

MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO  
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

ANÁLISE DO DESEMPENHO DE UMA TURBINA SAVONIUS HELICOIDAL  
COM TORÇÃO DE 180° EMPREGANDO SIMULAÇÃO NUMÉRICA

por

Cássia Pederiva de Oliveira

Dissertação para obtenção do Título de  
Mestre em Engenharia

Porto Alegre, junho de 2014.

ANÁLISE DO DESEMPENHO DE UMA TURBINA SAVONIUS HELICOIDAL  
COM TORÇÃO DE 180° EMPREGANDO SIMULAÇÃO NUMÉRICA

por

Cássia Pederiva de Oliveira  
Engenheira Mecânica

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, da Escola de Engenharia da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como parte dos requisitos necessários para obtenção do Título de

Mestre em Engenharia

Área de Concentração: Energia

Orientadora: Prof<sup>ª</sup>. Dr<sup>ª</sup>. Adriane Prisco Petry

Aprovada por:

Prof. Dr. Cláudio Rodrigues Olinto FURG

Prof. Dr. Francis Henrique Ramos França PROMEC/UFRGS

Prof. Dr. Paulo Smith Schneider PROMEC/UFRGS

Prof. Dr. Rogério Marczak  
Coordenador do PROMEC

Porto Alegre, junho de 2014.

*A mente que se abre a uma nova idéia jamais voltará ao seu tamanho original.*

*Albert Einstein*

## **AGRADECIMENTOS**

A todas as pessoas que contribuíram de alguma forma, me ajudando e/ou me incentivando, para a realização deste trabalho

Ao CNPq, pela concessão da bolsa de estudos.

Ao Centro de Supercomputação da Universidade Federal do Rio Grande do Sul.

A minha orientadora Adriane Prisco Petry por toda ajuda, compreensão, incentivo e dedicação na orientação deste trabalho.

Aos amigos, professores e funcionários do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal do Rio Grande do Sul.

À minha família, meus pais Maristela e Jonei, e meu irmão Ricardo, que sempre me incentivaram e por todo apoio e compreensão.

Ao meu namorado, Rafael, pelo apoio e carinho.

## RESUMO

Este trabalho apresenta a simulação numérica do escoamento turbulento em torno de uma turbina eólica de eixo vertical de pequeno porte, Savonius tipo helicoidal com torção de  $180^\circ$  nas pás. Com o intuito de avaliar a metodologia computacional empregada os resultados numéricos obtidos são comparados com os resultados experimental e numérico contidos no estado da arte. Também, compara-se o coeficiente de torque da turbina Savonius helicoidal com a turbina Savonius convencional. As simulações numéricas são baseadas no Método de Volumes Finitos, e para tal emprega-se o programa Fluent /Ansys versão 13.0 que resolve as equações da continuidade e as equações de *Navier-Stokes* com médias de Reynolds, juntamente com o modelo de turbulência  $k - \omega SST$ . As simulações são desenvolvidas empregando diferentes malhas computacionais em estudos transientes, tridimensionais, com a turbina estacionária. A avaliação da qualidade da malha é realizada através do método de Índice de Convergência de Malha (GCI) o qual analisa o quão longe os resultados estão da solução assintótica para a malha utilizada. Após a análise da qualidade de malha, realizam-se simulações com a turbina em rotação as quais fazem uso da malha contendo uma região móvel possibilitando a imposição de uma velocidade angular ao rotor. O coeficiente de torque é obtido nas simulações e a partir dele calcula-se o coeficiente de potência. Além da análise do desempenho do rotor realiza-se uma análise qualitativa das características do escoamento sobre a turbina. A turbina Savonius helicoidal apresenta um valor de coeficiente de potência de 0,175 para a razão de velocidade de ponta de 0,58 considerando correção do efeito de bloqueio. Os resultados obtidos apresentam boa concordância com os resultados publicados por outros autores.

Palavras-chave: Rotor Savonius do tipo Helicoidal, Simulações Numéricas, Avaliação do Escoamento sobre o Rotor, Desempenho Aerodinâmico, Dinâmica dos fluidos computacional.

## ABSTRACT

This dissertation presents the numerical simulation of the turbulent flow around of a small sized vertical axis wind turbine, consisting in a helical Savonius type with a  $180^\circ$  degree of blade twist. In order to evaluate the used methodology the obtained results are compared with the state of the art numerical and experimental data. It will be also presented the comparison between the torque coefficient of the conventional Savonius turbine and the helical Savonius turbine. The numerical simulations are based on the Finite Volume Method (FVM), using the commercial code Fluent/ANSYS version 13.0, which solves the continuity and Navier-Stokes through the Reynolds time-averaged methodology, including the  $k - \omega SST$  turbulence model. The simulations are developed using different computational meshes for transient and three-dimensional studies with the stationary turbine. The evaluating the quality of the mesh is performed by of Grid Convergence Index (GCI) method which analyzes how far the results are the asymptotic solution to the mesh used. After the evaluation of the mesh quality, it was simulated a case considering the rotor motion using the moving mesh configuration, allowing the imposition of an angular velocity to the turbine. In the post-processing stage, it is possible to obtain the torque coefficient on the rotor shaft, allowing the calculation of the power coefficient for the turbine. In addition to the performance analysis, it is also made a qualitative analysis of the flow characteristics over the turbine rotor and in both cases presenting a good correspondence with the results in the literature. The helical Savonius turbine presents a value of power coefficient of 0.175 to a tip speed ratio of 0.58 whereas blocking effect correction.

Keywords: Helical Savonius Rotor, Numerical Simulations, Flow Evaluation over the rotor, Aerodynamic Performance, Computational Fluid Dynamics

## ÍNDICE

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO .....</b>	<b>1</b>
1.1	Motivação .....	1
1.2	Justificativa .....	3
1.3	Objetivos .....	3
1.4	Organização do Trabalho .....	4
<b>2</b>	<b>A TURBINA SAVONIUS .....</b>	<b>5</b>
2.1	Operação do Rotor Savonius .....	5
2.2	Parâmetros que Interferem no Desempenho de Turbina do Tipo Savonius .....	6
2.3	Visão Geral de Estudos Realizados sobre os Rotores Savonius .....	13
2.4	Estudos Experimentais de Turbinas Savonius Helicoidal .....	16
2.5	Estudos e Aplicações de CFD nas Turbinas Savonius Helicoidal .....	17
<b>3</b>	<b>MODELAGEM MATEMÁTICA E COMPUTACIONAL .....</b>	<b>20</b>
3.1	Método de Volumes Finitos .....	20
3.2	Modelagem Matemática .....	21
3.2.1	Modelo k- $\omega$ SST .....	22
3.2.2	Tratamento de Parede e Modelagem de Comprimento da Turbulência .....	24
3.2.3	Torque e Coeficientes Aerodinâmicos .....	26
3.3	Modelagem Computacional .....	27
3.3.1	Geometria .....	27
3.3.2	Domínio Computacional e Discretização Espacial .....	28
3.3.3	Método GCI .....	34
3.3.4	Discretização Temporal e Critério de Parada .....	36
3.3.5	Correção do Efeito de Bloqueio .....	41
<b>4</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÃO .....</b>	<b>45</b>
4.1	Qualidade da Malha .....	45
4.2	Simulações com o Rotor Parado .....	46
4.3	Simulações com o Rotor em Rotação .....	58
4.3.1	Velocidade Média no Tempo e Perfis de Velocidade .....	58
4.3.2	Planos: Velocidade, Energia Cinética Turbulenta e Vorticidade .....	64
4.3.3	Isosuperfícies de Vorticidade .....	87
4.3.4	Coeficiente de Potência e Coeficiente de Torque .....	91
4.3.5	Correção do Efeito de Bloqueio .....	95
4.3.6	Comparações Finais .....	97
<b>5</b>	<b>CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS .....</b>	<b>100</b>
5.1	Conclusões .....	100
5.2	Trabalhos Futuros .....	101
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....</b>	<b>103</b>

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Representação esquemática da turbina Savonius convencional [adaptado de Akwa, 2010].	1
Figura 2.1 – Rotor Savonius convencional na posição angular de $60^\circ$ (a) representação das forças no rotor, (b) campo de pressão [adaptado de Akwa, 2010]	5
Figura 2.2 – Placa de extremidade [adaptado de Akwa, 2010]	7
Figura 2.3 – Razão de aspecto [adaptado de Akwa, 2010]	8
Figura 2.4 – (a) afastamento das pás, (b) sobreposição das pás [adaptado de Akwa, 2010]	9
Figura 2.5 – (a) número de estágios e (b) número de pás [adaptado de Akwa, 2010; Vance, 1973]	10
Figura 2.6 – (a) formato do perfil das pás, (b) perfil das pás, (c) Savonius tipo Helicoidal, (d) Savonius tipo Torção e (e) Savonius tipo "Bach" [adaptado de Akwa, 2010; Vance, 1973, Kamoji <i>et al.</i> , 2009b]	11
Figura 2.7 – (a) influência do eixo, (b) válvula [adaptado de Akwa, 2010]	12
Figura 2.8 – Soma do ciclo de torque para um rotor de dois estágios para $V_o = 7m/s$ e $\lambda = 1$ [adaptado de Akwa, 2012b]	15
Figura 2.9 – Comparação das curvas de torque com um rotor de único e duplo estágio $V_o = 7m/s$ e $\lambda = 1$ [adaptado de Akwa, 2010]	16
Figura 2.10 – Comparação das curvas de torque para $V_o = 12m/s$ e $\omega_o = 120 rpm$ e [adaptado de Kang <i>et al.</i> , 2013]	17
Figura 2.11 – Curvas de potência pela razão de velocidade de ponta do rotor para avaliar o efeito da razão de aspecto [adaptado de Zhao <i>et al.</i> , 2009]	19
Figura 3.1 – (a) vista isométrica; (b) vista frontal; e (c) plano na seção xz.	28
Figura 3.2 – Domínio computacional e condições de contorno – Vista superior	30
Figura 3.3 – Domínio computacional e condições de contorno – Vista frontal	30
Figura 3.4 – Malha computacional em três dimensões no domínio.	31
Figura 3.5 – Detalhe da malha próxima à parede.	32
Figura 3.6 – Detalhe da malha próxima ao rotor, na altura central da turbina.	32
Figura 3.7 – (a) malha não estruturada na região da interface – vista superior; e (b) detalhe das camadas prismáticas ao redor da superfície do rotor.	33



Figura 3.8 – (a) malha na região da interface- vista frontal; e (b) detalhe das camadas prismáticas ao redor da superfície do rotor. ....	33
Figura 3.9 – (a) malha na região da interface- vista lateral; e (b) detalhe das camadas prismáticas ao redor da superfície do rotor. ....	34
Figura 3.10 – (a) deslocamento angular de 2,5° e (b) deslocamento angular de 5°.....	38
Figura 3.11 – Coeficiente de torque dinâmico pelo tempo para o passo angular de 2,5° e 5°..	38
Figura 3.12 – Aplicação da razão de bloqueio ( $S/C$ ) para obtenção termo “ $m$ ” para o rotor Savonius [adaptado de Alexander, 1978, apud Ross e Altman, 2011 p.527].....	42
Figura 4.1 – Distância adimensional da parede ( $y +$ ): (a) pá 1 e (b) pá 2 .....	47
Figura 4.2 – (a) Ilustração de como são obtidos os campos de pressão, $y = 60$ mm; (b) perfil das pás na base do rotor posição 90° em relação ao escoamento; e (c) perfil das pás na metade da altura do rotor posição 0° em relação ao escoamento incidente. ....	47
Figura 4.3 – Campos de pressão estática manométrica incidente no rotor parado.....	50
Figura 4.4 – Coeficientes de pressão sobre as pás.....	52
Figura 4.5 – Representação dos pontos de coleta da velocidade a um (1), cinco (5) e dez (10) diâmetros a jusante do rotor.....	52
Figura 4.6 – Velocidades médias de Reynolds a 1D a jusante da turbina. ....	54
Figura 4.7 – Velocidades médias de Reynolds a 5D a jusante da turbina. ....	56
Figura 4.8 – Velocidades médias de Reynolds a 10D a jusante da turbina. ....	57
Figura 4.9 – Velocidade média temporal para 1D, 5D e 10D a jusante da turbina. ....	58
Figura 4.10 – Velocidades médias de Reynolds a 1D a jusante da turbina com rotor em rotação para $\lambda=0,35$ . ....	60
Figura 4.11 – Velocidades médias de Reynolds a 5D a jusante da turbina com rotor em rotação para $\lambda=0,35$ . ....	61
Figura 4.12 – Velocidades médias de Reynolds a 10D a jusante da turbina com rotor em rotação para $\lambda=0,35$ . ....	63
Figura 4.13 – Velocidade média temporal para 1D, 5D e 10D a jusante da turbina com o rotor em rotação para $\lambda=0,35$ . ....	64
Figura 4.14 – Planos e coordenada global adotada no problema .....	65
Figura 4.15 – Campos de velocidade no plano xy a jusante do rotor para $\lambda=0,35$ .....	66
Figura 4.16 – Campos de velocidade no plano xy a jusante do rotor para $\lambda=0,60$ .....	68
Figura 4.17 – Campos de velocidade no plano xy a jusante do rotor para $\lambda=0,80$ .....	70

