

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA**

**Modelagem Computacional de Escoamentos Turbulentos em
Turbinas Eólicas Utilizando Fronteira Imersa e Refinamento
Adaptativo da Malha**

João Emanuel Fermino Martini

Uberlândia

2021

João Emanuel Fermino Martini

**Modelagem Computacional de Escoamentos Turbulentos em
Turbinas Eólicas Utilizando Fronteira Imersa e Refinamento
Adaptativo da Malha**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia, como parte dos requisitos para obtenção do grau de Mestre em Engenharia Mecânica.

Área de Concentração: Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos

Linha de pesquisa: Dinâmica dos Fluidos e Transferência de Calor

Prof. Dr. Aristeu da Silveira Neto,
Orientador

Prof. Dr. Washington Martins da Silva Junior
Coordenador do PPG em Engenharia Mecânica

Uberlândia

2021

João Emanuel Fermino Martini

**Modelagem Computacional de Escoamentos Turbulentos em
Turbinas Eólicas Utilizando Fronteira Imersa e Refinamento
Adaptativo da Malha**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia, como parte dos requisitos para obtenção do grau de Mestre em Engenharia Mecânica.

Área de Concentração: Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos

Linha de pesquisa: Dinâmica dos Fluidos e Transferência de Calor

Uberlândia, 30 de agosto de 2021.

Banca examinadora:

Prof. Dr. Aristeu da Silveira Neto, Orientador (UFU)

Prof. Dr. Daniel Dall'Onder dos Santos (UFU)

Prof. Dr. Leandro Franco de Souza (USP)

Ficha Catalográfica Online do Sistema de Bibliotecas da UFU
com dados informados pelo(a) próprio(a) autor(a).

M386
2021 Martini, João Emanuel Fermino, 1996-
Modelagem Computacional de Escoamentos Turbulentos em
Turbinas Eólicas Utilizando Fronteira Imersa e
Refinamento Adaptativo da Malha [recurso eletrônico] /
João Emanuel Fermino Martini. - 2021.

Orientador: Aristeu da Silveira Neto.
Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal de
Uberlândia, Pós-graduação em Engenharia Mecânica.
Modo de acesso: Internet.
Disponível em: <http://doi.org/10.14393/ufu.di.2021.455>
Inclui bibliografia.

1. Engenharia mecânica. I. Silveira Neto, Aristeu da ,
1955-, (Orient.). II. Universidade Federal de
Uberlândia. Pós-graduação em Engenharia Mecânica. III.
Título.

CDU: 621

Bibliotecários responsáveis pela estrutura de acordo com o AACR2:

Gizele Cristine Nunes do Couto - CRB6/2091


UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA

Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica
 Av. João Naves de Ávila, nº 2121, Bloco 1M, Sala 212 - Bairro Santa Mônica, Uberlândia-MG, CEP 38400-902
 Telefone: (34) 3239-4282 - www.posgrad.mecanica.ufu.br - secposmec@mecanica.ufu.br


ATA DE DEFESA - PÓS-GRADUAÇÃO

Programa de Pós-Graduação em:	Engenharia Mecânica				
Defesa de:	Dissertação de Mestrado Acadêmico, nº 595, COPEM				
Data:	30/08/2021	Hora de início:	08:00	Hora de encerramento:	10:35
Matrícula do Discente:	11912EMC009				
Nome do Discente:	João Emanuel Fermino Martini				
Título do Trabalho:	Modelagem Computacional de Escoamentos Turbulentos em Turbinas Eólicas Utilizando Fronteira Imersa e Refinamento Adaptativo da Malha				
Área de concentração:	Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos				
Linha de pesquisa:	Dinâmica dos Fluidos e Transferência de Calor				
Projeto de Pesquisa de vinculação:					

Reuniu-se por meio de videoconferência a Banca Examinadora, designada pelo Colegiado do Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica, assim composta: Professores Doutores: Daniel Dall'Onder dos Santos - FEMEC/UFU; Leandro Franco de Souza - USP/São Carlos; e Aristeu da Silveira Neto - FEMEC/UFU, orientador do candidato. Ressalta-se que os Prof. Aristeu da Silveira Neto, Daniel Dall'Onder dos Santos e o Discente participaram da defesa por meio de videoconferência desde a cidade de Uberlândia/MG, e o Prof. Leandro Franco de Souza desde a cidade de São Carlos/SP, em atendimento a Portaria nº 36, de 19 de março de 2020, da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - CAPES.

Iniciando os trabalhos o presidente da mesa, Dr. Aristeu da Silveira Neto, apresentou a Comissão Examinadora e o candidato, agradeceu a presença do público, e concedeu ao Discente a palavra para a exposição do seu trabalho. A duração da apresentação do Discente e o tempo de arguição e resposta foram conforme as normas do Programa.

A seguir o senhor(a) presidente concedeu a palavra, pela ordem sucessivamente, aos(às) examinadores(as), que passaram a arguir o(a) candidato(a). Ultimada a arguição, que se desenvolveu dentro dos termos regimentais, a Banca, em sessão secreta, atribuiu o resultado final, considerando o(a) candidato(a):

Aprovado.

Esta defesa faz parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre.

O competente diploma será expedido após cumprimento dos demais requisitos, conforme as normas do Programa, a legislação pertinente e a regulamentação interna da UFU.

Nada mais havendo a tratar foram encerrados os trabalhos. Foi lavrada a presente ata que após lida e achada conforme foi assinada pela Banca Examinadora.



Documento assinado eletronicamente por **Aristeu da Silveira Neto, Professor(a) do Magistério Superior**, em 30/08/2021, às 10:37, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Daniel Dall'Onder dos Santos, Professor(a) do Magistério Superior**, em 30/08/2021, às 10:37, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Leandro Franco de Souza, Usuário Externo**, em 30/08/2021, às 10:42, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site https://www.sei.ufu.br/sei/controlador_externo.php?acao=documento_conferir&id_orgao_acesso_externo=0, informando o código verificador **3000240** e o código CRC **9B057F04**.

Agradecimentos

A Deus, por me abençoar durante esse período difícil de pandemia.

À minha família e meus amigos pelos momentos de união e felicidade.

Ao meu orientador Prof. Dr. Aristeu da Silveira Neto e ao Prof. Dr. Rafael Romão da Silva Melo pelas orientações, paciência, ensinamentos e amizade.

Ao CNPQ pelo apoio financeiro.

"Tudo posso naquele que me fortalece."

Filipenses 4:13

Resumo

Martini, J. E. F. *Modelagem Computacional de Escoamentos Turbulentos em Turbinas Eólicas Utilizando Fronteira Imersa e Refinamento Adaptativo da Malha*. Dissertação de Mestrado - Universidade Federal de Uberlândia, 2021.

Os experimentos em túnel de vento realizados pela NREL utilizando-se (i) um perfil de rotor eólico modelo *s809* e (ii) uma turbina eólica são reproduzidos computacionalmente no presente trabalho com os objetivos de (i) realizar o levantamento gráfico do coeficiente de sustentação e arrasto em função do ângulo de ataque e (ii) obter o torque e potência mecânica em função da velocidade do vento e fazer o levantamento gráfico do deficit de velocidade do vento na região da esteira da turbina eólica utilizando-se sondas numéricas. A técnica de refinamento dinâmico adaptativo foi empregada para a diminuição do custo computacional sem comprometer a qualidade dos resultados e a metodologia da fronteira imersa foi utilizada para representar o corpo sólido imerso no escoamento. Todas as simulações computacionais foram desenvolvidas usando o software interno MFSim. Em ambos os casos, os modelos de fechamento da turbulência escolhidos foram $k - \varepsilon$ padrão e *Spalart-Allmaras*. De uma maneira geral, os resultados para os escoamentos sobre o aerofólio mostraram uma boa concordância com o experimento material e para a turbina eólica os resultados aerodinâmicos tornaram-se satisfatórios a partir de $U = 10 \text{ m/s}$, sendo que em $U = 7 \text{ m/s}$ todos os modelos divergem do ensaio material. Para as sondas computacionais, em síntese, os resultados indicam que, na primeira sonda a jusante da turbina eólica e nas regiões mais próximas à raiz do rotor são os locais em que os deficit de velocidades são mais intensos para ambos os modelos de fechamento da turbulência.

Palavras-chave: Turbina Eólica. Malha Adaptativa. Fronteira Imersa. Turbulência. Aerodinâmica.

Abstract

Martini, J. E. F. *Modelagem Computacional de Escoamentos Turbulentos em Turbinas Eólicas Utilizando Fronteira Imersa e Refinamento Adaptativo da Malha*. Master Dissertation - Federal University of Uberlândia, 2021.

The experiments made in the wind tunnel by NREL using (i) wind rotor profile *s809* model and (ii) wind turbine are reproduced computationally in the present work with the objectives of (i) performing a graphical survey of the coefficient lift and drag as a function of the angle of attack and (ii) obtain the low-speed shaft torque and mechanical power as a function of wind speed and analyze the wind velocity profiles in the wake zone using computational probes. The dynamic refinement mesh was used to reduce the computational cost, and the immersed body methodology was employed to represent the solid body immersed in the flow. All the simulations were performed using the in-house software MFSIM. The turbulence closure models employed were the standard $k - \varepsilon$ and Spalart-Allmaras. In general, the aerodynamic results to the airfoil showed a good accord with the reference's data. For the wind turbine, the aerodynamic results for the torque and hence mechanical power were satisfactory from $U = 10m/s$, in $U = 7m/s$ both models diverged from the experimental test. For the computational probes, the results indicated that in the first probes downstream the wind turbine and in the aerodynamic region of the wind rotor closer to the blade root were the locals where the velocities deficits were more intense for both turbulence closure models.

Keywords: Wind Turbine. Adaptive Mesh. Immersed Boundary. Turbulence. Aerodynamics.

Sumário

Lista de Figuras	xv
Lista de Tabelas	xvi
Lista de Símbolos	xvii
1 Introdução	1
1.1 Objetivos	5
1.2 Organização do Trabalho	5
2 Referências Bibliográficas	7
3 Metodologia Matemática	11
3.1 Formulação Diferencial para a Fluido Dinâmica	11
3.2 Formulação para a turbulência	12
3.3 Equações de <i>Navier-Stokes</i> médias	13
3.4 Equações de <i>Navier-Stokes</i> filtradas	14
3.5 Modelos de Fechamento da Turbulência	17
3.5.1 Modelo a uma equação de balanço: <i>Spalart-Allmaras</i>	18
3.5.2 Modelo a duas equações de balanço: $k - \varepsilon$ padrão e formulação a duas camadas	19
3.6 Metodologia da Fronteira Imersa	23
3.6.1 Multi-Forçagem Direta	25
3.7 Malha adaptativa	28
4 Modelagem Numérica	31
4.1 Discretização espacial das equações de balanço	31

4.2	Discretização temporal das equações de balanço	33
4.3	Tratamento para o termo advectivo e difusivo	35
4.3.1	Esquemas clássicos para o tratamento do termo advectivo	35
4.3.2	Esquema para o tratamento do termo difusivo	37
4.4	Acoplamento pressão-velocidade	37
4.5	Método Multigrid-Multinível	39
4.6	Especificações da turbina eólica NREL Phase VI	42
4.6.1	Posição das Sondas Computacionais	47
4.6.2	Execução das Simulações	48
5	Resultados e Discussões	53
5.1	Caso I - Perfil de Rotor Eólico	53
5.2	Caso II - Turbina Eólica	60
5.2.1	Sondas Computacionais - Análise Quantitativa a Jusante da Turbina Eólica	61
5.2.2	Resultados Aerodinâmicos - Torque e Potência Mecânica	71
5.2.3	Visualizações do escoamento	78
6	Conclusões e Perspectivas	88
	Referências Bibliográficas	92
A	Dados adicionais referentes a turbina eólica	99
A.1	Construção do aerofólio <i>s809</i>	99
A.2	Resultados do Coeficiente de Arrasto e Sustentação do aerofólio <i>s809</i>	100
A.3	Dados Aerodinâmicos para a construção da Turbina Eólica	102
B	Algoritmo para o cálculo do Torque e Potência Mecânica	103

Lista de Figuras

1.1	Evolução das principais fontes de energia no mundo, em TWh . Adaptado de <i>Ritchie e Roser</i> [1].	2
1.2	Evolução de algumas fontes de energia no Brasil, em GWh . Retirado de BEN [2].	3
3.1	Distribuição da densidade espectral da energia específica turbulenta da informação $\phi(\vec{x}, t)$. Retirado de Neto [3].	16
3.2	Configuração da malha próxima ao corpo sólido. Retirado de Andrade [4].	24
3.3	Exemplo do domínio euleriano e lagrangeano. Retirado de Melo [5]. . .	25
3.4	Representação da aplicação do refinamento adaptativo de malha na condição inicial de um experimento computacional. Retirado de Damasceno [6].	29
3.5	Utilização da adaptatividade da malha durante a ascensão de uma bolha. Retirado de <i>Lu e Fan</i> [7]	30
4.1	Volume de controle. Retirado de Vedovoto [8].	32
4.2	Malha Cartesiana Unidimensional.	37
4.3	Operação de prolongamento. Retirado de Villar [9].	41
4.4	Operação de restrição. Retirado de Villar [9].	41
4.5	Perfil aerodinâmico s809. Retirado de <i>AirfoilTools</i> [10].	43
4.6	Turbina eólica NREL Phase VI.	43
4.7	Definição da orientação do rotor conforme a direção do vento. Retirado de <i>Manwell, McGowan e Rogers</i> [11].	44
4.8	Definição do ângulo de passo. Retirado de <i>Hand et al.</i> [12].	44
4.9	Definição do eixo de passo e torção. Adaptado de <i>Hand et al.</i> [12]. . . .	45
4.10	Definição do ângulo de <i>yaw</i> . Adaptado de <i>Hand et al.</i> [12].	45

4.11 Definição do ângulo de cone na configuração <i>upwind</i> . Adaptado de <i>Hand et al.</i> [12].	46
4.12 Forças de arrasto e sustentação. Retirado de <i>Hansen</i> [13].	47
4.13 Conjunto 1 - Perfil vertical da velocidade Normalizada.	48
4.14 Conjunto 2 - Segmentos anulares do rotor.	49
5.1 Domínio de cálculo da simulação envolvendo perfil de rotor eólico.	54
5.2 Coeficiente de Arrasto.	55
5.3 Coeficiente de Sustentação.	56
5.4 Campo vetorial da velocidade $\alpha = 12^\circ$	57
5.5 Campo de velocidade e malha adaptativa em $\alpha = 0^\circ$	58
5.6 Campo de velocidade e malha adaptativa em $\alpha = 20^\circ$	58
5.7 Viscosidade Turbulenta em $\alpha = 20^\circ$	60
5.8 Domínio computacional da simulação envolvendo a turbina eólica completa.	61
5.9 Modelo <i>Spalart-Allmaras</i> - Resultados para o Conjunto 1 das sondas computacionais.	63
5.10 Modelo $k - \varepsilon$ - Resultados para o Conjunto 1 das sondas computacionais.	64
5.11 Modelo <i>Spalart-Allmaras</i> - Resultados para o Conjunto 2 das sondas computacionais.	67
5.12 Modelo $k - \varepsilon$ - Resultados para o Conjunto 2 das sondas computacionais.	68
5.13 Densidade Espectral da Energia Cinética Específica Turbulenta - Modelo <i>Spalart-Allmaras</i>	70
5.14 Densidade Espectral da Energia Cinética Específica Turbulenta - Modelo $k - \varepsilon$	71
5.15 Sinal Real e Filtrado da Evolução Temporal do Torque para o modelo $k - \varepsilon$ Padrão.	72
5.16 Sinal Real e Filtrado da Evolução Temporal do Torque para o modelo <i>Spalart-Allmaras</i>	73
5.17 Sinal Filtrado da Evolução Temporal do Torque para o modelo $k - \varepsilon$ Padrão.	73
5.18 Sinal Filtrado da Evolução Temporal do Torque para o modelo de <i>Spalart-Allmaras</i>	74

5.19 Evolução Temporal do Torque - Simulação preliminar envolvendo apenas o Rotor.	75
5.20 Comparação do Presente Resultado para o Torque Médio com Simulações Computacionais Correlatas.	75
5.21 Potência Mecânica e Coeficiente de Potência para os modelos de fechamento da turbulência utilizados.	78
5.22 Vista Aérea - $k - \varepsilon$ Padrão.	79
5.23 Vista Aérea - <i>Spalart-Allmaras</i>	79
5.24 Vista Lateral - $k - \varepsilon$ Padrão.	80
5.25 Vista Lateral - <i>Spalart-Allmaras</i>	81
5.26 Componente y da vorticidade - $k - \varepsilon$ Padrão.	83
5.27 Componente y da vorticidade - <i>Spalart-Allmaras</i>	84
5.28 Vista Lateral do campo de viscosidade turbulenta $\nu_t - U = 20 \text{ m/s}$	86
5.29 Vista Lateral com a presença da malha adaptativa - $U = 20 \text{ m/s}$	87

Lista de Tabelas

4.1	Valores de cada variáveis para diferentes modelos de discretização temporal. Retirado de Elias [14].	34
4.2	Especificações NREL Phase VI. Adaptado de <i>Mo</i> [15].	42
A.2	Coeficiente de Arrasto C_d e Sustentação C_l em função do ângulo de ataque α . Retirado de <i>Hand et al.</i> [12]	101
A.3	Dados Aerodinâmicos Turbina Eólica. Adaptado de <i>Hand et al.</i> [12] . .	102

Lista de Símbolos

Abreviações

<i>CAD</i>	Computer Aided Design
<i>CDS</i>	Central Differencing Scheme
<i>DFC</i>	Dinâmica dos Fluidos Computacional
<i>FOU</i>	First Order Upwind
<i>LES</i>	Large Eddy Simulation
<i>LUD</i>	Linear Upwind Differencing
<i>MFLab</i>	Laboratório de Mecânica dos Fluidos
<i>MFSIM</i>	Multiphysics Simulator
<i>MVF</i>	Método dos Volumes Finitos
<i>NASA</i>	National Aeronautics and Space Administration
<i>NFAC</i>	National FullScale Aerodynamic Complex
<i>NREL</i>	National Renewable Energy Laboratory
<i>QUICK</i>	Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinetics
<i>RANS</i>	Reynolds Averaged Navier-Stokes
<i>SA</i>	Spalart-Allmaras
<i>SBDF</i>	Semi Backward Difference Formula
<i>SST</i>	Shear Stress Transport
<i>TDMA</i>	TriDiagonal Matrix Algorithm
<i>TVD</i>	Total Variation Diminish
<i>UFU</i>	Universidade Federal de Uberlândia
<i>URANS</i>	Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes

Operadores

$\langle \rangle$	Operador Média Temporal
Δ	Variação

\int	Integral
∇	Operador Divergente
∂	Derivada Parcial
Π	Produtório
Σ	Somatório

Constantes e Variáveis

α_0	Coeficiente de discretização temporal no tempo $t - \Delta t$	$[-]$
α_1	Coeficiente de discretização temporal no tempo t	$[-]$
α_1	Coeficiente do modelo $k - \omega$ SST	$[-]$
α_2	Coeficiente de discretização temporal no tempo $t + \Delta t$	$[-]$
α_2	Coeficiente do modelo $k - \omega$ SST	$[-]$
\bar{u}	Velocidade média	$[m/s]$
β	ângulo de passo	$[^\circ]$
β^*	Coeficiente do modelo $k - \omega$ SST	$[-]$
β_1	Coeficiente do modelo $k - \omega$ SST	$[-]$
χ	Razão de viscosidade	$[-]$
$\Delta\Gamma$	Volume de cada volume lagrangeano	$[m^3]$
$\Delta\Omega$	Volume de cada volume euleriano	$[m^3]$
Δt	Passo de tempo	$[s]$
ϵ	Potência específica de transformação viscosa	$[W/m^3]$
ϵ_{2layer}	Potência específica de transformação viscosa relativa a formulação duas camadas	$[W/m^3]$
$\epsilon_{enhanced}$	Potência específica de transformação viscosa resultante da aplicação do modelo a duas camadas	$[W/m^3]$
κ	Coeficiente do modelo SA	$[-]$
μ	Viscosidade dinâmica	$[kg/ms]$
ν	Viscosidade cinemática	$[m^2/s]$
ν_{2layer}	Viscosidade turbulenta relativa a formulação duas camadas	$[m^2/s]$
$\nu_{enhanced}$	Viscosidade turbulenta resultante da aplicação do modelo a duas camadas	$[m^2/s]$
ν_t	Viscosidade cinemática turbulenta	$[m^2/s]$
ω	Frequência de Kolmogorov	$[kg/s]$
ω_f	Frequência de Kolmogorov na superfície livre	$[kg/s]$

ω_v	Velocidade angular	$[s^{-1}]$
ϕ	Escalar passivo genérico	$[-]$
ρ	Massa específica do fluido	$[kg/m^3]$
σ	Coeficiente do modelo SA	$[-]$
$\sigma_{\omega 1}$	Coeficiente do modelo $k - \omega$ SST	$[-]$
$\sigma_{\omega 2}$	Coeficiente do modelo $k - \omega$ SST	$[-]$
$\sigma_{k 1}$	Coeficiente do modelo $k - \omega$ SST	$[-]$
τ_{ij}	Tensor de Reynolds	$[J/kg]$
Θ	ângulo de cone	$[^\circ]$
θ_0	Coeficiente de discretização espacial no tempo $t - \Delta t$	$[-]$
θ_1	Coeficiente de discretização espacial no tempo t	$[-]$
θ_2	Coeficiente de discretização espacial no tempo $t + \Delta t$	$[-]$
ν_{efe}	Viscosidade efetiva	$[m^2/s]$
$\tilde{\nu}$	Viscosidade cinemática turbulenta modificada	$[m^2/s]$
\tilde{u}	Campo de velocidade corrigido euleriano	$[m/s]$
\vec{r}_w	vetor posição da célula localizada em um ponto da fronteira imersa	$[m]$
\vec{r}	vetor posição da célula	$[m]$
A	Coeficiente do modelo a duas camadas	$[-]$
A	Matriz dos coeficientes	$[-]$
A_{ϵ}	Coeficiente do modelo a duas camadas	$[-]$
A_{μ}	Coeficiente do modelo a duas camadas	$[-]$
B	Vetor dos termos fontes	$[-]$
b	comprimento de extrusão na direção perpendicular a corda	$[m]$
c	comprimento da corda do aerofólio	$[m]$
$C_{\nu 1}$	Coeficiente do modelo SA	$[-]$
$C_{b 1}$	Coeficiente do modelo SA	$[-]$
$C_{b 2}$	Coeficiente do modelo SA	$[-]$
C_d	Coeficiente de Arrasto	$[-]$
C_l	Coeficiente de Sustentação	$[-]$
C_l^*	Coeficiente do modelo a duas camadas	$[-]$
$C_{w 1}$	Coeficiente do modelo SA	$[-]$
$C_{w 2}$	Coeficiente do modelo SA	$[-]$

C_{w3}	Coeficiente do modelo SA	$[-]$
D	Força de arrasto	$[N]$
d	Distância até a superfície mais próxima	$[m]$
D_{ij}	Função Distribuição	$[-]$
e	Erro do multigrid	$[-]$
F	Força lagrangeana, com o sub=índice i ($i = 1, 2, 3$)	$[N/m^3]$
f	Termo fonte genérico; força euleriana, com o sub=índice i ($i = 1, 2, 3$)	$[N/m^3]$
$F1$	Função ponderação do modelo $k - \omega$ SST	$[-]$
$F2$	Função ponderação do modelo $k - \omega$ SST	$[-]$
$f_{\nu 1}$	Função de amortecimento do modelo SA	$[-]$
g	Variável auxiliar no modelo SA	$[-]$
k	Energia cinética turbulenta	$[J/kg]$
L	Força de sustentação	$[N]$
L_{ij}	Tensor de Leonard	$[m^2/s^2]$
M_{ij}	Tensor de Germano	$[m^2/s^2]$
N_{gl}	Número de graus de liberdade	$[-]$
p	Pressão	$[N/m^2]$
p'	Flutuação da pressão	$[N/m^2]$
P_{mec}	Potência Mecânica	$[W]$
Q	Critério Q	$[m/s]$
RHS_i	Termo do lado direito da equação do momentum do ponto lagrangeano	$[m/s^2]$
r	Variável auxiliar no modelo SA	$[-]$
Re	Número de Reynolds	$[-]$
S	Módulo do tensor taxa de deformação	$[s^{-1}]$
S	Tensor taxa de deformação, com os sub-índices ij ($i, j = 1, 2, 3$)	$[s^{-1}]$
T	Torque	$[N.m]$
t	Tempo	$[s]$
U	velocidade uniforme definida na entrada do domínio	$[m/s]$
u	Velocidade na direção x	$[m/s]$
u	Velocidade, com os sub-índices ij ($i, j = 1, 2, 3$)	$[m/s]$

u^*	Velocidade auxiliar estimada	[m/s]
u'	Velocidade filtrada	[m/s]
U_i	Velocidade no ponto lagrangeano	[m/s]
v	Velocidade na direção y	[m/s]
w	Velocidade na direção z	[m/s]

Capítulo 1

Introdução

A transformação e o transporte de energia estão no cerne de questões envolvendo o desenvolvimento econômico e o crescimento populacional ao longo da história humana. [16]. Com o aumento populacional mundial, desenvolvimento tecnológico e a melhoria do padrão de vida, principalmente em países industrializados, o consumo energético aumentou em mais de dez vezes desde 1900. [17]. Dessa forma, a sociedade torna-se cada vez mais dependente desse bem, o que resulta na necessidade de maiores investimentos, estudos e pesquisas para que essa demanda possa ser atendida de maneira sustentável. [17, 18, 19].

No Brasil, a fonte hidrelétrica possui a maior participação na matriz elétrica. Os motivos para a utilização da energia hidrelétrica são devido a alta disponibilidade, em virtude da quantidade e extensão pluvial, alto rendimento de conversão em energia elétrica, os incentivos fiscais e políticos e principalmente devido a maturação da tecnologia empregada nos processos. Apesar disso, as hidroelétricas são acompanhadas de vários impactos negativos ao ecossistema local; pois durante a fase de construção é necessário a inundação de uma extensa área para a formação do reservatório. Ainda mais relevante, a construção de uma usina hidrelétrica pode colocar em risco o futuro da população ribeirinha, pelo fato da necessidade de mudança de local, o que resulta em muitas complicações sociais e econômicas.

Em relação aos combustíveis fósseis que são empregados de maneira intensa em regiões que carecem de recursos naturais como fonte de energia elétrica e no Brasil ocupam a primeira posição no ranking da matriz energética, são considerados recursos naturais esgotáveis e extremamente poluidores, além de ser um dos principais

responsáveis para contribuir ao aquecimento global.

Mediante a essa perspectiva, ao longo dos últimos anos, observa-se um elevado crescimento na utilização de fontes de energias renováveis que apresentam, durante a fase de captação e transformação energética, um baixo impacto ambiental e alta disponibilidade para utilização. Sendo assim, uma fonte energética que se enquadra nessa proposição é a energia eólica.

Em 2020, a energia eólica tornou-se a terceira maior em participação na matriz elétrica do Brasil. O país está em oitavo lugar no ranking mundial em capacidade eólica instalada com 18 *GW* e possui 695 usinas em operação. [20, 2, 21].

Em escala mundial, a energia eólica se mantém em constante crescimento, e de acordo com os relatórios mais recentes elaborados pela *Global Wind Energy Council* (GWEC) [22] e *International Renewable Energy Agency* (IRENA) [21], em 2020, a capacidade total instalada no mundo atingiu uma expressiva marca de 743 *GW*, representando um aumento de 14,30% em relação ao ano anterior. China e Estados Unidos são os dois países que ocupam o topo do ranking mundial com uma capacidade eólica total de 282,00 *GW* (38.5%) e 117,74 *GW* (16.1%), respectivamente.

Na Figura 1.1 é mostrada a evolução temporal cumulativa das principais fontes de energia no mundo desde 1985 e na Figura 1.2 é ilustrada a evolução das fontes energéticas eólica, biomassa e nuclear no últimos treze anos no Brasil.

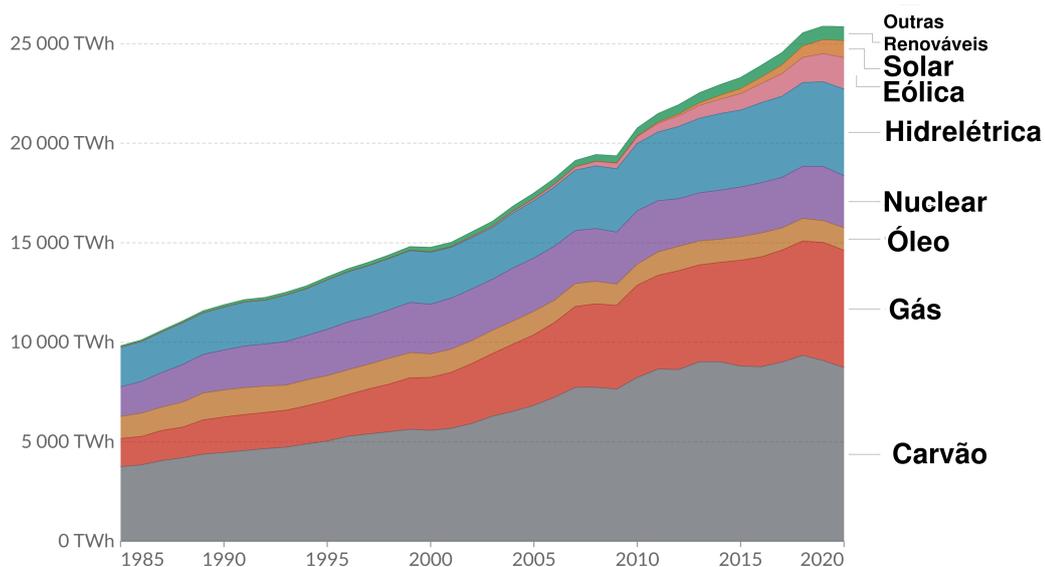


Figura 1.1: Evolução das principais fontes de energia no mundo, em *TWh* . Adaptado de *Ritchie e Roser* [1].

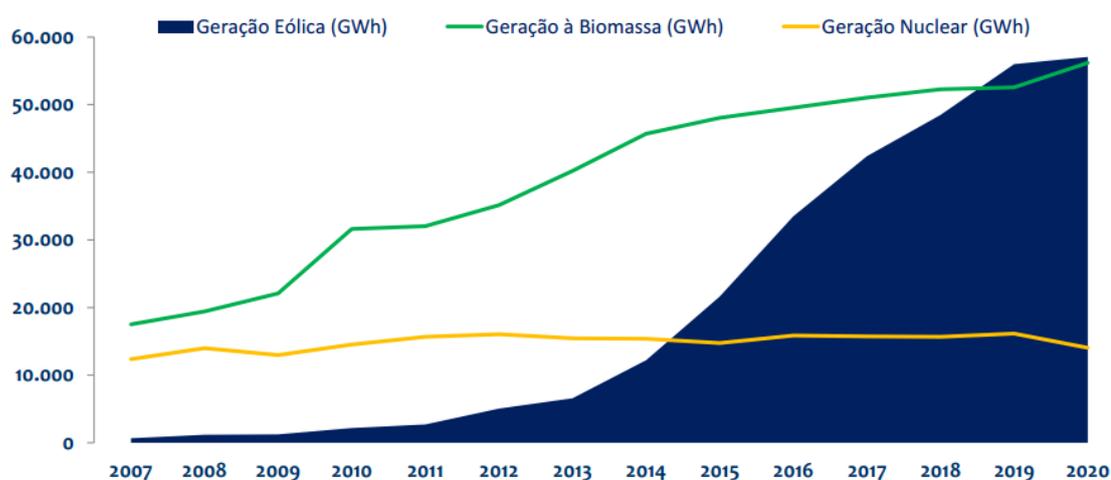


Figura 1.2: Evolução de algumas fontes de energia no Brasil, em GWh . Retirado de BEN [2].

Com o aumento mundial na utilização da fonte de energia eólica nos últimos anos, surge a necessidade de expandir investimentos em pesquisas nesse setor. Portanto, uma das linhas de pesquisa importante para o desenvolvimento dessa tecnologia é relacionada ao aprimoramento na atuação dos aerotransformadores durante a captação da energia contida nas massas de ar em movimento.

Por conta disso, o estudo aerodinâmico em turbinas eólicas é de grande importância, uma vez que está diretamente ligado à sua performance bem como na escolha de turbinas eólicas com design mais eficiente. [23].

Uma das ferramentas que vem sendo intensamente empregada com relativo êxito em estudos aerodinâmicos envolvendo aerotransformadores é a Dinâmica dos Fluidos Computacional (DFC). De acordo com Saraf, Singh e Chouan [24] a DFC é uma técnica com a qual visa-se a análise e simulação dos escoamentos de fluidos, sendo empregada em inúmeras aplicações industriais, acadêmicas, entre outros. Essa técnica possui como grande vantagem a significativa minimização do custo quando comparado ao mesmo experimento realizado de maneira material. Os resultados obtidos computacionalmente geralmente possuem concordância aceitável em relação aos resultados dos ensaios materiais.

A Dinâmica dos Fluidos Computacional (DFC) vem sendo constantemente aprimorada através da inserção de ferramentas computacionais e modelos matemáticos, com a qual, representa-se com ótima fidedignidade e com custo computacional cada vez

menor o comportamento caótico do escoamento turbulento através de corpos aerodinâmicos.

Nas simulações fluidodinâmicas uma das técnicas aplicadas é o uso do refinamento adaptativo da malha, a qual, oferece uma significativa redução no custo computacional, pois é permitido utilizar malhas mais grosseiras em regiões de menores gradientes das variáveis estudadas, enquanto nas regiões de maiores gradientes, uma resolução maior é aplicada.

A metodologia da fronteira imersa é uma outra técnica computacional, sendo aplicada para modelar corpos imersos em simulações fluidodinâmicas. Nesse modelo, o domínio do fluido (domínio euleriano) e o domínio do corpo imerso (domínio lagrangeano) coexistem no domínio computacional. Para representar o domínio euleriano é permitido utilizar uma malha regular bloco estruturada, sendo assim, a modelagem é simplificada, uma vez que os algoritmos das equações são discretizadas nessa malha euleriana. Para as simulações computacionais aplicando essa metodologia, algoritmos iterativos para a comunicação entre a malha euleriana e lagrangeana são utilizados. [5, 25].

As simulações fluidodinâmicas computacionais dos escoamentos turbulentos através de corpos aerodinâmicos geralmente empregam um domínio extenso, dessa maneira, são utilizadas as ferramentas computacionais citadas com a finalidade de se tornar viável o custo computacional. Além disso, por se tratar de simulações com alto valor do número de *Reynolds*, a prática da Simulação Numérica Direta não é possível, sendo necessário utilizar modelos adicionais para o fechamento da turbulência que serão abordados adiante.

