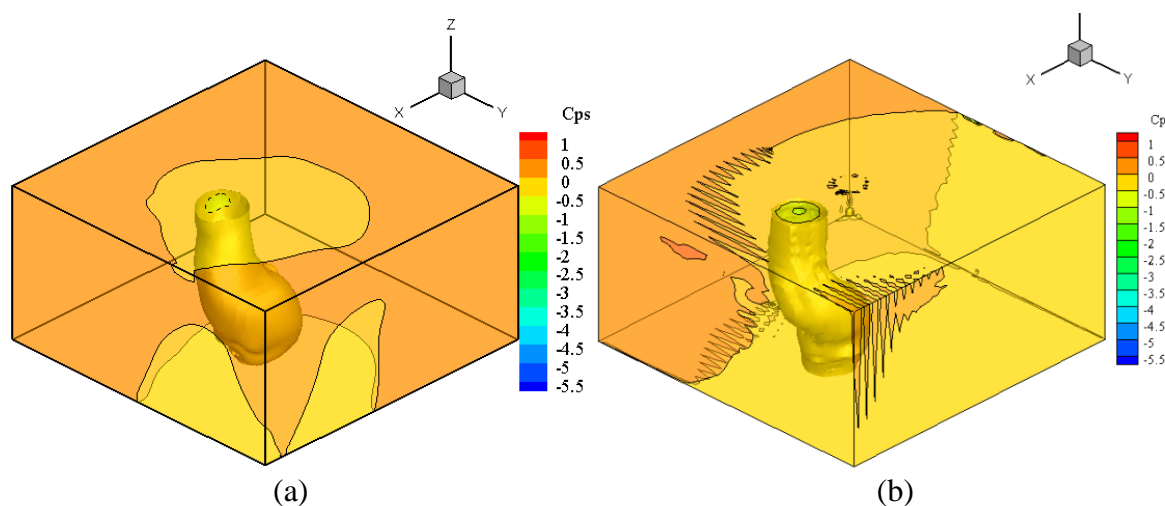
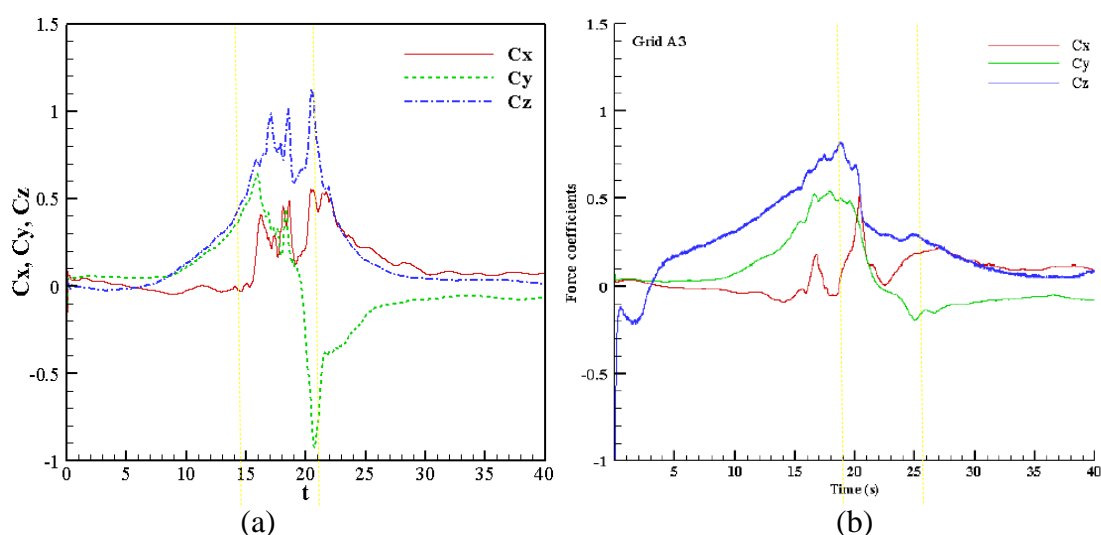


Figura 4.96 - Perspectiva isométrica do tornado em termos do coeficiente de pressão  $C_p$ : (a) presente trabalho com o domínio A3; (b) domínio A5 (baseado em ALRASHEEDI, 2012)

Os históricos dos coeficientes de força são plotados na Figura 4.97 para o tornado partindo com (a) tempo de atraso  $t_{lag} = 20$  e ângulo de ataque  $\alpha = 0^\circ$ , (c)  $t_{lag} = 18.5$  e  $\alpha = 0^\circ$  e (d)

$t_{lag} = 18.5$  e  $\alpha = 45^\circ$ . Comparando o primeiro histórico mencionado com o da referência (Figura 4.97 (b)) para a mesma situação, se observa uma variação em geral bastante parecida de todos os coeficientes, principalmente no que se refere à transição suave até o momento em que o tornado engole o cubo. Alrasheedi (2012) menciona que para os domínios com um tamanho igual ou maior ao utilizado neste trabalho, um único valor de pico foi obtido quando o edifício foi cercado pelo tornado no tempo de retardo  $t_{lag}$ , sendo este um sinal da formação e maior força do tornado. Para observar melhor isto, foi delimitada a região ocupada pelo tornado em  $t_{lag}$ . Nesta faixa se percebem vários picos para as simulações realizadas, sendo que os maiores picos em todos os coeficientes aparecem pouco depois de  $t_{lag}$  e quase no mesmo tempo quando  $\alpha = 0^\circ$ . Em todos os casos, o coeficiente  $C_z$  tem um comportamento marcadamente diferente ao da referência, superando aos coeficientes das outras direções e aumentando com similar tendência ao  $C_y$  e diminuindo com  $C_x$ . O coeficiente  $C_y$  tem um valor menor ao da referência, mas o pico se aproxima mais ao da malha A5 da mesma. O coeficiente  $C_x$  diminui rapidamente na referência, mas nas simulações realizadas diminui gradativamente. Na simulação correspondente a  $\alpha = 45^\circ$  se notam valores extremos menores que os de  $\alpha = 0^\circ$ .



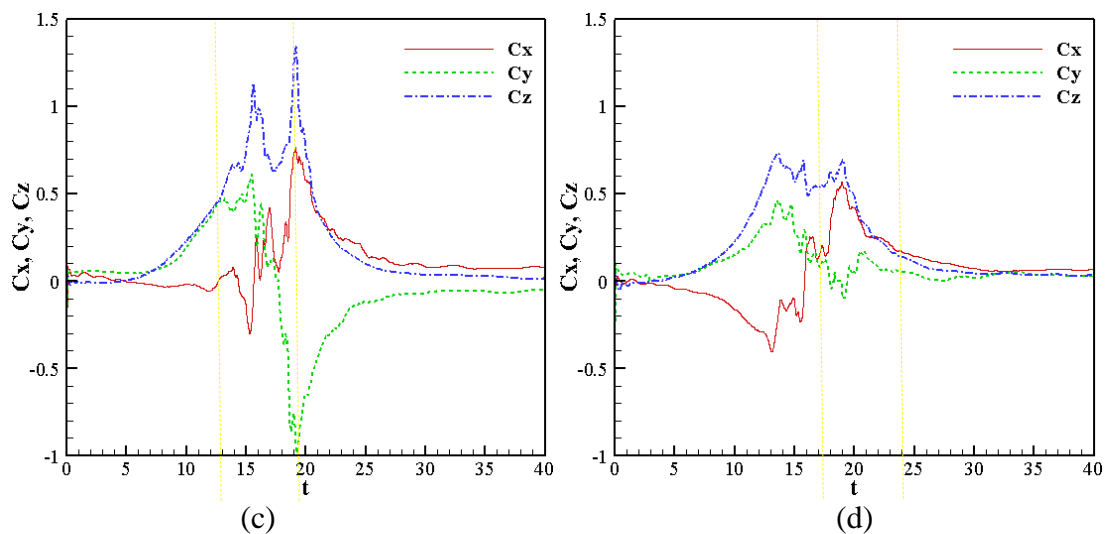
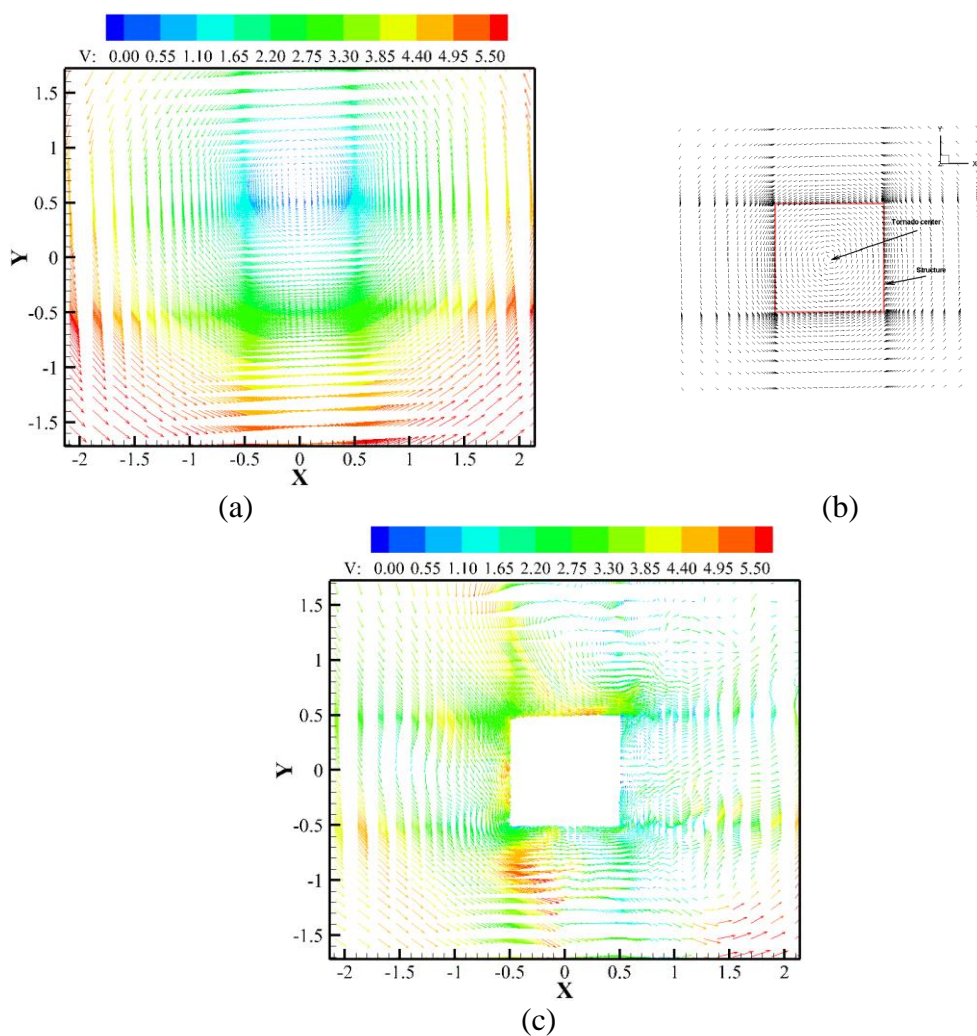