Figura 4.18 – Campos de velocidade no plano yz para $\lambda=0,80$ .....	71
Figura 4.19 – Campos de velocidade no plano xz para $\lambda=0,80$ .....	73
Figura 4.20 – Campos de energia cinética turbulenta instantâneos no plano xy atrás do rotor para $\lambda=0,35$ .....	75
Figura 4.21 – Campos de energia cinética turbulenta instantâneos no plano xy atrás do rotor para $\lambda=0,60$ .....	76
Figura 4.22 – Campos de energia cinética turbulenta instantâneos no plano xy atrás do rotor para $\lambda=0,80$ .....	77
Figura 4.23 – Campos de energia cinética turbulenta instantâneos no plano yz para $\lambda=0,80$ ..	79
Figura 4.24 – Campos de energia cinética turbulenta instantâneos no plano xz para $\lambda=0,80$ ..	80
Figura 4.25 – Campos vorticidade turbulenta instantâneos no plano xy para $\lambda=0,35$ .....	82
Figura 4.26 – Campos vorticidade turbulenta instantâneos no plano xy para $\lambda=0,60$ .....	83
Figura 4.27 – Campos vorticidade turbulenta instantâneos no plano xy para $\lambda=0,80$ .....	84
Figura 4.28 – Campos de vorticidade instantânea em y a uma frequência de $-100\text{ s}^{-1}$ a $100\text{ s}^{-1}$ ; no plano xz, $y=0,15\text{m}$ : (a) $\lambda=0,35$ ; (b) $\lambda=0,60$ e (c) $\lambda=0,80$ . .....	85
Figura 4.29 – Campo de vorticidade instantânea em x a uma frequência de $-100\text{ s}^{-1}$ a $100\text{ s}^{-1}$ ; no plano xz, $x=0\text{ m}$ : (a) $\lambda=0,35$ ; (b) $\lambda=0,60$ e (c) $\lambda=0,80$ . .....	86
Figura 4.30 – Isosuperfícies de vorticidade na componente x: (a) $\lambda=0,25$ ; (b) $\lambda=0,35$ ; (c) $\lambda=0,60$ e $\lambda=0,80$ .....	87
Figura 4.31 – Isosuperfícies de vorticidade na componente y: (a) $\lambda=0,25$ ; (b) $\lambda=0,35$ ; (c) $\lambda=0,60$ e $\lambda=0,80$ .....	88
Figura 4.32 – Isosuperfícies de vorticidade na componente y: (a) $\lambda=0,25$ ; (b) $\lambda=0,35$ ; (c) $\lambda=0,60$ e $\lambda=0,80$ .....	89
Figura 4.33 – Isosuperfícies de vorticidade na componente y: (a) $\lambda=0,25$ ; (b) $\lambda=0,35$ ; (c) $\lambda=0,60$ e $\lambda=0,80$ .....	89
Figura 4.34 – Isosuperfícies de vorticidade na componente z: (a) $\lambda=0,25$ ; (b) $\lambda=0,35$ ; (c) $\lambda=0,60$ e $\lambda=0,80$ .....	90
Figura 4.35 – Isosuperfícies de vorticidade na componente z: (a) $\lambda=0,25$ ; (b) $\lambda=0,35$ ; (c) $\lambda=0,60$ e $\lambda=0,80$ .....	91
Figura 4.36 – Comparação da variação do coeficiente de torque pela razão de velocidade de ponta do rotor ( $\lambda$ ): (a) Savonius helicoidal - simuladas neste trabalho e (b) Savonius convencional - testes experimentais de Kamoji <i>et al.</i> , 2008a.....	92

Figura 4.37 – Comparação da variação do coeficiente de potência pela razão de velocidade de ponta do rotor ( $\lambda$ ): (a) Savonius helicoidal - simuladas neste trabalho e (b) Savonius convencional - testes experimentais de Kamoji <i>et al.</i> , 2008a.....	93
Figura 4.38 – Comparação da variação do coeficiente de torque dinâmico pela posição angular ( $\theta$ ) para várias $\lambda$ : (a) Savonius helicoidal - simuladas neste trabalho para $Re = 69.496$ e (b) Savonius convencional - simulados por Akwa, 2010. ....	94
Figura 4.39 – Coeficiente de potência pela posição angular ( $\theta$ ) simuladas neste trabalho para número de Reynolds de 69.496 e $\lambda = 0,25; 0,30; 0,35; 0,60; 0,80$ e 1,0.....	95
Figura 4.40 – Correção do efeito de bloqueio .....	96
Figura 4.41 – Comparação do rotor Savonius helicoidal com torção das pás de $180^\circ$ com rotores Savonius convencionais de Akwa <i>et al.</i> , 2012a e de Hayashi <i>et al.</i> , 2005.....	98
Figura 4.42 – Comparação do rotor Savonius helicoidal com torção nas pás de $180^\circ$ .....	99

## LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 –Refinamento de Malha.....	31
Tabela 3.2 –Avaliação do passo tempo ( $\Delta t$ ) em relação ao passo angular ( $\Delta\theta$ ).....	39
Tabela 3.3 –Tempo computacional despendidos em cada simulação .....	40
Tabela 3.4 – Características das simulações com o rotor em rotação .....	41
Tabela 4.1 – Coeficiente de torque estático.....	45
Tabela 4.2 – Aplicação do Método GCI.....	46
Tabela 4.3 – Médias do módulo do vetor velocidade no plano xy.....	97

## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

CESUP	Centro Nacional de Supercomputação
CFD	Dinâmica dos Fluidos Computacional
CNPq	Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico
DNS	Simulação Numérica Direta
FURG	Universidade Federal do Rio Grande
GCI	Índice de Convergência de Malha ( <i>Grid Convergence Index</i> )
LES	Simulações de Grandes Escalas
PROMEC	Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica
RANS	<i>Reynolds-averaged Navier Stokes Equations</i>
SIMPLE	<i>Semi Implicit Linked Equations</i>
SST	<i>Shear-Stress Transport</i>
TEEV	Turbina Eólica de Eixo Vertical
UFRGS	Universidade Federal do Rio Grande do Sul
0,25D	Afastamento de Um Quarto Diâmetros do Rotor
0,5D	Afastamento de Um Meio Diâmetros do Rotor
12D	Afastamento de Doze Diâmetros do Rotor
15D	Afastamento de Quinze Diâmetros do Rotor
18D	Afastamento de Dezoito Diâmetros do Rotor
1D	Afastamento de Um Diâmetros do Rotor
20D	Afastamento de Vinte Diâmetros do Rotor
3D	Afastamento de Três Diâmetros do Rotor
6D	Afastamento de Seis Diâmetros do Rotor
9D	Afastamento de Nove Diâmetros do Rotor

## LISTA DE SIMBOLOS

$a$	Afastamento entre pás, m
$A_{pá}$	Área de projeção da pá, m <sup>2</sup>
$A_r$	Área projetada do rotor, m <sup>2</sup>
$C$	Área da seção transversal do túnel de vento, m <sup>2</sup>
$C_A$	Coefficiente de arrasto
$C_P$	Coefficiente de potência
$C_{P_C}$	Coefficiente de potência corrigido
$C_S$	Coefficiente de sustentação
$C_T$	Coefficiente de torque
$C_{T_c}$	Coefficiente de torque corrigido
$CD_{k\omega}$	Constante do modelo $k-\omega$ SST
$d_{pá}$	Diâmetro da pá ou corda da pá, m
$D_o$	Diâmetro da placa de extremidade, m
$D_r$	Diâmetro do rotor, m
$F_1$	Função de mistura do modelo $k-\omega$ SST
$F_2$	Função de mistura do modelo $k-\omega$ SST
$F_s$	Fator de segurança
$F_{f,pressao}$	Força de pressão na face de um volume finito, N
$F_{f,viscosas}$	Força viscosa na face de um volume finito, N
$f_{exato,ij}$	Estimativa da solução exata entre duas malhas
$f_i$	Solução numérica da malha mais refinada
$f_j$	Solução numérica da malha menos refinada
$f_1, f_2, f_3$	Soluções numéricas do coeficiente de torque estático para as malhas 1, 2 e 3, respectivamente
$GCI_{ij}$	Índice de convergência de malha entre duas malhas
$GCI_{12}$	Índice de convergência entre as malhas M1 e M2
$GCI_{23}$	Índice de convergência entre as malhas M2 e M3

$l$	Comprimento de escala, m
$L$	Diâmetro hidráulico, m
$k$	Energia cinética turbulenta, $m^2/s^2$
$m$	Termo de correção do efeito de bloqueio
$N_i$	Número total de volumes da malha mais refinada
$N_j$	Número total de volumes da malha menos refinada
$p$	Ordem de convergência
$\bar{p}$	Média temporal da pressão, Pa
$P_k$	Produção de $k$ , $m^2/s^3$
$RA$	Razão de aspecto
$Re$	Número de Reynolds
$R_S$	Razão de sobreposição da pá
$r_{ij}$	Razão de refinamento de malha
$r_{of}$	Vetor do torque a partir do centro do torque a força especificada, m
$R_r$	Raio do rotor, m
$s$	Sobreposição entre as pás, m
$S$	Máxima frontal do rotor, $m^2$
$S_{in}$	Medida invariante do tensor de deformações
$\bar{u}_i$	Média temporal da velocidade ( $i = 1, 2, 3$ ), m/s
$u'$	Componente da flutuação da velocidade, m/s
$\bar{u}$	Componente da velocidade na direção x, m/s
$u_\tau$	Velocidade de atrito, m/s
$u^+$	Lei da parede
$u_{lam}^+$	Lei da parede laminar
$u_{turb}^+$	Lei da parede turbulenta
$\overline{u'_j u'_i}$	Média do produto das flutuações, $m^2/s^2$
$t$	Tempo, s
$T$	Torque, N.m
$\bar{v}$	Componente da velocidade na direção y, m/s

$V$	Velocidade do fluido, m/s
$V_C$	Velocidade corrigida, m/s
$V_{c_{siml}}$	Velocidade corrigida através da média do plano transversal ao rotor simuladas, m/s
$V_i$	Velocidade não perturbada do vento prescrita na entrada do domínio, m/s
$V_o$	Velocidade não perturbada do vento, m/s
$x$	Direção, m
$y$	Distância da parede, m
$y^+$	Distância adimensional da parede
$\bar{w}$	Componente da velocidade na direção z, m/s
$\Delta\theta$	Passo angular ou deslocamento angular
$\Delta t$	Passo de tempo, s

## SÍMBOLOS GREGOS

$\alpha$	Constante do modelo $k-\omega$ SST
$\beta$	Constante do modelo $k-\omega$ SST
$\beta^*$	Constante do modelo $k-\omega$ SST
$\Gamma$	Função de mistura da lei da parede
$\delta_{ij}$	Delta de Kronecker
$\varepsilon$	Dissipação da energia cinética turbulenta, $m^2/s^3$
$\varepsilon_E$	Bloqueio da esteira
$\varepsilon_S$	Bloqueio do sólido
$\varepsilon_T$	Bloqueio total
$\epsilon_{ij}$	Erro relativo entre duas malhas
$\theta$	Posição angular da pá, graus
$\theta_y$	Ângulo referente a torção da pá da base ao topo, graus
$\lambda$	Razão de velocidade de ponta do rotor
$\lambda_C$	Razão de velocidade de ponta do rotor corrigida
$\mu$	Viscosidade dinâmica, kg/m.s



$\mu_t$	Viscosidade turbulenta, kg/m.s
$\nu$	Viscosidade cinemática, m/s <sup>2</sup>
$\rho$	Massa específica, kg/m <sup>3</sup>
$\sigma_k$	Constante do modelo <i>k-<math>\omega</math> SST</i>
$\sigma_\omega$	Constante do modelo <i>k-<math>\omega</math> SST</i>
$\tau_{ij}$	Tensor de Reynolds
$\emptyset$	Função linear do modelo <i>k-<math>\omega</math> SST</i>
$\emptyset_1$	Função linear do modelo <i>k-<math>\omega</math> SST</i>
$\emptyset_2$	Função linear do modelo <i>k-<math>\omega</math> SST</i>
$\Psi$	Ângulo do arco do rotor Savonius tipo "Bach", graus
$\Omega$	Taxa de dissipação específica, s <sup>-1</sup>
$\underline{\Omega}$	Vorticidade, s <sup>-1</sup>
$\omega_0$	Velocidade angular do rotor, rad/s

## 1 INTRODUÇÃO

As turbinas Savonius são utilizadas para micro geração de energia elétrica. Como exemplo de utilização de turbinas de pequeno porte citam-se alguns lugares como residências, fazendas e edifícios comerciais as quais podem suprir parte ou toda a energia necessária. O funcionamento se dá, principalmente, pela força de arrasto sendo adequada a operar em centros urbanos devido a habilidade de aproveitar os ventos com grandes e rápidas variações de direção.