Portanto, partindo-se dessas premissas, o estudo computacional empregando essas técnicas com o objetivo de obter os principais parâmetros aerodinâmicos em geometrias eólicas, tais como: coeficiente de arrasto e sustentação em perfis de rotores eólicos e o torque e potência mecânica em turbinas eólicas, bem como, a avaliação qualitativa e quantitativa do escoamento a jusante da turbina eólica, o que são classificados como escoamentos do tipo esteira turbilhonares, são importantes em projetos eólicos pois fornecem várias informações acerca da performance do aerotransformador e também acrescentam conhecimento fenomenológico da fluidodinâmica na região de esteira, na qual, podem fornecer informações valiosas em projetos que lidam com

turbinas eólicas conjugadas e/ou parques eólicos.

1.1 Objetivos

O objetivo dessa dissertação consiste em realizar a simulação fluidodinâmica computacional em (i) perfil de rotor eólico e (ii) turbina eólica aplicando modelos de fechamento da turbulência da classe URANS. Nos experimentos computacionais é utilizada a malha dinâmica adaptativa do tipo bloco estrutura para a fluidodinâmica e para a comunicação entre as malhas do domínio euleriano (fluido) e domínio lagrangeano (corpo imerso) é utilizada a metodologia da fronteira imersa. Em (i) é realizada a análise qualitativa do escoamento através do aerofólio modelo *s809* e o levantamento gráfico do coeficiente de arrasto e sustentação em função do ângulo de ataque e número de *Reynolds* fixo. Em (ii) é realizada a análise qualitativa da fluidodinâmica através da turbina eólica modelo NREL Phase VI e também são posicionadas sondas computacionais em algumas regiões do domínio de cálculo para o levantamento gráfico dos perfis de velocidade. Por fim, é obtido o torque médio e potência mecânica da turbina eólica em função da velocidade de corrente livre.

1.2 Organização do Trabalho

A presente dissertação é estruturada da seguinte forma:

- Capítulo 1 Introdução: Apresentação de maneira breve do tema abordado e das metodologias utilizados, bem como os objetivos a serem atingidos;
- Capítulo 2 Referências Bibliográficas: Apresentação e comentários sobre as principais literaturas correlatas a presente dissertação.
- Capítulo 3 Metodologia Matemática: Apresentação de toda modelagem matemática utilizada no presente trabalho, a citar, formulação diferencial para a fluidodinâmica, formulação para a turbulência e apresentação das equações de fechamento da turbulência que foram aplicadas nesse trabalho e contextualização e apresentação da metodologia da fronteira imersa e adaptatividade dinâmica da malha.

- Capítulo 4 Modelagem Numérica: Apresentação da modelagem numérica utilizada na presente dissertação, a citar, discretização espacial e temporal das equações de balanço, tratamento para os termos advectivos e difusivos, esquema utilizado para o acoplamento pressão velocidade e metodologia multigrid-multinível para a solução do conjunto de equações lineares. Nesse capítulo, ainda é contemplado a apresentação do modelo de turbina eólica que será objeto de estudo e as principais especificações e parâmetros aerodinâmicos. Ao final do capítulo, é apresentado o posicionamento das sondas computacionais para a análise do deficit da velocidade na esteira;
- Capítulo 5 Resultados e Discussões: Apresentação dos resultados qualitativos e quantitativos das simulações computacionais realizadas e discussões dos resultados levantados;
- Capítulo 6 Conclusões e Perspectivas: Apresentação das conclusões levantadas da dissertação e perspectivas para dar prosseguimento a essa linha de pesquisa.

No final da dissertação são apresentadas as referências bibliográficas utilizadas e a área de apêndices e o anexo.

Capítulo 2

Referências Bibliográficas

Nessa seção são apresentados alguns trabalhos correlatos a essa presente dissertação que fornecem informações úteis sobre a forma com que os autores modelaram seus casos envolvendo perfis de rotores eólicos e a turbina eólica. Vale ressaltar que são apresentados apenas os trabalhos em que os autores compararam e/ou validaram seus resultados com os mesmos experimentos materiais em que esse trabalho utiliza.

Em simulações que envolvem perfis de rotores eólicos, principalmente relacionado a predição das forças aerodinâmicas, vários autores utilizam modelos de fechamento da classe URANS, principalmente a uma equação do balanço *Spalart-Allmaras*, e os clássicos modelos a duas equações de balanço $k - \varepsilon$, $k - \omega$ e $k - \omega$ SST, além de outras formulações que apresentam maior acurácia em representar certos tipos de escoamentos, mas que são derivados dessa classe.

Em *Guerra, Harhad e Bouhadeh* [26], para a avaliação das forças aerodinâmicas no perfil de rotor eólico *s809*, o levantamento gráfico dos coeficientes de arrasto e sustentação foram feitos para os modelos de fechamento $k - \omega$ SST e $k - \varepsilon$ RNG, com número de Reynolds $Re = 2 \cdot 10^6$. No trabalho de *Pape e Lecanu* [27], os autores apresentaram os gráficos dos coeficientes de arrasto e sustentação aplicando os modelos de fechamento da turbulência $k - \omega$ e $k - \omega$ SST com número de Reynolds $Re = 1 \cdot 10^6$.

De uma maneira geral, todos os modelos de fechamento apresentaram resultados bem próximos aos experimentos materiais, com maior destaque ao modelo $k - \omega$ SST que forneceu ótimos resultados para praticamente todos os ângulos de ataque. Em contrapartida, os modelos $k - \varepsilon$ e $k - \omega$ geraram bons resultados para baixos ângulos de ataque e a medida que o ângulo de ataque aumentou, em $\alpha > 10^\circ$, os valores

começaram a desviar do resultado experimental tanto para o coeficiente de arrasto C_d quanto para o coeficiente de sustentação C_l , devido ao início e intensificação da separação da camada limite.

Nas simulações computacionais envolvendo o aerotransformador, alguns autores preferem utilizar apenas o rotor eólico para casos voltados à validação aerodinâmica, conforme podem ser vistos nos trabalhos de *Song e Perot* [28], *Tutkun et al.* [29], *Lanzafame, Mauro e Messina* [30] e *Potsdam e Mavriplis* [31].

Em simulações computacionais que tenham como objetivo analisar a formação e o desenvolvimento das esteiras turbilhonares de forma qualitativa e quantitativa por meio da utilização de sondas computacionais, nesses casos, geralmente são utilizados um domínio maior na direção do escoamento comparado às simulações computacionais envolvendo análises aerodinâmicas. Segundo *Thé e Yu* [23], o domínio deve ser dimensionado de tal forma que na saída (*outlet*) a velocidade do vento seja totalmente recuperada. Os autores acreditam que o deficit de velocidade seja negligenciado para uma distância em relação a turbina eólica de aproximadamente dez vezes o diâmetro do rotor e a intensidade da turbulência esteja presente até por volta de quinze vezes o diâmetro do rotor.

Em relação aos modelos de fechamento da turbulência, não há um modelo absoluto a ser escolhido, sendo que os autores definem de acordo com suas premissas e limitações computacionais, portanto, alguns autores, a citar, *Song e Perot* [28], *Tutkun et al.* [29], *Lanzafame, Mauro e Messina* [30], *Li et al.* [32], *Potsdam e Mavriplis* [31], *Lee* [33] utilizam modelos URANS que são mais baratos computacionalmente e descrevem o comportamento médio do escoamento. Em *Mo* [15] e *Kelso et al.* [34], os autores utilizam modelos da classe LES enquanto que outros autores, *Li et al.* [32] e *Sorensen e Schreck* [35] usaram modelos híbridos para o fechamento da turbulência, que são modelos que descrevem com maiores detalhes as estruturas turbilhonares do escoamento, porém são mais caros computacionalmente comparados aos modelos URANS.

No trabalho de *Zahle et al.* [36], os autores utilizaram o modelo de aerotransformador NREL PHASE VI para fazer a validação do código próprio utilizando malha estruturada, na qual, uma malha curvilínea é utilizada próxima à fronteira imersa enquanto que no restante do domínio uma malha de formato cartesiano é empregada. As simu-

lações foram bem sucedidas em suas propostas utilizando-se um domínio de seção transversal idêntico as configurações do túnel de vento NASA AMES $24,4\text{ m} \times 36,6\text{ m}$ e 80 m na direção do escoamento, sendo a turbina eólica colocada a 20 m da entrada. Foi observado que com o acréscimo da torre, ocorre uma interação instável entre o rotor eólico e a torre, pois a torre tem bastante influência na esteira promovida pelo rotor em virtude do despreendimento de estruturas turbilhonares, mesmo para baixas velocidades.

Em *Mo* [15], os autores buscaram investigar os efeitos e o desenvolvimento das esteiras turbilhonares utilizando-se um domínio de seção transversal igual ao túnel de vento e dimensão de vinte vezes o diâmetro do rotor a jusante da turbina eólica. O autor utilizou duas sondas computacionais para obter os perfis de velocidade na região da esteira, traçando-se o perfil vertical da velocidade normalizada na posição central do domínio e o perfil médio axial da velocidade normalizada em algumas posições anulares da turbina eólica. As velocidades de corrente livre definidas foram: $U = 7\text{ m/s}$, 10 m/s , $13,1\text{ m/s}$ e 15 m/s .

Através da utilização das sondas computacionais, o autor constatou que a região de máximo deficit compreende a região aerodinâmica das pás da turbina eólica, assim como, a máxima diferença do deficit de velocidade foi observada na primeira região das sondas a jusante da turbina eólica em relação a única sonda colocada a montante da mesma. Ademais, os autores observaram que quanto menor a velocidade de corrente livre definida, maior será o deficit de velocidade na região de esteira turbilhonar e, na maioria dos casos, as seções anulares mais próximas ao cubo do rotor foram as posições que sofreram o maior deficit de velocidade logo a jusante da turbina eólica.

O autor ainda apurou que mesmo utilizando um longo domínio na direção perpendicular a turbina eólica não houve a completa recuperação da velocidade em qualquer uma das condições de velocidade definida na entrada do domínio, contrariando as expectativas de *Thé* e *Yu* [23].

No trabalho de *Benjanirat* e *Sankar* [37], os autores tiveram como objetivo analisar os modelos de fechamento da turbulência a zero, uma e duas equações de balanço nas predições de alguns parâmetros aerodinâmicos, na qual incluía o torque mecânico. Os valores da velocidade de corrente livre definidos foram: $U = 7\text{ m/s}$, 10 m/s , 15 m/s , 20 m/s e 25 m/s .

Foi observado que de $U = 7 \text{ m/s}$ para $U = 10 \text{ m/s}$ o torque aumentou devido a camada limite permanecer colada sobre a maior parte do rotor eólico, no entanto, quando aumentou a velocidade de corrente livre, o torque diminuiu devido ao progressivo aumento da região do rotor em que foi identificado o descolamento da camada limite.

Dentre os modelos analisados o modelo de *Baldwin-Lowax* foi o que forneceu as piores previsões, com o resultado para o torque inferior ao experimento material para todas as velocidades. Os modelos $k-\varepsilon$ sem o tratamento de parede e *Spalart-Allmaras* forneceram resultados ligeiramente melhores, onde no modelo $k-\varepsilon$ sem o tratamento de parede os resultados foram subestimados em relação ao experimento material e no modelo de *Spalart-Allmaras* os resultados foram precisos a partir de $U = 20 \text{ m/s}$. O melhor modelo de fechamento foi o $k-\varepsilon$ com tratamento de parede. Nesse modelo, os resultados foram bem próximo ao experimento material a partir de $U = 20 \text{ m/s}$ e para baixas velocidades do vento os resultados foram menores ao experimento material, no entanto, mais próximos quando comparado aos resultados dos demais modelos de fechamento utilizado.

De acordo com os autores, o principal motivo do modelo de fechamento $k-\varepsilon$ com tratamento de parede apresentar melhores previsões para baixos valores do número de *Reynolds*, é que, devido o modelo apresentar formulações adicionais a escoamentos parietais, a viscosidade turbulenta próxima a superfície da fronteira imersa é corrigida, diminuindo a sua magnitude, assim sendo, o modelo consegue modelar escoamentos na fase de transição a turbulência, mesmo que de forma grosseira.

Em *Li et al.* [32], os autores dividiram o seu trabalho em duas partes. Na primeira parte, as simulações computacionais foram realizadas com a velocidade do vento na corrente livre igual a $U = 5 \text{ m/s}$, 10 m/s , 15 m/s e 20 m/s , e com o ângulo de passo da turbina eólica igual a 3° . Na segunda etapa fixou-se a velocidade de corrente livre $U = 15 \text{ m/s}$, e o ângulo de passo variou-se em uma faixa de $-15^\circ \leq \beta \leq 40^\circ$. Os modelos de fechamento da turbulência utilizados foram da classe URANS e modelos híbridos. Dentre os parâmetros aerodinâmicos que foram validados, foi observado em ambos os casos que uma excelente previsão da potência mecânica foi alcançada. A malha que o autor preferiu utilizar foi a malha multi-bloco estruturada que são sobrepostas, conhecidas como *Overset-Grid*.

Capítulo 3

Metodologia Matemática

3.1 Formulação Diferencial para a Fluido Dinâmica

Para a modelagem de escoamentos, as equações de balanço a serem consideradas são a equação do balanço de massa e a equação da quantidade de movimento linear. Usando a notação indicial, as equações do balanço de massa e da quantidade de movimento linear são respectivamente representadas pelas equações 3.1 e 3.3.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0. \quad (3.1)$$

Para escoamentos incompressíveis, a equação é dada por:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (3.2)$$

onde ρ é a massa específica do fluido, u é a componente i do vetor velocidade, x é a componente espacial na direção i e t é o tempo.

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + f_i. \quad (3.3)$$

Para escoamentos incompressíveis, a equação é dada por:

$$\frac{\partial (u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{1}{\rho} f_i, \quad (3.4)$$

onde p é a pressão, μ é a viscosidade dinâmica do fluido, ν é a viscosidade cinemática e f representa a componente i do termo fonte, que mais adiante será utilizado

para modelar a interação dos campos de força do campo euleriano e lagrangeano na metodologia da fronteira imersa.

3.2 Formulação para a turbulência

Uma das principais características de um escoamento turbulento é a multiplicidade de estruturas turbilhonares. A multiplicidade de estruturas representa o número de graus de liberdade do escoamento turbulento, que pode ser estimado em função do número de *Reynolds*. [3][4]. Conforme a Equação 3.5:

$$N_{gl} = Re^{9/4}, \quad (3.5)$$

onde N_{gl} é o número de graus de liberdade e Re é o número de *Reynolds*.

Quando se deseja resolver todos os graus de liberdade de um escoamento, realiza-se a chamada Simulação Computacional Direta. Nesse modelo, resolve-se diretamente as equações discretizadas do balanço de massa e da quantidade de movimento linear usando-se malhas capazes de capturar todas as estruturas do escoamento turbulento. A prática da Simulação Computacional Direta garante resultados totalmente precisos, no entanto, para a maioria das aplicações não é possível utilizar-se desse método, haja visto que com o aumento do número de *Reynolds* e a necessidade de utilizar-se malhas extremamente finas, o sistema de equações lineares a serem resolvidos simultaneamente é extremamente alto, o que excede a capacidade de armazenamento e memória de qualquer CPU, além de consumir um elevado tempo de simulação.

Buscando maneiras de contornar esse problema, surgiu a ideia de realizar a decomposição das estruturas da turbulência, o que deu origem a dois processos estatísticos da turbulência. [3].

- Equações médias de *Bousinesq-Reynolds*: As estruturas da turbulência são divididas nas estruturas relativas ao comportamento médio e nas estruturas relativas às flutuações em relação a média;
- Equações de *Navier-Stokes* filtradas: As estruturas da turbulência são separadas entre o grupo das grandes estruturas e os grupos sub-malha.

3.3 Equações de Navier-Stokes médias

Boussinesq e *Reynolds* propuseram aplicar um operador média temporal nas equações 3.1 e 3.3. O operador média temporal é representado por $\langle \rangle$. As derivadas parciais e o operador média podem ser comutados, gerando as seguintes equações. [3].

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_i} = 0. \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\langle u_i u_j \rangle) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[v \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\langle f_i \rangle}{\rho_0}. \quad (3.7)$$

De acordo com Neto [3], as equações 3.6 e 3.7 estariam sendo satisfeitas se não houvesse a presença do termo $\langle u_i u_j \rangle$, logo, para contornar esse problema, realiza-se a decomposição dos campos totais de velocidade em sua parte média e flutuante, sendo expressa pela Equação 3.8.

$$u_i = \langle u_i \rangle + u'_i. \quad (3.8)$$

Substituindo a Equação 3.8 na Equação 3.7 e utilizando-se de propriedades matemáticas, tem-se a Equação 3.9.

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\langle u_i \rangle \langle u_j \rangle + \langle u'_i u'_j \rangle) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[v \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\langle f_i \rangle}{\rho_0}. \quad (3.9)$$

Por meio dessas manipulações matemáticas, na Equação 3.9 origina o termo $\langle u'_i u'_j \rangle$ que é conhecido como o tensor de *Boussinesq-Reynolds*, esse tensor é simétrico o que leva a adição de seis incógnitas adicionais. Esse termo representa processos não lineares de transferência de informações de naturezas advectivas turbulentas, no entanto, por uma questão de analogia ao processo de transferência de informações a nível molecular, será tratado de natureza difusiva turbulenta, sendo assim, o Tensor de *Boussinesq-Reynolds* $\langle u'_i u'_j \rangle$ será incorporado aos termos de difusão da quantidade de movimento linear. [3].

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\langle u_i \rangle \langle u_j \rangle) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) - \langle u'_i u'_j \rangle \right] + \frac{\langle f_i \rangle}{\rho_0}. \quad (3.10)$$

A equação 3.10 representa a Equação Média de *Boussinesq-Reynolds*, cuja sigla em inglês *RANS* significa *Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations*. A Equação

3.10 juntamente com a equação do balanço de massa (Equação 3.6) retratam o comportamento médio de um escoamento turbulento. No entanto, esse modelo não está fechado, pois como comentado acima o Tensor Simétrico acrescenta seis novas incógnitas que necessitam de modelos adicionais para o fechamento. Origina-se portanto, o problema de fechamento da turbulência. [3].

3.4 Equações de *Navier-Stokes* filtradas

Para problemas envolvendo simulações transientes, a decomposição proposta por *Boussinesq-Reynolds* entre uma parte média e a sua parte flutuante, pode não atender a essa classe de escoamento. Tendo isso em vista, *Smagorinsky* [38] propôs a decomposição de uma informação genérica $f(\vec{x}, t)$ entre uma parte filtrada $\bar{f}(\vec{x}, t)$ e a sua parte flutuante $f'(\vec{x}, t)$.

$$f(\vec{x}, t) = \bar{f}(\vec{x}, t) + f'(\vec{x}, t). \quad (3.11)$$

Aplicando o operador filtro nas equações do balanço de massa, Equação 3.1 e da quantidade de movimento linear, Equação 3.3 e utilizando-se a propriedade comutativa entre esse operador filtro e o operador derivada parcial, tem-se as equações do balanço de massa e do balanço da quantidade de movimento linear filtradas.

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\bar{f}_i}{\rho_0}. \quad (3.13)$$

De forma análoga ao mencionado na seção 3.3, a Equação 3.13 estaria fechada se não houvesse a presença do termo $\overline{u_i u_j}$. Portanto, utilizando-se do processo de decomposição das estruturas da turbulência da Equação 3.11, a Equação 3.13 é rescrita e expressa por:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j + \overline{u'_i u'_j} + \overline{u'_i \bar{u}_j} + \overline{\bar{u}_i u'_j}) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\bar{f}_i}{\rho_0}. \quad (3.14)$$

Utilizando-se de uma série de propriedades matemáticas e manipulações algébricas, que podem ser vistas com detalhes em Neto [3]. A Equação 3.14 é alterada e chega-se a Equação 3.15 que representa as Equações de Navier-Stokes filtradas.

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \tau_{ij} \right] + \frac{\bar{f}_i}{\rho_0}, \quad (3.15)$$

onde o termo τ_{ij} é denominado de Tensor sub-malha sendo representado pela Equação 3.16:

$$\tau_{ij} \equiv \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j. \quad (3.16)$$

A Equação 3.15 é uma equação genérica, na qual permite ser transformada de acordo com o filtro utilizado. Quando deseja-se obter o comportamento médio do escoamento, ou seja, $\Delta t = T$, onde T é o tempo total da amostra, utiliza-se o operador média, que representa o extremo do operador filtragem, fazendo com que a Equação 3.15 seja transformada na Equação 3.10. Em contrapartida, quando deseja-se calcular todos os graus de liberdade de um escoamento praticando a Simulação Computacional Direta, $\Delta t \rightarrow \tau$ e $\Delta V = \eta^3$, onde τ e η representam as escalas de tempo e comprimento característico de *Kolmogorov* (da ordem das menores estruturas encontradas no escoamento) então o Tensor sub-malha $\tau_{ij} \rightarrow 0$ e a Equação 3.15 é transformada na Equação 3.3. Para os modelos da classe LES, o Tensor τ_{ij} deve ser modelado, definindo uma frequência de corte onde divide-se o espectro da turbulência entre a banda de baixas frequências onde as grandes estruturas são calculadas diretamente e a banda das menores estruturas também chamada de banda sub-malha onde são modeladas com os modelados sub-malhas.

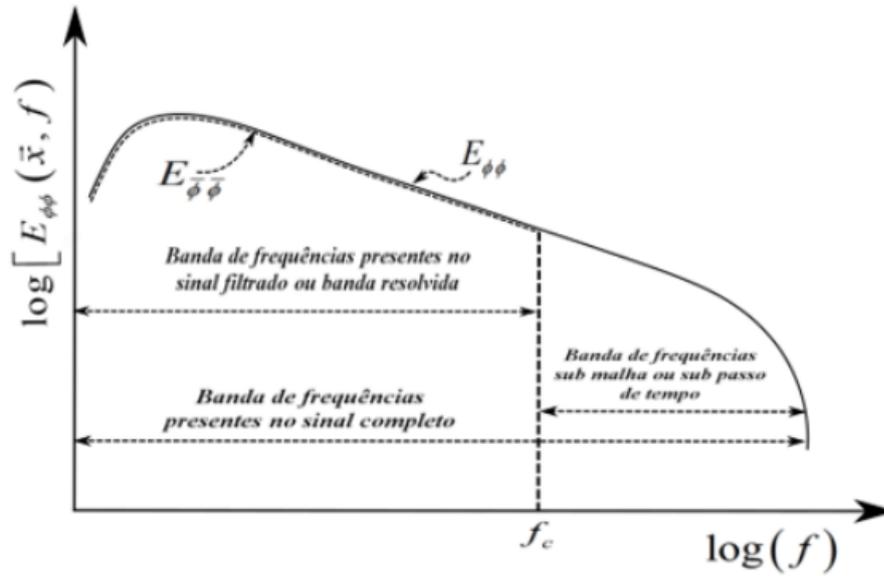


Figura 3.1: Distribuição da densidade espectral da energia específica turbulenta da informação $\phi(\vec{x}, t)$. Retirado de Neto [3].

Boussinesq [39] propôs uma equação para modelar o Tensor sub-malha τ_{ij} sendo função da viscosidade turbulenta. A Equação 3.17 foi formulada a partir da analogia com o Modelo de Stokes para as tensões viscosas moleculares.

$$-\tau_{ij} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij}, \quad (3.17)$$

onde ν_t é a viscosidade turbulenta k é a energia cinética turbulenta e δ representa o Delta de *Kronecker*. A energia cinética turbulenta é função do traço do tensor sendo expressa pela Equação 3.18.

$$k = \frac{1}{2} \tau_{ii} = \frac{1}{2} (\tau_{ii} + \tau_{ii} + \tau_{ii}) = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}). \quad (3.18)$$

Substituindo a Equação 3.17 que representa a analogia de *Boussinesq* na Equação 3.15, obtém-se a Equação 3.19:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{1}{\rho_o} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + \nu_t) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right]. \quad (3.19)$$

O divergente do termo envolvendo a energia cinética é transformado no gradiente desse parâmetro, como é expresso pela Equação 3.20, ademais, conforme Neto [3], a energia cinética turbulenta tem uma natureza semelhante à pressão e pode ser

incorporada ao termo do gradiente de pressão gerando uma pressão modificada. Isso ocorre por meio da equação 3.21.

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) = \frac{2}{3} \frac{\partial k}{\partial x_i}, \quad (3.20)$$

e

$$\bar{p}^* = \bar{p} + \frac{2}{3} \rho_o k. \quad (3.21)$$

Por fim, substituindo a Equação 3.21 na Equação 3.19 tem-se as equações de Navier-Stokes filtradas preparadas para o fechamento em que a viscosidade turbulenta ν_t ainda necessita de modelos para a sua solução. Ao longo da seção 3.5 serão apresentados modelos adicionais formulados justamente para calcular de maneira direta ou indiretamente a viscosidade turbulenta ν_t .

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{1}{\rho_o} \frac{\partial \bar{p}^*}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_t) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right]. \quad (3.22)$$

3.5 Modelos de Fechamento da Turbulência

Os modelos de fechamento da turbulência utilizados para calcular direta ou indiretamente a viscosidade turbulenta são divididos em modelos que descrevem o comportamento médio do escoamento e modelos em que utilizam-se da divisão do espectro de energia, onde todas as grandes estruturas turbilhonares são calculadas e a interação entre essa banda com a banda das menores estruturas turbilhonares são modeladas a partir de um processo de interação não linear pelos modelos chamados sub-malha. [3]. O primeiro modelo é denominado de RANS ou URANS (do inglês, *Reynolds Averaged Navier-Stokes* e *Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes*, respectivamente) e o último é conhecido como LES (do inglês, *Large Eddy Simulation*), podendo ser traduzido de forma não literal como Simulação das Grandes Estruturas.

Ao longo dessa sub-seção serão abordados os modelos de fechamento da turbulência que serão utilizados nesse trabalho para as simulações computacionais, sendo apresentadas as principais características e as equações presentes de cada modelo. Os modelos são: O modelo a uma equação de balanço *Spalart-Allmaras* e a duas equações de balanço $k - \varepsilon$ padrão com formulação a duas camadas.

3.5.1 Modelo a uma equação de balanço: *Spalart-Allmaras*

O modelo a uma equação de balanço para o cálculo da viscosidade turbulenta na forma direta, e que é bastante empregado pela comunidade científica em simulações fluidodinâmicas principalmente voltada a área da aerodinâmica, são os modelos que foram desenvolvidos pelos pesquisadores *Phillippe Spalart* e *Steven Allmaras*, em *Spalart* e *Allmaras* [40]. Nesse modelo é apresentada uma equação de balanço para a viscosidade turbulenta modificada $\tilde{\nu}$ e a viscosidade turbulenta ν_t é calculada a partir do produto entre $\tilde{\nu}$ e por uma função de amortecimento próximo a paredes $f_{\nu 1}$, sendo expressa por:

$$\nu_t = \tilde{\nu} f_{\nu 1}, \quad (3.23)$$

sendo:

$$f_{\nu 1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{\nu 1}^3}, \quad (3.24)$$

e

$$\chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu}. \quad (3.25)$$

Para obter a viscosidade turbulenta modificada $\tilde{\nu}$ é apresentada a Equação 3.26.

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} = C_{b1} \tilde{S} \tilde{\nu} + \frac{1}{\sigma} \{ \nabla \cdot [(\nu + \tilde{\nu}) \nabla \tilde{\nu}] + C_{b2} |\nabla \nu|^2 \} - C_{w1} f_w \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2, \quad (3.26)$$

onde \tilde{S} representa a taxa de deformação dada pela Equação 3.27.

$$\tilde{S} \equiv S + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{\nu 2}, \quad (3.27)$$

e $f_{\nu 2}$ é calculado por:

$$f_{\nu 2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{\nu 1}}. \quad (3.28)$$

O termo d representa a distância da célula em análise até a superfície mais próxima e S é o módulo do tensor taxa de deformação expresso por:

$$S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}}, \quad (3.29)$$

onde S_{ij} é obtido através da Equação 3.30.

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (3.30)$$

A função f_w e a constante C_{w1} presentes no último termo da equação 3.26 são definidas, respectivamente, por:

$$f_w = g \left[\frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right]^{1/6}, \quad (3.31)$$

e

$$C_{w1} = C_{b1}/\kappa^2 + (1 + C_{b2})/\sigma, \quad (3.32)$$

sendo que os termos g e r são calculados respectivamente com as equações:

$$g = r + C_{w2} (r^6 - r), \quad (3.33)$$

e

$$r \equiv \frac{\tilde{v}}{\tilde{S}\kappa^2 d^2}. \quad (3.34)$$

Os outros termos que compõem ou que são derivados da equação 3.26 são ajustados empiricamente e resultam nos seguintes valores:

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{2}{3}, \\ C_{b1} &= 0,622, \\ C_{b2} &= 0,622, \\ \kappa &= 0,41, \\ C_{w2} &= 0,3, \\ C_{w3} &= 2, \\ C_{v1} &= 7,1. \end{aligned} \quad (3.35)$$

O modelo de *Spalart-Allmaras* oferece uma função de amortecimento para escoamentos próximos a paredes e apresentam relativamente bons resultados para escoamentos submetidos a gradientes adversos de pressão. [5, 40].

3.5.2 Modelo a duas equações de balanço: $k - \varepsilon$ padrão e formulação a duas camadas

Os modelos que independem da avaliação de uma propriedade característica do escoamento são os modelos com duas equações de balanço para o fechamento da

turbulência. [41]. Esse modelo constitui-se de uma equação de balanço para a potência específica de transformação viscosa ε que foi apresentada inicialmente em *Chou* [42], que adicionada a equação de balanço para a energia cinética turbulenta k , formaram o modelo de fechamento $k - \varepsilon$. Ao longo dos anos alguns autores realizaram algumas melhorias nesse modelo, até que *Jones e Launder* [43] propuseram a sua versão mais consolidada. [3].

O modelo $k - \varepsilon$ trata-se de um modelo semi-empírico que consegue ter bastante acurácia em simular a fluidodinâmica em uma grande quantidade de casos e possui baixo custo computacional, dessa maneira, é bastante empregado em problemas industriais e acadêmicos. [41, 44].

A equação de balanço para a energia cinética turbulenta é expressa pela Equação 3.36:

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \mu_t S^2 - \rho \varepsilon, \quad (3.36)$$

onde μ e μ_t são a viscosidade dinâmica molecular e a viscosidade dinâmica turbulenta, respectivamente, e σ_k é uma constante empírica.

A equação de balanço para a potência específica de transformação viscosa é expressa pela Equação 3.37.

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t S^2 - \rho C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k}. \quad (3.37)$$

As constantes que são definidas empiricamente recebem os seguintes valores:

$$\sigma_k = 1,0; \quad \sigma_\varepsilon = 1,0; \quad C_\mu = 0,09; \quad C_{\varepsilon 1} = 1,44e \quad C_{\varepsilon 2} = 1,92 \quad (3.38)$$

Calculado as duas variáveis que compõem esse modelo de fechamento, a viscosidade turbulenta é obtida através da Equação 3.39.

$$\nu_t = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}. \quad (3.39)$$

De acordo com *Magalhães* [44], as principais vantagens e desvantagens em utilizar esse modelo para o fechamento da turbulência são:

Vantagens:

- Cálculos estáveis que convergem com relativa facilidade;

- Predições razoáveis para diversos escoamentos;
- Baixo custo computacional;
- Implementação relativamente simples.

Desvantagens:

- Adequado apenas para escoamentos a altos números de *Reynolds*;
- Necessidade de implementação de leis de parede para escoamentos com a presença de um corpo sólido;
- Dificuldades na implementação de condições de contorno para k e ε pois essas quantidades são dependentes de dados experimentais e estatísticos.

Com a finalidade de estender os limites de aplicabilidade do modelo $k - \varepsilon$ ao lidar com simulações envolvendo parede, há uma versão criada para lidar com escoamentos a baixos números de *Reynolds*, que adiciona um termo ao cálculo da viscosidade turbulenta, o qual corrige esse parâmetro para levar-se em conta as regiões próximas a parede. O modelo em questão é denominado duas camadas, dá-se esse nome em função da divisão do escoamento em duas sub-regiões, sendo, a região totalmente turbulenta, na qual o modelo é idêntico a versão padrão utilizando as equações de balanço para a variável k e ε e próximo a parede, onde a região é afetada pela viscosidade. [45]. A identificação dessas duas regiões dependem do número de *Reynolds* turbulento em cada célula, Re_y e da menor distância entre a célula e a parede y , dados por:

$$Re_y = \frac{\rho y \sqrt{k}}{\mu}. \quad (3.40)$$

$$y \equiv \min_{\vec{r}_w \in \Gamma_w} \|\vec{r} - \vec{r}_w\|, \quad (3.41)$$

onde \vec{r} é o vetor posição da célula em questão, \vec{r}_w é o vetor posição de um ponto da parede.

O limite entre as regiões é definido por $Re_y^* = 200$, onde na região completamente turbulenta $Re_y > Re_y^*$ e na região afetada pela viscosidade $Re_y < Re_y^*$. Com isso, o modelo será efetivo após corrigir os valores de ε e ν_t na região afetada pela viscosidade,

os quais foram previamente calculados com o modelo $k - \varepsilon$. Portanto, a viscosidade turbulenta é modificada em via de contemplar a formulação a duas camadas, sendo expressa pela Equação 3.42.

$$\nu_{t, \text{enhanced}} = \lambda_\varepsilon \nu_t + (1 - \lambda_\varepsilon) \nu_{t, 2\text{layer}}, \quad (3.42)$$

onde a viscosidade da formulação a duas camadas é:

$$\nu_{t, 2\text{layer}} = C_\mu l_\mu \sqrt{k}, \quad (3.43)$$

e λ_ε é uma função de combinação, representada pela Equação 3.44.

$$\lambda_\varepsilon = \frac{1}{2} \left[1 + \tanh \left(\frac{Re_y - Re_y^*}{A} \right) \right], \quad (3.44)$$

em que:

$$A = \frac{|\Delta Re_y|}{\text{atanh}(0,98)}, \quad (3.45)$$

de modo que o valor de ΔRe_y corresponda a um valor entre 5% e 20% do valor de Re_y^* .

O comprimento característico da turbulência l_μ é dada por uma equação algébrica expressa por:

$$l_\mu = y C_l^* (1 - e^{-\frac{Re_y}{A_\mu}}), \quad (3.46)$$

onde $C_l^* = \kappa C_\mu^{-3/4}$ sendo $\kappa = 0,41$, e $A_\mu = 70$.

Da mesma forma, a potência de transformação viscosa na formulação a duas camadas é corrigida utilizando a Equação 3.47.

$$\varepsilon_{\text{enhanced}} = \lambda_\varepsilon \varepsilon + (1 - \lambda_\varepsilon) \varepsilon_{2\text{layer}}, \quad (3.47)$$

onde:

$$\varepsilon_{2\text{layer}} = \frac{k^{3/2}}{l_\varepsilon}, \quad (3.48)$$

sendo o comprimento característico da turbulência l_ε calculada por:

$$l_\varepsilon = y C_l^* (1 - e^{-Re_y/A_\varepsilon}), \quad (3.49)$$

em que $A_\varepsilon = 2C_l^*$

Por fim, vale ressaltar que a ativação da formulação a duas camadas é somente válida para o modelo de fechamento da turbulência $k - \varepsilon$.

