

**Universidade de Brasília
Faculdade de Tecnologia
Departamento de Engenharia Mecânica**

**ESTUDO NUMÉRICO DE TURBINAS HIDROKINÉTICAS
DE EIXO HORIZONTAL**

Paulo Augusto Strobel Freitas e Silva

Orientador: Taygoara Felamingo Oliveira

Dissertação de Mestrado em Ciências Mecânicas

Publicação: ENM.DM-217A/2014

Brasília-DF: 08/2014

**Universidade de Brasília
Faculdade de Tecnologia
Departamento de Engenharia Mecânica**

**ESTUDO NUMÉRICO DE TURBINAS HIDROCINÉTICAS DE EIXO
HORIZONTAL**

Paulo Augusto Strobel Freitas Silva

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA DA FACULDADE DE TECNOLOGIA DA UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM CIÊNCIAS MECÂNICAS.

Aprovada por:

**Taygoara Felamingo de Oliveira , Prof. Dr., UnB
(Orientador)**

**Antonio Pinho Brasil Júnior, Prof. Dr., UnB
(Examinador Interno)**

**Jéerson Rógerio Pinheiro Vaz , Prof. Dr., UFPA
(Examinador Externo)**

**Mario Benjamim Baptista de Siqueira , Prof. Dr., UnB
(Examinador Interno Suplente)**

Brasília-DF, 6 de agosto de 2014.

FICHA CATALOGRÁFICA

SILVA, PAULO AUGUSTO STROBEL FREITAS
ESTUDO NUMÉRICO DE TURBINAS HIDROKINÉTICAS DE EIXO HORIZONTAL
xix, 103p., 297 mm (EnM/FT/UnB, Mestre, Ciência Mecânica, 2013).

Dissertação de Mestrado - Universidade de Brasília.

Faculdade de Tecnologia.

Departamento de Engenharia Mecânica.

- | | |
|--------------------------|---------------------------------------|
| 1. Esteira | 2. Dinâmica dos fluidos computacional |
| 3. Turbina Hidrocinética | 4. NREL PHASE VI |
| I. EnM/FT/UnB | II. Título (série) |

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

Silva, P. A. S. F. (2014). ESTUDO NUMÉRICO DE TURBINAS HIDROKINÉTICAS DE EIXO HORIZONTAL. Dissertação de Mestrado em Ciências Mecânicas, Publicação ENM.DM - 217A/2014, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade de Brasília, Brasília, DF, 103p.

CESSÃO DE DIREITOS

NOME DO AUTOR: Paulo Augusto Strobel Freitas Silva.

TÍTULO DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO: ESTUDO NUMÉRICO DE TURBINAS HIDROKINÉTICAS DE EIXO HORIZONTAL.

GRAU/ANO: Mestre/2014

É concedida à Universidade de Brasília permissão para reproduzir cópias desta tese de mestrado e para emprestar ou vender tais cópias somente para propósitos acadêmicos e científicos. O autor reserva outros direitos de publicação e nenhuma parte desta dissertação de mestrado pode ser reproduzida sem a autorização por escrito do autor.

Paulo Augusto Strobel Freitas Silva
SQN 216 bloco H, apto 120 - Asa Norte
70.875-080 Brasília - DF - Brasil
paulostrobel@gmail.com

A minha família que sempre esteve lado a lado me apoiando nas derrotas e dividindo a glória de cada vitória.

A Antonio Augusto da Silva (In Memoriam), meu grande exemplo, que se faz presente nos bastidores da minha vida.

"A vida não é problema, é batalha, é desafio. Cada obstáculo é uma lição." - Edi Rock

Agradecimentos

É difícil pontuar minha gratidão a todos os que me incentivaram nesse processo. Carrego comigo influência de cada amigo e pessoa que estiveram na minha caminhada, mesmo que por um breve momento. Tentarei aqui colocar em palavras toda minha gratidão aos amigos que estiveram mais presentes nessa jornada.

Aos colegas e amigos do laboratório de energia e ambiente e bloco G, Marianela, Rafael, Aramis, Marcelo e Felipe que demonstrarem companheirismo e contribuírem com excelentes discussões acadêmicas.

Ao meu orientador, professor Taygoara Felamingo, pela paciência, disponibilidade, orientação e principalmente por ter confiado em mim para realizar esse trabalho.

Ao professor Antônio Brasil pelas ideias e experiência que foram valiosas durante todo o processo.

Ao Leo Daiki e os professores André e Jerson pelo suporte computacional e acadêmico. Além da contribuição da geometria da turbina hidrocínética, que foi essencial no escopo desse estudo.

Aos irmãos que a vida me presenteou Borelli, Tadeu e Rolando pela amizade, companheirismo e parceria.

A minha amada mãe Delzely Strobel, que sempre me apoiou com ternura, amor e toda sua serenidade e alegria.

A João Augusto, José Strobel, Beatriz Strobel e Isabelle que sempre estiveram ao meu lado.

A Alessandra Barreto pelo amor incondicional e companheirismo que torna meu dia mais gracioso.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPQ) e Eletronorte pelo suporte financeiro dado durante a execução deste trabalho.

Resumo

ESTUDO NUMÉRICO DE TURBINAS HIDROKINÉTICAS DE EIXO HORIZONTAL

Autor: Paulo Augusto Strobel Freitas Silva
Orientador: Taygoara Felamingo de Oliveira
Programa de Pós-graduação em Ciências Mecânicas
Brasília, junho de 2014

RESUMO

Em turbinas de eixo horizontal, o estudo do escoamento é de grande importância, pois está diretamente relacionado a eficiência e ao projeto do rotor. Esse trabalho tem como objetivo geral a modelagem e simulação numérica do escoamento ao redor de turbinas hidrocínética por meio da dinâmica dos fluidos computacional (CFD). Como objetivo específico, pretende-se realizar um estudo de convergência de malha, modelo de esteira de vórtice de Rankine, esteira aerodinâmica, cavitação e validação com referência experimental. Para atingir esses objetivos, adotou-se o modelo de turbulência *SST* e configurações de malhas que permitissem proximidade com dados experimentais. Após essa etapa da validação, faz-se a simulação da turbina hidrocínética. Os resultados numéricos obtidos mostram a eficácia da prevenção de cavitação do algoritmo baseado no modelo BEM e relação entre o modelo de vórtice de Rankine e o colapso da camada limite. Além de apresentar a caracterização da curva de coeficiente potência, estrutura de vórtice e recuperação de velocidade na esteira.

Abstract

MUMERIC STUDY OF HORIZONTAL AXIS HYDROKINETIC TURBINES

Author: Paulo Augusto Strobel Freitas Sila
Supervisor: Taygoara Felamingo de Oliveira
Programa de Pós-graduação em Ciências Mecânicas
Brasília, august of 2014

Abstract. In turbines of horizontal axis, the study of the flow has great importance, because is directly linked with efficiency an the design of rotor. This workhas as general objective the modelling and numeric simulation of the flow around of turbines using Computational Fluid Dynamics (CFD). As specific goal, intends to perform a mesh independence study, Rankine vortex wake model, near and far wake, cavitation and validation with experimental reference. To reach these ojectives, was adopted Shear Stress Transport (SST) turbulence model and configuration of mesh that allow accuracy wiht experimental data. After this step of validation, it is made the simulation of hydrokinetic turbine. The numeric results obtained shows the effectiveness of algoritm (based in BEM) to avoid cavitation and the relationship between Rankine vortex wake model and collapse of boundary layer. In addition to presenting the characterization of power coefficient curve, structure of vortex and recovery of velocity in the wake.

Sumário

1	Introdução	1
1.1	Contextualização	1
1.2	Objetivos	5
1.2.1	Objetivos gerais	5
1.2.2	Objetivos específicos	5
1.3	Revisão bibliográfica	6
2	Aerodinâmica de turbinas de eixo horizontal	8
2.1	Princípio de funcionamento de turbinas de eixo horizontal	8
2.2	Aerodinâmica de turbinas de eixo horizontal	11
2.2.1	Teoria do disco atuador	11
2.2.2	"Blade element method"(BEM)	15
2.2.3	Esteira	16
3	Modelagem numérica do escoamento em rotores de eixo horizontal	20
3.1	Equação de Navier Stokes	20
3.2	Modelagem da turbulência	21
3.3	Equações médias de Navier Stokes (RANS)	24
3.3.1	Hipótese de Boussinesq	25
3.3.2	Modelo $k - \varepsilon$	26
3.3.3	Modelo $k - \omega$	27
3.3.4	Modelo SST ("Shear Stress Transport")	28
3.4	Tratamento do escoamento próximo às paredes	29
3.5	Movimento por sistema de referência (Moving Reference Frame - MRF)	32
4	Metodologia	34
4.1	Validação	34
4.1.1	Detalhes do experimento NREL PHASE VI	36
4.1.2	Modelo geométrico	39
4.1.3	Malha numérica	39
4.1.4	Condições de contorno	45
4.2	Turbinas hidrocínéticas	47
4.2.1	Modelo geométrico	48
4.2.2	Malha numérica	53
4.2.3	Condição de contorno	54
4.2.4	Recursos computacionais	56

5	Resultados e discussões	57
5.1	Validação	57
5.1.1	Comparação com resultados experimentais	57
5.1.2	Comparação com trabalhos anteriores	67
5.2	Turbina hidrocínética	72
5.3	Esteira de vórtice de Rankine	76
5.4	Esteira aerodinâmica	81
5.4.1	Validação	81
5.4.2	Turbina hidrocínética	89
5.4.3	Estrutura de vórtice	93
6	CONCLUSÕES	97
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	100

Lista de Figuras

1.1	Consumo anual de energia. British Petroleum	2
1.2	Turbinas de fluxo cruzado. Fonte: (KHAN et al., 2006).	3
1.3	Turbinas de eixo horizontal. Fonte: (KHAN et al., 2006).	4
2.1	Configuração típica de uma turbina hidrocínética.	9
2.2	Efeito na extração de potência com variação do ângulo de passo . Fonte (BURTON et al., 2001)	10
2.3	Conceito do disco atuador. Adaptado de (BURTON et al., 2001)	12
2.4	Coefficiente de potência máximo por razão de velocidade de ponta de pá (Fonte: Wilson e Lissaman (1978))	15
2.5	Discretização feita pelo modelo BEM. Adaptado de Kulunk ()	16
2.6	Desenvolvimento da esteira a jusante do rotor. Adaptado de Sanderse (2009)	17
3.1	Diferença entre as técnicas de modelagem de Turbulência. Adaptado de (ANSYS, 2013)	24
3.2	Diferença entre as técnicas de modelagem de Turbulência. Adaptado de (ANSYS, 2013))	25
3.3	Abordagem do modelo de turbulência SST. Adaptado de (ANSYS, 2013))	28
3.4	Estrutura da camada limite. Adaptado de Ansys (2013))	30
3.5	Regiões da camada limite em função de y^+ . Adaptado de (WILCOX,)	31
3.6	Movimento por sistema de referência	32
4.1	Centro de pesquisa NASA AMES (Fonte: Hand et al. (2001a)).	35
4.2	Comparações entre códigos numéricos e dados experimentais (Fonte: Hand et al. (2001b)).	35
4.3	NREL Phase VI com 10,058m de diâmetro suportada por uma torre de 12,2m e diâmetro de 0,4m (Fonte: Hand et al. (2001a)).	36
4.4	Modelo da pá da turbina NREL Phase VI (Fonte: Giguere e Selig (1999)).	37
4.5	Localização dos sensores de pressão na pá (Fonte: Hand et al. (2001a)).	37
4.6	Localização das sondas (Fonte: Hand et al. (2001a)).	37
4.7	Anemômetros na jusante da turbina (Fonte: Larwood (2001)).	38
4.8	Posicionamento dos anemômetros.	38
4.9	Perfis de aerofólio da pá	39
4.10	modelo tridimensional da pá	39
4.11	Domínio Computacional	40
4.12	Camadas de elementos prismáticos	42
4.13	Refinamento na Malha 4	44
4.14	Condições de Contorno do rotor NREL Phase VI	46

4.15	Convenção dos coeficientes de forças aerodinâmicas. Adaptado de Hand et al. (2001a)	49
4.16	Fluxograma do algoritmo de otimização da geometria da pá para prevenção da cavitação. Adaptado de Shinomiya et al. (2013)	51
4.17	Diferença da otimização geométrica nas turbinas hidrocínéticas	52
4.18	Domínio Computacional da turbina hidrocínética	53
4.19	Malha numérica do rotor hidrocínético com geometria otimizada	54
5.1	Corte das estações à 0,3R,0,63R e 0,95R para $u_{\infty} = 7m/s$ ($\lambda = 5,41$)	58
5.2	Coefficiente de pressão das estações à 0,3R para $u_{\infty} = 7m/s$ ($\lambda = 5,41$)	58
5.3	Coefficiente de pressão da estação à 0,63R para $u_{\infty} = 7m/s$ ($\lambda = 5,41$)	59
5.4	Coefficiente de pressão da estação à 0,95R para $u_{\infty} = 7m/s$ ($\lambda = 5,41$)	59
5.5	Triângulo de velocidades no aerofólio. Adaptado de Hand et al. (2001a)	60
5.6	Variação do ângulo de ataque na pá	61
5.7	Linhas de corrente para $u_{\infty} = 5m/s$ ($\lambda = 7,58$)	62
5.8	Linhas de corrente para $u_{\infty} = 7m/s$ ($\lambda = 5,41$)	62
5.9	Linhas de corrente para $u_{\infty} = 10m/s$ ($\lambda = 3,79$)	63
5.10	Linhas de corrente para $u_{\infty} = 13m/s$ ($\lambda = 2,91$)	63
5.11	Linhas de corrente para $u_{\infty} = 20m/s$ ($\lambda = 1,89$)	64
5.12	Viscosidade turbulenta normalizada na camada prismática	65
5.13	Comparação entre a potência calculada numericamente e experimental (HAND et al., 2001a)	66
5.14	Comparação entre o coeficiente de potência e experimental (HAND et al., 2001a)	66
5.15	Comparação com trabalhos anteriores	67
5.16	Comparação das linhas de corrente na face do extradorso da pá em $u_{\infty} = 7m/s$, (a) presente trabalho (b) Aranake et al. (2012), (c) Langtry et al. (2006)	69
5.17	Linhas de Corrente no extradorso da pá	70
5.18	Linhas de Corrente no extradorso da pá. Fonte: Mo e Lee (2012)	71
5.19	Linhas de Corrente no extradorso da pá. Fonte Pape e Lecanu (2004)	71
5.20	Comparação entre o coeficiente de potência Experimental (HAND et al., 2001a), CFD e BEM(VAZ et al., 2010) para NREL PHASE VI	72
5.21	Comparação de coeficiente de potência entre BEM e CFD. Fonte: (LANZAFAME et al., 2012)	73
5.22	Comparação CFD e BEM.	74
5.23	Cavitação nos rotores a 35 RPM ($\lambda = 7,3$). (a) corrigida (b) não corrigida (c) comparação geométrica.	75
5.24	Comparação local de cavitação CFD x BEM.	76
5.25	Coefficiente de potência máximo por razão de velocidade de ponta de pá (Fonte: Wilson e Lissaman (1978))	78
5.26	Volume de fluido com $N < 2$ para NREL PHASE VI ($\lambda = 3,79$)	79
5.27	Volume de fluido com $N < 2$ para rotor hidrocínético otimizado ($\lambda = 6,28$)	80
5.28	Curva de N em função da razão de velocidade de ponta de pá (λ)	81
5.29	Localização dos anemômetros.	82
5.30	Comparação entre experimental e CFD na velocidade no anemômetro 1	82
5.31	Comparação entre experimental e CFD na velocidade no anemômetro 2	83

5.32	Velocidade axial normalizada da NREL PHASE VI para $u_\infty = 7m/s$ em regime permanente.	84
5.33	Velocidade axial normalizada da NREL PHASE VI para $u_\infty = 15m/s$ em regime permanente.	84
5.34	Comparação de velocidades adimensionais na linha de centro obtidas por simulações em regime transiente e permanente. fonte: Wenzel (2010)	85
5.35	Velocidade axial normalizada da NREL PHASE VI para $u_\infty = 7m/s$ ($\lambda = 5,41$) em regime transiente	86
5.36	Velocidade axial normalizada: (a) Transiente em $t = 30s$ (b) Permanente	87
5.37	Comparação do perfil de velocidade em posições axiais da NREL PHASE VI a $u_\infty = 7m/s$ ($\lambda = 5,41$)	88
5.38	Evolução da velocidade axial normalizada em $r/R = 0$ em diversos instantes de tempo para $\lambda = 7,3$	89
5.39	(a) velocidade axial normalizada, (b) energia cinética de turbulência e (c) pressão relativa na esteira em $\lambda = 7,3$	90
5.40	Comparação do perfil de velocidade em posições axiais da NREL PHASE VI a $u_\infty = 7m/s$	92
5.41	Relação entre a recuperação de velocidade e potência na turbina hidrocínética em $\lambda = 7,3$	93
5.42	Tipos de vórtices em esteira de turbinas de eixo horizontal. Adaptado de Ivanell (2009)	94
5.43	Vorticidade na turbina NREL PHASE VI na componente axial em diferentes posições a jusante.	95
5.44	Vorticidade na turbina hidrocínética na componente axial em diferentes posições á jusante.	96

Lista de Tabelas

1.1	Oferta de energia mundial - Jan-Set/2013. Fonte:International Energy Agency .	2
4.1	Independência de malha	44
4.2	Condições de operação	46
4.3	Constantes do modelo <i>SST</i>	47
4.4	Parâmetros para geometria da turbina	52
4.5	Independência de malha para turbina hidrocínética	53
4.6	Condições de contorno para turbina Hidrocínética	55
4.7	Especificações de máquina	56
5.1	Comparação dos resultados de potência com a literatura	67
5.2	Distribuição do torque ao longo da pá	70
5.3	Comparação entre turbinas	74

Lista de Símbolos, Nomenclatura e Abreviações

Letras Latinas

<i>A</i>	Área [m^2]
<i>a</i>	Fator de indução
<i>B</i>	Número de pás
<i>b</i>	Fator de indução
<i>c</i>	Comprimento de corda [m]
<i>D</i>	Diâmetro do rotor [m]
<i>f</i>	Forças de campo [N]
<i>k</i>	Energia cinética turbulenta [m^2/s^2]
<i>l</i>	Escala de turbulência
<i>N</i>	Fator do modelo de esteira de vórtice de Rankine
<i>p</i>	Pressão [Pa]
<i>r</i>	Raio local [m]
<i>R</i>	Raio do rotor [m]
<i>Q</i>	Torque[n.m]
<i>P</i>	Potência [W]
<i>Re</i>	Número de Reynolds
<i>t</i>	Tempo inicial [s]
<i>T</i>	Tempo total [s]
<i>v</i>	Velocidade em sistema de coordenadas inercial [m/s]
<i>V</i>	Volume [m^3]

u Velocidade [m/s]

Letras Gregas

α Ângulo de ataque

β Ângulo de torção

ε Dissipação de turbulência por unidade de massa

λ Razão de velocidade de ponta de pá

μ viscosidade dinâmica em [P]

ν Viscosidade cinemática

ρ Densidade [kg/m^3]

σ Número de Thoma

ω Frequência de turbulência em [1/s]

Ω Rotação do rotor

∇^2 Operador laplaciano

Sobrescrito

$\bar{\varphi}$ Barra Superior - Média de uma variável

$\overline{u_i u_j}$ Tensor de Reynolds [m^2/s^2]

φ' Aspa simples - Flutuação do escalar

\dot{m} Vazão mássica [kg/s]

\dot{a}' Fator de indução angular [kg/s]

y^+ Parametro adimensional para a distância da parede

u^+ Velocidade adimensionalizada

\dot{m}_α Geração de massa do fluido para a respectiva fase α

Subscrito

u_∞ Velocidade do escoamento não perturbado [m/s]

p_∞ Pressão do escoamento não perturbado [Pa]

u_i Velocidade do escoamento na posição i em [m/s]

p_i Pressão do escoamento na posição i em [Pa]

C_{power} Coeficiente de potência

c_p	Coefficiente de pressão
$c_{p,min}$	Coefficiente de pressão mínimo
ω_i	velocidade angular da articulação de fluido na posição i em [rad/s]
λ_r	Razão de ponta de pá local
μ_t	Viscosidade turbulenta [P]
P_k	Produção de turbulência
u_τ	Velocidade de atrito
U_T	Velocidade tangencial à parede [m/s]
τ_w	Tensão de cisalhamento na parede [N]
L_{in}	Distância entre a face de entrada do escoamento e o rotor [m]
L_{jus}	Distância entre o rotor e a face de saída do escoamento [m]
p_v	Pressão de vapor [Pa]
V_{cav}	Velocidade de cavitação [m/s]
C_N	Coefficiente de força normal
C_t	Coefficiente de força tangente
C_L	Coefficiente de sustentação
C_{DP}	Coefficiente de arrasto
C_{Thrust}	Coefficiente de empuxo
C_M	Coefficiente de momento do passo
V_r	Velocidade relativa
r_α	Fração volumétrica do fluido
ρ_α	Densidade de cada fase do fluido
R_B	Raio da bolha de vapor
σ_s	Tensão superficial entre líquido e vapor
V_B	Volume de bolhas [m ³]
m_B	Massa de Bolhas [kg]
N_B	Número de bolhas
\dot{m}_{lv}	Transferência de massa entre líquido e vapor

u_θ Velocidade tangencial [m/s]

Siglas

CFD Computational Fluid Dynamics

BEM Blade Element Method

TSR Tip Speed Ratio

DNS Direct Numeric Simulation

LES Large Eddy Simulation

RANS Reynolds Averaged Navier Stokes

RPM Rotações Por Minuto

NREL National Renewable Energy Laboratory

Capítulo 1

Introdução

1.1 Contextualização

A energia é determinante no desenvolvimento da sociedade humana, sendo a motriz da maioria dos serviços destinados ao benefício das pessoas. A gestão energética é fundamental em qualquer sociedade estruturada, pois é a essência da execução de uma escala de operações que vai desde funções rudimentares da agricultura até as mais avançadas da indústria aeroespacial.

As grandes economias do mundo enfrentarão um importante desafio em um futuro próximo, devido a tendência de aumento da demanda energética e a forte dependência de fontes de energia não renováveis, como os combustíveis fósseis (PRESS; ARNOULD, 2009). Dessa forma a utilização e desenvolvimento de fontes de energia renováveis ainda é um grande obstáculo para a sociedade.

A figura 1.1 ilustra a situação delicada da economia em 2010, pós crise econômica de 2008, não freou o consumo mundial de energia, que chegou a uma taxa de crescimento de 5,6%, representando o maior aumento desde 1973. Embora nas últimas décadas o incentivo pelo uso de fontes de energia renovável tenha aumentado, o uso do petróleo como matriz energética ainda é predominante, como mostrado na tabela 1.1.

Tabela 1.1: Oferta de energia mundial - Jan-Set/2013. Fonte:International Energy Agency

Fonte Energética	%
Petróleo	31,5%
Carvão	28,8%
Gás Natural	21,3%
Nuclear	5,1 %
Hídricos	2,3 %
Biocombustíveis	10 %
Outros	1 %

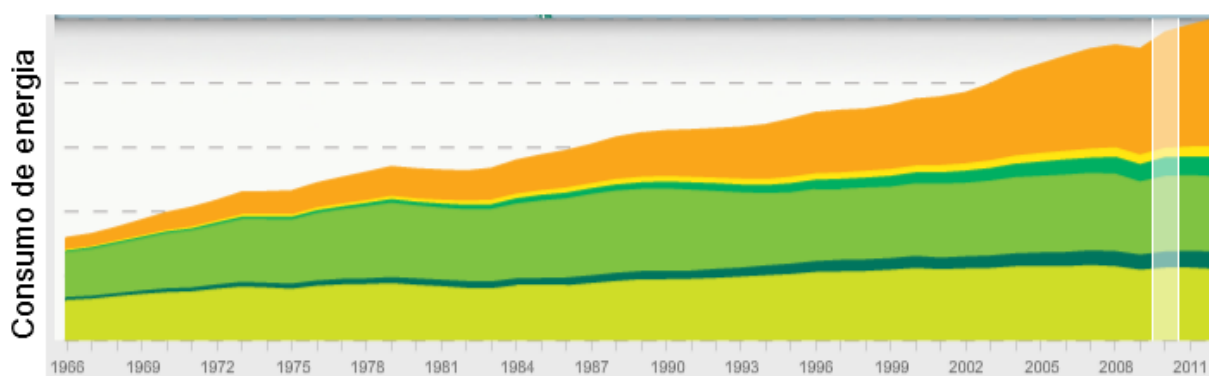


Figura 1.1: Consumo anual de energia. British Petroleum

Os combustíveis fósseis são apontados como a principal causa das mudanças climáticas sofridas pelo nosso planeta, tais como o efeito estufa e a poluição atmosférica que apresentam consequências diretas para a saúde humana. A relação entre sociedade e fonte energética é tão profunda, que foi causadora de grandes guerras e crises econômicas. Um grande exemplo do impacto do petróleo na sociedade foi a crise de 1973, em que seu preço aumentou cerca de 400% em uma semana, dando início a uma série de guerras no oriente médio decretando o fim do "milagre econômico brasileiro".

Em comparação ao restante do mundo a matriz energética brasileira apresenta uma configuração peculiar, com uma sólida participação de energias renováveis. Segundo o Ministério de Minas e Energia (2013), em 2012 as fontes renováveis de energia no Brasil representaram 42%, índice bem superior a média mundial (13,2%). Tratando especificamente de energia elétrica os números são melhores, 84,5% da matriz elétrica brasileira são provenientes de fontes renováveis, enquanto que a média mundial é de 20%. A abundância de recursos naturais aliada a hidrografia do Brasil são os pivôs desses resultados. De acordo com a International Energy Agency (2012) o Brasil calca o segundo lugar na produção mundial de hidroeletricidade com 12% ficando atrás apenas da China com 19%.

No Brasil, uma das principais responsáveis pelo fornecimento de energia elétrica no Brasil é a ELETRONORTE S/A, que detém um grande complexo de usinas no norte do país. Dentre essas está a usina de Tucuruí, segunda maior usina do Brasil, com cerca de 8.300MW. A conversão

de energia nessas usinas é feita por meio de turbinas hidráulicas, que apresentam alta eficiência na transformação de energia potencial em elétrica. Porém, a maior parte do potencial hidrográfico brasileiro está localizado na Amazônia em rios torrenciais, que correm em planícies. Assim, para a aplicação de turbinas hidráulicas nessa região seria necessário uma imensidão de áreas alagadas, ocasionando grandes impactos ambientais. Em face ao dano ambiental e dificuldade de implantação das turbinas hidráulicas surgiram as turbinas hidrocínéticas, que são capazes de converter a energia cinética do movimento da água de rios ou correntes marinhas em energia elétrica. Dessa maneira não é preciso interferir no curso natural do rio. Contudo, o sistema hidrocínético apresenta eficiência menor, limitada a 59,3% (BETZ, 1926) da percentagem máxima de energia cinética incidente no rotor.

As turbinas hidrocínéticas são classificadas de acordo com o alinhamento entre seu eixo e o escoamento, dando origem a duas classes genéricas: eixo horizontal e de fluxo cruzado. As turbinas de eixo horizontal têm seu eixo paralelo ao escoamento de água. Por outro lado a de fluxo cruzado têm seu eixo ortogonal ao fluxo de água, geralmente apresentam configuração como estruturas cilíndricas rotativas, (KHAN et al., 2006). Utilizando essas duas categorias podem ser feitos vários arranjos de turbinas, como mostrado nas figuras 1.2 e 1.3

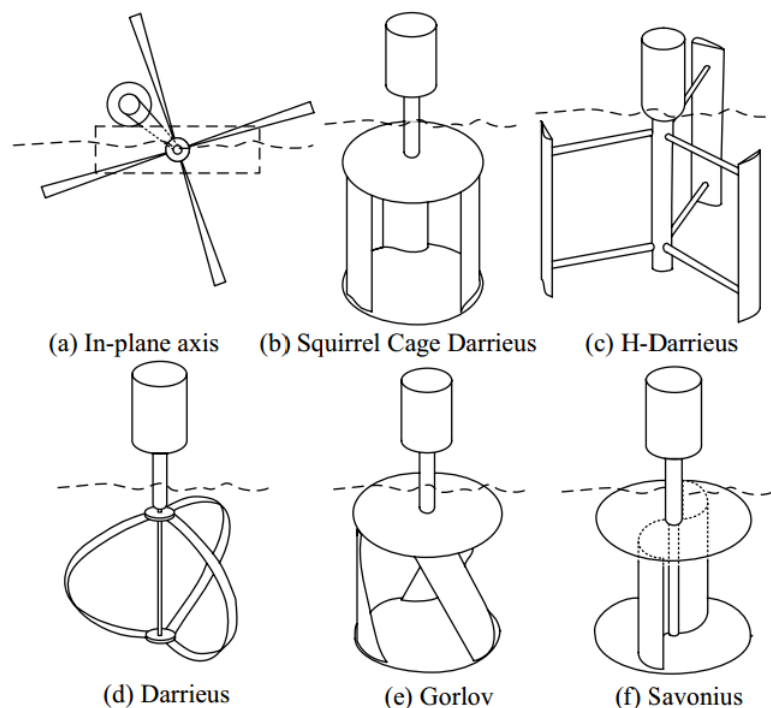


Figura 1.2: Turbinas de fluxo cruzado. Fonte: (KHAN et al., 2006).

As turbinas de fluxo cruzado podem ser divididas em dois grupos:

- **Eixo em plano:** São turbinas movimentadas pelo arrasto das pás e pouco eficientes, conhecidas como rodas d'água flutuantes, como mostrado na figura 1.2 (a).

- **Eixo vertical:** São amplamente usadas na produção de energia por operar em qualquer direção do fluido, contudo possuem um torque de partida relativamente alto. A turbina Savonius, fig. 1.2(f), é caracterizada por possuir alto torque e baixa rotação, geralmente usadas para bombeamento. Como as pás dispõem de grandes áreas, conseqüentemente teremos grandes massas de pás e vibrações em velocidades altas. As turbinas Darrieus representadas na figura 1.2 em (b),(c) e (d), permitem um melhor escoamento da água que a Savonius, podendo operar em rotações superiores. A turbina Gorlov mostrada na figura 1.2 (e), apresenta os mesmos atributos da Savonius, diferenciando apenas pelas hélices helicoidais que permitem maior eficiência e estabilidade em altas rotações (GORBAN et al., 2001).

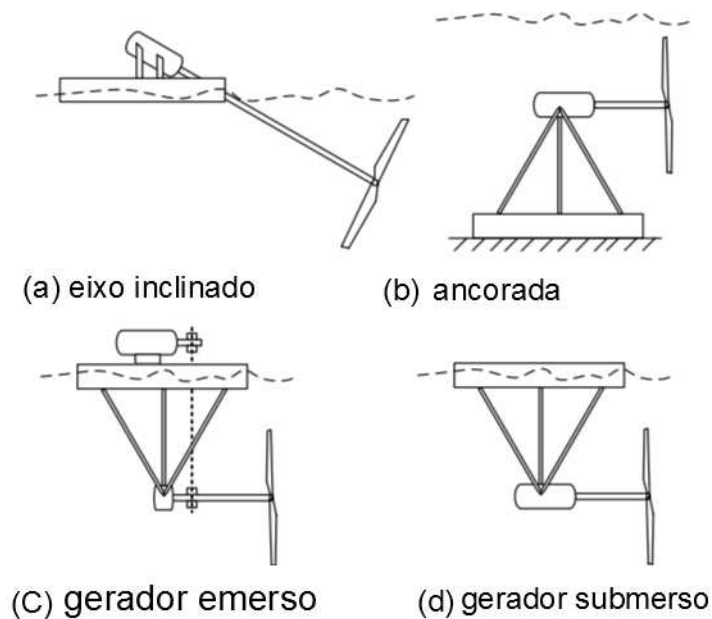


Figura 1.3: Turbinas de eixo horizontal. Fonte: (KHAN et al., 2006).

- **Eixo horizontal:** As turbinas de eixo horizontal são as mais comuns que as de eixo vertical. Em geral, essa tradição é justificada pela simplicidade construtiva, baixo torque de partida e maior eficiência. A turbina de eixo horizontal pode ser classificada em: de eixo inclinado, ancorada, de gerador submerso e emerso. A turbina de eixo inclinado mostrada na figura 1.3(a) é habitualmente usada em rios pouco profundos ou de grande influência das marés. A turbina de eixo horizontal ancorada ilustrada na 1.3(b), possuem suas bases fixas no fundo do rio e são caracterizadas pelo uso de geradores instaladas nas proximidades do rio. Os rotores de eixo horizontal com mecanismo flutuante podem ter o gerador submerso, como na figura 1.3(d), ou emersos como ilustrado na figura 1.3(c).

O baixo impacto ambiental é um dos principais fatores que favorecem a aplicação da turbina de eixo horizontal em países em desenvolvimento, com comunidades pequenas e remotas situadas ao longo de rios com águas de corrente (ELS; BRASIL, 2006).

O estudo de turbina hidrocínética de eixo horizontal ainda é muito incipiente e grande parte de sua concepção é feita em analogia com as turbinas eólicas. Essa similaridade também é reproduzida em ensaios experimentais, devido a complexidade e custo no desenvolvimento de bancada de ensaio adequada para operação desses rotores. Atualmente, devido ao progresso tecnológico de técnicas computacionais, primeiro é feito um estudo numérico e posteriormente inicia-se a construção de protótipos e análises experimentais. O estudo numérico aliado a técnicas computacionais de dinâmica dos fluidos computacional apresenta uma grande contribuição no desenvolvimento e otimização de rotores, pois permitem o estudo do escoamento na sua forma integral possibilitando avaliar todos os pontos do escoamento.

1.2 Objetivos

1.2.1 Objetivos gerais

O objetivo do presente trabalho é realizar um estudo numérico de turbinas hidráulicas hidrocínéticas com foco na geração a partir de correntes de rios. O estudo pretende ampliar os conhecimentos tecnológicos associados ao projeto hidrodinâmico dos rotores hidrocínéticos considerando aspectos tais como cavitação, recuperação da energia cinética na esteira dos rotores e complementação de metodologias de projetos de pás. Estudos sobre a fenomenologia do escoamento nas vizinhanças das pás também serão realizadas, com vistas a ampliar o entendimento teórico desse tipo de escoamento.

1.2.2 Objetivos específicos

Os objetivos específicos do presente trabalho são:

- Estudo de convergência da malha. Pretende-se avaliar o impacto do refinamento de malha numérica nos resultados;
- Validação com referência experimental. Pretende-se obter compatibilidade entre os resultados obtidos nas simulações e os dados experimentais fornecidos por Hand et al. (2001a)
- Estudo da cavitação. Aspira-se determinar a ocorrência da cavitação nas geometrias fornecidas pelo algoritmo de otimização geométrica desenvolvido no trabalho de Shinomiya et al. (2013)
- Estudo da esteira. Deseja-se realizar um estudo do escoamento na esteira próxima ao rotor, avaliando as estruturas de vórtice e a recuperação de velocidade e potência ao longo da direção axial.

- Estudo do modelo de esteira de vórtice de Rankine (WILSON; LISSAMAN, 1978). Pretende-se avaliar o impacto físico desse modelo em turbinas de eixo horizontal.

1.3 Revisão bibliográfica

Uma importante fase do progresso de um projeto é adquirir o máximo de informações sobre o passado e o estado atual do estudo de turbinas de eixo horizontal. Em especial sobre o que foi alcançado em CFD sobre esse tipo de rotor. A teorização sobre a eficiência de turbinas começou com Betz (1926), estabeleceu um limite para o rendimento de uma turbina de eixo horizontal. O estudo de Glauert (1926) implementou o modelo BEM, dando início a uma técnica mais precisa para a predição da performance de rotores. Utilizando-se da teoria do disco atuador Wilson e Lissaman (1978) sugere uma implementação do modelo de esteira de vórtice Rankine como parâmetro para evitar a extração do limite de Betz (1926) em baixa razão de velocidade de ponta de pá.

Hand et al. (2001a) apresentam um relatório experimental com detalhes geométricos e instrumentais de testes de uma turbina em escala real. Desde essa publicação, um grande número de trabalhos foram elaborados aplicando CFD em turbinas, utilizando a NREL PHASE VI como referência.

Vermeer et al. (2003) fizeram uma extensa revisão de trabalhos tendo como enfoque a compreensão da esteira em rotores. Nesse trabalho, os autores argumentam que não existe modelo numérico perfeito para predição do funcionamento da turbina, cada um apresenta suas limitações e vantagens. Contudo, para os autores não há dúvida que métodos baseados na solução das equações de Navier Stokes fornecem um nível mais detalhado no entendimento da aerodinâmica de turbinas. Acrescentam ainda que é praticamente impossível fazer uma correlação de comportamento entre a diversidade de rotores analisados, pois cada ensaio analisado estava focado em um parâmetro específico. Vermeer et al. (2003) ainda destacam a importância de iniciativas experimentais como a NREL PHASE VI na tentativa de suprir a deficiência de definição das propriedades aerodinâmicas básicas de um rotor.

Trabalhos como o de Ivanell (2009) e (GÓMES-ELVIRA et al.,) forneceram importantes contribuições no estudo de esteira, baseando-se no método do disco atuador. Nessa mesma linha de pesquisa Wenzel (2010), Fleck (2012) e Mo et al. (2013) apresentaram estudos de esteira da turbina NREL PHASE VI utilizando a Dinâmica dos Fluidos Computacional. Em especial Mo et al. (2013), que realizou uma simulação de grandes escalas. Nesse estudo o autor faz uma discussão detalhada sobre as estruturas de vórtices e comportamento da esteira aerodinâmica.

Quanto a validação de simulações computacional da turbina NREL PHASE VI trabalhos como o de Carcangiu (2012), Sørensen et al. (2002), Langtry et al. (2006), Mo e Lee (2012) e Potsdam e Mavriplis (2009) apresentaram excelentes resultados de extração de energia da NREL

PHASE VI utilizando o modelo de turbulência *SST*. O trabalho de Langtry et al. (2006) vai um pouco além no enfoque à turbulência, apresentando uma nova modelagem para a transição de turbulência.

O trabalho de Corten (2001) e Breton (2008) fornecem estudos detalhados de como a dinâmica do rotor influencia no colapso da camada limite na pá.

No estudo de Shinomiya et al. (2013) foi proposto um algoritmo de otimização geométrica, que modifica a pá com o propósito de se prevenir a cavitação na mesma.

O estudo da cavitação, teve seu início com o modelo proposto por Plesset e Prosperetti (1977) que sugere uma formulação para a transferência de massa entre líquido e vapor. Desde então trabalhos como o de Bensow e Bark (2010a) e Bernard et al. (2006) apresentam aplicação do modelo de Plesset e Prosperetti (1977) em simulações de dinâmica dos fluidos computacional. Em especial o estudo de Bernard et al. (2006), que apresenta a validação desse modelo em um hidrofólio.

O presente trabalho visa contribuir com o estudo da cavitação em turbinas hidrocínicas por meio da dinâmica dos fluidos computacional. Além de colaborar com estudos de esteira, estrutura de vórtice e do modelo de esteira de vórtice de Rankine.

Capítulo 2

Aerodinâmica de turbinas de eixo horizontal

2.1 Princípio de funcionamento de turbinas de eixo horizontal

As turbinas de eixo horizontal geram energia elétrica pela conversão de energia cinética do escoamento, que é convertida em energia mecânica e posteriormente em eletricidade via gerador. A medida que o fluido escoar através da turbina surgirá uma distribuição de força na pá, que irá se reproduzir em torque no eixo do rotor. Como ilustrado na figura 2.1 a transmissão da potência de eixo até o gerador geralmente é feita por caixas de engrenagens ou até mesmo por acoplamento direto do gerador com o eixo.

O acoplamento entre rotor e gerador, pode ser classificado de acordo com a rotação do eixo, podendo ser fixa ou variável. Em rotação fixa, a caixa de engrenagens é ligada a um gerador de indução, que por sua vez é conectado diretamente à rede elétrica. Em rotação variável, a configuração é similar a anterior diferenciando apenas no gerador, que é controlado por uma resistência variável.

Em um ambiente aberto, ou até mesmo em um rio, a velocidade do fluido está sujeita a variações em sua magnitude e direção. À vista disso, as turbinas podem mudar o ângulo das pás ou do eixo do rotor. Conseqüentemente, a velocidade angular pode ser ajustada dinamicamente de acordo com a mudança da velocidade do escoamento.

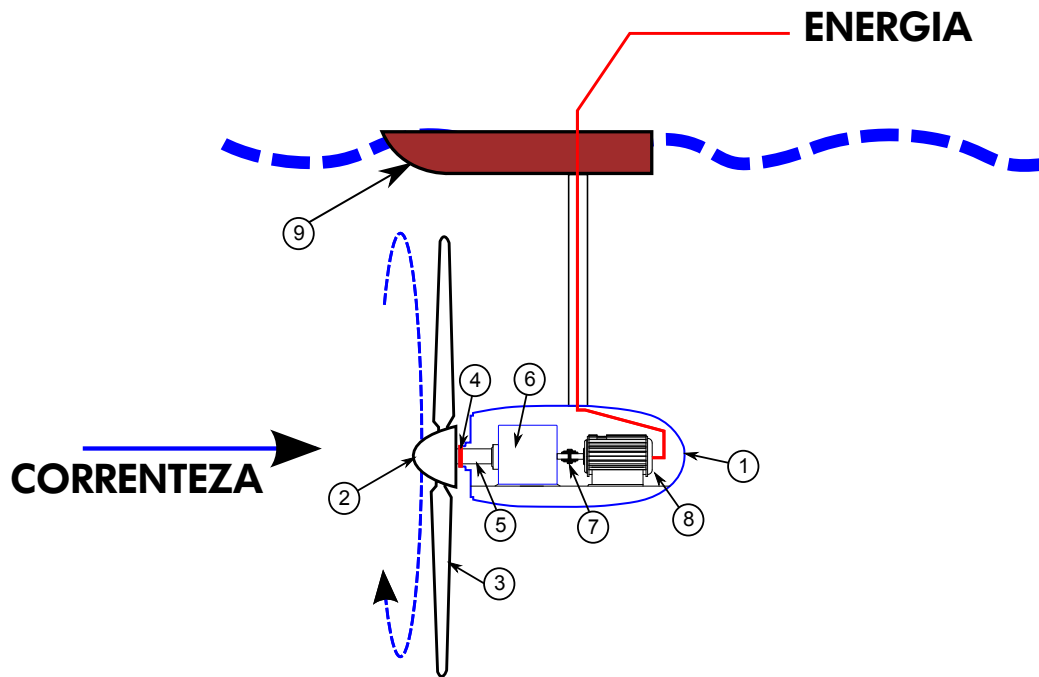


Figura 2.1: Configuração típica de uma turbina hidrocínética.

1. **Nacele:** é a carcaça que engloba o componentes como gerador e caixa de engrenagem.
2. **Rotor:** é composto por pás fixadas à nacele.
3. **Pás** é a estrutura que gera torque para o rotor.
4. **Selo mecânico** impede que haja infiltração de água no interior da nacele .
5. **Eixo de baixa rotação:** acopla o rotor a caixa de engrenagem.
6. **Caixa de engrenagem:** controla a rotação do eixo de saída, ligado ao gerador.
7. **Freio mecânico:** reduz a rotação do eixo de baixa rotação em caso de disparo..
8. **Gerador:** converte energia mecânica pelo rotor em eletricidade.
9. **Flutuador:** mantém a turbina em um posicionamento estável no rio.