Figura 4.97 – Históricos dos coeficientes de força em  $X$ ,  $Y$  e  $Z$  para o domínio computacional A3: (a) presente trabalho com  $t_{lag} = 20$  e  $\alpha = 0^\circ$ ; (b) Alrasheedi (2012); (c) presente trabalho com  $t_{lag} = 18,5$  e  $\alpha = 0^\circ$ ; (d) presente trabalho com  $t_{lag} = 18,5$  e  $\alpha = 45^\circ$



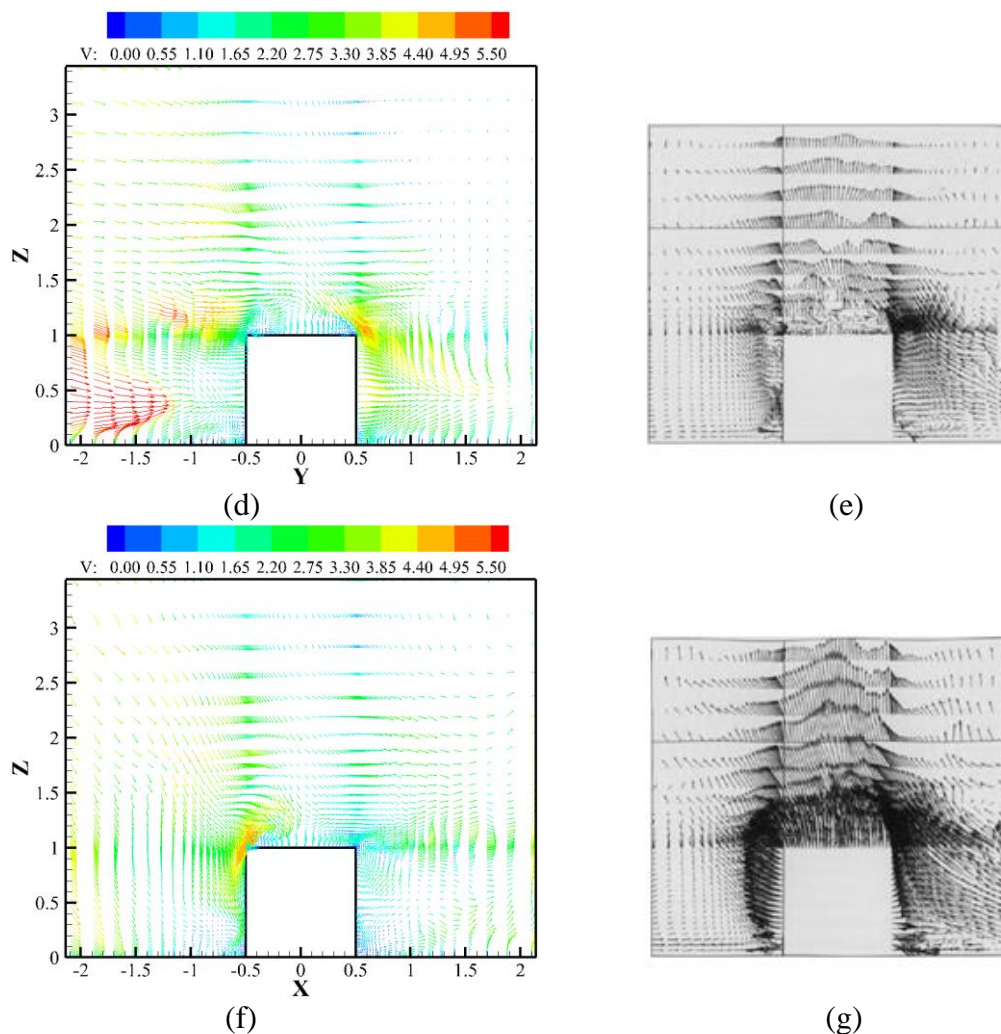


Figura 4.98 – Vetores de velocidade para o instante em que o tornado envolve o edifício: (a) presente trabalho com  $Z > 20$ ; (b)  $Z = 1,5$  (baseado em ALRASHEEDI, 2012); (c) presente trabalho com  $Z = 1,0$ ; (d) presente trabalho com  $X = 0$ ; (e)  $X = 0$  (baseado em SELVAM; MILLETT, 2003a); (f) presente trabalho com  $Y = 0$ ; (g)  $Y = 0$  (baseado em SELVAM; MILLETT, 2003a)

Como demonstrado por Alrasheedi (2012) através da Figura 4.98 (b) acima, o centro do tornado coincide com o centro do cubo no tempo  $t_{lag}$ . Não obstante, a Figura 4.98 (a) acima mostra que o vetor de velocidade nulo aparece acima do cubo devido ao fato de que a componente de translação faz com que o tornado tenha diferentes valores de velocidade a cada lado do mesmo. Como o tornado se translada para a direita, as velocidades acima do corpo são menores e abaixo são maiores. A Figura 4.98 (c) acima mostra os vetores de velocidade no topo do edifício cúbico para o instante  $t_{lag}$ . Selvam e Millett (2003a) mostram o vento convergente em direção ao eixo vetical do vórtice junto com o vento vertical produzido nos lados e acima do edifício (Figura 4.98 (e) e (g) acima). Os resultados

correspondentes obtidos neste trabalho são apresentados na Figura 4.98 (d) e (f) acima. Para esse instante não se observam os ventos ascendentes e os ventos nas laterais do cubo só tem uma direção preponderante.