Outras características, que são relevantes em turbinas do tipo Savonius, consistem no baixo custo e na facilidade em sua construção.

Neste trabalho apresenta-se um estudo numérico de um escoamento ao redor de turbina Savonius do tipo helicoidal, considerando a turbina parada e a turbina em rotação, através do software comercial Ansys/Fluent versão 13.0 baseado no Método de Volumes Finitos.

### 1.1 Motivação

As turbinas de eixo vertical Savonius do tipo convencional, são turbinas compostas por duas ou três pás sem torção, isto é, ao longo da altura da pá o perfil é constante, ou seja, o ângulo de cada elemento do perfil da pá em relação ao vento incidente é invariável em cada posição ao longo da altura.

No trabalho de Akwa, 2010, mostra-se um esquema de uma turbina do tipo Savonius neste tipo de aplicação.

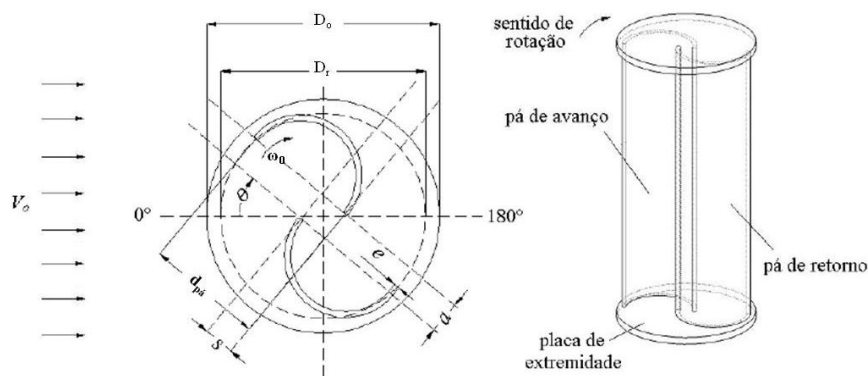


Figura 1.1 – Representação esquemática da turbina Savonius convencional [adaptado de Akwa, 2010].

O princípio de funcionamento da Savonius original é baseado na diferença da força de arrasto entre as pás côncava (avanço) e convexa (retorno) [Saha *et al.*, 2008]. A vantagem deste tipo de rotor é que a partida é relativamente independente da direção do vento. No entanto, o rotor tem uma baixa eficiência [Hayashi *et al.*, 2005].

Tendo em vista que as turbinas do tipo Savonius são alternativas para geração de energia elétrica em centros urbanos e micro geração, este trabalho visa a obter características aerodinâmicas como coeficiente de torque e coeficiente de potência da turbina Savonius helicoidal. Além de estabelecer uma análise comparativa entre a turbina Savonius helicoidal e a turbina Savonius convencional.

As turbinas Savonius helicoidais são turbinas de pequeno porte com pás torcidas, ou seja, a torção das pás é o que difere das turbinas Savonius convencionais. Entende-se por torção neste trabalho a variação da posição angular do perfil da pá ao longo de toda a altura da mesma, mantendo sua seção semicircular a partir da parte inferior a superior, a qual se aborda ao longo desta dissertação.

A fim de melhorar o desempenho das turbinas do tipo Savonius, ou seja, com o objetivo de obter um coeficiente de torque estático mais uniforme e não negativo e aumentar a eficiência do rotor, Damak *et al.*, 2013, e Kamoji *et al.*, 2009a, propõem um estudo experimental de turbina do tipo Savonius helicoidal.

Segundo Kamoji *et al.*, 2009a, os resultados para o rotor helicoidal com torção de 90° das pás indicam que todos os rotores do tipo Savonius helicoidais têm coeficiente de torque estático positivo para todos os ângulos do rotor.

De acordo com Damak *et al.*, 2013, rotor do tipo Savonius helicoidal com torção de 180° pode fornecer coeficiente de torque estático positivo.

Conforme Gupta *et al.*, 2012, rotor Savonius helicoidal é considerado superior ao rotor Savonius convencional em relação a altos coeficientes potência e melhores características de partida da mesma. Contudo são poucos os estudos relatados sobre Savonius helicoidal.

Ainda de acordo com Gupta *et al.*, 2012 em seu estudo numérico todas as posições angulares o coeficiente de potência é positivo para a Savonius helicoidal com torção de 45°.

Segundo Zhao *et al.*, 2009, que realiza um estudo numérico de torção de pás da Savonius helicoidal, a turbina Savonius helicoidal tem melhor desempenho do que Savonius convencional.

Considerando o que foi exposto acima este trabalho tem como motivação um estudo numérico das características aerodinâmicas de uma turbina eólica de eixo vertical (TEEV) de

pequeno porte, com pás torcidas, torção de  $180^\circ$ , denominada de Savonius helicoidal, em virtude que experimentos comprovam que o desempenho da turbina Savonius helicoidal é melhor do que a turbina eólica Savonius convencional devido à torção das pás [Damak *et al.*, 2013].

## 1.2 Justificativa

O uso de Savonius helicoidal é uma diferenciação da Savonius convencional, encontra-se a motivação deste estudo no fornecimento de maior potencial eólico da Savonius helicoidal em relação à Savonius convencional, segundo bibliografias. Além de turbinas deste tipo serem de fácil construção e baixo custo devido a sua configuração. Realiza-se a pesquisa inspirada em um estudo experimental para comparar a simulação numérica com pesquisas realizadas tanto experimentais quanto numérico devido aos poucos estudos nesta área.

Neste caso, opta-se por um estudo numérico inspirado na geometria e domínio de um estudo experimental realizado por Damak *et al.*, 2012.

## 1.3 Objetivos

O objetivo principal do trabalho é avaliar o desempenho aerodinâmico do rotor de uma turbina Savonius Helicoidal com torção de  $180^\circ$ , através da simulação numérica do escoamento turbulento no entorno do rotor.

Este trabalho tem como objetivos específicos:

- Avaliar a metodologia empregada nas simulações numéricas quanto à malha, ao domínio computacional, às condições de contorno e ao modelo de turbulência utilizado;
- Avaliar as malhas computacionais através do método GCI;
- Comparar os resultados numéricos com os resultados experimentais e numéricos do rotor Savonius helicoidal publicados no estado da arte;
- Realizar um comparativo do rotor Savonius helicoidal com o rotor Savonius convencional;
- Analisar as características aerodinâmicas da turbina Savonius helicoidal.

## 1.4 Organização do Trabalho

Este trabalho está dividido em cinco capítulos:

No capítulo 2 apresenta-se a fundamentação teórica e a revisão bibliográfica usada para o embasamento teórico do trabalho, abordando os seguintes assuntos: operação do rotor Savonius, características do rotor Savonius, baseadas em construção e design que influenciam o potencial de energia da turbina, aplicações e técnicas de CFD voltado para turbinas Savonius helicoidal e estudos experimentais da turbina Savonius helicoidal.

No capítulo 3 é discutida a metodologia implementada para a simulação numérica da turbina Savonius helicoidal como: modelagem matemática, modelagem numérica através do método dos volumes finitos, modelo computacional utilizado, geometria, tamanho e tipos de domínio, discretização temporal, método GCI (Índice de Convergência de Malha) usado para avaliação da discretização espacial e resposta obtida através da malha utilizada e métodos de correção de efeito de bloqueio.

No capítulo 4 realiza-se uma análise dos resultados obtidos através das simulações numéricas no programa ANSYS/Fluent versão 13.0. São avaliadas três malhas com diferentes números de volumes através do método GCI. A partir da avaliação da malha são obtidos resultados para o caso em que o rotor permanece parado como campo de pressão, coeficiente de pressão e perfil de velocidade temporal. Também, são apresentados resultados com a turbina em movimento, ou seja, velocidade angular diferente de zero, como campos de vorticidade e energia cinética turbulenta. E por fim, analisam-se os valores dos coeficientes de torque e potência obtidos através das simulações numéricas do rotor Savonius helicoidal com os valores dos coeficientes de torque e de potência do rotor Savonius convencional a partir das bibliografias propostas, a partir da correção do efeito de bloqueio.

No capítulo 5 apresentam-se as conclusões do trabalho, onde é analisada a metodologia aplicada tal como: modelo de turbulência, domínio computacional e malha utilizadas, as características da turbina Savonius helicoidal; a comparação do método numérico com os métodos experimental e numérico através das bibliografias referenciadas e a comparação dos coeficientes da turbina Savonius helicoidal e da turbina Savonius convencional. Por fim, são apresentadas algumas sugestões para trabalhos futuros.

## 2 A TURBINA SAVONIUS

A fundamentação teórica e revisão bibliográfica para o embasamento e desenvolvimento deste trabalho é apresentada neste capítulo.

### 2.1 Operação do Rotor Savonius

O rotor Savonius foi desenvolvido e patenteado em 1929 por Sigurd J. Savonius. Em um corte transversal tem o formato “S” quando constituído por duas pás semicirculares. Por sua configuração, o rotor Savonius trabalha, principalmente, devido à força de arrasto. Contudo, em baixos ângulos de ataques da pá, a força de sustentação também contribui para a produção de torque e, conseqüentemente, por parte da potência fornecida pelo dispositivo [Fernando e Modi, 1989; Kamoji *et al.*, 2009a; Akwa *et al.*, 2012a].

Características que são relevantes em turbinas do tipo Savonius consistem no baixo ruído, na baixa velocidade angular em operação, em altos torques estáticos e dinâmicos, na sua fácil construção, no seu baixo custo e na sua aceitação do vento em qualquer direção para a operação [Menet, 2004; Akwa *et al.*, 2012b].

A Figura 2.1 apresenta as forças atuantes sobre o rotor estático a força de arrasto, no sentido do escoamento, e a força de sustentação em função da posição angular da pá de avanço de  $60^\circ$  em relação ao escoamento e seu campo de pressão ao lado. O campo de pressão mostra a diferença de pressão sobre o rotor para um rotor Savonius do tipo convencional estático. Nota-se, também, um aumento de pressão no lado côncavo da pá de retorno possibilitado pelo espaçamento entre as pás.

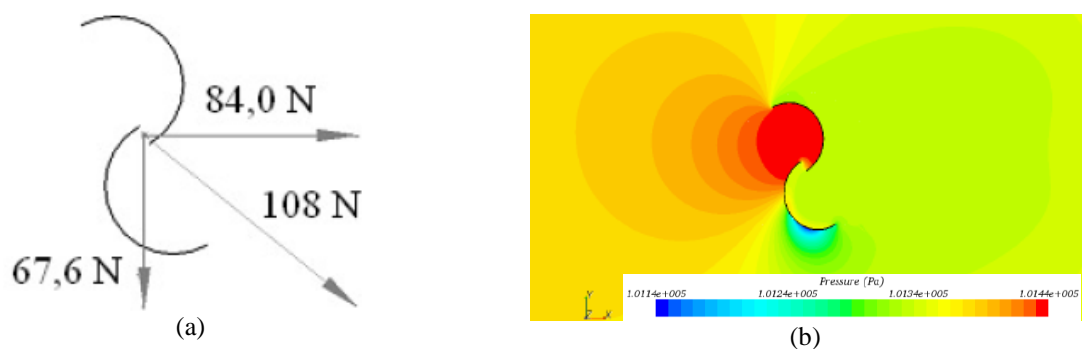


Figura 2.1 – Rotor Savonius convencional na posição angular de  $60^\circ$  (a) representação das forças no rotor, (b) campo de pressão [adaptado de Akwa, 2010]

Akwa, 2010, faz uma revisão detalhada do funcionamento do rotor Savonius e afirma que o funcionamento do rotor depende da posição angular da pá e da velocidade de rotação do rotor.

Segundo Akwa *et al.*, 2012a, o desempenho de um rotor Savonius é afetado por parâmetros do escoamento (número de Reynolds e turbulência) e da geometria do rotor (formato das pás, sobreposição das pás, número de pás entre outros parâmetros). Para uma dada configuração do escoamento, diferentes arranjos do rotor Savonius fornecem diferentes desempenhos durante a conversão de energia eólica em energia útil.