O início da geração de potência é dado com uma velocidade de partida do fluido ¹. Obviamente, à medida que a velocidade aumenta teremos um crescimento de potência até a condição nominal. A partir desse ponto, o aumento de velocidade e turbulência excitará a vibração no rotor tornando o funcionamento da turbina passível de falhas estruturais. Por questão de segurança,

¹cut-in

é imposta uma condição de velocidade limite de operação ². Quando atingida essa condição, a turbina é freada protegendo o equipamento de falhas estruturais. Entre a condição de potência nominal e a velocidade limite, o sistema de controle aerodinâmico opera com o objetivo de alcançar a eficiência máxima do rotor. Esse controle aerodinâmico pode ser feito de 3 formas:

- **Controle por passo:** trata-se de um controle ativo em que as pás giram em torno de seus eixos por meio de motores elétricos ou acionamento hidráulico. Sendo possível variar o ângulo de ataque com o objetivo de maximizar o rendimento da turbina.

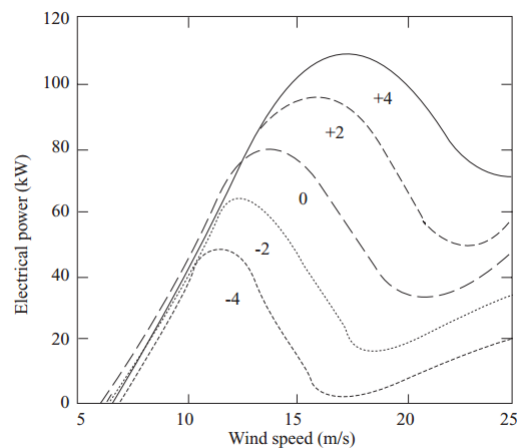


Figura 2.2: Efeito na extração de potência com variação do ângulo de passo . Fonte (BURTON et al., 2001)

- **Controle de estol:** é um controle passivo, previsto no projeto da geometria da pá, que operam em ângulos de ataque otimizados para uma faixa de velocidade do escoamento. Assim em velocidades superiores, o aumento do ângulo de ataque reduzirá a força de sustentação diminuindo a rotação da turbina. Como é empregado na turbina NREL PHASE VI, estudada no presente trabalho.
- **Estol ativo:** é uma mistura dos dois métodos anteriores. Quando a potência nominal é alcançada as pás giram em torno de seu próprio eixo com propósito de maximizar a extração de potência. Porém quando a potência nominal é ultrapassada, em escoamentos com alta velocidade, o sistema de controle recebe um sinal do gerador e então aumenta o ângulo de ataque na pá, reduzindo as forças aerodinâmicas atuantes e a extração de potência da turbina.

²cut-off

2.2 Aerodinâmica de turbinas de eixo horizontal

Ao longo dos anos, as turbinas tiveram um aumento exponencial em sua dimensão e conseqüentemente isso refletiu diretamente em sua complexidade de fabricação, operação e projeto. Logo, as fazendas de turbinas se tornaram ainda maiores, aumentando a potência convertida pela mesma. Evidentemente, o espaço disponível é um fator limitante para a construção de um parque energético, necessitando de informações básicas sobre posição, espaçamento e interferência entre os rotores. O estudo dos efeitos aerodinâmicos da turbina são de extrema importância pois além de impactar diretamente na conversão de energia da turbina interfere ainda na dimensão da esteira. Diante desse desafio foram desenvolvidos alguns métodos simplificados baseados na conservação de momento para prever o funcionamento de uma turbina. Atualmente softwares de dinâmica dos fluidos computacional (CFD) permitem um maior entendimento dos fenômenos físicos presente nesse problema, apresentando uma abordagem mais complexa do funcionamento de turbinas.

Nos tópicos seguintes serão apresentada teorias referente ao estudo de esteira e modelagem de turbinas.

2.2.1 Teoria do disco atuador

A análise do comportamento da aerodinâmica de rotores de turbinas de eixo horizontal se iniciou considerando somente o processo de conversão de energia, sem qualquer informação da turbina. O modelo mais simplificado dessa abordagem é chamado de modelo do disco atuador, em que a turbina é substituída por um disco circular permeável, como ilustrado na figura 2.3. O modelo do disco atuador considera algumas simplificações tais como ausência de viscosidade, irrotacionalidade e velocidade constante através do disco atuador. Basicamente, o disco permeável atua aumentando o arrasto no escoamento, diminuindo sua velocidade de u_∞ para u_2 no rotor e para u_w na esteira.

O modelo do disco atuador é um método simplificado baseado na teoria de conservação de momento linear. Para isso considera-se o tubo de corrente um volume de controle. Dentro desse domínio têm-se um disco cilíndrico, que gera uma descontinuidade de pressão no escoamento com intuito de representar o rotor. Como vê-se na figura 2.3 antes do disco atuador há um aumento da pressão de p_∞ para p_u e logo em seguida temos uma descontinuidade, em que a pressão cai subitamente para p_d até que seja recuperada retornando ao valor do escoamento não perturbado p_∞ .

A abordagem do disco atuador assume que um volume de controle, limitado pelo tubo de velocidade. Como ilustrado na figura 2.3, o volume de controle é dividido em 4 seções com características distintas (1- corrente livre, 2- imediatamente antes do rotor, 3- logo após o rotor,

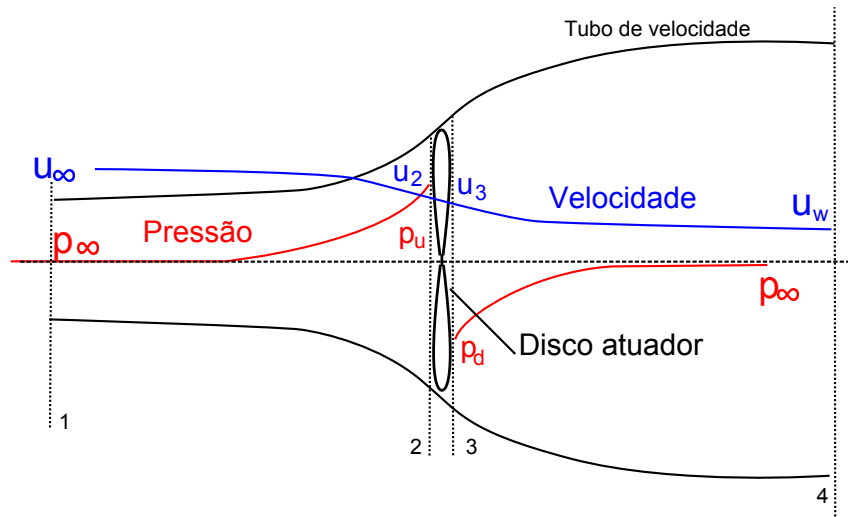


Figura 2.3: Conceito do disco atuador. Adaptado de (BURTON et al., 2001)

4- esteira distante). Percebe-se que à montante do rotor o tubo de velocidade tem área de seção menor que à jusante. Essa expansão do tubo de corrente acontece devido a conservação de massa no mesmo, para que isso aconteça a redução de velocidade na esteira exige que a área da seção seja maior. Temos então a continuidade de massa ao longo do volume de controle

$$\rho A_1 u_\infty = \rho A_d u_d = \rho A_4 u_w, \quad (2.1)$$

onde ρ é a densidade do fluido [kg/m^3], A_i é a área da seção [m^2] e u_i é a velocidade do fluido, na seção i correspondente [m/s].

Assumindo a conservação da velocidade através do disco atuador tem-se que

$$u_2 = u_3 = u_r. \quad (2.2)$$

Para um regime estacionário, a vazão mássica (\dot{m}) através do disco atuador pode ser obtida por

$$\dot{m} = \rho A_d u_r. \quad (2.3)$$

O disco atuador induz uma redução na velocidade através do rotor e em sua esteira. Esse fenômeno pode ser representado na forma de fatores de indução (a e b)

$$a = \frac{u_\infty - u_r}{u_\infty}, \quad (2.4)$$

$$b = \frac{u_\infty - u_w}{u_\infty}. \quad (2.5)$$

O escoamento passa pela turbina e tem-se uma mudança global de velocidade. Comparando entre uma seção distante a jusante e o ponto não perturbado tem-se a taxa de variação de momento

$$\text{Variação de momento linear} = \dot{m}(u_\infty - u_w). \quad (2.6)$$

A força causadora dessa variação de momento vem da diferença de pressão através do disco atuador. Dessa forma, tem-se

$$-(p_u - p_d)A_d = (u_\infty - u_w)\rho A_d u_\infty(1 - a), \quad (2.7)$$

onde p_i é a pressão na seção i correspondente.

Como aqui considera-se que o fluido é invíscido e que nenhum trabalho ou energia é realizado entre as seções 1-2 e 3-4, pode-se aplicar a equação de Bernoulli nessas regiões. Assim, tem-se

$$p_d + \frac{1}{2}\rho u_r^2 = p_\infty + \frac{1}{2}\rho u_w^2, \quad (2.8)$$

$$p_u + \frac{1}{2}\rho u_r^2 = p_\infty + \frac{1}{2}\rho u_\infty^2. \quad (2.9)$$

Subtraindo a equação 2.8 de 2.9, tem-se

$$p_u - p_d = \frac{1}{2}\rho(u_\infty^2 - u_w^2), \quad (2.10)$$

substituindo 2.7 em 2.10

$$\frac{1}{2}\rho(u_\infty - u_w)\rho A_d u_\infty = 0, \quad (2.11)$$

$$u_w = (1 - 2a)u_\infty. \quad (2.12)$$

Substituindo a eq. 2.12 na 2.7 temos a força axial (T) no disco atuador e então a potência extraída pelo rotor

$$T = (u_\infty - u_w)\rho A_d u_\infty(1 - a) = 2\rho A_d u_\infty^2 a(1 - a), \quad (2.13)$$

$$\text{Potência} = T u_d = 2\rho A_d u_\infty^3 a(1 - a)^2. \quad (2.14)$$

Para descrever a eficiência foi criado o termo coeficiente de potência (C_{power}). Esse parâmetro representa a relação entre a potência extraída pelo rotor e a potência disponível no escoamento

$$C_{power} = \frac{\text{Potência}}{\frac{1}{2}\rho u_\infty^3 A_d} = 4a(1 - a)^2. \quad (2.15)$$

Assumindo que $\frac{\partial C_{power}}{\partial a} = 0$ tem-se para qual valor de a o valor de C_{power} é máximo,

$$\frac{\partial C_{Power}}{\partial a} = 4(1 - a)^2 - 8a(1 - a) = 4(1 - 4a + 3a^2) = 0. \quad (2.16)$$

Resolvendo a equação 2.16, Betz (1926) definiu que o máximo de máximo do coeficiente de potência será de $16/27 \approx 0,59$, quando o fator de indução (a) for igual a $1/3$.

No estudo de turbinas o coeficiente de potência é geralmente associado as condições de operações do ambiente chamado de razão de velocidade de ponta de pá (TSR ou λ). Esse parâmetro é uma variável adimensional que relaciona a velocidade de rotação na ponta da pá e a velocidade do escoamento não perturbado,

$$\lambda = \frac{R\Omega}{u_\infty} \quad (2.17)$$

onde R é o raio da turbina e Ω é a velocidade angular da turbina .

A razão de velocidade de ponta de pá é uma variável muito importante nesse tipo de trabalho, pois permite que condições operacionais reais sejam reproduzidas com similaridade cinemática em protótipos reduzidos estabelecendo a proporção entre o triângulo de forças atuantes na turbina. Além disso, possibilita que as condições operacionais do rotor estejam independentes de sua rotação (Ω) ou velocidade do escoamento não perturbado (u_∞).

De maneira geral, o modelo do disco atuador trata-se de uma simplificação, que considera a rotação da turbina. Dessa forma, os efeitos de movimento rotacional precisaram ser inclusos.

Esteira de vórtice de Rankine

Com o intuito de obter uma solução fisicamente consistente Wilson e Lissaman (1978) mostraram uma implementação do efeito de rotação na equação 2.15. A proposta de Wilson e Lissaman (1978) é usar o vórtice de Rankine para representar a esteira, ao invés de um modelo modelo irrotacional. Essa abordagem é feita introduzindo um parâmetro $N = \omega/\omega_{max}$ na equação do coeficiente de potência, eq. 2.15, que assume a seguinte formulação (WILSON; LISSAMAN, 1978):

$$C_{Power} = 4a(1 - a)^2[2Na + (1 - N)b], \quad (2.18)$$

em que $N = \Omega/\omega_{max}$ e ω_{max} é a rotação máxima da partícula de fluido.

A figura 2.4 mostra o coeficiente de potência máximo para o rotor com o modelo de vórtice de Rankine.

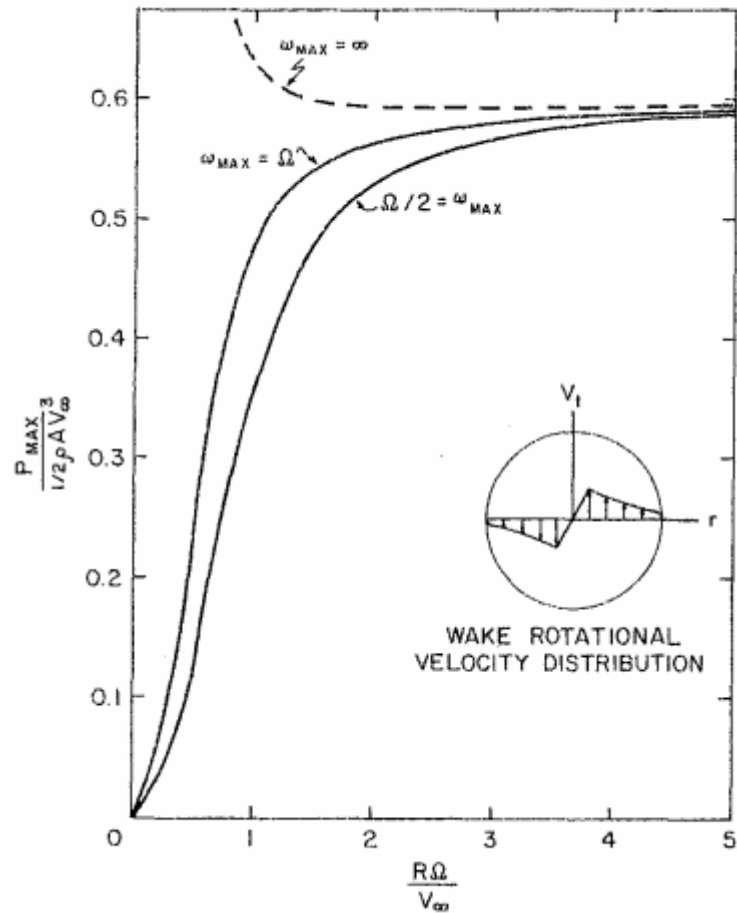


Figura 2.4: Coeficiente de potência máximo por razão de velocidade de ponta de pá (Fonte: Wilson e Lissaman (1978))

2.2.2 "Blade element method"(BEM)

Na teoria do disco atuador a turbina foi modelada sem caracterizar as pás. As forças foram derivadas considerando a conservação de momento. Glauert (1920) então desenvolveu o "Blade Element Method"(BEM) assumindo que cada elemento radial da pá pode ser estudado independentemente. Nessa concepção as forças são expressadas em função dos coeficientes de sustentação e arrasto, considerando o ângulo de ataque em cada seção da pá como mostra a figura 2.5. Logo, integrando as seções pelo raio tem-se a força total na pá. Contudo, nesse modelo não é considerado qualquer interação entre os elementos.

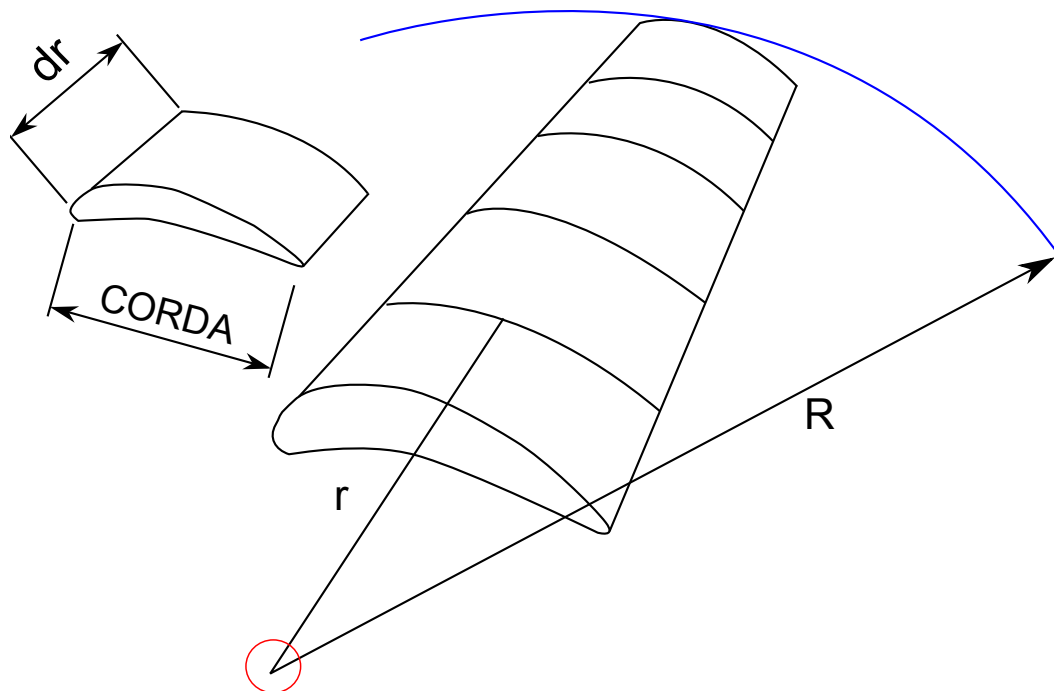


Figura 2.5: Discretização feita pelo modelo BEM. Adaptado de Kulunk ()

Atualmente, por ter baixo custo computacional o BEM é amplamente aplicado como ferramenta de projeto no processo de otimização da geometria de pás. Mesmo que seja um método eficaz no dimensionamento de pás de turbina o BEM não consegue captar totalmente a física do problema. Diante desse fato, a Dinâmica dos Fluidos Computacional têm sido usado como forma de prever o rendimento da turbina e o fenômeno de esteira.

2.2.3 Esteira

Quando a turbina extrai energia do escoamento surge uma região atrás do rotor com escoamento perturbado, a esteira. A natureza desse escoamento é complexa e instável, com grande redução de velocidade, gradientes de pressão e estruturas espirais de vórtice. Em uma perspectiva de engenharia, há duas características que são mais importantes na esteira: (a) o déficit de velocidade à jusante, que está associado a perda de potência na turbina; (b) nível de turbulência, que pode afetar o escoamento induzido em outras turbinas localizadas a jusante (CHAMORRO; PORTÉ-AGEL, 2009).

O comportamento do escoamento na esteira é bem peculiar, seguindo uma sequência de fenômenos bem definida como representado na figura 2.6. À medida que o fluido se aproxima do rotor, sua velocidade cai e a pressão aumenta. Entretanto, ao passar pelo rotor, a pressão cai subitamente. Imediatamente após a turbina há variações repentinas na velocidade axial e pressão,

associadas ao empuxo axial, e igualmente na direção azimutal, relacionada ao torque (GÓMES-ELVIRA et al.,). O escoamento na esteira interage com a corrente livre nas extremidades do rotor, que leva ao incremento da velocidade axial local nessa região. Como em outras posições a velocidade ainda é reduzida devido a presença do rotor, o perfil de velocidade a jusante é semelhante a uma curva Gaussiana como ilustrado na figura 2.6. A medida que prosseguimos à jusante a difusão turbulenta causada pela interação da esteira e corrente livre aumenta, até que o eixo da turbina seja afetado. Esse ponto marca o fim da esteira próxima. Nessa situação a pressão na esteira já é igual a pressão ambiente e a velocidade axial está gradativamente se aproximando da velocidade do escoamento em corrente livre. Logo, há a quebra dos vórtices de grandes escalas em escalas menores e a presença do rotor começa não ser mais predominante.

A superfície de um tubo de corrente é definida pelas linhas de corrente ao redor de uma determinada linha central. Nessa perspectiva pode-se definir a esteira como a região à jusante do rotor, delimitada pelo tubo de corrente que separa o escoamento não perturbado do escoamento diretamente afetado pelos fenômenos hidrodinâmicos observados no rotor.

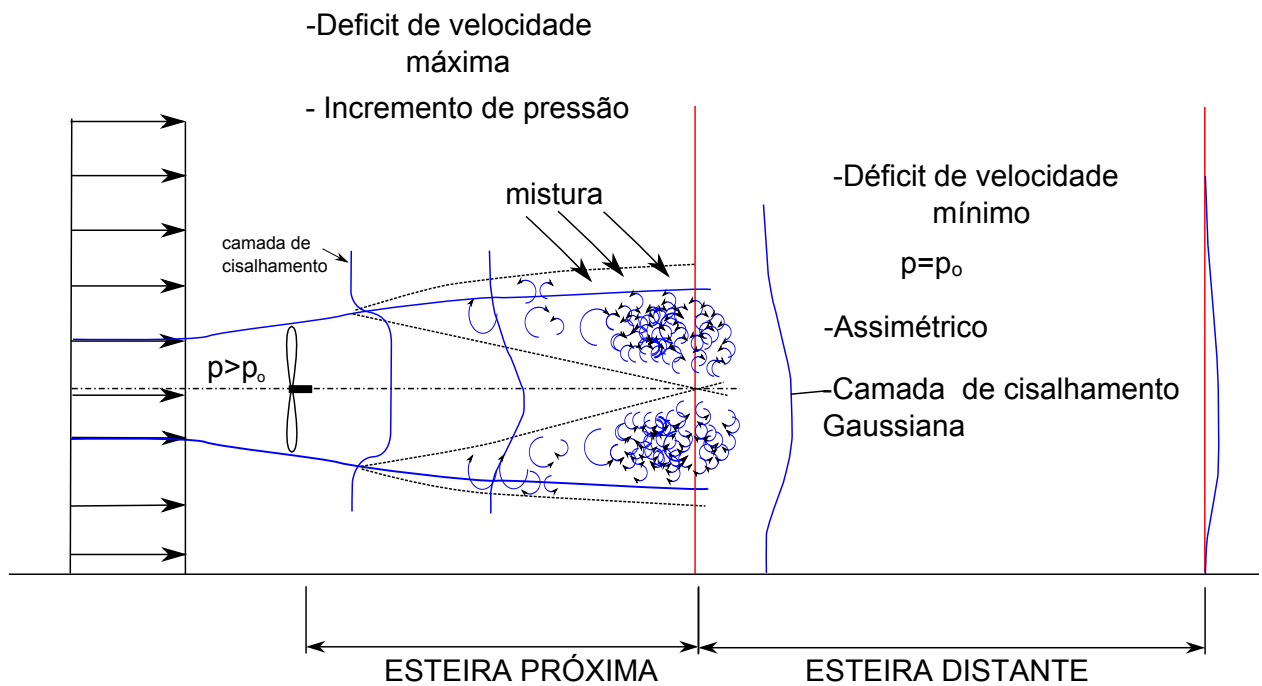


Figura 2.6: Desenvolvimento da esteira a jusante do rotor. Adaptado de Sanderse (2009)

Com a finalidade de caracterizar as regiões que possuem diferentes propriedades, pode-se dividir a esteira em duas regiões: esteira próxima e distante. Ao passo que o foco em esteira próxima é o desempenho aerodinâmico das pás e rotor, na esteira distante a ênfase são os problemas causados pela influência da turbina sobre outra, quando dispostas em grupos (LUDWIG, 2011). Alguns estudos, como o de Werle (2008), consideram ainda uma região de transição entre a esteira próxima e distante, a esteira intermediária.

Esteira próxima

Como foi relatado anteriormente, a esteira próxima é a região logo após o rotor, estendendo-se por até três vezes o diâmetro da turbina. Segundo Vermeer et al. (2003) é a região da esteira onde a aerodinâmica do rotor é prevalente, devido ao descolamento de vórtices de ponta de pá. Nessa zona a intensidade de turbulência atinge seu ponto máximo e então cai gradualmente, em razão do colapso da estrutura de vórtices. O fim dessa região é definido pelo ponto em que a pressão local é igual a pressão de referência.

Segundo Manwell et al. (2002) as principais características dessa região são :

- A pressão aumenta gradualmente até se igualar com a pressão em corrente livre (p_0);
- O diâmetro do tubo de corrente aumenta até certo ponto, e então se mantém constante durante toda esteira próxima.

Esteira intermediária

Nessa região começa a acontecer a difusão turbulenta, com a esteira iniciando sua interação com o escoamento em corrente livre. As principais propriedades para essa região são:

- Inicia-se em aproximadamente em três diâmetros à jusante e termina quando a camada de mistura atinge a linha axial no eixo do rotor, modificando-o sua velocidade;
- A pressão mantém-se igual a p_0 durante todo o intervalo;
- A velocidade na linha central permanece constante, pois essa região mantém-se isolada de qualquer interferência do escoamento em corrente livre. Entretanto, a extremidade da esteira começa a ser influenciada pela corrente livre, aumentando o gradiente de velocidade axial e a mistura turbulenta.

Esteira distante

Nessa região o escoamento é determinado principalmente pela convecção e difusão turbulenta. As principais características dessa região são:

- Inicia-se após aproximadamente cinco diâmetros;

- A pressão é constante e igual a p_0 ;
- A velocidade na linha de centro começa a crescer gradualmente até se igualar a velocidade em corrente livre, devido a difusão radial da mistura turbulenta.

Capítulo 3

Modelagem numérica do escoamento em rotores de eixo horizontal

3.1 Equação de Navier Stokes

Toda a Dinâmica dos Fluidos Computacional, de uma forma ou de outra, é baseado nas equações de Navier Stokes. Essas equações representam a formulação matemática que determina os princípios físicos que regem o fluido. Entretanto, não são disponíveis soluções analíticas para todos os problemas que envolvem as equações de Navier Stokes. Mesmo em geometrias simplificadas, o caráter não linear desse conjunto de equações diferenciais parciais inviabiliza a produção de soluções analíticas fechadas.

As equações de Navier Stokes representam três princípios físicos: conservação de massa, conservação de momento e conservação de energia. Entretanto, no problema de turbinas hidráulicas a equação de conservação energia não é aplicada, já que trata-se de um escoamento incompressível e isotérmico.

Conservação de massa

A equação de conservação de massa garante que a quantidade de massa no sistema seja constante e contínua. Para um fluido newtoniano incompressível, a conservação da massa assume a seguinte formulação

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (3.1)$$

em que \mathbf{u} é o vetor velocidade.

Conservação de momento

A equação da conservação do momento linear é obtida pela segunda lei de Newton. Assim, estabelece-se uma relação de que a taxa de variação temporal do momento de uma partícula é igual a resultante das forças que agem sobre essa partícula. Dessa forma, aplicando a conservação de momento em um elemento infinitesimal de fluido newtoniano incompressível tem-se

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \rho \mathbf{f} \quad (3.2)$$

em que μ é a viscosidade dinâmica do fluido e \mathbf{f} representa as forças de campo por unidade de volume. Do lado esquerdo da equação tem-se a reprodução da aceleração da partícula fluida e do lado direito temos as forças que atuam sobre ela.

A aceleração do elemento é representada por dois termos $\partial \mathbf{u} / \partial t$ e $\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}$. O primeiro termo representa a variação de velocidade no tempo. Já o segundo é um termo convectivo da aceleração, que representa como o vetor velocidade se altera no espaço. Devido a não linearidade do termo convectivo há uma grande dificuldade em alcançar uma solução analítica das equações de Navier Stokes.

No lado direito da equação, os termos relativo as forças aplicadas no fluido, que podem ser são distinguidas em três termos. O primeiro termo, $-\nabla p$, representa o gradiente de pressão no fluido. Em seguida, tem-se um termo de segunda ordem, $\mu \nabla^2 \mathbf{u}$, que representa a difusão molecular de momento linear do pela ação da viscosidade do fluido. Finalmente, tem-se as forças de campo por unidade de volume (\mathbf{f}), que atuam sobre a massa volumétrica da partícula de fluido sobre cada ponto do escoamento, como a gravidade e Coriolis.

3.2 Modelagem da turbulência

A turbulência está largamente presente na natureza, percebe-se facilmente a instabilidade do escoamento em fenômenos como o curso de rios, quedas de águas e formação de nuvens. A turbulência do escoamento é caracterizada pela flutuação de velocidade em todas as direções em milhares de graus de liberdade. A resolução das equações de Navier Stokes em um escoamento turbulento é extremamente complexa, pois essas equações são elípticas, não lineares e acopladas (pressão-velocidade, temperatura-velocidade). Não há uma definição básica para um escoamento turbulento, mas há uma série de características (DAVIDSON, 2011):

- Irregularidade: O escoamento turbulento é irregular, randômico e caótico.
- Difusividade: Devido a ação da flutuação de velocidade, o escoamento turbulento aumenta a difusividade no meio, ou seja, incrementa a troca de energia entre as partículas de fluido. Conseqüentemente, tem-se a geração de altos gradientes de potenciais associados, acelerando a difusão molecular.

- Um escoamento turbulento ocorre em altos números de Reynolds.
- Dissipativo: A turbulência consiste de um amplo espectro contínuo de escalas, variando de grandes escalas até as muito pequenas. A energia cinética por sua vez, é transferida entre os níveis de escala de turbulência. Isso significa que a energia cinética de escalas maiores são transferidas para escalas menores, até serem dissipadas em calor devido a ação da viscosidade molecular. Em termos grosseiros, há uma cascata de energia de grandes para pequenas escalas chamada "cascata de energia de Kolmogorov"(FRISCH, 1995) . Isso acontece devido a interação entre "turbilhões"de escalas maiores, que o decompõem-se em escalas menores.
- Rotacionalidade e tridimensionalidade: A turbulência apresenta forte natureza rotacional que está intrinsecamente ligada à tridimensionalidade do escoamento

O grande interesse da comunidade científica na modelagem de turbulência proporcionou o surgimento de vários modelos que permitissem a solução aproximada das equações de Navier Stokes. Porém, mesmo com o grande desenvolvimento nessa área ainda não há nenhum modelo que possa ser aplicado adequadamente a todos os tipos de escoamento. Diante das várias abordagens é preciso compreender os principais modelos e então definir qual é ideal para o problema a ser simulado .

Dentre as formas de estudo da turbulência está a simulação direta da turbulência (DNS - Direct Numerical Simulation). Para tal, o domínio numérico deve ser discretizado de forma que todas as escalas de turbulência sejam calculadas. Isso significa que a malha e o passo de tempo utilizado deve ser tão pequeno que as menores estruturas do escoamento sejam capturados. Consequentemente, tem-se excelente qualidade de resultados, mas exige imenso poder computacional.

Com o objetivo de evitar a resolução do problema em todas as escalas, algumas metodologias podem ser aplicadas para filtrar as equações. Assim, tem-se uma redução do número de graus de liberdade, tornando a solução viável. Esse processo de filtragem pode ser manipulado pela média da integral de uma variável genérica (ϕ) em uma escala determinada. Há duas formas clássicas de modelar a turbulência, filtrando as equações em escalas temporais ou espaciais.

A filtragem temporal é apropriada para turbulência estacionária, ou seja, um escoamento turbulento que, em sua média, não varie no tempo. Dessa forma, é considerado um tempo de escoamento grande o suficiente (T) que remova todas as escalas de tempo. Assim, a filtragem da variável é sua própria média temporal, ou seja, a média da flutuação é igual a zero ($\overline{u'} = 0$) (WILCOX,). A média temporal dessa variável genérica assume a seguinte formulação

$$\overline{\phi}(x) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \phi(x,t) dt, \quad (3.3)$$

em que t é o tempo inicial e T é o tempo total de observação do escoamento. Essa técnica de filtragem é a base da metodologia de Equações Médias de Reynolds (RANS- "Reynolds Averaged Navier Stokes").

A filtragem espacial é oportuna quando a turbulência é homogênea, isto é, que em sua média o escoamento turbulento seja uniforme em todas as direções. A filtragem então é atribuída pela a média espacial da integral volumétrica de uma variável genérica (ϕ),

$$\bar{\phi}(t) = \lim_{V \rightarrow \infty} \frac{1}{V} \int \int \int \phi(x, t) dt, \quad (3.4)$$

onde a dimensão do volume (V) define o tamanho do filtro, que elimina estruturas menores que essa grandeza. Dessa forma, escalas maiores de estruturas turbulentas são preservadas pela filtragem, contendo agora informações de flutuação das variáveis. Consequentemente, esse método apresenta grande custo computacional já que necessita de uma malha numérica muito refinada de forma que permita o funcionamento apropriado dos modelos de turbulência, de maneira que as estruturas filtradas estejam na faixa de espectro de energia a qual o modelo foi concebido. Além disso, o passo de tempo deve ser tal que a estrutura desse espectro de energia seja calculada. Essa técnica é base utilizada em simulações de grandes escalas (LES - "Large Eddy Simulation"). Assim como na simulação direta (DNS), na simulação de grandes escalas (LES) é necessário um intervalo de tempo suficientemente grande que seja capaz de descrever estatisticamente o escoamento. Em regiões de camadas limite, onde a escala de turbulência é muito pequena, as simulações de grandes escalas apresentam grande custo computacional, sendo necessário o uso de modelos turbulência ou leis de parede.

De todas as técnicas apresentadas, a simulação direta (DNS) é a mais natural e completa na resolução do escoamento turbulento. A DNS fornece uma discretização direta das equações de Navier Stokes resultando na solução numérica sem aplicação de nenhum modelo. Dessa forma, os erros inerentes a essa abordagem são derivados apenas da aproximação numérica. Contudo, a malha deve ser suficientemente refinada ao ponto de ser capaz de captar as menores escalas de turbulência. Essas exigências de configuração espacial e temporal limitam o uso da simulação direta (DNS) a escoamentos simples e com baixo número de Reynolds. Logo, o alto custo computacional exigido dessa técnica o torna inviável do ponto de vista prático.

Embora as técnicas RANS e LES apresentem simplificações na modelagem da turbulência, eles ainda são os que apresentam maior aplicabilidade em problemas de engenharia. De fato o recurso computacional ainda é um limitante em simulações computacionais, que faz com que as técnicas RANS e LES sejam mais usadas na dinâmica dos fluidos computacional. Quanto ao método, as duas técnicas fazem uso da decomposição de Reynolds nas Equações de Navier Stokes. Com isso surge momentos de segunda ordem, ou seja, do ponto de vista matemático têm-se mais incógnitas que equações. Essa problemática é conhecida como problema de fechamento da turbulência.

A figura 3.1 mostra a representação da diferença entre as técnicas a resolução da turbulência. Em DNS percebe-se que a física do escoamento é captada completamente em todas as escalas. Utilizando a DNS como um referencial, vemos que em LES é fiel somente na representação escalas maiores. Já na modelagem RANS todas as informações espectrais são perdidas.

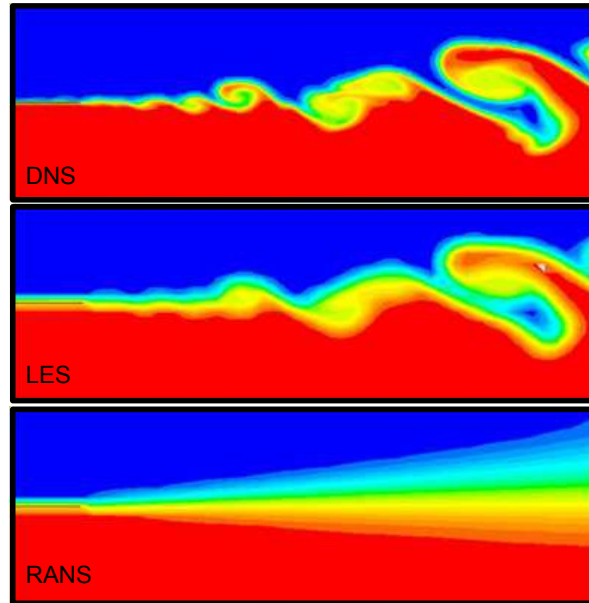


Figura 3.1: Diferença entre as técnicas de modelagem de Turbulência. Adaptado de (ANSYS, 2013)

Mesmo sendo incapaz de captar perfeitamente todas as informações do escoamento a técnica RANS ainda é a mais comum em CFD. Tratando-se de problemas de engenharia, nem sempre é necessário resolver com detalhadamente as flutuações de turbulência. É importante conhecer o efeito da turbulência no escoamento médio e então utilizar a técnica mais adequada para o problema. Em relação a operacionalidade, dentre todas as técnicas a RANS exige menos tempo e poder computacional. Embora o modelo LES apresente melhores resultados, o tempo computacional necessário para a solução inviabiliza sua aplicação em problemas como esse.

3.3 Equações médias de Navier Stokes (RANS)

Partindo da premissa que a turbulência consiste em uma flutuação randômica de várias propriedades do escoamento, um enfoque estatístico pode ser aplicada no problema como alternativa para solução das equações de Navier Stokes. Essa abordagem parte do procedimento introduzido por Reynolds (1895), chamado de decomposição de Reynolds, em que uma variável genérica é representada pela soma de sua média($\bar{\phi}$) e sua flutuação(ϕ'), isto é, $\phi = \bar{\phi} + \phi'$ como representado na figura 3.2. Pela definição do método RANS, descrito na equação 3.3, tem-se que $\bar{\phi}' = 0$. Aplicando a decomposição de Reynolds na equação 3.2 obtém-se

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}} = -\frac{1}{\rho} \nabla \bar{p} + \nu \nabla^2 \bar{\mathbf{u}} - \nabla \cdot \overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'}. \quad (3.5)$$

Contudo, nessa simplificação há o surgimento do termo $\overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'}$, conhecido como tensor de Rey-

nolds. Esse tensor representa a influência das flutuações de turbulência no escoamento. Observe ainda que há mais variáveis que equações, necessitando da modelagem do tensor de Reynolds.

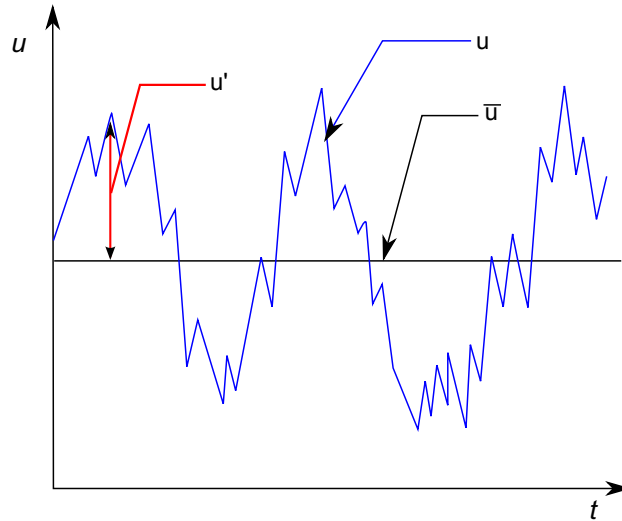


Figura 3.2: Diferença entre as técnicas de modelagem de Turbulência. Adaptado de (ANSYS, 2013))

3.3.1 Hipótese de Boussinesq

A hipótese de Boussinesq é a mais antiga na modelagem de turbulência e foi o ponto de partida dos principais modelos de turbulência. Essa abordagem faz uma analogia matemática do tensor de Reynolds ao tensor de cisalhamento para fluido newtoniano ($\tau_{ij} = -p\delta_{ij} + \mu(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i})$). Nessa suposição o tensor de Reynolds têm uma dependência linear do gradiente de velocidade média do escoamento,

$$\tau_{ij} = -\rho\overline{u_i u_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3}\rho\delta_{ij}k \quad (3.6)$$

onde δ_{ij} é o delta de Kronocker, μ_t é a viscosidade turbulenta e k é a energia cinética turbulenta específica ($k = \frac{1}{2}\overline{u_i u_i}$).

Contudo, essa analogia apresenta algumas deficiências conceituais. Primeiro, o contraste entre a viscosidade turbulenta (μ_t) e molecular (μ) assumida por essa hipótese. A viscosidade turbulenta não é uma propriedade do fluido e sim do escoamento, dependendo fortemente do estado de turbulência do mesmo. Logo, a viscosidade turbulenta pode variar consideravelmente de um ponto a outro no escoamento enquanto que a viscosidade molecular é uma propriedade que varia com a termodinâmica do fluido. Outro ponto importante é que a viscosidade turbulenta é considerada escalar enquanto que fisicamente ela é vetorial. Isso pode gerar resultados errôneos dependendo do escoamento.

Mesmo com essa implementação o sistema de equações ainda não está fechado, sendo necessário a modelagem da viscosidade turbulenta (μ_t). A forma como a viscosidade turbulenta é calculada é que define o modelo de turbulência na técnica RANS.

Aplicando o conceito de média temporal na equação de Navier Stokes e combinando com os termos modelados do tensor de Reynolds na equação 3.6 com uma análise dimensional das escalas de Kolmogorov, Wilcox () obteve

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \rho \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t / \sigma_k) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.7)$$

em que σ_k é um coeficiente de fechamento e ε é a dissipação de turbulência por unidade de massa.

Aplicando uma análise de escala Taylor (1935) mostra que quando há uma igualdade entre dissipação e produção de turbulência, (ε) pode ser modelado por

$$\varepsilon = \nu \frac{\overline{\partial u'_i \partial u'_i}}{\partial x_k \partial x_k} \sim \frac{u^3}{l} \sim \frac{k^{3/2}}{l} \quad (3.8)$$

em que ν é a viscosidade cinemática e l é a escala de turbulência. Assim, precisa-se de uma prescrição da escala de turbulência para fechar o sistema de equação. Segundo Celik (1999) ε é controlado por mecanismos invíscidos, e que deve apresentar escala l proporcional as escalas dos grandes vórtices.

Em seu estudo embrionário, Kolgomorov (1942) define a frequência de dissipação de turbulência (ω) como

$$\omega \sim \frac{k^{1/2}}{l}. \quad (3.9)$$

Os modelos de turbulência de duas equações, descritos a seguir, fornecem o cálculo tanto da energia cinética de turbulência (k) para uma escala de turbulência definida. Tendo assim o fechamento do problema, ou seja, não é necessário de nenhuma informação adicional sobre a turbulência no escoamento. Esses modelos modelam a viscosidade de turbulência (μ_t) em função da dissipação de energia turbulenta (ε) e/ou frequência de turbulência (ω).

3.3.2 Modelo $k - \varepsilon$

Como o próprio nome sugere, nesse modelo a equação de transporte é resolvida em função de ε . Para tal, assume que viscosidade cinética turbulenta (μ_t) é função da energia cinética de turbulência (k) e da taxa de dissipação turbulenta por unidade de massa (ε),

$$\mu_t = \rho C_\mu k^2 / \varepsilon \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + v_t / \sigma_k) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + v_t / \sigma_\varepsilon) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (3.12)$$

onde os coeficientes de fechamento obtidos empiricamente por Launder e Spaulding () como $C_\mu = 0,09$; $C_{\varepsilon 1} = 1,44$; $C_{\varepsilon 2} = 1,92$; $\sigma_k = 1$ e $\sigma_\varepsilon = 1,3$.

Resultados experimentais mostram que esse modelo apresenta grande acurácia na resolução em grandes escalas de turbulência, regiões de corrente livre com pequenos gradientes de pressão. O desenvolvimento do modelo $k - \varepsilon$ foi focado em escoamentos com alto número de Reynolds local, com camada limite delgada, e os coeficientes de fechamento foram encontradas para essas condições. Esse modelo apresenta desvantagens na modelagem de regiões com grande gradiente de pressão adverso e próximas a parede. Nas regiões de colapso da camada limite, com alto gradiente de pressão adverso, o modelo $k - \varepsilon$ superestima a produção de energia cinética turbulenta. Adicionalmente em regiões próximas a parede, principalmente na subcamada laminar, a energia cinética turbulenta (k) é subestimada, tendendo a zero. Logo, na modelagem dessas regiões necessita-se da aplicação de lei de parede para ajuste do modelo (MINER et al.,).