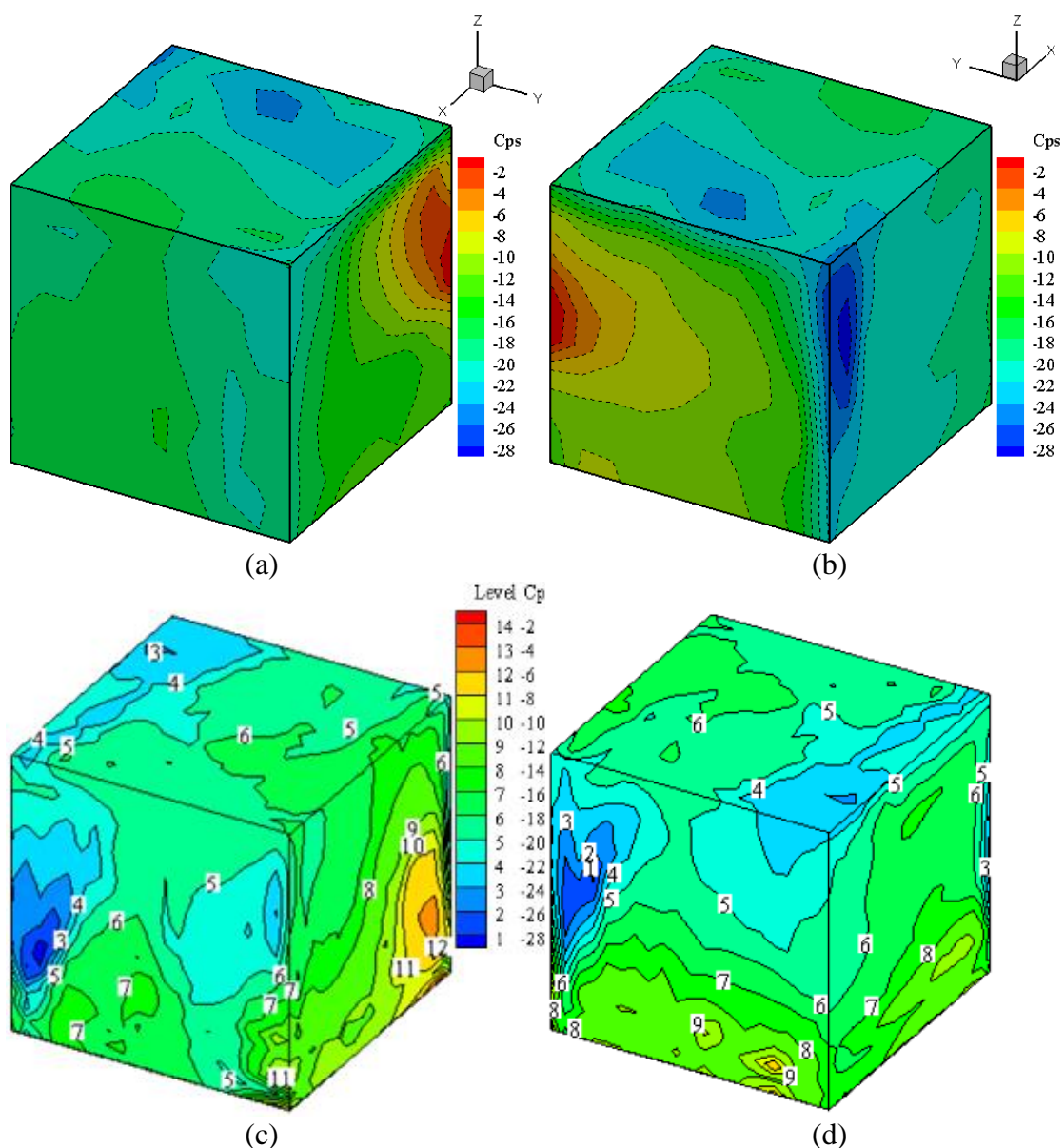


Figura 4.99 - Distribuição do coeficiente de pressão gerado pelo tornado sobre a superfície da estrutura para  $\alpha = 0^\circ$ : (a) presente trabalho (sotavento); (b) presente trabalho (barlavento); (c) sotavento (baseado em ALRASHEEDI, 2012); (d) barlavento (baseado em ALRASHEEDI, 2012)

A Figura 4.99 (a) e (b) acima ilustra as distribuições do coeficiente de pressão tridimensional  $C_p$  do tornado para o  $\alpha = 0^\circ$ . No instante em que o eixo do tornado coincide com o centro do cubo, se observa alta pressão de sucção no lado direito, a sotavento e no telhado. No entanto,

Alrasheedi (2012) mostra que para um caso similar se obtiveram altas sucções nas superfícies a barlavento, a sotavento e no telhado (Figura 4.99 (c) e (d) acima). O menor valor do coeficiente de pressão gerado no telhado é de aproximadamente -27, o que corresponde adequadamente bem à referência.

O modelo explícito adotado, em relação ao semi-implícito da referência, reproduz melhor as características de turbulência, enquanto que a utilização de um ponto de integração reduz significativamente o tempo de processamento. Enquanto que na referência foram testados vários tamanhos de domínio com um mesmo critério de refinamento, o presente trabalho teve como propósito adotar um tamanho de domínio adequado e realizar um refinamento maior levando em conta a integração deduzida. Com base nisso, percebe-se que à medida que aumenta o tamanho do domínio e diminui o refinamento da malha, os valores extremos dos coeficientes de força diminuem e vice-versa. Por tanto, um critério adequado seria o de aumentar progressivamente o tamanho do domínio e o refinamento até que a variação destes coeficientes seja menor que uma tolerância estipulada.

## 5 CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

### 5.1 CONCLUSÕES

Neste trabalho foram apresentados e adaptados diferentes procedimentos numéricos para simulação de alguns exemplos de tornados baseado nas equações de Navier-Stokes e na equação de conservação de massa modificada pela hipótese de pseudo-compressibilidade. A abordagem com *LES* permitiu simular diretamente as grandes escalas de turbulência e as inferiores à resolução da malha fora tratadas com o modelo clássico de Smagorinsky. As discretizações temporais e espaciais das equações governantes foram realizadas pelo esquema explícito de dois passos de Taylor-Galerkin no contexto do Método dos Elementos Finitos, com a utilização de elementos hexaédricos trilineares com integração reduzida e controle de modos espúrios. Foram implementados um esquema de movimento de malha baseado na formulação Arbitraria Lagrangeana-Euleriana (*ALE*) e uma metodologia para impor as condições de deslizamento nas paredes curvas e foram testadas com exemplos que evidenciassem tais funcionalidades, onde resultaram satisfatórias. Também foram incorporados o Modelo de Vórtice Combinado de Rankine (*RCVM*) com Lei Logarítmica, a metodologia para impor um ângulo fixo na entrada e a condição de saída (*Outflow*) para alcançar os objetivos propostos inicialmente.

De cada exemplo em particular se podem extrair conclusões específicas, as quais serão apresentadas a seguir:

Na simulação do escoamento ao redor de um prisma quadrado 2D com paredes com deslizamento foi possível reproduzir resultados mais parecidos aos da metodologia correspondente ao ângulo variável com o campo de velocidade local, mas usando uma condição de deslizamento fixa ou derivada da geometria do contorno. O bom refinamento utilizado, principalmente perto do corpo, compensou a falta de uma Lei de Parede, mas tende a aumentar o tempo de processamento. A supressão da turbulência na entrada não parece ter produzido efeitos adversos nos resultados, mas talvez seja de importância quando a condição de deslizamento seja determinada pela metodologia que considera o campo circunjacente de velocidade. Os campos de velocidade, pressão e vorticidade estão um pouco deslocados no tempo e não correspondem exatamente ao ponto de máximo coeficiente de força em  $Y$ . O



perfil de velocidade na vertical que parte do topo do prisma apresentou diferenças importantes e merece mais estudos para determinar o motivo.

Em relação ao escoamento simulado ao redor do cilindro com movimento vertical senoidal, foi possível reproduzir a variação dos coeficientes de força ao longo do tempo, mas os vórtices na esteira, em geral, se dissipam rapidamente. Este último inconveniente se deve à falta de refinamento da malha nesta região, como se pode observar ao comparar com outros autores. No início do movimento ocorreu uma descontinuidade, evidente principalmente no coeficiente de força vertical e que não foi possível extinguir nem com o uso de uma função do tipo rampa linear. Os ângulos de fase entre o histórico do coeficiente de força vertical e o deslocamento, em geral, ficaram acima dos valores apresentados pelas referências, mas também se carece de detalhes quanto à metodologia de cálculo adotada pelos autores. Para este exemplo a metodologia de movimento de malha respondeu adequadamente com um expoente de ponderação igual a 4.

Já no primeiro modelo utilizado para simular um tornado laminar baseado num simulador experimental segundo a abordagem de Nomura et al. (2009), recorreu-se à metodologia implementada para impor deslizamento nas paredes curvas ou com bordas aguçadas do mesmo. Esta metodologia correspondente à condição de deslizamento funcionou adequadamente, mas sua dependência da área da face dos elementos pode gerar problemas para situações mais gerais. Comparando as situações com e sem deslizamento na base, se percebe que enquanto a primeira gera um perfil de velocidades quase uniforme com a altura na região de convergência a segunda desenvolve um perfil de camada limite naturalmente. A definição do ângulo do escoamento na entrada, condizente com as aletas que apresenta o simulador experimental, foi decisiva para a convergência numa ampla faixa de Números de Reynolds, como demonstrado com os históricos da vorticidade e com as linhas de corrente. É preciso comentar que os históricos da pressão no centro da base apresentaram um comportamento linear decrescente com o tempo, sem uma explicação definitiva. Isto não altera a distribuição dos perfis de pressão na base, mas obriga a que estes sejam relativos aos valores correspondentes à borda de entrada para que sejam comparáveis com a referência. Como observado nos perfis de velocidades, a variação do Número de Reynolds não significou grandes variações e não foi possível determinar uma tendência no comportamento dos valores máximos dos mesmos. O aumento do ângulo de afluência e, por conseguinte, da Relação de Redemoinho, resultou num aumento significativo nos valores máximos dos perfis de velocidade na base, ressaltando a importância deste parâmetro. O aumento do parâmetro

seletivo de massa levou a um aumento dos picos dos perfis de velocidade na base devido ao caráter dissipativo do mesmo. O estudo de qualidade de malha fez notar a deficiência de elementos presentes no modelo de referência porque, à medida que se aumentava o número de elementos, os valores extremos da velocidade tangencial na base aumentavam. Acredita-se que com 500000 elementos se tenha uma convergência aceitável baseado na tendência apresentada pelos resultados em relação ao número de elementos das malhas utilizadas. As mesmas tendências foram observadas nos perfis de pressão na base, embora estes não tenham sido apresentadas neste trabalho pelas inconsistências encontradas na sua convergência.

Na primeira simulação do escoamento de um tornado 2D sobre um cilindro baseado no perfil bi-regional do *RCVM*, foi possível obter os mesmos padrões nos campos de vorticidade e nos históricos dos coeficientes de força em função do tempo de impacto, se bem que trocados de ordem. Ainda precisariam ser realizados outros testes para encontrar a razão de tais discrepâncias com a referência. O fato de usar o *RCVM* no lugar do modelo de Lamb-Oseen (L-O) /Burgers-Rott (B-R) não deveria ser a causa disto, mas somente do grau de diminuição dos picos da velocidade tangencial e dos coeficientes de força, sendo maior no primeiro pela concepção mais simplificada do modelo. Embora a malha utilizada seja comparável em qualidade com a utilizada pela referência, o *RCVM* exigiria um refinamento maior para que a dissipação numérica não afete significativamente o perfil de velocidades. Para determinar com certeza os valores máximos dos coeficientes de força sobre o cilindro seria necessário ainda realizar mais divisões dentro do ciclo adotado e, assim, definir mais tempos de impacto.