A turbina Savonius helicoidal é um tipo de turbina de eixo vertical de pequeno porte diferenciada em relação à turbina Savonius convencional pela torção das pás, é proposta para evitar o torque negativo e mantê-lo mais uniforme, e assim aumentar a eficiência da máquina. Dentre os parâmetros/características que afetam o desempenho do rotor do tipo Savonius são apresentados abaixo.

## 2.2 Parâmetros que Interferem no Desempenho de Turbina do Tipo Savonius

De acordo com Saha *et al.*, 2008, o desempenho do rotor Savonius depende de diferentes parâmetros como número de estágios, número de pás e da geometria das mesmas.

Outros parâmetros que interferem na performance da turbina eólica de eixo vertical Savonius são placas de extremidades, razão de aspecto ( $RA$ ), razão de sobreposição ( $R_s$ ) e válvula de retorno [Saha *et al.*, 2008; Menet, 2004; Fujisawa, 1992].

Existem vários parâmetros que influenciam um rotor do tipo Savonius, os quais são abordados abaixo neste trabalho por interferirem no desempenho da turbina eólica Savonius helicoidal estudada.

- Efeito das Placas de Extremidade

Sabe-se que a presença de placas de extremidade melhora o desempenho aerodinâmico do rotor, pois a presença das mesmas evita a fuga de ar da parte côncava das pás para o escoamento externo, mantendo o diferencial de pressão na parte côncava e convexa da pá. Estudos experimentais indicam que o valor ideal encontrado para o diâmetro da placa de extremidade ( $D_o$ ) é de 1,1 vezes o diâmetro do rotor ( $D_r$ ). A literatura afirma que diâmetros das placas de extremidades muito elevados provocam o aumento de inércia do rotor.

Recomenda-se, também, uma espessura desprezível em relação à altura do rotor [Saha *et al.*, 2008; Fujisawa, 1992; Akwa, 2010; Menet, 2004].

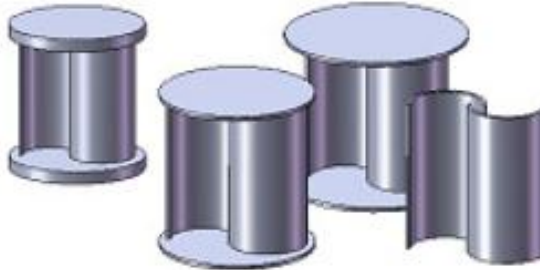


Figura 2.2 – Placa de extremidade [adaptado de Akwa, 2010]

- Efeito da Razão de Aspecto

A razão de aspecto ( $RA$ ) definida pela divisão entre a altura do rotor e o diâmetro do mesmo tem um papel importante no desempenho aerodinâmico de rotores Savonius, pois altas razões de aspecto apresentam menores perdas de eficiência segundo o efeito das pontas das pás, causando um efeito parecido a adição das placas de extremidades, conseqüentemente, melhorando o desempenho do rotor [Saha *et al.*, 2008; Menet, 2004; Akwa, 2010; Alexandre e Holownia, 1978].

Segundo Menet, 2004, afirma que altos valores de razão de aspecto ( $RA$ ) deve melhorar muito essa eficiência, ou seja, valores de razão de aspecto ( $RA$ ) em torno de 4,0 favorece a um melhor coeficiente de potência para um rotor Savonius convencional. No entanto, Akwa, 2010, coloca que valores com razões de aspecto cerca de 2,0 apresentam bons resultados no desempenho do rotor Savonius.

Conforme Alexandre e Holownia, 1978, para o valor de razão de aspecto do rotor próximo a 1,0 obtém-se baixo desempenho, em contrapartida, para o valor de razão de aspecto de aproximadamente 5,0 a performance do rotor é melhorada.

De acordo com Vance, 1973, quando se aumenta o valor da razão de aspecto, o torque e a inércia do rotor diminuem e aumenta a aceleração angular do rotor.



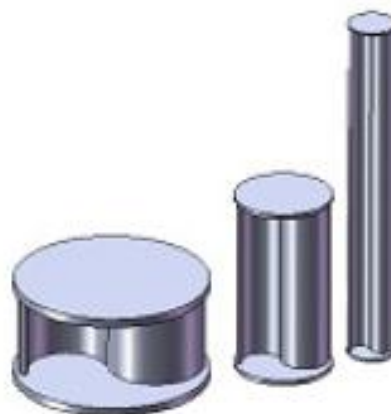


Figura 2.3 – Razão de aspecto [adaptado de Akwa, 2010]

- Influência do Afastamento e Sobreposição das pás

O desempenho de torque estático é melhorado através do aumento da razão de sobreposição especialmente sobre a pá de retorno, o que é devido ao efeito de recuperação de pressão pelo escoamento através da sobreposição das pás. Por outro lado, afastamentos das pás nulos proporcionam melhores desempenhos para rotores Savonius [Fujisawa, 1992; Akwa, 2010; Saha *et al.*, 2008].

Segundo Fujisawa, 1992, o desempenho do torque e da potência do rotor em rotação atinge um valor máximo para uma razão de sobreposição de 15%. Enquanto que altas razões de sobreposição das pás indicam um aumento de recirculação do escoamento na região central do rotor reduzindo a eficiência aerodinâmica do mesmo. Akwa, 2012a, e Nasef *et al.*, 2013, mostram que o desempenho máximo do rotor ocorre para uma sobreposição das pás de 15%. Blackwell *et al.*, 1977, afirmam que a performance do rotor é superior para valores de sobreposição entre 10% e 15%. Conforme Mojola, 1985, e Alexander e Holownia, 1978, os valores ótimos de razões de sobreposição são de 25% e 22%, respectivamente, estes valores fornecem o máximo coeficiente de potência para ambos os casos.

De acordo com Kumbernuss *et al.*, 2012, afirmam que a razão de sobreposição deve ser cuidadosamente determinada em turbinas eólicas Savonius, pois razões de sobreposição muito pequenas ou muito grandes pode diminuir seriamente o desempenho da turbina.



Figura 2.4 – (a) afastamento das pás, (b) sobreposição das pás [adaptado de Akwa, 2010]

- Efeito do Número de Pás e de Estágios

Estudos realizados por Vance, 1973, Blackwell *et al.*, 1977, e Saha *et al.*, 2008 mostram que o aumento do número de pás, de duas para três pás, diminui a oscilação do torque de partida (torque estático) e, também, suaviza o torque dinâmico ao longo das posições angulares devido à presença de ter uma pá sempre favorável ao vento (pá de avanço). No entanto, o rendimento do rotor é menor, ou seja, reduz os coeficientes de torque e de potência médios ao longo das posições angulares [Akwa, 2010].

O que acontece com um rotor de três pás é que o ar que atinge uma pá é refletido, de modo que o escoamento que iria atingir a pá seguinte não incide mais sobre ela, da mesma forma que esta também desvia o ar que incidiria na pá posterior, diminuindo a disponibilidade de vento que chega ao rotor. Por esta razão, afirma-se que o rotor Savonius convencional de duas pás tem maior eficiência comparado com um de três pás [Saha *et al.*, 2008; Mahmoud *et al.*, 2012; Vance, 1973; Blackwell *et al.*, 1977].

Com o objetivo de diminuir a oscilação do torque e evitar que o torque em alguns ângulos seja muito pequeno ou negativo Hayashi *et al.*, 2005, Kamoji *et al.*, 2008a, e Saha *et al.*, 2008, propõem estudos de rotores Savonius com mais de um estágio.

De acordo com Saha *et al.*, 2008, quando o número de estágios aumenta de um para dois, o rotor apresenta melhor eficiência, no entanto, o desempenho se degrada quando o número de estágios passa de dois para três devido ao aumento de inércia em rotores de três ou mais estágios. Isto é, um rotor Savonius de dois estágios apresenta melhor coeficiente de potência em comparação com os rotores de um ou três estágios.

Segundo Kamoji *et al.*, 2008a, o coeficiente de torque estático tem uma variação menor a partir do aumento do número de estágio. No entanto, o desempenho do rotor diminui em relação aos coeficientes de potência e coeficientes de torque, aumentando o número de estágios, enquanto se mantém a relação de aspecto do rotor igual 1,0, ou seja, diminuindo a relação de aspecto para cada estágio.

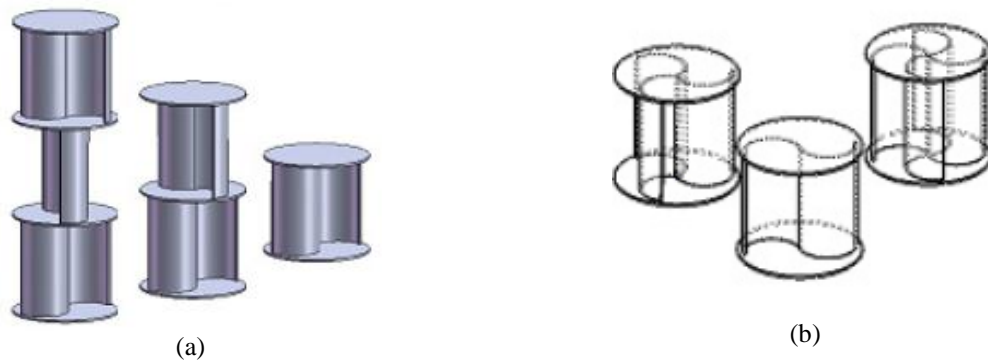


Figura 2.5 – (a) número de estágios e (b) número de pás [adaptado de Akwa, 2010; Vance, 1973]

- Influência do Formato das Pás

Algumas variações no formato da pá e no perfil do rotor Savonius convencional vem sendo estudada para melhorar sua performance. Citam-se como variações pás do tipo "anzol" ou "gancho" denominada rotor do tipo "Bach" que consiste em arcos circulares ligadas por uma linha reta composto por duas pás, turbina Savonius do tipo helicoidal com uma variação angular ao longo da altura da mesma, porém mantém o perfil semicircular da pá e rotor Savonius com torção na pá em duas direções.

Saha *et al.*, 2008, testa um rotor Savonius com pás torcidas, torção da pá de  $12,5^\circ$ , de um estágio e de duas pás o qual obtém um coeficiente de potência de 0,19, em contrapartida, para o rotor Savonius tipo convencional, nas mesmas configurações testadas anteriormente, o coeficiente de potência obtido é de 0,18. O rotor Savonius com pás torcidas de duas pás e alterando a configuração para dois estágios atinge o valor de coeficiente de potência de 0,31, enquanto que o rotor Savonius do tipo convencional atinge o valor de 0,29.

De acordo com Saha e Rajkumar, 2006, para uma pá com torção de  $15^\circ$  o valor máximo de coeficiente de potência é de 0,139, enquanto que para uma pá semicircular (rotor Savonius convencional) o coeficiente de potência máximo é de 0,11. Esse maior desempenho é devido à força máxima que se move no sentido da ponta da pá pela a torção empregada na mesma, ou seja, uma pá torcida tem um braço de momento maior, e, conseqüentemente, um valor maior de torque líquido positivo.

Kamoji *et al.*, 2009b, avalia a pá no formato “anzol” sem sobreposição, ângulo do arco ( $\Psi$ ) de  $124^\circ$  e razão de aspecto de 0,7 o qual encontra o valor de coeficiente de potência igual a 0,21 maior do que o valor de coeficiente de potência encontrado para o rotor Savonius convencional de 0,19.

Damak *et al.*, 2013, afirma que o rotor Savonius helicoidal apresenta melhores performance comparado com o rotor Savonius convencional. Já Kamoji *et al.*, 2009, declara que o coeficiente de potência encontrado para o rotor Savonius helicoidal com razão de aspecto de 0,88, sem eixo e sem sobreposição é o mesmo comparado com o rotor Savonius convencional. O rotor Savonius do tipo helicoidal é abordado neste estudo e é detalhado no decorrer deste trabalho o qual permite destacar que o coeficiente de torque de um rotor Savonius helicoidal é mais uniforme comparado com um rotor Savonius convencional.