3.3.3 Modelo $k - \omega$

Proposto por Wilcox (1988), o modelo de turbulência $k - \omega$ tem sua formulação baseada na frequência de dissipação de turbulência (ω), definida por Kolgomorov. Em análise dimensional tem-se ω apresenta dimensão de $[1/s]$, sendo assim tem-se que ω é definido pelo inverso da escala de tempo onde a dissipação de turbulência ocorre. Seguindo esse raciocínio, Wilcox () interpreta ω como a frequência característica de decaimento da turbulência.

O modelo $k - \omega$ resolve a viscosidade turbulenta, modelando a energia cinética de turbulência (k) e a frequência de turbulência (ω),

$$v_t = \rho k / \omega, \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (v + \sigma^* v_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\}, \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \omega}{\partial x_i} = \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (v + \sigma v_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right\}, \quad (3.15)$$

onde os coeficientes de fechamento são definidos por $\alpha = 5/9$, $\beta = 3/9$, $\beta^* = 9/100$, $\sigma = 1/2$ e $\sigma^* = 1/2$.

As desvantagens do modelo $k - \omega$ está principalmente em regiões de corrente livre, pois os coeficientes de fechamento produzem uma dissipação extra de turbulência, fazendo com que a energia cinética turbulenta (k) tenda a zero, prejudicando a predição do tensor de Reynolds. Porém, próximo a parede (subcamada laminar), em baixo Reynolds local, esse modelo demonstra excelentes resultados. Ademais, comparado ao modelo $k - \epsilon$, o modelo $k - \omega$ apresenta melhor predição em condições de gradiente adverso de pressão.

Quanto a malha numérica, o modelo $k - \omega$ exige uma maior resolução em regiões próximas a parede, já que é a região onde ele representa melhor o escoamento. Enquanto, que no modelo $k - \epsilon$ esse refinamento é desnecessário, pois essa região é modelada por uma lei de parede.

3.3.4 Modelo SST ("Shear Stress Transport")

Visto que os modelos $k - \omega$ e $k - \epsilon$ se complementam na representação da turbulência, Menter () reuniu as vantagens de cada modelo e desenvolveu um modelo híbrido, conhecido como *SST*. Na concepção desse modelo, Menter () tinha como objetivo obter boas predições em escoamentos aerodinâmicos com gradiente de pressão adverso e separação da camada limite, comuns em turbinas de eixo horizontal.

Basicamente, o que o modelo *SST* faz é utilizar o modelo $k - \omega$ na camada limite e o modelo $k - \epsilon$ em corrente livre, como ilustrado na figura 3.3.

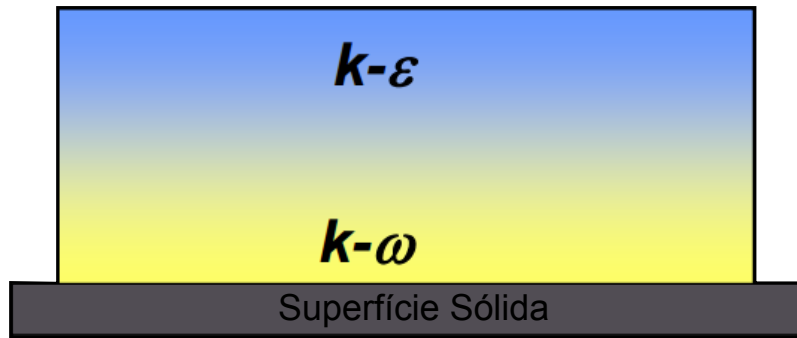


Figura 3.3: Abordagem do modelo de turbulência SST. Adaptado de (ANSYS, 2013))

As equações desse modelo são:

$$\rho \left(\frac{\partial k}{\partial t} + u_i \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) = P_k - \beta' k \omega \rho + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right], \quad (3.16)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \omega}{\partial t} + u_i \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right) = \alpha \rho S^2 + \beta \rho \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + 2(1 - F_1) \rho \sigma^* + \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, \quad (3.17)$$

onde P_k é a produção de turbulência e ν_t é a viscosidade turbulenta.

A viscosidade turbulenta é formulada por funções de mistura que alternam de acordo com a distância do elemento até a parede,

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, SF_2 \text{ ou } SF_1)} \quad (3.18)$$

em que a_1 é uma constante empírica, S é o módulo do tensor de deformação médio S_{ij} ($S = \frac{1}{2} \sqrt{S_{ij} S_{ij}}$), e F_2 (eq.3.22) e F_1 (eq. 3.19), são as funções de mistura, alternadas de acordo com a posição do elemento na camada limite.

As funções de mistura são determinantes no sucesso desse modelo. Elas têm como característica delimitar as regiões em que cada modelo irá atuar. A função F_1 é responsável pela troca de modelos na segunda equação de dissipação do modelo e determinação das constantes. Sendo igual à zero na região afastada da parede (modelo $k - \epsilon$) e igual à 1 no interior da camada limite (modelo $k - \omega$). A função F_2 é responsável pela troca de modelos na formulação da viscosidade turbulenta (NOLETO, 2010)

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4), \quad (3.19)$$

$$\arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho k}{CF_{kw} \sigma_\epsilon y^2} \right], \quad (3.20)$$

onde y é a distancia do ponto mais próximo da parede,

$$CF_{kw} = \max \left(2/\rho \frac{1}{\sigma_\epsilon} \nabla k \nabla \omega, 1.0 \times 10^{-10} \right), \quad (3.21)$$

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2), \quad (3.22)$$

$$\arg_2 = \max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right). \quad (3.23)$$

3.4 Tratamento do escoamento próximo às paredes

O Escoamento turbulento é profundamente afetado pela presença de parede. Em região de parede ocorre a condição de não deslizamento, que afeta consideravelmente o campo médio de velocidade. Deste modo, a vorticidade é gerada somente nas regiões próximo a parede, dentro da camada limite, devido a variação no sentido e magnitude da velocidade do escoamento, que se aproxima repentinamente à fim de satisfazer a condição de não deslizamento da parede. A

dissipação de vorticidade acontece pela ação da viscosidade. Logo, em regiões afastadas da parede, a dissipação é, em geral, menos significativa. Porém a turbulência começa ter grande influência. Note que em condições de colapso da camada limite, a vorticidade é transportada para fora da camada limite pela ação da turbulência e do mecanismo de estiramento de vórtices. Conseqüentemente, o tratamento da parede é extremamente importante no estudo da turbulência no escoamento.

Experimentos e análises matemáticas mostraram que a região próxima da parede pode ser dividida em subcamadas como está ilustrado na figura 3.4. A primeira delas, a camada mais interna, é definida como subcamada viscosa ou laminar, caracterizada por apresentar baixo número de Reynolds local, logo a viscosidade é predominante na transferência de momento. Em seguida, tem-se o início da região logarítmica em que a turbulência começa a se intensificar, tendo assim uma camada de transição entre a subcamada laminar e turbulenta. Na região mais externa temos a camada turbulenta, com alto número de Reynolds local, em que a turbulência já é predominante (WILCOX,).

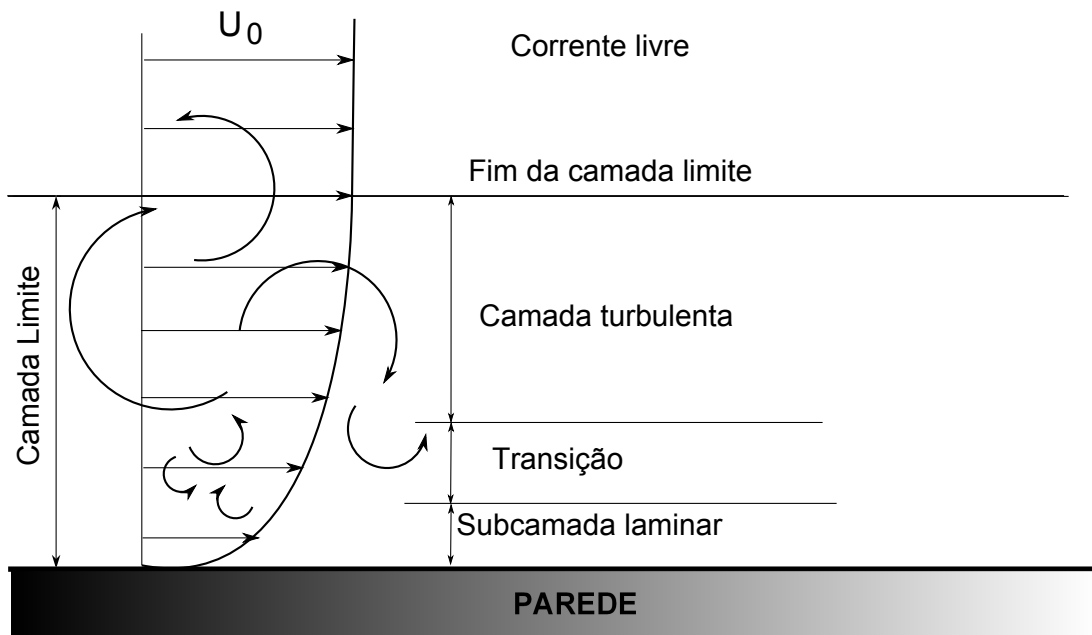


Figura 3.4: Estrutura da camada limite. Adaptado de Ansys (2013))

y^+ é um parâmetro adimensional que avalia a distância entre a parede e o elemento,

$$y^+ = \frac{\Delta y u_\tau}{\nu}, \quad (3.24)$$

em que Δy é a distância entre a parede e o nó mais próximo e u_τ é a velocidade de atrito

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}, \quad (3.25)$$

onde τ_w é a tensão de cisalhamento na parede.

A adimensionalização da velocidade também é feita com a variável u^+ , que é a relação entre a velocidade de atrito (u_τ) e a velocidade tangencial à parede (U_T),

$$u^+ = \frac{U_T}{u_\tau}. \quad (3.26)$$

Valores típicos de u^+ em função de y^+ estão descritos na figura 3.5. Observa-se uma distinção da camada limite pelos valores de y^+ , tendo a subcamada viscosa com $y^+ < 5$, a camada de transição apresentando uma faixa de valores de y^+ entre 5 e 30 e finalmente na subcamada turbulenta temos $y^+ > 30$. Assim, é fundamental que na modelagem numérica da camada limite, os valores de y^+ estejam compatíveis com o modelo de turbulência utilizado.

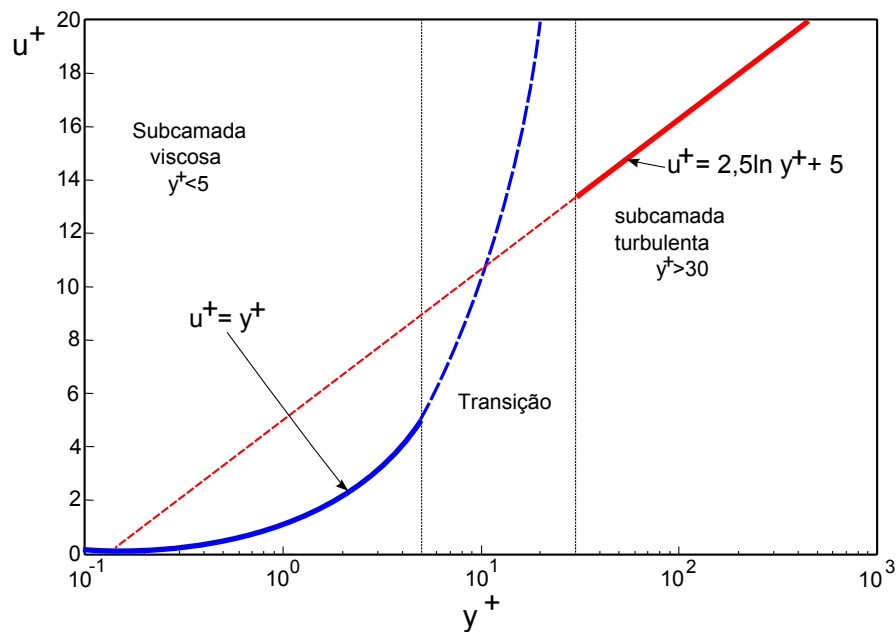


Figura 3.5: Regiões da camada limite em função de y^+ . Adaptado de (WILCOX,)

Por meio do cálculo de y^+ , o modelo SST seleciona qual abordagem será dada a turbulência: $k - \omega$ ou $k - \epsilon$. Dessa forma, para obter uma completa resolução da camada limite é necessário que a malha seja capaz de conter nós com valores de y^+ menores que 2, de forma que os fenômenos da subcamada laminar sejam captados.

3.5 Movimento por sistema de referência (Moving Reference Frame - MRF)

Em algumas situações, como no caso do estudo de escoamentos através de máquinas hidráulicas rotativas, é conveniente escrever as equações do movimento em relação a um sistema de referência solidário ao elemento girante. No presente estudo, o sistema de coordenadas é fixo ao rotor da turbina. A vantagem dessa abordagem é evitar a necessidade de uma malha móvel. A figura 3.6 ilustra esquematicamente como se dá mudança do sistema de coordenadas. Para tal, as equações governantes são modificadas e então é incluído o termo de fonte na equação de momento que inclui forças de Coriolis e centrífuga.

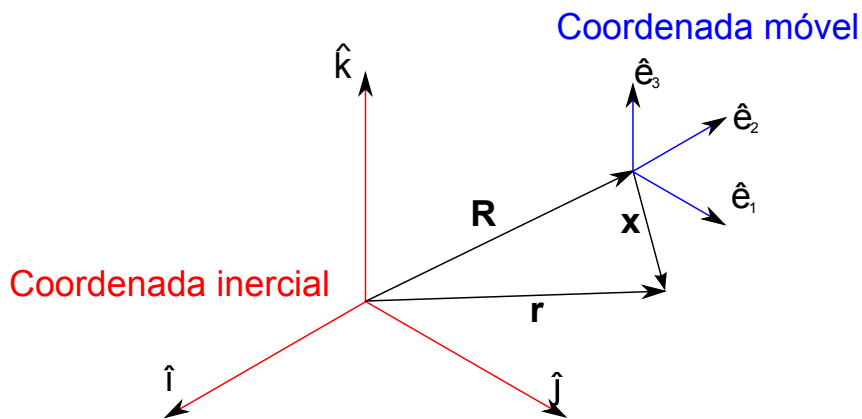


Figura 3.6: Movimento por sistema de referência

De acordo com a figura 3.6, temos que \mathbf{R} é o vetor da posição do sistema de coordenada móvel, \mathbf{x} é o vetor posição medido no sistema de coordenada móvel e \mathbf{r} é o vetor posição medido no sistema de coordenadas inercial. Dessa forma temos que

$$\mathbf{r} = \mathbf{R} + \mathbf{x}, \quad (3.27)$$

em que $\mathbf{x} = x_i \hat{e}_i$. Considerando que o elemento está girando com velocidade angular de Ω , temos que

$$\frac{d\hat{e}_i}{dt} = \Omega \times \hat{e}_i. \quad (3.28)$$

Assim tem-se que a velocidade absoluta do sistema de coordenadas inercial ($\dot{\mathbf{r}}$ ou \mathbf{v}),

$$\dot{\mathbf{r}} = \dot{\mathbf{R}} + \frac{d(x_i \hat{e}_i)}{dt}, \quad (3.29)$$

$$\dot{\mathbf{r}} = \dot{\mathbf{R}} + \dot{x}_i \hat{e}_i + x_i (\Omega \times \hat{e}_i), \quad (3.30)$$

em que $\dot{x}_i \hat{e}_i$ é igual a velocidade relativa no sistema de coordenadas móvel (\mathbf{u}). Então, temos que

$$\dot{\mathbf{r}} = \dot{\mathbf{R}} + \mathbf{u} + \Omega \times \mathbf{x}, \quad (3.31)$$

$$\ddot{\mathbf{r}} = \ddot{\mathbf{R}} + \frac{d(\dot{x}_i \hat{e}_i)}{dt} + \frac{d(\boldsymbol{\Omega} \times x_i \hat{e}_i)}{dt}, \quad (3.32)$$

$$\ddot{\mathbf{r}} = \ddot{\mathbf{R}} + \ddot{x}_i \hat{e}_i + \dot{x}_i \boldsymbol{\Omega} \times \hat{e}_i + \dot{\boldsymbol{\Omega}} \times \mathbf{x} + \boldsymbol{\Omega} \times (\dot{x}_i \hat{e}_i + x_i \boldsymbol{\Omega} \times \hat{e}_i), \quad (3.33)$$

em que $\dot{x}_i \hat{e}_i = \frac{D\mathbf{u}}{Dt}$ e $\ddot{\mathbf{r}} = \frac{D\mathbf{v}}{Dt}$. Dessa forma tem-se que

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \frac{D\mathbf{u}}{Dt} + \ddot{\mathbf{R}} + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u} + \dot{\boldsymbol{\Omega}} \times \mathbf{x} + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u} + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}), \quad (3.34)$$

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \frac{D\mathbf{u}}{Dt} + \ddot{\mathbf{R}} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u} + \dot{\boldsymbol{\Omega}} \times \mathbf{x} + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}). \quad (3.35)$$

Tratando-se de um caso com rotação constante e origens coincidentes tem-se que $\dot{\boldsymbol{\Omega}} = \ddot{\mathbf{R}} = 0$. Assim,

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \frac{D\mathbf{u}}{Dt} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u} + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}). \quad (3.36)$$

Em um sistema inercial as equações de Navier Stokes assume a seguinte forma

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{v} + \rho \mathbf{f}. \quad (3.37)$$

Substituindo a equação 3.36 na 3.37, tem-se que a equação de Navier Stokes para um escoamento com referencial móvel assume a seguinte formulação

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} + 2\rho \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u} + \rho \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{v} + \rho \mathbf{f}, \quad (3.38)$$

em que o termo $2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}$ representa a aceleração de Coriolis e $\boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x})$ é a aceleração centrífuga.

Por fim, como vê-se na equação 3.38 que no subdomínio rotativo há a inserção da aceleração de Coriolis e centrífuga na equação de Navier Stokes, evitando o uso de malha numérica dinâmica para representar o funcionamento da turbina.

Capítulo 4

Metodologia

4.1 Validação

A complexidade empírica e incertezas instrumentais inibiram por anos a realização de ensaios experimentais que demonstrassem a física e funcionamento de turbinas. A análise de turbinas em escalas reais demandavam um numeroso aparato técnico e alta qualidade de instrumentação (S.SCHRECK, 2002). Mesmo com o recente avanço tecnológico instrumental ensaios experimentais de turbinas em escalas reais eram praticamente inexistentes. Esse desafio levou a "National Renewable Energy Laboratory"(NREL) a projetar a turbina NREL PHASE VI e então ensaiá-la no túnel de vento da NASA Ames com seção de $24,4 \times 36,6m$ como mostrado na figura 4.1. A facilidade de acesso aos dados geométricos e alta qualidade dos resultados fizeram desse experimento um trabalho de referência na validação de códigos numéricos(HAND et al., 2001a).

Com base nesse teste, especialistas em turbinas eólicas foram convidados pela NREL para um exercício, cujo o objetivo era avaliar a acurácia de seus códigos numéricos por meio de um teste cego. Nesse desafio eles deveriam utilizar suas ferramentas de modelagem para prever os carregamentos aerodinâmicos e desempenho da turbina, sem terem acesso aos resultados experimentais. Ao fim do teste a NREL publicou um relatório em que compara as predições com os resultados experimentais (HAND et al., 2001b). Uma das principais conclusões desse relatório foi que os resultados numéricos não foram promissores. Diferenças significativas foram observadas entre as predições numéricas e os resultados experimentais. As incertezas dos códigos ficavam ainda mais evidentes em velocidades que a turbina operava em estol. A figura 4.2 mostra as comparações de códigos de performance pelo método Blade Element Momentum (BEM) e CFD dos valores de torque no eixo da turbina.

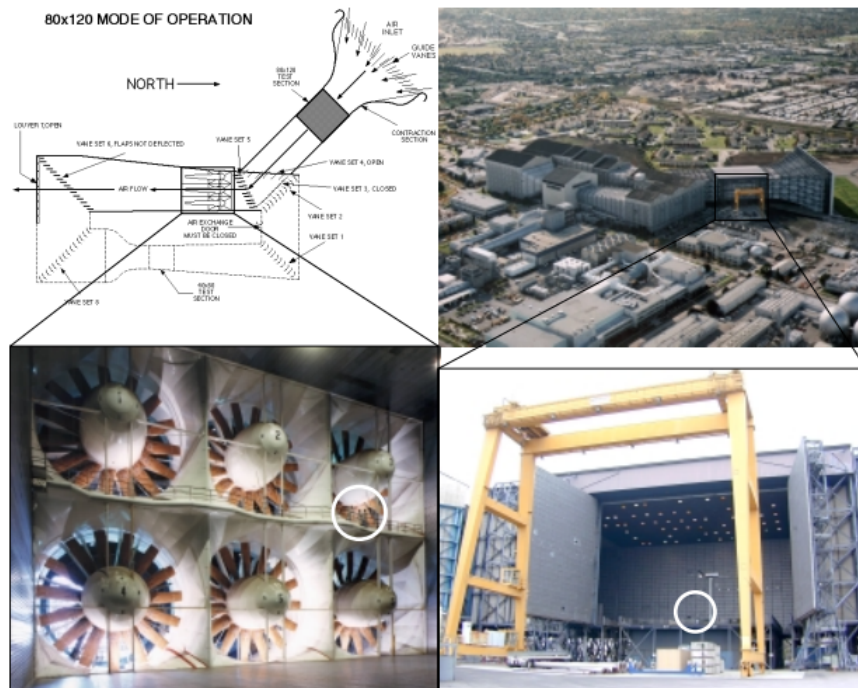


Figura 4.1: Centro de pesquisa NASA AMES (Fonte: Hand et al. (2001a)).

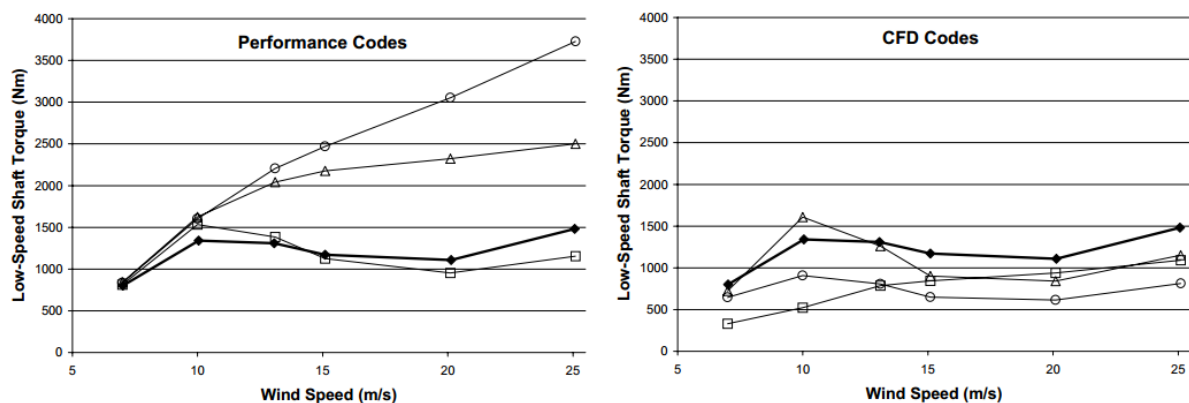


Figura 4.2: Comparações entre códigos numéricos e dados experimentais (Fonte: Hand et al. (2001b)).

Na última década, muitos pesquisadores utilizaram os dados do experimento de Hand et al. (2001a) para validação de seus trabalhos e/ou códigos numéricos. Duque et al. (2003) utilizou códigos baseados na técnica RANS e "vortex Lattice"(VLM) para prever o desempenho aerodinâmico da turbina NREL PHASE VI para várias inclinações de escoamento. Vermeer et al. (2003) desenvolvem uma detalhada revisão teórica sobre o estudo de esteira em inúmeras turbinas, incluindo a NREL PHASE VI. Langtry et al. (2006) utilizaram a turbina NREL PHASE VI e seu perfil (S809) para validação de um modelo de transição de turbulência gamma-theta integrado ao modelo SST. Potsdam e Mavriplis (2009) utilizaram essa turbina para avaliar a sensibilidade dos resultados em várias densidades e configurações de malha. Moshfegh e Xie (2012) investigaram os efeitos do espaçamento da malha em regiões de parede utilizando o mo-

delo *SST*. Recentemente Mo et al. (2013) reproduziram excelentes resultados em um estudo de esteira utilizando simulações de grandes escalas de turbulência (LES).

4.1.1 Detalhes do experimento NREL PHASE VI

A NREL Phase VI é uma turbina com regulagem por estol de 2 pás com 10,058 metros de diâmetro como mostrado na figura 4.3. A geometria da pá é baseada no aerofólio S809 com torção distribuída ao longo de sua vergadura, como representado na figura 4.4. Observa-se na figura 4.6 que em uma das pás foram instalados sensores de pressão à 0,3R, 0,47R, 0,63R, 0,8R e 0,95R com a finalidade de mensurar detalhadamente o campo de pressão na pá. As figuras 4.5e 4.6 mostram um desenho esquemático da instalação das sondas na pá, que foram acopladas em furos localizados à 0,34R, 0,51R, 0,67R, 0,84R e 0,91R com o intuito de medir localmente o ângulo de entrada do escoamento. O experimento foi realizado em diversas condições de operação, em que variou-se a velocidade do escoamento não perturbado (u_∞) e seu ângulo de incidência para uma rotação fixa de $72RPM$. Para cada ensaio, os dados do campo de pressão na turbina foram tomados ao longo de 36 ciclos do rotor. Detalhes geométricos do rotor e dos procedimentos experimentais podem ser encontrados no relatório técnico de Hand et al. (2001a).



Figura 4.3: NREL Phase VI com 10,058m de diâmetro suportada por uma torre de 12,2m e diâmetro de 0,4m (Fonte: Hand et al. (2001a)).

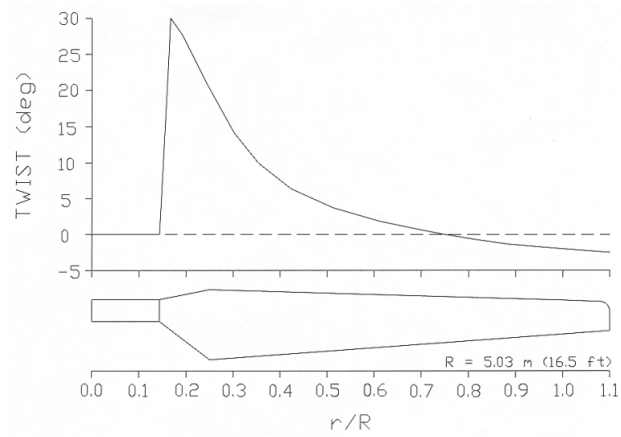


Figura 4.4: Modelo da pá da turbina NREL Phase VI (Fonte: Giguere e Selig (1999)).

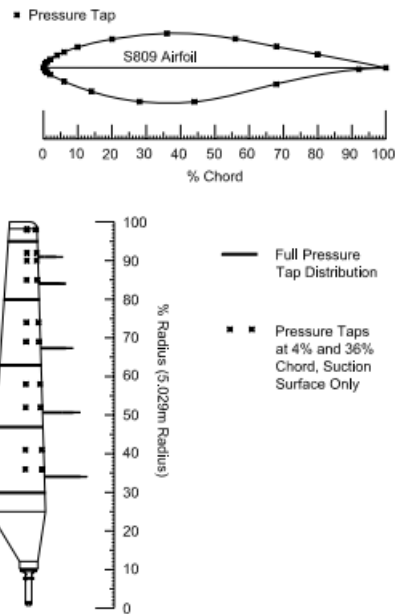


Figura 4.5: Localização dos sensores de pressão na pá (Fonte: Hand et al. (2001a)).

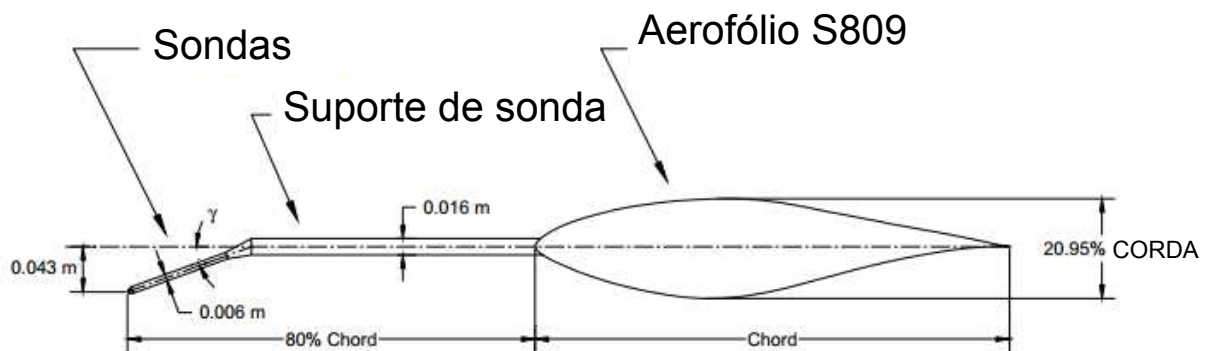


Figura 4.6: Localização das sondas (Fonte: Hand et al. (2001a)).

A medição da esteira foi feita por dois anemômetros sônicos tipo K, que registram a velocidade em 3 eixos como ilustra a figura 4.7. Esses anemômetros foram posicionados na mesma distância axial à 5,84 metros da turbina, diferenciando-se apenas no posicionamento radial como ilustrado na figura 4.8.

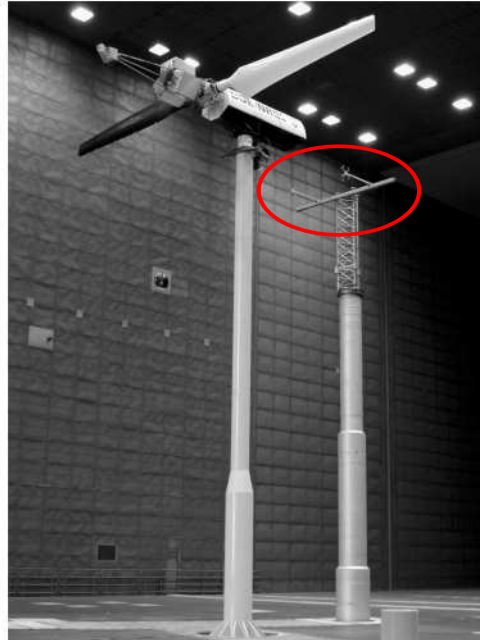


Figura 4.7: Anemômetros na jussante da turbina (Fonte: Larwood (2001)).

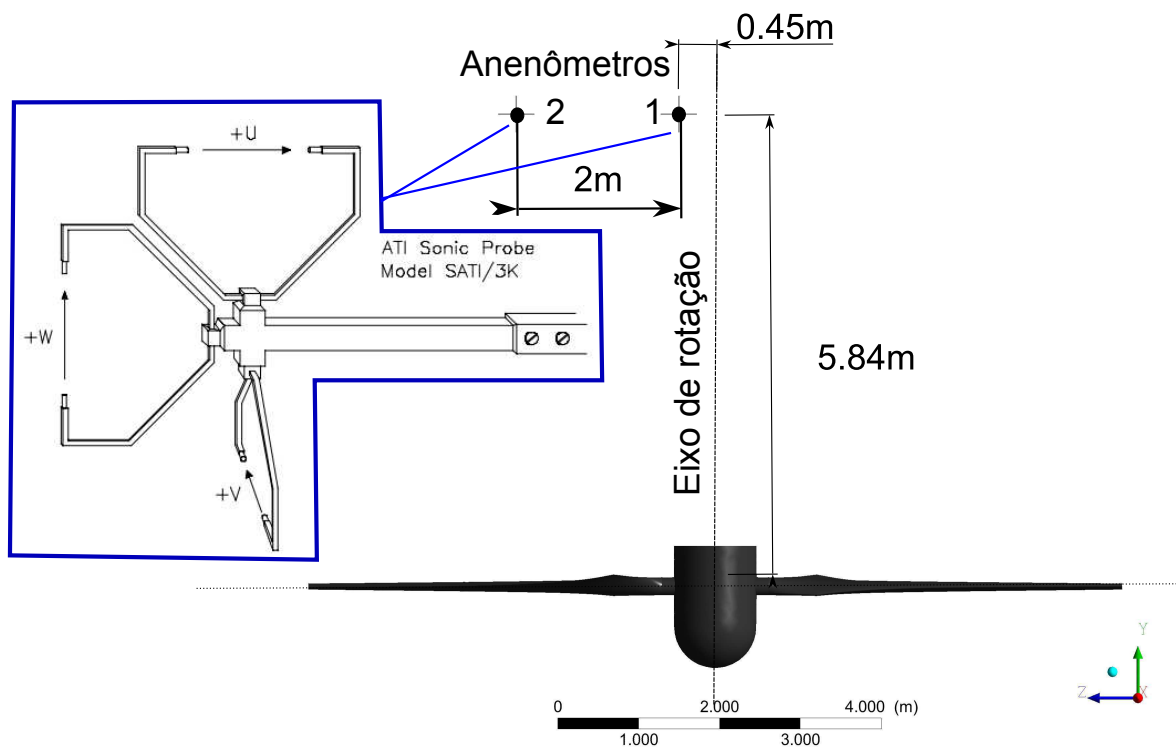


Figura 4.8: Posicionamento dos anemômetros.

4.1.2 Modelo geométrico

O modelo tridimensional da pá da turbina NREL PHASE VI foi construído no software *SOLIDWORKS* baseando-se nos dados de coordenadas do aerofólio S809, distribuição de corda, eixo e ângulo de torção fornecidos por Giguere e Selig (1999). No processo de construção os perfis com seus respectivos ângulos de torção foram criados ao longo da vergadura da pá na forma de linhas como ilustrado na figura 4.9. Posteriormente utilizou-se do recurso de "Loft", formando um sólido entre todas estações de aerofólios como ser observado na figura 4.10. Tentou-se simplificar a geometria da nacele devido a ausência de informações a seu respeito. Essa concepção foi feita por meio da junção entre um cilindro, com 0,109 m de raio e 2 m de comprimento, e uma semi esfera de mesmo raio posicionada na no lado à montante.

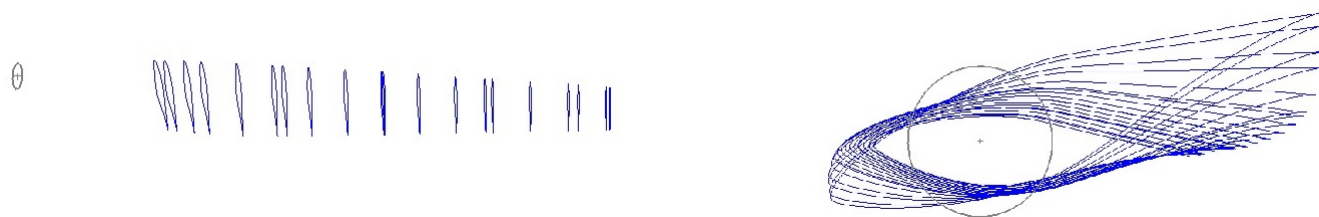


Figura 4.9: Perfis de aerofólio da pá

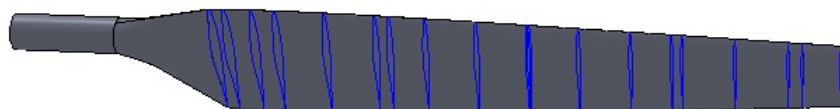


Figura 4.10: modelo tridimensional da pá

4.1.3 Malha numérica

O software empregado para a geração de malha foi o *ANSYS ICEM CFD*. O domínio computacional foi dividido em duas partes: um interior, rotativo, com alta densidade de elementos e outro exterior, estacionário, com baixa densidade de elementos. O domínio rotativo tem a forma de cilindro, com 6 metros de raio e 3 metros de comprimento. Já o domínio estacionário tem o formato de um cubo, que contém o domínio rotativo, com dimensões de $6R$ (30m) de altura e largura, $3R$ ($L_{in} = 15m$) de profundidade à face de afluência e $6R$ ($L_{jus} = 30m$) à jusante como observa-se na figura 4.11.

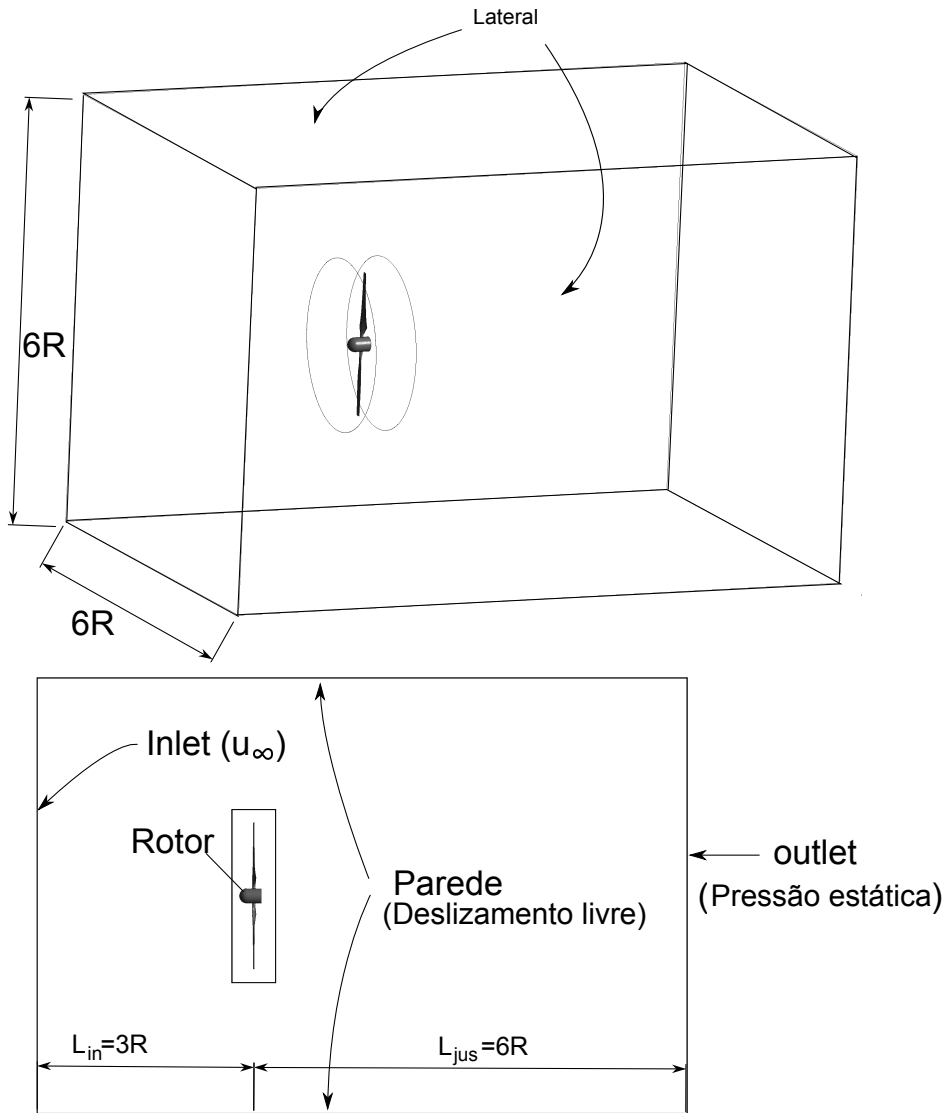


Figura 4.11: Domínio Computacional

A dimensão de L_{in} deve evitar que a condição de contorno de velocidade na entrada interfira no desenvolvimento do escoamento a montante do rotor, eventualmente aumentando, de forma artificial, o fator de indução a (tal como definido na equação 2.4). Valores muito pequenos de L_{in} podem gerar oscilações de campo de pressão na superfície de entrada do escoamento, já que a pressão nesse ponto não é imposta, mas determinada numericamente em função da equação do movimento. Em geral, portanto quanto maior L_{in} , melhor a condição de contorno do escoamento livre não perturbado é simulada. Vale destacar que nessa região não são observados gradientes de velocidade ou pressão muito significativos, de maneira que não é preciso refinar localmente a malha. Ainda assim, a simulação do escoamento à montante do rotor é significativa para o esforço computacional.

A literatura (Mo e Lee (2012) e Moshfegh e Xie (2012)) e estudos preliminares realizados no presente trabalho mostram que $L_{in} = 3R$ é suficiente para simular de forma satisfatória escoamento

mento não perturbado e não compromete a viabilidade das simulações, considerando as estações de trabalho disponíveis.

A dimensão de L_{jus} deve ser tal que a condição de contorno determinada da face à jusante do rotor não influencie no escoamento da turbina. Porém, essa definição implicam uma série de outros fatores, como a densidade da malha e consequentemente recurso computacional. Como foi discutido anteriormente, na esteira da turbina há um elevado gradiente de pressão e velocidade, que necessita de uma grande densidade de malha que por sua vez afeta diretamente o tempo computacional da simulação. Nessa perspectiva, o refinamento da malha em esteira próxima ($< 6R$) é fundamental para uma boa predição do escoamento no rotor, já que se trata da região em que a aerodinâmica do rotor ainda é predominante. Dessa forma, visando uma economia de tempo computacional e baseando-se também na dimensão utilizada na literatura (Mo e Lee (2012) e (SØRENSEN et al., 2002)), decidiu-se por trabalhar com $L_{jus} = 6R$. Evidentemente, para um estudo de esteira distante e recuperação de potência seria necessário $L_{jus} > 20R$. Como no caso da NREL PHASE VI o interesse principal desse trabalho é a validação de resultados, especialmente de captação de potência e dinâmica do escoamento no rotor, dimensões de L_{jus} maiores que a da esteira próxima não surtiriam efeito nesse propósito.

Como foi comentado anteriormente, a dinâmica do escoamento é substancialmente influenciada pela presença de paredes. Consequentemente, as regiões próximas das paredes necessitam de um maior refinamento de malha. Nessa região têm-se grande gradiente de velocidade na direção normal a superfície sólida do rotor, que exige um maior refinamento nesse sentido. Por outro lado na direção paralela, o gradiente de velocidade no escoamento é mínimo. De acordo com essas considerações, a morfologia do elemento prismático é ideal para representar a camada limite como ilustrado na figura 4.12. Uma vez que o escoamento na camada limite é alinhado com a superfície sólida do rotor, as bases paralelas da camada de prismas garantem que a malha também estão alinhadas com a superfície do rotor. Além do mais, dentro da camada limite pode-se permitir que os elementos prismáticos tenham uma grande razão de aspecto (relação entre a altura e largura do elemento) sem afetar a qualidade da malha, já que o gradiente de velocidade na direção paralela à superfície é desprezível comparado à direção normal.