Na segunda simulação do escoamento de um tornado 2D sobre um cilindro baseado no perfil bi-regional do *RCVM*, se alcançaram resultados idênticos entre o modelo físico e o adaptado com movimento de malha. No caso do modelo adaptado, foram testados vários expoentes de ponderação na metodologia *ALE* até chegar ao valor 2,5, que permitiu conservar adequadamente a forma dos elementos ao final do movimento. Da análise de qualidade de malha poderia ter sido adotada a maior das testadas ou até uma maior para evitar ainda mais a diminuição do valor máximo da velocidade tangencial, mas se procurou racionalizar o tempo de processamento neste caso. As simulações realizadas considerando a velocidade relativa do corpo e do fluido diferente de zero, além de apresentar um erro conceitual que significaria que o fluido atravessa as paredes do cilindro, não demonstram o padrão de desprendimento de vórtices encontrados em outros trabalhos e apresentam uma esteira pouco alterada, mas serviram para simular um escoamento similar ao obtido pela referência. Na comparação do movimento relativo tornado-cilindro os campos de vorticidade e os históricos dos coeficientes

de força resultaram efetivos e mostraram boa correspondência, enquanto que os campos de velocidade e linhas de corrente foram bem diferentes. À medida que a velocidade tangencial aumenta, as diferenças relativas começam a ser mais evidentes.

Na outra simulação de um tornado baseado em um dispositivo experimental foi considerada a modelagem da turbulência e uma ampla faixa de valores de relação de redemoinho com o qual foi possível perceber a variação no padrão do escoamento, embora estes resultaram defasados da referência em relação aos pontos de transição. Natarajan (2011) utilizou malha não estruturada cujo refinamento adequado foi alcançado pela utilização de métodos de adaptação, enquanto que a última malha criada no presente trabalho conseguiu um valor de  $z^+$  menor a 1 na base, mas o resto do domínio ainda apresenta elementos muito grandes para simular adequadamente as flutuações do escoamento turbulento. Outro fator de importância é que a metodologia de turbulência adotada pela referência na maioria dos casos é o *RSM* e aqui se utilizou o *LES*, sendo que este é mais abrangente e requer mais tempo de processamento. Assim, foi preciso realizar uma média temporal das variáveis para que os campos sejam comparáveis com os da referência, dado que os instantâneos eram bastante caóticos. Outros motivos podem ser: não utilização do modelo de Smagorinsky dinâmico, não se ter feito a correção da conservação da massa após colocar a condição de gradiente nulo da velocidade na saída, não ter usado a viscosidade cinemática do ar a 15 °C e ter ignorado a turbulência na entrada. Os perfis de velocidade impostos na entrada segundo a Lei Potencial estão de acordo com os valores da referência nestes pontos, exceto no perfil de velocidade radial na altura da velocidade tangencial máxima, que já tem influência da parede com deslizamento posicionada acima. Do mesmo modo que no outro modelo baseado em experimento, o histórico da pressão no centro da base apresentou uma diminuição linear e os perfis do coeficiente de pressão apresentados são relativos ao valor de pressão correspondente à entrada.

Finalmente, na simulação do escoamento de um tornado 3D sobre um cubo rígido baseado no *RCVM* se obtiveram valores razoáveis quanto a campos de pressão no domínio e coeficientes de força, mas apareceram algumas diferenças mais importantes nos vetores de velocidade e na pressão sobre o corpo. Para concluir sobre os valores máximos dos coeficientes de força nas três direções deveriam ser considerados outros tamanhos de domínios e vários refinamentos de malha, mas por questões de tempo de processamentos e baseado no trabalho de Alrasheedi (2012), adotou-se a malha A3. Além disso, deveria ter sido simulado um escoamento de vento unidirecional de camada limite atmosférica na malha adotada para determinar se o tempo de

impacto baseado no coeficiente de força vertical coincide com o adotado pela referência. Como mostrado no campo de pressão correspondente ao plano vertical  $y = 0$ , a comparação feita por Alrasheedi (2012) seria mais adequada se o mesmo tivesse usado a mesma escala para todas as malhas analisadas. Analisando o tornado representado por uma isosuperfície de  $C_p$  para todos os registros, percebeu-se que o diâmetro do mesmo diminuía conforme ele se deslocava no interior domínio. O campo de vetores de velocidades retratou por um lado a assimetria do tornado devido a sua velocidade de translação e, para o instante correspondente a  $t_{lag}$ , os vetores apontaram pra baixo, sendo que um segundo antes eles apontavam para cima com bastante intensidade. A distribuição do  $C_p$  nas faces do cubo difere da apresentada pela referência, certamente em função de diferenças de instantes de tempo usados na comparação, embora os intervalos de valores estejam de acordo.

De um modo geral, foi possível analisar a influência da relação de redemoinho nos padrões de escoamento dos tornados experimentais, mesmo que com certas defasagens devidas aos métodos e pela qualidade da malha. Por outro lado, também foi possível analisar o efeito dos tornados sobre alguns corpos imersos e, nos exemplos analisados, notou-se uma alteração significativa no vórtice do tornado após a passagem pelo corpo. Para todas as situações analisadas as condições de contornos adquiriram um papel preponderante e esse foi o foco principal do trabalho quanto à incorporação no código de elementos finitos.

## 5.2 PROPOSTAS PARA TRABALHOS FUTUROS

Como esta área de interesse está começando a surgir no Brasil, existem muitas possibilidades de trabalhos futuros e, no CEMACOM, ainda podem ser implementadas várias melhorias no código para obter simulações mais próximas das referências e até mesmo reproduzir dispositivos mais complexos. Neste sentido propõem-se continuar nas seguintes linhas de trabalho:

- Primeiramente, analisar a causa que faz com que a pressão não alcance um valor estável e a explicação sobre a correspondência cruzada que acontece nos campos de vorticidade e coeficientes de força.

- Incorporar a verificação e a correção da conservação da massa na rotina que impõe a condição de gradiente nulo da velocidade na saída.
- Comprovar a metodologia que foi programada para a consideração da rugosidade da superfície com exemplos simples e de tornados.
- Implementar uma Lei de Parede adequada para compensar alguma possível deficiência de malha perto das superfícies sem deslizamento (corpos, paredes, chão), sendo que alguns dos trabalhos analisados recorriam a esta e a um refinamento significativo em conjunto.
- Considerar a viscosidade na condição de deslizamento segundo a abordagem de Navier ou outra mais adequada e/ou um cálculo que considere o efeito do campo de velocidade local onde os vetores normais não se baseem na área do elemento adjacente à superfície.
- Testar alguma metodologia (rampa com função senoidal ou outra) que amenize o efeito da descontinuidade produzida pelo início do movimento do corpo dentro do fluido com vistas a movimentar um edifício dentro de um simulador de tornado de forma numérica.
- Implementar um algoritmo que determine de forma automática o parâmetro de compressibilidade artificial e, com ele, o incremento de tempo de forma local.
- Utilizar perfis ou modelos algébricos para impor as condições de contorno de velocidade tangencial para geração de tornados que estejam mais de acordo com resultados reais e experimentais e não apresentem tanta diminuição no interior do domínio.
- Implementar uma rotina de adaptação de malha baseado em um ou vários critérios (*Velocity-Gradient-adaptation*, *Region-adaptation* e *Wall-Y+-adaptation*) para diminuir o tempo de criação e teste manual da mesma e, assim, poder reproduzir fenômenos com alta turbulência, reciculação, etc. em várias partes do domínio com o número de elementos adequado.
- Ampliar o código para considerar estruturas com Teorias de Elasticidade, Plasticidade e, até mesmo, Fratura para considerar a interação do escoamento do tornado com a mesma.

Com estas ferramentas e as que já têm o código, primeiramente pode-se melhorar os resultados obtidos até agora e reproduzir trabalhos similares. No que cabe ao escoamento, pode ser interessante considerar os efeitos da transferência de calor que são característicos na gênese dos tornados. Em longo prazo, abordar situações mais complexas, como os tornados

agindo sobre terrenos acidentados, estruturas flexíveis e, quem sabe, a fratura e carregamento de destroços das mesmas. Destas simulações, em conjunto com simulações experimentais, pode ser possível pensar no projeto de estruturas resistentes a determinadas escalas de tornados e na criação de certas normas ou orientações de projeto.

## REFERÊNCIAS

AHMED, N. S. **Field Observations and Computer Modeling of Tornado-Terrain Interaction and Its Effects on Tornado Damage and Path**. University of Arkansas, 2016.

AHRENS, D. C. **Essentials of Meteorology**.

ALRASHEEDI, N. H. M. **Computer Modeling of the Influence of Structure Plan Areas on Tornado Forces**. University of Arkansas, 2012.

AMERICAN METEOROLOGICAL SOCIETY. **Tornado. Glossary of Meteorology**. Disponível em: <<http://glossary.ametsoc.org/wiki/Tornado>>. Acesso em: 27 nov. 2017.

ANSYS FLUENT 12.0. **User's Guide - 7.3.14 Wall Boundary Conditions**. Disponível em: <<http://www.afs.enea.it/project/neptunius/docs/fluent/html/ug/node250.htm>>. Acesso em: 30 nov. 2017.

ARROYO, J. P.; SONZOGNI, V.; BALBASTRO, G. **MODELADO NUMÉRICO DE TORNADOS**. (S. M. C. L.R. Castro, M.C. Maciel, Ed.)3th Congreso de Matemática Aplicada, Computacional e Industrial. **Anais...**Bahia Blanca, Argentina: 2011

AZEVEDO, R. L. **Análise de Problemas de Interação Fluido-Estrutura Usando o MEF com um Acoplamento Monolítico**. Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 1999.

BAKER, G. L. **BOUNDARY LAYERS IN LAMINAR VORTEX FLOWS**. Purdue University, 1981.

BLESSMANN, J. **O VENTO NA ENGENHARIA ESTRUTURAL**. 2. ed. Porto Alegre: Editora UFRGS, 2013.