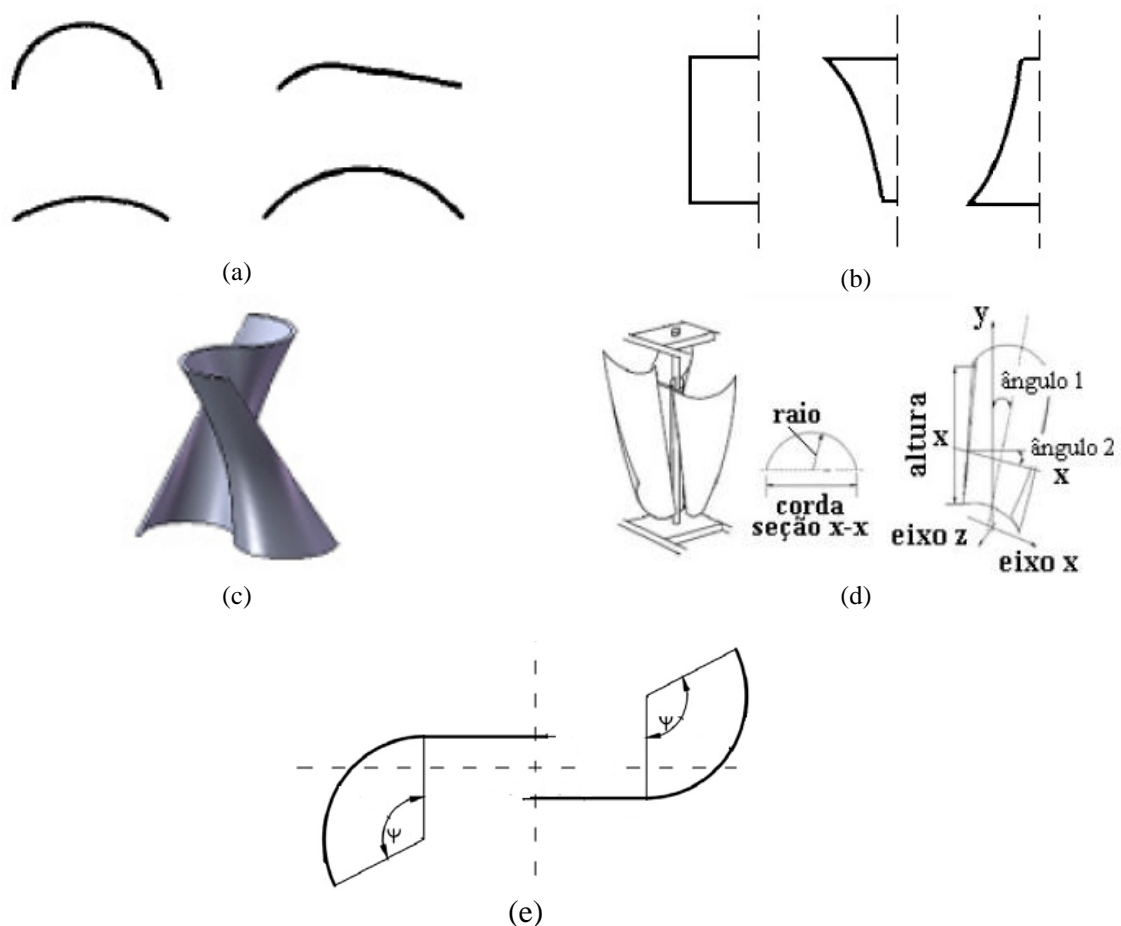


Figura 2.6 – (a) formato do perfil das pás, (b) perfil das pás, (c) Savonius tipo Helicoidal, (d) Savonius tipo Torção e (e) Savonius tipo "Bach" [adaptado de Akwa, 2010; Vance, 1973, Kamoji *et al.*, 2009b]

- Interferência do Eixo e Outros Acessórios

Conforme Menet e Bourabaa, 2004, o eixo é necessário para dar rigidez a estrutura, no entanto, pode-se gerar um efeito de bloqueio no escoamento sobre o rotor, por esta razão, deve-se levar em consideração o eixo no cálculo de razão de sobreposição das pás, quanto existir essa sobreposição no rotor em estudo, para que o mesmo não perturbe o escoamento interno nas pás [Akwa, 2010].

Kamoji *et al.*, 2009a, afirma que o rotor Savonius helicoidal com eixo tem menor coeficiente de potência comparado com o rotor Savonius helicoidal sem eixo. De acordo com Kamoji *et al.*, 2009b, o coeficiente máximo de potência do rotor Savonius modificado sem eixo (pá “anzol”) é maior do que o rotor Savonius modificado com eixo.

Saha *et al.*, 2008, investiga o desempenho de sistemas de rotores de dois estágios, através da inserção de válvulas no lado côncavo da pá. O desempenho de torque estático do rotor, principalmente, na pá de retorno, é melhorado sem afetar a simplicidade do rotor. A válvula se abre automaticamente quando a pá se encontra na posição de retorno diminuindo a arrasto sobre ela e aumentando a pressão sobre o lado côncavo da mesma. Isto também reduz consideravelmente o torque negativo do rotor e aumenta o coeficiente de potência.

O resultado de coeficiente de potência encontrado por Saha *et al.*, 2008, para um rotor Savonius convencional de três pás e de dois estágios é de 0,26 e com a inserção da válvula é de 0,31, enquanto que para um rotor Savonius com torção de três pás e dois estágios é de 0,28 e com a válvula é de 0,32.

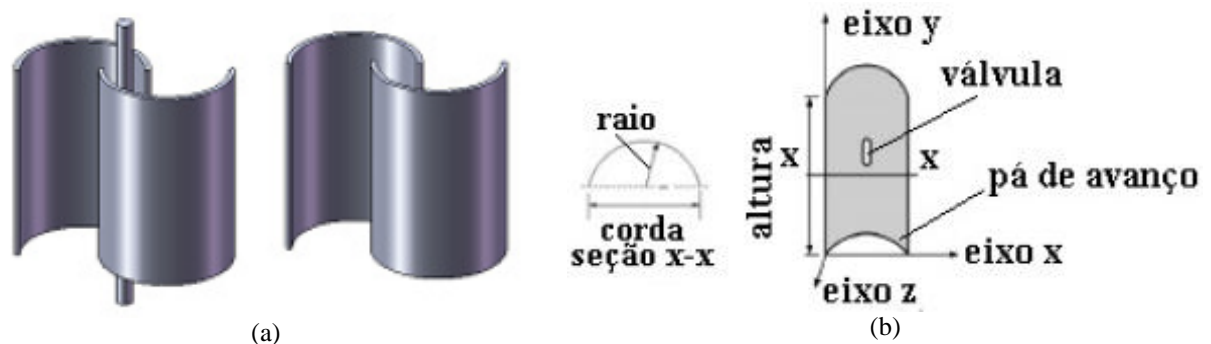


Figura 2.7 – (a) influência do eixo, (b) válvula [adaptado de Akwa, 2010]

- Influência do Número de Reynolds e das Escalas de Turbulência

Conforme Kamoji *et al.*, 2008a, os resultados mostram que o coeficiente de potência e o coeficiente de torque aumentam com o aumento do número de Reynolds para todos os rotores testados. Já o coeficiente de torque estático é pouco dependente do número de Reynolds, ou seja, apresenta pequenas variações em relação ao aumento do número de Reynolds.

Blackwell *et al.*, 1977 afirma que o efeito do número de Reynolds é devido ao retardo da separação da camada limite em torno das pás com o aumento do mesmo, isto é, o aumento do número de Reynolds, geralmente, melhora a performance dinâmica do rotor. Akwa, 2010, afirma que para ângulos próximo de  $0^\circ$  ou  $180^\circ$  o efeito do retardo na camada limite na parte convexa da pá de retorno é mais visível, pois faz com que a força de sustentação aumente para essas posições angulares através da redução do arrasto de pressão.

As escalas de turbulência é outro parâmetro que interfere no desempenho do rotor. Segundo Akwa, 2010, o aumento de turbulência reduz os coeficientes de torque e de potência médios do rotor, pois a intensidade de turbulência e o comprimento característico influenciam o escoamento do fluido sobre o rotor.

### 2.3 Visão Geral de Estudos Realizados sobre os Rotores Savonius

Tendo em vista os inúmeros parâmetros que influenciam na performance do rotor do tipo Savonius pode-se dizer que há muito a ser estudado sobre este assunto, pois existem grandes variações de características que modificam o comportamento da turbina em campo, como apresentado acima. Menet e Bourabaa, 2004 afirmam que o rotor Savonius tem sido largamente estudado, mas as disparidades desses estudos tornam difícil a comparação dos resultados.

Estudos experimentais em túneis de vento com o rotor Savonius do tipo convencional são realizados por Saha *et al.*, 2008, e Kamoji *et al.*, 2008a.

Conforme mencionado acima, Saha *et al.*, 2008 realiza experimentos com Savonius do tipo convencional e do tipo torção para um, dois e três estágios e para duas e três pás com auxílio de um túnel de vento com uma seção de testes aberta. Os coeficientes de potência para um rotor Savonius do tipo convencional e do tipo torção para um estágio, duas pás, razão de aspecto de 1,58 a uma velocidade de corrente livre de 8,23 m/s atingem um valor de 0,18 e

0,19, respectivamente. No entanto, ressalta-se que os resultados para o rotor Savonius com dois estágios e duas pás obtém melhor desempenho em relação aos outros rotores de um e três estágios.

Kamoji *et al.*, 2008a, trabalha com razões de bloqueio de 20% a 35%, sem correção, em um túnel de vento de jato aberto. Para rotores Savonius do tipo convencional com um número de Reynolds de 100.000 e razão de aspecto de 1,0 os coeficientes de potência máximos são de 0,154; 0,154 e 0,161 para as razões de bloqueio de 20%, 28% e 32%, respectivamente, e para razão de velocidade de ponta do rotor de 0,78.

Estudos recentes do rotor Savonius empregam diferentes modelos de turbulência em diferentes softwares de Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD). Zhou e Rempfer, 2013, exploram numericamente o escoamento transiente, bidimensional e não linear ao longo de um rotor Savonius do tipo convencional e um rotor Savonius tipo "Bach". As simulações são realizadas utilizando Star-CCM+. O rotor do tipo "Bach" demonstra ter um melhor desempenho do que o rotor Savonius do tipo convencional. O domínio computacional é discretizado utilizando elementos triangulares não estruturados (duas dimensões). A malha de volumes finitos do rotor Savonius do tipo convencional compreende cerca de 420.000 células e a malha do rotor do tipo "Bach" tem, aproximadamente, 350.000 células. O modelo de turbulência  $k-\varepsilon$  *realizable* é utilizado. Já, Kacprzak *et al.*, 2013, optam pelo software Ansys/CFX para avaliar o desempenho dos rotores Savonius do tipo convencional e do tipo "Bach". As simulações são em estado transiente e quase bidimensionais, pois a malha é composta por um elemento na direção axial da turbina, em três dimensões, utilizando o modelo de turbulência  $k-\omega$  *SST*. Nasef *et al.*, 2013, afirmam que o modelo de turbulência  $k-\omega$  *SST* fornece resultados mais precisos em comparação com outros modelos estudados tais como o  $k-\varepsilon$ ,  $k-\varepsilon$  *RNG*,  $k-\varepsilon$  *realizable* e  $k-\omega$  *SST*. O software para avaliar a performance do rotor Savonius convencional usado é o Fluent 6.3.26 com uma malha de 250.000 células do tipo estruturada e um escoamento bidimensional.

Roy e Saha, 2013, afirmam que a eficácia de predição do desempenho do rotor Savonius depende das premissas de escoamento na metodologia computacional, bem como a escolha dos métodos de diferenciação e modelos de solução. Também coloca que o modelo de turbulência  $k-\omega$  *SST* tridimensional mostra uma boa capacidade de previsão na avaliação do desempenho do rotor do tipo Savonius. Ressalta-se que este trabalho faz uma revisão de estudos numéricos realizados para rotores Savonius.

Akwa *et al.*, 2012b, fazem uma revisão tanto numérica quanto experimental dos estudos realizados com rotores do tipo Savonius, afirmando que o rotor Savonius helicoidal pode ser entendido com um rotor de infinitos estágios de alturas desprezíveis e defasados entre si por ângulos que tendem a  $0^\circ$ . As curvas de desempenho são semelhantes a adição de múltiplos estágios ao rotor, por consequência, as oscilações do torque são reduzidas. O efeito da adição de mais de um estágio pode ser visto, na Figura 2.8 que mostra a redução de flutuação do torque com rotores Savonius convencional trabalhando em paralelo.

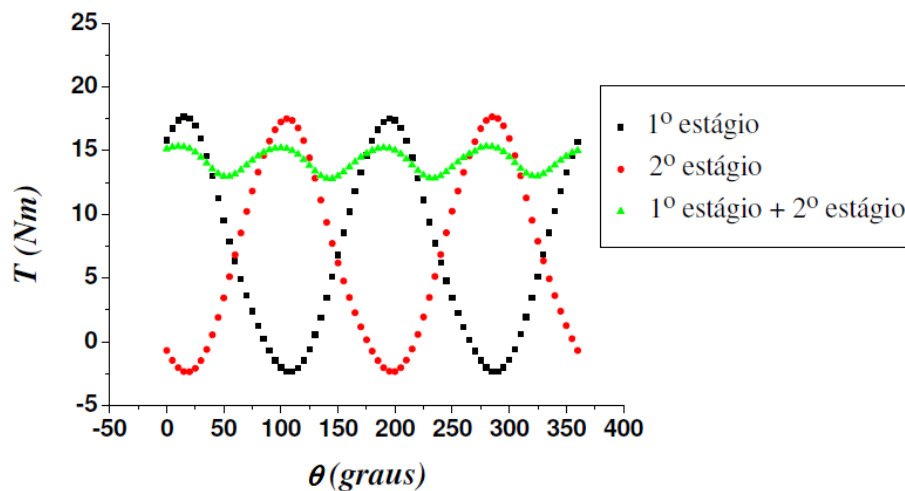


Figura 2.8 – Soma do ciclo de torque para um rotor de dois estágios para  $V_o = 7m/s$  e  $\lambda = 1$   
[adaptado de Akwa, 2012b]

Akwa, 2010, também afirma que ocorrem menores oscilações em torno do torque médio se o número de estágio tendesse ao infinito sem perdas de eficiência por efeito de ponta das pás, e que este efeito pode ser alcançado com um rotor Savonius helicoidal mantendo a área projetada do rotor ( $A_r$ ), Figura 2.9.