3.6 Metodologia da Fronteira Imersa

A fluidodinâmica computacional do escoamento através de corpos imersos é um tópico em que vem sendo alvo de intensa pesquisa nos últimos anos principalmente por conta das suas diversas aplicações em âmbito industrial e acadêmico. A principal dificuldade em analisar esses tipos de casos ocorre quando a simulação é feita usando geometrias complexas móveis e em problemas relacionado com a interação fluido-estrutura. [46]. Para realizar esses tipos de simulações computacionais, Andrade [46] menciona que há duas abordagens em que geralmente são usadas: usando malhas que se ajustam em conformidade com a fronteira da geometria e usando o método da fronteira imersa.

A metodologia da fronteira imersa, foco do presente trabalho, foi inicialmente desenvolvida por *Peskin* [47] para realizar simulações do escoamento sanguíneo em válvulas cardíacas. Esse modelo surge como uma alternativa aos métodos que utilizam malhas que se adaptam à fronteira do corpo, pois nele são gerados duas malhas que coexistem no domínio computacional de forma independente. A malha euleriana que é usada para resolver as equações de balanço do fluido em cada volume de controle e a malha denominada lagrangeana, a qual representa a fronteira do corpo imerso que sofre a influência do escoamento. A fronteira imersa, por sua vez, é tratada como um campo de forças que é inserido nas equações 3.1 e 3.3.

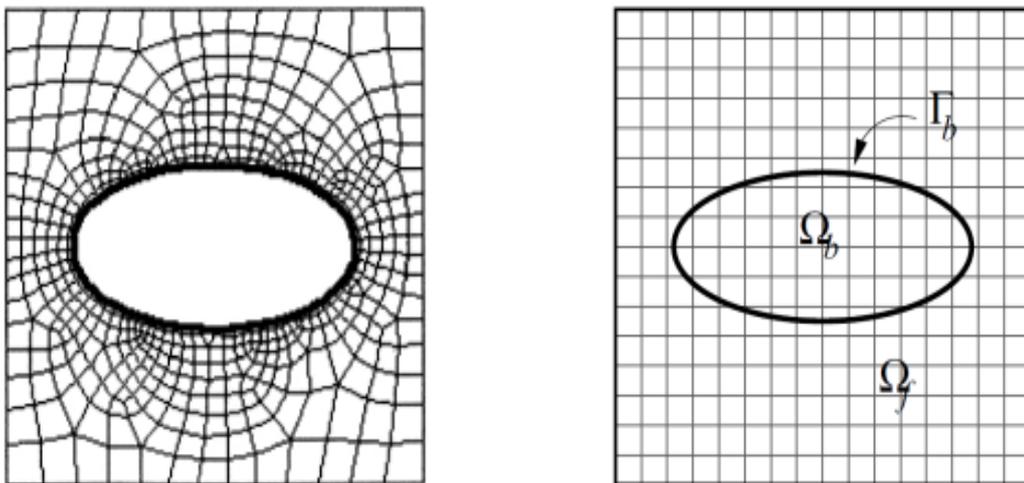
Tendo em vista que não há dependência entre as malhas, a malha euleriana não apresenta restrição a fronteira do objeto, apresentando volumes no interior do corpo imerso (veja a Figura 3.2-b), logo essa malha pode ser configurada para ter uma geometria simples, como a cartesiana, facilitando extremamente a sua criação.

Essa característica do método da fronteira imersa é uma grande vantagem quando comparado ao modelo de geração da malha que precisa se ajustar a fronteira do corpo, pois, nesse método, para se ter uma malha com boa qualidade é necessário muita experiência do usuário, além disso, ao se optar por malhas não estruturadas que são melhores para a simulação do escoamentos sobre corpos com formas complexas, o custo computacional é muito maior comparado às malhas estruturadas,

Em simulações envolvendo corpos em movimento, na metodologia em que a malha se ajusta em conformidade com a fronteira da geometria, a malha deve ser refeita e recalculada a cada passo de tempo, aumentando consideravelmente o custo compu-

tacional, também podendo prejudicar a estabilidade e acurácia do solver. No método da fronteira imersa, apenas a malha lagrangeana deve ser reconstruída a cada passo de tempo, representando processos mais rápidos e robustos. [46].

Nas figuras 3.2-a e 3.2-b é possível verificar a diferença nos ajustes da malha quando se aproxima da geometria, na metodologia da fronteira imersa, nota-se a presença de volumes no interior do corpo sólido, enquanto que a metodologia que utiliza-se malhas em conformidade com a geometria (*body fitted grid*) a malha não ultrapassa o corpo sólido.



a) Malha não estruturada que se adapta ao corpo b) Malha cartesiana com volumes no interior do corpo

Figura 3.2: Configuração da malha próxima ao corpo sólido. Retirado de Andrade [4].

A ideia central do método da fronteira imersa consiste em tratar de maneira simultânea, o domínio do fluido e do corpo sólido. Por isso, há a necessidade da utilização dessas duas malhas. O acoplamento entre essas malhas ocorrem por meio da adição de um termo fonte de força interfacial nas equações de balanço de quantidade de movimento linear, forçando o escoamento a garantir a condição de não-deslizamento na superfície do corpo, e distribuindo as forças gerada sobre os pontos lagrangeanos, os campos de velocidade são corrigidos de acordo com essa força distribuída. [25].

A comunicação entre essas malhas ocorre por meio de um processo de interpolação e de distribuição de forças na malha lagrangeana e euleriana. [25, 5]. O método utilizado para determinar a magnitude da força euleriana e lagrangeana necessária para obter o campo de velocidade euleriana intitula-se Multi-Forçagem Direta, que

será abordada em detalhes na seção 3.6.1.

3.6.1 Multi-Forçamento Direta

A multi-forçamento direta é um método proposto inicialmente por Wang et al. [48] no qual é introduzido um termo forçante na equação de *Navier-Stokes* que força o campo de velocidade nos pontos lagrangeanos satisfazer a condição de contorno da fronteira imersa e no domínio do fluido vizinho ao corpo sólido, os campos de velocidade são corrigidos de modo a garantir coerência física durante a simulação. [49].

Na Figura 3.3 é ilustrado o domínio euleriano Ω , que é composto por uma malha estruturada, que é utilizada para discretizar o domínio do fluido, enquanto que o domínio lagrangeano Γ , representado pela malha não estruturada, é usado para representar a fronteira imersa. O volume $\Delta\Omega$ de cada elemento euleriano é igual a h^3 , onde h é o tamanho de uma das faces do cubo. A construção da malha lagrangeana é feita de tal forma que o volume de cada elemento lagrangeano $\Delta\Gamma$ seja igual ao volume euleriano, de modo que $\Delta\Gamma = \Delta A \cdot h = h^3$, onde ΔA é a área do elemento lagrangeano, sendo $\Delta A = h^2$.

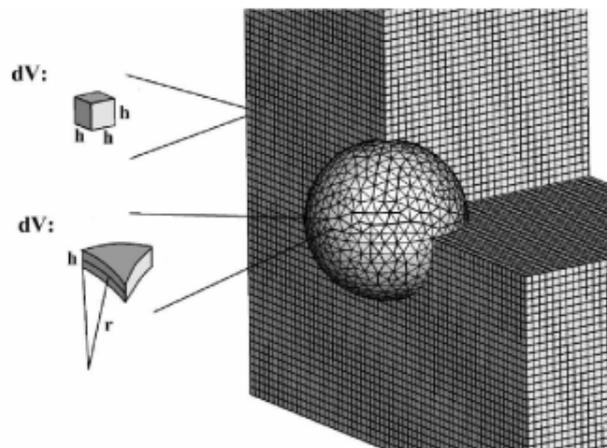


Figura 3.3: Exemplo do domínio euleriano e lagrangeano. Retirado de Melo [5].

De uma forma geral, a base do método da multi-forçamento direta consiste em estimar um campo de velocidade inicial na malha euleriana e a partir de um processo de interpolação com o campo de velocidade lagrangeano calcular a força lagrangeana para cada ponto da superfície do corpo sólido e, feito isso, a força euleriana será calculada com base no somatório da força lagrangeana e será redistribuído. Esse pro-

cesso é realizado iterativamente até que as forças eulerianas e lagrangeanas sejam menores que uma tolerância imposta norma $L2$ ¹. A formulação desse método será detalhado a seguir de acordo com Melo [5].

A equação de balanço da quantidade de movimento linear de uma partícula de fluido é dada pela Equação 3.3, onde o termo de força f_i na metodologia da fronteira imersa é representado como a força dinâmica euleriana. A Equação 3.3 pode ser reescrita da seguinte forma:

$$\frac{\partial u_i(\vec{x}, t)}{\partial t} = RHS_i(\vec{x}, t) + \frac{1}{\rho} f_i(\vec{x}, t), \quad (3.50)$$

onde

$$RHS_i(\vec{x}, t) = -u_j(\vec{x}, t) \frac{\partial u_i(\vec{x}, t)}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p(\vec{x}, t)}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i(\vec{x}, t)}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j(\vec{x}, t)}{\partial x_i} \right) \right]. \quad (3.51)$$

Para obter uma equação para o termo fonte $f_i(x, t)$ a equação 3.50 é discretizada usando o método de Euler em primeira ordem.

$$\frac{\tilde{u}_i^{n+1}(\vec{x}, t) - u_i^n(\vec{x}, t)}{\Delta t} + \frac{u_i^*(\vec{x}, t) - u_i^*(\vec{x}, t)}{\Delta t} = RHS_i^n(\vec{x}, t) + \frac{1}{\rho} f_i^{n+1}(\vec{x}, t), \quad (3.52)$$

onde n representa o passo de tempo anterior e $n + 1$ o passo de tempo corrente, \tilde{u}_i^{n+1} é a velocidade da partícula de fluido próximo ao corpo e $u_i^*(\vec{x}, t)$ é uma estimativa da velocidade que foi adicionada e subtraída na equação para que essa possa ser decomposta conforme as equações 3.53 e 3.54.

$$\frac{u_i^*(\vec{x}, t) - u_i^n(\vec{x}, t)}{\Delta t} = RHS_i^n(\vec{x}, t). \quad (3.53)$$

$$f_i^{n+1}(\vec{x}, t) = \rho \frac{\tilde{u}_i^{n+1}(\vec{x}, t) - u_i^*(\vec{x}, t)}{\Delta t}. \quad (3.54)$$

Reescrevendo a equação 3.54 para uma partícula de fluido na qual localiza-se sobre a fronteira do corpo sólido, determina-se assim a força lagrangeana.

$$F_i^{n+1}(\vec{x}_k, t) = \rho \frac{\tilde{U}_i^{n+1}(\vec{x}_k, t) - U_i^*(\vec{x}_k, t)}{\Delta t}, \quad (3.55)$$

¹A norma $L2$ ou norma euclidiana de um vetor $u = (u_1, u_2, \dots, u_n)$ é obtida por meio de $\|u\| = (\mathbf{u} \cdot \mathbf{u})^{1/2} = \sqrt{u_1^2 + u_2^2 + \dots + u_n^2}$. A mesma analogia pode ser utilizada para cálculo da norma euclidiana de uma matriz.

onde $\tilde{U}_i^{n+1}(\vec{x}_k, t)$ é a velocidade da partícula de fluido e $U_i^*(\vec{x}_k, t)$ é a velocidade da superfície do corpo sólido ambas localizadas na interface do corpo sólido \vec{x}_k . A velocidade da superfície do corpo sólido para cada ponto de fronteira é obtida por um processo de interpolação com a velocidade euleriana estimada, usando a equação 3.56.

$$U_i^*(\vec{x}_k, t) = \sum_{\Omega} u_i^*(\vec{x}, t) D_h(\vec{x} - \vec{x}_k) h^3, \quad (3.56)$$

onde $D_h(\vec{x} - \vec{x}_k)$ é o delta de *Dirac* do tipo suporte compacto, sendo expresso por:

$$D_h(\vec{x} - \vec{x}_k) = \frac{g[(x_k - x_i)/h] g[(y_k - y_i)/h] g[(z_k - z_i)/h]}{h^3}, \quad (3.57)$$

onde:

$$g(r) = \begin{cases} g_1(r), & \|r\| < 1 \\ \frac{1}{2} - g_1(2 - \|r\|), & 1 < \|r\| < 2 \\ 0, & \|r\| > 2, \end{cases} \quad (3.58)$$

e g_1 dado pela seguinte equação:

$$g_1(r) = \frac{3 - 2\|r\| + \sqrt{1 + 4\|r\| - 4\|r\|^2}}{8}, \quad (3.59)$$

onde $r_x = \frac{x_k - x_i}{h}$, $r_y = \frac{y_k - y_i}{h}$ e $r_z = \frac{z_k - z_i}{h}$. Dessa forma, conhecendo esses valores calcula-se o módulo de r , $\|r\|$. Essa função mostra que quanto maior é a distância dos volumes eulerianos em relação aos pontos lagrangeanos, menor será o valor da força distribuída naqueles pontos. Uma das propriedades da função Delta de Dirac é que ao integrá-la em todo o domínio, o valor será unitário, significando que o processo de balanço de força é satisfeito. [5].

Portanto, a força Lagrangeana calculada para cada ponto da superfície do corpo pode ser distribuída para o domínio euleriano obtendo a força euleriana para cada partícula de fluido, utilizando a Equação 3.60.

$$f_i^{n+1}(\vec{x}, t) = \sum_{\Gamma} F_i^{n+1}(\vec{x}_k, t) D_h(\vec{x} - \vec{x}_k) h^3. \quad (3.60)$$

Por fim, calculando o campo de força euleriana, o campo de velocidade corrigido euleriano pode ser obtido conforme a equação 3.61.

$$\tilde{u}_i^{n+1}(\vec{x}, t) = u_i^*(\vec{x}, t) + \frac{\Delta t}{\rho} f_i^{n+1}(\vec{x}, t). \quad (3.61)$$

No próximo passo de tempo, a magnitude do campo de velocidade corrigido do domínio euleriano é incorporado ao campo de velocidade estimado e o procedimento iterativo é realizado até que o campo de força lagrangeano atinja um valor de tolerância dado pela norma L_2 .

3.7 Malha adaptativa

A malha de refinamento adaptativo é uma alternativa robusta e eficiente para a captação de fenômenos locais sem elevar o custo computacional. A ideia básica consiste em discretizar o domínio físico em uma malha uniforme e cartesiana de modo que o local em que é necessária uma maior resolução da malha, esta é substituída por uma hierarquia de malhas agrupadas, com espaçamento sucessivamente menores. [6].

A resolução da malha adaptativa varia dinamicamente no domínio, onde uma maior resolução é aplicada em regiões que apresentam intensa atividade turbulenta e severos gradientes de informações e para regiões onde essas atividades são menos intensas, permite-se o uso de uma malha mais grosseira, porém, dimensionada para que não afete negativamente a solução do escoamento. Durante a simulação, a resolução da malha é constantemente atualizada sempre refinando os locais onde estão os maiores gradientes de informações. [7, 50]. A remalhagem é definida a cada n passos de tempo, de modo que as malhas acima do nível base (nível mais grosseiro) sejam atualizadas e redefinidas.

Na Figura 3.4-e ilustra a condição inicial da malha de uma simulação típica de um jato, observa-se que nas regiões em que é necessário um maior refinamento em alguma região do domínio, a malha mais grosseira (nível base) Figura 3.4-a é substituída por uma malha mais refinada Figura 3.4-b, e se a dimensão dessas células não sejam o suficiente para garantir bons resultados, é adicionada mais uma camada com malhas mais refinada Figura 3.4-c, e caso ainda seja necessário, níveis de malha com refinamento maior são aplicados sucessivamente. Dessa forma, formando-se uma hierarquia de malhas com células cada vez menores.

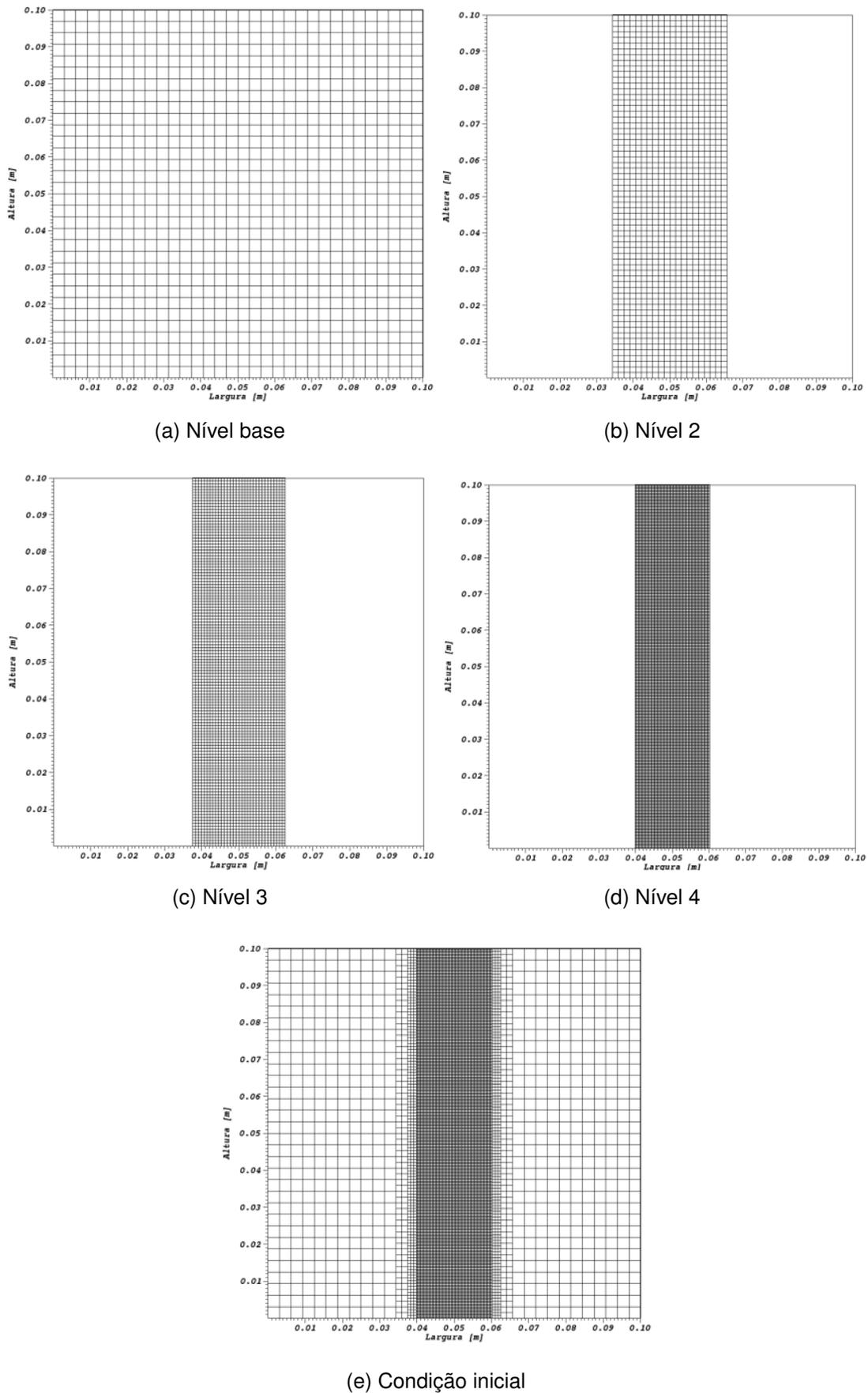


Figura 3.4: Representação da aplicação do refinamento adaptativo de malha na condição inicial de um experimento computacional. Retirado de Damasceno [6].

Na figura 3.5 é possível observar o uso do refinamento adaptativo da malha durante a simulação da ascensão de uma bolha. Percebe-se que a malha é gradualmente mais refinada a medida que se aproxima da interface e atualizada de modo a acompanhar o movimento da fronteira imersa.

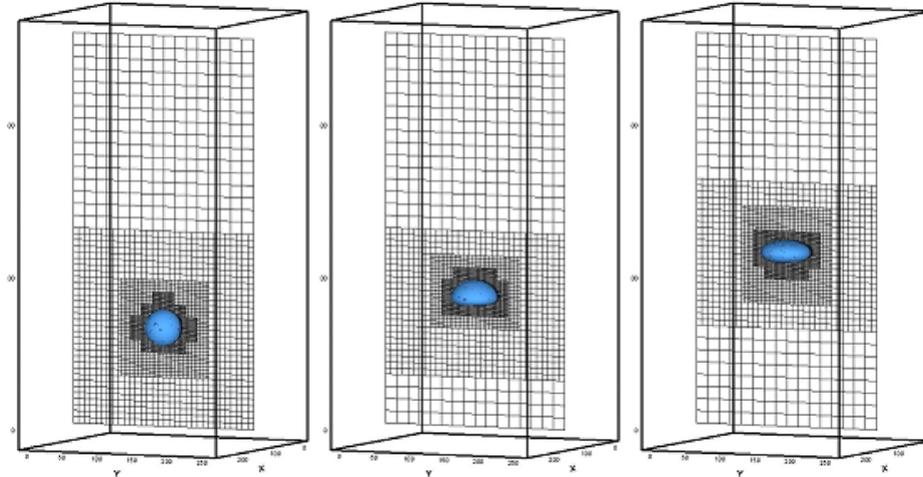


Figura 3.5: Utilização da adaptatividade da malha durante a ascensão de uma bolha. Retirado de *Lu e Fan* [7]

Portanto, a técnica da adaptatividade da malha ao longo de um domínio mostrou-se ser uma poderosa ferramenta para diminuir o custo computacional em simulações fluidodinâmicas sem afetar no desempenho e a qualidade de seus resultados, visto que os esforços computacionais são mais concentrados onde as atividades turbulentas são mais intensificadas.

Na presente dissertação, a adaptatividade dinâmica da malha será feita com base na fronteira imersa, onde o nível mais fino da malha euleriana será aplicado na proximidade da mesma, sendo necessária para capturar com êxito os intensos gradientes de informações presentes próximos a geometria e gerar predições aerodinâmicas acuradas e vorticidade que necessitam usar malhas mais finas para capturar com acurácia as diferentes estruturas turbilhonares e representar com coerência física o escoamento do tipo esteira turbilhonar a jusante da geometria.

Capítulo 4

Modelagem Numérica

Nessa seção é apresentada a modelagem numérica utilizada para a solução das equações de balanço. Para a realização dos experimentos computacionais foi utilizado o software MFSim (Multiphysics Simulator), desenvolvido na Universidade Federal de Uberlândia (UFU) no Laboratório de Mecânica dos Fluidos (MFLab). O código MFSim trabalha com simulações usando malha cartesiana e bloco-estruturada dinâmica. As equações do balanço são discretizadas em volumes finitos e com variáveis deslocadas (*staggered grid*). Os sistemas lineares resultantes são resolvidos de maneira iterativa pelo método multigrid-multinível. O código ainda disponibiliza alguns modelos para o tratamento da integração temporal, termo advectivo e acoplamento pressão-velocidade.

No final dessa seção são apresentadas as especificações da turbina eólica e do perfil de rotor eólico, apresentando de forma geral a maneira com que foram elaboradas as experimentações em túnel de vento de acordo com o relatório técnico de *Hand et al.* [12] e as principais equações para o cálculo dos parâmetros aerodinâmicos. O posicionamento das sondas computacionais e o objetivo de utilizá-las também são apresentadas nesse capítulo.

4.1 Discretização espacial das equações de balanço

As equações de Navier-Stokes filtradas e as equações de fechamento da turbulência são discretizadas com o método dos volumes finitos de segunda ordem. Para simplificar a análise, é apresentada a discretização de um escalar genérico que pode

vir a ser aplicável a qualquer tipo de variável. Portanto, a equação diferencial a ser discretizada conta com o termo difusivo, advectivo, um termo relacionado a variação temporal desse escalar genérico e um termo fonte. Sendo assim, a equação de balanço é expressa por:

$$\frac{\partial(\rho\psi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \psi)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \frac{\partial \psi}{\partial x_j} \right) + S_\psi, \quad (4.1)$$

onde ψ representa a variável genérica, S_ψ é o termo de acúmulo e Γ é o coeficiente de difusão.

Na Figura 4.1 mostra-se o volume de controle que é usado para a discretização dessa equação.

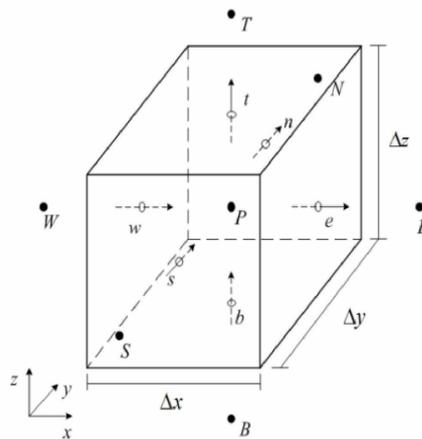


Figura 4.1: Volume de controle. Retirado de Vedovoto [8].

Na figura acima as letras E, W, N, S, T, B representam as posições leste, oeste, norte, sul, topo e fundo da célula, sendo que as letras maiúsculas referem-se a posição no centro da sua respectiva célula, enquanto que as letras minúsculas referem-se as faces da célula.

A discretização inicia-se integrando cada termo da equação no volume de controle dV nas três direções, resultando:

$$\int_V \frac{\partial(\rho\psi)}{\partial t} dV + \int_V \frac{\partial(\rho w \psi)}{\partial x} dV + \int_V \frac{\partial(\rho v \psi)}{\partial y} dV + \int_V \frac{\partial(\rho w \psi)}{\partial z} dV = \int_V \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) dV + \int_V \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) dV + \int_V \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) dV + \int_V S_\psi dV. \quad (4.2)$$

Os termos advectivos e difusivos são reduzidos a integrais de superfície utilizando o teorema da divergência de Gauss, obtendo a Equação 4.3.

$$\int_V \frac{\partial(\rho\psi)}{\partial t} dV + \iint_S \rho\psi u dS + \iint_S \rho\psi v dS + \iint_S \rho\psi w dS = \iint_S \Gamma \frac{\partial\psi}{\partial x} dS + \iint_S \Gamma \frac{\partial\psi}{\partial y} dS + \iint_S \Gamma \frac{\partial\psi}{\partial z} dS + \int_V S_\psi dV. \quad (4.3)$$

Por fim, resolvendo a integral de cada termo e dividindo ambos os lados da equação pelo volume elementar, resulta:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho\psi)}{\partial t} + \frac{1}{\Delta x} (\rho u\psi|_e - \rho u\psi|_w) + \frac{1}{\Delta y} (\rho v\psi|_n - \rho v\psi|_s) + \\ \frac{1}{\Delta z} (\rho w\psi|_t - \rho w\psi|_b) = \frac{\Gamma}{\Delta x} \frac{\partial\psi}{\partial x} \Big|_w^e + \frac{\Gamma}{\Delta y} \frac{\partial\psi}{\partial y} \Big|_s^n + \\ \frac{\Gamma}{\Delta z} \frac{\partial\psi}{\partial z} \Big|_b^t + S_\psi. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Nas próximas seções são detalhados os tratamentos para as discretizações do termo temporal, difusivo e advectivo. O termo difusivo não apresenta dificuldades para a discretização, sendo feita através do método das diferenças centradas de segunda ordem, porém, o termo advectivos necessita de uma maior atenção, na qual, o código MFSim dispõe-se de alguns modelos a serem utilizados.

4.2 Discretização temporal das equações de balanço

A discretização do termo temporal foi realizada utilizando o método SBDF (*Semi Backward Difference Formula*). Nesse método, o termo difusivo é tratado implicitamente enquanto o termo advectivo explicitamente, por conta disso, a discretização é dita semi-implícita. Uma das vantagens de se utilizar o esquema numérico SBDF é que requer menos interação a cada passo de tempo comparado a outros modelos semi-implícitos quando é adotado o método multigrid para a solução do sistema de equações algébricas lineares. [9].

Os métodos semi-implícitos são de segunda ordem, e por isso, necessitam da avaliação de três tempos distintos. Onde t_{n+1} é o tempo atual e t_n e t_{n-1} anteriores, da mesma forma em que são definidos $\Delta t_{n+1} = t_{n+1} - t_n$ e $\Delta t_n = t_n - t_{n-1}$. A forma geral dos métodos semi-ímplicitos é expressa pela seguinte equação:

$$\begin{aligned} \frac{\alpha_2\psi^{n+1} + \alpha_1\psi^n + \alpha_0\psi^{n-1}}{\Delta t^{n+1}} = \theta_2 f(\psi)^{n+1} + \theta_1 f(\psi)^n + \theta_0 f(\psi)^{n-1} \\ + \beta_1 g(\psi)^n + \beta_0 g(\psi)^{n-1}, \end{aligned} \quad (4.5)$$

onde g e f são os termos advectivos e difusivos respectivamente, enquanto que os demais termos são definidos como:

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= \frac{(2\gamma-1)\omega_{n+1}^2}{1+\omega_{n+1}} & \alpha_1 &= (1-2\gamma)\omega_{n+1} - 1 & \alpha_2 &= \frac{1+2\gamma\omega_{n+1}}{1+\omega_{n+1}} \\ \beta_0 &= -\gamma\omega_{n+1}, & \beta_1 &= 1 + \gamma\omega_{n+1} \\ \theta_0 &= \frac{c}{2} & \theta_1 &= 1 - \gamma - \left(1 + \frac{1}{\omega_{n+1}}\right) \frac{c}{2} & \theta_2 &= \gamma + \frac{c}{2\omega_{n+1}}, \end{aligned} \quad (4.6)$$

onde ω_{n+1} é definido como $\omega_{n+1} = \Delta t_{n+1}/\Delta t_n$.

De uma maneira geral, a única mudança dentre os métodos de integração temporal é o valor com que os parâmetros α_i, β_i e θ_i possuem. Na tabela 4.1 são apresentados os valores correspondente aos parâmetros para cada método de integração desejado:

Parâmetros	SBDF	CNAB	MCNAB	CNFL	Euler
α_0	0,5	0	0	-0,5	-1
α_1	-2	-1	-1	0	0
α_2	1,5	1	1	0,5	1
β_0	-1	-0,5	-0,5	0	1
β_1	2	1,5	1,5	1	0
θ_0	0	0	0,0625	0,5	0
θ_1	0	0,5	0,375	0	0
θ_2	1	0,5	0,5625	0,5	1

Tabela 4.1: Valores de cada variáveis para diferentes modelos de discretização temporal. Retirado de Elias [14].

Portanto, ao observar a tabela, a forma final da Equação 4.5 discretizada pelo método SBDF é expressa por:

$$\frac{\frac{3}{2}(\psi)^{n+1} - 2(\psi)^n + \frac{1}{2}(\psi)^{n-1}}{\Delta t^{n+1}} = f(\psi)^{n+1} + 2g(\psi)^n - g(\psi)^{n-1}, \quad (4.7)$$

onde os termos $f(\psi)$ e $g(\psi)$ são os termos difusivos e advectivos respectivamente. Nas próximas seções são detalhados os modelos escolhidos para o tratamento desses termos.

4.3 Tratamento para o termo advectivo e difusivo

Conforme visto na seção 4.1, o termo advectivo $g(\psi)$ e o termo difusivo $f(\psi)$ discretizado pelo MVF utilizando-se a Figura 4.1 são respectivamente expressos por:

$$g(\psi) = \frac{1}{\Delta x} (\rho u \psi|_e - \rho u \psi|_w) + \frac{1}{\Delta y} (\rho v \psi|_n - \rho v \psi|_s) + \frac{1}{\Delta z} (\rho w \psi|_t - \rho w \psi|_b). \quad (4.8)$$

$$f(\psi) = \frac{\Gamma}{\Delta x} \frac{\partial \psi}{\partial x} \Big|_w^e + \frac{\Gamma}{\Delta y} \frac{\partial \psi}{\partial y} \Big|_s^n + \frac{\Gamma}{\Delta z} \frac{\partial \psi}{\partial z} \Big|_b^t. \quad (4.9)$$

Nas seções seguintes são mostrados os equacionamentos referentes aos esquemas clássicos para o tratamento do termo advectivo e difusivo.

4.3.1 Esquemas clássicos para o tratamento do termo advectivo

Para mostrar o procedimento numérico de cada método clássico, simplifica-se a Equação 4.8 e considera-se um caso unidimensional, conforme a Figura 4.2, esse processo que será abordado adiante é estendível as demais dimensões e em malhas não ortogonais, dessa maneira, nas literaturas de *Versteeg e Malalasekera* [51] e *Ferziger e Peric* [52] as abordagens são mais detalhadas a respeito de cada um desses esquemas.

Definido os valores de ψ avaliada na face e do volume de controle, e considerando $u > 0$ para as formulações *upwind*, os esquemas clássicos para o tratamento da advecção podem ser generalizados da seguinte forma:

$$\psi_e = \psi_P + \frac{1}{2} \Psi(r) (\psi_E - \psi_P), \quad (4.10)$$

onde os subscritos em maiúsculos (E, EE, P, W, WW) referem-se a avaliação da variável ψ nos nós, enquanto que os minúsculos (e, ee, p, w, ww) referem-se aos locais avaliados nas faces do volume de controle conforme é mostrado na Figura 4.2. O termo $\Psi(r)$ corresponde ao modelo numérico escolhido, ou seja:

- *First Order Upwind (FOU)* $\Psi(r) = 0$
- *Central Difference Scheme (CDS)* $\Psi(r) = 1$

- *Linear Upwind Differencing (LUD)* $\Psi(r) = r$
- *Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinetics (QUICK)* $\Psi(r) = \frac{3+r}{4}$

sendo:

$$r = \frac{\psi_P - \psi_W}{\psi_E - \psi_P}. \quad (4.11)$$

A escolha de um adequado tratamento para o termo advectivo $g(\psi)$ requer muita atenção, pois é preciso analisar aspectos referentes ao tipo de simulação a ser realizada e principalmente o modelo de fechamento de turbulência escolhido. De acordo com Elias [14], os modelos LES são mais adequados para trabalhar com modelos para o tratamento da advecção que produzam baixa difusão numérica, haja visto que toda a transformação viscosa é modelada via modelo de fechamento utilizado, e não via difusão numérica. Em contrapartida, modelos URANS que representam o comportamento médio do escoamento, modelos *upwind*, mesmo que apresentam falsa difusão, são preferíveis em relação aos CDS.

O modelo FOU é classificado como um método altamente estável, porém podem vir a ser inadequados para a correta representação de um fenômeno físico devido ao fato que podem gerar excessiva difusão numérica, por causa do modelo numérico ser de primeira ordem. Modelos de ordem superiores, como CDS e QUICK são classificados como métodos consistentes, porém, podem gerar oscilações numéricas principalmente em regiões caracterizadas por fortes gradientes da propriedade transportada. [51, 6].

Por sua vez, o modelo LUD é um modelo que representa melhoria comparado ao UD já que é de segunda ordem, dessa maneira, pode vir a ser mais acurado na representação de um fenômeno físico. [51].

Portanto, em simulações computacionais envolvendo corpos aerodinâmicos aplicando os modelos de fechamento da turbulência da classe URANS, e tendo em vista que esse tipo de simulação consta com um grande domínio e refinamento, um esquema advectivo adequado e que não seja tão caro computacionalmente deve ser o escolhido, assim sendo, o modelo LUD foi considerado o mais apropriado para os experimentos numéricos.

4.3.2 Esquema para o tratamento do termo difusivo

No termo difusivo $f(\psi)$, o tratamento do termo ψ é determinado em todos as simulações do presente trabalho com o método das diferenças centradas.