BLOCKEN, B. 50 years of Computational Wind Engineering: Past , present and future. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 129, p. 69–102, 2014.

BRAHAM JR., R. R. The Water and Energy Budgets of the Thunderstorm and Their Relation To Thunderstorm Development. **Journal of Meteorology**, v. 9, n. 4, p. 227–242, 1952.

BRAUN, A. L. **UM MODELO PARA A SIMULAÇÃO NUMÉRICA DA AÇÃO DO VENTO SOBRE SEÇÕES DE PONTE**. Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 2002.

BRAUN, A. L. **SIMULAÇÃO NUMÉRICA NA ENGENHARIA DO VENTO INCLUINDO EFEITOS DE INTERAÇÃO FLUIDO-ESTRUTURA**. Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 2007.

BREZZI, F. On the existence, uniqueness and approximation of saddle-point problems arising from lagrangian multipliers. **Revue française d'automatique, informatique, recherche**

**opérationnelle. Analyse numérique**, v. 8, n. 2, p. 129–151, 1974.

BROOKS, H. E. On the Relationship of Tornado Path Length and Width to Intensity. **Weather and Forecasting**, v. 19, p. 310–319, 2004.

BROOKS, H. E.; DOSWELL, C. A.; COOPER, J. **On the Environments of Tornadoic and Nontornadoic Mesocyclones** **Weather and Forecasting**, 1994. Disponível em: <[http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0434\(1994\)009%3C0606:OTEOTA%3E2.0.CO;2](http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0434(1994)009%3C0606:OTEOTA%3E2.0.CO;2)>

BURBRIDGE, H. P. **O ESQUEMA EXPLÍCITO DE TAYLOR-GALERKIN NA SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE ESCOAMENTOS ELEMENTOS FINITOS HEXAÉDRICOS DE OITO NÓS**. Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 1999.

CANDIDO, D. H. **Tornados e trombas-d'água no Brasil: modelo de risco e proposta de escala de avaliação de danos**.

CARRERO, O. A. J.; RENGEL, H. J. E. Solución numérica de las oscilaciones forzadas de un cilindro circular excitado transversalmente. **Revista Ciencia e Ingeniería**, v. 34, n. 3, p. 133–144, 2013.

CEPED - CENTRO UNIVERSITÁRIO DE ESTUDOS E PESQUISAS SOBRE DESASTRES. **Atlas brasileiro de desastres naturais 1991 a 2010: volume Brasil**.

CHAN, A. S. et al. Vortex suppression and drag reduction in the wake of counter-rotating cylinders. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 679, p. 343–382, 12 maio 2011.

CHAN, A. S.; JAMESON, A. Suppression of the unsteady vortex wakes of a circular cylinder pair by a doublet-like counter-rotation. **International Journal for Numerical Methods in Fluids**, v. 63, n. 1, p. 22–39, 10 maio 2010.

CHORIN, A. J. A Numerical Method for Solving Incompressible Viscous Flow Problems. **Journal of Computational Physics**, v. 2, n. 1, p. 12–26, 1967.

CHRISTON, M. A. A domain-decomposition message-passing approach to transient viscous incompressible flow using explicit time integration. **Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering**, v. 148, n. 3–4, p. 329–352, 1997.

CHURCH, C. R. et al. Characteristics of Tornado-Like Vortices as a Function of Swirl Ratio: A Laboratory Investigation. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 36, p. 1755–1776, 1 set. 1979.

CHURCH, C. R.; SNOW, J. T. Measurements of axial pressures in tornado-like vortices. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 42, n. 6, p. 576–582, 1985.

CHURCH, C. R.; SNOW, J. T.; AGEE, E. M. Tornado Vortex Simulation at Purdue



University. **Bulletin American Meteorological Society**, v. 58, n. 9, p. 900–908, 1977.

**CIRSOC 102. REGLAMENTO ARGENTINO DE ACCIÓN DEL VIENTO SOBRE LAS CONSTRUCCIONES** Instituto Nacional de Tecnología Industrial Ministerio de Planificación Federal, Inversión Pública y Servicios, Secretaría de Obras Públicas de la Nación, , 2005. Disponível em: <[https://www.inti.gov.ar/cirsoc/pdf/102/reglamento/Reglamentos\\_CIRSOC\\_INPRES.pdf](https://www.inti.gov.ar/cirsoc/pdf/102/reglamento/Reglamentos_CIRSOC_INPRES.pdf)>. Acesso em: 23 jan. 2018

DAVIES-JONES, R. Streamwise Vorticity: The Origin of Updraft Rotation in Supercell Storms. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 41, n. 20, p. 2991–3006, 1984.

DAVIES-JONES, R. P. The Dependence of Core Radius on Swirl Ratio in a Tornado Simulator. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 30, n. 7, p. 1427–1430, 1973.

DAVIES-JONES, R.; TRAAP, R. J.; BLUESTEIN, H. B. Chapter 5 - Tornadoes and Tornadic Storm. In: **Severe Convective Storms**. p. 167–221.

DEAN, R. G.; DALRYMPLE, R. A. **Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists**. WORLD SCIENTIFIC, 1991. v. 2

DEARDORFF, J. W. A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 41, n. 2, p. 453–480, 1970.

SAMPAIO, P. A. B. D.; GONÇALVES JR., M. A. **A SECOND-ORDER TIME ACCURATE FINITE ELEMENT FORMULATION FOR QUASI-INCOMPRESSIBLE VISCOUS FLOW AND HEAT TRANSFER STABILIZED BY LOCAL TIME-STEPS**. 21st Brazilian Congress of Mechanical Engineering. **Anais...Natal**, Rio Grande do Norte, Brazil: ABCM, 2011

DONEA, J. A Taylor–Galerkin method for convective transport problems. **International Journal for Numerical Methods in Engineering**, v. 20, n. 1, p. 101–119, 1984.

DONEA, J.; GIULIANI, S.; HALLEUX, J. P. An arbitrary lagrangian-eulerian finite element method for transient dynamic fluid-structure interactions. **Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering**, v. 33, p. 689–723, 1982.

DOSWELL III, C. A. (COOPERATIVE I. FOR M. M. S. **What is a tornado?** Disponível em: <[http://www.cimms.ou.edu/~doswell/a\\_tornado/atornado.html](http://www.cimms.ou.edu/~doswell/a_tornado/atornado.html)>. Acesso em: 27 nov. 2017.

DOTZEK, N.; GRIESER, J.; BROOKS, H. E. Statistical modeling of tornado intensity distributions. **Atmospheric Research**, v. 67–68, p. 163–187, 2003.

DURÃO, D. F. G.; HEITOR, M. V.; PEREIRA, J. C. F. Measurements of turbulent and periodic flows around a square cross-section cylinder. **Experiments in Fluids**, v. 6, n. 5, p. 298–304, 1988.

EDWARDS, R. **THE ONLINE TORNADO FAQ**. Disponível em: <<http://www.spc.ncep.noaa.gov/faq/tornado/>>. Acesso em: 27 nov. 2017.

ERN INGENIEROS CONSULTORES, S. C. **¿TORNADOS EN MÉXICO?**

EUROCODE 1. **Actions on structures - Part 1-4: General actions - Wind actions** European Committee for Standardization The European Union, , 2005. Disponível em: <<http://www.phd.eng.br/wp-content/uploads/2015/12/en.1991.1.4.2005.pdf>>. Acesso em: 23 jan. 2018

FARRUGIA, R. N. The wind shear exponent in a Mediterranean island climate. **Renewable Energy**, v. 28, n. 4, p. 647–653, 2003.

FERRÁS, L. L. et al. **Implementation of a Slip Boundary Condition in a Finite Volume Code Aimed to Predict Fluid Flows**. II Conferência Nacional de Métodos Numéricos em Mecânica de Fluidos e Termodinâmica. **Anais...**Aveiro, Portugal: 2008

FIEDLER, B. H. The thermodynamic speed limit and its violation in axisymmetric numerical simulations of tornado-like vortices. **Atmosphere - Ocean**, v. 32, n. 2, p. 335–359, 1994.

FIEDLER, B. H. Compressibility and windspeed limits in tornadoes. **Atmosphere - Ocean**, v. 35, n. 1, p. 93–107, 1997.

FIEDLER, B. H. Wind-speed limits in numerically simulated tornadoes with suction vortices. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 124, n. 551, p. 2377–2392, 1 out. 1998.

FIEDLER, B. H.; ROTUNNO, R. A Theory for the Maximum Windspeeds in Tornado-like Vortices. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 43, n. 21, p. 2328–2340, 1986.

FORBES, G. **ANTICYCLONIC TORNADO AT EL RENO, OK**. Disponível em: <[http://web.archive.org/web/20140801204016/http://www.weather.com/blog/weather/8\\_9262.html](http://web.archive.org/web/20140801204016/http://www.weather.com/blog/weather/8_9262.html)>. Acesso em: 28 nov. 2017.

GERMANO, M. et al. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. **Physics of Fluids**, v. 3, n. 7, p. 1760–1765, 1991.

GONZÁLEZ, L. A. S.; AWRUCH, A. M. **Numerical simulation of vortex-induced vibrations of a pair of cylinders**. Engenharia Civil - UM. **Anais...**2001

GOECKI, P. **Three Dimensional Simulations of Tornado Sheltering Effect of Man-made Structures**. University of Arkansas, 2015.

GRASSO, L. D.; COTTON, W. R. Numerical Simulation of a Tornado Vortex. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 52, n. 8, p. 1192–1203, 1995.

GRAZULIS, T. P. **The Tornado: Nature's Ultimate Windstorm**. Red River ed. Norman: University of Oklahoma Press, 2003.