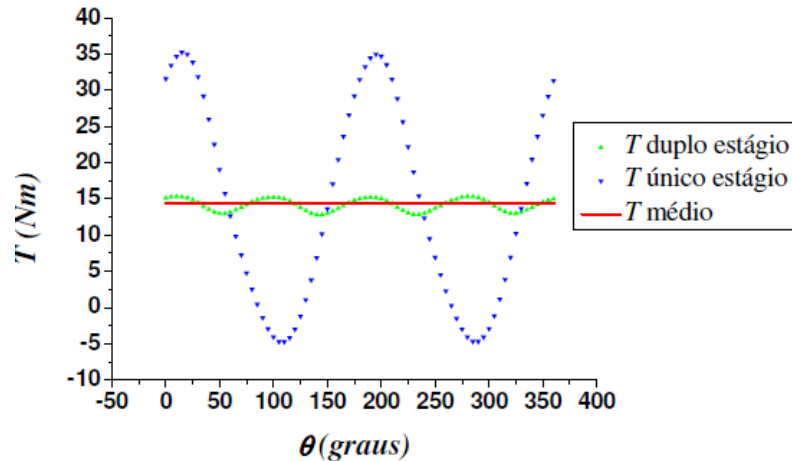


Figura 2.9 – Comparação das curvas de torque com um rotor de único e duplo estágio  
 $V_o = 7\text{m/s}$  e  $\lambda = 1$  [adaptado de Akwa, 2010].

Nas duas próximas seções são apresentados alguns trabalhos experimentais e numéricos do rotor Savonius do tipo helicoidal.

## 2.4 Estudos Experimentais de Turbinas Savonius Helicoidal

Damak *et al.*, 2013, investiga uma turbina eólica Savonius helicoidal para aumentar o desempenho de rotores eólicos Savonius convencional. A turbina Savonius helicoidal com uma torção nas pás de  $180^\circ$  é construída com e sem razão de sobreposição e testada em um túnel de vento, seção de testes fechada, com um efeito de bloqueio de aproximadamente 30%. Os resultados mostram que a variação do número de Reynolds e relação de sobreposição tem efeito sobre as características globais do rotor Savonius helicoidal. A comparação entre as performances dos rotores Savonius tipo convencional e tipo helicoidal mostram que a turbina Savonius helicoidal fornece melhor desempenho.

Conforme Kamoji *et al.*, 2009a, com o objetivo de diminuir a variação do torque estático, propõem um rotor Savonius helicoidal com torção de  $90^\circ$  nas pás o qual é testado em túnel de vento de jato aberto. São realizados teste com rotores com placas de extremidades e com e sem eixo entre elas. Também, avalia-se a razão de sobreposição de 0,0; 0,1 e 0,16. Os resultados indicam que a turbina Savonius tipo helicoidal tem coeficiente de torque positivo em todos os ângulos, em contrapartida, para a turbina Savonius tipo convencional não ocorre o mesmo. A turbina eólica Savonius helicoidal com eixo tem baixa performance comparado com a turbina eólica Savonius helicoidal sem eixo, bem como, o rotor Savonius helicoidal

sem eixo, sem razão de sobreposição e uma razão de aspecto de 0,88 tem o mesmo coeficiente de potência comparado com um rotor Savonius convencional e o máximo valor de coeficiente de potência é de 0,174 comparado com os outros rotores de razão de sobreposição diferente testados.

## 2.5 Estudos e Aplicações de CFD nas Turbinas Savonius Helicoidal

Kang *et al.*, 2013, avaliam o desempenho do rotor Savonius do tipo helicoidal com uma torção nas pás de  $180^\circ$  e do rotor Savonius do tipo convencional os quais são comparados. As simulações numéricas são realizadas no software ANSYS/Fluent em regime transiente, tridimensional e incompressível e o modelo de turbulência utilizado é Spalart - Allmaras. Uma malha composta por 2.276.328 elementos híbrida é utilizada. A Figura 2.10 apresenta o comparativo do coeficiente de torque pela posição angular para os rotores Savonius do tipo convencional e do tipo helicoidal. Nota-se que para o rotor tipo helicoidal, o coeficiente de torque permanece positivo em todo o ciclo de rotação e a amplitude máxima é de aproximadamente 0,21, atingindo um coeficiente máximo de 0,43. Já o coeficiente de torque máximo do rotor Savonius convencional é inferior a 0,30 e a variação do coeficiente de torque é maior. A posição relativa dos rotores é obtida entre a seção da base dos rotores e o escoamento de entrada

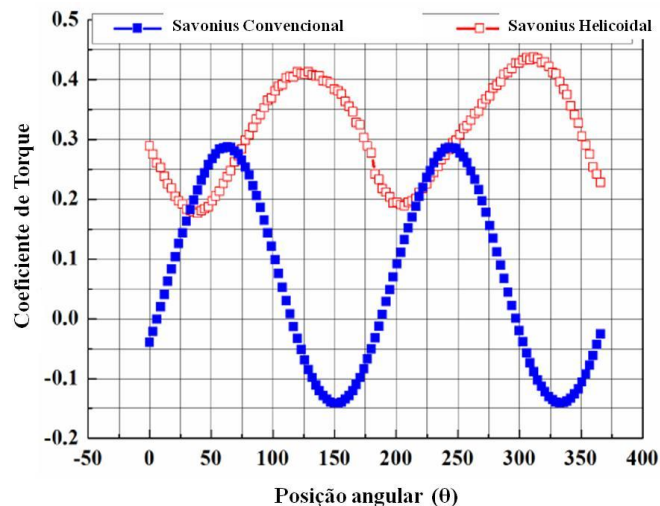


Figura 2.10 – Comparação das curvas de torque para  $V_o = 12m/s$  e  $\omega_o = 120 rpm$  e [adaptado de Kang *et al.*, 2013].

Um rotor helicoidal com duas placas de extremidade e uma placa no meio do rotor é proposto por Can *et al.*, 2010. Adota-se para avaliar o desempenho do rotor a Dinâmica de fluidos computacional (CFD). A simulação do escoamento tridimensional é realizada utilizando o modelo de turbulência Spalart-Allmaras de uma equação. Compara-se o rotor Savonius tipo helicoidal com o rotor Savonius tipo convencional. O estudo indica que o desempenho do torque rotor Savonius helicoidal é mais favorável durante todo o seu ciclo de rotação. Quando o coeficiente de torque é máximo uma grande diferença de pressão pode ser encontrada entre o lado convexo e côncavo da pá. Para coeficientes de torque mínimo há zonas de separação da camada limite em grandes escalas.

Zhao *et al.*, 2009, também apresenta um estudo do rotor Savonius tipo helicoidal o qual aplica Dinâmica dos Fluidos Cálculo (CFD) através do software ANSYS/ Fluent para analisar e melhorar o desempenho do rotor, a partir da razão de aspecto (RA), número de pás, razão de sobreposição e ângulo de torção das pás da Savonius helicoidal. O modelo de turbulência utilizado é o  $k-\epsilon$ . Os resultados mostram que o coeficiente de potência de um rotor chega a 0,2, quando o rotor possui duas pás, razão de aspecto de 6:1, razão de sobreposição de 0,3 e ângulo de torção das pás de 180°. O torque estático também é melhorado em comparação com um rotor Savonius convencional, ou seja, a oscilação angular é suavizada.

A Figura 2.11 mostra o coeficiente de potência pela razão de velocidade de ponta do rotor para um rotor Savonius helicoidal de duas pás, torção das pás de 180° e razão de sobreposição de 0,3. Razões de aspecto maiores tem melhores desempenho, pois para razões de aspecto menores tem um diâmetro de rotação maior e produz um torque maior, mas a velocidade de rotação é mais baixa. Enquanto que o rotor helicoidal com grandes razões de aspectos pode obter maior velocidade angular, mas menor torque devido que seu diâmetro de rotação é pequeno. Além disso, se o diâmetro é muito pequeno, o escoamento se move em um vórtice até mesmo se rompe por causa de uma rápida mudança de direção. Isso também leva à queda de desempenho.

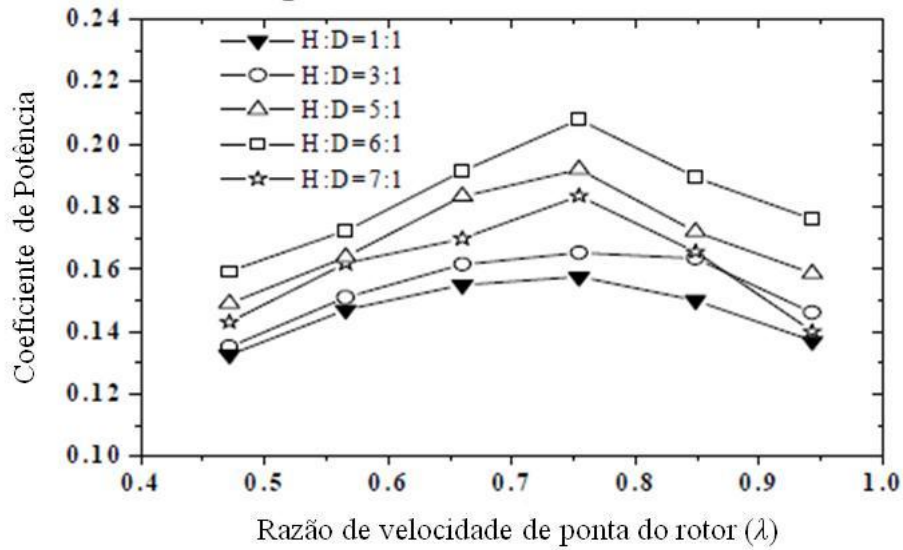


Figura 2.11 – Curvas de potência pela razão de velocidade de ponta do rotor para avaliar o efeito da razão de aspecto [adaptado de Zhao *et al.*, 2009].

Este trabalho tem a finalidade de avaliar o desempenho de um rotor Savonius do tipo helicoidal que vai além dos coeficientes de potência e de torque englobando, também, a avaliação do escoamento ao redor do mesmo e sua esteira. Este estudo torna-se relevante, pois conforme apresentado acima, não há muitos estudos de rotores Savonius do tipo helicoidal. Outro ponto importante é o fato que a comparação desta pesquisa com outros trabalhos publicados é dificultada pela séries de parâmetros que influenciam no desempenho do rotor Savonius tais como razão de aspecto, razão de sobreposição, razão de afastamento, torção da pá, placas de extremidades e a presença de eixo. Por esta razão, cada estudo tem sua peculiaridade que influencia no comportamento da turbina e, uma área que pode ser ainda muito explorada.

### 3 MODELAGEM MATEMÁTICA E COMPUTACIONAL

Para desenvolver esta pesquisa empregou-se o método de volumes finitos na realização das simulações numéricas para modelar o escoamento ao redor da turbina Savonius helicoidal. Após avaliar a metodologia adotada através da comparação dos resultados, é avaliado o desempenho da turbina.

Emprega-se o método GCI para a análise da qualidade de malha com o rotor parado. Após simula-se a turbina em movimento para a avaliação dos coeficientes de torque dinâmico e coeficiente de potência da mesma. Devido ao domínio computacional escolhido, tendo como base um trabalho publicado em revista, suscetível ao efeito de bloqueio, ampliou-se o estudo para a correção deste efeito.

As simulações, transientes e tridimensionais tanto com o rotor em rotação quanto para o rotor parado, são realizadas no software CFD comercial Fluent/Ansys versão 13.0 no Centro Nacional de Supercomputação da UFRGS, CESUP.

#### 3.1 Método de Volumes Finitos

O Método de Volume de Finitos utiliza a forma integral das equações de conservação como o seu ponto de partida. O domínio de solução é dividido em um número finito de volumes de controle adjacentes, e as equações de conservação são aplicadas a cada volume de controle. No centroide de cada volume de controle localiza-se um nó computacional, onde são calculados os valores das variáveis. A interpolação é usada para obter os valores das variáveis na superfície de controle em função dos valores nodais (centro do volume de controle). Como resultado, obtém-se uma equação algébrica para cada volume de controle no domínio de cálculo. [Ferziger e Peric, 2002; Maliska, 2004].