Discretizando-se o termo difusivo pelo MVF para o caso unidimensional dado pela Figura 4.2, obtêm-se:

$$f(\psi) = \frac{\Gamma}{\Delta x} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x_j} \Big|_e - \frac{\partial \psi}{\partial x_j} \Big|_w \right). \quad (4.12)$$

Logo, aplicando o método das diferenças centradas para a avaliação do escalar ψ na face e tem-se:

$$\frac{\partial \psi}{\partial x_j} \Big|_e = \frac{\psi_E - \psi_P}{\Delta x_e}. \quad (4.13)$$

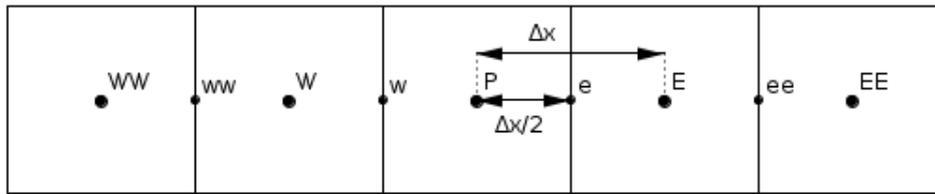


Figura 4.2: Malha Cartesiana Unidimensional.

4.4 Acoplamento pressão-velocidade

No presente trabalho, o acoplamento pressão-velocidade foi realizado utilizando o método Passo Fracionado proposto por Chorin [53]. Esse método consiste de duas etapas: o preditor, onde a velocidade é estimada, e o corretor, onde a velocidade é corrigida a partir da flutuação da pressão. [5].

O primeiro passo a ser feito é aplicar a integração temporal na Equação 3.3 através do método escolhido (SBDF). Como foi visto, fazendo esse procedimento irá ser obtido a Equação 4.5, com o acréscimo do termo do gradiente de pressão avaliado no tempo $n + 1$.

$$\frac{\frac{3}{2} (\rho u_i)^{n+1} - 2 (\rho u_i)^n + \frac{1}{2} (\rho u_i)^{n-1}}{\Delta t^{n+1}} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} \Big|^{n+1} + f(\rho u_i)^{n+1} + 2g(\rho u_i)^n - g(\rho u_i)^{n-1}. \quad (4.14)$$

Em seguida, a Equação 4.14 é reescrita utilizando-se uma velocidade estimada no tempo $n + 1$ e o termo do gradiente de pressão será avaliado no tempo n . A equação é expressa por:

$$\frac{\frac{3}{2}(\rho u_i^*)|^{n+1} - 2(\rho u_i)|^n + \frac{1}{2}(\rho u_i)|^{n-1}}{\Delta t^{n+1}} = - \left. \frac{\partial p}{\partial x_i} \right|^n + f(\rho u_i)|^{n+1} + \quad (4.15)$$

$$+ 2g(\rho u_i)|^n - g(\rho u_i)|^{n-1},$$

onde u_i^* é a velocidade estimada do fluido. Subtraindo a Equação 4.14 e 4.15, tem-se a seguinte equação:

$$\frac{\frac{3}{2}\rho(u_i - u_i^*)|^{n+1}}{\Delta t_{n+1}} = - \frac{\partial(p^{n+1} - p^n)}{\partial x_i}. \quad (4.16)$$

Define-se:

$$p' = p^{n+1} - p^n, \quad (4.17)$$

onde p' é a flutuação da pressão. Substituindo a Equação 4.17 e aplicando o operador divergente em ambos os lados da equação, tem-se:

$$\frac{3}{2\Delta t} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} - \frac{\partial u_i^*}{\partial x_i} \right) \Big|^{n+1} = - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right). \quad (4.18)$$

De acordo com a lei da conservação da massa, dada pela Equação 3.1, o termo $\frac{\partial u_i}{\partial x_i}$ é igual a zero, sendo assim, a equação anterior é reduzida a:

$$\frac{3}{2\Delta t} \left(\frac{\partial u_i^*}{\partial x_i} \right) \Big|^{n+1} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right). \quad (4.19)$$

Portanto, sendo conhecida a velocidade estimada, utilizando a Equação 4.19 a correção da pressão é calculada através da solução de um sistema linear.

Passando para o passo corretor, a pressão é corrigida usando-se a Equação 4.20:

$$p^{n+1} = p^n + p'. \quad (4.20)$$

Tendo calculado a pressão e conhecendo-se o valor da velocidade estimada, a correção da velocidade é calculada manipulando a equação 4.16 sendo expressa por:

$$u_i|^{n+1} = u_i^*|^{n+1} - \frac{2\Delta t}{3\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i}. \quad (4.21)$$

4.5 Método Multigrid-Multinível

Para a solução dos campos de velocidade e da correção da pressão, é necessário resolver os sistemas lineares provenientes das discretizações de balanço, e o método utilizado no código MFSim é o método Multigrid. Esse método é um algoritmo iterativo que fornece a solução desse sistema linear usando hierarquia de malhas de maneira rápida e eficiente. [9].

A solução de um sistema linear pode ser obtida aplicando métodos iterativos. Métodos clássicos, tais como, Gauss-Seidel, Jacobi ou o TDMA (*TriDiagonal Matrix Algorithm*) apresentam rápida convergência no início do cálculo, porém decai a medida que o processo avança. Esse comportamento é explicado através de uma análise de Fourier. [9].

De acordo com Villar [9], esses métodos clássicos só são eficientes para a remoção de erros de alta frequência, enquanto que o mesmo não ocorre para erros de baixa frequência, e isso acarreta em uma lenta convergência desses processos iterativos que utilizam apenas um único nível de malha.

Tendo isso em vista, o método Multigrid é construído baseando-se na premissa de que cada faixa de frequência do erro deve ser suavizado no espaçamento mais adequado. Sendo assim, componentes de alta frequência são suavizado utilizando malhas com menores espaçamentos, enquanto que os componentes de baixa frequência são tratados em malhas menos refinadas. [9, 14]. Portanto, aplica-se esse método a uma sequência de malhas, onde os componentes do erro possam ser suavizados de maneira eficiente.[5].

A discretização das equações do balanço normalmente gera um sistema linear, expresso por:

$$A\phi = B, \quad (4.22)$$

onde A é a matriz dos coeficientes, B é o vetor dos termos fontes e ϕ é o vetor de incógnitas.

Define-se uma solução aproximada para a variável ϕ expressa por $\bar{\phi}$, onde o erro é dado por:

$$e = \phi - \bar{\phi}. \quad (4.23)$$

Substituindo a Equação 4.23 em 4.22, obtêm-se:

$$A(e + \bar{\phi}) = B. \quad (4.24)$$

O valor exato para o erro e e para a solução ϕ ainda é desconhecido, portanto, busca-se uma estimativa para o erro, expresso por meio de um resíduo R .

$$R = B - A\bar{\phi}. \quad (4.25)$$

O valor de R precisa ser minimizado através de um processo iterativo, significando que uma solução satisfatória foi encontrada. Substituindo o valor de B da Equação 4.22 na Equação 4.25 e rearranjando os termos, tem-se:

$$A(\phi - \bar{\phi}) = R. \quad (4.26)$$

Substituindo e da Equação 4.23 na Equação 4.26, tem-se a Equação 4.27:

$$Ae = R. \quad (4.27)$$

A Equação 4.27 é dita residual, pois mesmo quando R é substituído por B o erro e continua satisfazendo o conjunto de equações ϕ . Sendo assim, resolver a Equação 4.27 é análogo a resolver a Equação 4.22. Assim sendo, busca-se obter a solução da malha mais fina, empregando aos demais níveis esquemas de correção dessa solução, aumentando a convergência para os níveis mais grosseiros. Portanto, ao chegar nesses níveis mais grosseiros recomenda-se que a Equação 4.27 seja resolvida exatamente ou, pelo menos, com um grande número de iterações. [14, 5].

O valor do erro e do resíduo R é transportado de uma malha para a outra. Quando a informação é transportada de uma malha mais grosseira para uma mais fina, esse processo é denominado prolongamento, como é ilustrado na Figura 4.3. Na situação inversa o processo é chamado de restrição, apresentado na figura 4.4.

Conforme Melo [5], o processo multigrid é resumido por meio do seguinte algoritmo:

1 - relaxar n vezes a equação $A\bar{\phi} = B$ no nível mais fino, iniciando-se com um chute inicial $\bar{\phi}_0$ e obtendo uma estimativa $\bar{\phi}_n$;

2 - calcular o resíduo $R = B - A\bar{\phi}$ utilizando para $\bar{\phi}$ a estimativa $\bar{\phi}_n$ do passo anterior;

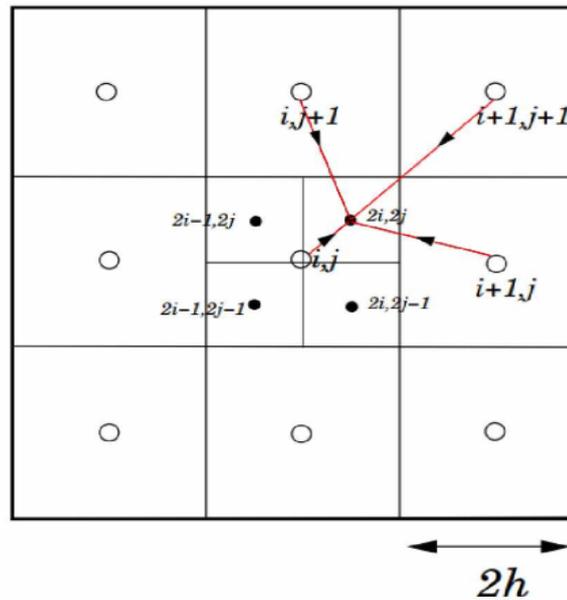


Figura 4.3: Operação de prolongamento. Retirado de Villar [9].

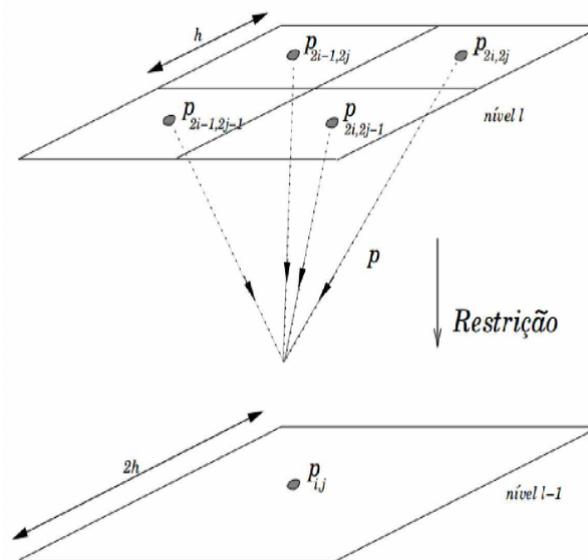


Figura 4.4: Operação de restrição. Retirado de Villar [9].

3 - com o uso de funções interpoladoras, restringe-se o resíduo R para uma malha mais grosseira, assim, determina-se os novos resíduos nestes níveis;

4 - relaxar a equação $Ae = R$, obtendo o valor do erro e para os níveis mais grosseiros;

5 - com o uso de funções interpoladoras, transferir os valores do erro e para as malhas mais finas;

6 - corrigir a aproximação da malha fina usando-se a equação $\phi = \bar{\phi} + e$. O processo

é feito iterativamente até atingir a convergência da solução ϕ .

4.6 Especificações da turbina eólica NREL Phase VI

A turbina eólica NREL Phase VI opera com potência nominal de 19,8 kW sendo composta por duas pás de 10,058 m de diâmetro com seções que utilizam o modelo de aerofólio s809. Os testes foram realizados no túnel de vento *NASA Ames National FullScale Aerodynamic Complex* (NFAC) de área 24,4 m x 36,6 m no ano de 2000. A torção da turbina eólica na raiz da pá é de 18,074° e vai diminuindo até a ponta com torção de -1,816°. [15, 54]. O modelo de aerofólio s809 da família NREL de espessura máxima 21% foi designado para ser menos sensível a rugosidade na borda de ataque do rotor eólico, a fim de aumentar a potência mecânica da turbina. [12, 15]. A escolha do modelo de turbina eólica NREL Phase VI se deu por conta da disponibilidade pública de dados para construção da turbina em ferramentas CAD e dos diversos testes realizados em túnel de vento fornecendo resultados para validação.

Informações adicionais a respeito da turbina eólica podem ser verificadas na Tabela 4.2 e no Apêndice A.3 que mostram dados aerodinâmicos referentes a construção do rotor eólico. Nas figuras 4.6-a e 4.6-b, respectivamente, mostram o modelo físico e computacional da turbina eólica, o aerofólio modelo s809 que foi usado para a construção do rotor eólico é ilustrado na Figura 4.5 e no Apêndice A.1 encontra-se as coordenadas para a construção desse perfil de rotor eólico.

Número de pás	2
Diâmetro do rotor (m)	10,058
Velocidade angular (rpm)	72
Altura da torre (m)	12,2
Potência nominal (kW)	19,8

Tabela 4.2: Especificações NREL Phase VI. Adaptado de *Mo* [15].

Em *Hand et al.* [12], estão sumarizados os diversos testes em que este modelo de turbina eólica foi submetida. Na presente dissertação, será realizado o experimento computacional com base na sequência S . Nesse teste, a turbina é do tipo *upwind* no qual a orientação do rotor é contrária a direção do vento, o ângulo de *yaw* ζ , que é

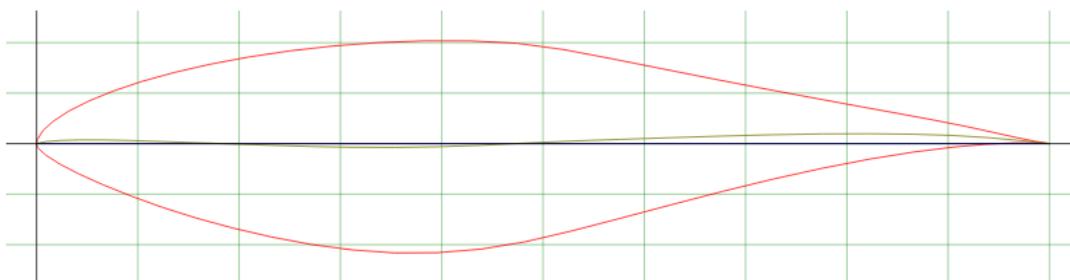
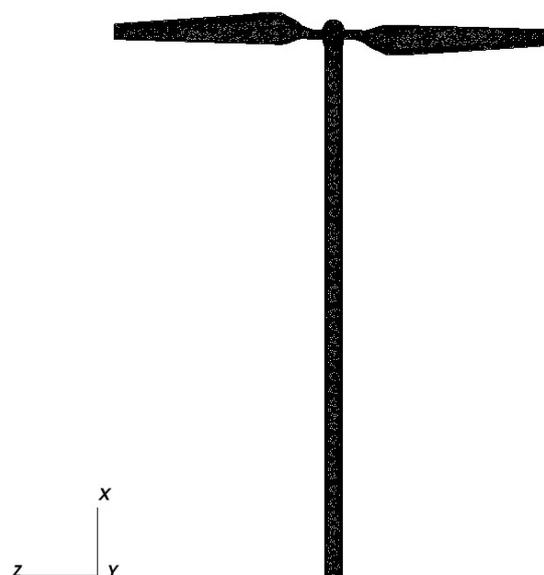


Figura 4.5: Perfil aerodinâmico s809. Retirado de *AirfoilTools* [10].



(a) Modelo físico. Retirado de *Hand et al.* [12].



(b) Modelo Virtual.

Figura 4.6: Turbina eólica NREL Phase VI.

o ângulo medido entre a direção da velocidade do vento e o eixo do rotor, é definido como 0° . Da mesma forma, o ângulo de cone Θ , que se refere ao ângulo obtido conforme a Equação 4.28 é também 0° . O ângulo de passo β , definido com o ângulo formado entre o plano de rotação e o eixo da corda é de 3° . O eixo de passo e torção são definidos como sendo uma reta perpendicular a linha da corda e a 30° da mesma para cada perfil eólico. Para clarificar o entendimento desses parâmetros, são mostrados as Figuras 4.7-4.11.

Na Figura 4.11, o ângulo de cone Θ é calculado através de cada ângulo de *flap* ϕ_i da pá, onde i representa o número de pás. Conforme é visualizado nessa figura,

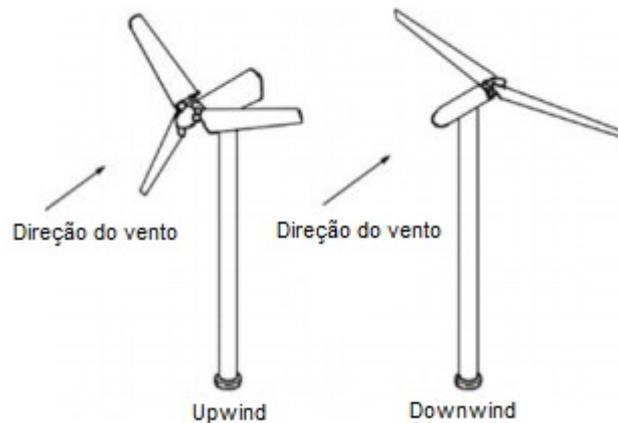


Figura 4.7: Definição da orientação do rotor conforme a direção do vento. Retirado de *Manwell, McGowan e Rogers* [11].

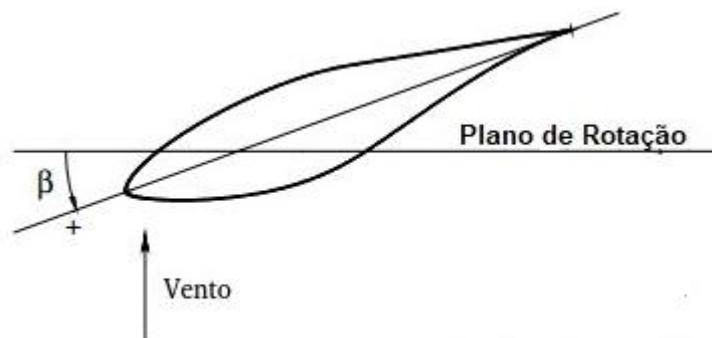


Figura 4.8: Definição do ângulo de passo. Retirado de *Hand et al.* [12].

o ângulo de *flap* é o ângulo formado entre o eixo de passo e o plano do rotor, dessa maneira, o ângulo de cone é expresso conforme a Equação 4.28.

$$\Theta = \frac{\phi_1 + \phi_2}{2}. \quad (4.28)$$

Nesse teste foram contempladas várias medições de parâmetros aerodinâmicos variando-se a velocidade do vento na faixa de 5 m/s até 25 m/s , no tocante a esse assunto, sugere-se a leitura das seguintes literaturas *Hand et al.* [12] e *Jonkman* [55] que trazem maiores detalhes acerca da instrumentação completa da turbina eólica bem como o equacionamento e o passo-a-passo da aferição de cada propriedade aerodinâmica.

Na presente dissertação, será dado especial enfoque na curva do torque médio e

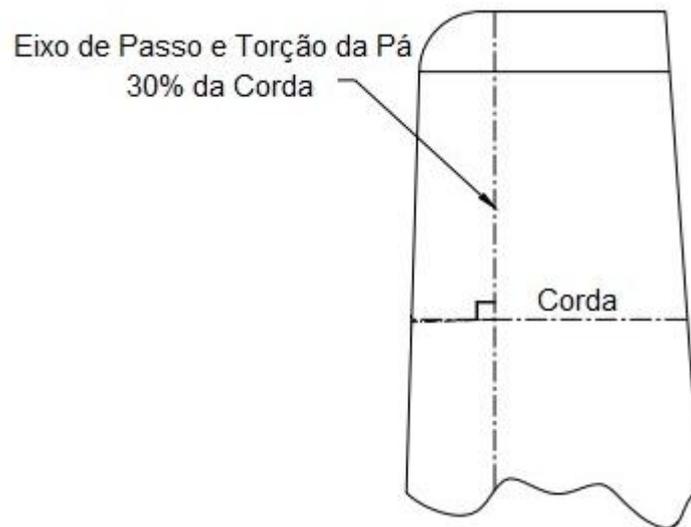


Figura 4.9: Definição do eixo de passo e torção. Adaptado de *Hand et al.* [12].



Figura 4.10: Definição do ângulo de *yaw*. Adaptado de *Hand et al.* [12].

potência mecânica em função dessa faixa de velocidade do vento. Na experimentação material, o torque foi calculado através do uso de *strain gauges* e a potência mecânica, que possui uma relação direta com esse parâmetro, é estabelecida conforme a Equação 4.29.

$$P_{mec} = T\omega_v \frac{\pi}{30.000}, \quad (4.29)$$

onde P_{mec} é a potência mecânica, T é o torque mecânico e ω_v é a velocidade angular da turbina eólica. Conforme *Manwell, McGowan e Rogers* [11], o coeficiente de potên-

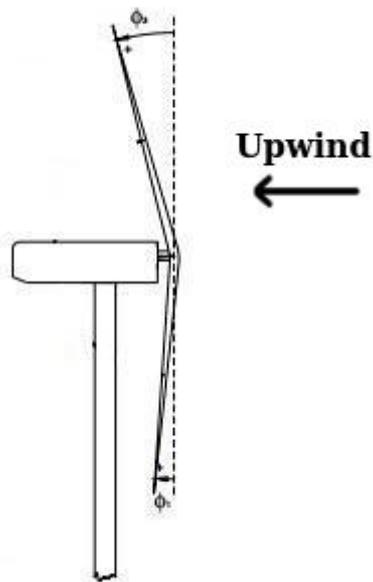


Figura 4.11: Definição do ângulo de cone na configuração *upwind*. Adaptado de *Hand et al.* [12].

cia C_p que é um adimensional definido como a quantidade da potência do vento em que a turbina consegue extrair é dado por:

$$C_p = \frac{P_{mec}}{0,5\rho\pi R^2U^3}, \quad (4.30)$$

onde R é o raio da turbina eólica e U é a velocidade de corrente livre.

Para o cálculo do torque T foi necessário adicionar algumas linhas de código em uma subrotina do código MFSim referente a movimentação da fronteira imersa, no Apêndice A se encontra a ideia geral que foi usada para a obtenção desse momento aerodinâmico.

Os coeficientes de arrasto e sustentação são calculados utilizando-se os perfis de rotores eólicos. Esses coeficientes são obtidos por uma relação direta das forças de arrasto e sustentação, respectivamente. As equações 4.31 e 4.32, fornecem o cálculo para a obtenção do coeficiente de arrasto C_d e sustentação C_l , respectivamente.

$$C_d = \frac{2D}{\rho U^2 cb}, \quad (4.31)$$

$$C_l = \frac{2L}{\rho U^2 cb}, \quad (4.32)$$

onde C_d e C_l são os coeficientes de arrasto e sustentação, D é a força de arrasto, L é a força de sustentação, ρ é a massa específica do fluido, U é a velocidade de

entrada, c é o comprimento da corda, b é o comprimento da extrusão do aerofólio (caso a simulação seja tridimensional e/ou pseudo-tridimensional) e α representa o ângulo de ataque que é definido como o ângulo entre a linha de corda e a velocidade U , conforme é retratado na Figura 4.12.

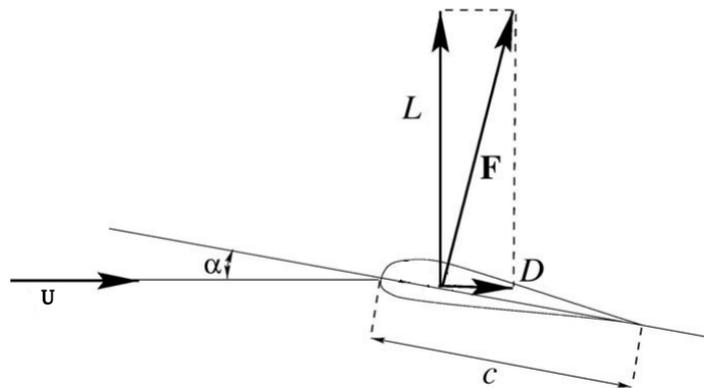


Figura 4.12: Forças de arrasto e sustentação. Retirado de *Hansen* [13].

A validação das simulações envolvendo o perfil de rotor eólico são realizados via comparação com os resultados de experimentos materiais, exibindo os valores dos coeficientes de arrasto e sustentação em função do ângulo de ataque para um número de *Reynolds* fixo de $Re = 1.10^6$. Utilizando-se o mesmo relatório técnico de *Jonkman* [55], o autor reúne os resultados desses parâmetros aerodinâmicos elaborado por dois laboratórios que possuem túnel de vento, sendo a Universidade Tecnológica de Delft (do inglês, *Delft University of Technology* (DUT)) e a Universidade do Estado de Ohio (do inglês *Ohio State University* (OST)).

4.6.1 Posição das Sondas Computacionais

Para a visualização do deficit de velocidade na esteira da turbina eólica será realizado um levantamento gráfico dos perfis de velocidade em alguns locais do domínio de cálculo, utilizando-se dois conjuntos de sonda.

No primeiro conjunto, são colocados um total de 384 sondas que se situam entre $0 \leq x \leq 24$ centralizadas em $z = 18m$ e posicionadas em quatro estações sendo $y = 10m$ (único conjunto a montante da turbina), $30m$, $40m$ e $80m$ a jusante da entrada do domínio. No segundo conjunto de sondas, as sondas são posicionadas em alguns

segmentos anulares da turbina eólica, sendo $r/R = 0,267; 0,5; 0,75$ e $0,9$, com ângulo de rotação em cada segmento arbitrário de $\theta = 20^\circ$ e posicionadas em sete estações, sendo, $y = 10m, 30m, 40m, 50m, 60m, 70m$ e $80m$ totalizando 504 sondas. Na Figura 4.13 é ilustrado em um plano normal a z , em $z = 18m$, os locais onde são posicionadas as sondas computacionais do primeiro conjunto e na Figura 4.14 são mostradas as seções anulares onde são colocadas as sondas do segundo conjunto.

As posições das sondas do primeiro conjunto servem para visualizar os perfis verticais do deficit da velocidade do escoamento para as sete estações normalizado com a velocidade de corrente livre. As sondas do segundo conjunto são úteis para analisar o perfil médio axial da velocidade normalizada conforme a velocidade de corrente livre nos segmentos anulares da turbina eólica, compreendendo a posição mais próxima a raiz da turbina em $r/R = 0,267$ até a posição mais distante em $r/R = 0,9$.

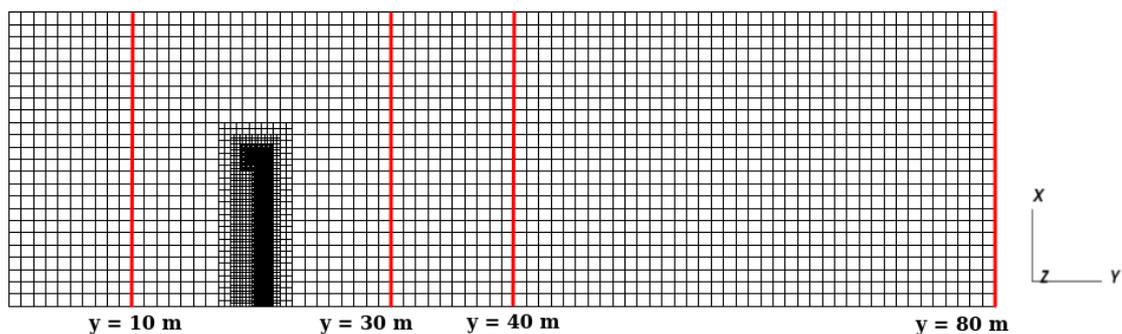


Figura 4.13: Conjunto 1 - Perfil vertical da velocidade Normalizada.

4.6.2 Execução das Simulações

Realizado esses levantamentos, a presente dissertação terá como objetivo realizar simulações computacionais para:

- *Caso I, Perfis de Rotores Eólicos*: Análise qualitativa da fluidodinâmica ao redor do aerofólio modelo *s809* verificando-se o início da separação da camada limite e realizar o levantamento gráfico dos coeficientes de arrasto e sustentação em função da variação do ângulo de ataque, os resultados são comparados com resultados obtidos em túnel de vento. A variação do ângulo de ataque α ocorre entre 0° e 20° .

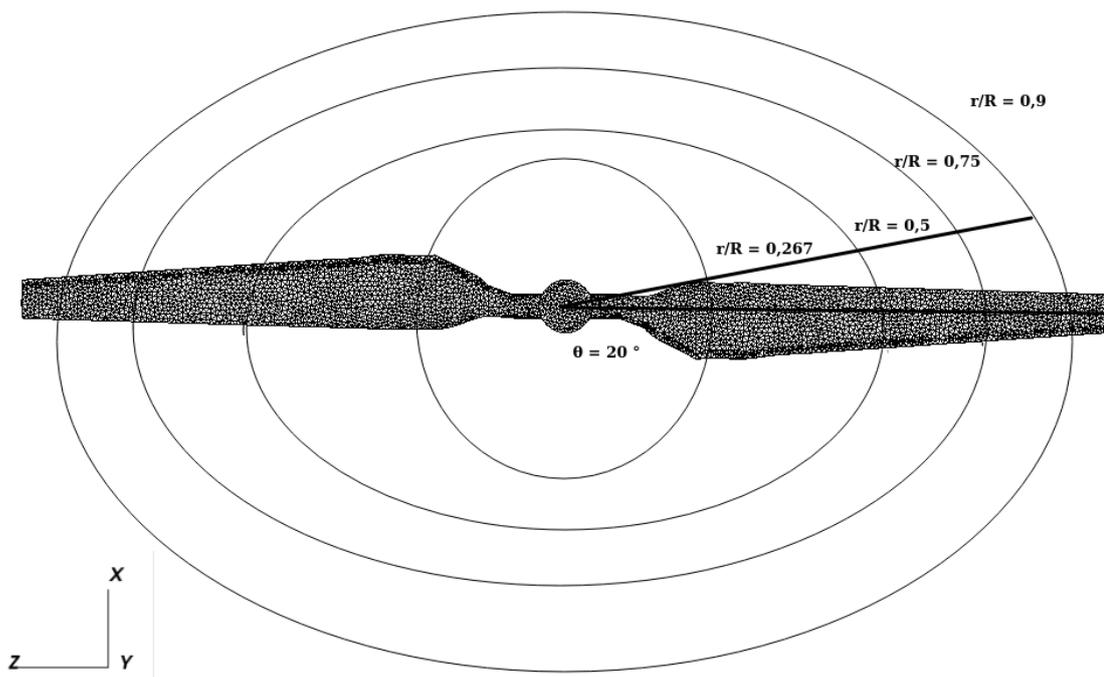


Figura 4.14: Conjunto 2 - Segmentos anulares do rotor.

- *Caso II, Turbina Eólica:* Análise qualitativa da fluidodinâmica ao redor da turbina eólica modelo NREL Phase VI. Análise quantitativa do deficit da velocidade a jusante da turbina eólica utilizando-se dois conjuntos de sondas numéricas e levantamento gráfico do torque médio e potência mecânica em função da velocidade do vento na corrente livre U . As velocidades U definidas são $U = 7 \text{ m/s}$, 10 m/s , 15 m/s e 20 m/s .

Os modelos de fechamento da turbulência escolhidos são os modelos URANS $k-\varepsilon$ padrão ativando a formulação a duas camadas em função da presença da fronteira imersa e o modelo *Spalart Allmaras*, que é indicado devido a sua grande aplicabilidade voltada para a área aerodinâmica, com escoamentos envolvendo a presença de parede.

Em simulações envolvendo a aplicação do modelo URANS para o fechamento da turbulência, é necessário definir as condições de contorno e iniciais para as variáveis que são transportadas das equações de balanço.

As equações que são apresentadas valem tanto para o Caso I quanto para o Caso II, a diferença é que os valores podem ser diferentes para determinadas variáveis. Sendo assim, iniciando-se com o modelo de fechamento da turbulência a duas equações de balanço $k-\varepsilon$, as variáveis que são transportadas, a energia cinética turbulenta

k e potência específica de transformação viscosa ε são calculadas de acordo com as Equações 4.33 e 4.34.

$$k = \frac{3}{2}(UI_t)^2, \quad (4.33)$$

onde U é a velocidade de corrente livre e I_t é a intensidade da turbulência definida de acordo com a experimentação material, sendo $I_t = 0,02\%$ para o Caso I e $I_t = 0,2\%$ para todas as velocidades U do Caso II.

$$\varepsilon = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{l}, \quad (4.34)$$

onde C_μ é uma constante com valor ajustado de 0,09 e l é o comprimento característico da turbulência.

Com relação ao modelo de fechamento da turbulência *Spalart-Allmaras*, o valor da viscosidade turbulenta modificada $\tilde{\nu}_t$ é expresso através da Equação 4.35.

$$\tilde{\nu}_t = \sqrt{\frac{3}{2}} UI_t. \quad (4.35)$$

Para o Caso I e Caso II, a condição de contorno *Dirichlet* é aplicada na entrada do domínio, enquanto que a condição de contorno *Neumann* é empregada nas demais faces do domínio para as variáveis que constituem os modelos de fechamento $k - \varepsilon$ e *Spalart-Allmaras*.

A energia cinética turbulenta k e a potência específica de transformação viscosa ε possuem valor prescrito na fronteira imersa, sendo representada pelas Equações 4.36 e 4.37, respectivamente.

$$k = 0, \quad (4.36)$$

e

$$\varepsilon = \frac{C_\mu^{3/4} k_P^{3/2}}{\kappa \delta_P}, \quad (4.37)$$

onde $C_\mu = 0,09$, k_P é a energia cinética turbulenta localizado no ponto p , $\kappa = 0,41$ e δ_P é a distância mais próxima entre o ponto p e a parede.

A viscosidade turbulenta modificada $\tilde{\nu}_t$ do modelo *Spalart-Allmaras* também possui valor fixo na fronteira imersa, sendo expressa pela Equação 4.38.

$$\tilde{v}_t = 0, \quad (4.38)$$

No Caso I, as condições de contorno para a velocidade são definidas como *Dirichlet* na entrada, e na saída do domínio, a condição advectiva é adotada. No eixo z, ou seja, paralela a direção de extrusão do aerofólio, a condição de contorno periódica é aplicada, enquanto que a condição de contorno de *Neumann* é empregada em y para ambas as faces.

No MFSim, as condições de contorno para a pressão devem ser definidas com base as condições de contorno da velocidade. Portanto, na entrada e saída do domínio as condições de contorno do tipo *Neumann* são aplicadas. E nas faces relativo ao topo e baixo do domínio computacional as condições de contorno do tipo *Dirichlet* são empregadas.

No Caso II, as condições de contorno para a velocidade são definidas como *Dirichlet* na entrada, e na saída do domínio a condição advectiva é empregada. Conforme os ensaios em túnel de vento, deveriam ser aplicadas a condição *Dirichlet* para todas as outras faces do domínio, no entanto, aumentaria muito o custo computacional e se tornariam inviáveis as simulações, haja visto que haveriam as formações de blocos de refinamento em todas as faces. Conforme recomendação de *Thé e Yu* [23], uma medida paliativa para contornar esse problema é aplicar a condição de simetria para as outras faces, exceto que no solo $x = 0m$ a condição de contorno *Dirichlet* é usada. No trabalho de *Zahle et al.* [36], os autores seguiram essa recomendação para as simulações envolvendo turbina eólica. Portanto, no presente trabalho também são empregadas essas condições de contorno para as demais faces do domínio computacional.