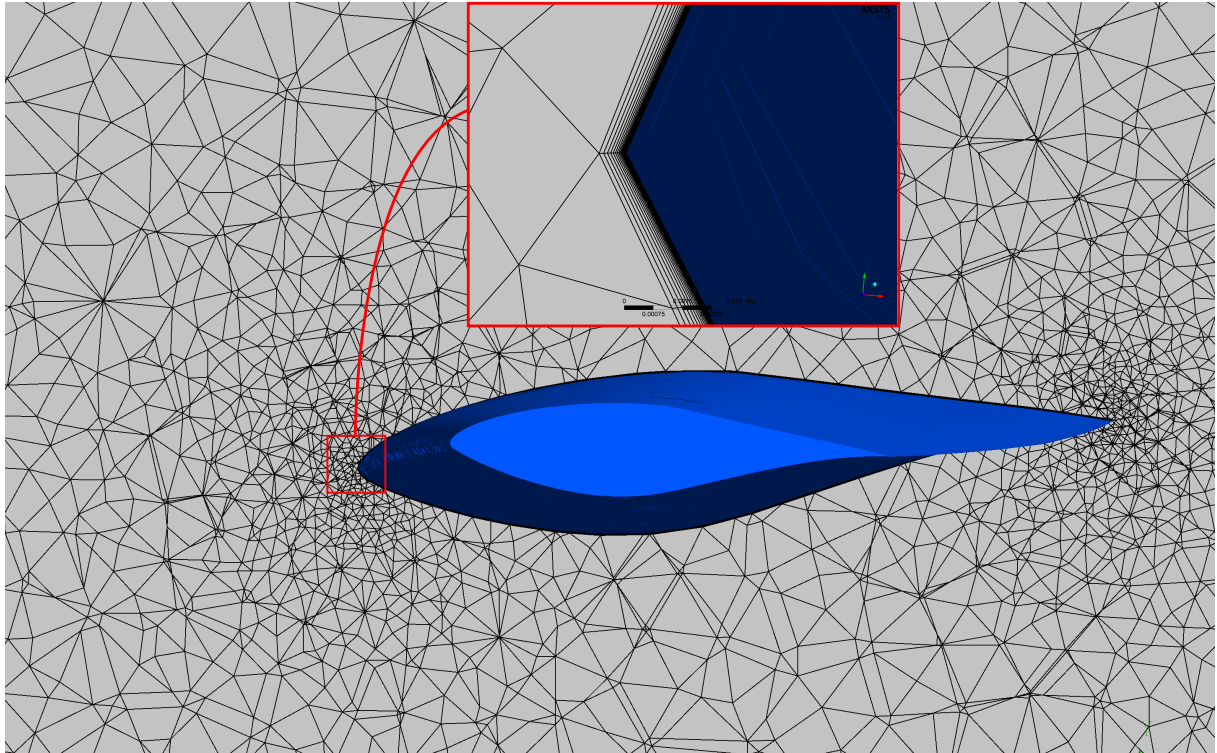


Figura 4.12: Camadas de elementos prismáticos

Para que a simulação apresente uma boa qualidade de resultados é preciso captar com precisão os efeitos produzidos pela tensão de cisalhamento e gradientes de pressão no escoamento, principalmente na camada limite. As tensões de cisalhamento dão origem ao arrasto viscoso, importante no conjunto do trabalho total produzido sobre as pás do rotor, pelo escoamento. Mais importante ainda são os fenômenos com origem na ação do campo de pressão sobre a camada limite, responsáveis pela instabilização dessa região (gradientes de pressão adverso) com o eventual colapso do escoamento próximo das paredes. O colapso da camada limite é responsável pela ocorrência do estol, cujo impacto no torque total produzido é drástico. Também do colapso das camadas limites origina-se a maior parte da vorticidade presente no escoamento na esteira do rotor.

Os resultados do estudo de refinamento de malha realizado no presente trabalho (além de outros encontrados na literatura como o de Moshfegh e Xie (2012) evidenciam que o escoamento na esteira turbulenta a jusante do rotor têm grande influência sobre o valor de potência total produzida. Isso indica que a dinâmica entre a produção de vorticidade nas camadas limites sobre as pás do rotor e o seu transporte e difusão pelo escoamento ao longo da esteira é um elemento chave na simulação do escoamento através de rotores hidrocinéticos. Na esteira há a predominância de fenômenos de transporte e dissipação de energia cinética turbulenta, característicos do modelo de turbulência $k - \epsilon$, fortemente influenciados pela ação da vorticidade (LEISHMAN, 2000). Sumariamente, a quantidade de vorticidade e energia cinética turbulenta gerada no rotor e os modos de transporte e dissipação dessas quantidades ao longo da esteira são diretamente relacionados com a aerodinâmica das pás do rotor e pela correta definição da

região a jusante, necessária para a recuperação da energia cinética do escoamento, ambas alvos do presente estudo.

Por conseguinte uma boa resolução da camada limite é fundamental na simulação e valores de y^+ compatíveis com o modelo de turbulência utilizado (*SST*) não é o único fator que determina a qualidade dessa solução. A quantidade de camadas prismáticas e sua taxa de crescimento também são essenciais na resolução da camada limite. De forma que a camada prismática seja suficientemente grande para englobar toda a camada limite, captando toda a produção e dissipação de turbulência no caso de uma camada limite íntegra. Assim, nas malhas geradas nesse trabalho, a camada limite foi dividida em no mínimo 25 camadas de prismas com taxa de crescimento normal de 20 % em relação as camadas subjacentes. A resolução da camada limite é discutido posteriormente na página 65 .

Em uma simulação dessa dimensão há várias possibilidades de configurações de malha, em que a quantidade de nós nem sempre é sinônimo de bons resultados. Desse modo, o estudo de malha iniciou-se primeiramente com um processo exploratório de configurações de malha (Malhas 1 e 2), com intuito de avaliar o impacto de cada configuração, e então deu-se início ao estudo de convergência de malha propriamente dito (Malhas 3, 4 e 5), como está representado na tabela 4.1. Dado a experiência do teste cego relatado no início desse capítulo, o parâmetro utilizado para avaliar a acurácia da malha foi a potência captada experimentalmente ($6,012kW$), fornecido por (HAND et al., 2001a) na condição de operação de $u_\infty = 7m/s$ ($\lambda = 5,41$). O processo exploratório iniciou-se com a Malha 1, refinada em 8 metros na esteira, com comprimento médio de elemento de 0,1 metro, e refinamento na camada limite com distância do nó mais próximo da parede (Δy) de $6,7 \times 10^{-5}$ metro. Contudo essa malha apresentou erro de 37% e valores de $y^+ > 5$, caracterizando uma subcamada laminar mal resolvida. Continuando esse processo de sondagem, com o intuito de avaliar o contraste entre a resolução da camada limite e o refinamento da esteira, optou-se na Malha 2 por não refinar a esteira e trabalhar somente com o refinamento de malha na camada limite, atribuindo $\Delta y = 10^{-6}$ metro. Nessa situação obteve-se uma boa resolução da subcamada laminar com máximo de $y^+ = 0,17$, mas o erro foi de 51,8%, maior que o da malha anterior. Tendo em vista, os resultados encontrados nessas duas configurações de malha chegou-se na Malha 3, que apresenta a camada limite bem resolvida ($y_{máx}^+ < 1$) e com refinamento que se estende por 23 metros na esteira, com comprimento médio de elemento de 0,4 metro. Cabe ainda ressaltar, que mesmo com menor numero de nós, a Malha 3 atingiu resultados superiores aos anteriores (erro de 13%). Definido a topologia da malha, para as malhas seguintes foram considerados dimensões cada vez menores de elemento na esteira, utilizando 0,1 metro na Malha 4 e 0,08 metro na Malha 5. Visando uma boa precisão sem tempo computacional demasiado, optou-se por trabalhar com a malha 4 nas demais condições de operação.

Tabela 4.1: Independência de malha

Malha	N° de Nós [10 ⁶]	Refinamento na esteira [m]	Camadas de Prismas	y ⁺		Potência [kW]	Erro %
				Máximo	Média		
Malha 1	5,65	8	25	8,63	3,779	2,2	37
Malha 2	6,21	-	30	0,17	0,047	2,89	51,8
Malha 3	1,98	23	30	0,221	0,0543	5,22	13
Malha 4	6,28	23	30	0,268	0,0578	6,4	7
Malha 5	8,12	23	30	0,25	0,0572	5,8	3,3

Na figura 4.13 temos a representação da Malha 4 escolhida por meio do estudo de convergência de malha e utilizada nas demais simulações desse trabalho.

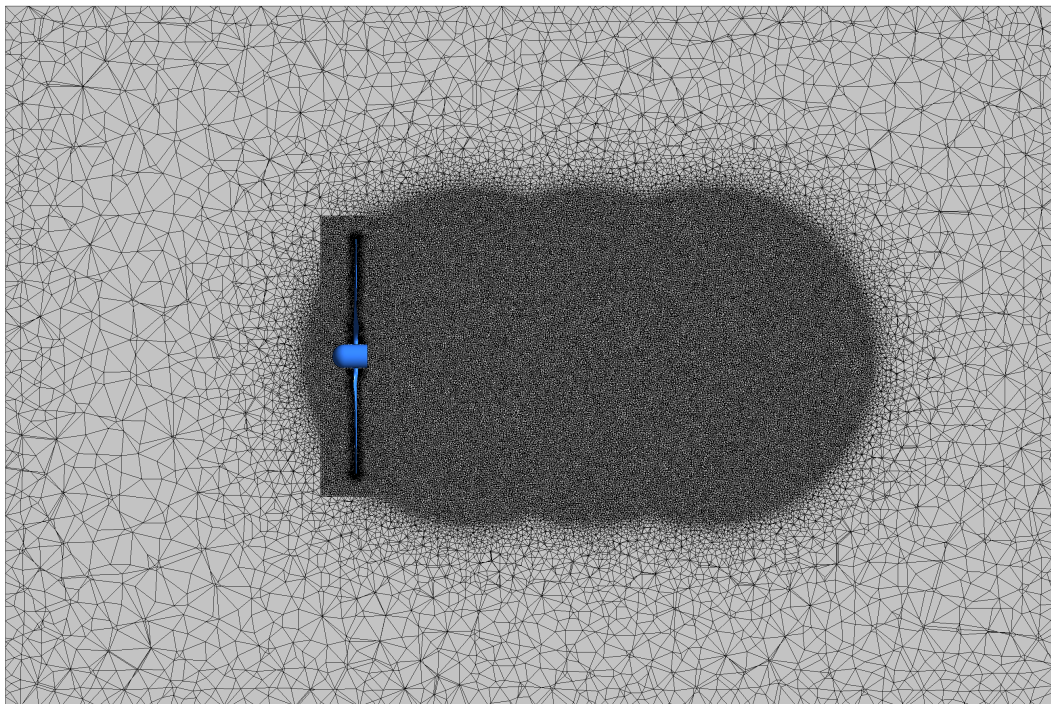


Figura 4.13: Refinamento na Malha 4

Em comparação com outros autores temos: Mo e Lee (2012) com 3,5 milhões de elementos hexaédricos, Malatesta (2012) com 8,3 milhões e Carcangiu (2012) com 3,5 milhões. Entretanto esses autores trabalharam com metade do domínio, usando a condição de periodicidade, reduzindo drasticamente o tempo computacional da simulação. Nesse trabalho evitou-se trabalhar com essa metodologia, pois a esteira pode apresentar comportamento assimétrico, principalmente em regime transiente. Quanto a qualidade dos resultados, Mo e Lee (2012) obtiveram

maior proximidade com o experimental, acredita-se que devido ao uso de uma malha hexaédrica que apresenta maior qualidade numérica. Embora os atributos de uma malha hexaédrica seja superior sua confecção em geometrias complexas como essa é extremamente complicada, exigindo um tempo abusivo em sua elaboração.

4.1.4 Condições de contorno

A malha é importada para o *CFX* onde as condições de contorno são aplicadas no domínio computacional. Tentou-se representar com o máximo de fidelidade o experimento em túnel de vento:

- Velocidade de entrada: é uma condição de contorno de Dirichlet, em que é atribuída a velocidade do fluido constante e normal a face com intensidade de turbulência de 5 %, de acordo com às condições do experimento Hand et al. (2001a). Já a pressão é determinada de forma a satisfazer às equações de movimento.
- Pressão de saída: na face à jusante foi aplicado uma condição de Dirichlet, em que se definiu a condição de contorno como sendo a pressão atmosférica (101325 Pa) e consequentemente o campo de velocidade é determinado pela equação do movimento.
- Não deslizamento: foi imposta a todos os componentes sólidos do rotor, isso implica que a velocidade relativa da partícula de fluido na parede seja zero na parede.
- Livre deslizamento: foi imposta nas paredes do túnel, para que não influencie no escoamento. Dessa forma a tensão cisalhante entre a parede do túnel e o fluido é zero.
- Interface: As faces internas que definem a conexão entre o subdomínio cilíndrico rotativo, que contém o rotor, e o domínio estacionário, foram vinculadas, a condição de rotor congelado ("*Frozen Rotor*"). Assim as componentes do domínio fixo são transformadas em um sistema de referência móvel, adicionando a aceleração de Coriolis e centrífuga, possibilitando que características locais do escoamento sejam transportadas através da interface.

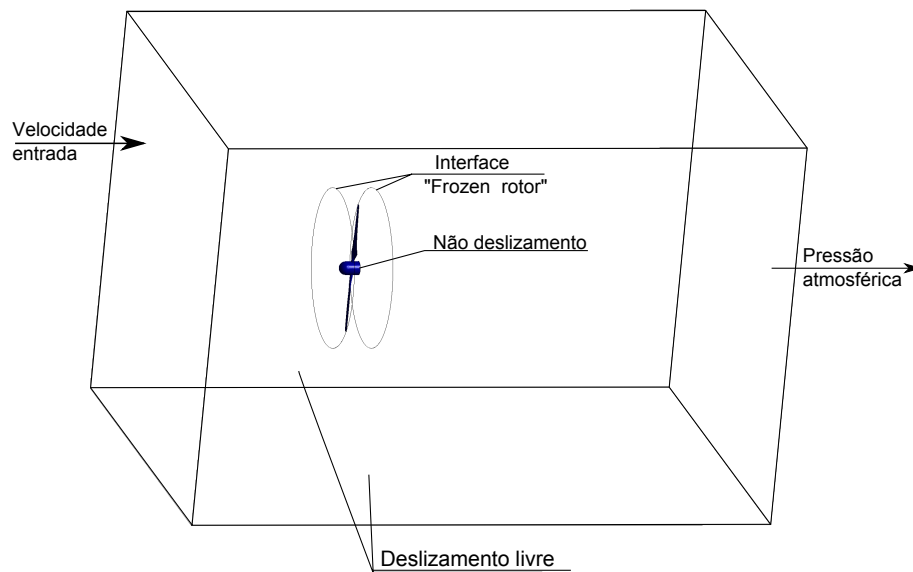


Figura 4.14: Condições de Contorno do rotor NREL Phase VI

Arbitradas as condições de contorno avaliou-se o funcionamento da turbina para seis casos em regime estacionário, como apresentado na tabela 4.2.

Tabela 4.2: Condições de operação

Caso	Velocidade do Vento [m/s]	Rotação [RPM]	ρ [kg/m^3]
Caso 1	5	72	1,246
Caso 2	7	72	1,246
Caso 3	10	72	1,246
Caso 4	13	72	1,227
Caso 5	15	72	1,224
Caso 6	20	72	1,221

O critério de convergência utilizado nas simulações foi baseado no monitoramento de variáveis. Dessa forma, durante o processo iterativo acompanhou-se a evolução dos resultados de potência e velocidade em um ponto à 2 diâmetros na esteira. Cada simulação teve no mínimo 100 iterações e se ainda houvesse indicativo de flutuação nos valores de potência, o processo iterativo era prolongado até a estabilização dessa variável.

O modelo $k - \omega$ é reconhecido pelo bom desempenho na previsão do escoamento na camada limite, inclusive quando a ação do campo de pressão é importante (WILCOX,). Por outro lado, o modelo $k - \epsilon$, sabidamente excessivamente dissipativo na camada limite, e portanto conservativo quanto à previsão do colapso desse escoamento apresentando bom desempenho em escoamentos afastados das regiões de parede, onde a isotropia da turbulência predomina

(MINER et al.,). O modelo *SST* combina os modelos $k - \varepsilon$ e $k - \omega$, adaptando-se muito bem à simulação de máquinas hidráulicas rotativas de escoamento não confinado. Na literatura há vasta evidências de que o modelo *SST* fornece bons resultados nesse tipo de simulação, como nos trabalhos de Sørensen et al. (2002), Mo e Lee (2012) e Langtry et al. (2006). Logo, optou-se por utilizar o modelo *SST*. Para tal, utilizou-se as constantes materiais sugeridas por Ludwig (2011), como apresentado na tabela 4.3.

Tabela 4.3: Constantes do modelo *SST*

Coefficientes	valor
β^*	0,09
a_1	0,31
β_1	0,075
α_1	0,55137
β_2	0,0828
α_2	0,440355

Para as configurações de alta resolução para o esquema advecção ("advection scheme") e turbulência("Turbulence Numercis") com o intuito de facilitar a convergência de resultados e obter uma maior qualidade de resultados.

4.2 Turbinas hidrocínéticas

Devido a similaridade de funcionamento em aerogeradores, ainda há um vínculo de projeto muito forte entre turbinas hidráulicas e eólicas. Evidentemente, na turbina eólica não ocorre a cavitação e isso é uma preocupação em turbinas hidráulicas. A cavitação é a ebulição de um líquido, à temperatura constante, quando a pressão é suficientemente baixa. Há ainda outros fatores que contribuem para a ocorrência de cavitação como a percentagem de ar dissolvido na água, pontos de nucleação e rugosidade da superfície da pá.

O estudo do efeito de cavitação em turbinas hidrocínéticas é um grande desafio no projeto das pás do rotor. A formação de bolhas de vapor provoca vibração das pás, redução da eficiência e em casos mais graves danos estruturais. No entanto, seu estudo ainda é incipiente. A dificuldade de medição dificulta a análise da física desse fenômeno em ensaios experimentais (EISENBERG, 1950).

Embora haja uma simplificação do fenômeno de cavitação, o estudo em CFD pode ser tratado como um complemento numérico, que visa a contribuição no desenvolvimento de métodos de otimização geométrica e até mesmo de estudo do fenômeno. Segundo Bensow e Bark (2010b) a simulação numérica de cavitação ainda é iniciante, tanto nos modelos utilizados quanto do ponto de vista computacional. Bensow e Bark (2010b) ainda exemplificam que a simplificação

feita na modelagem da cavitação acontece em níveis macroscópicos enquanto que a nucleação ocorre em escalas bem menores.

4.2.1 Modelo geométrico

Partindo da definição do fenômeno de cavitação Thoma sugeriu um fator adimensional (σ), conhecido por número de cavitação ou de Thoma, que avalia o risco da ocorrência de cavitação,

$$\sigma = \frac{p_{\infty} - p_v}{0,5\rho(u_{\infty}^2 + (r\Omega)^2)}, \quad (4.1)$$

em que p_{∞} , é a pressão ambiente referência, p_v representa a pressão local e r é a posição radial do elemento de pá.

O coeficiente de pressão na turbina é determinado por,

$$C_p = \frac{p - p_{\infty}}{0,5\rho(u_{\infty}^2 + (r\Omega)^2)}, \quad (4.2)$$

em que p representa a pressão local. Pela similaridade entre a equação 4.1 e 4.2, pode-se afirmar que o número de Thoma representa o coeficiente de pressão mínimo que ocorrerá a cavitação. Dessa forma, assume-se que a cavitação irá se iniciar assim que a seguinte condição for atendida,

$$\sigma + C_{p,min} < 0. \quad (4.3)$$

Utilizando-se desse critério Sale et al. (2009) sugere que para evitar a cavitação, a velocidade relativa na turbina ($\sqrt{(u_{\infty}^2 + (\Omega r)^2)}$) deve ser menor que a velocidade de cavitação (V_{cav}),

$$V_{cav} = \sqrt{\frac{p_{\infty} + \rho gh + \frac{1}{2}\rho u_{\infty}^2 a(2 - a) - \frac{1}{2}\rho(\Omega r a')^2 - pu}{-\frac{1}{2}\rho C_{p,min}}}. \quad (4.4)$$

A figura 4.15 ilustra uma representação do coeficientes que atuam em um hidrofólio.

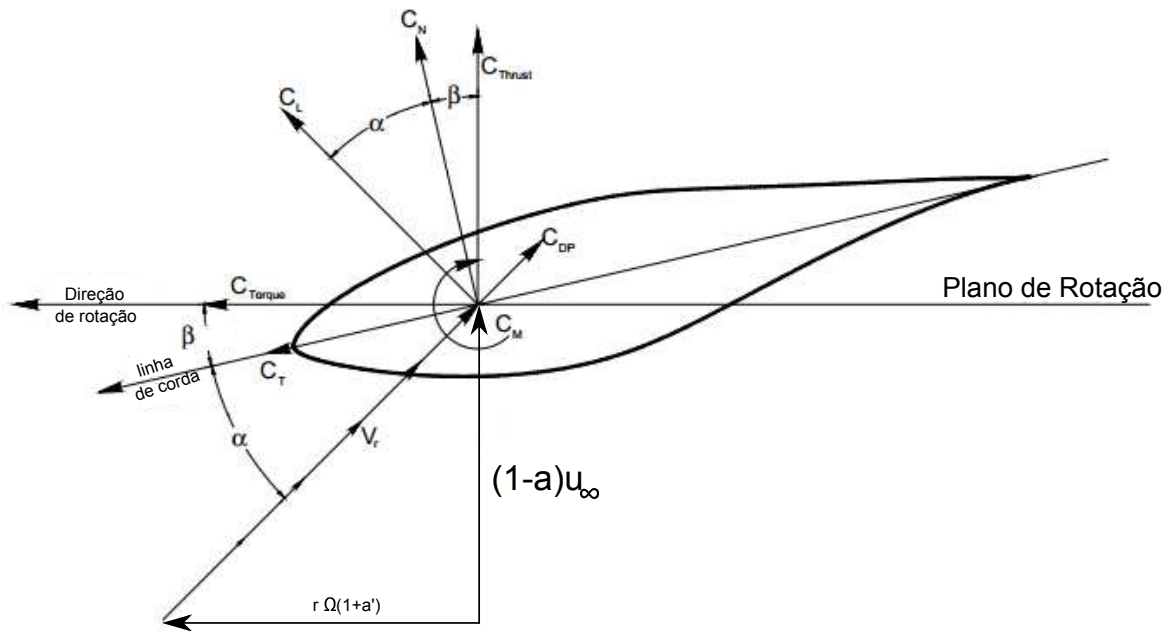


Figura 4.15: Convenção dos coeficientes de forças aerodinâmicas. Adaptado de Hand et al. (2001a)

- β : é o ângulo de torção.
- α : é o ângulo de ataque.
- C_N : é o coeficiente de força normal.
- C_T : é o coeficiente de força tangente.
- C_L : é o coeficiente de sustentação.
- C_{DP} : é o coeficiente de arrasto.
- C_{Thrust} : é o coeficiente de empuxo.
- C_{torque} : é o coeficiente de torque.
- C_M : é o coeficiente de momento do passo
- V_r : é a velocidade relativa.

Seguindo uma metodologia semelhante ao da teoria de disco atuador. A figura 4.15 permite fazer as seguintes considerações,

$$V_r = \sqrt{(u_\infty(1-a))^2 + (\Omega r(1+a'))^2}, \quad (4.5)$$

$$\theta = \alpha + \beta, \quad (4.6)$$

$$C_N = C_L \cos \theta + C_{DP} \sin \theta = \frac{F_N}{1/2 \rho V_r^2 c}, \quad (4.7)$$

em que F_N é a força normal [N] e c é o comprimento da corda [m]. O empuxo na turbina pode ser determinado pela força axial exercida na seção da pá,

$$dT = BF_N dr \quad (4.8)$$

em que B é o número de pás da turbina. Combinando as equações 4.7 e 4.8 , têm-se que

$$dT = \frac{1}{2}\rho B V_r^2 c C_N dr. \quad (4.9)$$

Utilizando-se da definição do coeficiente de empuxo e da equação 4.9, têm-se que

$$C_{thrust} = \frac{dt}{1/2\rho u_\infty^2 A} = \left(\frac{V_r}{u_\infty}\right)^2 \frac{Bc}{2\pi r} C_n, \quad (4.10)$$

$$c = \frac{2\pi r}{B} \frac{C_{Thrust}}{C_N} \left(\frac{u_\infty}{V_r}\right) \quad (4.11)$$

Shinomiya et al. (2013) assume que para que não ocorra a cavitação a condição $V_r < V_{cav}$ têm que ser satisfeita. Para isso Shinomiya et al. (2013) atribui que

$$V_r = (1 - f_s)V_{cav}, \quad (4.12)$$

em que f_s é um fator de segurança que garante que a velocidade relativa(V_r) será menor que a velocidade de cavitação(V_{cav}). Assim, têm-se

$$c = \frac{2\pi r}{B} \frac{C_{Thrust}}{C_N} \left(\frac{u_\infty}{(1 - f_s)V_{cav}}\right). \quad (4.13)$$

em que $C_{Thrust} = 4a(1 - a)F$, onde F é o fator de Prandlt.

Utilizando a metodologia do BEM, Shinomiya et al. (2013) criaram um algoritmo de otimização, que utiliza da equação 4.13 como ilustrado na figura 4.16. Assim, é possível obter uma geometria de pá com distribuição de corda e ângulo de torção aprimorados, de modo que não ocorra a cavitação na condição de operação estipulada.

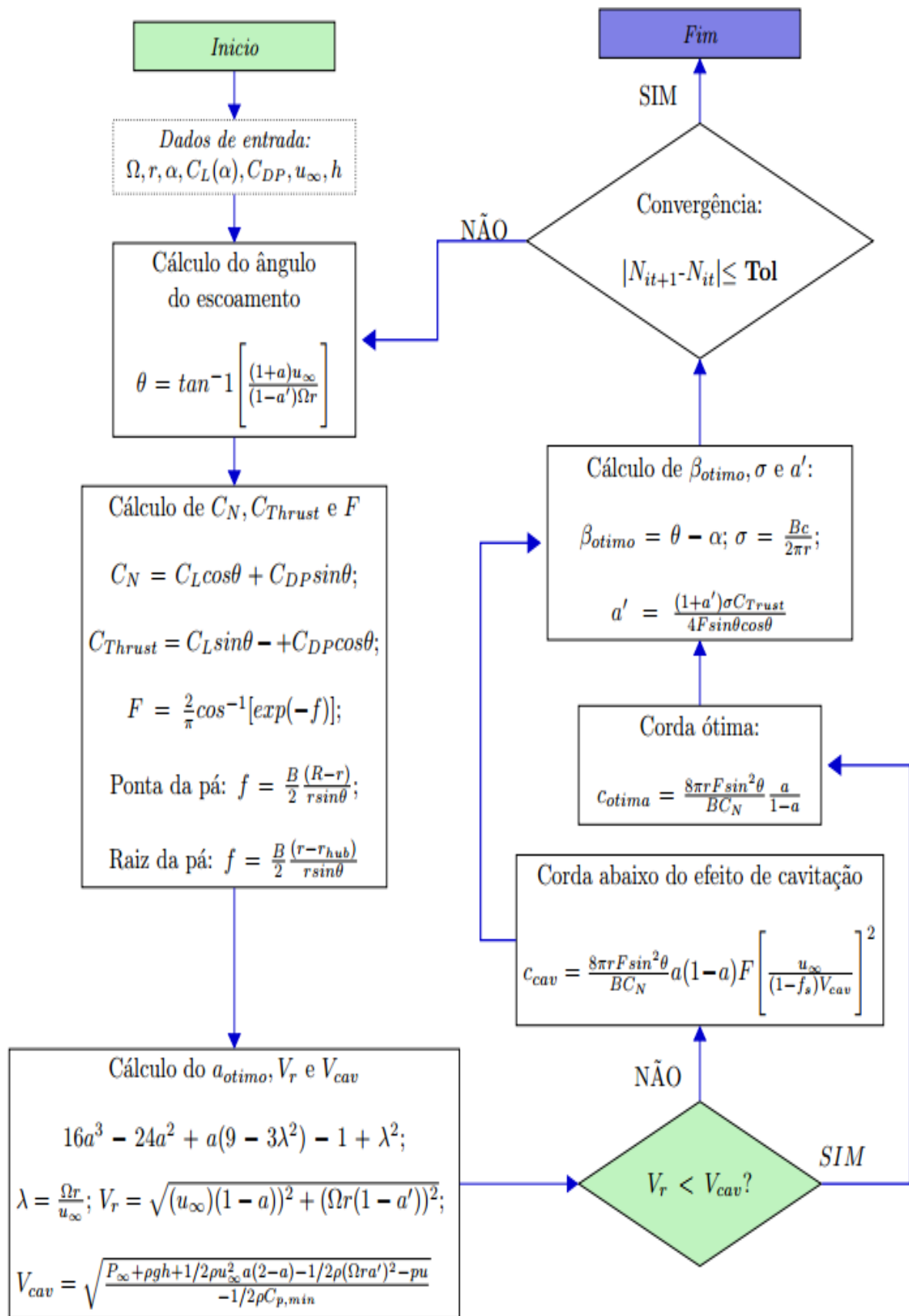


Figura 4.16: Fluxograma do algoritmo de otimização da geometria da pá para prevenção da cavitação. Adaptado de Shinomiya et al. (2013)

Com o objetivo de avaliar a prevenção da cavitação do algoritmo desenvolvido por Shinomiya et al. (2013), gerou-se duas geometrias de pás com características semelhantes, como descrito na tabela 4.4. Contudo, somente uma das geometrias foi otimizada para ser livre de cavitação. Como vê-se na figura 4.17, as geometrias se diferenciam no comprimento de corda e ângulo de torção, principalmente na ponta de pá, onde é o provável início da nucleação de bolhas de vapor.

Tabela 4.4: Parâmetros para geometria da turbina

Parâmetros	Valores
Aerofólio	NACA 65 ₃ – 618
Rotação	35 RPM
Diâmetro da turbina	10m
Diâmetro do cubo	1,6m
Número de pás	3
Velocidade da água	2,5m/s
Profundidade	6m
Pressão atmosférica	$1 \times 10^5 Pa$
Pressão de vapor	$3,17 \times 10^3 Pa$
Massa específica	$997 kg.m^{-3}$
Fator de Segurança	5%

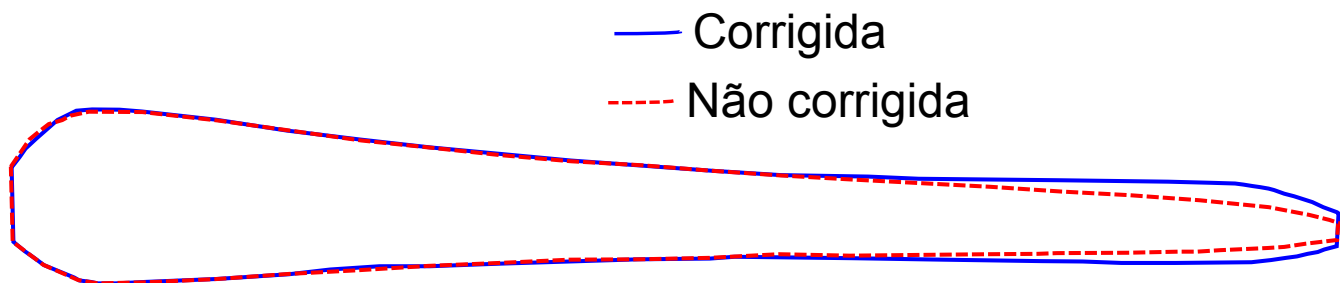


Figura 4.17: Diferença da otimização geométrica nas turbinas hidrocínéticas

Com as informações das distribuições de corda e torção fornecidos pelo algoritmo fez-se um modelo geométrico no software *Solidworks*. Como mostrado na figura 4.18, as dimensões do domínio computacional seguem o mesmo padrão do modelo da NREL PHASE VI. Porém, nesse caso teve-se uma maior dimensão de L_{jus} , com intuito de analisar a esteira distante, e o eixo do rotor foi posicionado a uma profundidade de 6 metros da superfície superior, com o proposito de representar os parâmetros mostrados na tabela 4.4.

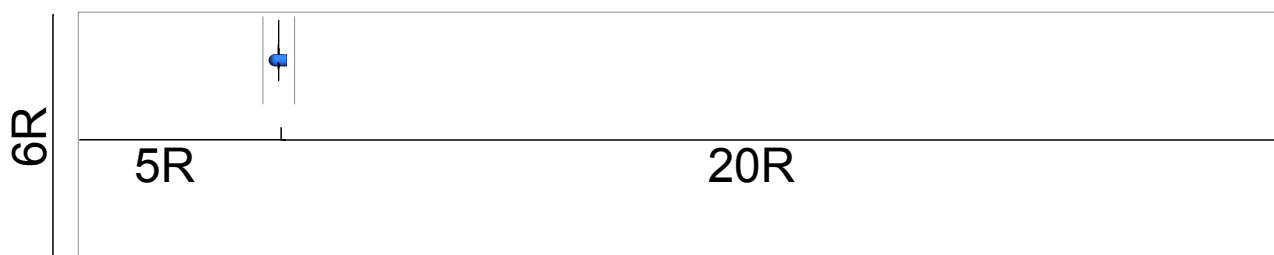


Figura 4.18: Domínio Computacional da turbina hidrocínética

4.2.2 Malha numérica

A malha numérica foi modelada com base na experiência obtida no estudo de convergência apresentado anteriormente da turbina NREL PHASE VI, com grande refinamento na esteira e subcamada laminar. A tabela 4.5 mostra as configurações das malhas geradas para a turbina otimizada e resultados obtidos de y^+ , potência e volume de vapor de água na condição de operação de projeto ($35RPM, \lambda = 7,33$).

Tabela 4.5: Independência de malha para turbina hidrocínética

Malha	Nº de Nós [10^6]	Refinamento na esteira [m]	Camadas de Prismas	y^+		Potência [kW]	Volume de vapor [m^3]
				Máximo	Média		
Malha A	8,57	17	35	10,3	3,5	206	$1,18 \times 10^{-6}$
Malha B	7,5	17	35	1,07	0,34	255	9×10^{-7}
Malha C	8,01	17	35	1,2	0,34	251	8×10^{-7}

Dado a experiência com a NREL PHASE VI, na malha A refinou-se a esteira com comprimento médio de elementos de 0,08 metros e $\Delta y = 10^{-5}$. Embora esteja bastante refinada, essa malha é pouco eficaz na resolução da subcamada laminar pois apresenta valores de $y^+ > 5$. Nessa situação, o nó está posicionado na região de transição entre as subcamadas, que não apresenta boa solução pelo modelo *SST*. A malha B foi gerada com o propósito de melhorar a solução da camada limite reduzindo a distância do nó da parede $\Delta y = 10^{-6}$, que consequentemente resultou em valores de $y^+ < 2$. Porém, diminui-se o refinamento na esteira, com o intuito de reduzir o tempo computacional da simulação, aumentando o comprimento médio do elemento para 0,12 metros. Finalmente, tem-se a malha C, que apresenta um bom equilíbrio entre o número de nós e o recurso computacional disponível. Além de possuir uma boa resolução da camada limite e considerável refinamento da esteira próxima, com elementos de tamanho médio de 0,1 metros. Quanto aos resultados obtidos de potência captada, percebe-se que há uma convergência em sua quantidade a medida que refinou-se a camada limite e a esteira. Dessa forma, pode-se concluir que um maior refinamento não teria grande impacto nos resultados, visto que entre a malha B e C encontrou-se pouca variação nos valores de potência. Diante dessas considerações, optou-se

por trabalhar com a malha C nas demais simulações. A figura 4.19 representa um corte plano do eixo de rotação com o intuito de ilustrar a densidade da malha no domínio computacional.

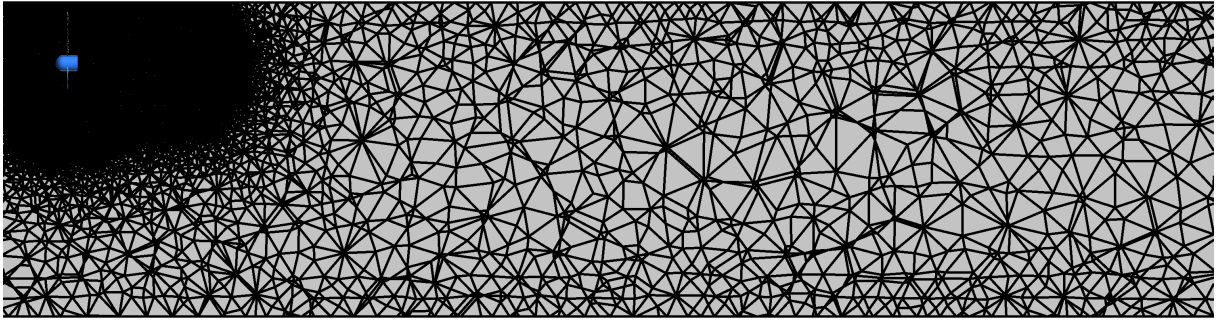


Figura 4.19: Malha numérica do rotor hidrocínético com geometria otimizada

Nesse trabalho decidiu-se por não realizar um novo estudo de convergência de malha para a turbina não corrigida. Devido a analogia entre a geometria não corrigida e corrigida, decidiu-se aplicar os mesmos parâmetros utilizados na confecção da Malha C. O resultado dessa implementação foi uma malha com $7,7 \times 10^6$ nós e $\bar{y}^+ = 0,33$ com valor máximo igual a 1,3.

4.2.3 Condição de contorno

Nessa abordagem, as condições de contorno foram similares a da turbina NREL PHASE VI, com exceção da modelagem da cavitação. Para tal, considerou-se um escoamento bifásico líquido-vapor. O software *ANSYS CFX* representa a cavitação através da equação de Rayleigh-Plesset, que descreve o crescimento da bolha de vapor em um líquido. Esse efeito é representado por meio da adição de um termo fonte na equação da continuidade (PLESSET; PROSPERETTI, 1977). Nessa abordagem uma aproximação homogênea é assumida para a mistura vapor-água, considerando o mesmo campo de velocidade para cada fase, ou seja, a bolha de vapor está se movimentando juntamente com o líquido. Dessa forma têm-se uma equação da continuidade para cada fase,

$$\frac{dr_\alpha \rho_\alpha}{dt} + \frac{dr_\alpha \rho_\alpha \mathbf{u}}{dx_i} = \dot{m}_\alpha \quad (4.14)$$

em que r_α é a fração volumétrica da fase, ρ_α é a densidade da fase e \dot{m}_α é a geração de massa da fase. Já para a equação da conservação de momento a densidade do fluido é atribuída a mistura das duas fases, em que o subscrito m é relacionado a mistura,

$$\rho_m \left(\frac{d\mathbf{u}}{dt} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \mu_m \nabla^2 \mathbf{u} + \rho_m r_\alpha \mathbf{f}. \quad (4.15)$$

Evidentemente, a soma da fração volumétrica deve preencher o volume do domínio, ou seja, $r_{\text{água}} + r_{\text{vapor}} = 1$. Nessa mesma linha, assumindo que a fonte de massa é devido a transferência

de massa entre as fases, tem-se

$$\dot{m}_v = -\dot{m}_l = \dot{m}_{lv}. \quad (4.16)$$

A transferência de massa pode ser calculada da derivação da equação de Rayleigh-Plesset,

$$R_B \frac{d^2 R_B}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR_B}{dt} \right)^2 + \frac{2\sigma_s}{\rho_l R_B} = \frac{p_v - p}{\rho_l} \quad (4.17)$$

em que R_B é o raio da bolha de vapor, ρ_l é a densidade do líquido e σ_s é a tensão de superfície entre o líquido e o vapor. Desprezando os termos de segunda ordem e a tensão superficial a equação de Rayleigh-Plesset se reduz a

$$\frac{\partial R_B}{\partial t} = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_v - p}{\rho_l}}. \quad (4.18)$$

A taxa de mudança de fase das bolhas pode ser descrita como

$$\frac{dm_B}{dt} = \rho_v \frac{dV_B}{dt} = \rho_v 4\pi R_B^2 \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_v - p}{\rho_l}}, \quad (4.19)$$

em que ρ_v é a densidade de vapor, m_B é a massa da bolha e V_B é volume de bolhas. Assumindo que N_B é a quantidade de bolhas por volume, a fração volumétrica de vapor (r_v) pode ser expressa como

$$r_v = V_B N_B = \frac{4}{3} \pi R_B^3 N_B. \quad (4.20)$$

E finalmente tem-se que a taxa de transferência de massa por unidade de volume entre vapor e líquido é definida por

$$\dot{m}_{lv} = \frac{3r_v \rho_v}{R_B} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{P_v - P}{\rho_l}}. \quad (4.21)$$

Na tabela 4.6 estão especificadas as condições de contorno utilizadas para a modelagem da cavitação e do problema.

Tabela 4.6: Condições de contorno para turbina Hidrocinética

Condição de contorno	Valor
Diâmetro médio de nucleação (R_B)(BAKIR et al., 2004)	$2 \times 10^{-6} m$
Pressão de referência (p_∞)	162kPa
Pressão de vapor (p_v)	3170Pa
Rotação	25 a 50 RPM
u_∞	2,5m/s

4.2.4 Recursos computacionais

As simulações foram executadas em máquinas situadas no laboratório de dinâmica dos fluidos computacional da Faculdade de Engenharia Mecânica da Universidade Federal do Pará (UFPA), com as seguintes especificações:

Tabela 4.7: Especificações de máquina

Processador	Intel Xeon X5650 2.67 GHz
Quantidade de processadores	2
Quantidade de núcleos	24
Memória RAM	28 GB

Capítulo 5

Resultados e discussões

Uma vez que erros e incertezas são inevitáveis em uma modelagem numérica, fez-se necessário avaliar o nível de acurácia dos resultados das simulações por meio da validação e verificação dos valores encontrados. Na validação foi determinado o grau de acurácia do modelo pela comparação com dados experimentais, nesse caso a turbina NREL PHASE VI, quantificando as incertezas da modelagem. Segundo Roache (1997) a validação avalia se as equações certas foram resolvidas. Já a verificação é o processo que determina se a modelagem atende com precisão equações governantes do problema, quantificando o erro numérico da simulação. Essa abordagem é empregada na simulação da turbina hidrocínética, já que essa não apresenta resultados experimentais. Para Roache (1997) a verificação avalia se as equações foram resolvidas corretamente. Nesse contexto, neste capítulo os resultados do presente estudo são apresentados e discutidos.

5.1 Validação

5.1.1 Comparação com resultados experimentais

O coeficiente de pressão representa um importante parâmetro na comparação entre resultados numéricos e valores experimentais. Em razão da influência da pressão nos fenômenos aerodinâmicos, a acurácia no seu cálculo tem muito impacto na predição dinâmica do escoamento. Estudos como de Langtry et al. (2006), Sørensen et al. (2002) e Mo e Lee (2012) utilizam esse parâmetro como principal ferramenta para avaliar o êxito da simulação numérica.

Os resultados de coeficiente de pressão foram comparados para 3 posições radiais diferentes, 0,3R, 0,63R e 0,95R, para $u_\infty = 7m/s$ ($\lambda = 5,41$). Na figura 5.1 tem-se uma representação geral das posições radiais, que são avaliadas localmente nas figuras 5.2, 5.3 e 5.4. Observa-se

nos gráficos $c_p \times x/corda$ dessas figuras que os resultados numéricos de coeficiente de pressão apresentam grande compatibilidade com o valores apresentados pelo experimento de Hand et al. (2001a). Quanto a dinâmica do escoamento, nota-se claramente que esse está completamente aderido à superfície, preservando a integridade da camada limite, como pode ser verificado pelo padrão das linhas de corrente.