Segundo Patankar, 1980, o recurso mais atrativo da formulação de volume de controle é que a solução resultante implica que a conservação de massa, quantidade de movimento e energia são satisfeitas em qualquer grupo de volume de controle e sobre todo o domínio de cálculo.

As equações algébricas lineares são resolvidas iterativamente pelo método de Gauss-Seidel. A discretização dos termos advectivos das equações de conservação, responsáveis pelo transporte de variáveis escalares através do movimento das partículas fluidas no escoamento, é realizado através da função de interpolação de Segunda Ordem *Upwind*. O método utilizado

para acoplamento de pressão e velocidade é o SIMPLE (*Semi Implicit Linked Equations*) desenvolvido por Patankar e Spalding, 1972 [Maliska, 2004; Patankar, 1980; ANSYS, 2009a].

Neste trabalho o escoamento turbulento é modelado baseado nas equações médias de *Reynolds de Navier-Stokes (RANS – Reynolds-averaged Navier-Stokes Equations)*. Porém, também existem as metodologias de Simulação Numérica Direta - DNS e Simulação de Grandes Escalas - LES que podem ser usadas para resolver o problema. Simulação Numérica Direta, por requerer um esforço computacional muito grande, só pode ser utilizada para baixos números de Reynolds. Enquanto Simulação de Grandes Escalas as estruturas turbulentas transportadoras de energia e quantidade de movimento são resolvidas diretamente da solução das equações filtradas, enquanto que apenas as menores estruturas são modeladas, também exigindo um tempo computacional maior do que o uso de RANS [Freire *et al.*, 2002]. Levando em consideração o baixo custo computacional e tendo em vista que as simulações numéricas realizadas com a metodologia RANS e o modelo de turbulência *k- $\omega$  SST (Shear-Stress Transport)* os resultados são satisfatórios, (Akwa, 2010), considera-se adequado o uso da mesma metodologia.

### 3.2 Modelagem Matemática

As equações média de Reynolds de conservação de massa e de quantidade de movimento (RANS) são resolvidas pelo software Fluent/Ansys versão 13.0. As mesmas são simplificadas para fluidos incompressíveis e são resolvidas para cada volume elementar.

A equação da conservação de massa ou equação da continuidade, em notação indicial, para fluidos incompressíveis é dada pela equação a seguir, onde  $\bar{u}_i$  representa a média temporal da velocidade na direção  $i$  ( $i=1,2,3$ ) e  $x$  a direção.

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.1)$$

A média temporal da conservação de massa, mostra que a componente de flutuação ( $u_i'$ ) da velocidade instantânea tem seu divergente igual a zero [Wilcox, 1998].

A equação da conservação da quantidade de movimento para um escoamento incompressível é representado pela Equação (3.2), onde  $\bar{p}$  é a média temporal da pressão,  $t$  é

o tempo,  $\rho$  representa a massa específica do fluido,  $\mu$ , a viscosidade dinâmica do fluido e  $\overline{\rho u_i' u_j'}$  é o termo do tensor de Reynolds. Destacando-se que neste trabalho as simulações numéricas são transientes, ou seja, o termo que considera o tempo na Equação (3.2) não é nulo.

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \overline{\rho u_i' u_j'} \right) \quad (3.2)$$

A presença do tensor de Reynolds na equação de conservação insere novas incógnitas, ou seja, há mais incógnitas do que equações, resultando no problema de fechamento. O problema de fechamento é resolvido com o uso de modelos de turbulência [Ferziger e Peric, 2002, Wilcox, 1998].

De acordo com Freire et al., 2002, Boussinesq em 1877, sugeriu que o tensor de Reynolds fosse relacionado através de um gradiente local de velocidades do escoamento médio através de uma viscosidade associada às características do fluido, do escoamento e da geometria envolvida no problema estudado (Equação (3.3)). A viscosidade turbulenta ( $\mu_t$ ) é um termo adicional que modela a viscosidade em escoamentos turbulentos, a qual é uma propriedade do escoamento e não do fluido e é obtida a partir de modelos de turbulência. Sendo  $\tau_{ij}$  o tensor de Reynolds,  $k$  energia cinética turbulenta e  $\delta_{ij}$  delta de Kronecker ( $\delta_{ij} = 1$  para  $i = j$  e  $\delta_{ij} = 0$  para  $i \neq j$ ).

$$\tau_{ij} = -\overline{\rho u_i' u_j'} = \mu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (3.3)$$

O modelo de turbulência utilizado para o fechamento do problema neste trabalho é o  $k-\omega$  SST (*Shear-Stress Transport*) apresentado na Seção 3.2.1 a seguir.

### 3.2.1 Modelo $k-\omega$ SST

O modelo utilizado para o fechamento do problema é o modelo  $k-\omega$  SST desenvolvido por Menter em 1994 [ANSIS, 2009a]. O modelo  $k-\omega$  SST (*Shear-Stress Transport*) consiste em uma mistura entre os modelos  $k-\varepsilon$  e  $k-\omega$ , o qual possui os benefícios de base dos seus modelos ( $k-\varepsilon$  e  $k-\omega$ ), em particular a formulação robusta de Wilcox na região próxima a parede [Wilcox, 1998].

O modelo  $k-\varepsilon$  não trabalha bem na presença de camadas limites turbulentas com separação do escoamento, enquanto que o modelo  $k-\omega$  é mais preciso, nas regiões próximas a parede com gradientes de pressão adversos moderados, comparado com o  $k-\varepsilon$ , mas continua falhando para escoamentos com separação de pressão induzida. Além disso, a equação- $\omega$  mostra uma forte sensibilidade para os valores de  $\omega$  fora da camada limite (corrente não perturbada), [Menter *et al.*, 2003a].

A energia cinética turbulenta ( $k$ ) é dada pela Equação (3.4).

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k \bar{u}_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + \tilde{P}_k - \rho \beta^* k \omega \quad (3.4)$$

onde  $\mu_t$  é a viscosidade turbulenta,  $\omega$  é a taxa de dissipação específica,  $\mu$  é a viscosidade dinâmica,  $P_k$  é obtido pela equação abaixo:

$$P_{k=\mu_t} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \rightarrow \tilde{P}_k = \min(P_k, 10\beta^* \rho k \omega) \quad (3.5)$$

A taxa de dissipação específica ( $\omega$ ) é dada pela Equação (3.6). A equação foi corrigida de acordo com NASA, 2013 e Menter *et al.*, 2003b.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega \bar{u}_i) \\ = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( (\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + \alpha \frac{\rho \tilde{P}_k}{\mu} - \rho \beta \omega^2 + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega,2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \end{aligned} \quad (3.6)$$

$F_1$  é uma função de mistura representada pela Equação (3.7).

$$F_1 = \tanh \left[ \left( \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\mu}{y^2 \omega \rho} \right), \frac{4\rho \sigma_{\omega,2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right] \right)^4 \right] \quad (3.7)$$

$F_1$  é igual a zero (0) para a região afastada, utilizando a formulação do modelo  $k-\varepsilon$  e muda para um (1) dentro da camada limite (modelo  $k-\omega$ ).  $y$  é a distância da parede mais próxima e  $CD_{k\omega}$  é dado pela Equação (3.8).



$$CD_{k\omega} = \max \left[ 2\rho\sigma_{\omega,2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 10^{-10} \right] \quad (3.8)$$

A  $\mu_t$  é a viscosidade turbulenta é apresentada pela Equação (3.9).

$$\mu_t = \min \left( \frac{\rho k}{\omega}; \frac{0,31\rho k}{S_{in}F_2} \right) \quad (3.9)$$

onde  $S_{in}$  uma medida invariante do tensor de deformações e  $F_2$  uma segunda função de mistura definida pela Equação (3.10).

$$F_2 = \tanh \left[ \left( \max \left( \frac{2\sqrt{k}}{\beta^*\omega y}, \frac{500\mu}{y^2\omega\rho} \right) \right)^2 \right] \quad (3.10)$$

As constantes do modelo SST são uma combinação linear das constantes correspondentes aos modelos  $k-\varepsilon$  e  $k-\omega$ , obtidas através da Equação (3.11), onde  $\phi_1$  representa as constantes do modelo  $k-\omega$  e  $\phi_2$  representa as constantes do modelo  $k-\varepsilon$ .

$$\phi = \phi_1 F_1 + (1 - F_1)\phi_2 \quad (3.11)$$

Os valores das constantes são:  $\sigma_{k,1} = 0,85$ ,  $\sigma_{k,2} = 1,0$ ,  $\sigma_{\omega,1} = 0,5$ ,  $\sigma_{\omega,2} = 0,856$ ,  $\alpha_1 = 5/9$ ,  $\alpha_2 = 0,44$ ,  $\beta^* = 0,09$ ,  $\beta_1 = 0,075$ ,  $\beta_2 = 0,0828$ .

### 3.2.2 Tratamento de Parede e Modelagem de Comprimento da Turbulência

O tratamento de parede aplicado é uma função de parede aprimorada que se estende a modelagem para além da subcamada viscosa. O método formula uma única lei da parede que abrange a subcamada viscosa, região intermediária e região totalmente turbulenta. Isto é possível misturando duas leis de parede a linear (laminar) e a logarítmica (turbulento) usando uma função sugerida pelas equações abaixo, Equação (3.12) e Equação (3.13) [ANSYS, 2009a].

$$u^+ = e^\Gamma u_{lam}^+ + e^{\frac{1}{\Gamma}} u_{turb}^+ \quad (3.12)$$

onde a função de mistura ( $\Gamma$ ) é dada pela equação abaixo:

$$\Gamma = -\frac{0,01(y^+)^4}{1 + 5y^+} \quad (3.13)$$

A distância adimensional da parede,  $y^+$ , é definida pela Equação (3.14), sendo  $u_\tau$  a velocidade de atrito e  $y$  a distância próxima da parede.

$$y^+ = \frac{\rho u_\tau y}{\mu} \quad (3.14)$$

Segundo ANSYS, 2009b, o tratamento de parede aprimorada é utilizado com a intenção de resolver a subcamada laminar, onde  $y^+$  na parede da célula adjacente deve ser da ordem de  $y^+ = 1$ . No entanto, um maior  $y^+$  é aceitável para a subcamada viscosa de  $y^+ < 4$  a  $y^+ < 5$ .

O comprimento de escala de turbulência ( $l$ ) é uma quantidade física que relata o tamanho dos grandes vórtices, os quais contêm a energia em escoamentos turbulentos [ANSYS, 2009a].

De acordo com Tennekes e Lumley, 1972, os grandes vórtices são tão grandes como a largura do escoamento, e que o último é o comprimento de escala relevante para a análise da interação de turbulência com o escoamento médio. A turbulência consiste no movimento de flutuação em um amplo espectro de escalas de comprimento. Os grandes vórtices contribuem mais para a transferência de quantidade de movimento do que os pequenos vórtices.

Em escoamentos em dutos completamente desenvolvidos, neste caso, canal aerodinâmico, o comprimento de escala é restringido pelo tamanho do canal aerodinâmico (domínio computacional), uma vez que os vórtices turbulentos não podem ser maiores que o canal aerodinâmico. Uma relação aproximada entre o comprimento de escala ( $l$ ) e o tamanho físico do canal aerodinâmico é expressa abaixo pela Equação (3.15) [ANSYS, 2009a].

$$l = 0,07L \quad (3.15)$$

onde  $L$  é a dimensão relevante do canal aerodinâmico. O valor 0,07 da Equação (3.15) é baseado no máximo valor do comprimento de mistura em escoamento em dutos

completamente desenvolvidos. Como se trata de um canal aerodinâmico de seção não circular,  $L$  é o diâmetro hidráulico [ANSYS, 2009a].

O valor do comprimento de escala de turbulência é 0,007 m e o valor da intensidade de turbulência é de 0,02.

### 3.2.3 Torque e Coeficientes Aerodinâmicos

A equação do torque do rotor é calculada através da integração das forças viscosas e das forças de pressão.

O vetor do torque total ( $T$ ) em relação a um centro específico ( $o$ ), eixo do rotor, é calculado pela soma dos produtos vetoriais das forças de pressão ( $F_{f,pressao}$ ) e das forças viscosas ( $F_{f,viscosas}$ ) para cada face com o vetor do torque  $r_{of}$ , o qual é o vetor a partir do centro do torque especificado ( $o$ ) à força de origem ( $f$ ). Os termos deste somatório representam os vetores de torque de pressão e de viscosidade [ANSYS, 2009a].