As condições de contorno para a pressão no Caso II são definidas como *Neumann* para todas as faces, pois são aplicadas as condições de contorno do tipo *Dirichlet*, Simetria e Advectiva para a velocidade.

Na fronteira imersa, no Caso I, a velocidade deve satisfazer a condição de não-deslizamento, $U = 0 \text{ m/s}$, pois as simulações são realizadas para o aerofólio estacionário, já para o Caso II a velocidade angular do rotor é imposta, sendo de $\omega_v = 72 \text{ RPM}$.

No tocante as propriedades do fluido, no Caso II a viscosidade e massa espe-

cífica são definidas iguais ao experimento material, sendo, respectivamente dadas por $\mu = 1,78 \cdot 10^{-5} \text{ N}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ e $\rho = 1,23 \text{ kg}/\text{m}^3$. As velocidades de corrente livre são $U = 7 \text{ m}/\text{s}, 10 \text{ m}/\text{s}, 15 \text{ m}/\text{s}$ e $20 \text{ m}/\text{s}$.

Para o Caso I, como o valor do número de *Reynolds* é $Re = 1 \cdot 10^6$ para todas as simulações, e no relatório do experimento material não fornecem detalhes a respeito dessas propriedades, a viscosidade e massa específica, além da velocidade U são ajustadas de modo a manter o Re fixo, dessa forma, são respectivamente definidas como $\mu = 1,00 \cdot 10^{-6} \text{ N}\cdot\text{s}/\text{m}^2$, $\rho = 1,00 \text{ kg}/\text{m}^3$ e $U = 1 \text{ m}/\text{s}$.

O número de *Courant-Friedrichs-Levy* (CFL) em ambos os casos são determinados como $CFL = 0,5$, sendo estabelecido conforme recomendação de *Thé* e *Yu* [23] que comenta que esse parâmetro deve ser $CFL < 1$ para garantir estabilidade numérica e acurácia temporal.

Informações adicionais, tais como a dimensão adotada para o domínio computacional e a configuração inicial da malha e a quantidade de níveis físicos definidas para o refinamento da mesma para o Caso I e Caso II são comentados no próximo capítulo, em conjunto com a exposição dos resultados e subseqüentes análises e discussões.

Capítulo 5

Resultados e Discussões

5.1 Caso I - Perfil de Rotor Eólico

A primeira etapa dessa seção consiste em apresentar os gráficos do coeficiente de arrasto C_d e sustentação C_l em função do ângulo de ataque α para o modelo de aerofólio *s809*, na qual é o mesmo e único perfil utilizado para a construção do rotor eólico. Os resultados são comparados com os dados obtidos via túnel de vento da Universidade Tecnológica de Deft (DUT) e da Universidade do Estado de Ohio (OSU), cujo resultados estão documentados no relatório técnico em *Hand et al.* [12].

Tal como o experimento material, a presente simulação é performada com número de Reynolds igual a $Re = 1.10^6$. A variação do ângulo de ataque α ocorre em uma faixa de 0° até 20° , que praticamente coincide com a variação do ângulo de ataque aplicado a experimentação em túnel de vento.

Na Figura 5.1 visualiza-se a fronteira imersa, o domínio computacional e a configuração da malha na condição inicial. O domínio de cálculo tem dimensão de $32m$ na direção x , $16m$ na direção y e $1m$ na direção z . A malha no nível base possui $128 \times 64 \times 4$ células correspondentes a direção x , y e z , respectivamente. A malha euleriana possui sete níveis físicos de refinamento, e o refinamento da fronteira imersa acompanha o nível mais fino da malha euleriana. O bordo de ataque da fronteira imersa é posicionado em $x = 8m$ e $y = 8m$ e o comprimento de extrusão do aerofólio é de $1m$, portanto, posicionado em $z = 0m$.

Para todas as simulações envolvendo o aerofólio, foi utilizada uma função indicadora para alterar o valor da viscosidade interna ν_{int} a fronteira imersa, tendo em vista

que o escoamento interno não interfira na fluidodinâmica do escoamento do campo euleriano. Simulações preliminares indicaram que sem o uso dessa função indicadora, o escoamento complementar (interno) formavam estruturas rotativas que interferiam na camada limite, fazendo com que o descolamento ocorria prematuramente (baixos ângulos de ataque). No entanto, escolhendo um valor muito alto ou baixo para a viscosidade dentro do perfil, os cálculos divergiam, portanto, foi constatado que $\nu_{int} = 0,01m^2/s$ é um valor adequado para as simulações.

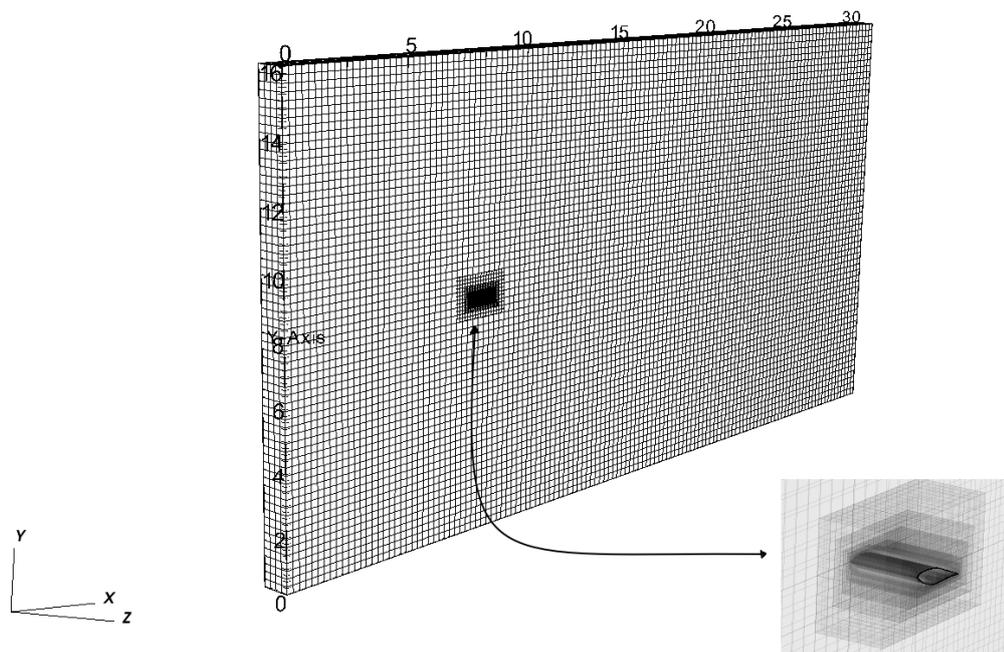


Figura 5.1: Domínio de cálculo da simulação envolvendo perfil de rotor eólico.

Os resultados do coeficiente de arrasto e sustentação para os modelos de fechamento da turbulência estão reunidos na Figura 5.2 e Figura 5.3, respectivamente.

Analisando a Figura 5.2 percebe-se que até $\alpha < 12^\circ$ o coeficiente de arrasto C_d obtido numericamente para ambos os modelos de fechamento da turbulência apresentaram resultados satisfatórios comparado com os resultados obtidos via experimento material.

Com o aumento do ângulo de ataque, o mesmo aconteceu para o coeficiente de arrasto em ambas as curvas dos ensaios experimentais. Em OSU, foi observado um maior aumento do arrasto a partir de $\alpha \cong 17,5^\circ$, em contrapartida, a curva DUT já havia sido estabilizada para esse valor de α .

Os resultados das curvas obtidos computacionalmente foram muito próximas entre si para todos os ângulos de ataque, e em $\alpha = 20^\circ$ essas curvas forneceram resultados bem próximos a curva obtido por OSU.

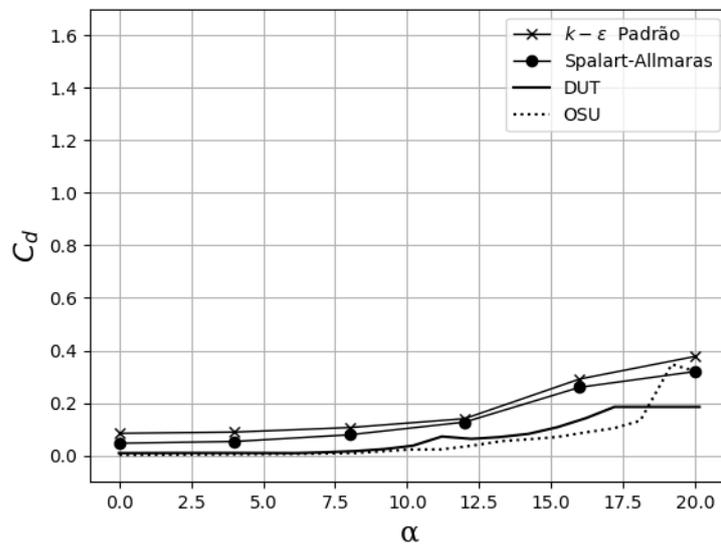


Figura 5.2: Coeficiente de Arrasto.

Examinando a Figura 5.3, observa-se que os valores do C_l para os modelos de fechamento da turbulência reproduzidos no presente trabalho forneceram resultados menores do que os experimento materiais, embora que as curva de ambos os casos possuam a mesma tendência dos resultados comparados, especialmente para a curva obtida por OSU.

Para baixos ângulos de ataque $\alpha \leq 12^\circ$, o C_l acompanha o aumento do ângulo de ataque em uma relação praticamente linear, e em $\alpha > 12^\circ$ o C_l de ambos os modelos computacionais começaram a apresentar uma diminuição ou estagnação da sustentação justamente devido a intensificação da separação da camada limite, o que será visto qualitativamente adiante.

O modelo de *Spalart-Allmaras* forneceu melhores predições até entrar na fase do início da separação da camada limite em $\alpha = 12^\circ$, quando a curva apresentou uma queda abrupta. Para o modelo $k - \epsilon$, no início da separação até a fase de completo estol, houve apenas uma ligeira queda da sustentação em $\alpha = 20^\circ$.

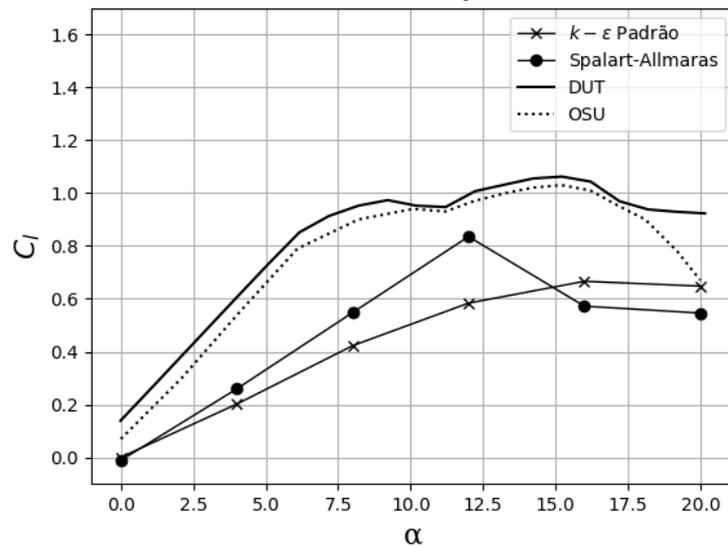
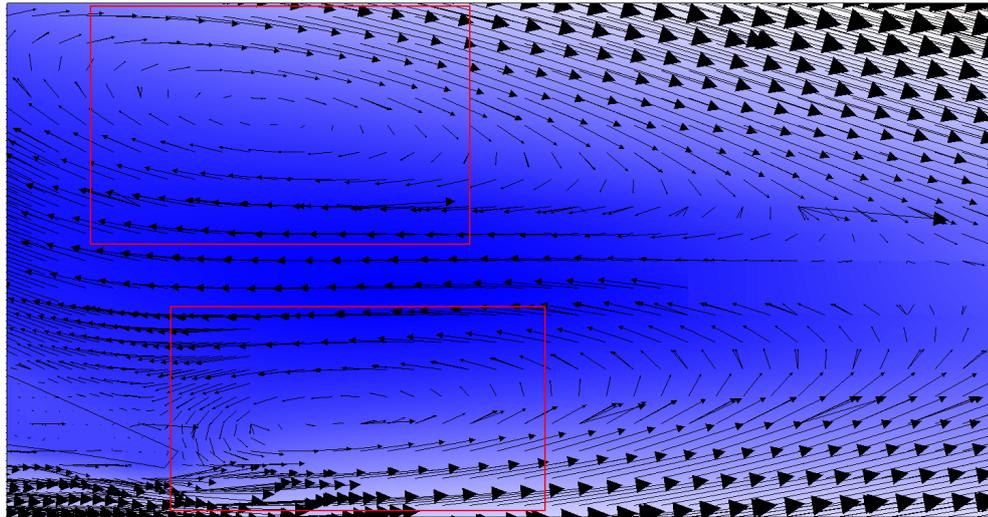
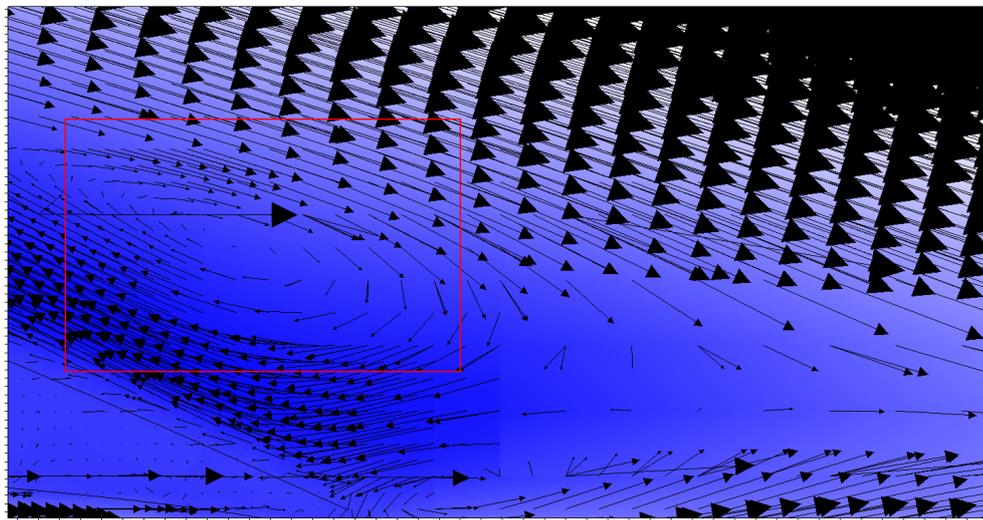


Figura 5.3: Coeficiente de Sustentação.

Na Figura 5.4, ilustra-se o campo vetorial da velocidade próximo a borda de fuga para ambos os modelos de fechamento da turbulência analisados.

Por meio dessa imagem, é possível notar que para o ângulo de ataque $\alpha = 12^\circ$, é iniciado a separação da camada limite em razão do gradiente adverso de pressão, e próximo à borda de fuga, aparecem zonas de recirculação que são formadas devido ao arqueamento do aerofólio e o ângulo de incidência, além do valor do número de *Reynolds*. No experimento material foi observado por meio dos resultados do C_l e C_d em função do α que o descolamento da camada limite ocorre para ângulos de ataque maiores.

Visualizando-se a Figura 5.4 é possível afirmar que a condição de contorno de não-deslizamento na fronteira imersa é imposta de maneira consistente para ambos os modelos da classe URANS, aferindo-se que o escoamento interno à fronteira imersa tem pouca influência no escoamento externo, relativo a fluidodinâmica.

(a) $k - \varepsilon$ Padrão(b) *Spalart-Allmaras*Figura 5.4: Campo vetorial da velocidade $\alpha = 12^\circ$.

O campo de velocidade em $\alpha = 0^\circ$ e $\alpha = 20^\circ$ para os modelos de fechamento da turbulência $k - \varepsilon$ padrão e *Spalart-Allmaras* estão apresentadas na Figura 5.5 e Figura 5.6, respectivamente. Também são apresentadas as malhas que dinamicamente se adaptam ao escoamento para ambos os casos.

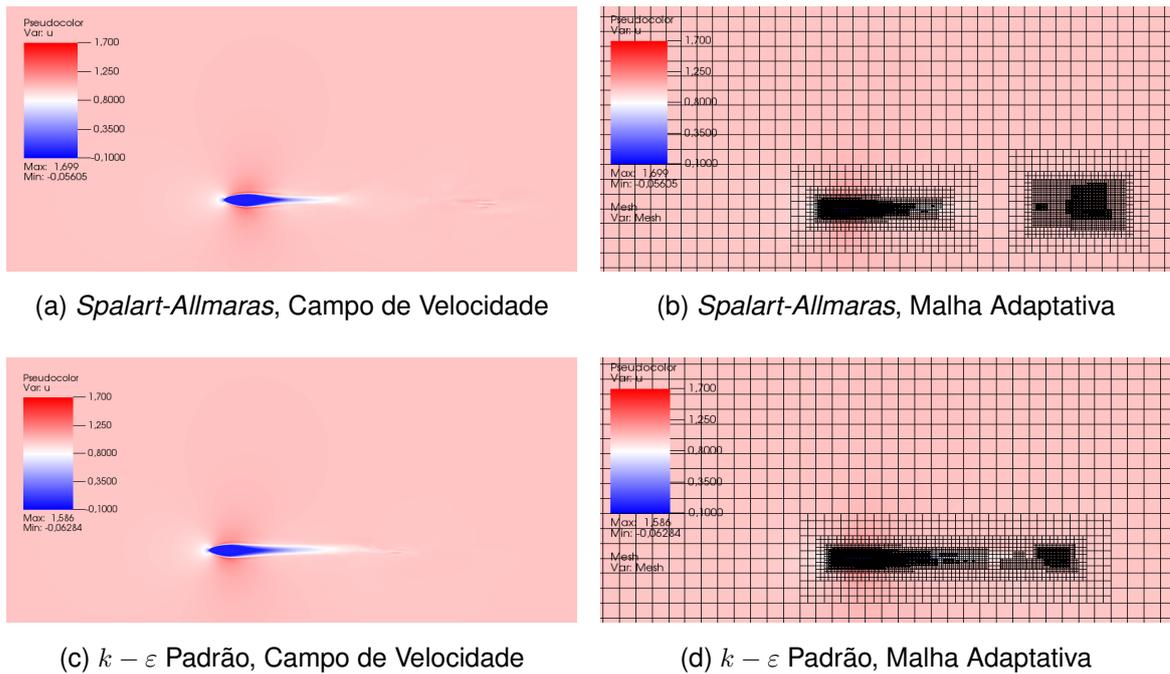


Figura 5.5: Campo de velocidade e malha adaptativa em $\alpha = 0^\circ$.

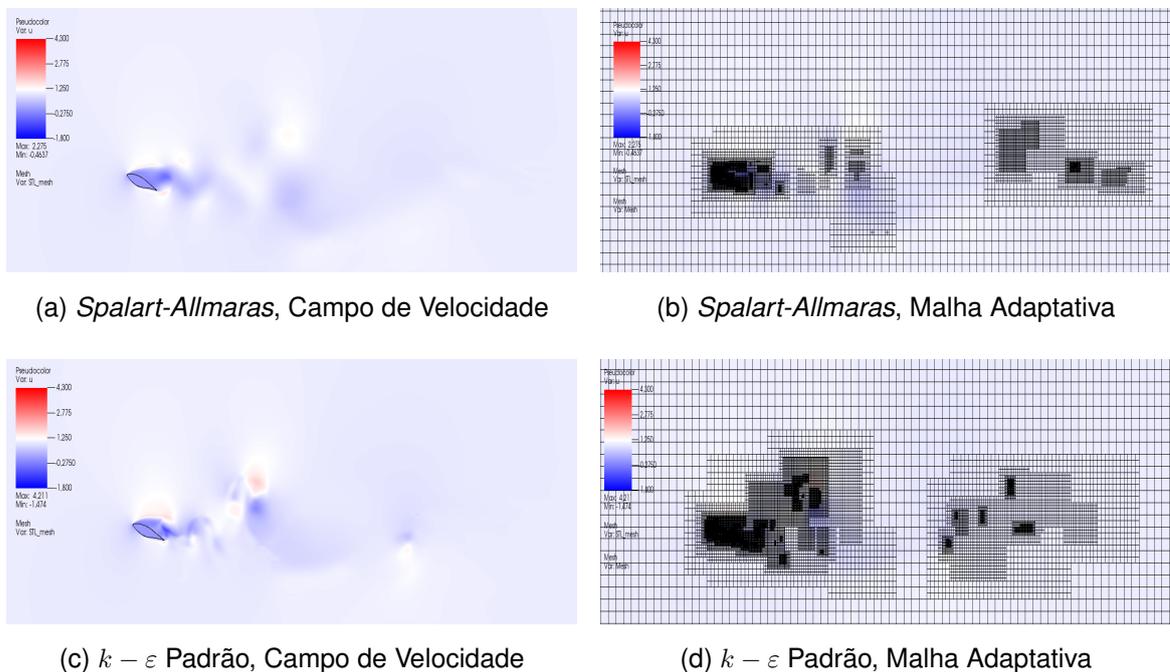


Figura 5.6: Campo de velocidade e malha adaptativa em $\alpha = 20^\circ$.

Visualizando-se o conjunto de imagens da Figura 5.5 e os gráficos da Figura 5.2 e Figura 5.3, percebe-se que para o ângulo de ataque $\alpha = 0^\circ$ o escoamento se desenvolve anexado sobre a superfície do aerofólio, onde não ocorre a separação da

camada limite. Para ambos os modelos de fechamento, o valor do C_l nos experimentos computacionais é praticamente 0 em razão da baixa curvatura máxima do perfil de rotor eólico, que é de apenas 1%, o que o torna um perfil que não apresenta tanta assimetria entre o indorso e o extradorso, estando a linha de curvatura média um pouco acima da linha da corda, como é mostrado na Figura 4.5.

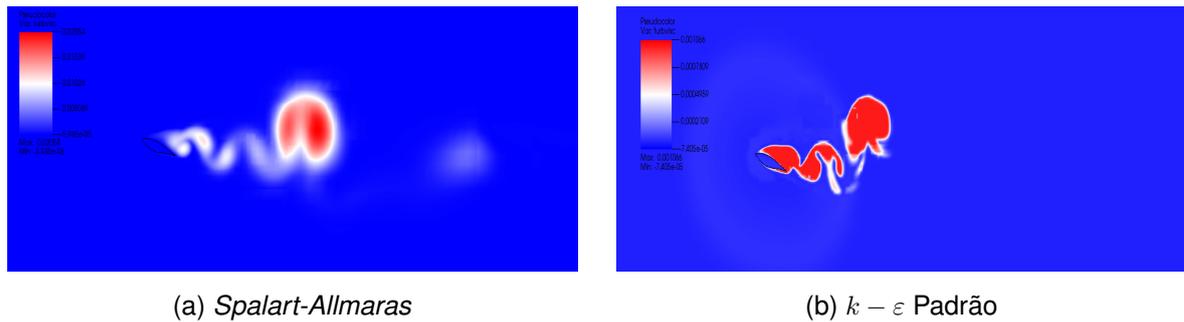
Para baixos ângulo de ataque o C_l varia praticamente linearmente com o aumento do α em ambos os modelos de fechamento da turbulência, nessas simulações o escoamento permanece a se mover suavemente sobre o aerofólio estando conectado sobre a superfície desse corpo aerodinâmico e não é identificado zonas de recirculações sobre o aerofólio.

A fluidodinâmica muda bruscamente quando $\alpha = 20^\circ$ na Figura 5.6, nesse caso a separação da camada limite se move em direção a borda de ataque e não há o recolamento do mesmo, fazendo com que com o escoamento se desprenda totalmente da superfície do aerofólio e aconteça o estol. Esse fenômeno é observado pelos gráficos da Figura 5.2 e Figura 5.3, quando há um maior aumento do arrasto e a sustentação é diminuída.

Em relação da técnica computacional empregada do refinamento dinâmico adaptativo, observa-se que uma maior resolução da malha é aplicado corretamente nas regiões de maiores gradientes, especificamente, próximo à fronteira imersa e na região de esteira turbulenta, onde há a presença de estruturas turbilhonares. Infere-se também a grande economia de memória e tempo de processamento, quando compara-se a região onde o refinamento é aplicado em relação ao domínio computacional total, que é coberto em sua maioria pela malha no nível mais grosseiro.

Na Figura 5.7 é retratado o campo da viscosidade turbulenta para ambos os modelos de fechamento em $\alpha = 20^\circ$.

Analisando essas imagens, observa-se que o modelo de *Spalart-Allmaras* possui níveis maiores de ν_t comparado ao outro modelo, e os maiores valores se encontram no interior das estruturas rotativas da esteira turbilhonar. Por conta disso, no modelo $k-\varepsilon$ há uma maior promoção das estruturas promovendo uma região de esteira maior. Nesse modelo, os maiores níveis da viscosidade turbulenta são observadas perto da geometria e em uma pequena porção a sua jusante.

Figura 5.7: Viscosidade Turbulenta em $\alpha = 20^\circ$.

5.2 Caso II - Turbina Eólica

A Figura 5.8 apresenta o domínio de cálculo e a configuração da malha próxima à fronteira imersa, além da própria fronteira imersa, ambos na condição inicial. A área de seção transversal é aproximadamente igual ao túnel de vento NASA AMES, sendo $x = 24m$ e $z = 36m$ e com profundidade de $y = 80m$. O centro da torre é posicionada em $y = 20m$ e $z = 18m$ e a base da torre é colocada em $x = 0m$. A malha no nível base é composta por $48 \times 160 \times 72$ volumes correspondentes a direção x, y, z , respectivamente. Foram definidos cinco níveis físicos para a adaptatividade da malha, onde o nível mais fino acompanha a fronteira imersa, e as estruturas turbilhonares são compostas por dois níveis abaixo do nível definido para a fronteira imersa.

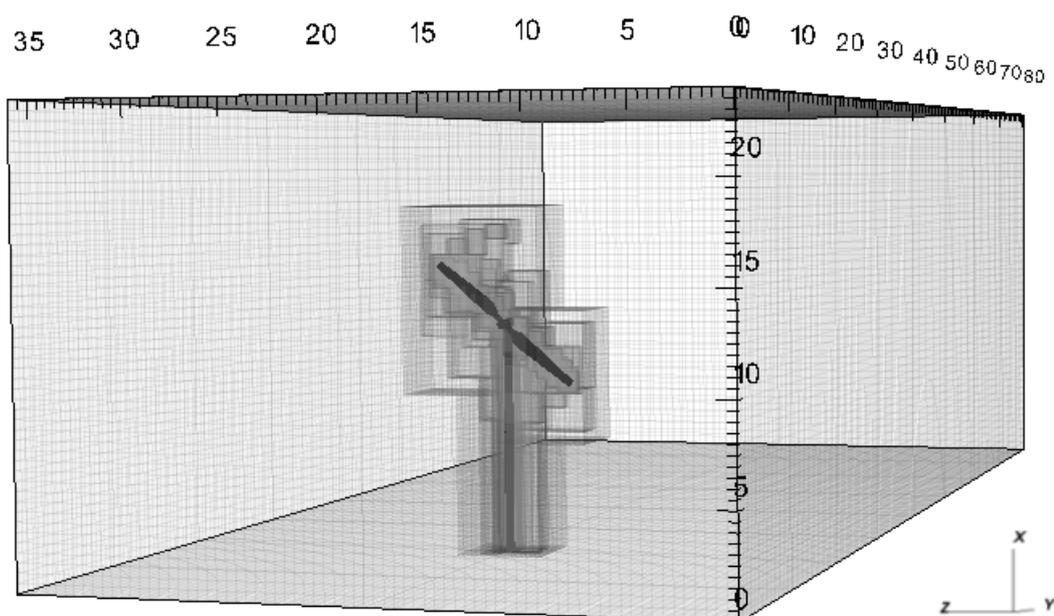


Figura 5.8: Domínio computacional da simulação envolvendo a turbina eólica completa.

A apresentação dos resultados e as subsequentes discussões são divididas em três partes. Na primeira etapa são mostrados os resultados quantitativos dos perfis de velocidade fornecidos pelos dois conjuntos de sondas, além do levantamento gráfico da densidade espectral da energia cinética específica turbulenta. Em seguida, são inseridos e analisados os gráficos dos resultados aerodinâmicos da turbina eólica juntamente com a curva obtida através dos ensaios em túnel de vento e alguns resultados obtidos por alguns trabalhos correlatos a essa presente dissertação. Na última etapa são mostrados os resultados qualitativos da turbina eólica destacando principalmente as diferenças observadas entre os modelos de fechamento da turbulência e a análise da eficiência da aplicação da técnica do refinamento adaptativo.

5.2.1 Sondas Computacionais - Análise Quantitativa a Jusante da Turbina Eólica

Nessa seção são apresentados os perfis de velocidade fornecidos pelos conjunto 1 e 2 de sondas computacionais para os dois modelos de fechamento da turbulência. Conforme detalhado na seção 4.6.1, o Conjunto 1 tem um total de 384 sondas sendo uniformemente distribuídas em quatro estações, com um único conjunto colocado a

montante da fronteira imersa, em $y = 10m$ e os restantes situados em $y = 30, 40$ e $80m$, as sondas são centralizadas em $z = 18m$, local onde a turbina é centralizada e em $0m < x < 24m$. Por meio desse conjunto de sondas visualiza-se os perfis verticais da velocidade v normalizado com a velocidade de corrente livre na posição central da turbina eólica para as quatro estações. O Conjunto 2 obteve-se um total de 504 sondas posicionadas em algumas seções anulares do rotor definidas de acordo com o raio normalizado da pá, sendo, $r/R = 0,267; 0,5; 0,75$ e $0,9$ com ângulo de rotação $\theta = 20^\circ$ e para sete estações, situadas em $y = 30, 40, 50, 60, 70$ e $80m$. O Conjunto 2 é utilizado para visualizar o perfil médio axial da velocidade normalizada em cada posição anular da turbina eólica para as sete estações.

Vale ressaltar que, conforme destacado por *Thé* e *Yu* [23], para obter resultados estatisticamente confiáveis a coleta das amostras de ambos os conjunto de sondas são feitas sobre a última revolução da turbina eólica; pois é necessário um alto tempo computacional e várias rotações da turbina eólica para alcançar uma solução estável para a análise do escoamento do tipo esteira turbilhonar. Na presente dissertação, foi observado que com 25 revoluções do rotor eólico os resultados para ambos os modelos de fechamento já estavam estáveis e não houveram diferenças comparado com os resultados fornecidos pelas sondas computacionais nas revoluções imediatamente anteriores.

Na Figura 5.9 e Figura 5.10 são ilustrados os resultados dos perfis de velocidade para o Conjunto 1 das sondas para os modelos de fechamento da turbulência *Spalart-Allmaras* e $k - \varepsilon$ padrão com a formulação a duas camadas, respectivamente. As velocidades de corrente livre foram: $U = 7 m/s, 10 m/s, 15 m/s$ e $20 m/s$.

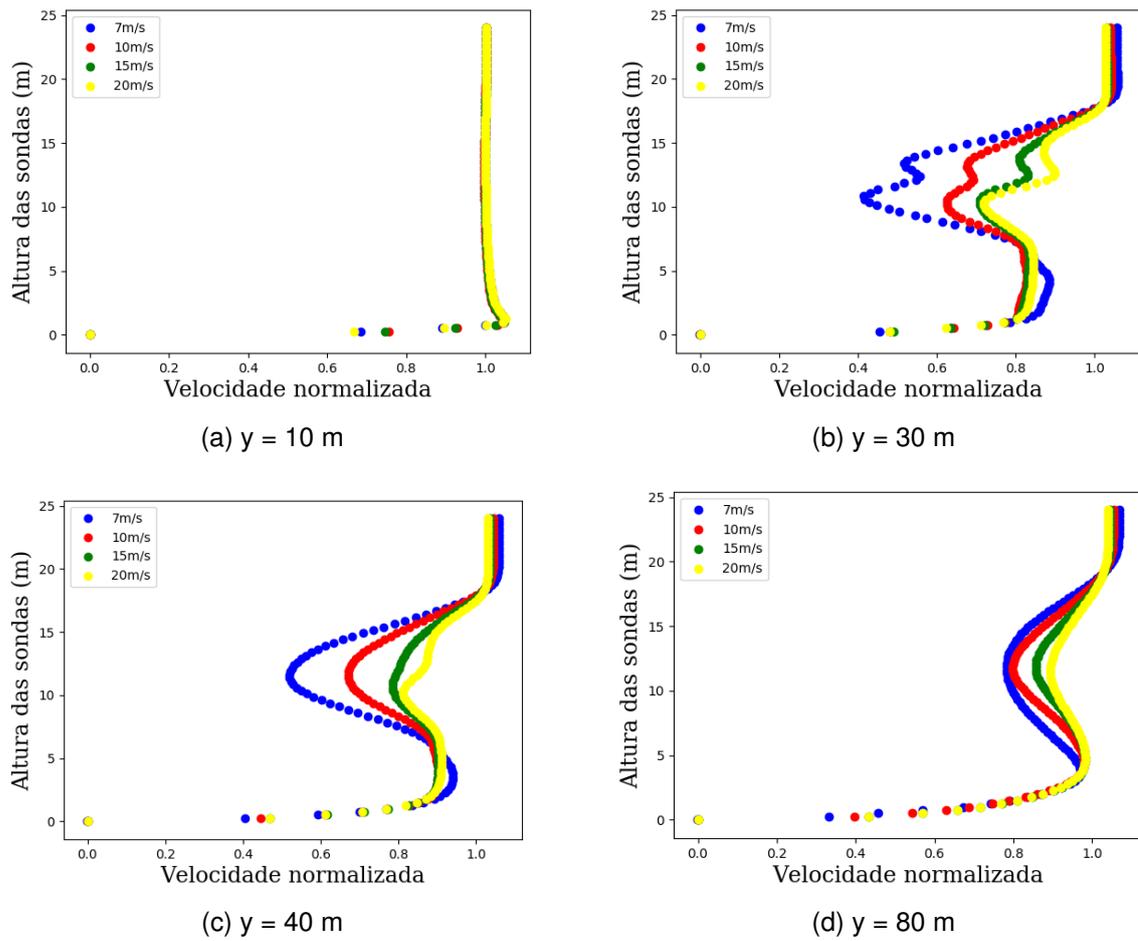


Figura 5.9: Modelo *Spalart-Allmaras* - Resultados para o Conjunto 1 das sondas computacionais.