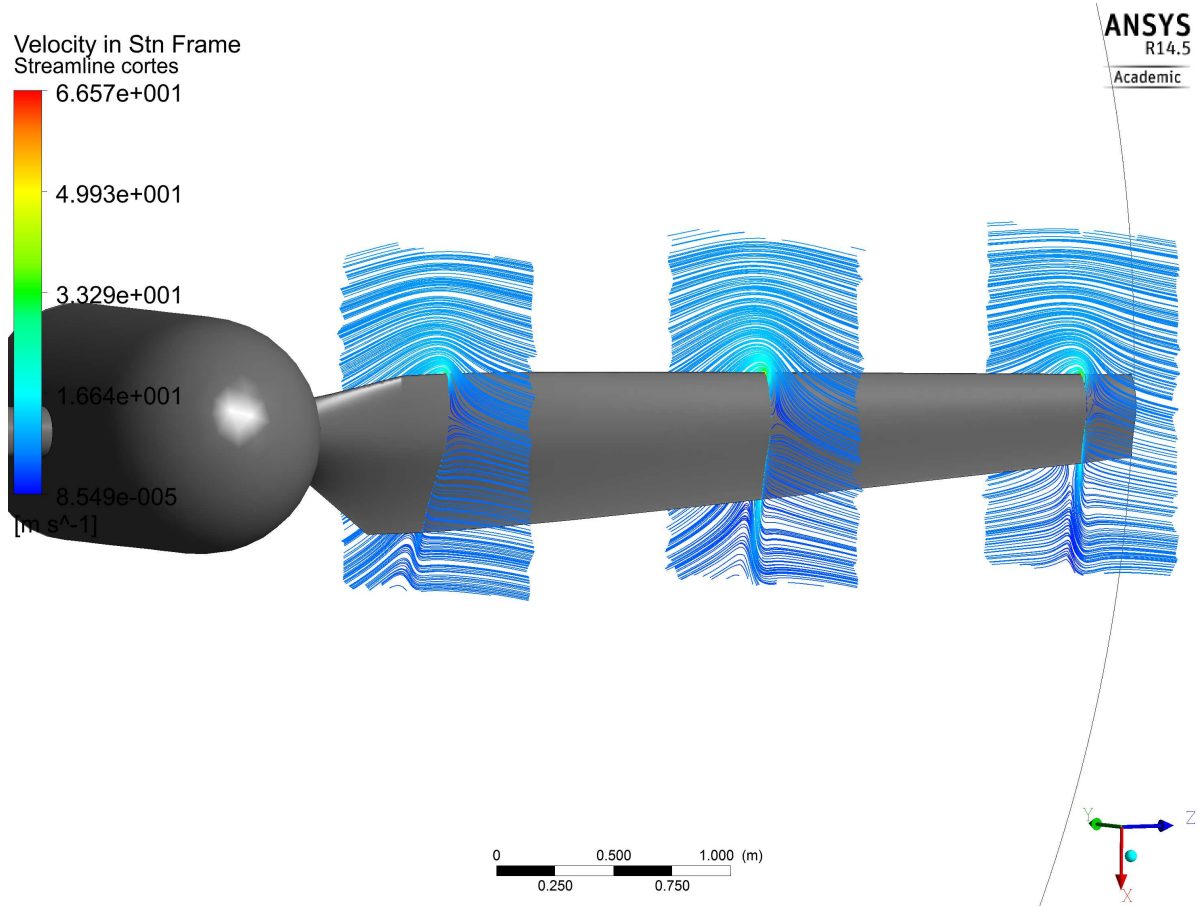


Figura 5.1: Corte das estações à 0,3R,0,63R e 0,95R para $u_\infty = 7m/s$ ($\lambda = 5,41$)

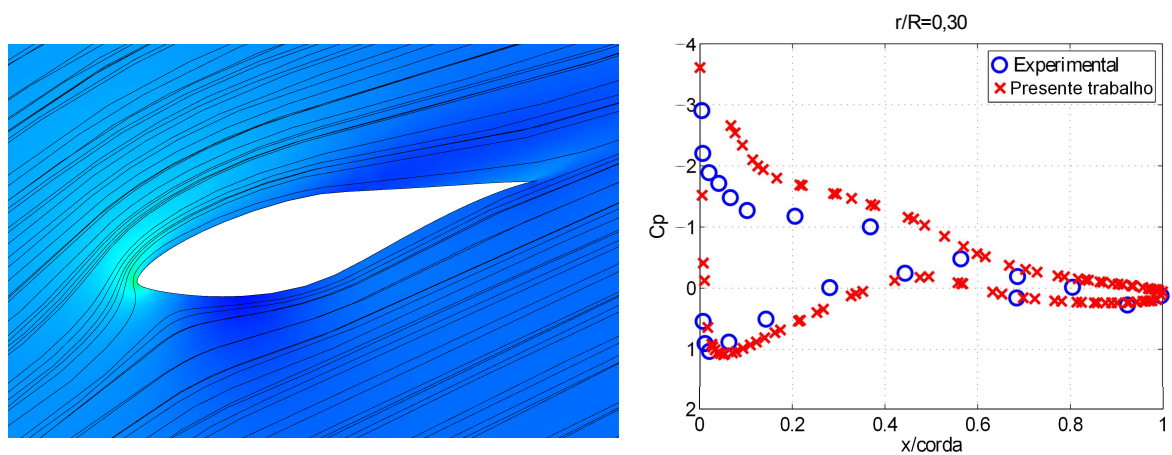


Figura 5.2: Coeficiente de pressão das estações à 0,3R para $u_\infty = 7m/s$ ($\lambda = 5,41$)

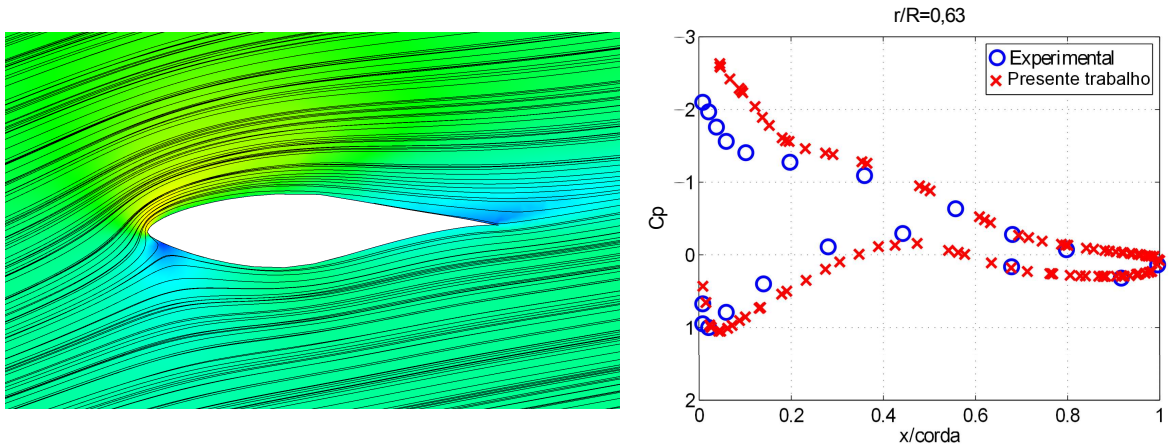


Figura 5.3: Coeficiente de pressão da estação à $0,63R$ para $u_\infty = 7m/s$ ($\lambda = 5,41$)

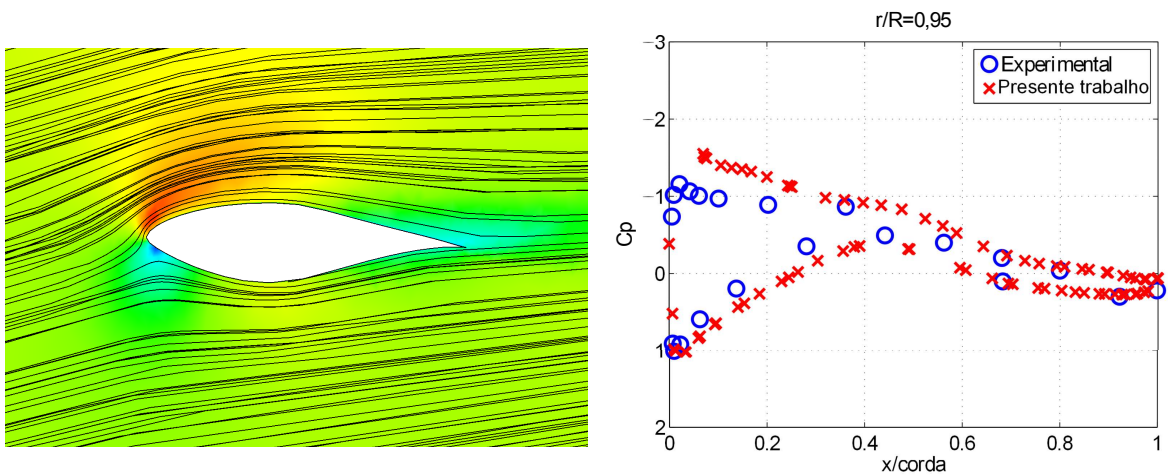


Figura 5.4: Coeficiente de pressão da estação à $0,95R$ para $u_\infty = 7m/s$ ($\lambda = 5,41$)

Em regiões próximas à parede, as forças viscosas atuam favorecendo a adesão do escoamento a camada limite. Os efeitos viscosos provocam a redução de energia cinética da partícula fluida. Assim, em determinadas condições, essa partícula não tem energia cinética suficiente para superar o gradiente de pressão adverso ao escoamento, ou seja, a quantidade de movimento não é grande o bastante comparada a pressão contrária à direção do escoamento. Quando o gradiente de pressão adverso é suficientemente grande, ao ponto de mudar a direção do fluido, tem-se o colapso da camada limite. Em suma, esse fenômeno ocorre quando as forças viscosas já não conseguem manter a integridade da camada limite, que por sua vez é dispersada no escoamento. Em um aerofólio o fenômeno de colapso da camada limite gera a redução repentina da força de sustentação, que na aerodinâmica é conhecido como estol. O aumento do ângulo de ataque (α) contribui fortemente para o incremento do gradiente de pressão adverso, favorecendo assim o colapso da camada limite e consequentemente o estol. Por outro lado, em condições de integridade da camada limite, quanto maior o ângulo de ataque, maior será a força de sustentação, geradora de torque no eixo.

De acordo com o triângulo de velocidades ilustrado na figura 5.5, já apresentada anteriormente, percebe-se que o ângulo de ataque possui uma relação direta com a intensidade da velocidade do escoamento não perturbado (u_∞). Essa relação ainda nos permite afirmar que o aumento da rotação da turbina (Ω) tende a alinhar o escoamento com a linha central do aerofólio, reduzindo assim o ângulo de ataque (α).

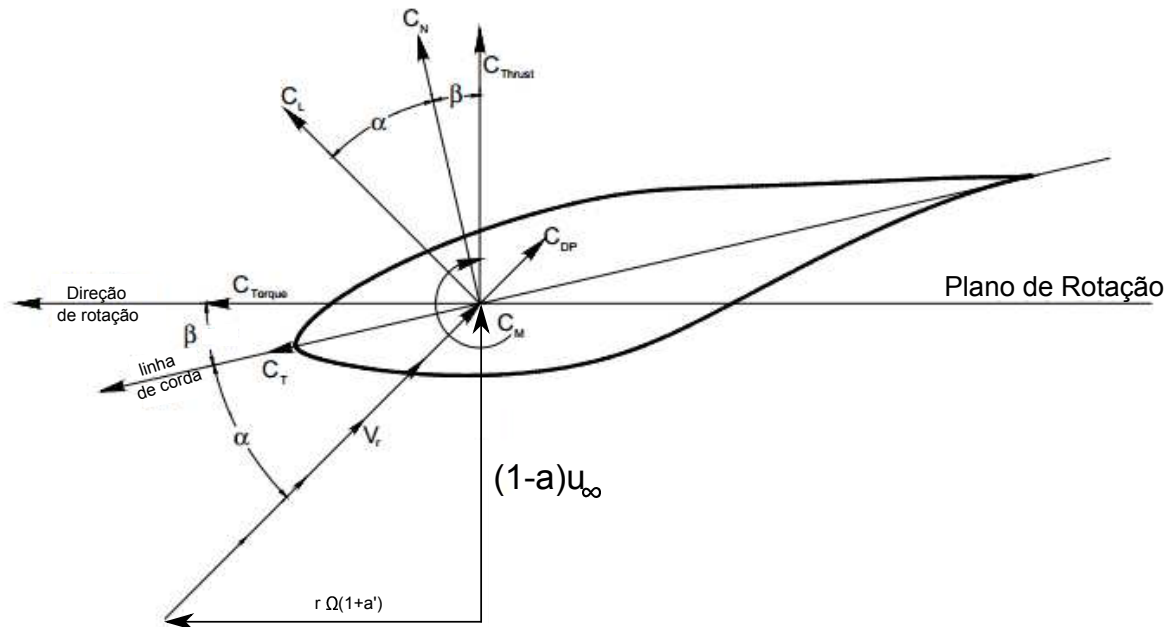


Figura 5.5: Triângulo de velocidades no aerofólio. Adaptado de Hand et al. (2001a)

Sob essa perspectiva é importante para o projeto de um rotor, definir os pontos em que ele opera em estol, já que a perda de sustentação na pá reduzirá drasticamente seu rendimento. Além disso, pode contribuir para fenômenos indesejados como a vibração do rotor, que pode ocasionar falhas estruturais. Nesse contexto, a figura 5.6 apresenta a distribuição do ângulo de ataque ao longo da pá em comparação com o ângulo de estol na pá para o perfil S809, representado pela linha vermelha. O valor do ângulo de estol do perfil S809 foi baseado na estimativa da escala do número de Reynolds do escoamento,

$$Re = \frac{u_\infty D}{\nu} = \frac{(7[m/s])(10,029[m])}{(1,5 \times 10^{-5}[m^2/s])} = 4,4 \times 10^6 \quad (5.1)$$

em que D é o diâmetro da turbina. Para essa faixa de número de Reynolds, Ramsay et al. (1995) determinaram experimentalmente um ângulo de estol de 16° . Com base nos valores apresentados na figura 5.6 fica claro que para $u_\infty < 7m/s$ o escoamento está aderido à superfície da pá e o fenômeno de estol irá se iniciar em $u_\infty = 10m/s$, atingindo cerca de 80% do comprimento da pá. Assim, pode-se afirmar que para $u_\infty < 10m/s$ a turbina opera em regime pré estol e em $u_\infty > 10m/s$ em pós estol.

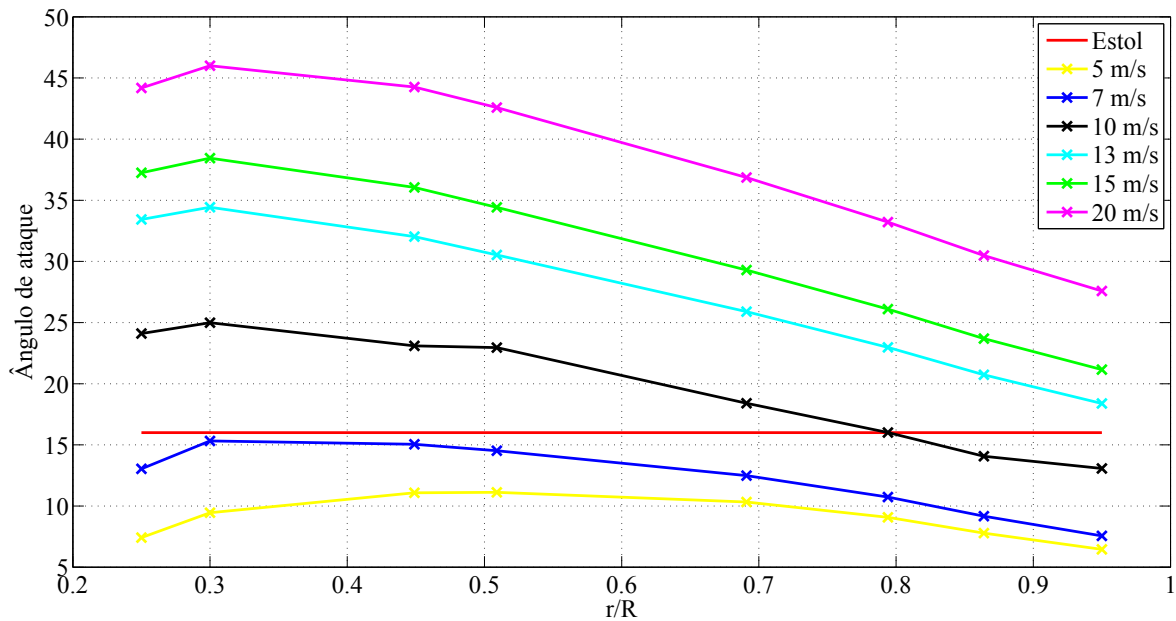


Figura 5.6: Variação do ângulo de ataque na pá

Indo além nessa abordagem, McCrosky (1971) observou experimentalmente que o colapso da camada limite tem grande influência da componente radial de velocidade. Uma análise mais detalhada da camada limite pode ser feita com a reprodução do escoamento médio na mesma. Nessa representação, pode-se identificar as regiões em que ocorre o colapso da camada limite, além da dinâmica do escoamento nessa região. Na representação do escoamento médio sob a forma de linhas de corrente, o colapso da camada limite é caracterizado pela estagnação e deflexão das linhas de corrente.

Uma síntese do processo de colapso da camada limite ao longo da pá com o aumento de u_∞ está representado nas figuras de 5.7 a 5.11, que representam as linhas de corrente na superfície da pá para vários valores de u_∞ . Percebe-se que o colapso da camada limite acontece inicialmente na raiz da pá em $u_\infty = 7\text{ m/s}$ e então se difunde rapidamente ao longo da pá com o aumento de u_∞ ou redução de λ .

Aparentemente, o escoamento na camada limite apresenta topologia distintas em condições de pré e pós estol. Percebe-se que em pré estol ($u_\infty < 10$) as linhas de corrente percorrem suavemente paralelamente à corda e em direção ao bordo de fuga. Já para pós estol ($u_\infty > 10\text{ m/s}$), as linhas de corrente apresentam uma tendência de seguir na direção radial da pá. Comparando a figura 5.9 com aos ângulos de ataque mostrados na figura 5.6, nota-se que as duas representações coincidem na identificação do local em que ocorre descolamento da camada limite, à $r/R = 0,8$.

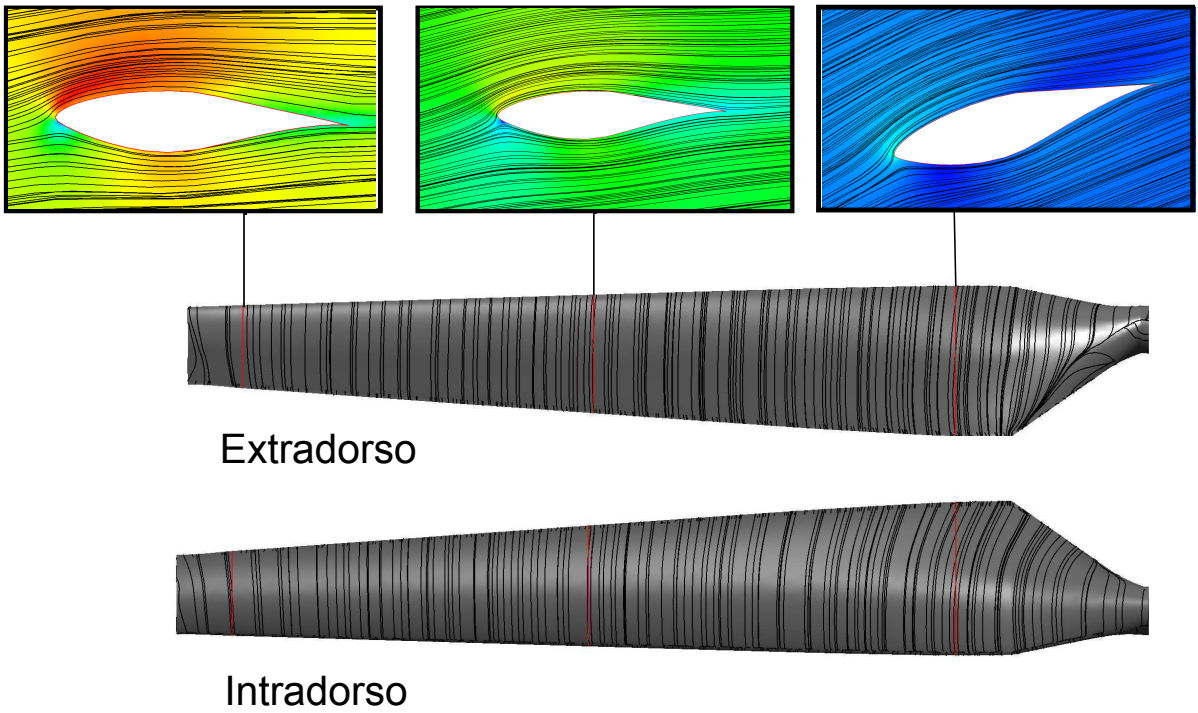


Figura 5.7: Linhas de corrente para $u_\infty = 5\text{m/s}$ ($\lambda = 7,58$)

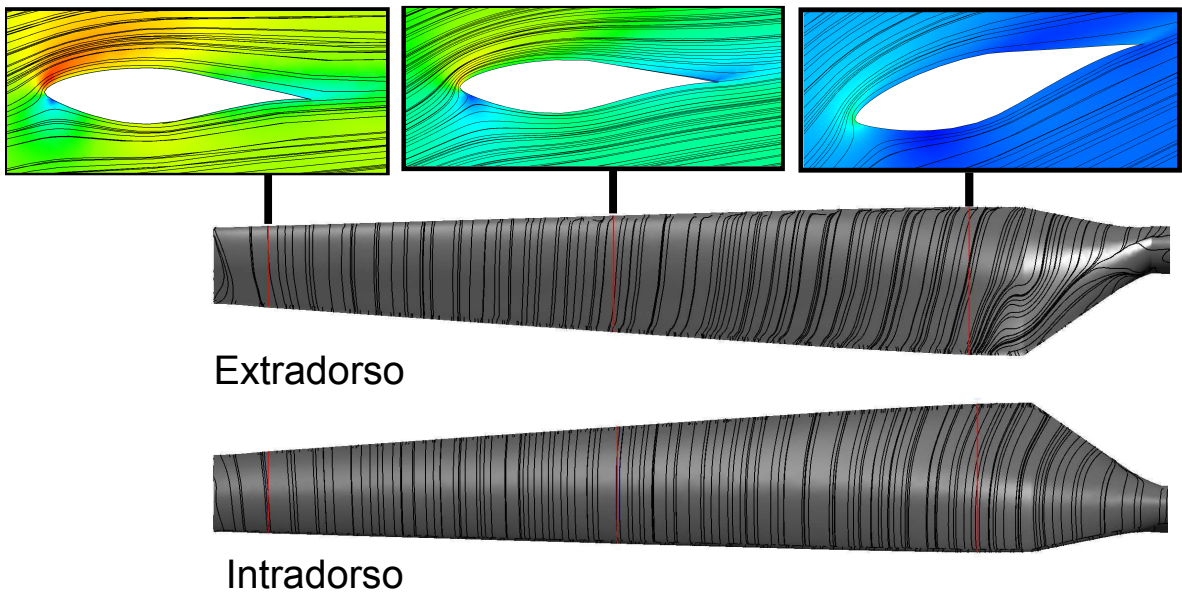


Figura 5.8: Linhas de corrente para $u_\infty = 7\text{m/s}$ ($\lambda = 5,41$)

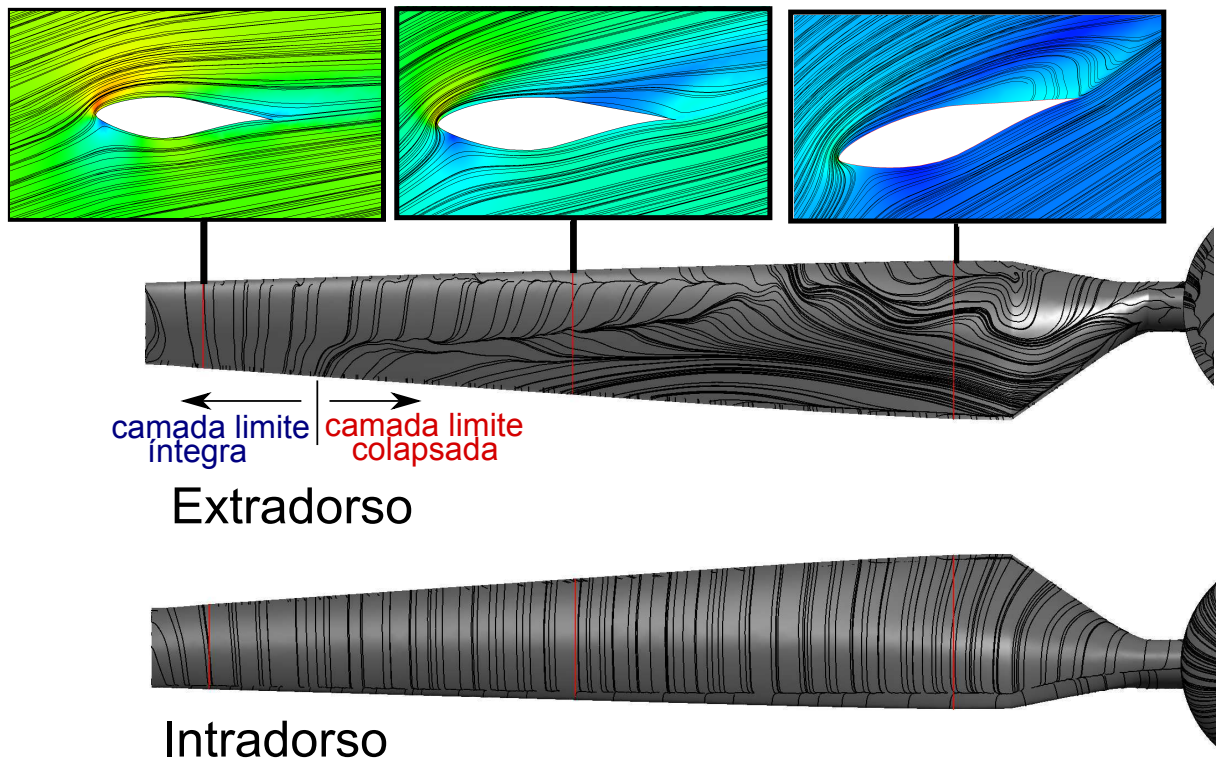


Figura 5.9: Linhas de corrente para $u_\infty = 10\text{m/s}$ ($\lambda = 3,79$)

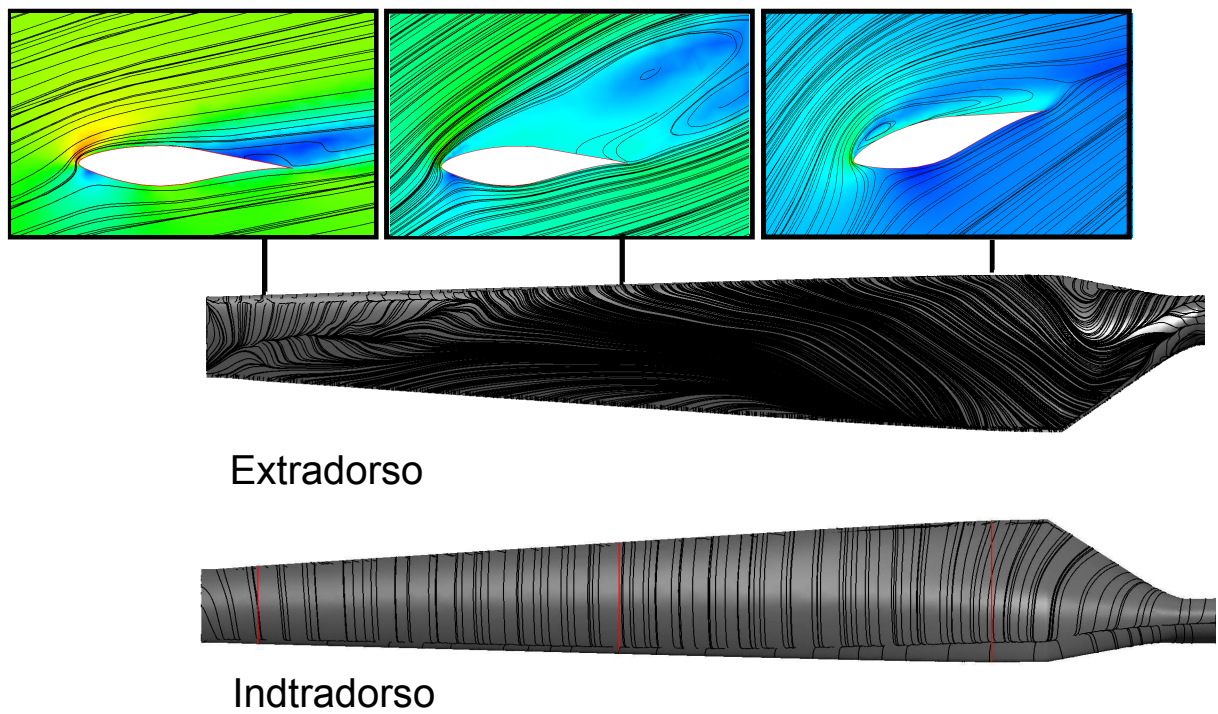


Figura 5.10: Linhas de corrente para $u_\infty = 13\text{m/s}$ ($\lambda = 2,91$)

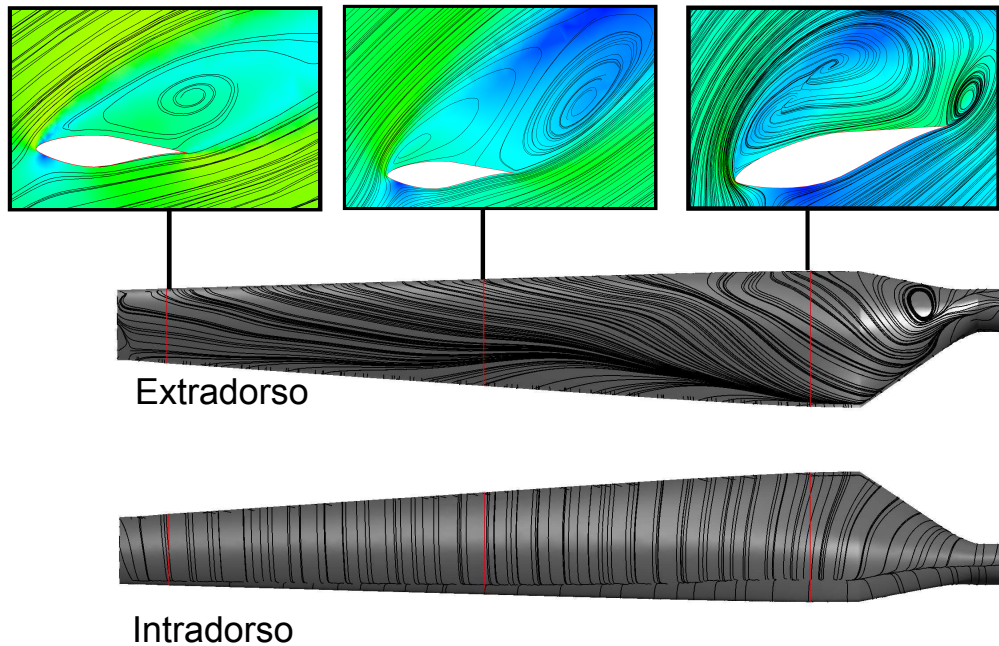


Figura 5.11: Linhas de corrente para $u_\infty = 20m/s$ ($\lambda = 1,89$)

A rotação da turbina provoca dois efeitos no comportamento do escoamento, que irão atuar diferentemente no destacamento da camada limite. Primeiro, a produção de pressão dinâmica ao longo da pá devido ao aumento da velocidade radial relativa. Segundo, o surgimento das forças de Coriolis ($\rho 2\Omega \times \mathbf{u}$) e centrífuga ($\rho \Omega \times (\Omega \times \mathbf{r})$).

Segundo Hansen (2008) o aumento da posição radial na pá contribui para que a força de Coriolis se direcione para o bordo de fuga, agindo como um gradiente de pressão favorável ao escoamento. Corten (2001) atribui o colapso da camada limite ao equilíbrio entre a força de Coriolis e o efeito de gradiente de pressão adverso.

Na figura 5.9 nota-se que o colapso da camada limite tende a se estender radialmente na pá. Breton (2008) atribui esse fenômeno à influência da força centrífuga, que age propagando o colapso da camada limite em direção à ponta da pá. Nessa mesma linha de pensamento, Lindenberg () relaciona o posicionamento radial do colapso da camada limite, em grande parte à força centrífuga e não ao gradiente de pressão adverso. De acordo com Lindenberg (), a região colapsada da camada limite perto do bordo de fuga apresenta pressão de pequena magnitude, próxima à atmosférica. Dessa forma, o efeito do gradiente de pressão adverso no movimento radial do descolamento é insignificante comparado ao produzido pela força centrífuga.

Pode-se avaliar a resolução da camada limite pelo comportamento da viscosidade turbulenta normalizada (v_t/v) ilustrado na figura 5.12. Percebe-se que nos elementos prismáticos que se encontram muito próximos a parede (subcamada laminar, $y^+ < 5$) a viscosidade turbulenta normalizada apresenta valores próximos a zero, caracterizando o comportamento laminar dessa

região. A medida que nos distanciamos da parede, observa-se que a viscosidade turbulenta normalizada atinge seu valor máximo e então é dissipada ainda na camada prismática, caracterizando a subcamada turbulenta. Maise e MacDonald () e Krishnan (2008) mostram que a viscosidade turbulenta apresenta um comportamento quadrático na camada limite, semelhante ao representado aqui, com valores mínimos na subcamada laminar, pico na subcamada turbulenta e então sua dissipação no fim da subcamada turbulenta. Maise e MacDonald () ainda indicam que o valor máximo da viscosidade turbulenta acontece aproximadamente na metade da camada limite. Assim, para uma boa resolução da camada limite é essencial que a camada de prismas englobe toda sua extensão, caso contrário a produção e difusão de turbulência não estariam bem calculada no problema.

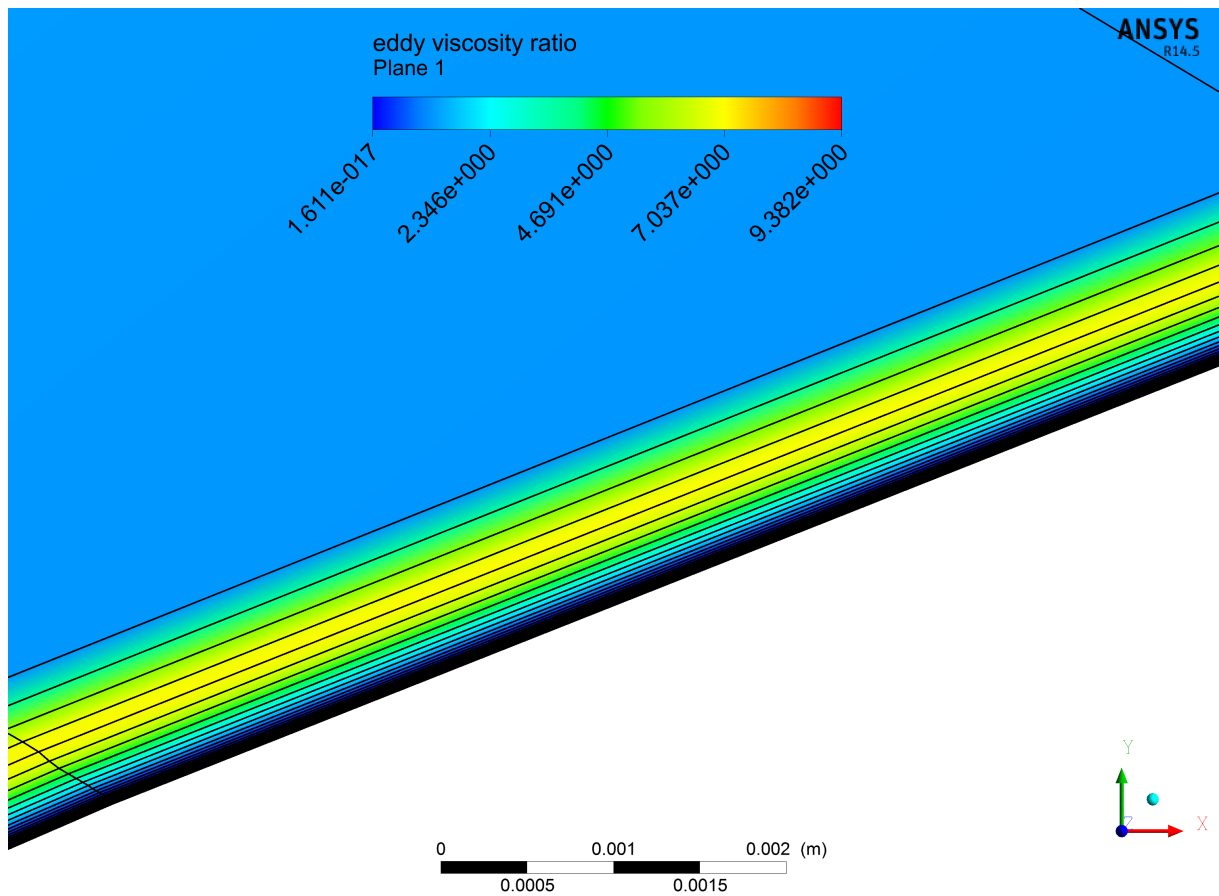


Figura 5.12: Viscosidade turbulenta normalizada na camada prismática

As figuras 5.13 e 5.14 mostram uma comparação dos resultados numéricos e os dados experimentais fornecidos por Hand et al. (2001a). Os valores de potência obtidos apresentam boa concordância com os medidos experimentalmente, principalmente para condições de operação pré estol, $u_\infty < 10m/s$. A maior divergência de resultados encontra-se em condições de pós estol, que acredita-se estar associado a dois fatores: malha numérica e modelo de turbulência. Como foi mostrado anteriormente, o processo de convergência de malha foi feito para a condição de $u_\infty = 7m/s$, em que não há colapso da camada limite. Assim, para condições de escoamento diferentes dessa, como acontece em pós estol, um novo processo de convergên-

cia de malha é necessário. Em geral, o modelo *SST* apresenta uma excelente capacidade de predição na camada limite, entretanto em situações de grande gradiente de pressão adverso, e evidentemente altos ângulos de ataque, não apresenta bons resultados (MO; LEE, 2012).

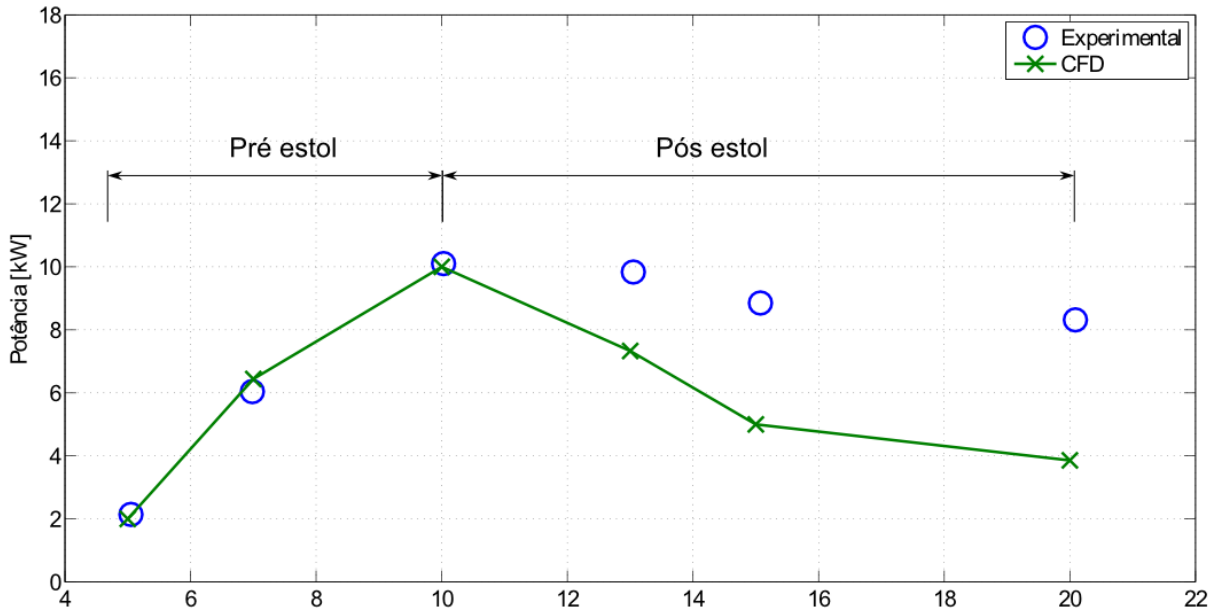


Figura 5.13: Comparação entre a potência calculada numericamente e experimental (HAND et al., 2001a)

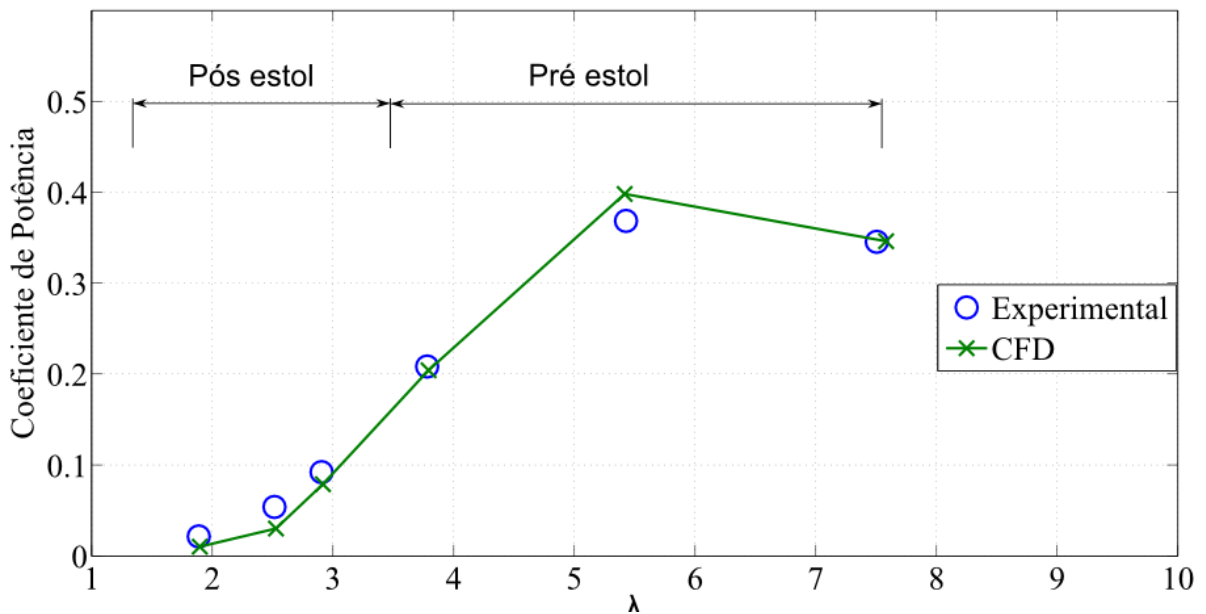


Figura 5.14: Comparação entre o coeficiente de potência e experimental (HAND et al., 2001a)

5.1.2 Comparação com trabalhos anteriores

Como descrito anteriormente, a complexidade experimental e a qualidade do estudo feito pela NREL fizeram do PHASE VI um caso amplamente estudado. A tabela 5.1 expõe os resultados encontrados na literatura para essa turbina. A figura 5.15 ilustra um comparativo desses resultados, com o intuito de fornecer uma dimensão do posicionamento desse trabalho perante a comunidade científica.