GRESHO, P. M. et al. A modified finite element method for solving the time-dependent, incompressible Navier-Stokes equations. Part 1: Theory. **Internationa Journal for Numerical Methods in Fluids**, v. 4, p. 557–598, 1984.

GRESHO, P. M.; SANI, R. L.; ENGELMAN, M. S. **Incompressible flow and the finite element method**. John Wiley & Sons, 2000.

GU, W.; CHYU, C.; ROCKWELL, D. Timing of Vortex Formation from an Oscilating Cylinder. **Physics of Fluids**, v. 6, n. 11, p. 3677–3682, 1994.

GUILMINEAU, E.; QUEUTEY, P. A Numerical Simulation of vortex shedding from an oscillating circular cylinder. **Journal of Fluids and Structures**, v. 16, n. 6, p. 773–794, 2002.

GUO, X.; CAO, J. An IB-LBM investigation into the aerodynamic coefficients in relation to the rotation intensity of a tornado-like wind. **Computers & Mathematics with Applications**, 8 ago. 2016.

HAAN JR., F. L.; SARKAR, P. P.; GALLUS, W. A. Design , construction and performance of a large tornado simulator for wind engineering applications. v. 30, p. 1146–1159, 2008.

HANGAN, H. Current and Future Directions for Wind Research at Western: A New Quantum Leap in Wind Research through the Wind Engineering, Energy and Environment (WindEEE) Dome. **Wind Enginners, JAWE**, v. 35, n. 4, p. 277–281, 2010.

HANGAN, H.; KIM, J. D. Swirl ratio effects on tornado vortices in relation to the Fujita scale. **Wind and Structures**, v. 11, n. 4, p. 291–302, 25 ago. 2008.

HARLOW, F. H.; NAKAYAMA, P. I. **Transport of Turbulence Energy Decay Rate** LOS ALAMOS SCIENTIFIC LABORATORY of the University of California. LOS ALAMOS, NEW MEXICO.

HARLOW, F. H.; STEIN, L. R. Structural Analysis Of Tornado-Like Vortices. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 31, p. 2081–2098, 1974.

HASEBE, H.; NOMURA, T. Study of an application to employ the wall function to body comers in the finite element analysis. **応用力学論文集**, v. 9, p. 811–820, 2006.

HASHEMI-TARI, P.; GURKA, R.; HANGAN, H. **Swirl ratio effects on tornado-like vortices**. 60th Annual Meeting of the Divison of Fluid Dynamics. **Anais...** Salt Lake City, Utah: American Physical Society, 2007Disponível em: <<http://meetings.aps.org/Meeting/DFD07/Session/AR.7>>. Acesso em: 9 mar. 2018

HASHEMI-TARI, P.; GURKA, R.; HANGAN, H. Experimental investigation of tornado-like

vortex dynamics with swirl ratio: The mean and turbulent flow fields. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 98, n. 12, p. 936–944, 1 dez. 2010.

HERNANDEZ, J. E. R.; SPHAIER, S. H. A PROJECTION METHOD COMBINED WITH A FINITE-VOLUME METHOD FOR UNSTEADY NAVIER-STOKES EQUATIONS COMPARED WITH BENCHMARK SOLUTIONS. **Hybrid Methods in Engineering**, v. 1, n. 4, p. 26, 1999.

HINZE, J. O. **Turbulence**. 2nd. ed. New York: McGraw-Hill, 1975.

HIRT, C. W.; AMSDEN, A. A.; COOK, J. L. An Arbitrary Lagrangian-Eulerian computing method for all flow speeds. **Journal of Computational Physics**, v. 14, p. 227–253, 1974.

HUANG, W.-X.; SHIN, S. J.; SUNG, H. J. Simulation of flexible filaments in a uniform flow by the immersed boundary method. **Journal of Computational Physics**, v. 226, p. 2206–2228, 2007.

HUGHES, L. A. ON THE LOW-LEVEL STRUCTURE OF TROPICAL STORMS. **Journal of Meteorology**, v. 9, n. 6, p. 422–428, 1 dez. 1952.

HUGHES, T. J. R.; LIU, W. K.; ZIMMERMANN, T. K. LAGRANGIAN-EULERIAN FINITE ELEMENT FORMULATION FOR INCOMPRESSIBLE VISCOUS FLOWS. **Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering**, v. 29, p. 329–349, 1981.

ISHIHARA, T.; OH, S.; TOKUYAMA, Y. Numerical study on flow fields of tornado-like vortices using the LES turbulence model. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 99, n. 4, p. 239–248, 2011.

JISCHKE, M. C.; PARANG, M. Properties of Simulated Tornado-Like Vortices. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 31, n. 2, p. 506–512, 1974.

JISCHKE, M. C.; PARANG, M. **ON TORNADO FUNNELS**. (D. E. KIZER, Ed.) Proceedings of the Oklahoma Academy of Science. **Anais...**1978 Disponível em: <[http://digital.library.okstate.edu/OAS/oas\\_pdf/v58/p81\\_86.pdf](http://digital.library.okstate.edu/OAS/oas_pdf/v58/p81_86.pdf)>. Acesso em: 8 mar. 2018

KANTHA, L. H.; CLAYSON, C. A. **Numerical Models of Oceans and Oceanic Processes**. v. 66

KARABELAS, S. J. Conformal Cartesian Grids for Symmetric Bodies: A Novel Boundary Fitted Grid Method. **Journal of Applied & Computational Mathematics**, v. 4, n. 4, p. 1–15, 20 jul. 2015.

KARSTENS, C. D. et al. Near-Ground Pressure and Wind Measurements in Tornadoes. **MONTHLY WEATHER REVIEW**, v. 138, n. 7, p. 2570–2588, 2010.

KATO, M.; LAUNDER, B. E. **The modeling of turbulent flow around stationary and**

**vibrating square cylinders**. Ninth Symposium on “Turbulent Shear Flows”. **Anais...Kyoto, Japan: 1993**

KAWAHARA, M.; HIRANO, H. A Finite Element Method for High Reynolds Number Viscous Fluid Flow using a Two Step Explicit Scheme. **Internationa Journal for Numerical Methods in Fluids**, v. 3, p. 137–163, 1983.

KAWAHARA, M.; HIRANO, H.; KODAMA, T. Two-step explicit finite element method for high Reynolds number flow passed through oscillating body. In: GALLAGHER, R. H. et al. (Eds.). . **Finite Elements in Fluids**. Wiley seri ed. John Wiley & Sons, 1984. p. 227–262.

KILTY, K. T. **Steady-state tornado vortex models**. Disponível em: <<http://www.kilty.com/pdfs/models.pdf>>. Acesso em: 6 mar. 2018.

KIM, D.; CHOI, H. Immersed boundary method for flow around an arbitrarily moving body. **Journal of Computational Physics**, v. 212, p. 662–680, 2006.

KLEMP, J. B.; WILHELMSON, R. B. The Simulation of Three-Dimensional Convective Storm Dynamics. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 35, p. 1070–1096, 1978.

KUAI, L. et al. CFD simulations of the flow field of a laboratory-simulated tornado for parameter sensitivity studies and comparison with field measurements. **Wind and Structures**, v. 11, n. 2, p. 75–96, 2008.

LAUNDER, B. E.; SPALDING, D. B. **Lectures in mathematical models of turbulence**. Academic Press, 1972.

LE ROUX, C.; TANI, A. Steady solutions of the Navier–Stokes equations with threshold slip boundary conditions. **Mathematical methods in the applied sciences**, v. 30, p. 595–624, 2007.

LEE, B. E. The effect of the turbulence on the surface pressure field of a square cylinder. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 69, n. 2, p. 263–382, 1975.

LESIEUR, M. **Turbulence in Fluids**. 4th. ed. Springer Netherlands, 2008. v. 84

LEWELLEN, D. C.; LEWELLEN, W. S.; XIA, J. The Influence of a Local Swirl Ratio on Tornado Intensification near the Surface. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 57, n. 4, p. 527–544, 2000.

LEWELLEN, D. C.; ZIMMERMAN, M. I. **Using simulated tornado surface marks to help decipher near-ground wind fields**. 24th Conference on Severe Local Storms. **Anais...2008** Disponível em: <[https://ams.confex.com/ams/24SLS/techprogram/paper\\_141749.htm](https://ams.confex.com/ams/24SLS/techprogram/paper_141749.htm)>

LEWELLEN, W. S. A solution for three-dimensional vortex flows with strong circulation.

**Journal of Fluid Mechanics**, v. 14, n. 3, p. 420–432, 28 nov. 1962.

LEWELLEN, W. S. **THEORETICAL MODELS OF THE TORNADO VORTEX**. (R. E. Peterson, Ed.) SOYMPIOSIUM ON TORNADOES ASSESSMENT OF KNOWLEDGE AND IMPIJCATIONS FOR MAN. **Anais...**Lubbock, Texas: 1976

LEWELLEN, W. S.; LEWELLEN, D. C.; SYKES, R. I. Large-Eddy Simulation of a Tornado's Interaction with the Surface. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 54, n. 5, p. 581–605, 1997.

LILLY, D. K. A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method. **Physics of Fluids**, v. 4, n. 3, p. 633–635, 1992.

LIMA, E. G. DE. **Análise da ocorrência de Downbursts no Brasil e estudo da simulação do fenômeno**. Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 2014.

LIU, W. K. et al. ARBITRARY LAGRANGIAN-EULERIAN PETROV-GALERKIN FINITE ELEMENTS FOR NONLINEAR CONTINUA. **Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering**, v. 68, p. 259–310, 1988.

LIU, Z.; ISHIHARA, T. Numerical study of turbulent flow fields and the similarity of tornado vortices using large-eddy simulations. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 145, p. 42–60, 2015.