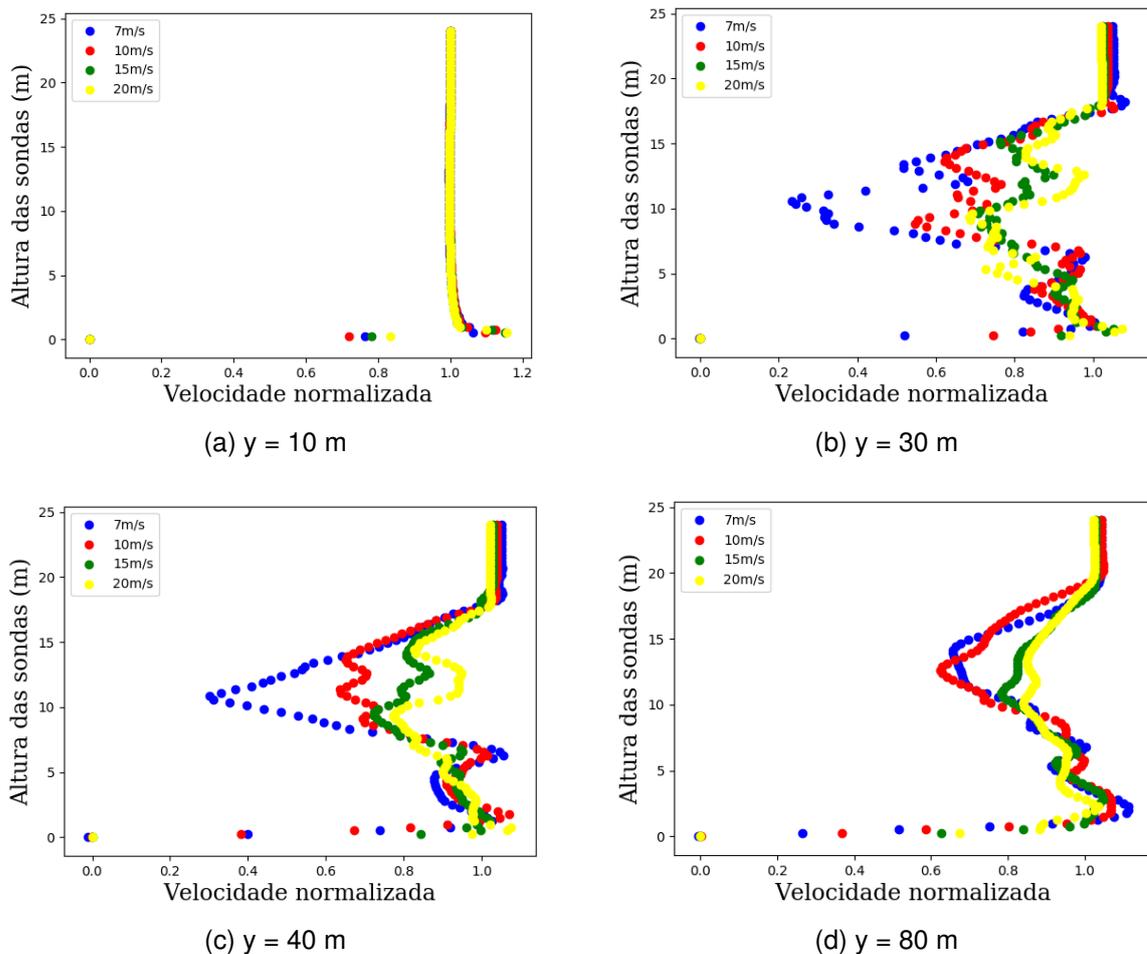


Figura 5.10: Modelo $k - \varepsilon$ - Resultados para o Conjunto 1 das sondas computacionais.

Na Figura 5.9-a e Figura 5.10-a visualizam-se o primeiro perfil a montante do turbina eólica para os modelos de fechamento da turbulência *Spalart-Allmaras* e $k - \varepsilon$ padrão, respectivamente. Nessas duas imagens todos os perfis de velocidade normalizados para cada uma das velocidades de corrente livre definidas são praticamente idênticos. Em $x = 0$ a velocidade normalizada é $v/U = 0$ justamente por conta da condição de não-deslizamento referente ao solo, em seguida, em $x \leq 0,25m$, uma fina camada limite é identificada, e em sequência o valor da velocidade normalizada excede 1 justamente para satisfazer a lei de conservação de massa. Após isso, o perfil de velocidade normalizada é igual a $v/U = 1,0$ para todas as curvas.

Na Figura 5.9-b e Figura 5.10-b é mostrado o perfil de velocidade normalizado com a velocidade de corrente livre levantado na primeira posição a jusante da turbina eólica, localizado em $y = 30m$. Em ambas as imagens é possível afirmar que a turbina eólica extrai parte da energia cinética do fluido e na região $x < 17,5m$ referente a

altura máxima da turbina eólica (considerando que a pá esteja na posição vertical) é perceptível um considerável deficit de velocidade com um mínimo localizado em $x \cong 10m$ e $x \cong 14,5m$ que compreende a parte interna do rotor da turbina eólica.

Observando a região em que é posicionado apenas o rotor da turbina eólica, ou seja, numa faixa compreendida em aproximadamente $7,5m \leq x \leq 17,5m$ nota-se uma importante similaridade entre as Figuras 5.9-b e 5.10-b. Na Figura 5.9-b todos os perfis de velocidade normalizado nessa faixa tem um formato similar a letra *W*, embora não tão simétrico entre a parte superior e inferior, onde nessa porção há um maior deficit. Já na Figura 5.10-b, embora seja mais difícil observar-se um padrão, esse formato é um pouco mais visível para as velocidade $U = 10 m/s, 15 m/s$ e $20 m/s$, em $U = 7 m/s$ o formato é um pouco mais aleatório, mas ainda há as duas inflexões que formam essa letra.

Através dessa observação é possível inferir que na região que compreende a parte interna aerodinâmica das pás ocorre o máximo de extração da quantidade de movimento linear do fluido, enquanto que, na região do cubo e raiz do rotor em $x \cong 12,2m$, há um menor deficit justamente pois nesse local abrange a parte não aerodinâmica (estrutural) do aerotransformador. O formato é menos simétrico entre as zonas abaixo e acima do cubo do rotor devido a interação com as estruturas turbilhonares na região de esteira decorrente do despreendimento de vórtices na região da torre, observa-se que, para o modelo $k - \varepsilon$, esse fenômeno acontece de maneira mais intensificada.

Na região $x > 17,5m$ que compreende a zona acima da fronteira imersa, verifica-se que para as sondas posicionadas em $y = 30m$ para os dois modelos de fechamento, os efeitos de esteira praticamente não estão presentes, e por conta disso, o perfil de velocidade é uniforme, se mantendo em $v/U \cong 1,0$. Para o conjunto de sondas relativo a posição da torre da turbina eólica, ou seja, em $x < 7,5m$ também ocorre um deficit de velocidade para todas as curvas, no entanto, comparado a região que consiste o perfil aerodinâmico do rotor eólico, o deficit da velocidade é menor para todos os casos.

A medida em que as sondas se encontram mais distantes da fronteira imersa, na região em que se encontra o rotor da turbina eólica há uma perceptível diferença gradual no formato do perfil de velocidade, onde o formato em *W* é alterado para uma forma similar a letra *V*, onde na região do cubo do rotor, ou seja, na região estrutural, a inflexão ocasionada em função do menor deficit de velocidade em comparação a

região das pás do rotor praticamente desaparece. Essa configuração é mais visível para o modelo *Spalart-Allmaras* logo na Figura 5.9-c, enquanto que para o modelo $k - \varepsilon$ também ocorre esse fenômeno embora de uma maneira mais gradual.

Conforme *Mo* [15], a razão desse fenômeno acontecer é que a turbulência na esteira turbilhonar redistribui a quantidade de movimento linear nessa região para os locais em que há menores deficit de velocidade, e portanto, ocorre a mudança de formato, além de um ligeiro aumento gradual do comprimento vertical da esteira conforme aumenta a distância das sondas em relação a turbina eólica.

Na Figura 5.11 e Figura 5.12 estão reunidos os conjuntos dos resultados do perfil de velocidade para o Conjunto 2 das sondas, respectivamente para os modelos de fechamento da turbulência: *Spalart-Allmaras* e $k - \varepsilon$ padrão com a formulação a duas camadas. Cada imagem do conjunto de figura refere-se a velocidade de corrente livre simuladas, sendo: $U = 7 \text{ m/s}$, 10 m/s , 15 m/s e 20 m/s .

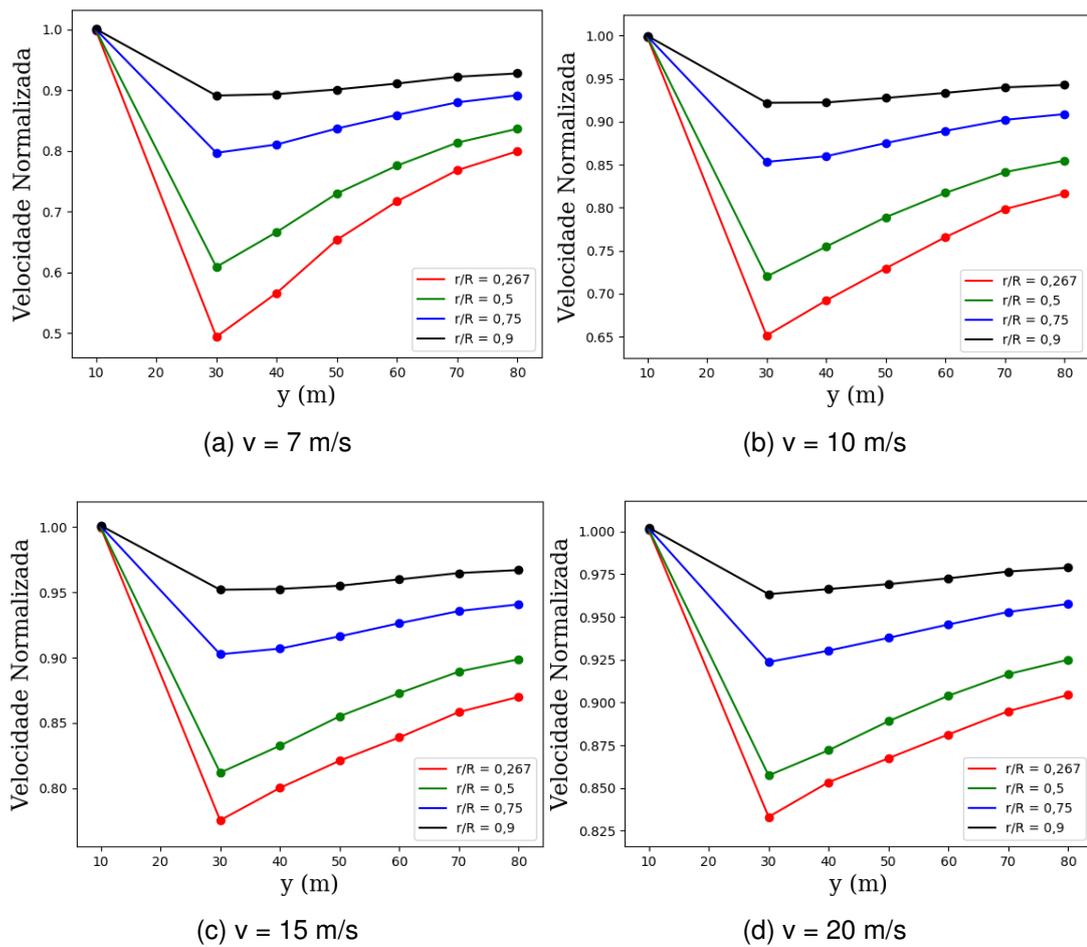


Figura 5.11: Modelo *Spalart-Allmaras* - Resultados para o Conjunto 2 das sondas computacionais.

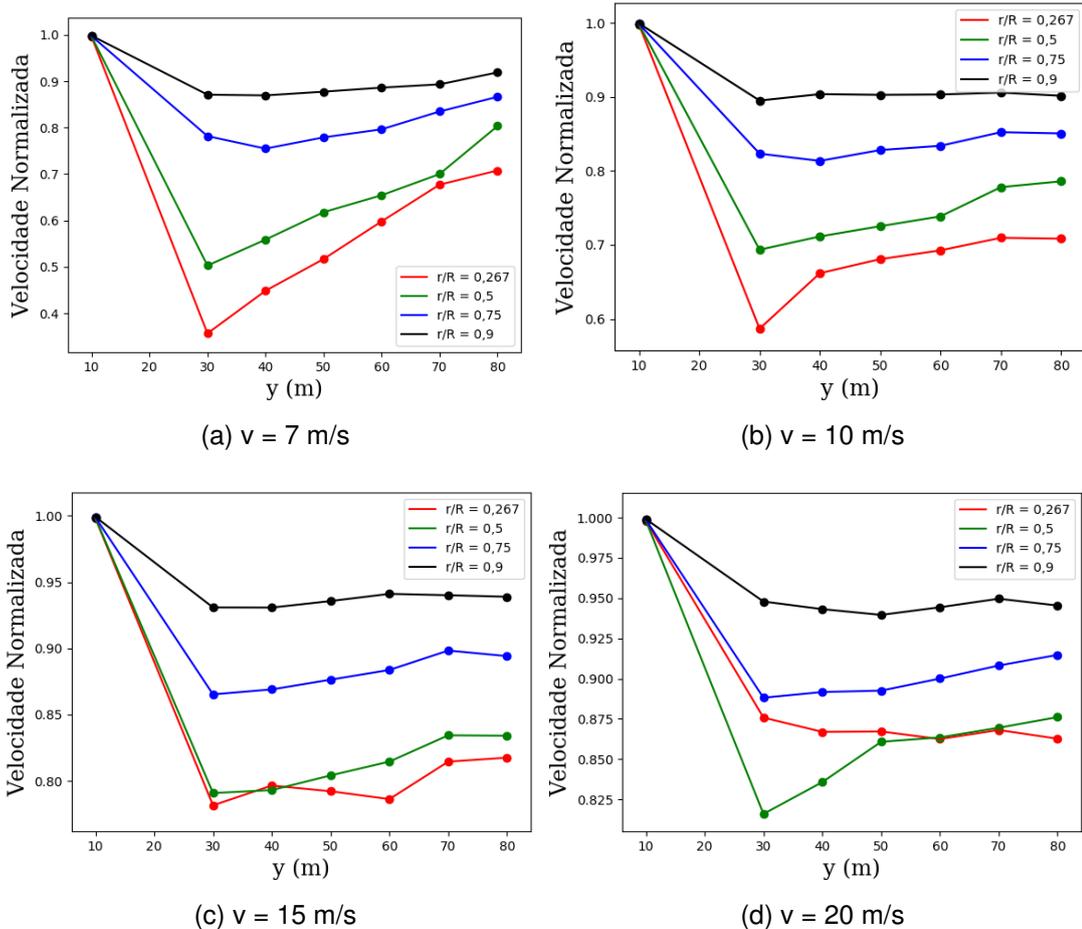


Figura 5.12: Modelo $k - \varepsilon$ - Resultados para o Conjunto 2 das sondas computacionais.

Analisando as Figuras 5.11 e 5.12, de uma maneira geral, pode-se apontar que para todos os casos a maior diferença na velocidade média normalizada axial ocorrem justamente do primeiro conjunto de sonda a jusante da turbina eólica para o único conjunto de sondas colocados a montante da mesma, indicando, uma vez mais que a turbina eólica extrai parte da energia cinética do fluido quando o mesmo passa através do rotor.

Em relação as seções anulares da turbina eólica em que as sondas foram colocadas, o deficit da velocidade sempre ocorre mais próximo a raiz do rotor, ou seja, em $r/R = 0,267$ e em $r/R = 0,5$ já nas sondas computacionais colocadas na região próxima a ponta da pá do rotor os menores deficit de velocidade são registrados. Conforme *Mo* [15], esse comportamento do escoamento é justificado, pois, as posições mais próximas a ponta da pá do rotor são submetidas a um escoamento cruzado, na direção axial e perpendicular ao plano da turbina eólica juntamente com o fluido que

se desloca radialmente da raiz da pá em direção a ponta da mesma devido a forte influência da aceleração centrífuga.

Ao examinar ambas as figuras do conjunto 2 de sondas é notável uma clara diferença entre os modelos de fechamento. No modelo *Splart-Allmaras*, independente da velocidade de corrente livre avaliada, percebe-se que após a passagem do escoamento através da fronteira imersa, a velocidade normalizada vai aumentando em uma relação quase linear entre as curvas do raio normalizado, enquanto que, para o modelo $k - \varepsilon$ a velocidade ao longo do domínio possui um menor aumento especialmente para os casos em $U = 15 \text{ m/s}$ e $U = 20 \text{ m/s}$, onde há uma maior injeção de energia cinética turbulenta, identifica-se ainda alguns poucos casos em que sondas registram uma diminuição da velocidade com o avanço do domínio.

Esse cenário indica que no modelo $k - \varepsilon$ ocorrem intensas flutuações da velocidade em praticamente todo o domínio em virtude das interações não lineares entre as estruturas do escoamento na região da esteira, enquanto que, no modelo de *Spalart-Allmaras*, os campos de velocidade convergem para a média mais rapidamente e gradualmente vai aumentando a velocidade com o avanço do escoamento em direção ao final do domínio. A tendência é que a velocidade seja recuperada em antecipação ao modelo $k - \varepsilon$.

Por fim, observando todas as imagens da Figura 5.11 e 5.12, percebe-se que quanto menor for a velocidade de corrente livre definida, maior é o deficit de velocidade, além disso, uma outra dedução conveniente a ser feita é que em todas as seções anulares da pá e para todas as velocidades do vento simuladas não houve a completa recuperação da velocidade do vento até o final do domínio de cálculo. Contudo, devido a condição de contorno advectiva empregada, não houve interferência numérica dessa condição de contorno na saída do domínio de cálculo.

Na Figura 5.13 e Figura 5.14 mostram o gráfico da densidade espectral da energia cinética específica turbulenta para os modelos de fechamento da turbulência *Spalart-Allmaras* e $k - \varepsilon$, respectivamente. Esses espectros foram criados utilizando os dados para o caso da velocidade de corrente livre $U = 20 \text{ m/s}$. Foram coletados os resultados de 6 sondas, sendo as três primeiras pertencendo a $y = 30\text{m}$ e na altura do rotor $x = 12,2\text{m}$, nas seguintes posições radiais normalizadas em relação ao raio R da pá da turbina: $r/R = 0,0; 0,5$ e $0,9$. As três últimas sondas situam-se na mesma posição

radial e vertical, só que em $y = 80m$, compreendendo o final do domínio computacional nessa direção.

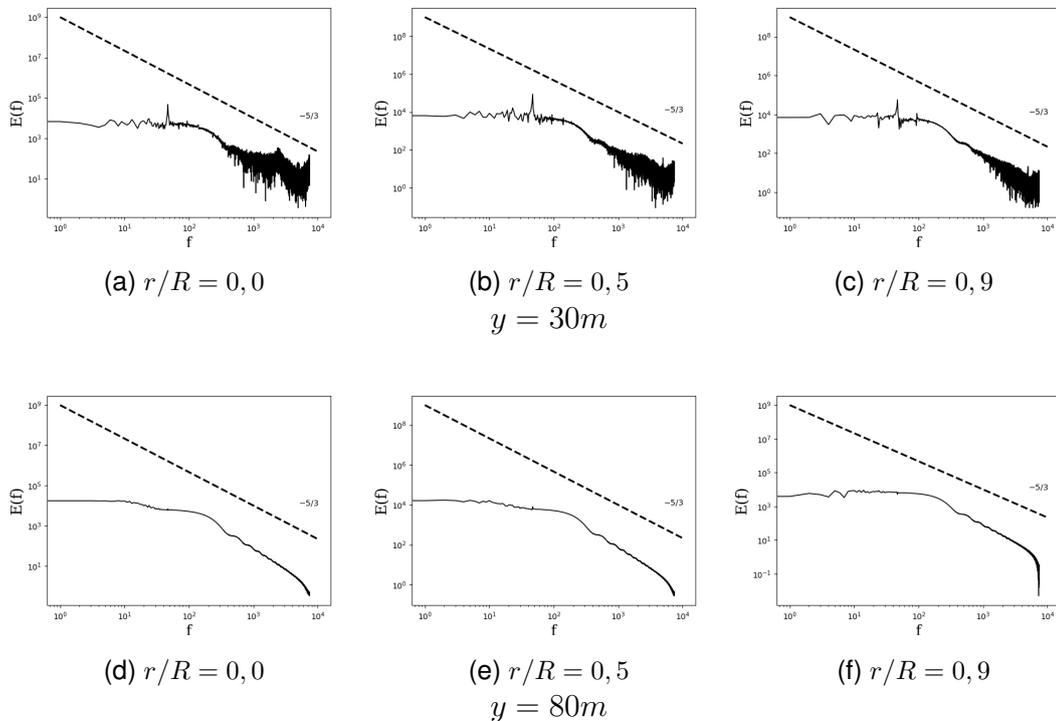


Figura 5.13: Densidade Espectral da Energia Cinética Específica Turbulenta - Modelo *Spalart-Allmaras*.

Como pode ser observado, ambos os modelos apresentam um espectro largo e contínuo caracterizando-se um regime turbulento. O modelo $k - \varepsilon$ possui um espectro com amplitude maior e mais próximo a curva de decaimento logarítmica $-5/3$ comparado ao modelo *Spalart-Allmaras*.

Na primeira posição das sondas a jusante da turbina eólica $y = 30m$, o escoamento é mais turbulento e, portanto, em ambos os modelos foi verificado que em cada posição radial, a amplitude do espectro é maior comparada a posição das sondas no final do domínio.

Em virtude da característica do modelo *Spalart-Allmaras*, o espectro em $y = 80m$ é mais tênue em todas as posições radiais, indicando pouca atividade turbulenta no final do domínio, ademais, em $y = 30m$ nas posições radiais mais próximas ao centro da turbina eólica possuem maiores atividades turbulentas, e portanto, nessas regiões os gradientes de velocidade são mais intensos, em contrapartida, no modelo $k - \varepsilon$ não

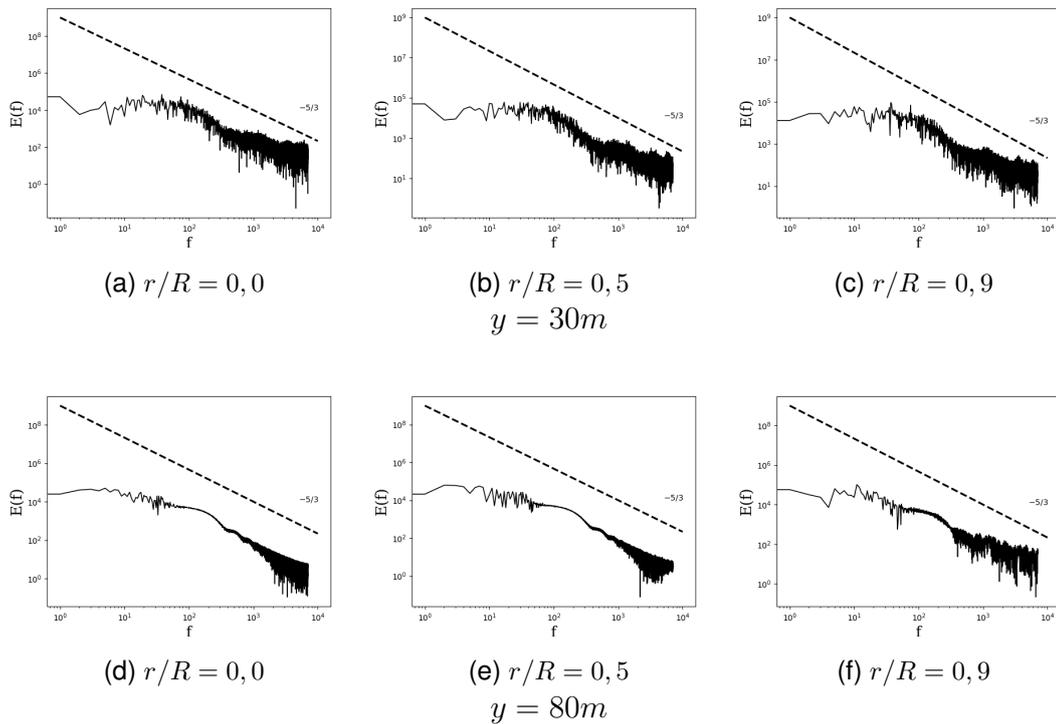


Figura 5.14: Densidade Espectral da Energia Cinética Específica Turbulenta - Modelo $k - \varepsilon$.

é notado grande diferença entre os espectros em $y = 30m$.

5.2.2 Resultados Aerodinâmicos - Torque e Potência Mecânica

Nessa seção são apresentados os resultados obtidos da evolução temporal do torque, o torque médio e a potência mecânica da turbina eólica em função da velocidade de corrente livre para os diferentes modelos de fechamento da turbulência adotados no presente trabalho.

Inicialmente, as Figuras 5.15 e 5.16 mostram o sinal original e o sinal filtrado da evolução temporal do torque para os modelos de fechamento $k - \varepsilon$ e *Spalart-Allmaras*, respectivamente. Nas Figuras 5.17-5.18 são apresentadas as curvas do sinal filtrado para todas as velocidades reunidas em um só gráfico para os modelos de fechamento da turbulência, $k - \varepsilon$ e *Spalart-Allmaras*, respectivamente. Esta filtragem foi utilizada para eliminar alguns sinais não físicos advindos dos processos de remalhagem. A frequência de corte definida foi de $f = 75Hz$, eliminando as altas frequências do sinal.

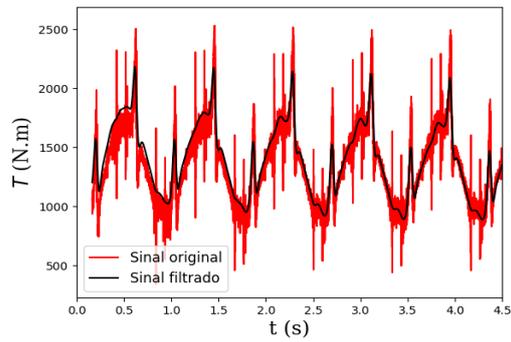
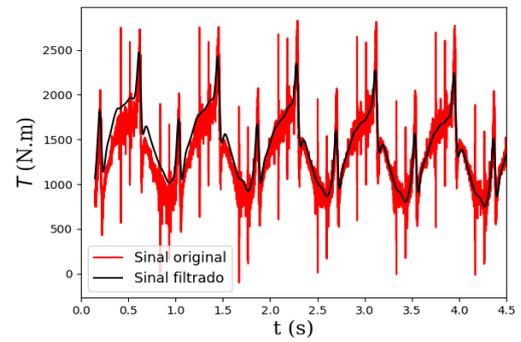
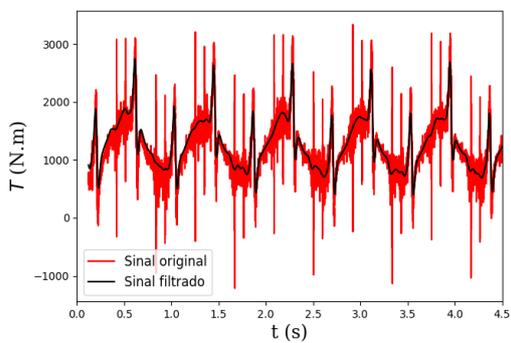
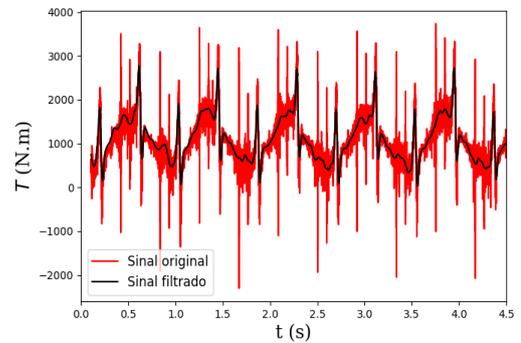
(a) $U = 7m/s$ (b) $U = 10m/s$ (c) $U = 15m/s$ (d) $U = 20m/s$

Figura 5.15: Sinal Real e Filtrado da Evolução Temporal do Torque para o modelo $k - \varepsilon$ Padrão.

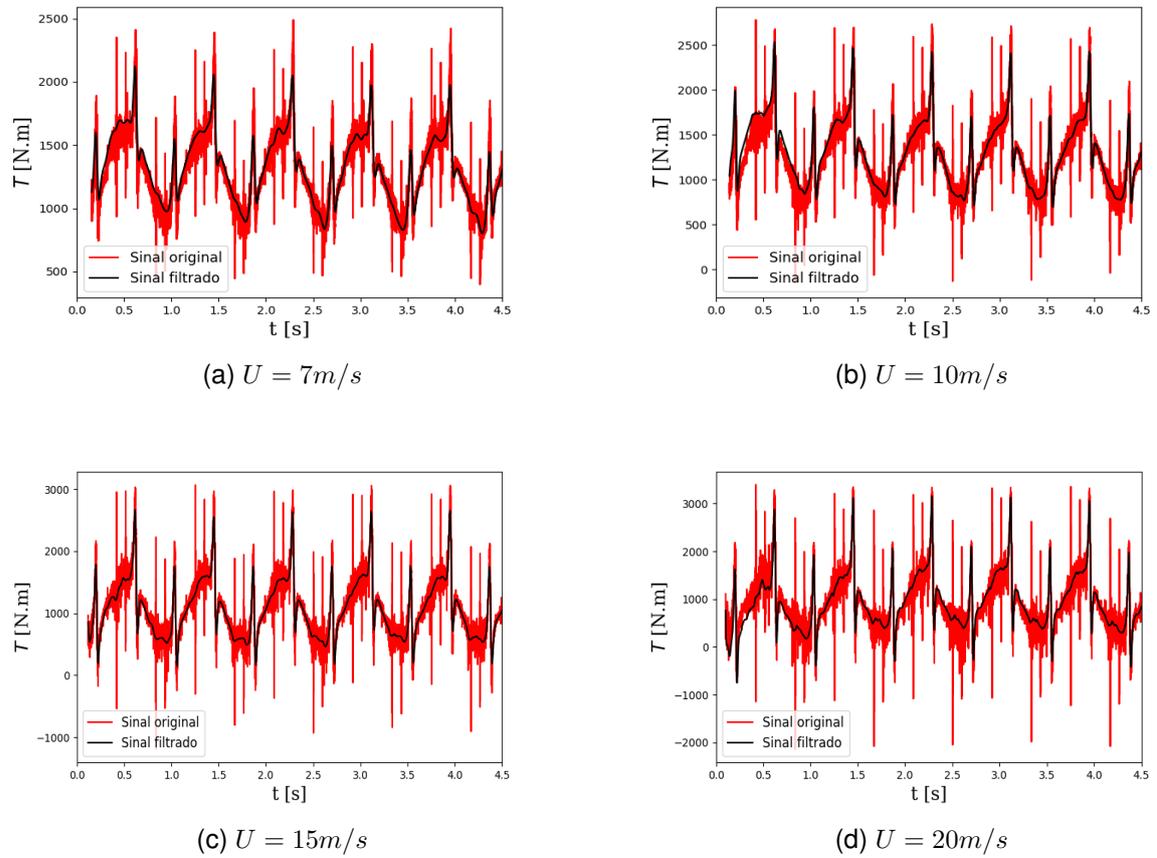


Figura 5.16: Sinal Real e Filtrado da Evolução Temporal do Torque para o modelo *Spalart-Allmaras*.

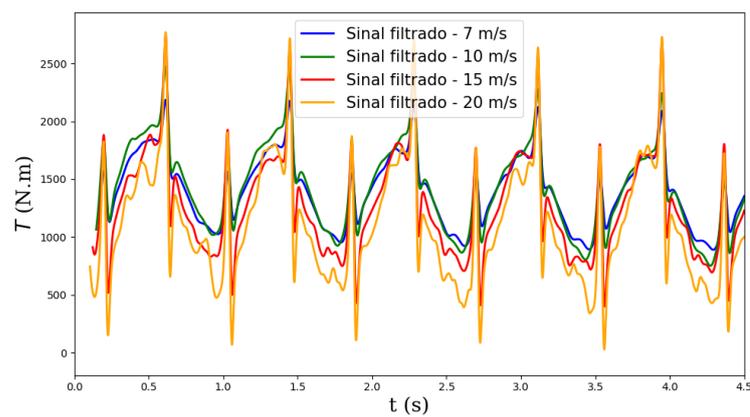


Figura 5.17: Sinal Filtrado da Evolução Temporal do Torque para o modelo $k-\varepsilon$ Padrão.

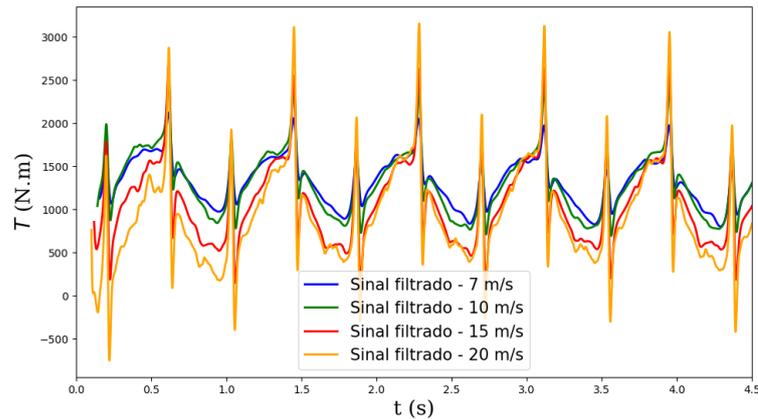


Figura 5.18: Sinal Filtrado da Evolução Temporal do Torque para o modelo de *Spalart-Allmaras*.

Percebe-se que o conjunto de gráficos das Figuras 5.17 e 5.18 referentes ao valor filtrado do torque temporal, para todos os casos o sinal se assemelha a uma senoide, porém, com locais em que ocorrem inflexões abruptas de praticamente mesma amplitude por um curto período de tempo. Esses levantamentos gráficos realizados até $t = 4,5s$ mostram que o sinal é periódico e portanto, estatisticamente confiável para obter o valor médio do torque.

Com relação a evidente inflexão apresentada em todos os casos, esta coincide exatamente com o curto tempo na qual uma das pás situa-se a frente da torre do aerogerador, indicando que ocorre um efeito de sombreamento nessa região e, por sua vez, afeta o sinal do torque temporal.

Em simulações preliminares utilizando-se de apenas o rotor da turbina eólica, a análise temporal do torque não é afetada por esse fenômeno e o sinal é puramente de formato senoidal. Portanto, apenas para fins de visualizações, na Figura 5.19 é ilustrado o torque temporal de uma simulação numérica preliminar que utilizou-se de apenas o componente rotor da turbina eólica. Vale ressaltar que, como não foi aplicado um filtro nas curvas das velocidades, picos e vales de baixa amplitude são identificados no sinal em virtude da remalhagem do campo euleriano.

Embora essa inflexão abrupta apareça duas vezes a cada rotação do rotor nas simulações envolvendo a turbina eólica, essa anomalia praticamente não interfere no resultado médio, pois os picos e vales possuem praticamente a mesma amplitude, o que por sua vez anula a sua contribuição para o resultado final.

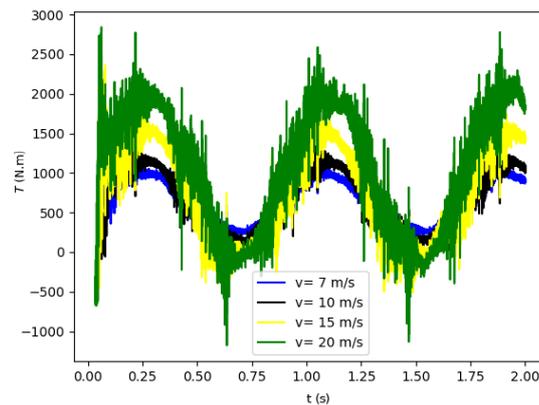


Figura 5.19: Evolução Temporal do Torque - Simulação preliminar envolvendo apenas o Rotor.