Tabela 5.1: Comparação dos resultados de potência com a literatura

Velocidade de entrada [m/s]	Potência [kW]				Erro %			
	7	10	13	15	7	10	13	15
Experimental (HAND et al., 2001a)	6,01	10,15	9,93	8,91	-	-	-	-
Sørensen et al. (2002)	5,45	12,15	9,49	6,8	9,32	19,46	4,46	23,64
Langtry et al. (2006)	7,03	9,27	8,57	8,05	16,98	8,71	13,71	9,61
Mo e Lee (2012)	5,83	9,93	9,9	9,5	3,09	2,17	0,3	6,62
Malatesta (2012)	6,5	7,3	-	3	8,15	28,08	-	66,03
Potsdam e Mavriplis (2009)	5,95	13,57	13,94	12,06	0,89	33,71	40,47	35,39
Presente trabalho	6,44	9,61	7,33	5,326	7,15	5,35	26,18	46,62

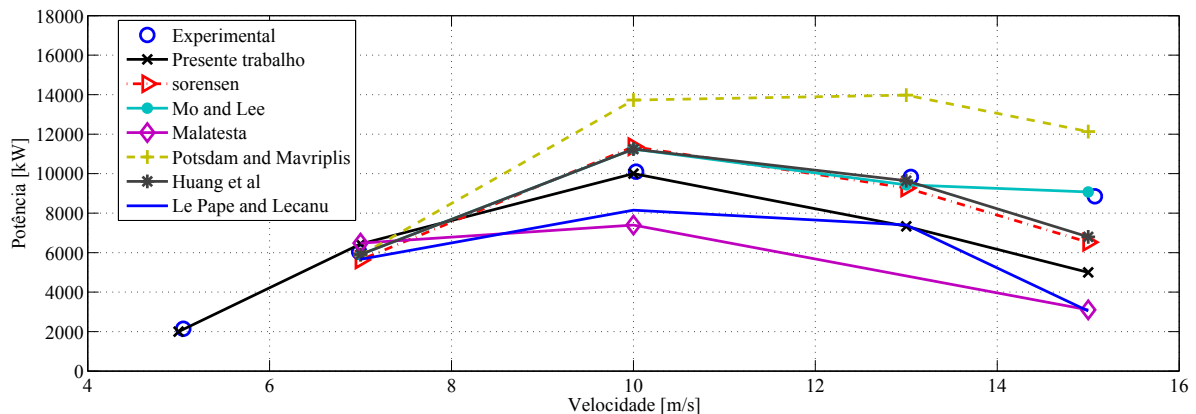


Figura 5.15: Comparação com trabalhos anteriores

Nota-se que há uma grande dispersão de resultados das simulações. Dentre os resultados que mais se destacam em condições de pós estol ($u_\infty > 10m/s$) estão: Langtry et al. (2006), Sørensen et al. (2002) e Mo et al. (2013). A dificuldade em se obter bons resultados nessa faixa de velocidade está relacionada à limitação do modelo na transição de turbulência. Na condição em que a pá está completamente estolada o modelo SST trata o escoamento puramente turbulento na camada limite, por isso tem-se uma queda tão brusca de torque. Enquanto que trabalhos que implementam a transição de turbulência a queda de torque é gradual. Langtry et al. (2006) analisaram a diferença de resultados entre um modelo SST puramente turbulento e seu acoplamento com modelos de transição. Os valores de torque nos dois modelos chegaram a diferenciar-se em 80%. Pape e Lecanu (2004) ainda reafirmam essa discussão atribuindo a discrepância nos

resultados de potência a dificuldade do modelo *SST* de turbulência em capturar detalhadamente a separação da camada limite.

Os modelos de turbulência de duas equações, como o *SST*, são baseados na hipótese de Boussinesq. Por ser um modelo isotrópico, frequentemente tende à super produção de energia cinética turbulenta em regiões de altos gradientes de velocidade, como no bordo de ataque. Além de ser incapaz de captar com acurácia a transição do escoamento laminar para turbulento, dentro da camada limite. Esse efeito pode afetar fortemente características aerodinâmicas do escoamento na pá.

Indo um pouco além na aplicação do modelo de turbulência, realizou-se uma simulação para $u_\infty = 7m/s$ com a finalidade de mensurar a influência do modelo *SST* com transição de turbulência gamma-theta. Idealizado por Menter et al. (2004) e Langtry et al. (2004) nesse acoplamento da transição gamma-theta é adicionado duas equações ao modelo *SST*, sendo uma para a intermitência da turbulência e outra para a transição do número de Reynolds local. A equação da intermitência, acoplada com o modelo *SST*, é usada para modificar a viscosidade turbulenta e corrigir o termo de produção de energia cinética de turbulência (P_k) para considerar a mudança súbita do escoamento causado pela separação da subcamada laminar. Já a equação de transição do número de Reynolds local é aplicado para capturar a influência externa da intensidade de turbulência, que varia devido à redução da energia cinética de turbulência em corrente livre, fora da camada limite (LANGTRY; MENTER, 2005).

Com a aplicação do modelo de transição gamma-theta, a potência encontrada para $u_\infty = 7m/s$ foi de 5,809kW, representando um erro de 3,3 %, inferior ao modelo *SST* puramente turbulento (7%). Na figura 5.16 tem-se uma comparação com outros autores da representação do escoamento médio na superfície da pá. Fica evidente a diferença na topologia do escoamento entre os modelos, principalmente na evidencia do colapso da camada limite. Nas representações com o modelo de transição vê-se que na raiz da pá a camada limite entra em colapso, mas tende a aderir novamente ao escoamento, próximo ao bordo de fuga. Mesmo com significativa melhoria nos resultados, um ajuste de coeficientes do modelo *SST* da tabela 4.3 ainda seria necessário em condições de pós estol.

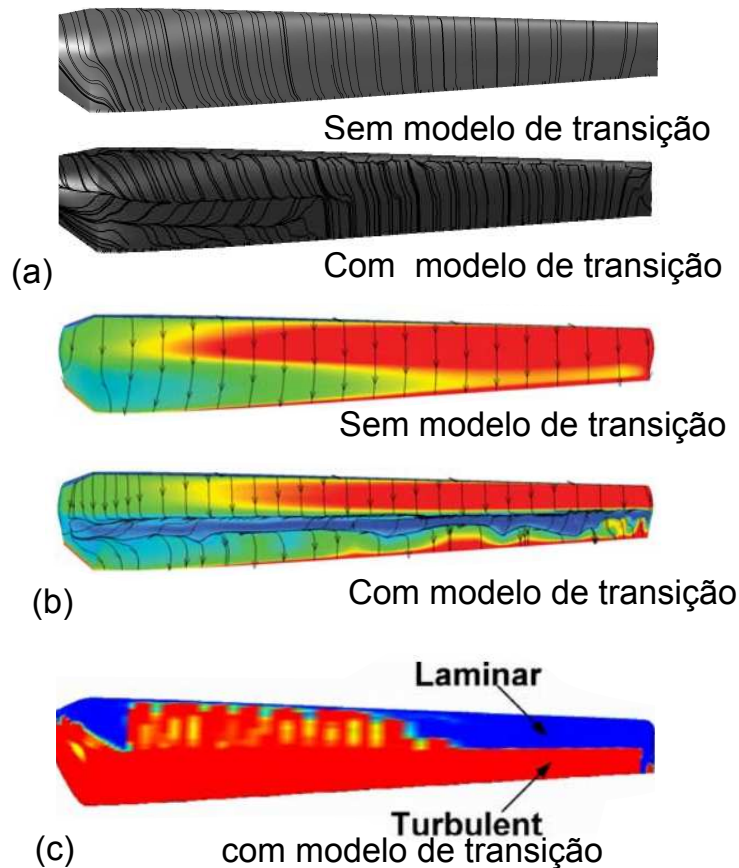


Figura 5.16: Comparação das linhas de corrente na face do extradorso da pá em $u_\infty = 7m/s$, (a) presente trabalho (b) Aranake et al. (2012), (c) Langtry et al. (2006)

A tabela 5.2 mostra a porcentagem de contribuição de torque ao longo da pá para vários u_∞ . Tem-se que a raiz da pá ($0 - 0,35r/R$) tem pouca contribuição no torque total em pré estol ($u_\infty \leq 10m/s$). Entretanto, essa região tende a ganhar importância com o crescimento de u_∞ , principalmente em pós estol. Na condição de operação ideal ($u_\infty = 7m/s$) a zona de ($0,35 \leq r/R \leq 0,7$) é a que apresenta maior contribuição na potência. Na ponta da pá ($0,7 \leq r/R \leq 1$) o torque apresenta valor negativo em $u_\infty = 20m/s$ devido a grande intensidade de turbulência no local, que limita a geração de potência (MO; LEE, 2012). Esse tipo de abordagem é importante para definir possíveis adaptações estruturais no modelo da pá. Visto que, a raiz e ponta da pá são as regiões com grande complexidade geométrica, devido ao elevados ângulos de torção ou pequeno comprimento de corda. Além de indicar que a modificação na ponta de pá, visando evitar a cavitação, surtiria pouco efeito na potência captada.

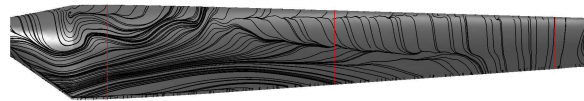
Retornando a investigação do colapso da camada limite do escoamento ao redor das pás, as figuras 5.17 a 5.19 mostram a comparação desse estudo com outro autores. A figura 5.18 pode ser escolhida como referência do escoamento, pois apresenta resultados de potência muito próximos ao experimental. Nota-se que de maneira geral, a topologia do escoamento está semelhante ao apresentado por Mo e Lee (2012) na figura 5.18.

Tabela 5.2: Distribuição do torque ao longo da pá

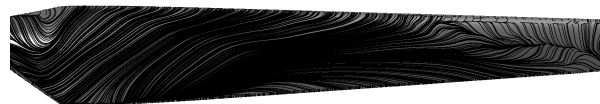
u_∞ [m/s]	Porcentagem no torque total			Torque total [Nm]
	0-0,35 (r/R)	0,35-0,7 (r/R)	0,7-1 (r/R)	
5	10 %	51%	39 %	313,20
7	11 %	49%	41 %	852,17
10	13 %	41%	45%	1272,85
13	32 %	20 %	48 %	990,01
15	55 %	27 %	17 %	640,71
20	85 %	41 %	-26 %	513,50



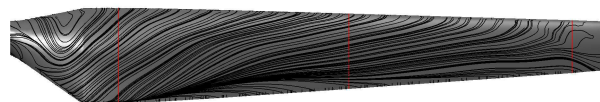
7 m/s $\lambda=5,41$



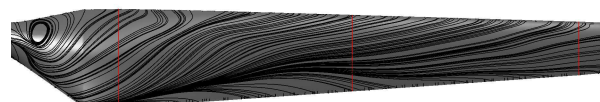
10 m/s $\lambda=3,79$



13 m/s $\lambda=2,91$



15 m/s $\lambda=2,52$



20 m/s $\lambda=1,89$

Figura 5.17: Linhas de Corrente no extradorso da pá

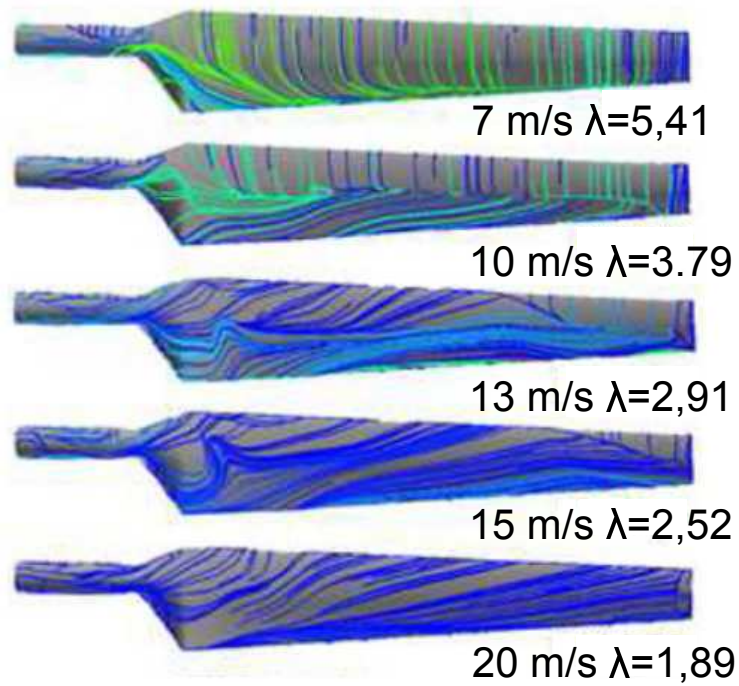


Figura 5.18: Linhas de Corrente no extradorso da pá. Fonte: Mo e Lee (2012)

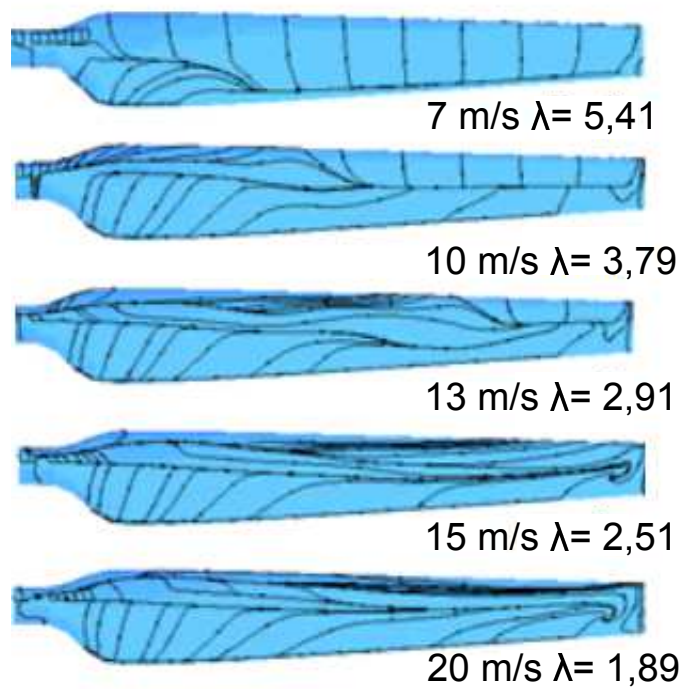


Figura 5.19: Linhas de Corrente no extradorso da pá. Fonte Pape e Lecanu (2004)

Os resultados apresentados nessa validação possibilitam uma análise comparativa entre a dinâmica do escoamento na camada limite, mostrado na figura 5.17, e a curva do coeficiente de

potência, ilustrada na figura 5.14. Antes de qualquer consideração, é importante salientar que λ representa um parâmetro da dinâmica do escoamento intrinsecamente ligado com o ângulo de ataque (α) da pá. O triângulo de velocidades representado anteriormente na figura 5.5 mostra que o aumento da velocidade do escoamento não perturbado (u_∞) reflete diretamente no aumento do ângulo de ataque (α). Dessa forma, pela equação definição da razão de velocidade de ponta de pá, $\lambda = \frac{\Omega R}{u_\infty}$, tem-se que o ângulo de ataque (α) de cada seção da pá é inversamente proporcional à λ . Esse comportamento é retratado na curva radial de α para cada u_∞ mostrado na figura 5.6. Tendo em vista esse conceito pode-se fazer uma relação entre λ , colapso da camada limite e coeficiente de potência. As linhas de corrente representadas na figura 5.17 mostram que para baixo valor de λ tem-se a camada limite em colapso, com baixos valores de coeficiente de potência, e à medida que aumenta-se o valores de λ há a tendência do escoamento em aderir à superfície da pá, além do incremento do coeficiente de potência. Esse fenômeno ocorre até que o coeficiente de potência atinge seu valor máximo, nessa situação o escoamento está completamente aderido a pá. Em valores de λ superiores a esse pico de coeficiente de potência, mesmo com o escoamento aderido a pá observa-se uma redução gradual do coeficiente de potência, causada pelo pequeno ângulo de ataque. Em resumo, o ápice do coeficiente de potência marca um ponto de transição na integridade da camada limite, assim em valores de λ superiores a esse tem-se em regime de pré estol e em inferiores encontra-se operando em pós estol.

5.2 Turbina hidrocínética

Como o rotor hidrocínético simulado foi projetado por um método BEM, antes de qualquer avaliação, é importante traçar um comparativo entre o BEM (VAZ et al., 2010), CFD e experimental (HAND et al., 2001a) como ilustrado na figura 5.20. Nota-se que tanto o BEM quanto as simulações em CFD apresentam resultados de coeficiente de potência próximos ao experimental (HAND et al., 2001a).

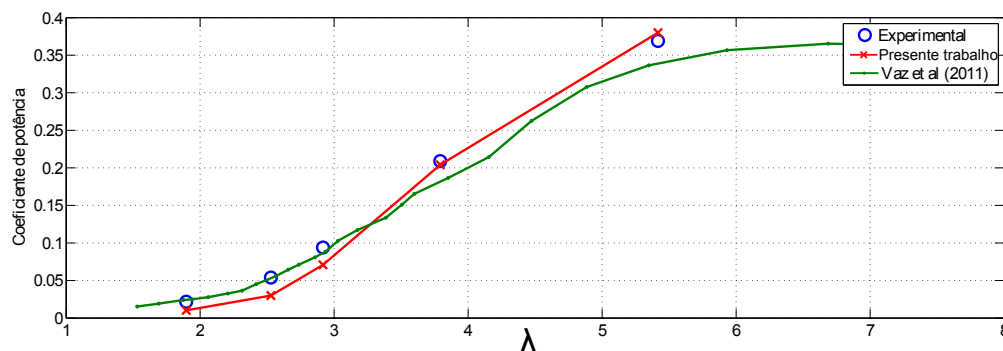


Figura 5.20: Comparação entre o coeficiente de potência Experimental (HAND et al., 2001a), CFD e BEM(VAZ et al., 2010) para NREL PHASE VI

A figura 5.21 mostra um estudo semelhante, em que Lanzafame et al. (2012) também comparou

o método BEM com o CFD para a turbina NREL Phase VI, obtendo resultados similares aos apresentados na figura 5.20.

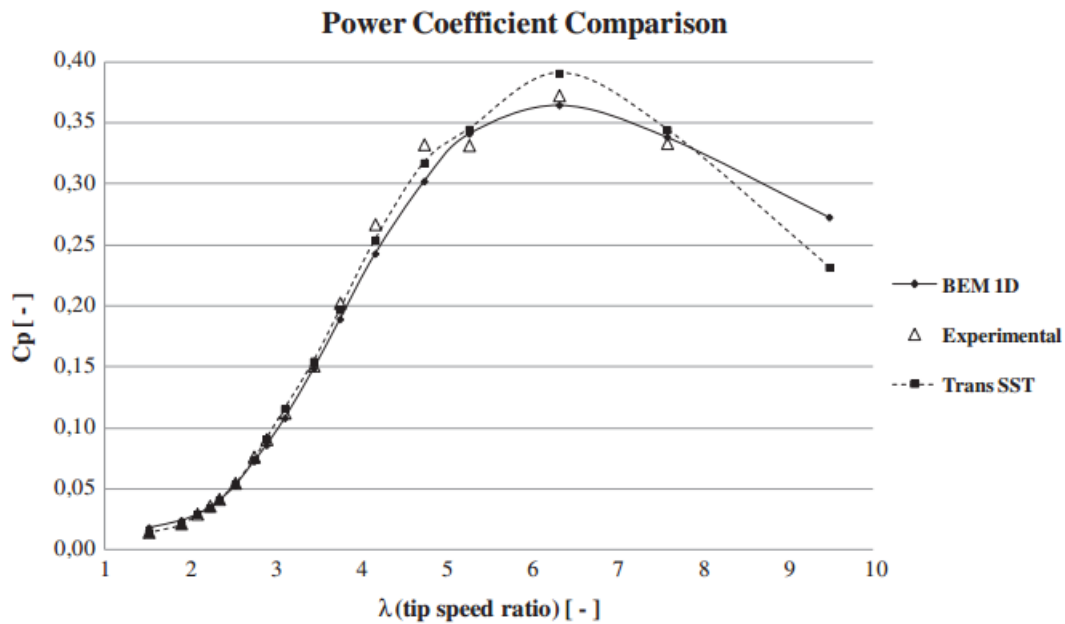


Figura 5.21: Comparação de coeficiente de potência entre BEM e CFD. Fonte: (LANZAFAME et al., 2012)

Dado a qualidade dos resultados de potência apresentados na figura 5.20, pode-se afirmar que o modelo BEM utilizado na concepção da geometria do rotor hidrocínético pode ser considerado válido. Dessa forma, a metodologia de simulação CFD relatada aqui e o algoritmo que previne a cavitação, baseado no BEM, podem ser usados para prever o funcionamento do rotor hidrocínético, mesmo com a ausência de dados experimentais do mesmo.

Na figura 5.22 tem-se uma comparação entre CFD e BEM para dois rotores de geometria semelhante, sendo uma modificada pelo algoritmo de otimização descrito na seção 4.2.1. A variação dos resultados do coeficiente de potência entre BEM e CFD pode estar relacionada aos valores de coeficientes aerodinâmicos utilizados pelo BEM, que são derivados de experimentos ou simulações bidimensionais para uma determinada faixa do número de Reynolds. Assim, os resultados são incertos para escoamentos fora dessa faixa. Embora a curva de coeficiente de potência mostre diferenças significativas de valores, principalmente para $\lambda < 6$ e $\lambda > 8$. Por outro lado em condições próximas à de operação ($\lambda = 7,3; \Omega = 35RPM$) os valores de coeficiente de potência mostraram-se próximos. Logo, para $6 < \lambda < 8$ tanto o CFD quanto o BEM modificado podem ser utilizados na avaliação da cavitação e potência do rotor.

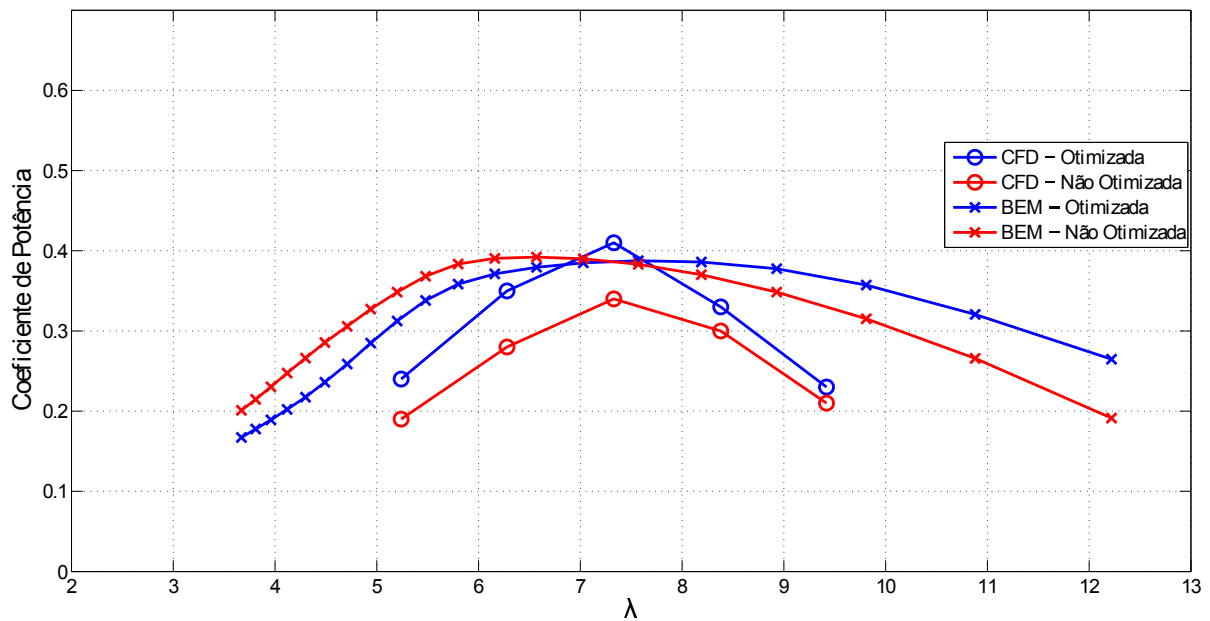


Figura 5.22: Comparação CFD e BEM.

Para quantificar a cavitação no domínio utilizou-se como parâmetro a fração volumétrica de vapor de água. Dessa forma é considerada a ocorrência cavitação somente quando a fração volumétrica de vapor for superior a 50%. Na tabela 5.3 tem-se uma representação do volume de vapor de água nas geometrias simuladas. Nota-se que a cavitação na geometria corrigida pelo algoritmo é praticamente inexistente, com volume de vapor de água na ordem de $10^{-6}m^3$, enquanto que na outra geometria o volume de vapor de água chega $10^{-4}m^3$, cerca de 20 vezes maior à anterior.

Tabela 5.3: Comparação entre turbinas

turbina	Volume de cavitação [m^3]
Corrigida	$6,6 \times 10^{-6}$
Não corrigida	$1,5 \times 10^{-4}$

Em turbomáquinas o início da cavitação geralmente acontece na ponta de pá. A alta velocidade local e conseqüentemente a baixa pressão estática são fatores determinantes que fazem essa região ser mais suscetível ao princípio da nucleação de bolhas de vapor. A figura 5.23 ilustra a região em que ocorre a cavitação nas duas geometrias simuladas, para a condição de operação adotada (35RPM), nota-se que a região em que a pá foi modificada coincide com o local que ocorre a cavitação. Embora a correção tenha sido eficaz em evitar a cavitação na rotação de projeto (35RPM), em rotações superiores o volume de vapor de água em ambas geometrias foram da mesma ordem de magnitude.

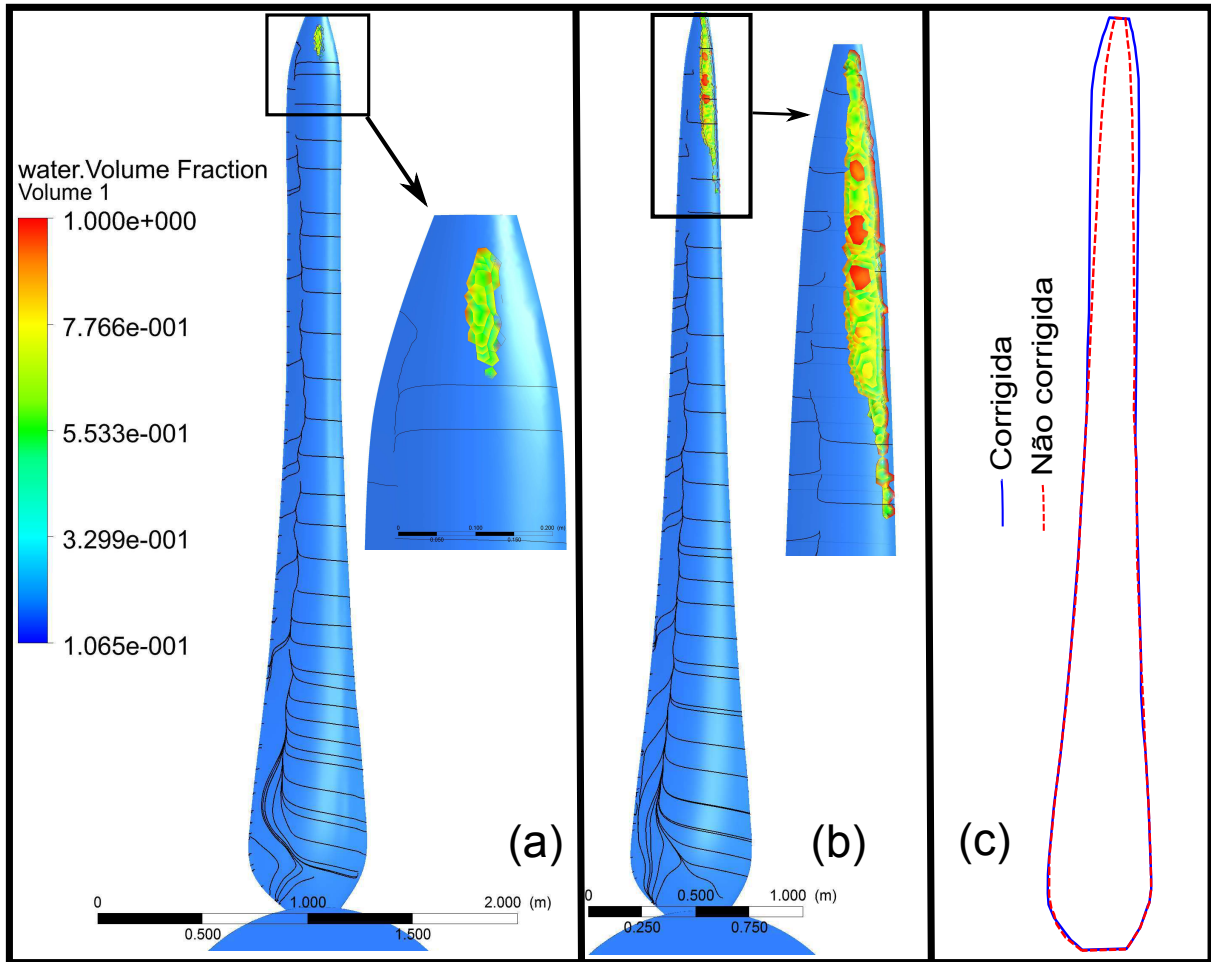


Figura 5.23: Cavitação nos rotores a 35 RPM ($\lambda = 7,3$). (a) corrigida (b) não corrigida (c) comparação geométrica.

Como foi dito anteriormente na seção 4.2.1 a cavitação na pá irá acontecer quando $\sigma \leq C_{p,min}$. Dessa forma, com o propósito de fazer uma comparação local da cavitação, na figura 5.24 temos a representação do coeficiente de potência mínimo ($C_{p,min}$), calculado pelo BEM e CFD, e o número de Thoma (σ) em cada posição radial da pá não corrigida. Portanto, quando a curva do número de Thoma cruzar a curva de $-C_{p,min}$ tem-se a cavitação. Como pode-se observar, tanto o CFD quanto o BEM apresentam resultados semelhantes de $-C_{p,min}$ e conseqüentemente mostram precisão na identificação do local que ocorre a cavitação ($r > 4m$).

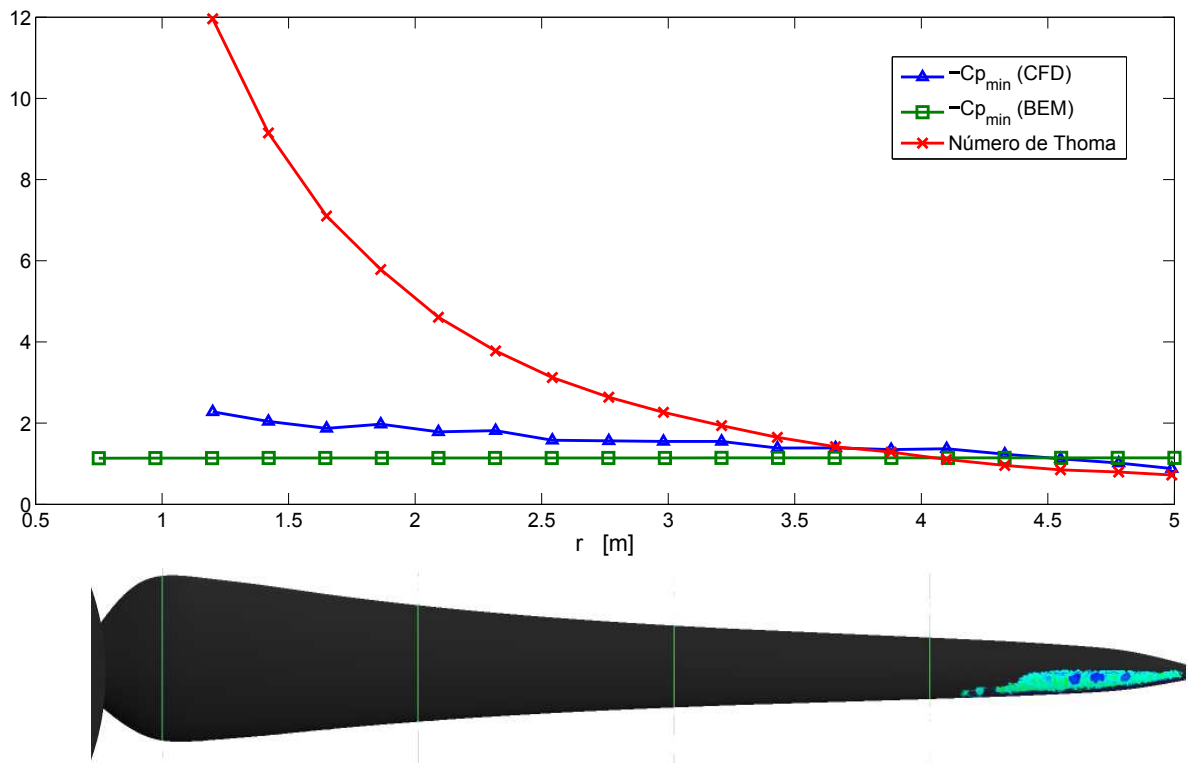


Figura 5.24: Comparação local de cavitação CFD x BEM.

5.3 Esteira de vórtice de Rankine

Desde o trabalho de Wilson e Lissaman (1978) houve uma lacuna nos estudos sobre a aplicação da esteira de vórtice de Rankine no BEM. Vaz et al. (2013) atribui esse lapso à ausência de resultados experimentais e numéricos disponíveis na literatura que possam fornecer um indicativo do comportamento do parâmetro N . Retomando essa linha de pesquisa pode-se fazer as seguintes considerações

$$N = \Omega / \omega_{max}; \quad (5.2)$$

em que

$$\omega_{max} = u_{\theta} / r \quad (5.3)$$

onde u_{θ} , é a velocidade tangencial.

Substituindo ω_{max} e v_{θ} , tem-se

$$N = \frac{\Omega r}{u_{\theta}} \frac{2\rho u_{\theta}}{2\rho u_{\theta}} = \frac{2\rho r \Omega u_{\theta}}{2\rho u_{\theta}^2}. \quad (5.4)$$

Fisicamente, tem-se que o termo $2\rho\Omega ru_\theta$ representa a força de Coriolis e o denominador $2\rho u_\theta^2$ é claramente uma componente da pressão dinâmica associada ao escoamento. Na camada limite o escoamento adere à pá, que gira localmente com Ωr . Esse efeito é viscoso e ocorre na subcamada laminar e também na camada limite inteira quando não há estol. Assim, associa-se essa componente ($2\rho u_\theta^2$) ao gradiente de pressão alinhada ao escoamento local próximo à superfície da pá, que é adverso ao escoamento, em função da geometria do aerofólio. Evidentemente, esse termo não representa totalmente a pressão adversa ao escoamento, há uma série de outros fatores que influenciam esse comportamento. Pode-se afirmar que de certa forma o fator N representa uma relação entre a força de Coriolis e o gradiente de pressão adverso ao escoamento. Como foi relatado anteriormente o colapso da camada limite ocorre quando a força de Coriolis se iguala ao gradiente de pressão adversa. Por conseguinte, em determinada faixa de valores de N espera-se que esse fator represente o colapso da camada limite.

Os valores de N para um número fixo de λ é extremamente ampla, devido a variação de u_θ no escoamento. Já que em corrente livre u_θ tende a valores próximos a zero, pois o escoamento é predominantemente axial, e em escoamento perturbado segundo Corten (2001) assume uma ordem de magnitude de Ωc . Dessa maneira, baseando-se no comportamento da curva de coeficiente de potência apresentada por Wilson e Lissaman (1978) na figura 5.25 quando $\Omega/2 = \omega_{max}$, ou seja $N = 2$, e sua semelhança com as curvas obtidas para turbina NREL PHASE VI na figura 5.20 e para a turbina hidrocínética na figura 5.22, adotou-se o valor de $N = 2$ como referência. Muito embora, esse valor de referência de N deu-se por critérios subjetivos que necessitam de maior aprofundamento e investigação.

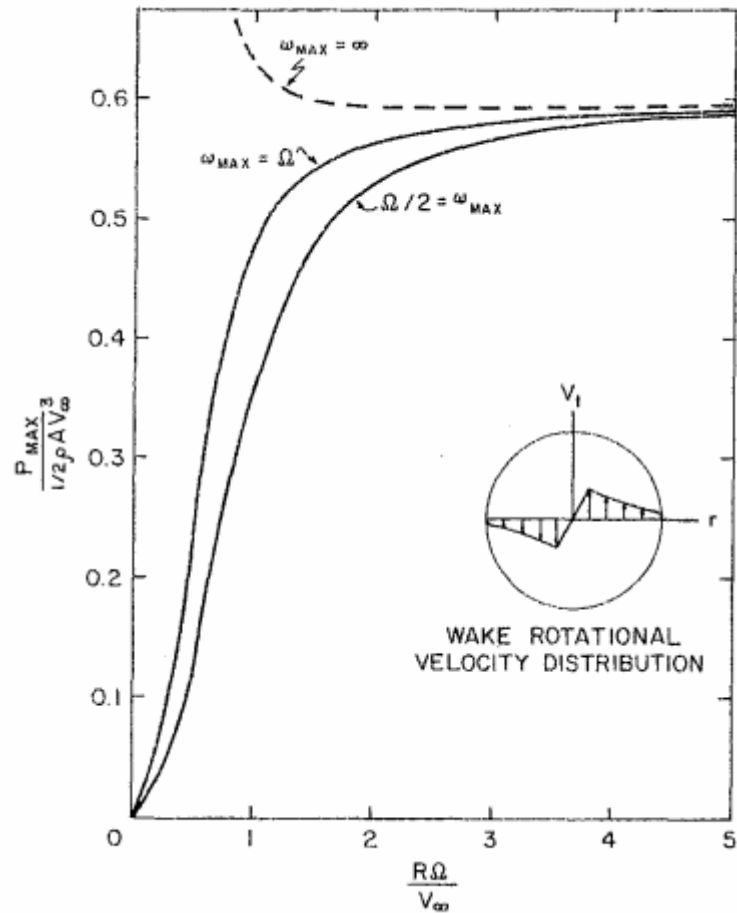


Figura 5.25: Coeficiente de potência máximo por razão de velocidade de ponta de pá (Fonte: Wilson e Lissaman (1978))

As figuras 5.26 e 5.27 mostram uma representação do volume de fluido em que $N < 2$ nas turbinas NREL PHASE VI e hidrocínética otimizada, respectivamente. Percebe-se que o volume de fluido em azul na superfície da pá apresenta grande compatibilidade com a região em que há o colapso da camada limite e se desenvolve em zonas que o escoamento está fortemente perturbado. Essa representação contribui vigorosamente para a conexão entre o fator N e o colapso da camada limite além de fortalecer a analogia com esse fenômeno com a relação entre a força de Coriolis e de pressão adversa.

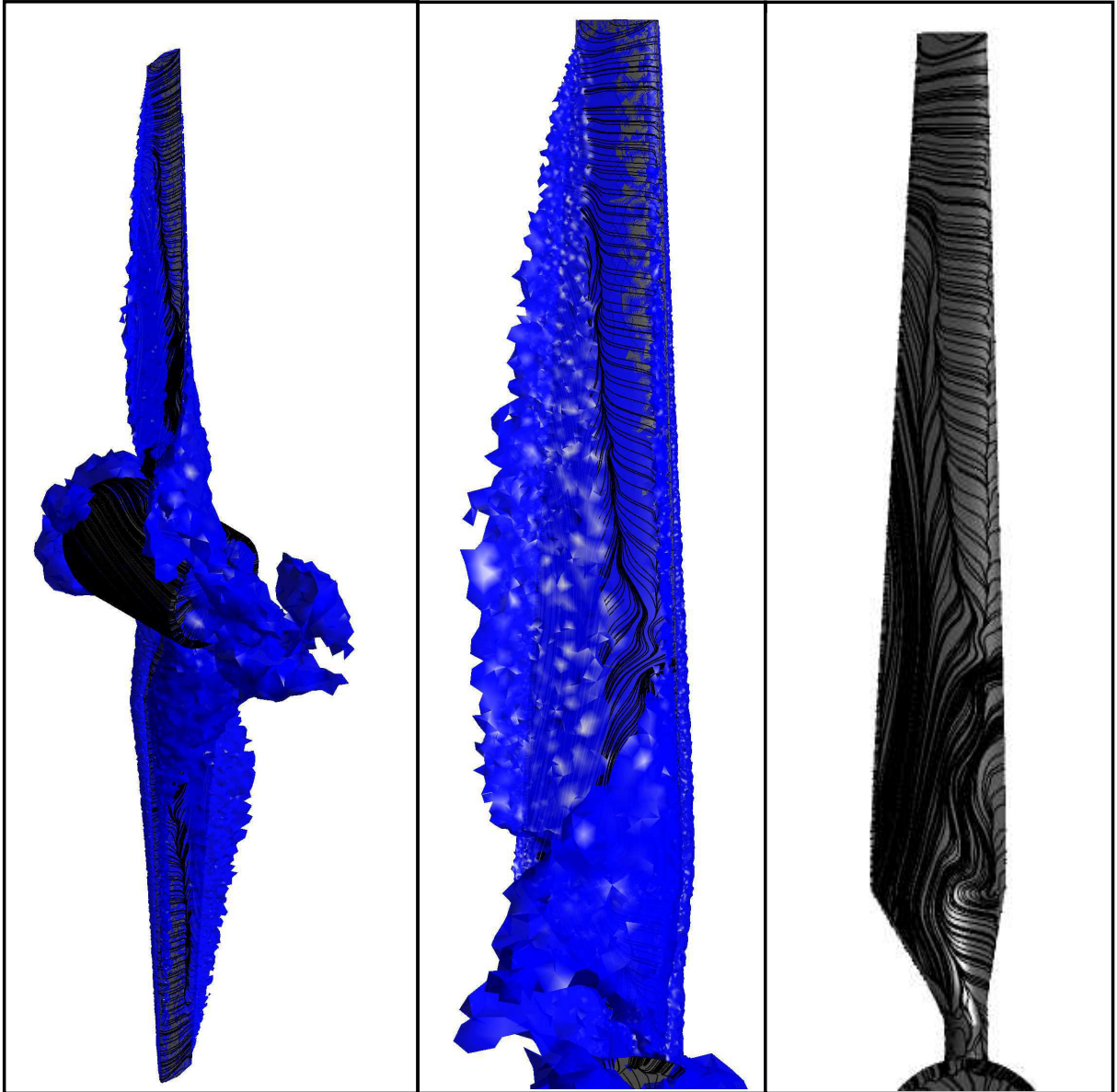


Figura 5.26: Volume de fluido com $N < 2$ para NREL PHASE VI ($\lambda = 3,79$)

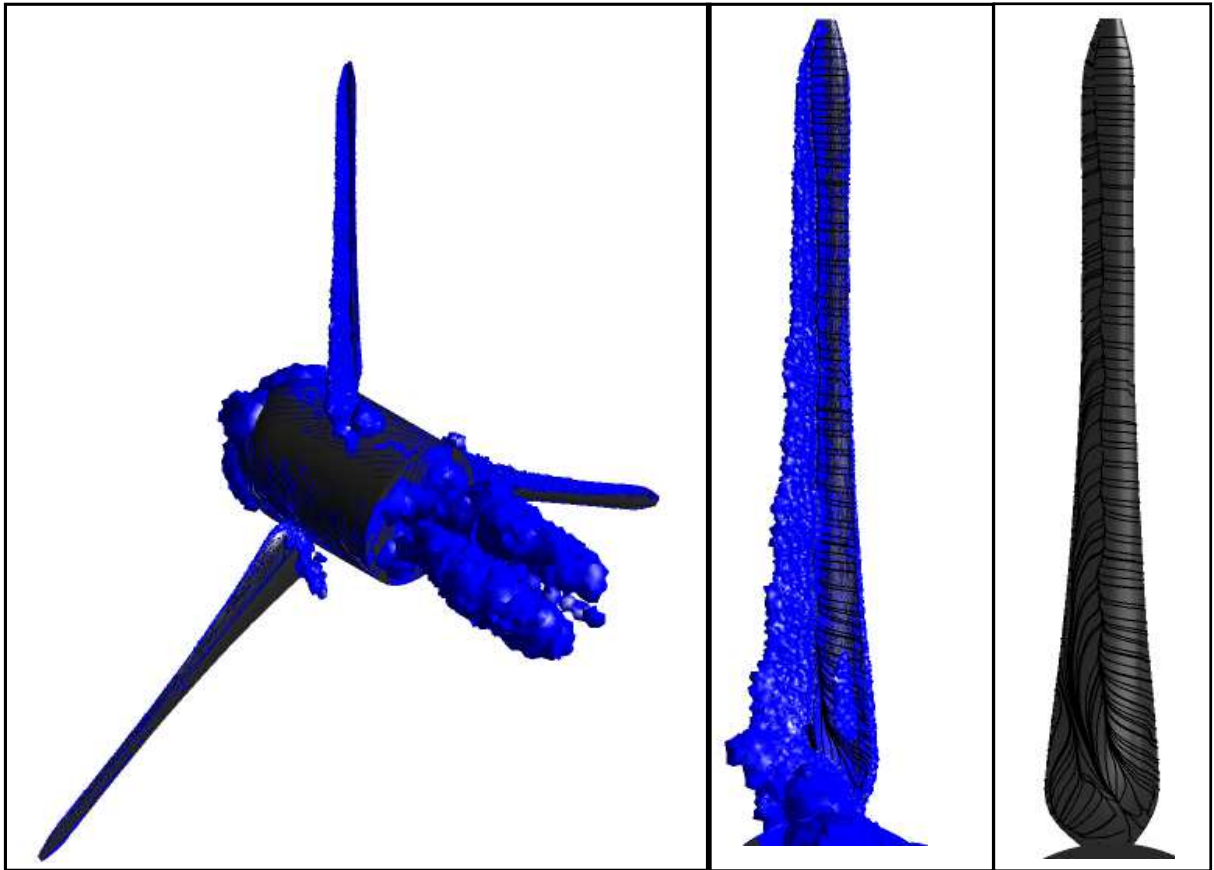


Figura 5.27: Volume de fluido com $N < 2$ para rotor hidrocínético otimizado ($\lambda = 6,28$)

Na figura 5.28 tem-se uma análise global de N em função de λ . Para tal foi calculado a média de N na superfície da pá em cada λ . Percebe-se que os valores de N tendem a ser próximos, independente da turbina. Enquanto que na turbina NREL PHASE VI houve uma variação mínima nos valores de N na turbina hidrocínética esses apresentaram maior amplitude de resultados, com máximo de 1,4 e mínimo de 0,8. Outro ponto interessante é a diferença no comportamento da curva de N nas duas turbinas, sendo uma curva ligeiramente crescente na NREL PHASE VI e uma curva decrescente na turbina hidrocínética.