LIU, Z.; ISHIHARA, T. Study of the effects of translation and roughness on tornado-like vortices by large-eddy simulations. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 151, p. 1–24, 2016.

LOREDO-SOUZA, A. M.; CAMAÑO SCHETTINI, E. B.; PALUCH, M. J. **Simulação da camada limite atmosférica em túnel de vento**. IV Escola Primavera de Transição e Turbulência. **Anais...**Porto Alegre, RS: Associação Brasileira de Engenharia e Ciências Mecânicas, 2004

LU, X.-Y.; DALTON, C. Calculation of the timing of vortex formation from an oscillating cylinder. **Journal of Fluids and Structures**, v. 10, p. 527–541, 1996.

LUGT, H. J. Vortex Breakdown in Atmospheric Columnar Vortices. **Bulletin of the American Meteorological Society**, v. 70, n. 12, p. 1526–1537, 1 dez. 1989.

LUND, D. E.; SNOW, J. T. Laser Doppler velocimeter measurements in tornadolike vortices. In: **The Tornado: Its Structure, Dynamics, Prediction, and Hazards**. Washington, D. C.: American Geophysical Union, 1993. p. 297–306.

LYN, D. A. et al. A laser-Doppler velocimetry study of ensemble-averaged characteristics of the turbulent near wake of a square cylinder. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 304, p. 285–319, 1995.

MADALOZZO, D. M. S. **Simulação Numérica da Dispersão de Poluentes em Zonas Urbanas Considerando Efeitos Térmicos**. Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 2012.

MARCELINO, I. P. V. DE O. **Análise De Episódios De Tornado Em Santa Catarina: Caracterização Sinótica E Mineração De Dados**.

MARKOWSKI, P. M.; RASMUSSEN, E. N.; STRAKA, J. M. The occurrence of tornadoes in supercells interacting with boundaries during VORTEX-95. **Weather and Forecasting**, v. 13, n. 3, p. 852–859, 1998.

MATSUI, M.; TAMURA, Y. **Characteristics of tornado-like flow as functions of swirl ratio and surface roughness**. 東京.

MATSUI, M.; TAMURA, Y. **Influence of swirl ratio and incident flow conditions on generation of tornado-like vortex**. 5th European-African Conferences on Wind Engineering. **Anais...**Florence, Italy: 2009Disponível em: <<http://www.iawe.org/Proceedings/5EACWE/106.pdf>>

MCDONALD, J. et al. **A Recommendation for an ENHANCED FUJITA SCALE (EF-Scale)**. Lubbock, Texas.

MENEGHINI, J. R. **MECÂNICA DA GERAÇÃO E DESPRENDIMENTO DE VÓRTICES NO ESCOAMENTO AO REDOR DE CILINDROS**. Escola de Primavera Transição e Turbulência. **Anais...**Florianópolis, SC: Associação Brasileira de Engenharia e Ciências Mecânicas, 2002

MISHRA, A. R.; JAMES, D. L.; LETCHFORD, C. W. Physical simulation of a single-celled tornado-like vortex , Part A : Flow field characterization. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 96, p. 1243–1257, 2008a.

MISHRA, A. R.; JAMES, D. L.; LETCHFORD, C. W. Physical simulation of a single-celled tornado-like vortex , Part B: Wind loading on a cubical model. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 96, p. 1258–1273, 2008b.

MITSUTA, Y.; MONJI, N. DEVELOPMENT OF A LABORATORY SIMULATOR FOR SMALL SCALE ATMOSPHERIC VORTICES. **Natural Disaster Science**, v. 6, n. 1, p. 43–54, 1984.

MIYATA, S. et al. **AN ATTEMPT OF NUMERICAL SIMULATION OF TORNADO-LIKE SWIRL FLOWS**. 第20回 風工学シンポジウム論文集. **Anais...**一般社団法人 日本風工学会 が発行, 2008

MONJI, N. A Laboratory Investigation of the Structure of Multiple Vortices. **Journal of the Meteorological Society of Japan**, v. 63, n. 5, p. 703–713, 1985.

MONTEVERDI, J. **Swirl Ratio**. Disponível em: <<http://tornado.sfsu.edu/Geosciences/classes/m835/TornadoExamples/BasicTornadoStructure/SwirlRatio.html>>. Acesso em: 22 jan. 2018.

MONTEVERDI, J. P. et al. First WSR-88D documentation of an anticyclonic supercell with anticyclonic tornadoes: The Sunnyvale-Los Altos, California, tornadoes of 4 May 1998. **Monthly weather review**, v. 129, p. 2805–2814, 2001.

MSC SOFTWARE. **Patran 2014 User's Guide**. Newport Beach, CA.

MULDOON, F.; ACHARYA, S. A modification of the artificial compressibility algorithm with improved convergence characteristics. **International Journal for Numerical Methods in Fluids**, v. 55, n. 4, p. 307–345, 10 out. 2007.

MURAKAMI, S. Numerical simulation of turbulent flowfield around cubic model current status and applications of  $k-\epsilon$  model and LES. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 33, p. 139–152, 1990.

MURAKAMI, S. COMPARISON OF VARIOUS TURBULENCE MODELS APPLIED TO A BLUFF BODY. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 46&47, p. 21–36, 1993.

MURAKAMI, S. Current status and future trends in computational wind engineering. v. 67&68, p. 3–34, 1997.

NASIR, Z. **Numerical modeling of tornado-like vortex and its interaction with bluff-bodies**. The University of Western Ontario, 2017.

NATARAJAN, D. **Numerical Simulation of Tornado-like Vortices**. The University of Western Ontario, 2011.

NATIONAL WEATHER SERVICE. **Advanced Spotters' Field Guide**.

NATIONAL WEATHER SERVICE. **Basic Spotters' Field Guide**.

NBR 6123. **Forças devidas ao vento em edificações** Associação Brasileira de Normas Técnicas, 1988. Disponível em: <[http://www.professormendoncaenf.com.br/crr\\_nbr\\_6123\\_forcasvento.pdf](http://www.professormendoncaenf.com.br/crr_nbr_6123_forcasvento.pdf)>. Acesso em: 23 jan. 2018

NIKURADSE, J. **LAWS OF FLOW IN ROUGH PIPES**. Washington.

NITHIARASU, P. An efficient artificial compressibility (AC) scheme based on the characteristic based split (CBS) method for incompressible flows. **International Journal for Numerical Methods in Engineering**, v. 56, n. 13, p. 1815–1845, 2003.



NITHIARASU, P. et al. Three-dimensional incompressible flow calculations using the characteristic based split(CBS) scheme. **International Journal for Numerical Methods in Fluids**, v. 44, p. 1207–1229, 2004.

NOLAN, D. S.; FARRELL, B. F. The Structure and Dynamics of Tornado-Like Vortices. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 56, p. 2908–2936, 1999.

NOMURA, T.; MIYATA, S.; HASEBE, H. **AN ATTEMPT OF FINITE ELEMENT FLOW SIMULATION OF TORNADO VORTICES**. The Seventh Asia-Pacific Conference on Wind Engineering. **Anais...Taipei**, Taiwan: 2009

NORBERG, C. Fluctuating lift on a circular cylinder: review and new measurements. **Journal of Fluids and Structures**, v. 17, n. 1, p. 57–96, 1 jan. 2003.

AFANADOR, J. M. O. El problema del sentido de giro del vórtice en los desagües. **Met&Flu**, v. 2, p. 62–70, 2010.

PAULEY, R. L. Laboratory Measurements of Axial Pressures in Two-Celled Tornado-like Vortices. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 46, n. 21, p. 3392–3399, 1989.

PAULEY, R. L.; CHURCH, C. R.; SNOW, J. T. Measurements of Maximum Surface Pressure Deficits in Modeled Atmospheric Vortices. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 39, n. 2, p. 369–377, 1982.

PEREIRA, J. A. S. **A 2-D Immersed Boundary Method on Low Reynolds Moving Body**. Instituto Superior Técnico Lisboa, 2014.

PETRY, A. P. **ANÁLISE NUMÉRICA DE ESCOAMENTOS TURBULENTOS TRIDIMENSIONAIS EMPREGANDO O MÉTODO DE ELEMENTOS FINITOS E SIMULAÇÃO DE GRANDES ESCALAS**. Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 2002.

PETRY, A. P.; AWRUCH, A. M. **Solução das Equações de Navier-Stokes em Regime Transiente Utilizando um Método Explícito**. (M. Vénere, Ed.)ENIEF 8º Congreso Sobre Métodos Numéricos y sus Aplicaciones. **Anais...Bariloche**, Argentina: Mecanica Computacional, 1992

PETRY, A. P.; AWRUCH, A. M. **SIMULAÇÃO DE ESCOAMENTOS TURBULENTOS PELO METODO DE ELEMENTOS FINITOS ATRAVES DA SIMULAÇÃO DIRETA DE GRANDES VORTICES**. (E. Dari, C. Padra, R. Saliba, Eds.)ENIEF - X Congreso Sobre Métodos Numéricos y sus Aplicaciones. **Anais...San Carlos de Bariloche**: Mecanica Computacional, Volumen XVIII, 1997

PHAM, A.-H. et al. Laminar Flow Past an Oscillating Circular Cylinder in Cross Flow. **Journal of Marine Science and Technology**, v. 18, n. 3, p. 361–368, 2010.

PINTO, L. C. **ANÁLISE POR SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO DESPRENDIMENTO**

**DE VÓRTICES DE UM CILINDRO CIRCULAR EM MOVIMENTO FORÇADO.** UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL, 2008.