Realizado a análise da evolução temporal do torque, na Figura 5.20 é apresentado os resultados do torque médio em função da velocidade de corrente livre para os modelos de fechamento da turbulência e a curva obtida através da experimentação material realizada em túnel de vento. Ademais, para comparar os resultados do presente estudo com outras experimentações computacionais, é adicionada as curvas do torque médio de outra literatura correlata a esse trabalho que utilizou os mesmos modelos de fechamento da turbulência.

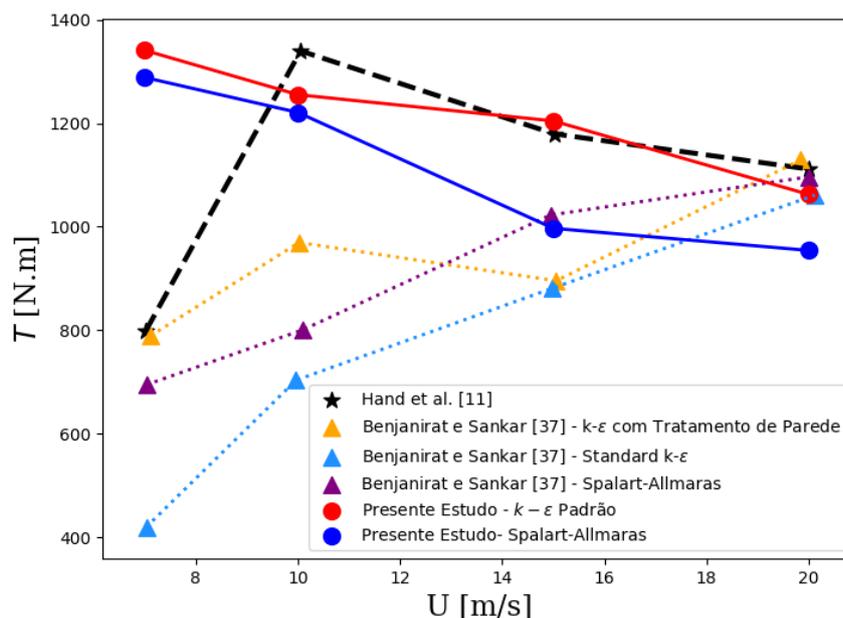


Figura 5.20: Comparação do Presente Resultado para o Torque Médio com Simulações Computacionais Correlatas.

Observando-se os resultados gráficos da Figura 5.20, percebe-se que, de uma maneira geral, o modelo de fechamento da turbulência $k - \varepsilon$ foi o que forneceu melhores resultados comparado com o outro modelo. É possível afirmar também que a partir de $U = 10 \text{ m/s}$ os dois modelos de fechamento da turbulência apresentaram tendência similar ao experimento material. No entanto, ambos os modelos falharam na predição do torque mecânico médio em $U = 7 \text{ m/s}$.

Como é visto na seção 5.2.3, as simulações computacionais desse trabalho apresentaram diferenças entre o que foi observado qualitativamente pelo experimento material, especialmente a baixas velocidades, o que pode ser um dos motivos pela alta predição do torque em $U = 7 \text{ m/s}$.

Para $U = 7 \text{ m/s}$, assim como foi observado no Caso I, ambos os modelos de fechamento da turbulência apresentaram o descolamento prematuro da camada limite, enquanto que no experimento material o escoamento permanece anexado sobre a superfície da pá, a vista disso, quando a velocidade do vento na corrente livre aumenta de $U = 7 \text{ m/s}$ para $U = 10 \text{ m/s}$, há o aumento do torque, já para $U = 10 \text{ m/s}$ até $U = 20 \text{ m/s}$, o torque constantemente diminui por conta do gradual aumento das regiões da pá em que há a identificação da separação da camada limite conforme o avanço da velocidade. Quando a separação é intensificada, as forças de arrasto aumentam, e de acordo com *Benjanirat e Sankar* [37], a potência e o torque são altamente influenciadas por essa força.

Sendo assim, para essa faixa de operação, a metodologia empregada não foi o suficiente para capturar os fenômenos físicos presentes a um baixo valor do número de *Reynolds*, apresentando um comportamento que fosse esperado ocorrer posteriormente, com uma velocidade de corrente livre U maior. Por conta disso, o torque, para ambos os modelos de fechamento da turbulência apresentaram uma tendência decrescente com o aumento da velocidade de corrente livre, o que compatibiliza com os experimentos em túnel de vento somente a partir de $U = 10 \text{ m/s}$.

Além disso, vale mencionar que, ao contrário do Caso I, não foi utilizado a função indicadora para aumentar a viscosidade interna na fronteira imersa, de modo a minimizar a influência no escoamento da malha euleriana. A não utilização dessa técnica computacional se justifica devido ao alto custo computacional associado, tendo em vista a necessidade dessa função indicadora acompanhar o movimento da malha la-

grangeana e ser recalculada a cada passo de tempo. Conseqüentemente, esse fator também contribuiu para a precoce separação da camada limite.

Comparando com as curvas dos experimentos computacionais, percebe-se também que o modelo $k - \varepsilon$ com o tratamento de parede forneceu, de uma maneira geral, as melhores predições. Nota-se que em $U = 10 \text{ m/s}$ e $U = 15 \text{ m/s}$ todos os modelos do presente trabalho forneceram melhores resultados, com grande destaque para $U = 15 \text{ m/s}$ para o modelo de fechamento $k - \varepsilon$ que obteve-se uma diferença de apenas 2,13% em relação ao ensaio em túnel de vento. Em contrapartida, em $U = 20 \text{ m/s}$, as curvas para os experimentos computacionais correlatos forneceram melhores predições em comparação aos valores dos dois modelos do presente trabalho, principalmente comparado com o modelo de *Spalart-Allmaras* que também foi o que mais se distanciou do valor do experimento material, porém, para o modelo $k - \varepsilon$, o resultado foi bem próximo ao experimento material e as referências consultadas.

Realizando-se uma análise para os resultados entre os modelos de fechamento da turbulência usados nesse trabalho, nota-se que os valores foram próximos um ao outro em $U = 10 \text{ m/s}$ com uma diferença entre os modelos de 2,80%, e com uma maior distância em $U = 15 \text{ m/s}$ com uma diferença de 20,81%, justamente o valor na qual o torque obtido pelo modelo $k - \varepsilon$ é bem próximo ao valor do experimental material.

Por fim, na Figura 5.21 é apresentado o gráfico da potência mecânica e do coeficiente de potência em função da velocidade. Como ambos os parâmetros são derivados do torque mecânico, a mesma análise pode ser aplicada, no entanto, vale ressaltar que o valor de C_p para $U = 7 \text{ m/s}$ é bastante alto, onde novamente é afirmado que essa metodologia empregada, não foi possível obter uma boa representação dos resultados aerodinâmicos a baixos número de *Reynolds*. Ademais, percebe-se que a medida em que a velocidade de corrente livre aumenta, o coeficiente de potência diminui para ambos os modelos de fechamento, partindo-se de aproximadamente 19,38% e 18,85% em $U = 10 \text{ m/s}$ para 2,05%, 1,84% em $U = 20 \text{ m/s}$ para os modelos $k - \varepsilon$ e *Spalart-Allmaras*, respectivamente.

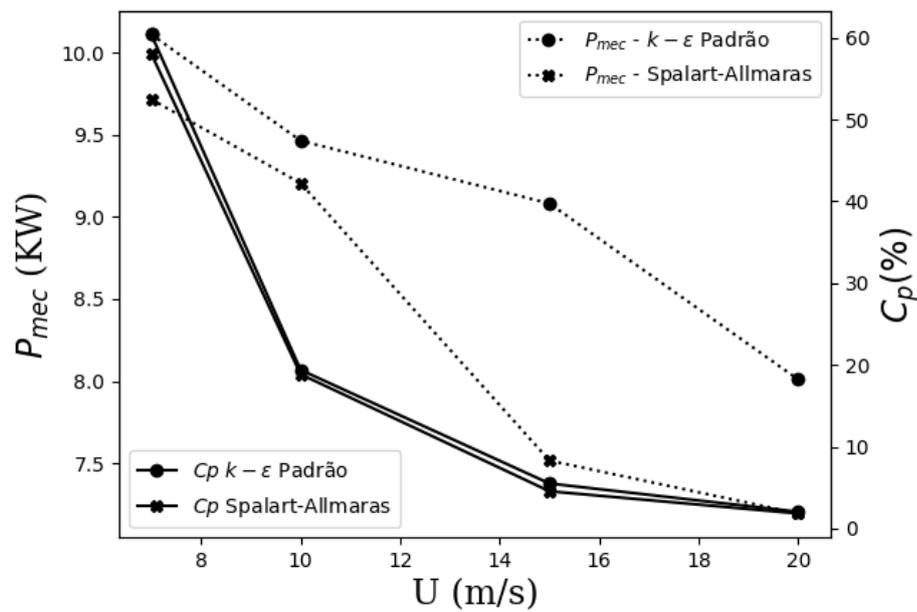


Figura 5.21: Potência Mecânica e Coeficiente de Potência para os modelos de fechamento da turbulência utilizados.

5.2.3 Visualizações do Escoamento

Nessa seção são mostrados e discutidos os resultados qualitativos da simulação envolvendo a turbina eólica. Inicialmente são apresentados os planos de campos de velocidade para cada uma das velocidades de corrente livre definidas dos dois modelos de fechamento. Em seguida, uma discussão é apresentada quando são mostrados os iso-valores da vorticidade que trazem importantes informações acerca de características chave do escoamento turbulento. Ao final, são apresentados imagens da malha com o refinamento adaptativo com a pretensão de verificar a eficiência dessa ferramenta computacional em simulações envolvendo geometrias móveis e com um grande domínio.

Na Figura 5.22 e Figura 5.23 são apresentadas as vistas superiores do campo de velocidade v em um plano, normal a x , em $x = 12,2m$ que corresponde a altura do cubo do rotor, para os modelos de fechamento $k-\epsilon$ Padrão e *Spalart-Allmaras*, respectivamente.

Na Figura 5.24 e Figura 5.25 são mostradas a vista lateral do campo de velocidade v em um plano normal a z , em $z = 18m$ que corresponde ao centro da fronteira imersa nessa direção, para os modelos de fechamento $k-\epsilon$ Padrão e *Spalart-Allmaras*, res-

pectivamente.

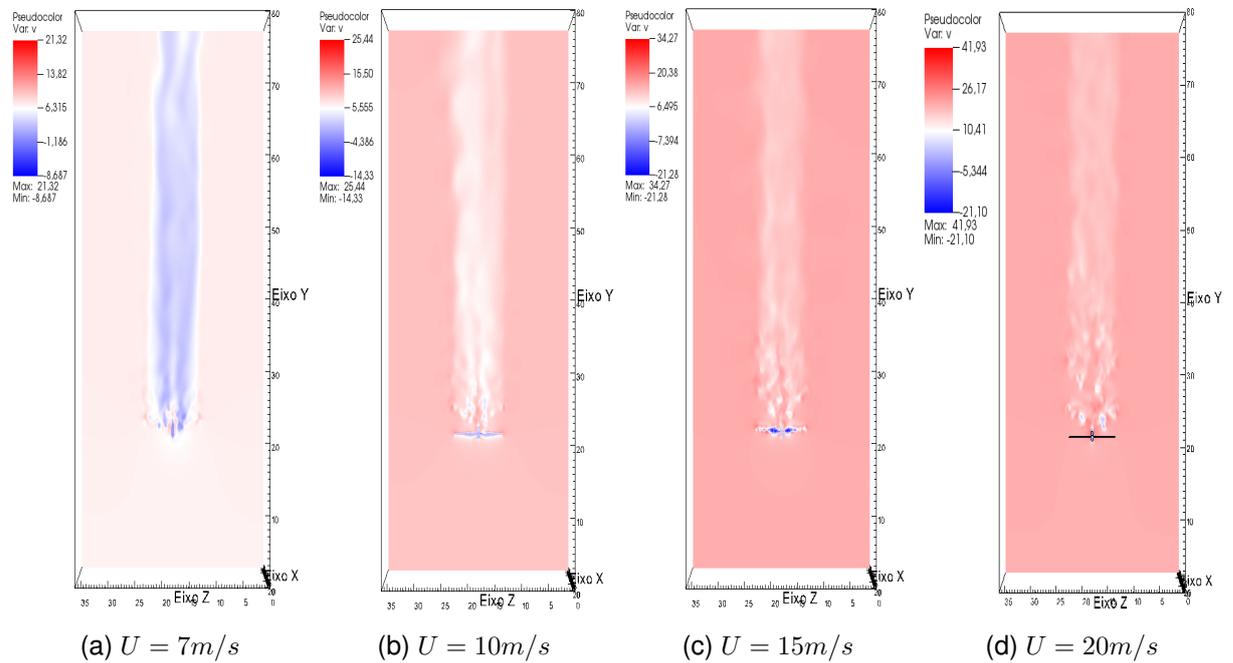


Figura 5.22: Vista Aérea - $k - \varepsilon$ Padrão.

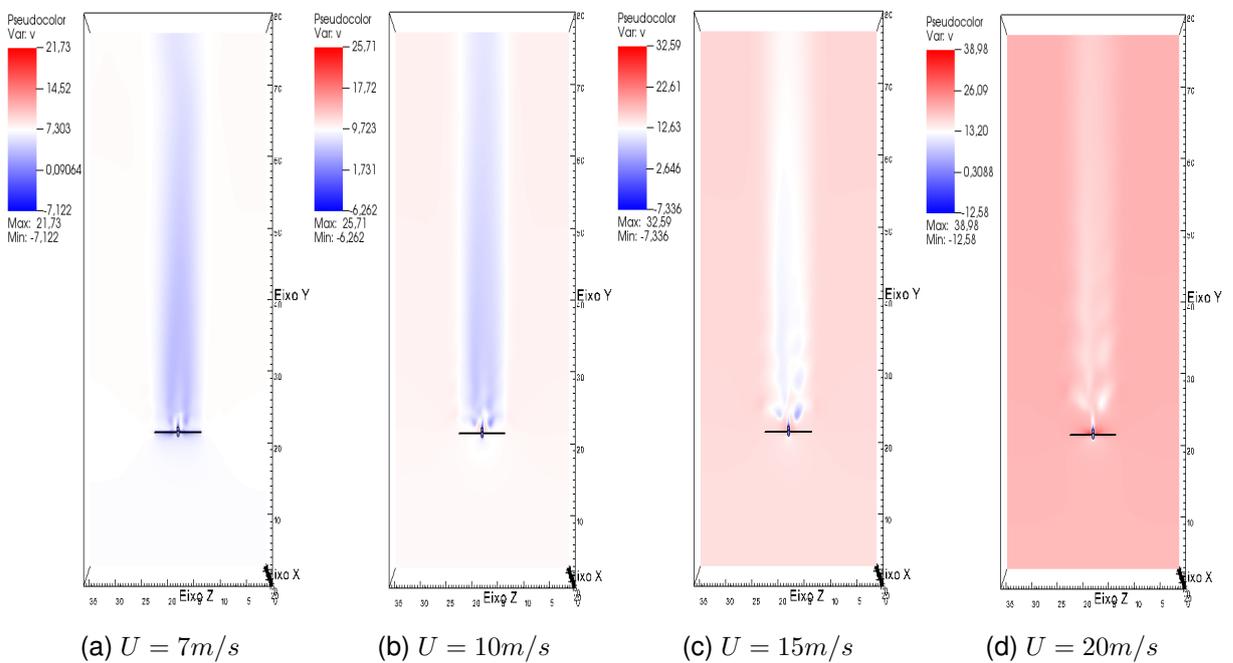
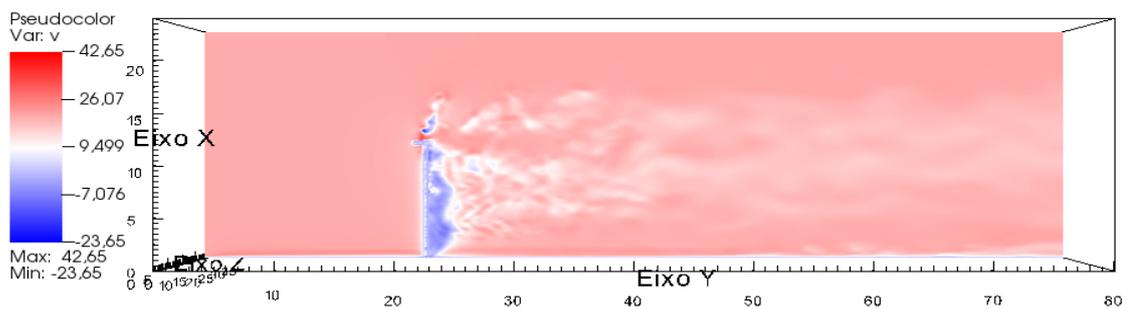
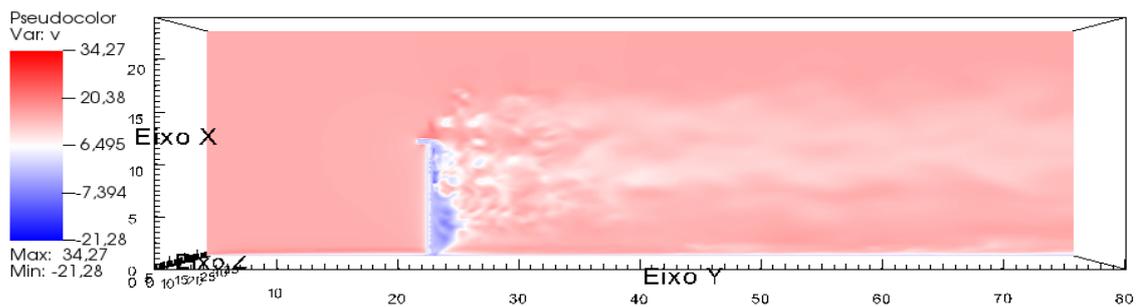
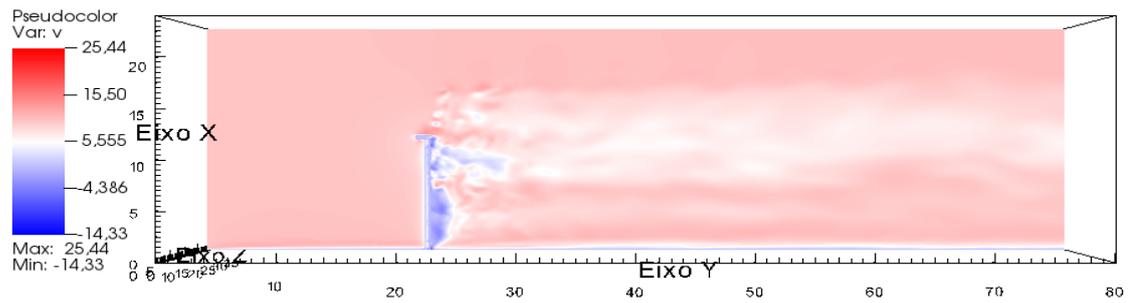
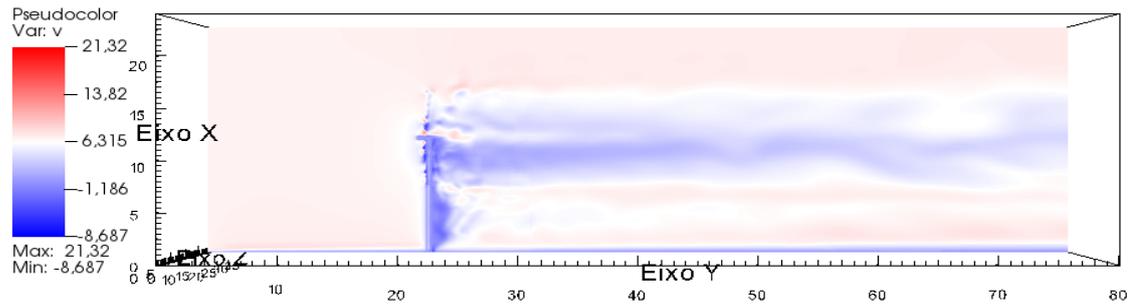
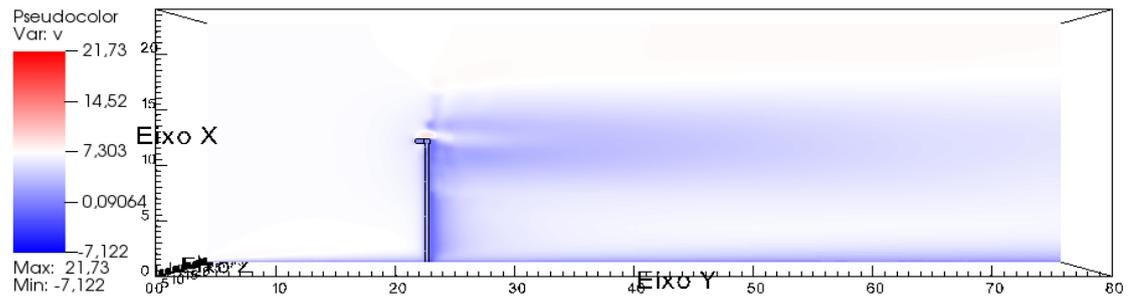
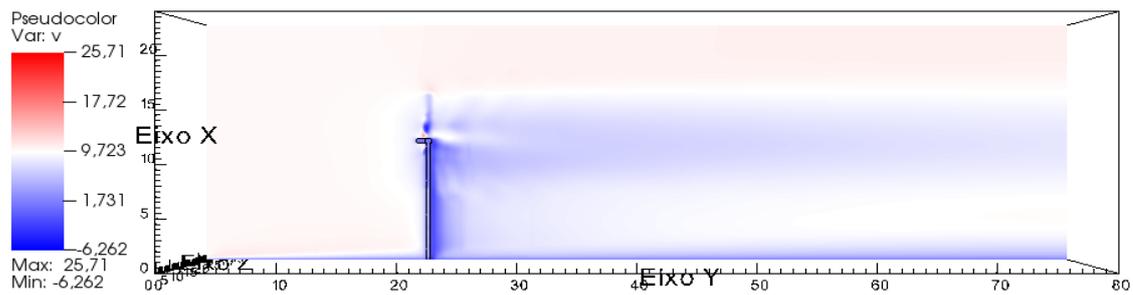
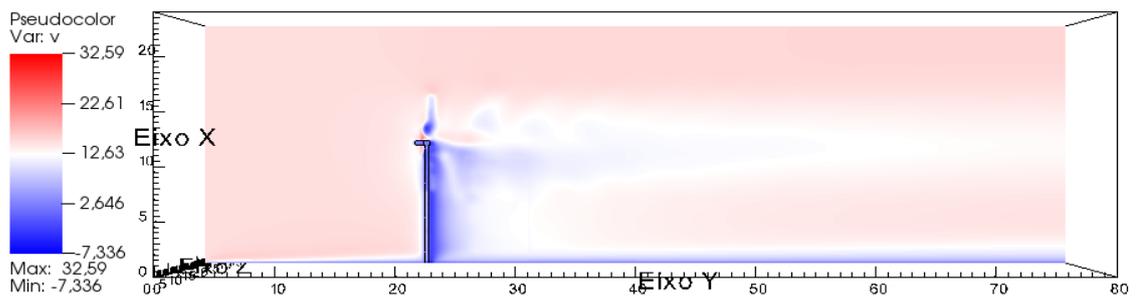
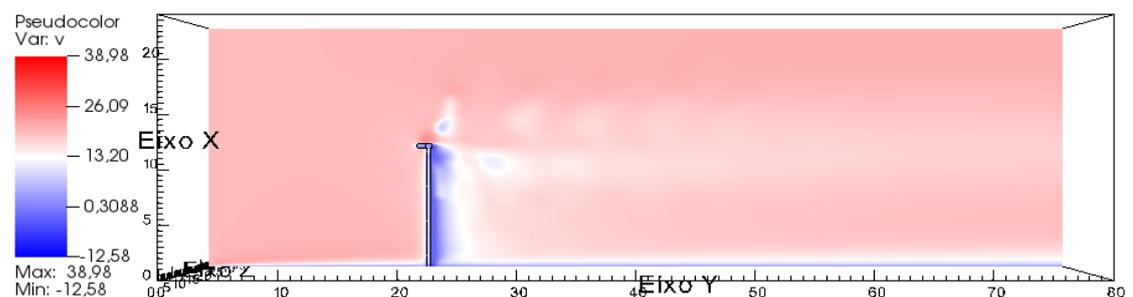


Figura 5.23: Vista Aérea - *Spalart-Allmaras*.

Figura 5.24: Vista Lateral - $k - \varepsilon$ Padrão.

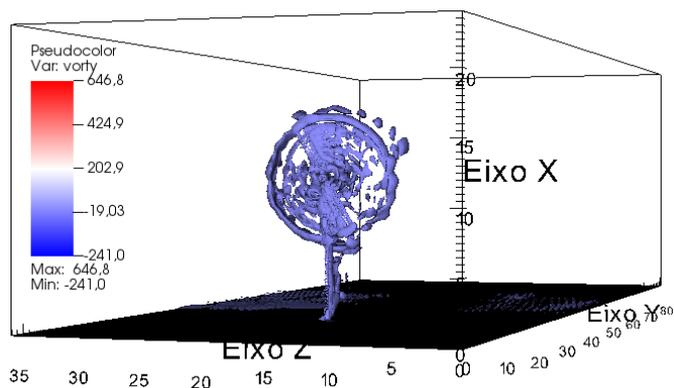
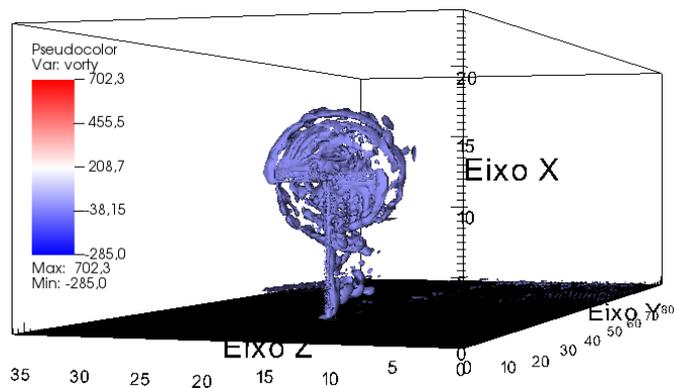
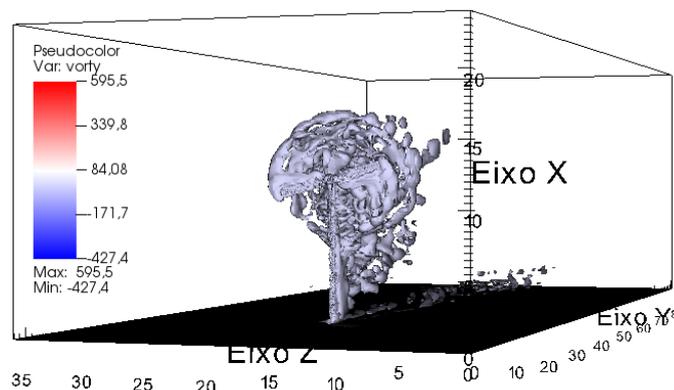
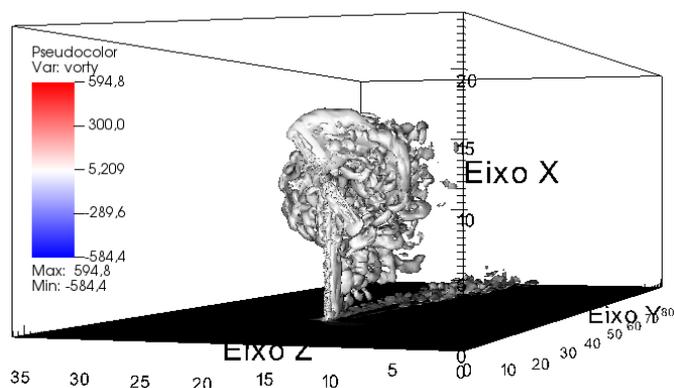
(a) $U = 7m/s$ (b) $U = 10m/s$ (c) $U = 15m/s$ (d) $U = 20m/s$ Figura 5.25: Vista Lateral - *Spalart-Allmaras*.

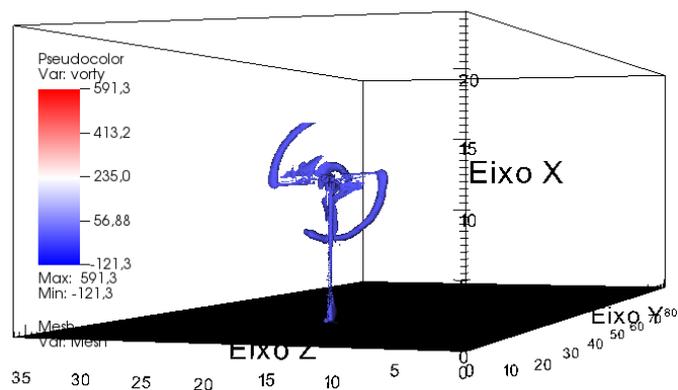
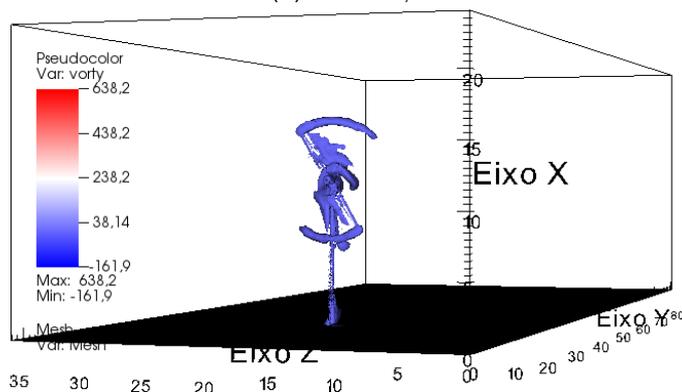
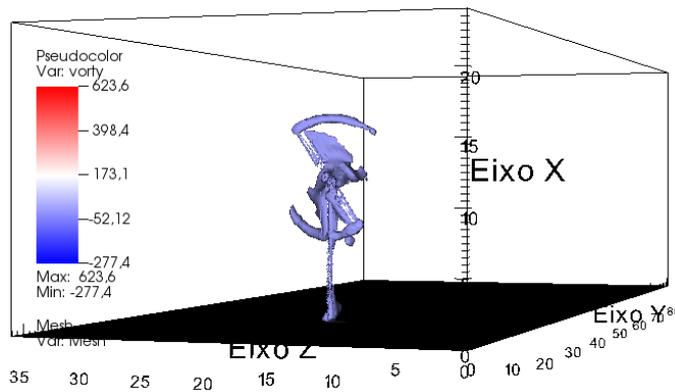
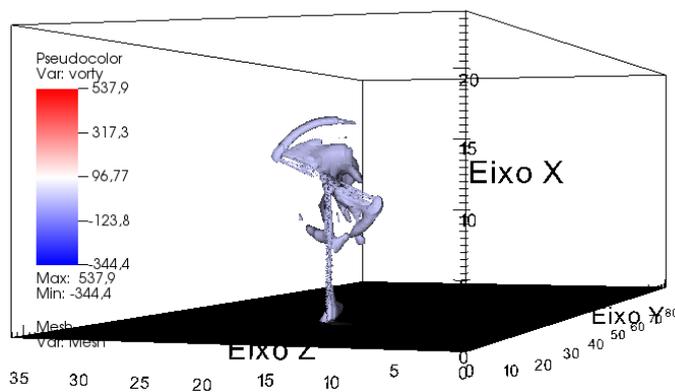
Observando as imagens das Figuras 5.24-5.25, comprova-se o que foi retratado quantitativamente pelo conjunto de sondas, onde (i) os maiores gradientes de velocidade encontram-se imediatamente após a fronteira imersa e (ii) os maiores deficit de

velocidade pertencem as menores velocidades definidas de corrente livre.

Para o modelo $k - \varepsilon$ Padrão, é identificado a presença de intensas flutuações do campo de velocidade para todos os casos, sendo possível visualizá-los em regiões mais distantes à fronteira imersa. Já para o modelo de *Spalart-Allmaras*, os campos de velocidade convergem para o seu comportamento médio, sendo assim, com maiores níveis de ν_t esse modelo têm a tendência de amortecer mais as estruturas turbilhonares e atinge um regime estatisticamente permanente antes do modelo $k - \varepsilon$. Quando se aproxima ao final do domínio baixos níveis de turbulência no escoamento são identificados.

No conjunto de imagens da Figura 5.26 e Figura 5.27 retratam os iso-valores da vorticidade na direção y para as diferentes velocidades do vento e dos modelos de fechamento da turbulência $k - \varepsilon$ Padrão e *Spalart-Allmaras*, respectivamente.

(a) $U = 7 \text{ m/s}$ (b) $U = 10 \text{ m/s}$ (c) $U = 15 \text{ m/s}$ (d) $U = 20 \text{ m/s}$ Figura 5.26: Componente y da vorticidade - $k - \varepsilon$ Padrão.

(a) $U = 7\text{ m/s}$ (b) $U = 10\text{ m/s}$ (c) $U = 15\text{ m/s}$ (d) $U = 20\text{ m/s}$ Figura 5.27: Componente y da vorticidade - -*Spalart-Allmaras*.

Analisando o conjunto de imagens da Figura 5.26 e Figura 5.27, percebe-se, de um modo geral, uma clara diferença na configuração das estruturas turbilhonares entre esses modelos de fechamento utilizados. No entanto, para ambos os casos, é possível notar as primeiras estruturas turbilhonares próximas a fronteira imersa, além disso, em $U = 7 \text{ m/s}$ já é observado zonas de separação sobre a superfície do rotor, especialmente para o modelo $k - \varepsilon$.

Na Figura 5.26-a uma grande estrutura turbilhonar ocorre na região próxima a ponta da pá, que é transportada pelo escoamento, formando estruturas de formato helicoidal. Essas estruturas originam devido a aceleração centrífuga no escoamento, em que o fluido se desloca da raiz em direção a ponta da pá. A medida em que U aumenta, esse padrão é menos perceptível para o modelo $k - \varepsilon$, por causa dos maiores níveis de viscosidade turbulenta ν_t , onde, em conjunto com maiores níveis de energia cinética e maciça separação do escoamento, é intensificada a promoção de estruturas secundárias e à interação não linear entre elas formando uma região de esteira com grandes flutuações da velocidade.

No modelo de *Spalart-Allmaras*, é mais claro identificar essa estrutura rotativa primária formada na ponta da pá para todos os valores da velocidade simulados, além disso, observa-se uma interação entre estruturas que se entrelaçam na região da raiz do rotor. Nesse modelo, com maiores níveis de viscosidade turbulenta, as estruturas turbilhonares são amortecidas, formando uma região de esteira em que são promovidas poucas estruturas secundárias e ocorrem baixas interações mantendo-se estável a estrutura rotativa na ponta do rotor. Os maiores níveis de interações entre estruturas turbilhonares ocorrem apenas próximo a raiz da pá.