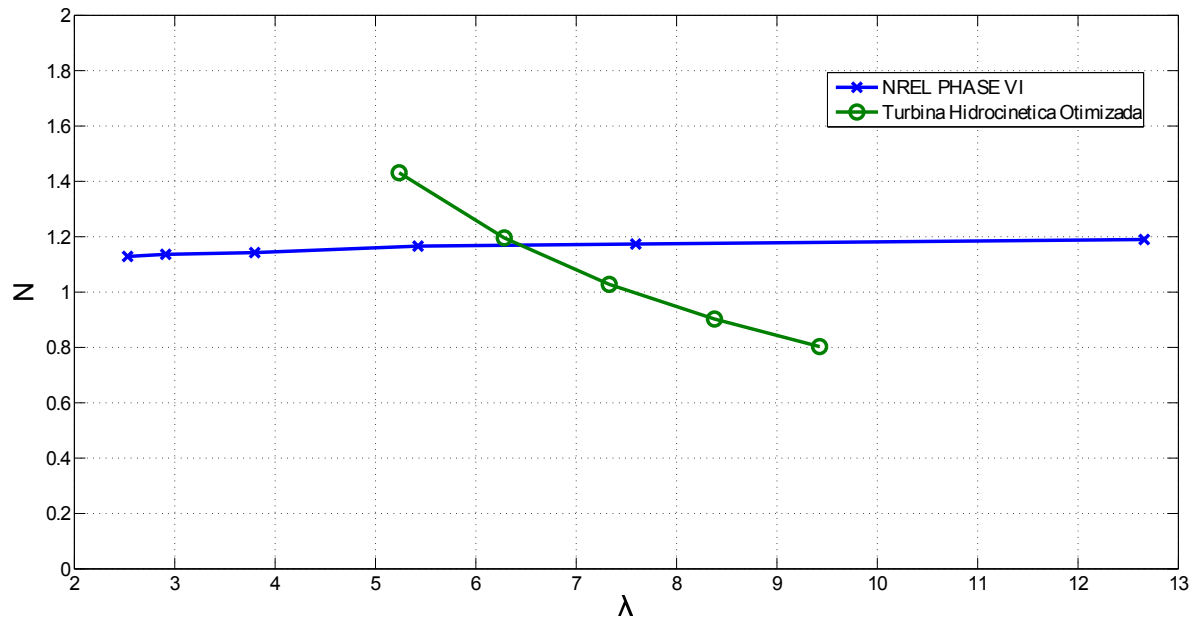


Figura 5.28: Curva de N em função da razão de velocidade de ponta de pá (λ)

5.4 Esteira aerodinâmica

5.4.1 Validação

Além da acareação entre numérico e experimental para os resultados de potência da turbina NREL PHASE VI, uma nova comparação pode ser feita para a velocidade na esteira nesse experimento. Como mostrado na seção 4.1.1, parte do experimento consistiu na coleta de dados de velocidade na esteira próxima medidos por dois anemômetros, posicionados à jusante como mostra a figura 5.29, já exibida anteriormente no capítulo 4. Esses resultados foram apresentados por Larwood (2001) para vários valores de u_∞ . Tendo em vista uma certificação dos resultados numéricos na esteira, nas figuras 5.30 e 5.31 tem-se uma comparação entre os dados apresentados por Larwood (2001) e os obtidos numericamente pelas simulações do presente estudo. Observa-se que em sua maioria, os resultados obtidos numericamente têm grande compatibilidade com o experimental, apresentando valores que se encaixam na faixa de erro apresentado por Larwood (2001).

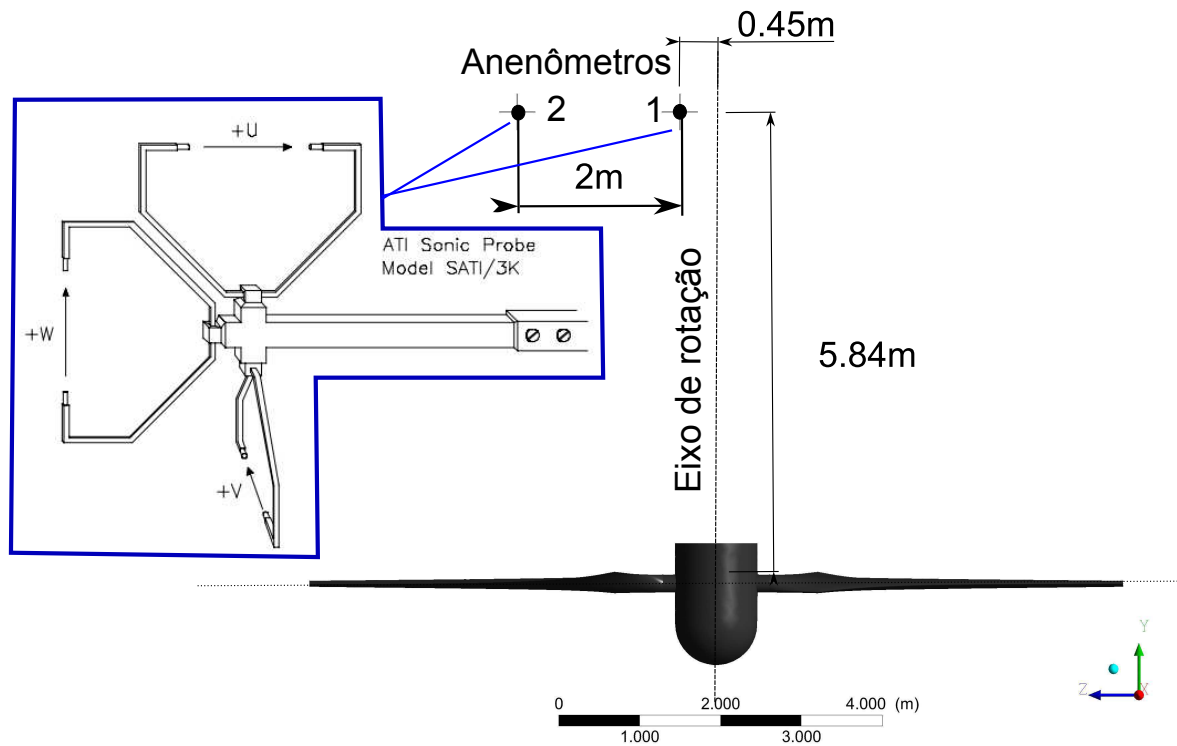


Figura 5.29: Localização dos anemômetros.

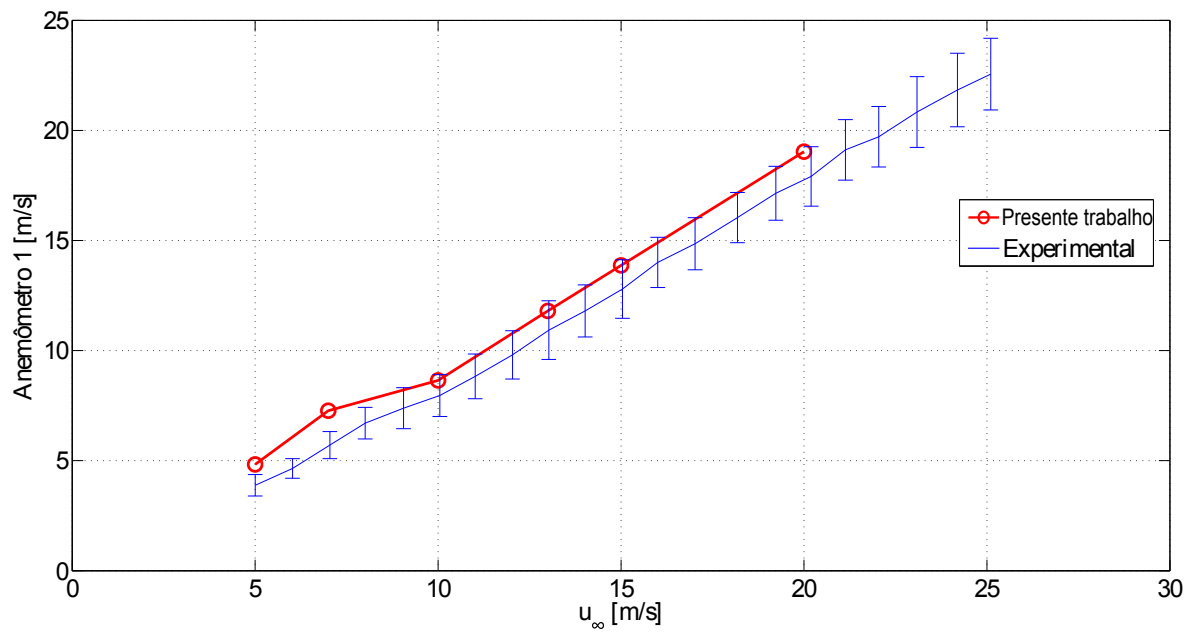


Figura 5.30: Comparação entre experimental e CFD na velocidade no anemômetro 1

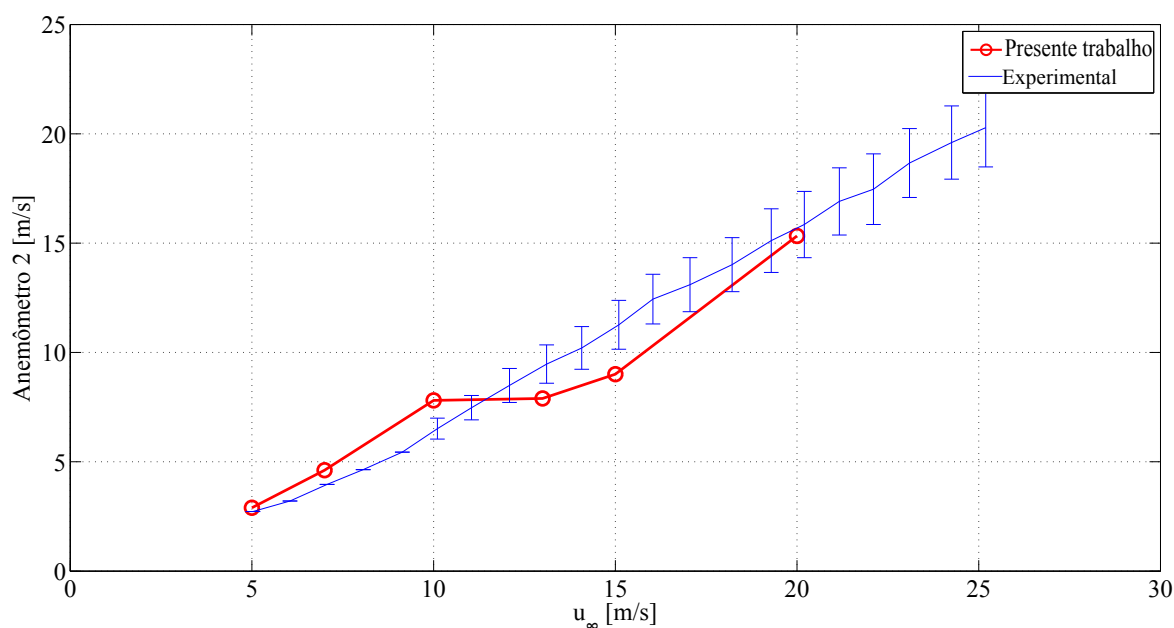


Figura 5.31: Comparação entre experimental e CFD na velocidade no anemômetro 2

Com o intuito de analisar a recuperação de velocidade na esteira para diferentes posições radiais, as figuras 5.32 e 5.33 ilustram uma comparação da velocidade axial normalizada (u/u_{∞}) obtida em 3 posições ($r/R = 0$, $r/R = 0,5$ e $r/R = 1$). A escolha desse posicionamento teve o propósito de mostrar a recuperação de energia cinética, provendo informações de posições favoráveis para a localização de uma nova turbina à jusante. Quanto à direção axial, obviamente o declínio da velocidade é mais acentuado nas proximidades do rotor ($-0,2 < Y/D < 0,5$). Não obstante, o comportamento desse processo muda se a turbina está operando em condição pré estol, em $u_{\infty} = 7\text{m/s}$ (fig. 5.32), ou pós estol, em $u_{\infty} = 15\text{m/s}$ (fig. 5.33). Porém, mesmo em diferentes condições de operação, o perfil de velocidade tende a seguir o mesmo comportamento em diferentes posições radiais. Nota-se que tanto na figura 5.32 quanto na 5.33, à medida que aumenta-se a posição radial, a curva de velocidade axial normalizada fica mais suave. Além do mais, observa-se na figura 5.32 (condição em que se tem o C_{Power} máximo) que o fator de indução a , na linha azul ($r/R = 0$), é cerca de 0,3, que é valor proposto por Betz (1926) para ocorrência do máximo do coeficiente de potência .

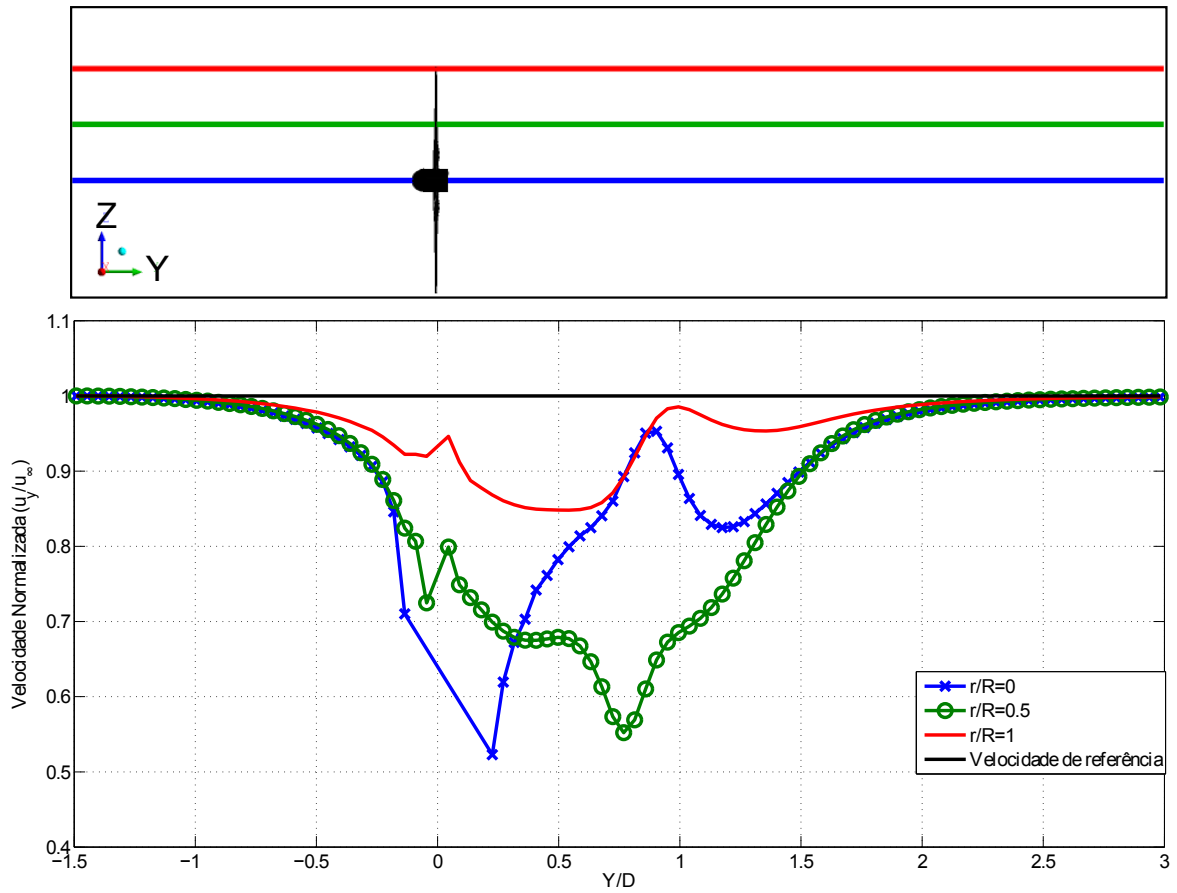


Figura 5.32: Velocidade axial normalizada da NREL PHASE VI para $u_\infty = 7m/s$ em regime permanente.

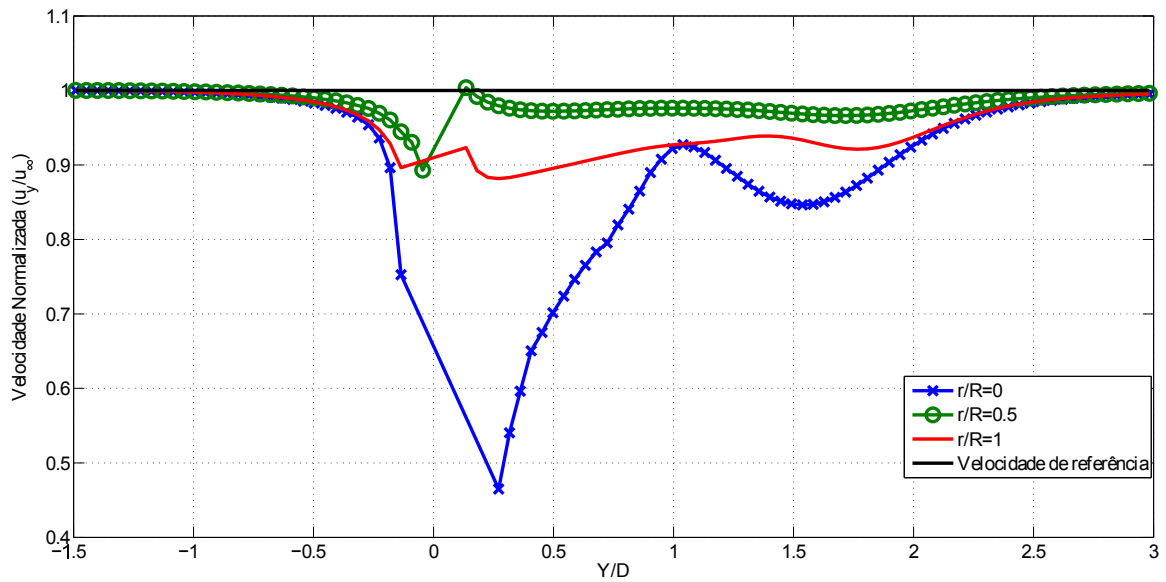


Figura 5.33: Velocidade axial normalizada da NREL PHASE VI para $u_\infty = 15m/s$ em regime permanente.

A análise realizada no presente trabalho da esteira no modelo NREL PHASE VI é fortemente prejudicada por dois fatores: a dimensão do domínio e adoção de um regime de escoamento permanente. A dimensão de 3 diâmetros à jusante não é suficiente para analisar a esteira, embora a condição de contorno de pressão na saída ("outlet") não impacte nos resultados de potência, de certa forma ela inibe a difusão da esteira, influenciando o seu comportamento. A hipótese de escoamento em regime permanente nesse caso é muito restritiva e interfere de forma importante na previsão das reais características do escoamento na esteira pois esta apresenta comportamento intrinsecamente transiente. Além de apresentar uma pequena variação de resultados, principalmente de velocidade em pontos distantes, que são por muitas vezes ignorados no processo de convergência em regime permanente. A figura 5.34 mostra um estudo de Wenzel (2010) que relata a diferença de resultados entre o regime permanente e transiente, em 2 passos de tempo, para a turbina NREL PHASE VI em $u_{\infty} = 9m/s$. Wenzel (2010) ainda reitera que o ponto inicial da esteira distante diverge de acordo com o regime de escoamento adotado ($1,5D$ em regime permanente e $2,5D$ em transiente). Ademais, nota-se ainda que em regime transiente a recuperação de velocidade é retardada e com crescimento mais suave.

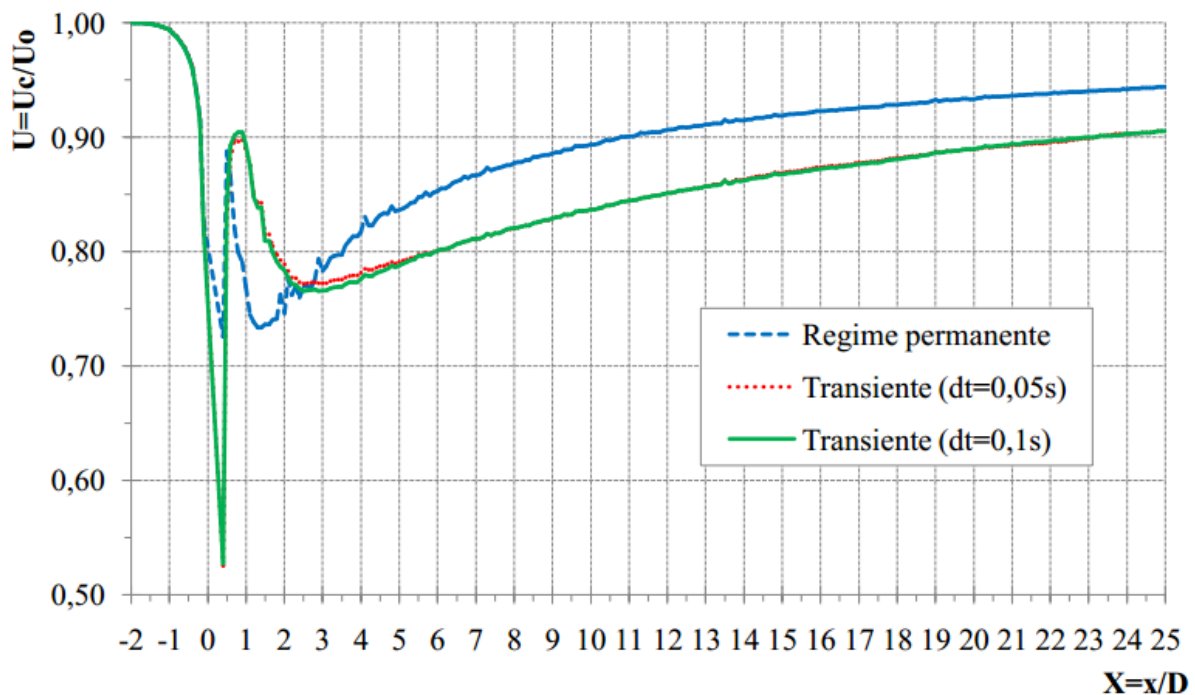


Figura 5.34: Comparação de velocidades adimensionais na linha de centro obtidas por simulações em regime transiente e permanente. fonte: Wenzel (2010)

Para avaliar a precisão dos resultados na esteira, realizou-se uma simulação em regime transiente com um intervalo de tempo de 0,1s e tempo total de 30s (36 ciclos), próximo ao tempo total do experimento. Para tal, o *CFX* utiliza um método implícito, em que o cálculo das variáveis em cada passo de tempo depende do resultado encontrado no intervalo de tempo anterior e da estimativa do resultado no tempo seguinte. Assim, uma análise do passo de tempo baseado no número de Courant ($\frac{u\Delta t}{\Delta x}$), além de exigir passos de tempo muito pequenos e consequentemente grande tempo computacional, apresenta pouco impacto nos resultados. A definição do passo de

tempo nesse método de solução teria um caráter sensível de tal forma que seja capaz de captar razoavelmente a flutuação das variáveis e representar a física do problema. Dessa maneira, optou-se por utilizar um espaço de tempo semelhante ao trabalho de (WENZEL, 2010) (0, 1s).

Para facilitar a convergência dos resultados em regime transiente, tomou-se como condição inicial do escoamento os dados da simulação em regime estacionário. Durante esse processo a variação temporal da potência foi mínima, obtendo a mesma faixa de erro que em regime estacionário (7%). Obviamente, a principal divergência de resultados foi no perfil de velocidade formado na esteira do rotor. Enquanto que em regime permanente a esteira se difundia no escoamento em poucos metros, em regime transiente ela se mostra estável e presente por todo o domínio computacional como ilustrado nas figuras 5.35 e 5.36. Embora a dimensão do domínio computacional não permita um estudo mais abrangente de toda a estrutura de esteira da turbina, é o bastante para uma análise da esteira próxima. Na linha central ($r/R = 0$) representada pela cor azul, percebe-se que próximo a 2 diâmetros da turbina, inicia-se uma região de instabilidade na esteira em que a velocidade axial normalizada para de decair e então permanece constante, caracterizando a transição entre esteira próxima e intermediária. Isso fica mais evidente na superfície de contorno mostrada na figura 5.36 (a), percebe-se que nessa região o tubo de corrente que envolve a esteira começa a ficar instável, devido à interferência do escoamento de corrente livre. Cabe ainda destacar a perceptível diferença na superfície de contorno de regime transiente representado na figura 5.36 (a) e regime permanente representado na figura 5.36 (b).

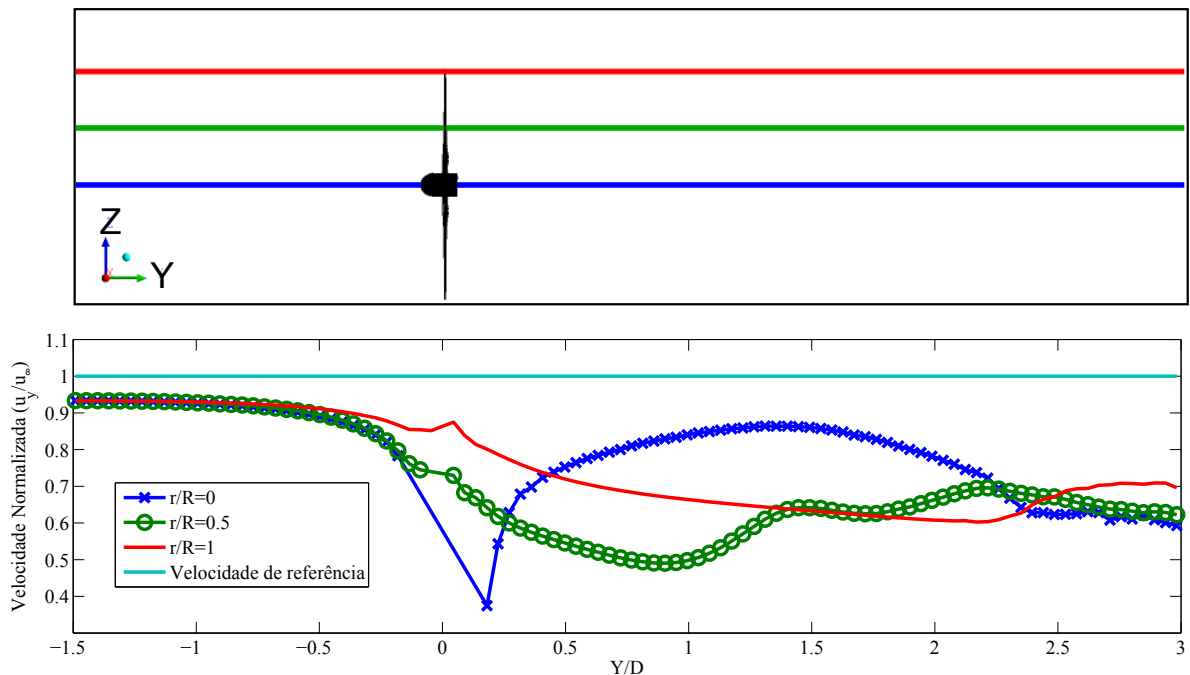


Figura 5.35: Velocidade axial normalizada da NREL PHASE VI para $u_{\infty} = 7m/s$ ($\lambda = 5,41$) em regime transiente

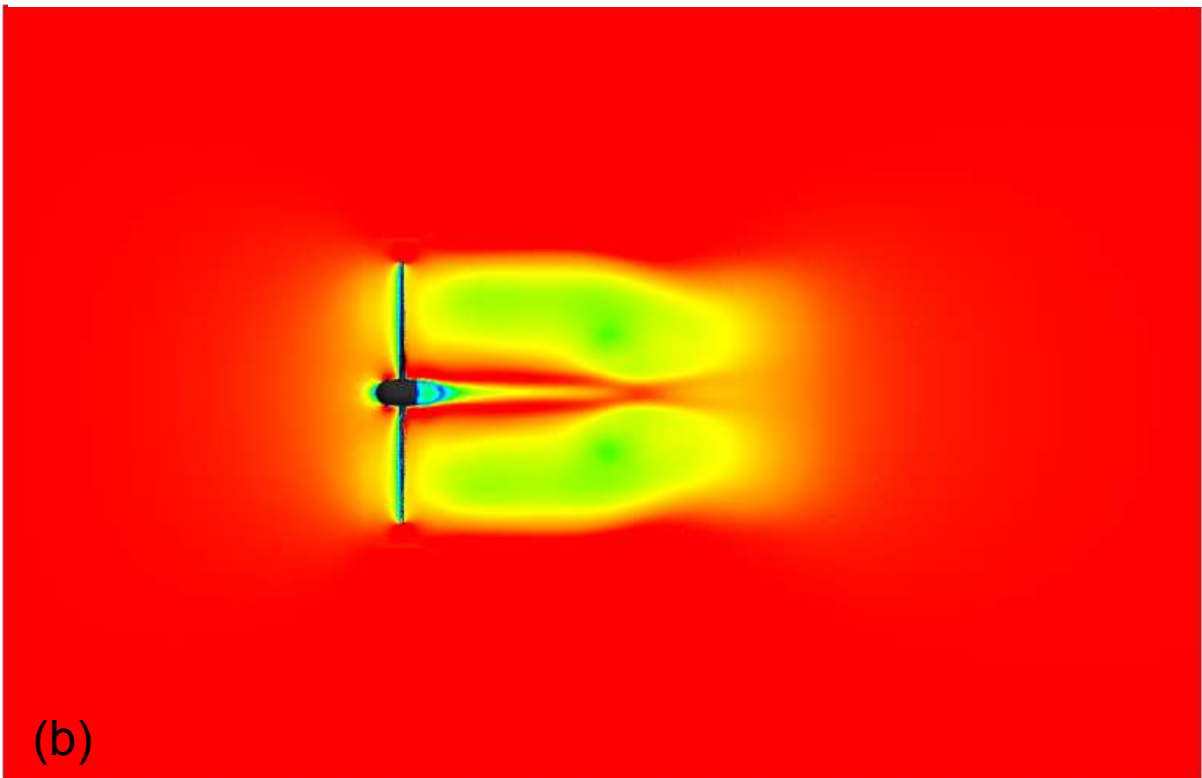
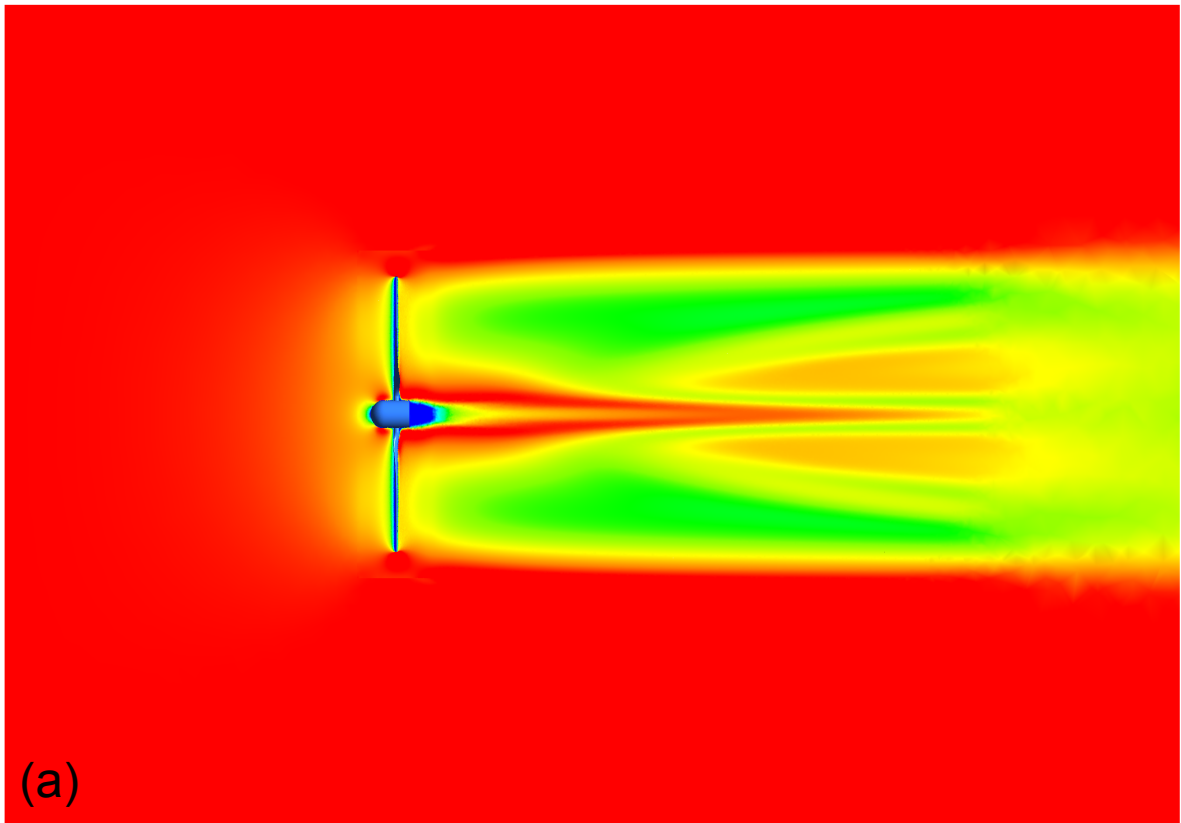


Figura 5.36: Velocidade axial normalizada: (a) Transiente em $t = 30s$ (b) Permanente

Na figura 5.37 tem-se uma representação da velocidade axial normalizada em planos paralelos ao plano de rotação. Os resultados foram representados tanto na forma de gráficos, com dados coletados de linhas paralelas ao eixo da pá, quanto na forma de superfícies de contorno, ilustrando o plano por completo. Dessa maneira, 6 posições axiais foram avaliadas, sendo uma à montante e o restante à jusante, espaçadas por $1R$. Naturalmente, à montante ($y/D = -1$) a perturbação do escoamento é mínima e por esta razão a velocidade axial normalizada permanece constante e próximo à 1. Nas posições à jusante, a influência da nacele se torna evidente no escoamento na forma de inflexões na curva de velocidade axial normalizada em $z/D \sim 0$. Quanto a configuração radial da esteira, nota-se que o raio do tubo de corrente permanece constante no domínio com cerca de $1,2R$. Dessa forma, é seguro afirmar que em uma fazenda de turbinas o espaçamento entre o eixo de rotores colocados lado a lado deve ser maior que $2,4R$, para o caso de turbinas eólicas similares à NREL PHASE VI.

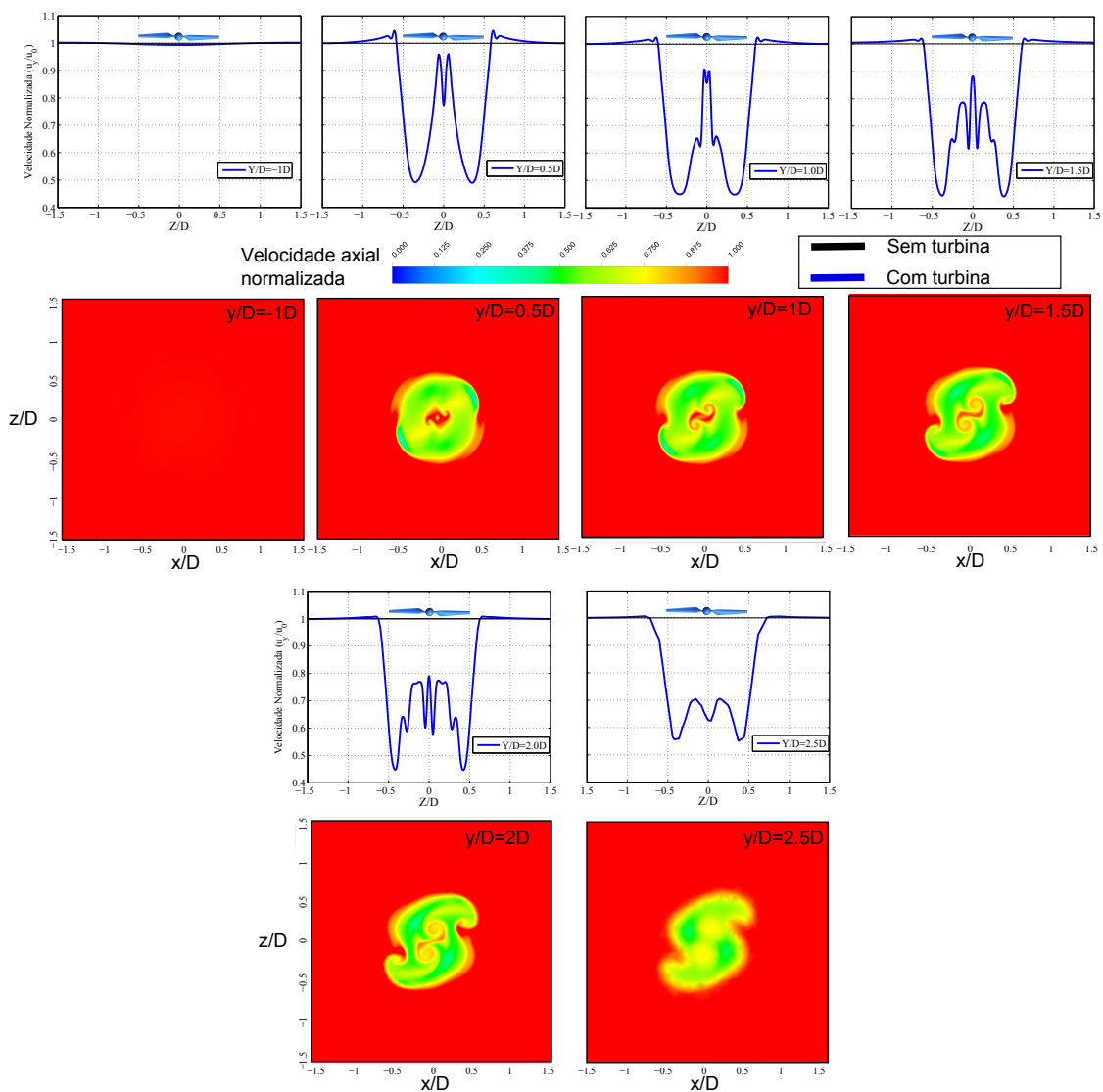


Figura 5.37: Comparação do perfil de velocidade em posições axiais da NREL PHASE VI a $u_\infty = 7m/s$ ($\lambda = 5,41$)

5.4.2 Turbina hidrocínética

Como foi mostrado nos resultados do NREL PHASE VI, a simulação em regime permanente não é suficiente para avaliar a esteira no rotor. Logo, para examinar a esteira na turbina hidrocínética fez-se novas simulações em regime transiente. Assim como na turbina NREL PHASE VI, para facilitar o processo de convergência utilizou-se a simulação em regime permanente como condição inicial do escoamento. Quanto a escala de tempo do problema, considerou-se o passo de tempo de $0,3s$ e um tempo total de simulação de 40 segundos (23 rotações) na condição ideal de operação ($\lambda = 7,3$).

A figura 5.38 ilustra a progressão temporal da velocidade normalizada axial na esteira. Como era de se esperar, a evolução temporal promove a propagação da esteira no domínio. Percebe-se também que há uma tendência de convergência temporal dos resultados, acontecendo primeiramente nas imediações da turbina ($0 < y/D < 4$) e em seguida nas regiões mais distantes do rotor. É importante destacar o tempo computacional exigido em simulações de regime transiente, enquanto que em regime estacionário a convergência de resultados era alcançada em pouco mais que 6 horas, em regime transiente essa abordagem estendeu-se por 6 dias.

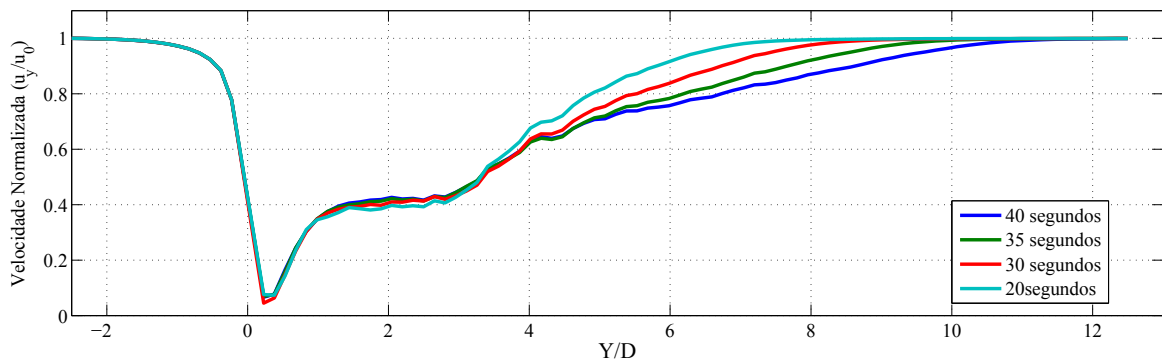


Figura 5.38: Evolução da velocidade axial normalizada em $r/R = 0$ em diversos instantes de tempo para $\lambda = 7,3$.