PINTO, L. C. **Análise Por Simulação Numérica Direta Do Escoamento Ao Redor De Um Cilindro Submetido a Vibração Induzida Por Vórtices.** UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL, 2012.

POCHA, J. J. **On unsteady flow past cylinders of square cross-section.** Queen Mary, University of London, 1971.

POPE, S. B. **Turbulent Flows.** CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, 2000.

QU, L. et al. Quantitative numerical analysis of flow past a circular cylinder at Reynolds number between 50 and 200. **Journal of Fluids and Structures**, v. 39, p. 347–370, 1 maio 2013.

RAMASWAMY, B. Theory and implementation of a semi-implicit finite element method for viscous incompressible flow. **Computers & Fluids**, v. 22, n. 6, p. 725–747, 1 nov. 1993.

RAMSHAW, J. D.; MESINA, G. L. A hybrid penalty-pseudocompressibility method for transient incompressible fluid flow. **Computers & Fluids**, v. 20, n. 2, p. 165–175, 1991.

RAMSHAW, J. D.; MOUSSEAU, V. A. ACCELERATED ARTIFICIAL COMPRESSIBILITY METHOD FOR STEADY-STATE INCOMPRESSIBLE FLOW CALCULATIONS. **Computers & Fluids**, v. 18, n. 4, p. 361–367, 1990.

RAMSHAW, J. D.; MOUSSEAU, V. A. DAMPED ARTIFICIAL COMPRESSIBILITY METHOD FOR STEADY-STATE LOW-SPEED FLOW CALCULATIONS. **Computers & Fluids**, v. 20, n. 2, p. 177–186, 1991.

RANKINE, W. J. M. **A MANUAL OF APPLIED MECHANICS.** THIRTEENTH ed. LONDON: CHARLES GRIFFIN AND COMPANY, 1891.

REDDY, J. N.; GARTLING, D. K. **The Finite Element Method In Heat Transfer and Fluid Dynamics.** Third ed. CRC Press, Taylor & Francis Group, 2010. v. 53

REFAN, M. **Physical Simulation of Tornado-Like Vortices.** The University of Western Ontario, 2014.

RODI, W. On the Simulation of Turbulent Flow Past Bluff Bodies. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 46&47, p. 3–19, 1993.

ROTUNNO, R. Numerical Simulation of a Laboratory Vortex. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 34, p. 1942–1956, 1977.

ROTUNNO, R. A Study in Tornado-Like Vortex Dynamics. **Journal of the Atmospheric**

**Sciences**, v. 36, p. 140–155, 1979.

ROTUNNO, R. An Investigation of a Three-Dimensional Asymmetric Vortex. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 41, n. 2, p. 283–298, 1984.

ROTUNNO, R.; KLEMP, J. On the Rotation and Propagation of Simulated Supercell Thunderstorms. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 42, n. 3, p. 271–292, 1985.

RUSIN, W. M. On the inviscid limit for the solutions of two-dimensional incompressible Navier-Stokes equations with slip-type boundary conditions. **Nonlinearity**, v. 19, p. 1349–1363, 2006.

SARKAR, P. et al. **Velocity Measurements in a Laboratory Tornado Simulator and their comparison with Numerical and Full-Scale Data**. 37th US-Japan Panel on Wind and Seismic Effects Joint Meeting. **Anais...Tsukuba**, Japan: 2005

SCHLICHTING, H. **Boundary-Layer Theory**. 7th ed. ed. New York: McGraw-Hill, 1979.

SCHOOR, T. **VORTEX: 1994-1995. National Severe Storms Laboratory News**. Disponível em: <<http://blog.nssl.noaa.gov/nsslnews/2016/02/vortex-1994-1995/>>. Acesso em: 27 nov. 2017.

SCHOWALTER, W. R. The behavior of complex fluids at solid boundaries. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 29, p. 25–36, 1988.

SELVAM, R. P. **APPLICATION OF THE BOUNDARY ELEMENT METHOD FOR TORNADO FORCES ON BUILDINGS**. Texas Tech University, 1985.

SELVAM, R. P.; MILLETT, P. C. Computer Modeling of Tornado Forces on a Cubic Building Using Large Eddy Simulation. **Journal of Arkansas Academy of Science**, v. 57, p. 140–146, 2003a.

SELVAM, R. P.; MILLETT, P. C. Computer modeling of tornado forces on buildings. **Wind and Structures**, v. 6, n. 3, p. 209–220, 25 abr. 2003b.

SMAGORINSKY, J. General Circulation Experiments With the Primitive Equations. **Monthly Weather Review**, v. 91, n. 3, p. 99–164, 1963.

SMITH, D. R. Effect of Boundary Conditions on Numerically Simulated Tornado-like Vortices. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 44, n. 3, p. 648–656, 1 fev. 1987.

SNOW, J. T.; CHURCH, C. R.; BARNHART, B. J. An Investigation of the Surface Pressure Fields beneath Simulated Tornado Cyclones. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 37, n. 5, p. 1013–1026, 1980.

SNOW, J. T.; LUND, D. E. **A second generation tornado vortex chamber at Purdue**

**University.** 15TH CONFERENCE ON SEVERE LOCAL STORMS. **Anais...BALTIMORE, MARYLAND:** American Meteorological Society, 1988Disponível em: <<http://www.jstor.org/stable/26226110>>. Acesso em: 10 mar. 2018

SPALART, P. R. et al. **Comments on the Feasibility of LES for Wings, and on a Hybrid RANS/LES Approach.** 1997

STRASSER, M. N. **The Aerodynamic and Dynamic Loading of a Slender Structure by an Impacting Tornado-Like Vortex : The Influence of Relative Vortex-to- Structure Size on Structural Loading.** University of Arkansas, 2015.

STRASSER, M. N.; SELVAM, R. P. Selection of a Realistic Viscous Vortex Tangential Velocity Profile for Computer Simulation of Vortex-Structure Interaction. **Journal of the Arkansas Academy of Science**, v. 69, p. 88–97, 2015a.

STRASSER, M. N.; SELVAM, R. P. The variation in the maximum loading of a circular cylinder impacted by a 2D vortex with time of impact. **Journal of Fluids and Structures**, v. 58, p. 66–78, 2015b.

STRASSER, M. N.; YOUSEF, M. A. A.; SELVAM, R. P. Defining the vortex loading period and application to assess dynamic amplification of tornado-like wind loading. **Journal of Fluids and Structures**, v. 63, p. 188–209, 2016.

TEIXEIRA, P. R. D. F. **Simulação numérica da interação de escoamentos tridimensionais de fluidos compressíveis e incompressíveis e estruturas deformáveis usando o método de elementos finitos.** Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 2001.

NORONHA, A. W. T. D. **Estudo Qualitativo Sobre a Formação Dos “ Tornados ” E Descrição Dos Eventos Acontecidos Nos Anos De 2006 a 2009 No Estado Do Ceará.** Universidade Estadual do Ceará, 2010.

TONON, P. **SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE ESCOAMENTOS INCOMPRESSÍVEIS ATRAVÉS DA ANÁLISE ISOGOMÉTRICA.** Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 2016.

VATISTAS, G. H.; KOZEL, V.; MIH, W. C. A simpler model for concentrated vortices. **Experiments in Fluids**, v. 11, n. 1, p. 73–76, abr. 1991.

WAN, C. A.; CHANG, C. C. Measurement of the Velocity Field in a Simulated Tornado-Like Vortex Using a Three-Dimensional Velocity Probe. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 29, n. 1, p. 116–127, 1972.

WANDERLEY, J. B. V.; LEVI, C. A. Validation of a finite difference method for the simulation of vortex-induced vibrations on a circular cylinder. **Ocean Engineering**, v. 29, p. 445–460, 2002.

WARD, N. B. The Exploration of Certain Features of Tornado Dynamics Using a Laboratory

Model. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 29, n. 6, p. 1194–1204, 1972.

WICKER, L. J.; WILHELMSON, R. B. Simulation and Analysis of Tornado Development and Decay within a Three-Dimensional Supercell Thunderstorm. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 52, n. 15, p. 2675–2703, 1995.

WIESELSBERGER, C. New Data on the Laws of Fluid Resistance. **Physikalische Zeitschrift**, v. 22, p. 321–328, abr. 1921.

WILSON, T.; ROTUNNO, R. Numerical simulation of a laminar end-wall vortex and boundary layer. **Physics of Fluids**, v. 29, n. 12, p. 3993, 1986.

WOOD, V. T.; WHITE, L. W. A New Parametric Model of Vortex Tangential-Wind Profiles: Development, Testing, and Verification. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 68, n. 5, p. 990–1006, 1 maio 2011.

XIA, J.; LEWELLEN, W. S.; LEWELLEN, D. C. Influence of Mach Number on Tornado Corner Flow Dynamics. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 60, n. 22, p. 2820–2825, 2003.

YING, S. J.; CHANG, C. C. Exploratory Model Study of Tornado-Like Vortex Dynamics. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 27, n. 1, p. 3–14, 1970.

YOUSEF, M. A. A.; SELVAM, R. P. **Effect of equivalent height , surface area and volume of the dome to prism on tornado forces using CFD**. 8th International Colloquium on Bluff Body Aerodynamics and Applications. **Anais...**Boston, Massachusetts: 2016

ZIENKIEWICZ, O. C.; TAYLOR, R. L.; NITHIARASU, P. **The Finite Element Method for Fluid Dynamics**. Seventh ed. Kidlington, Oxford: Butterworth-Heinemann, Elsevier, 2014.

ZIENKIEWICZ, O. C.; TAYLOR, R. L.; ZHU, J. Z. **The Finite Element Method: its Basis and Fundamentals**. Seventh ed. Kidlington, Oxford: Elsevier, 2013.