Para observar os campos de viscosidade turbulenta, na Figura 5.28 é apresentado o plano normal a z na posição central da turbina eólica em $z = 18\text{m}$ para $U = 20 \text{ m/s}$ nos modelos de fechamento da turbulência $k - \varepsilon$ Padrão e *Spalart-Allmaras*, respectivamente.

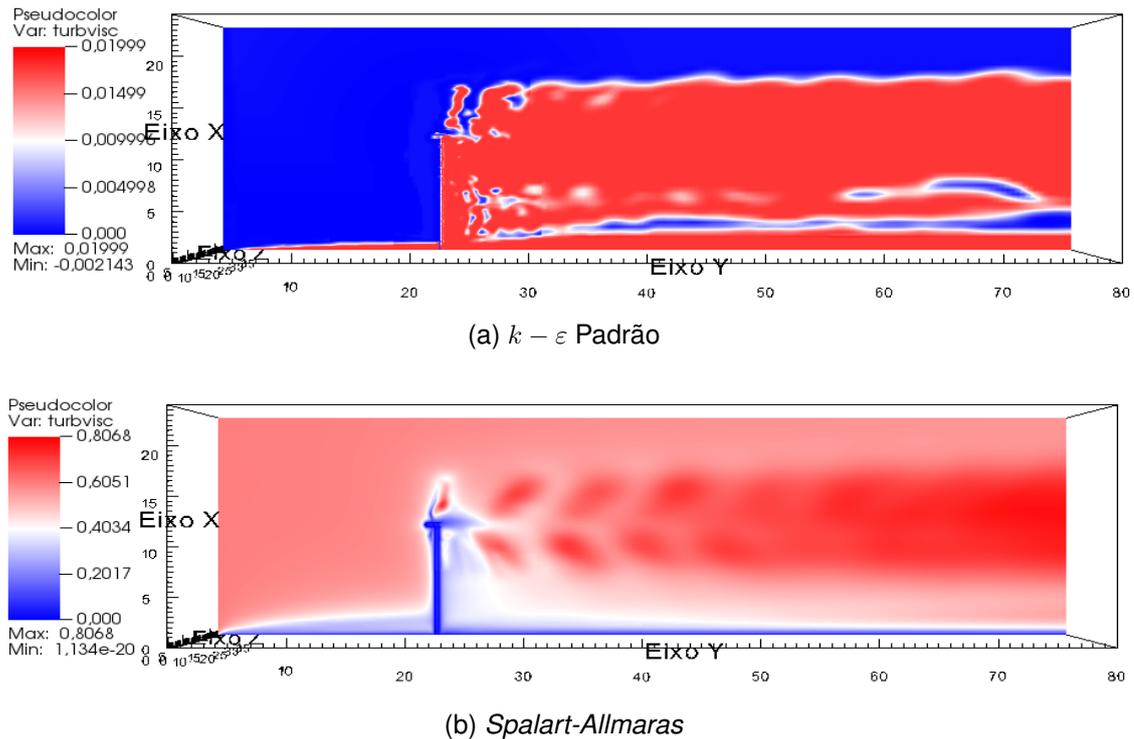


Figura 5.28: Vista Lateral do campo de viscosidade turbulenta $\nu_t - U = 20 \text{ m/s}$.

Como pode ser observado, os valores de ν_t são corretamente aplicados, onde é zerado sobre a fronteira imersa, e os máximos valores encontram-se na região de esteira, especialmente nas regiões mais próximas ao final do domínio para o modelo *Spalart-Allmaras*. O máximo valor de ν_t para o modelo *Spalart-Allmaras* é cerca de cem vezes maior ao máximo valor do modelo $k - \epsilon$, portanto, comprova ao que foi observado pelas imagens das figuras anteriores, em relação as diferenças observadas entre os modelos de fechamento da turbulência na promoção de estruturas turbilhonares a jusante da fronteira imersa.

Para verificar a aplicação e a eficiência do refinamento adaptativo da malha, na Figura 5.29 contempla a vista lateral do campo de velocidade v incluídas de imagens adicionais com a visualização da malha em $U = 20 \text{ m/s}$ para os modelos de fechamento da turbulência $k - \epsilon$ Padrão e *Spalart-Allmaras*, respectivamente.

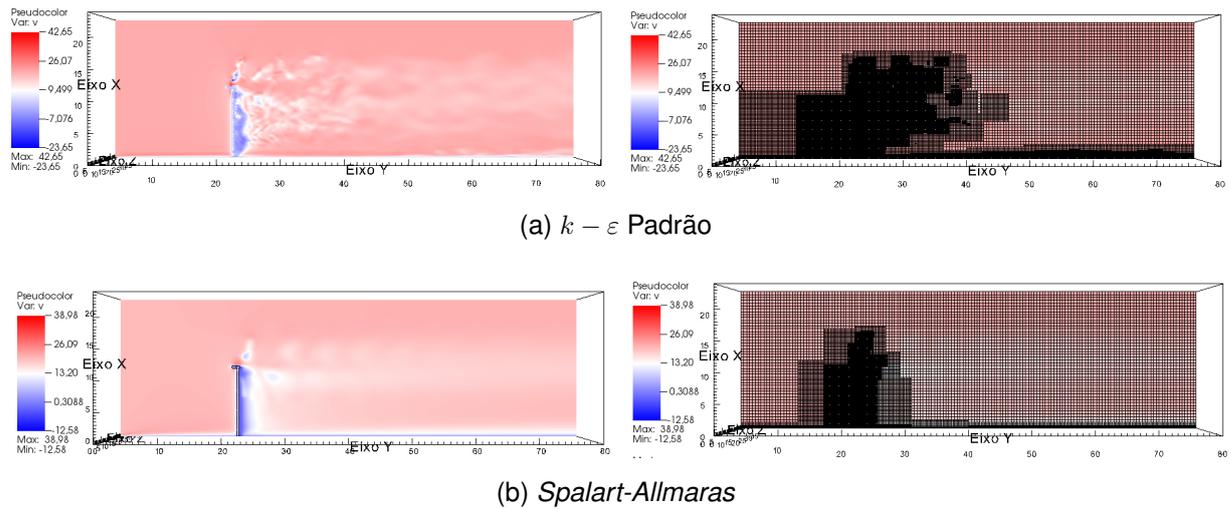


Figura 5.29: Vista Lateral com a presença da malha adaptativa - $U = 20 \text{ m/s}$.

No modelo *Spalart-Allmaras* o refinamento no nível mais fino é aplicado próximo a fronteira imersa, e poucos metros a jusante da turbina eólica, onde é identificado os maiores gradientes de velocidade para esse modelo, níveis de refinamento com resoluções menores são aplicados. No modelo $k - \varepsilon$ a maior resolução da malha é colocada próxima a fronteira imersa, e o refinamento da malha também é observado em regiões mais distantes da turbina eólica, embora que, a medida em que se aproxima ao final do domínio de cálculo, resoluções sucessivamente menores são aplicadas.

Portanto, em ambos os modelos de fechamento, o refinamento foi corretamente representado. Conforme é apresentado no modelo $k - \varepsilon$, intensas flutuações de velocidade permanecem em locais mais distantes da turbina eólica, sendo assim, é preciso que ocorra uma resolução da malha maior sobre essas regiões. Para o modelo *Spalart-Allmaras*, os campos de velocidade convergem rapidamente ao seu comportamento médio e a medida em que se aproxima o final do domínio, o deficit de velocidade vai diminuindo, logo, não é necessário utilizar-se de grandes resoluções da malha a jusante da turbina eólica como foi feito para o modelo anterior.

Assim como é observado nas simulações envolvendo o perfil de rotor eólico, percebe-se que comparando ao máximo nível de refinamento aplicado em todo o domínio computacional, é nítido observar que a técnica do refinamento adaptativo promove uma excelente economia de memória e tempo de processamento onde permite-se utilizar uma malha grosseira em áreas onde não há a presença de significativa quantidade de movimento.

Capítulo 6

Conclusões e Perspectivas

Esse trabalho teve como objetivo reproduzir numericamente o ensaio em túnel de vento elaborado para o perfil de rotor eólico modelo *s809* e turbina eólica NREL Phase VI, em que utiliza-se desse único modelo de aerofólio para a sua construção, consultando o relatório técnico de *Hand et al.* [12].

Para as simulações envolvendo o aerofólio, os coeficientes de arrasto e sustentação foram obtidos para um número de *Reynolds* fixo de $Re = 1.10^6$ e variou-se o ângulo de ataque iniciando-se em 0° até 20° , o qual coincide praticamente com a variação do ângulo de ataque do ensaio em túnel de vento. Para a turbina eólica, as simulações foram definidas com uma velocidade na corrente livre de $U = 7 \text{ m/s}, 10 \text{ m/s}, 15 \text{ m/s}$ e 20 m/s , velocidade angular constante $\omega_v = 72 \text{ RPM}$ e ângulo de passo fixo $\beta = 3^\circ$. Em ambos os casos os modelos de fechamento da turbulência aplicados foram $k - \varepsilon$ padrão aplicando a formulação duas camadas e *Spalart-Allmaras*.

As simulações envolvendo perfis de rotores eólicos apresentaram coerência física e os resultados foram relativamente satisfatórios para o coeficiente de arrasto e sustentação em função do ângulo de ataque para ambos os modelos de fechamento. Apesar de, mesmo utilizando-se uma malha bastante refinada na fronteira imersa $O(10^1)$, os resultados para o coeficiente de sustentação foram menores e os resultados para o coeficiente de arrasto foram maiores comparado aos resultados obtidos em túnel de vento, em todos os ângulos de ataque.

Os resultados aerodinâmicos do perfil de rotor eólico obtidos para ambos os modelos de fechamento da turbulência foram muito próximos entre si. Foi constatado que a separação da camada limite é antecipada em comparação as experimentações mate-

riais em túnel de vento, iniciando em $\alpha = 12^\circ$ para ambos os modelos de fechamento da turbulência.

Na análise aerodinâmica da turbina eólica, obteve-se bons resultados para o torque e consequentemente potência mecânica a partir de $U = 10 \text{ m/s}$; enquanto que, para $U = 7 \text{ m/s}$ todos os modelos falharam nessa predição. Foi observado que nessa faixa de operação a metodologia utilizada não conseguiu modelar corretamente a fluidodinâmica, apresentando divergências entre o experimento material, no qual, assim como no Caso I, a prematura separação do escoamento já era evidente.

O modelo $k-\varepsilon$ forneceu resultados mais próximos ao experimento material comparado ao modelo de *Spalart-Allmaras* e as referências numéricas consultadas, especialmente em $U = 10 \text{ m/s}$ e $U = 15 \text{ m/s}$. Portanto, a tendência a partir de $U = 10 \text{ m/s}$ foi a mesma do experimento material em ambos os modelos de fechamento da turbulência.

Analisando o sinal filtrado do torque temporal, é observado em todos os casos a ocorrência de anomalias no sinal com picos e vales de praticamente igual amplitude em uma frequência uniforme, em um curto período de tempo. Esse fenômeno ocorre quando uma pá localiza-se exatamente a frente da torre, indicando uma interação entre esses componentes da turbina eólica. Apesar da aparição dessa anomalia duas vezes a cada revolução do rotor, não houve a interferência no resultado final, pois os picos e vales são de praticamente iguais amplitudes e portanto a sua contribuição final é anulada.

Em relação ao levantamento gráfico obtido através das sondas computacionais, cujo o conjunto amostral foi extraído conforme a última rotação do aerotransformador, os resultados tiveram várias semelhanças ao que foi observado no trabalho de *Mo* [15].

Para o Conjunto de Sondas 1, o deficit de velocidade na região aerodinâmica das pás foi maior comparado a região estrutural do rotor e a torre, indicando que a turbina eólica extraiu parte da energia cinética do fluido, ademais, nessa região, o deficit de velocidade tem um formato de W na primeira posição a jusante da turbina eólica e gradualmente, a medida em que as sondas se distanciaram da fronteira imersa houve a mudança do formato de W para V , devido a turbulência redistribuir a quantidade de movimento linear nessa região.

No Conjunto de Sondas 2 é observado que o maior deficit ocorre na primeira posi-

ção das sondas a jusante da turbina eólica, ou seja, em $y = 30m$ e também nos locais em que compreendem as posições aerodinâmicas do rotor mais próximo a raiz da pá. O fato de que, nas regiões da ponta da pá o deficit é menor do que nas regiões mais próximas a raiz é principalmente devido a intensificação do escoamento radial que se desloca da raiz em direção a ponta da pá, devido a ação dos efeitos centrífugos

A metodologia da fronteira imersa empregada nesse trabalho, de uma maneira geral, mostrou-se ser uma promissora ferramenta computacional no tratamento de simulações numéricas que envolvam geometrias complexas, fixas e móveis, apesar de que houve algumas deficiências no modelo durante a predição da separação da camada limite, para ambos os casos.

Vale mencionar que esse trabalho teve como maior relevância fornecer contribuições e mostrar melhorias para o aperfeiçoamento dessa técnica computacional; pois não há na literatura estudos envolvendo a metodologia da fronteira imersa utilizando-se da Multi-Forçagem Direta aplicada a área aerodinâmica com modelos de fechamento da classe URANS.

Associado com essa técnica computacional, o refinamento adaptativo da malha foi corretamente aplicado nas regiões de maiores interesses, especificamente, próximo a fronteira imersa e nos locais de maiores gradientes de variáveis, fornecendo grande economia no tempo de processamento e no consumo de memória computacional.

Para trabalhos futuros dando continuidade nessa linha de pesquisa, sugere-se que, inicialmente seja realizada uma simulação computacional para a velocidade de corte $U_{in} = 5 \text{ m/s}$ para cada modelo de fechamento, tendo em vista, identificar se mesmo para essa baixa velocidade ocorre o descolamento da camada limite, ou se o escoamento mantém-se anexado sobre toda a porção da pá eólica, e com isso, observar-se se o resultado do torque médio diminui.

Aplicando um refinamento maior na fronteira imersa e fazendo-se uso da função indicadora para o aumento da viscosidade no interior da fronteira imersa, haja visto que o tempo físico para a periodização do sinal da curva temporal do torque é menor comparado ao tempo necessário para as simulações envolvendo análises de esteiras turbilhonares alcançarem o regime estatisticamente permanente, também podem ser técnicas que visam fornecer melhores compreensões da razão pela qual o torque médio gerado ser alto em $U = 7 \text{ m/s}$.

Nas simulações envolvendo as análises qualitativas e quantitativas da esteira turbilhonar a jusante da turbina eólica, é necessário usar um domínio de cálculo maior na direção perpendicular a fronteira imersa para identificar a recuperação completa da velocidade do vento. De acordo com *Thé* e *Yu* [23], é comumente aceito que o deficit de velocidade seja negligenciado em aproximadamente dez vezes o diâmetro do rotor, porém, no trabalho de *Mo* [15], foi observado que mesmo aplicando um domínio de vinte vezes o diâmetro do rotor a jusante da turbina eólica não houve a recuperação da velocidade até o final do domínio.

Uma proposta para melhorar a imposição da condição de contorno na fronteira imersa é utilizar uma nova metodologia para o tratamento da fronteira imersa que vem sendo recentemente implementada no código *MFSim*, denominada de método *Ghost*. De acordo com Magalhães [56], o método da multi-forçagem direta não é o melhor modelo para predições na região da camada limite, pois envolvem muitas interpolações, assim sendo, o método *Ghost* pode vir a ser uma valiosa ferramenta em simulações com fronteiras imersas esbeltas, tendo em vista que nesse método as variáveis são prescritas na fronteira do corpo sólido.

No tocante ao modelo de fechamento da turbulência utilizado, modelos híbridos poderão melhorar os resultados, principalmente por superar as dificuldades dos dois modelos clássicos do fechamento da turbulência, ou seja, representar o escoamento com maiores riquezas de informações do que o comportamento médio do escoamento advindos dos modelos da classe URANS e também com um custo computacional menor comparado aos modelos da classe LES.

Adicionalmente, é sugerido a inclusão do modelo URANS $k - \omega$ SST. No presente trabalho não foi incluído esse modelo em decorrência da divergência numérica do valor do ω com o avanço do tempo físico, pois o valor imposto do ω é alto, e como é preciso recalculá-lo a cada passo de tempo utilizando-se o método da multi-forçagem direta e a fronteira imersa utilizada é móvel, ocorreu que o ω não era imposto de maneira eficiente, surgindo instabilidades numéricas. Na literatura ainda não se encontra um trabalho que trate a respeito da modelagem de escoamentos aplicando o modelo $k - \omega$ SST e utilizando-se o método iterativo da multi-forçagem direta na presença de fronteira imersas com rotação.

Referências Bibliográficas

- [1] RITCHIE, H.; ROSER, M. Energy. *Our World in Data*, 2020. <https://ourworldindata.org/energy>.
- [2] BEN. Balanço Energético Nacional - Relatório Síntese 2021. *Balanço Energético Nacional (BEN)*, 2021.
- [3] SILVEIRA-NETO, A. *Escoamentos Turbulentos Análise Física e Modelagem Teórica*. 1. ed. Uberlândia: Composer, 2020.
- [4] ANDRADE, J. R. *Métodos de fronteira imersa para corpos esbeltos: implementação e validação*. 131 p. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) — Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2015.
- [5] MELO, R. R. da S. *Modelagem e Simulação de Escoamentos Turbulentos com Efeitos Térmicos, utilizando a metodologia da fronteira imersa e malha adaptativa*. 161 p. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) — Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2017.
- [6] DAMASCENO, M. M. R. *Desenvolvimento de uma Modelagem para Escoamentos Reativos em Malhas Adaptativas do tipo Bloco-Estruturada*. 137 p. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) — Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2018.
- [7] LU, Z.; FAN, L.-S. An iteration potencial based lattice Boltzmann method with adaptive mesh refinement (AMR) for Two-Phase Flow Simulation. *Journal of Computational Physics*, v. 228, p. 6456–6478, 2009. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.jcp.2009.05.034>>.

- [8] VEDOVOTO, J. M. *Mathematical and Numerical Modeling of Turbulent Reactive Flows using a Hybrid LES / PDF Methodology*. 227 p. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) — Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2011.
- [9] VILLAR, M. M. *Análise Numérica Detalhada de Escoamentos Multifásicos Bidimensionais*. 169 p. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) — Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2007.
- [10] TOOLS, A. *NREL's S809 Airfoil (s809-nr)*. Disponível em: <<http://airfoiltools.com/airfoil/details?airfoil=s809-nr>>. Acesso em: 20/06/2021.
- [11] MANWELL, J.; MCGOWAN, J.; ROGERS, A. *Wind Energy Explained: Theory, Design and Application*. 2. ed. Wiley, 2009. Disponível em: <<https://doi.org/10.1002/9781119994367>>.
- [12] HAND, M. et al. *Unsteady Aerodynamics Experiment Phase VI: Wind Tunnel Test Configurations and Available Data Campaigns*. Golden, Colorado: NREL/TP-500-29955. National Renewable Energy Laboratory, 2001. Disponível em: <<https://doi.org/10.2172/15000240>>.
- [13] HANSEN, M. O. L. *Aerodynamics of Wind Turbine*. 2. ed. [S.l.]: Earthscan, 2008.
- [14] ELIAS, A. J. *Modelagem Híbrida URANS-LES para Escoamentos Turbulentos*. 193 p. Tese (Mestrado em Engenharia Mecânica) — Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2018.
- [15] MO, J.-O. et al. Effects of wind speed changes on wake instability of a wind turbine in a virtual wind tunnel using large eddy simulation. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 117, p. 39–56, 2013. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.jweia.2013.03.007>>.
- [16] NASCIMENTO, T. C.; MENDONÇA, A. T. B. B. de; CUNHA, S. K. da. Inovação e sustentabilidade na produção de energia: o caso do sistema setorial de energia eólica no Brasil. *Cadernos Ebape*, v. 10, n. 3, p. 630–651, 2012. Disponível em: <<https://doi.org/10.1590/S1679-39512012000300010>>.
- [17] GELLER, H. S. *Revolução Energética: Políticas para um futuro sustentável*. Rio de Janeiro: Relume Dumerá, 2003.

- [18] LUDWIG, D. E. *Análise numérica da influência de fatores atmosféricos de turbinas eólicas*. 98 p. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) — Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Rio Grande do Sul, 2011.
- [19] FERREIRA, A. A. B. *Metodologia de previsão do potencial eólico de curto prazo para planejamento da operação de sistemas elétricos*. 97 p. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) — Universidade Federal do Pampa, Alegrete, 2018.
- [20] ABEEOLICA. *Associação Brasileira de Energia Eólica (Abeeolica)*. Disponível em: <<http://abeeolica.org.br>>. Acesso em: 10/06/2021.
- [21] IRENA. Renewable capacity statistics 2021. *International Renewable Energy Agency (IRENA)*, Abu Dhabi, 2021.
- [22] GWEC. Global Wind Report 2021. *Global Energy Wind Council (GWEC)*, 2021.
- [23] THÉ, J.; YU, H. A critical review on the simulations of wind turbine aerodynamics focusing on Hybrid RANS-LES methods. *Energy*, v. 38, p. 257–289, 2017. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.energy.2017.07.028>>.
- [24] SARAF, A. K.; SINGH, M. P.; CHOUAN, T. S. Aerodynamic Analysis of NACA 0012 airfoil using CFD. *International Journal of Mechanical and Production Engineering*, v. 5, n. 12, p. 21–25, 2009.
- [25] NETO, H. R. *Modelagem matemática para a interação fluido estrutura acoplando escoamentos incompressíveis e viga de Timoshenko*. 144 p. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) — Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2016.
- [26] GUERRI, O.; HARHAD, A.; BOUHADEF, K. Turbulent Flow Simulation of the NREL S809 Airfoil. *Wind Engineering*, v. 30, n. 4, p. 287–302, 2006. Disponível em: <<https://doi.org/10.1260/030952406779295471>>.
- [27] PAPE, A. L.; LECANU, J. 3D Navier–Stokes Computations of a Stall-regulated Wind Turbine. *Wind Energy*, v. 7, n. 4, p. 309–324, 2004. Disponível em: <<https://doi.org/10.1002/we.129>>.

- [28] SONG, Y. *CFD Simulation of the Flow around NREL Phase VI Wind Turbine*. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) — University of Massachusetts Amherst, 2014.
- [29] AKSENOV, A. et al. A Validation Study Using NREL Phase VI Experiments, Part I: Low Computational Resource Scenario. In: ETC12, 12., 2017, Estocolmo Suécia. *Proceedings of 12 th European Conference on Turbomachinery Fluid Dynamics and Thermodynamics*. Euroturbo, 2017. p. 1–12. Disponível em: <<https://doi.org/10.29008/ETC2017-365>>.
- [30] LANZAFAME, R.; MAURO, S.; MESSINA, M. Wind turbine CFD modeling using a correlation-based transitional model. *Renewable Energy*, v. 52, p. 31 – 39, 2013. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.renene.2012.10.007>>.
- [31] POTSDAM, M. A.; MAVRIPLIS, D. J. Unstructured Mesh CFD Aerodynamic Analysis of the NREL Phase VI Rotor. *American Institute of Aeronautics and Astronautics AIAA Paper*, 2009. Disponível em: <<https://doi.org/10.2514/6.2009-1221>>.
- [32] LI, Y. et al. Dynamic overset CFD simulations of wind turbine aerodynamics. *Renewable Energy*, v. 37, p. 285–298, 2012. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.renene.2011.06.029>>.
- [33] MO, J.-O.; LEE, Y.-H. CFD Investigation on the aerodynamic characteristics of a small-sized wind turbine of NREL PHASE VI operating with a stall-regulated method. *Journal of Mechanical Science and Technology*, v. 26, n. 1, p. 81–92, 2011. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/s12206-011-1014-7>>.
- [34] SEDAGHATIZADEH, N. et al. Modelling of Wind Turbine Wake using Large Eddy Simulation. *Renewable Energy*, p. 1–25, 2017. Disponível em: <[10.1016/j.renene.2017.09.017](https://doi.org/10.1016/j.renene.2017.09.017)>.
- [35] SØRENSEN, N. N.; SCHRECK, S. Transitional DDES computations of the NREL Phase-VI rotor in axial flow conditions. *Journal of Physics Conf. Ser.* 555 012096, p. 1–10, 2014. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088/1742-6596/555/1/012096>>.

- [36] ZAHLE, F. et al. Wind Turbine Rotor-Tower Interaction Using an Incompressible Overset Grid Method. *American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA) Paper*, 2007. Disponível em: <<https://doi.org/10.2514/6.2007-425>>.
- [37] BENJANIRAT, S.; SANKAR, L. N. Evaluation of turbulence models for the prediction of wind turbine aerodynamics. *American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA) Paper*, 2003. Disponível em: <<https://doi.org/10.1115/WIND2003-517>>.
- [38] SMAGORINSKY, J. General Circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Review*, v. 91, n. 3, p. 99–164, 1963. Disponível em: <[https://doi.org/10.1175/1520-0493\(1963\)091<0099:GCEWTP>2.3.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1963)091<0099:GCEWTP>2.3.CO;2)>.
- [39] BOUSSINESQ, J. Essai sur la théorie des eaux courantes,. *Mém. Acad. Sci. Paris*, v. 46, 1877.
- [40] SPALART, P.; ALLMARAS, S. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. *American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA) Paper*, 1992. Disponível em: <<https://doi.org/10.2514/6.1992-439>>.
- [41] NICHOLS, R. *Turbulence Models and their application to complex flows*. [S.l.]: Revision, 2010. v. 4.
- [42] CHOU, P. On velocity correlations and the solutions of the Equations of turbulent Fluctuation. *Quarterly of Applied Mathematics*, v. 3, n. 1, p. 38–54, 1988. Disponível em: <<https://doi.org/10.1090/qam/11999>>.
- [43] JONES, W. P.; LAUNDER, B. E. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 15, p. 301–314, 1972. Disponível em: <[https://doi.org/10.1016/0017-9310\(72\)90076-2](https://doi.org/10.1016/0017-9310(72)90076-2)>.
- [44] MAGALHÃES, G. M. *Soluções Contínuas e Discretas de Escoamentos Cisalhantes Livres em Regime Laminar e Turbulento*. 169 p. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) — Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2018.
- [45] VOLKOV, K. N. Application of a two-layer model of turbulence in calculation of a boundary layer with a pressure gradient. *Journal of Engineering*

- Physics and Thermophysics*, v. 80, n. 1, p. 97–106, 2007. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/s10891-007-0013-0>>.
- [46] ANDRADE, J. R. et al. Assesment of two immersed boundary methods for flow over thin plates and sharp edges. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, v. 40, n. 288, p. 287–304, 2018. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/s40430-018-1212-7>>.
- [47] PESKIN, C. S. Flow Patterns Around Heart Valves: A Numerical Method. *Journal of Computational Physics*, v. 10, p. 252–271, 1972. Disponível em: <[https://doi.org/10.1016/0021-9991\(72\)90065-4](https://doi.org/10.1016/0021-9991(72)90065-4)>.
- [48] WANG, Z.; FAN, J.; LUNG, K. Combined multi-direct forcing and immersed boundary method for simulating flows with moving particles. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 34, n. 3, p. 283–302, 2008. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2007.10.004>>.
- [49] KINOSHITA, D. et al. Fourier pseudospectral method for nonperiodical problems: A general immersed boundary method for three types of thermal boundary conditions. *Numerical Heat Transfer*, v. 70, n. 6, p. 537–558, 2016. Disponível em: <<https://doi.org/10.1080/10407790.2016.1244401>>.
- [50] LAPOINTE, C. et al. Efficient simulation of turbulent diffusion flames in OpenFOAM using adaptative mesh refinement. *Fire Safety Journal*, v. 38, n. 102934, p. 1–14, 2020. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.firesaf.2019.102934>>.
- [51] VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. *An Introduction to Computational Fluid Dynamics The Finite Volume Method*. 2. ed. [S.l.]: Pearson, 2007.
- [52] FERZIGER, J. H.; PERIC, M. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. 3. ed. Springer, 2002. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/978-3-642-56026-2>>.
- [53] CHORIN, A. J. Numerical solution of the navier-stokes equation. *Mathematics of Computation*, v. 22, p. 745–762, 1968. Disponível em: <<https://doi.org/10.1090/S0025-5718-1968-0242392-2>>.

- [54] YELMULE, M.; ANJURI, E. R. CFD predictions of NREL Phase VI rotor experiments in NASA/AMES wind tunnel. *International Journal of Renewable Energy Research*, v. 3, n. 2, p. 262–269, 2013.
- [55] JONKMAN, J. M. *Modeling of the UAE Wind Turbine for Refinement of FAST AD*. National Energy Laboratory NREL (NREL), 2003. Disponível em: <<https://doi.org/10.2172/15005920>>.
- [56] MAGALHÃES, G. M. et al. Computational Simulation of a Plane Channel with $k - \varepsilon$ and Multi Direct Forcing Method. *11th International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP11)*, 2019.

Apêndice A

Dados adicionais referentes a turbina eólica

A.1 Construção do aerofólio s809

x/c superior	y/c superior	x/c inferior	y/c inferior
0,00037	0,00275	0,00140	-0,00498
0,00575	0,01166	0,00933	-0,01272
0,01626	0,02133	0,02321	-0,02162
0,03158	0,03136	0,04223	-0,03144
0,05147	0,04143	0,06579	-0,04199
0,07568	0,05132	0,09325	-0,05301
0,10390	0,06082	0,12397	-0,06408
0,13580	0,06972	0,15752	-0,07467
0,17103	0,07786	0,19362	-0,08447
0,20920	0,08505	0,23175	-0,09326
0,24987	0,09113	0,27129	-0,10060
0,29259	0,09594	0,31188	-0,10589
0,33689	0,09933	0,35328	-0,10866
0,38223	0,10109	0,39541	-0,10842
0,42809	0,10101	0,43832	-0,10484
0,47384	0,09843	0,48234	-0,09756
0,52005	0,09237	0,52837	-0,08697

0,56801	0,08356	0,57663	-0,07442
0,61747	0,07379	0,62649	-0,06112
0,66718	0,06403	0,67710	-0,04792
0,71606	0,05462	0,72752	-0,03558
0,76314	0,04578	0,77668	-0,02466
0,80756	0,03761	0,82348	-0,01559
0,84854	0,03017	0,86677	-0,00859
0,88537	0,02335	0,90545	-0,00370
0,91763	0,01694	0,93852	-0,00075
0,94523	0,01101	0,96509	0,00054
0,96799	0,00600	0,98446	0,00065
0,98528	0,00245	0,99612	0,00024
0,99623	0,00054	1,00000	0,00000
1,00000	0,00000	0,00000	0,00000

A.2 Resultados do Coeficiente de Arrasto e Sustentação do aerofólio *s809*

Resultados experimentais para o coeficiente de arrasto C_d e sustentação C_l do modelo de aerofólio *s809* obtidos através de experimentação em túnel de vento no laboratório da Universidade Tecnológica de Deft com um número de Reynolds igual a 1.000.000.

α	C_l	C_d
-1,04	0,019	0,0095
-0,01	0,139	0,0094
1,02	0,258	0,0096
2,05	0,378	0,0099
3,07	0,497	0,0100
4,10	0,617	0,0100
5,13	0,736	0,0097
6,16	0,851	0,0095
7,18	0,913	0,0127
8,20	0,952	0,0169
9,21	0,973	0,0247
10,20	0,952	0,0375
11,21	0,947	0,0725
12,23	1,007	0,0636
13,22	1,031	0,0703
14,23	1,055	0,0828
15,23	1,062	0,1081
16,22	1,043	0,1425
17,21	0,969	0,1853
18,19	0,938	0,1853
19,18	0,929	0,1853
20,16	0,923	0,1853

Tabela A.2: Coeficiente de Arrasto C_d e Sustentação C_l em função do ângulo de ataque α . Retirado de *Hand et al.* [12]

A.3 Dados Aerodinâmicos para a construção da Turbina Eólica

Distância do centro do rotor (m)	Distância em razão do raio da pá (/5,029m)	Corda local (m)	Ângulo de torção (°)	Espessura Local (m)
0,508	0,101	0,218	0	0,218
0,66	0,131	0,218	0	0,218
0,883	0,176	0,183	0	0,183
1,008	0,2	0,349	6,7	0,163
1,067	0,212	0,441	9,9	0,154
1,133	0,225	0,544	13,4	0,154
1,257	0,25	0,737	20,04	0,154
1,343	0,267	0,728	18,074	0,153
1,51	0,3	0,711	14,292	0,149
1,648	0,328	0,697	11,909	0,146
1,952	0,388	0,666	7,979	0,14
2,257	0,449	0,636	5,308	0,133
2,343	0,466	0,627	4,715	0,131
2,562	0,509	0,605	3,425	0,127
2,867	0,57	0,574	2,083	0,12
3,172	0,631	0,543	1,15	0,114
3,185	0,633	0,542	1,115	0,114
3,476	0,691	0,512	0,494	0,107
3,781	0,752	0,482	-0,015	0,101
4,023	0,8	0,457	-0,381	0,096
4,086	0,812	0,451	-0,475	0,094
4,391	0,873	0,42	-0,92	0,088
4,696	0,934	0,389	-1,352	0,081
4,78	0,95	0,381	-1,469	0,08
5	0,994	0,358	-1,775	0,075
5,029	1	0,355	-1,815	0,074

Tabela A.3: Dados Aerodinâmicos Turbina Eólica. Adaptado de *Hand et al.* [12]

Apêndice B

Algoritmo para o cálculo do Torque e Potência Mecânica

Caminho: *src_lag/IB/immersed_boundary.f90*

Subrotina Modificada: *Body Movement*

Síntese:

- **Passo 1:** Definir a velocidade angular da turbina eólica em rad/s ω_v no arquivo *input/ib.amr3d*.
- **Passo 2:** Definir a posição de referência de rotação da turbina eólica na direção em x, y e z no arquivo *input/ib.amr3d*.
- **Passo 3:** Calcular a distância da posição de referência de rotação da turbina eólica até a posição do centro de cada célula lagrangeana.

$$\begin{aligned}r_x &= x_c - \tilde{x}_k, \\r_y &= y_c - \tilde{y}_k, \\r_z &= z_c - \tilde{z}_k,\end{aligned}\tag{B.1}$$

onde x_c, y_c, z_c são as posições de referência de rotação da fronteira imersa definidas no **Passo 2** e $\tilde{x}_k, \tilde{y}_k, \tilde{z}_k$ são as posições do centro de cada célula lagrangeana em cada direção.

- **Passo 4:** Calcular o Torque através do somatório no espaço lagrangeano do produto vetorial da força e da distância em x, y e z.

$$T = \sum_{\Gamma} \mathbf{r} \times \mathbf{F},\tag{B.2}$$

onde F representa o módulo da força do campo euleriano que promove a rotação da fronteira imersa.

$$\mathbf{r} \times \mathbf{F} = \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ r_x & r_y & r_z \\ F_x & F_y & F_z \end{vmatrix} \quad (\text{B.3})$$

- **Passo 5:** Calculado o Torque mecânico, a potência mecânica é obtida usando-se a Equação 4.29.

$$P_{mec} = T\omega_v \frac{\pi}{30.000}. \quad (\text{B.4})$$

- **Passo 6:** O Coeficiente de Potência é calculada utilizando a Equação 4.32.

$$C_p = \frac{P_{mec}}{0,5\rho\pi R^2 U^3}. \quad (\text{B.5})$$