A figura 5.39 ilustra o comportamento da velocidade axial normalizada, energia cinética de turbulência e pressão relativa ao longo da direção axial do rotor. Na figura 5.39(a) observa-se que a velocidade axial normalizada é recuperada totalmente por volta de $10D$. Além disso, na linha de eixo do rotor em azul ($r/R = 0$) vê-se uma queda acentuada da velocidade axial normalizada ocasionada pela presença da nacela. Porém esse efeito é logo dissipado e à $2D$ o perfil de velocidade axial normalizada já acompanha o padrão de outras posições radiais. Outro fator que apresenta bastante influência na esteira é a proximidade entre o rotor e a superfície superior do domínio, que representa a lamina d'água. Como foi adotado uma condição de deslizamento livre nessa superfície, a esteira tem uma propagação maior no sentido axial. Quanto a energia cinética turbulenta (k) mostrada na figura 5.39 (b), a condição de contorno na entrada exerce uma pequena influência no escoamento com um pequeno aumento da turbulência, contudo esse efeito é logo dissipado sem exercer impacto nenhum no rotor. Após a turbina, a

energia cinética turbulenta aumenta subitamente devido a formação e desprendimento de vórtice na ponta de pá. Logo em seguida, a energia cinética turbulenta (k) apresenta uma queda repentina ($1,8D < y < 4D$) em razão da instabilidade do vórtice e seu colapso, marcando o fim da fronteira próxima. Isso é comprovado na curva de pressão apresentada na figura 5.39 (c), imediatamente após o decaimento de k a pressão relativa se iguala com a pressão de referência, que é a principal característica do fim da esteira próxima em $y \sim 3D$.

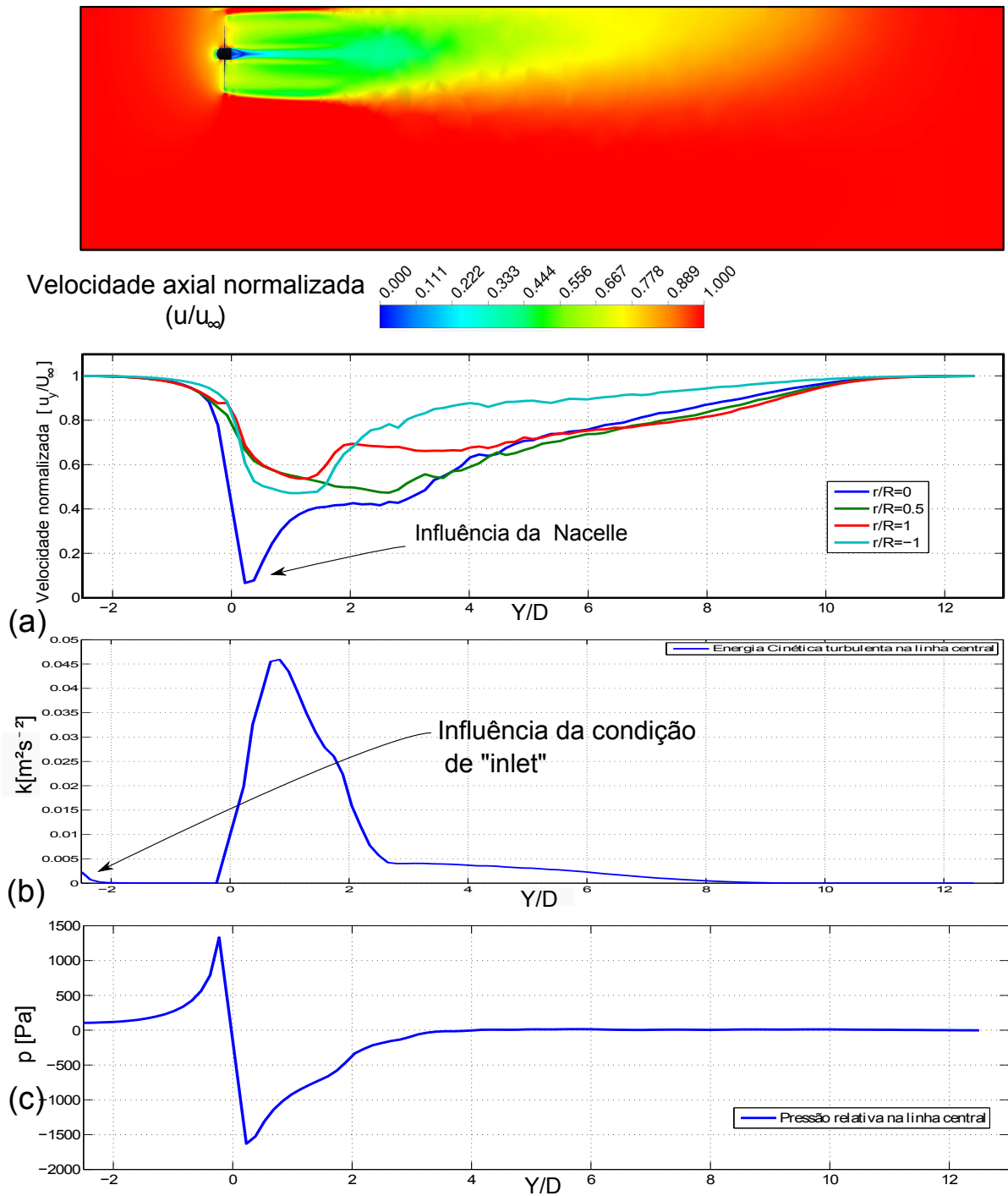


Figura 5.39: (a) velocidade axial normalizada, (b) energia cinética de turbulência e (c) pressão relativa na esteira em $\lambda = 7,3$

Com o intuito de avaliar a dimensão do tubo de corrente que envolve a esteira, a figura 5.40 mostra que o domínio computacional foi seccionado em planos paralelos ao plano do rotor, além de uma representação na forma de gráficos do comportamento da velocidade axial normalizada em linhas paralelas ao eixo da pá. Nessa representação as curvas de velocidade axial normalizada evidenciam o efeito da condição de contorno da superfície superior no domínio. Outro ponto importante é que o tubo de corrente permanece com o raio fixo ($0,6R$) na esteira próxima ($0 < y < 3D$) e só na esteira distante que ele se expande, chegando a ter um diâmetro duas vezes maior que o da turbina. Isso acontece porque na esteira distante que ocorre a mistura entre o escoamento perturbado e a corrente livre é intensificado, aumentando assim a difusão turbulenta e conseqüentemente a dispersão da esteira no escoamento. Nota-se ainda que em $12D$ a velocidade axial está completamente recuperada, assinalando o fim da esteira distante.

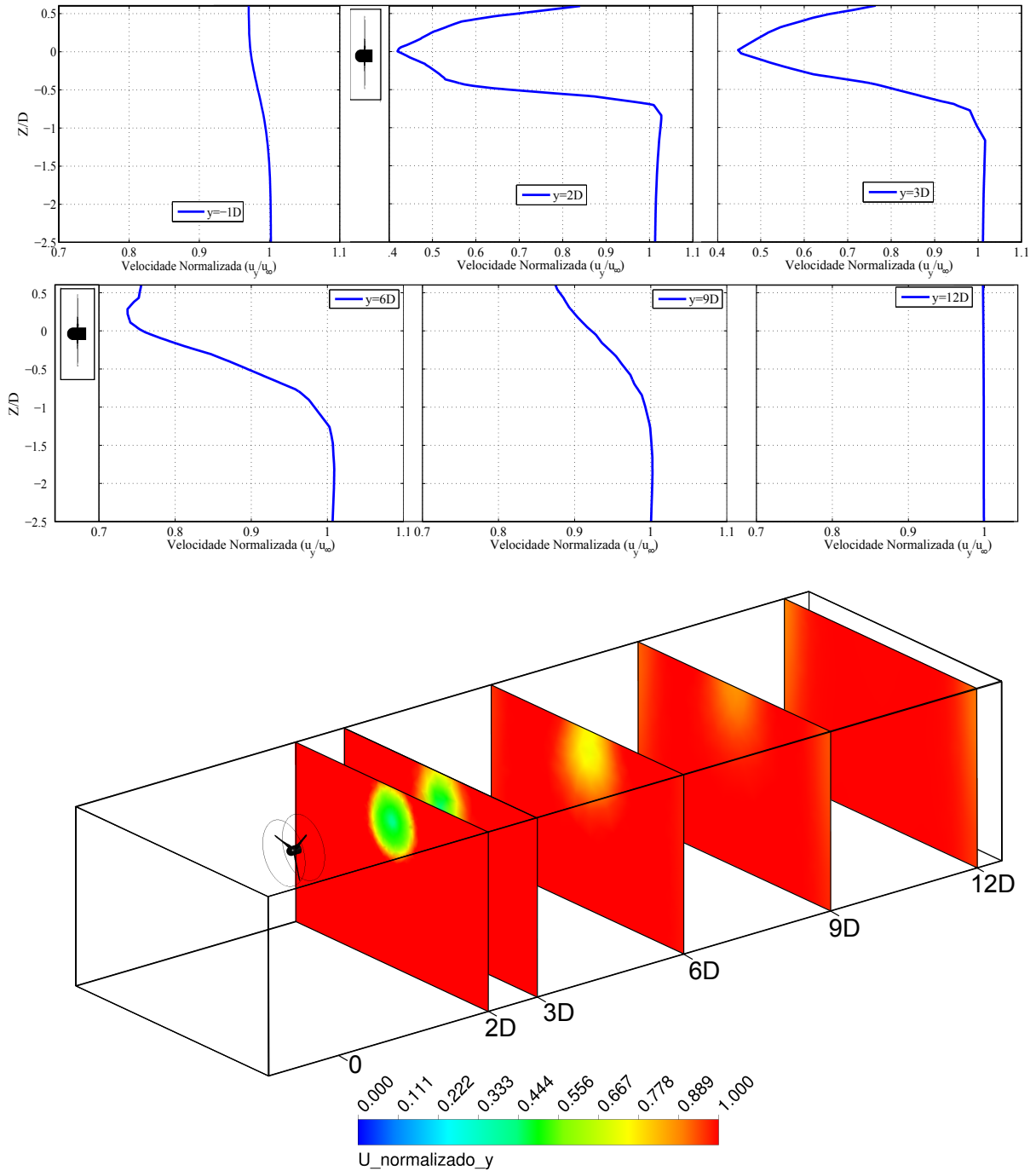


Figura 5.40: Comparação do perfil de velocidade em posições axiais da NREL PHASE VI a $u_\infty = 7\text{m/s}$

Como foi ilustrado anteriormente na figura 5.39 (a), a recuperação de velocidade axial na esteira apresenta comportamento distinto em cada posição radial. Dessa forma, achou-se necessário analisar o comportamento da potência total disponível ($0,5\rho u_\infty^3 \pi R^2$) ao longo da esteira. Para tal, utilizou-se como parâmetro a velocidade média na área do rotor em várias posições axiais como está apresentado na figura 5.41. Embora algumas posições radiais apresentem uma recuperação em poucos diâmetros, aparentemente isso gera pouco impacto no incremento

da potência disponível. Isso acontece porque no cálculo da potência disponível a velocidade média é elevada ao cubo, conseqüentemente o efeito da velocidade na potência é amplificado. Logo, para que ocorra a recuperação de potência disponível na esteira é necessário que haja recuperação de velocidade em todas as posições radiais da esteira.

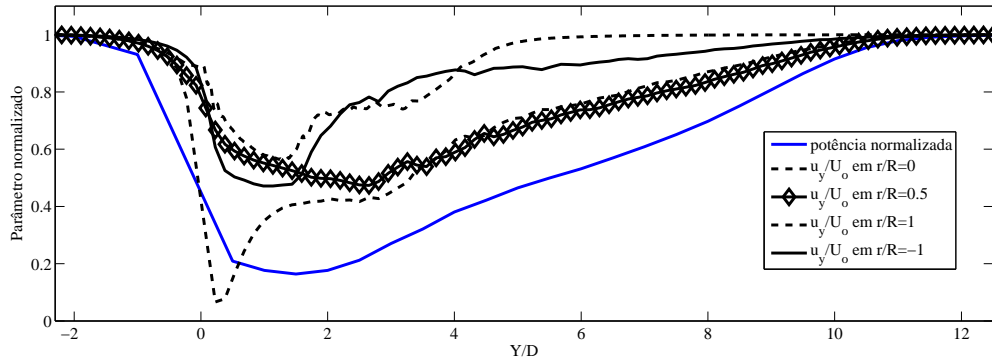


Figura 5.41: Relação entre a recuperação de velocidade e potência na turbina hidrocinética em $\lambda = 7,3$

5.4.3 Estrutura de vórtice

Na figura 5.42 tem-se uma representação das estruturas de vórtices que se esperam encontrar em uma simulação de turbinas de eixo horizontal. Pode-se identificar três tipos de vórtices: o de ponta de pá, central e os vinculados a força de sustentação da pá. Dos três tipos o vórtice de ponta de pá recebeu maior atenção da literatura nas últimas décadas, visto que os vórtices vinculados a força de sustentação da pá são de menor intensidade e se dissipam rapidamente. De mesma forma, o vórtice central, causado pela conexão entre a raiz da pá e a nacele (MO et al., 2013).

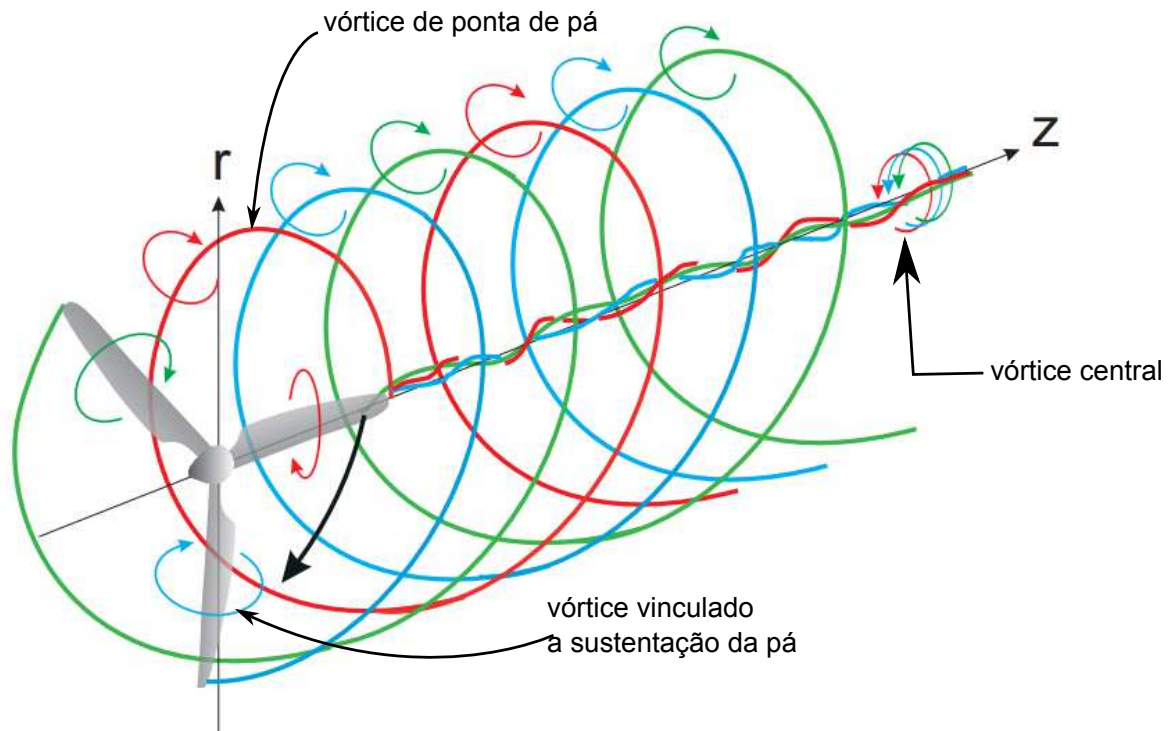


Figura 5.42: Tipos de vórtices em esteira de turbinas de eixo horizontal. Adaptado de Ivanell (2009)

Na figura 5.43 e 5.44 tem-se uma descrição da componente axial de vorticidade ($\nabla \times \mathbf{u}$) em planos paralelos ao plano do rotor na turbina NREL PHASE VI e na turbina hidrocínética, respectivamente. A baixa densidade da malha na turbina hidrocínética em posições axiais maiores que $2D$ não permite uma reprodução satisfatória das superfícies de contorno da vorticidade, como vê-se na figura 5.44. Com isso, perde-se qualidade na representação de vórtice nessas regiões. Dessa forma, nas turbinas simuladas nesse trabalho, é possível representar somente o comportamento da estrutura de vórtice em esteira próxima. Na figura 5.43, nota-se claramente a evolução do vórtice de ponta de pá e central, derivados dos ângulos agudos presentes na ponta da pá e na conexão entre a pá e a nacela. Embora a dimensão do domínio seja um fator limitante, em $y = 3D$ é possível identificar a tendência de colapso desses vórtices devido a interação entre eles. Na turbina hidrocínética, representada na figura 5.44, tem-se um anel de alta vorticidade, tanto no vórtice de ponta de pá quanto central. Acredita-se que essa diferenciação no formato dos vórtices é ocasionada pela diferença na quantidade de pás. A proximidade entre as pás da turbina hidrocínética faz com que as estruturas de vórtices com mesmo sentido se aglutinem, formando dois anéis concêntricos de sentidos opostos. Em ambos casos retratados aqui, fica evidente a intensidade e estabilidade dos vórtices na esteira próxima, que mesmo após alguns diâmetros à jusante tendem a manter suas propriedades.

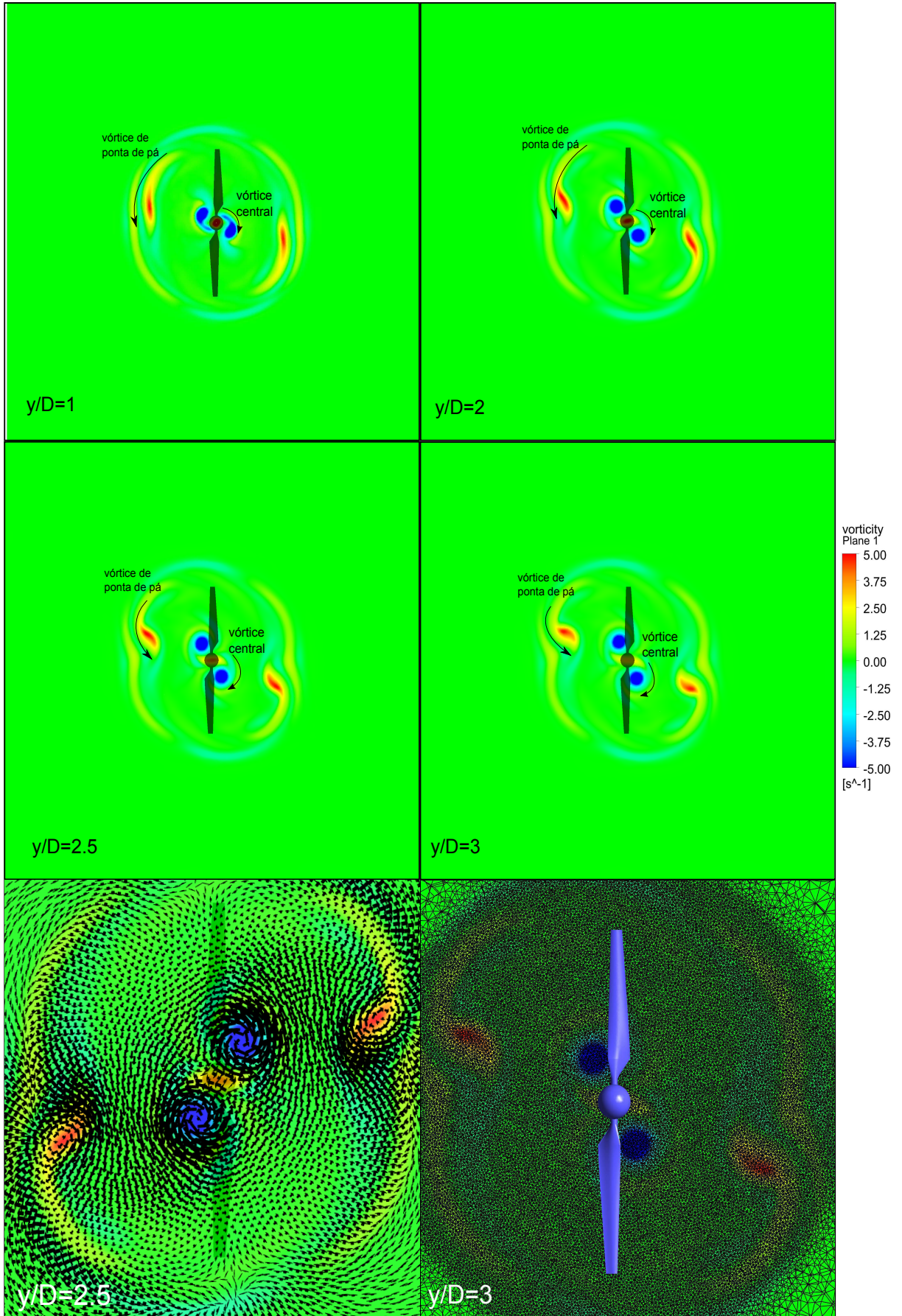


Figura 5.43: Vorticidade na turbina NREL PHASE VI na componente axial em diferentes posições a jusante.

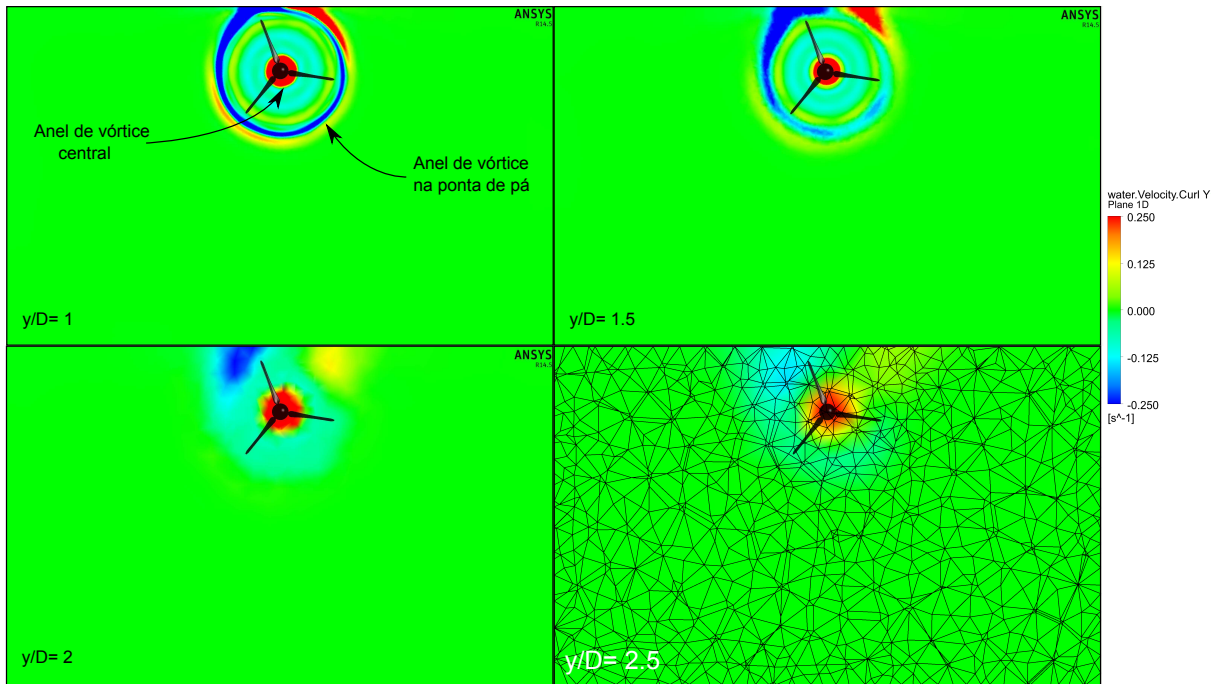


Figura 5.44: Vorticidade na turbina hidrocinética na componente axial em diferentes posições á jusante.

Capítulo 6

CONCLUSÕES

O presente trabalho teve a finalidade de realizar um estudo numérico de turbinas hidrocinéticas de eixo horizontal. O primeiro passo nesse estudo foi uma validação de resultados e posteriormente a verificação do comportamento de uma turbina, que não apresentam dados experimentais. Logo, dois casos foram abordados nessa dissertação. No primeiro, a turbina NREL PHASE VI com dados experimentais consistentes e amplamente discutidos na literatura, que permitiram a validação da simulação numérica. Posteriormente foi simulado uma turbina hidrocinética, que teve sua geometria gerada por meio de um algoritmo de otimização geométrica baseado no método BEM, que previne a ocorrência de cavitação.

Para a construção do modelo geométrico das turbinas utilizou-se o software *SolidWorks*. Esse processo foi feito com base nas informações de perfil do aerofólio, ângulo de torção, posição radial e comprimento de corda obtidos em Hand et al. (2001a), no caso da NREL PHASE VI, e pelo método BEM, no caso da turbina hidrocinética. Nas duas abordagens os perfis de aerofólio foram plotados em suas respectivas posições radiais e então aplicou-se o recurso *loft*, que gerou um sólido por meio da integração entre cada perfil. Então as geometrias foram exportadas para a interface do software *Ansys*. Dai em diante, todo o tratamento foi feito por pacotes de códigos pertencentes a interface do *Ansys*.

A confecção da malha numérica foi feita por meio do software *Ansys Meshing*. Na construção da malha optou-se por trabalhar com elementos tetraédricos e prismáticos. Os elementos tetraédricos foram escolhidos pelo seu aspecto morfológico, pois apresentam uma fácil adequação e adaptação à geometrias complexas com pequenas dimensões e ângulos muito agudos, como é o caso da superfície da pá. Já os elementos prismáticos foram aplicados em camadas muito finas nas regiões próximas à parede com o propósito de representar a camada limite. O formato do elemento prismático é o mais adequado para representar a dinâmica do escoamento nessa localidade. Como na camada limite o escoamento é alinhada com a parede, o paralelismo entre as faces de cada camada de prismas garantem que a malha está na mesma direção que a superfície da parede. Além do mais, considerando ainda que o gradiente de velocidade normal à superfície é desprezível comparado a direção paralela à parede pode-se obter elementos com alta razão de

aspecto permitindo a caracterização da camada limite sem grandes quantidades de elementos. Contudo, para uma boa resolução da camada limite é necessário que essa seja englobada em sua totalidade pela camada de prismas e os valores de y^+ estejam compatíveis com o modelo de turbulência utilizado. Além da boa resolução da camada limite, o processo de convergência de malha se mostrou extremamente sensível a densidade dos elementos na esteira do rotor. Nesse estudo, os resultados somente se mostraram próximos aos obtidos no experimento (HAND et al., 2001a) após o refinamento de cerca de 2,5 diâmetros na esteira.

O domínio computacional foi dimensionado de forma que as condições de contorno da face de entrada e saída de fluido não exercessem influência no comportamento da turbina. Para tal, estipulou-se que a dimensão à montante do rotor (L_{in}) deve ser maior que $3R$ e à jusante (L_{out}) deve ser maior que $6R$.

As simulações foram realizadas utilizando o método de equações médias de Navier Stokes (*RANS - Reynolds Averaged Navier Stokes*) o modelo de turbulência escolhido foi o *SST (Shear Stress Transport)*, em vista do baixo poder computacional exigido por uma simulação RANS e pelo fato desse modelo de turbulência apresentar bons resultados dentro e fora da camada limite, já que sua formulação recorre à metodologia do modelo $k - \omega$ próximo à parede e ao modelo $k - \epsilon$ em escoamento livre e na subcamada turbulenta. Na análise de resultados observou-se que o modelo *SST* apresenta valores satisfatórios em condições em que a camada limite esta completamente aderida ao escoamento. Por outro lado em condições de colapso da camada limite, esse modelo mostrou-se superestimar a turbulência local, afetando consideravelmente os resultados. Indo além nessa abordagem, fez-se uso do modelo de transição de turbulência gamma-theta, que apresentou diferenças consideráveis na topologia do escoamento na camada limite. Dessa forma os resultados de potência e coeficiente de pressão obtidos pela simulação numérica se mostraram compatíveis com os apresentados experimentalmente no trabalho de (HAND et al., 2001a). Consolidando a eficácia da metodologia adotada.

Posteriormente, com base na metodologia adotada na validação fez-se simulações da turbina hidrocínética avaliando a eficiência do algoritmo de otimização geométrica, que refine a cavitação. Nessa abordagem avaliou-se dois rotores: um corrigido e outro não corrigido, comparando os resultados de potência e cavitação obtidos numericamente pelo CFD com o método BEM. Quanto a performance da turbina CFD e BEM apresentaram valores similares de coeficiente de potência em condições próximas à de operação ($\lambda = 7,3$). Já para a cavitação, os resultados obtidos na simulação de CFD comprovaram a eficácia do algoritmo de correção geométrica, mostrando que a cavitação ocorre justamente na região em que há a modificação na geometria da pá. Além disso, em uma análise local tanto BEM quanto CFD mostraram resultados próximos do coeficiente de potência mínimo em seções radiais da pá.

Fez-se ainda uma análise da esteira de vórtice de Rankine na turbina NREL PHASE VI e hidrocínética. Observou-se que o fator N relacionado ao modelo de vórtice de Rankine, trata-se de uma relação entre a força de Coriolis e a pressão adversa ao escoamento. Notou-se que as regiões na superfície da pá em que $N < 2$ coincidem com locais em que a camada limite está colapsada.

Para o estudo da esteira das turbinas optou-se por simulações em regime transiente (*URANS - "Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes"*), devido à dificuldade de convergência da velocidade e pressão em regiões à jusante do rotor. Infelizmente, a dimensão utilizado na turbina NREL PHASE VI permitiu analisar somente a esteira próxima. Os resultados apresentados mostraram que a dimensão da esteira próxima foi de cerca de $2,5D$ na NREL PHASE VI e de $3D$ na turbina hidrocínética. Observou-se ainda que a perturbação do escoamento decorrente da turbina hidrocínética estendeu-se até $10D$, distância tida como referência para dissipação da esteira (MAGNUSSON; SMEDMAN, 2001). Quanto a propagação radial provocada pela perturbação do rotor, percebeu-se que ela tende a se manter fixa na esteira próxima, assemelhando ao formato de um cilindro com raio de até $1,2R$. Porém na esteira distante, se expande radialmente, chegando a ter um raio de $2D$, se assemelhando com um cone. Dessa forma, em uma fazenda de turbinas hidrocínéticas é recomendado que o espaçamento entre os rotores seja semelhante à um triângulo isósceles com 4 diâmetros de base e 10 diâmetros de altura, em que as turbinas são os vértices do triângulo.

Nos dois casos retratados aqui, a estrutura de vórtice mostrou-se consistente durante toda a esteira próxima. Foi possível identificar com clareza o vórtice de ponta de pá e o central. Contudo, houve uma diferenciação no formato de vórtice para cada caso. Na turbina NREL PHASE VI tanto o vórtice de ponta de pá quanto o central mostraram-se isolados sem interação entre eles. Já para a turbina hidrocínética, o vórtice de ponta de pá e o central apresentaram o formato de um anel, isolados entre si. Acredita-se que essa diferenciação está relacionada ao número de pás em cada turbina, isto é, como o rotor hidrocínético apresenta 3 pás a curta distância entre os vórtices facilitaram para que eles se aglutinassem, assumindo o formato circular de um anel.

Concluindo, as simulações realizadas nesse trabalho foram capazes de fornecer um estudo numérico capaz de prever o comportamento hidrodinâmico de uma turbina hidrocínética. Nesse contexto, foi capaz de fornecer dados sobre cavitação, captação de potência, dimensão da esteira e colapso da camada limite.

Sugere-se que para trabalhos futuros sejam avaliados a influência de turbinas em série para diferentes posições, simulando o funcionamento de um parque energético. Indo além na aplicação de turbinas hidrocínéticas, sugere-se ainda um estudo sobre o efeito da turbina na superfície do rio, por meio de simulações bifásicas e transiente.

Referências Bibliográficas

ANSYS. Introduction to ansys cfx. *Ansys inc*, 2013.

ARANAKE, A. C.; LAKSHMINARAYAN, V. K.; DURAISAMY, K. Assessment of transition model and cfd methodology for wind turbine flows. *42nd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit. June, 2012.*

BAKIR, F. et al. Numerical and experimental investigations of the cavitating behavior of an inducer. *International Journal of Rotating Machinery*, 2004.

BENSOW, R. E.; BARK, G. Simulating cavitating flows with les in openfoam. *V European Conference on Computational Fluid Dynamics ECCOMAS CFD 2010*, 2010.

BENSOW, R. e.; BARK, G. Simulating cavitating flows with les in openfoam. *V European Conference on Computational Fluid Dynamics ECCOMAS CFD 2010*, 2010.

BERNARD, S. et al. Numerical analysis of the cavitating flows. *PROCEEDINGS OF THE ROMANIAN ACADEMY, Series A, Volume 7*, 2006.

BETZ, A. Wind energy und ihre ausnutzung durch windmuehlen. *Gottingen Vandenhoeck*, 1926.

BRETON, S. P. Study of stall delay phenomenon and of wind blade dyanamics usingnumerical approaches and nrel's wind tunnel tests. *Norwegian University of Science and Technology*, 2008.

BURTON, T. et al. Wind energy handbook. *John Wiley and Sons, Ltd*, 2001.

CARCANGIU, C. E. Cfd-rans study of horizontal axis wind turbine. *Universita Degli studi di Cagliari*, 2012.

CELIK, I. B. Introductory turbulence modeling. *West Virginia University*, 1999.

CHAMORRO, L. P.; PORTÉ-AGEL, F. A wind-tunnel investigation of wind-turbine wakes: boundary layer tubulence effects. *Boundary-Layer Meteorology*, 2009.

CORTEN, G. P. Flow separation on wind turbine blades. *Universiteit Utrecht*, 2001.

DAVIDSON, L. An introduction of turbulence models. *UNIVERSITY OF TECHNOLOGY CHALMERS*, 2011.

- DUQUE, E. P.; BURKLUND, M. D.; JHONSON, W. Navier-stokes and comprehensive analysis performance predictions of the nrel phase vi experiment. *journal of solar Energy Engineering*, 2003.
- EISENBERG, P. On the mechanism and prevention of cavitation. 1950.
- ELS, R. V.; BRASIL, A. S. P. J. A new conception of hydrokinetic turbine for isolated communities in amazon. *IV Congresso Nacional de Engenharia Mecânica, recife Brasil*, 2006.
- FLECK, G. D. Simulações de grandes escalas para análise da esteira aerodinâmica da turbina eólica nrel uae phase vi. *Universidade Federal do Rio Grande do Sul*, 2012.
- FRISCH, U. The legacy of a. n. kolmogorov. *University of Cambridge*, 1995.
- GIGUERE, P.; SELIG, M. Design of tapered and twisted blade for the nrel combined experiment rotor. *National Renewable Energy Laboratory*, 1999.
- GLAUERT, H. Das maximum der theoretisch moglichen ausnutzung des windes durch windmotoren. aerodynamic theory. *Zeitschrift für das gesamte Turbinenwesen*, 1920.
- _____. The elements of airfoil and airscrew theory. *Cambridge University Press*, 1926.
- GÓMES-ELVIRA, R. et al. Anisotropy of turbulence in wind turbine wakes. *Journal of Wind Engineering*.
- GORBAN, A. N.; GORLOV, A. M.; SILANTYEV, V. M. Limitz of the turbine efficiency for free fluid flow. *Journal of Energy Resources Technology*, 2001.
- HAND, M. M. et al. Unsteady aerodynamics experiment phase vi: Wind tunnel test configurations and available data campaings. *National Renewable Energy Laboratory*, 2001.
- _____. Nrel unsteady aerodynamics experiment in the nasa-ames wind tunnerl: A comparison of predictions to measurements. *National Renewable Energy Laboratory*, 2001.
- HANSEN, M. O. L. Aerodynamics of wind turbines (2nd edition. *Earthscan*, 2008.
- IVANELL, S. S. A. Numerical computations of wind turbine wakes. *Gotland University Stockholm*, 2009.
- KHAN, M. J.; IQBAL, M.; QUAICOE, J. A technology review and simulation based performance analysis of river current turbine systems. *Electrical and Computer Engineering, 2006. CCECE '06. Canadian Conference on*, p. 2288–2293, 2006.
- KOLGOMOROV, A. N. Equations of turbulence motion of an incompressible fluid. *Izv. Akad. Nauk SSSR, Seria fizicheska, VI*, 1942.
- KRISHNAN, V. Advancing detached eddy simulation. *Arizona State University*, 2008.
- KULUNK, E. Aerodynamics of wind turbines. *Fundamental and Advanced Topics in Wind Power*.

- LANGTRY, R.; MENTER, F.; VÖLKER, S. Transition modelling for general purpose cfd codes. *Flow, Turbulence and Combustion*, 2006.
- LANGTRY, R.; MENTER, F. R. Transition modelling for general cfd applications in aeronautics. *Flow, Turbulence and Combustion*, 2005.
- LANGTRY, R. et al. A correlation based transition model using local variables part 2. *journal of turbomachinery*, 2004.
- LANZAFAME, R.; MAURO, S.; MESSINA, M. Wind turbine cfd modeling using a correlation-based transitional model. *Renewable Energy*, 2012.
- LARWOOD, S. Wind turbine wake measurements in the operating region of a tail vane. *National Renewable Energy Laboratory*, 2001.
- LAUNDER, B. R.; SPAULDING, D. B. Mathematical models of turbulence. *Academic Press*.
- LEISHMAN, J. G. Principles of helicopter aerodynamics. *University of Cambridge*, 2000.
- LINDENBERG, C. Investigation into rotor blade aerodynamics analysis of the stationary measurements on the uae phase-vi rotor in the nasa-ames wind tunnel. *ECN*.
- LUDWIG, D. E. Análise numérica da influência de fatores atmosféricos na esteira aerodinâmica de turbinas eólicas. *Universidade Federal do Rio Grande do sul*, 2011.
- MAGNUSSON, M.; SMEDMAN, A. Air flow behind turbines. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2001.
- MAISE, G.; MACDONALD, H. Mixing length and kinematic eddy viscosity in a compressible boundary layer. *AIAA Journal*.
- MALATESTA, F. Cfd study of a wind turbine. *Queen Mary, University of London*, 2012.
- MANWELL, J. F.; MCGWAN, J. G.; L, R. A. Wind energy explained: Theory, design and application, 2nd edition. *wiley*, 2002.
- MCCROSKY, W. J. Measurements of boundary layer transition, separation and streamline direction on rotating blades. *NASA Ames Research Center*, 1971.
- MENTER, F. M. Zonal two equation $k - \omega$ turbulence models for aerodynamic flows.
- MENTER, F. R. et al. A correlation based transition model using local variables part 1. *journal of turbomachinery*, 2004.
- MINER, E. W. et al. Evaluation of the near wall k-epsilon turbulence model by comparison with direct simulations of turbulent channel flow. *Interim Report Naval Research Lab*.
- MO, J. oh et al. Effects of wind speed changes on wake instability of a wind turbine ina virtual wind tunnel using large eddy simulation. *journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2013.

- MO, J. oh; LEE, Y.-H. Cfd investigation on the aerodynamic characteristics of a small-sized wind turbine of nrel phase vi operating with stall regulated method. *journal of Mechanical Science and Technology*, 2012.
- MOSHFEGH, M.; XIE, Y. H. Effects of near-wall grid spacing on sst-k-omega model using nrel phase vi horizontal axis wind turbine. *Journal of wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2012.
- NOLETO, L. G. Uma abordagem euleriana lagrangeana para simulação de escoamentos turbulentos com fronteiras móveis. 2010.
- PAPE, A. L.; LECANU j. 3d navier–stokes computations of a stall-regulated wind turbine. *Wind Energy*, 2004.
- PLESSET, M. S.; PROSPERETTI, A. Bubble dynamics and cavitation. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1977.
- POTSDAM, M. A.; MAVRIPLIS, D. j. Unstructured mesh cfd aerodynamic. *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition.*, 2009.
- PRESS, M.; ARNOULD, E. J. Constraints on sustainable energy consumption: Market system and public policy challenges and opportunities. *Journal of Public Policy and Marketing*, 2009.
- RAMSAY, R. R.; HOFFMAN, M. J.; GREGOREK, G. Effects of grift roughness and pitch oscillations on the s809 airfoil. *National Renewable Energy Laboratory*, 1995.
- REYNOLDS, O. On dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion. *Royal Society of London*, 1895.
- ROACHE, P. Quantification of uncertainty in computational fluid dynamics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1997.
- SALE, D.; JONKMAN, J.; MUSIAL, W. Hydrodynamic optimization method and design code for stall regulated hydrokinetic turbine rotors. *National Renewable Energy Laboratory*, 2009.
- SANDERSE, B. Aerodynamics of wind turbine wakes. *Wind Energy*, 2009.
- SCHUBEL, P. J.; CROSSLEY, R. J. Wind turbine blade design. *Energies*, 2012.
- SHINOMIYA, L. D. et al. Optimum hydrodynamic design for hydrokinetic turbines blades with cavitation. *22nd International Congress of Mechanical Engineering - COBEM*, 2013.
- SØRENSEN, N.; SCHRECK, J. A.; MICHELSEN, J. Navier- stokes predictions of the nrel phase vi rotor in the nasa ames 80ft x 120 ft wind tunnel. *Wind Energy*, 5(2-3):151–169, 2002.
- S.SCHRECK. The NREL Full-Scale Wind Tunnel Experiment Introduction To The Special Issue. *Wind Energy*, v. 5, p. 77–84, abr. 2002.

- TAYLOR, G. I. Statistical theory of turbulence. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 1935.
- VAZ, D. A. T. D. do rio et al. Optimum aerodynamic design for wind turbine blade with rankine vortex wake. *Renewable Energy*, 2013.
- VAZ, J. R. P.; MESQUITA, A. L. A.; PINHO, J. T. An extension of bem method applied to horizontal-axis wind turbine design. *Renewable Energy*, 2010.
- VERMEER, L. J.; SØRENSEN, J.; CRESPO, A. Wind turbine aerodynamics. *Progress in Aerospace Sciences*, 2003.
- WENZEL, G. M. Análise numérica da esteira de turbinas eólicas de eixo horizontal: estudo comparativo com modelos analíticos. *Universidade Federal do Rio Grande do Sul*, 2010.
- WERLE, M. J. A new analytical model for wind turbine wakes. *Report No. FD 200801, Flodesign. Inc.*, 2008.
- WILCOX, D. Reassessment of the scale-determining equation. *AIAA Journal*, Vol. 26, No. 11, 1988.
- WILCOX, D. C. Turbulence modeling for cfd. *DCW Industries, Inc.*
- WILSON, R. E.; LISSAMAN, P. B. S. Applied aerodynamics of wind power machines. *Oregon State University*, 1978.