A Equação (3.16) apresenta o cálculo do torque do rotor que representa o somatório do momento atuante em cada face dos volumes de controle que faz fronteira com as superfícies das pás.

$$T = \sum_f [r_{of} \times F_{f,pressao} + r_{of} \times F_{f,viscosas}] \quad (3.16)$$

O coeficiente de torque, estático ou dinâmico, é calculado definido como o torque do rotor ( $T$ ) dividido por  $\frac{1}{2}\rho A_r V_o^2 R_r$ , onde  $A_r$  é a área de projeção do rotor,  $V_o$  representa a velocidade do ar não perturbada definida na entrada e  $R_r$  é o raio do rotor [ANSYS, 2009a].

$$C_T = \frac{T}{\frac{1}{2}\rho A_r V_o^2 R_r} \quad (3.17)$$

Com o coeficiente de torque ( $C_T$ ) e a razão de velocidade de ponta do rotor ( $\lambda$ ) é possível calcular o coeficiente de potência ( $C_P$ ) da turbina através da Equação (3.18).

$$C_P = C_T \lambda \quad (3.18)$$

A razão de velocidade de ponta do rotor ( $\lambda$ ) é uma variável definida no trabalho, pois é a partir dela que obtemos a velocidade angular do rotor ( $\omega_0$ ) que é uma condição de entrada nas simulações em que rotor está em rotação. A equação da razão de velocidade de ponta do rotor ( $\lambda$ ) é dada por Equação (3.19).

$$\lambda = \frac{\omega_0 R_r}{V_o} \quad (3.19)$$

### 3.3 Modelagem Computacional

#### 3.3.1 Geometria

A construção da geometria é baseada no modelo do rotor Savonius helicoidal testado experimentalmente por Damak *et al.*, 2013. A Figura 3.1 apresenta as dimensões da turbina Savonius helicoidal. O rotor possui duas pás com torção de 180°. A altura H é de 300 mm, o diâmetro do rotor, de centro a centro, é de 165,8 mm e a espessura das pás é de 1 mm, de modo que a área frontal máxima projetada pelo rotor é de 0,05 m<sup>2</sup>. Há uma razão de sobreposição entre as pás que corresponde a 24,2% da dimensão da corda das mesmas. Ao calcular a razão de sobreposição das pás ( $R_S$ ) considera-se o eixo, conforme a Equação (3.20), pois o mesmo proporciona interferência no escoamento através do espaçamento entre as pás do rotor [Akwa, 2010; Kamoji *et al.*, 2009].

$$R_S = \frac{s - s'}{d_{pá}} \quad (3.20)$$

onde  $s'$  é o diâmetro do eixo,  $s$  é a sobreposição entre as pás e  $d_{pá}$  é o diâmetro da pá ou corda da pá.

De acordo com Akwa, 2010, sobreposições com valores entre 10% a 30% da corda proporcionam bons resultados para o coeficiente de potência médio na operação.

A razão de aspecto, divisão da altura do rotor pelo diâmetro do mesmo, para esta turbina é de 1,81. Segundo Alexander e Holownia, 1978, razões de aspecto elevadas devem melhorar a eficiência. Altas razões de aspecto têm menores perdas de eficiência devido ao efeito das pontas das pás [Akwa, 2010].

As espessuras das pás são mínimas, bem como, as pontas das pás são arredondadas para evitar interferência de suas extremidades no escoamento [Kamoji *et al.*, 2008b].

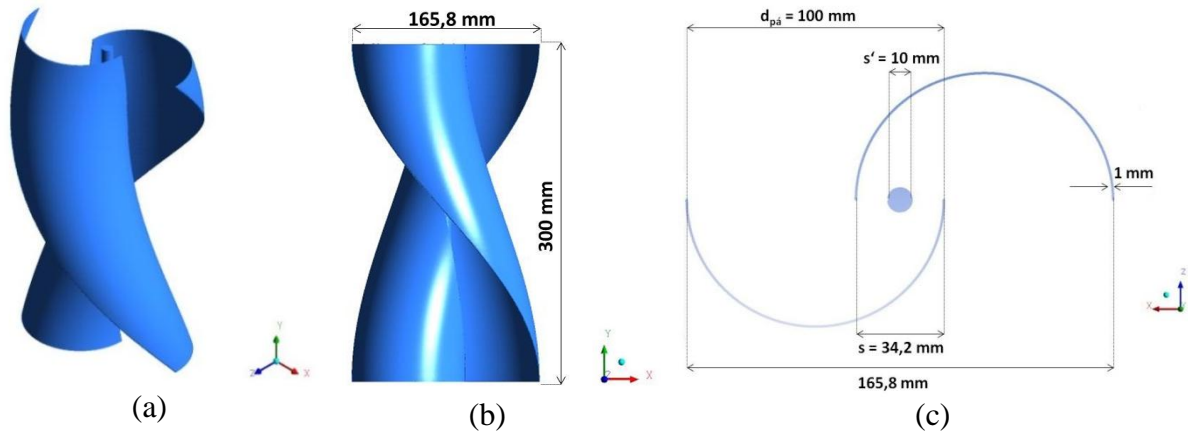


Figura 3.1 – (a) vista isométrica; (b) vista frontal; e (c) plano na seção xz.

### 3.3.2 Domínio Computacional e Discretização Espacial

Nas Figuras 3.2 e 3.3 o domínio computacional e as condições de contorno são apresentados. O comprimento do domínio computacional escolhido representa 6 diâmetros do rotor, a partir do eixo, a montante e 20 diâmetros do rotor, a partir do eixo, a jusante. Este comprimento do domínio computacional utilizado é baseado no estudo realizado por Akwa, 2010 e é constatado que fornece bons resultados sem excessivos tempos computacionais com refinamento de malha adequado. As dimensões do restante das paredes, com valores de 0,4 m, são as mesmas do túnel de vento utilizado por Damak *et al.*, 2013, na realização do experimento, ou seja, o domínio computacional se trata de uma representação de um canal aerodinâmico.

A condição de contorno na entrada, de velocidade prescrita, apresenta uma velocidade de 6 m/s, velocidade não perturbada do ar ( $V_o$ ), fornecendo um número de Reynolds de 69.496, calculado pela Equação (3.21).

$$Re = \frac{\rho D_r V_o}{\mu} \quad (3.21)$$

As propriedades físicas como massa específica do fluido ( $\rho$ ) e viscosidade dinâmica ( $\mu$ ) são baseadas na temperatura de 12,5°C com valores de 1,24 kg/m<sup>3</sup> e de 1,775x10<sup>-5</sup> kg/(m.s), respectivamente.

A condição de contorno de saída, pressão de saída prescrita, a qual causa um diferencial de pressão entre a entrada e a saída que possibilita o escoamento do fluido. Para o restante do domínio é utilizada a condição de contorno de parede, sem deslizamento (Figura 3.3). Para o rotor também é imposto à condição de contorno de parede, sem deslizamento.

A região de condição de contorno de interface, que circunda o rotor, torna possível realizar simulações com a turbina em rotação devido à imposição de uma velocidade angular a esta região que faz o rotor girar, Figura 3.2 e Figura 3.3, abaixo.

Essa região de condição de interface é um modelo de malha de deslizamento o qual é um caso especial de malhas dinâmicas em que os nós movem rigidamente numa determinada zona da malha dinâmica (região que circunda o rotor). Além disso, as zonas de várias células estão conectadas umas com as outras através de interfaces não-conformes (diferentes malhas as quais seus volumes não coincidem). Como o movimento de malha é atualizada em tempo, as interfaces não-conformes são igualmente atualizadas para refletir as novas posições de cada célula. O movimento malha é prescrito de modo que as zonas ligadas através de interfaces não-conformes permaneçam em contato umas com as outras em que o fluido é capaz de fluir de uma malha para a outra, ou seja, de uma região estacionária para uma região não estacionária, [ANSYS, 2009b].

A velocidade angular do rotor ( $\omega_0$ ), é uma condição de entrada nas simulações em que o rotor está em rotação, e é obtida através da razão de velocidade de ponta do rotor ( $\lambda$ ) definida no trabalho, raio do rotor ( $R_r$ ) e velocidade não perturbada ( $V_o$ ), velocidade prescrita na entrada.

$$\omega_0 = \frac{\lambda V_o}{R_r} \quad (3.22)$$

Os valores da razão de velocidade de ponta do rotor ( $\lambda$ ) definidos no trabalho foram de 0,25; 0,30; 0,35; 0,60; 0,80 e 1,0 a partir dos quais se obtêm a curva dos coeficientes de potência ( $C_p$ ) versus razão de velocidade de ponta do rotor ( $\lambda$ ), sem correção do efeito de bloqueio (Figura 4.37).

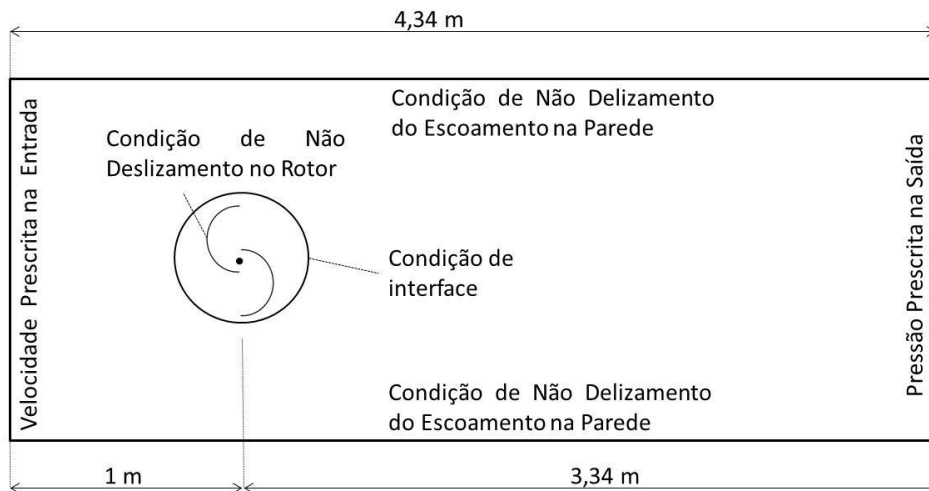


Figura 3.2 – Domínio computacional e condições de contorno – Vista superior

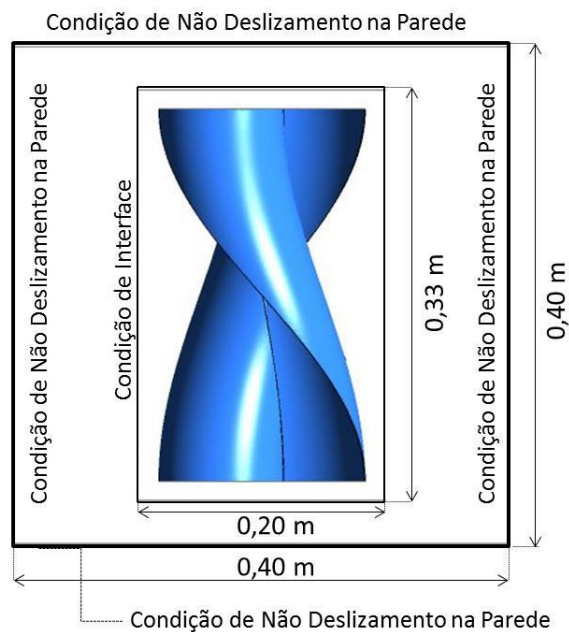


Figura 3.3 – Domínio computacional e condições de contorno – Vista frontal

Cada malha conta com uma região de interface, localizada próximo ao rotor, Figura 3.7, que possui volumes tetraédricos, malha não estruturada, devido à complexidade da geometria, e uma região que é composta por volumes hexaédricos, no restante do domínio, denominado de domínio do túnel de vento, Figura 3.4. Ainda na região de volumes

tetraédricos há dez (10) camadas prismáticas localizadas sobre as superfícies do rotor, pás e eixo, para o tratamento de parede adequado.

O domínio do túnel de vento, invariante para as três malhas, é composto por 4.004 000 volumes. O domínio próximo a turbina, região de interface, varia conforme o refinamento descrito na Tabela 3.1.

Tabela 3.1 –Refinamento de Malha

Malha	Volumes na Região do Rotor	Total de Volumes
Malha Fina (M1)	4.156.534	8.160.534
Malha Intermediária (M2)	1.790.122	5.794.122
Malha Grossa (M3)	789.799	4.793.799

As três malhas geradas com diferentes refinamentos na região de interface são criadas para avaliação da qualidade da malha através do método GCI descrito na Seção 3.3.3, logo abaixo. Após a aplicação do método conclui-se que a malha com maior refinamento (M1) é a que melhor se enquadra para dar continuidade à pesquisa. E por esta razão apresentam-se, os detalhes somente da mesma com um total de volumes de 8.160.534.

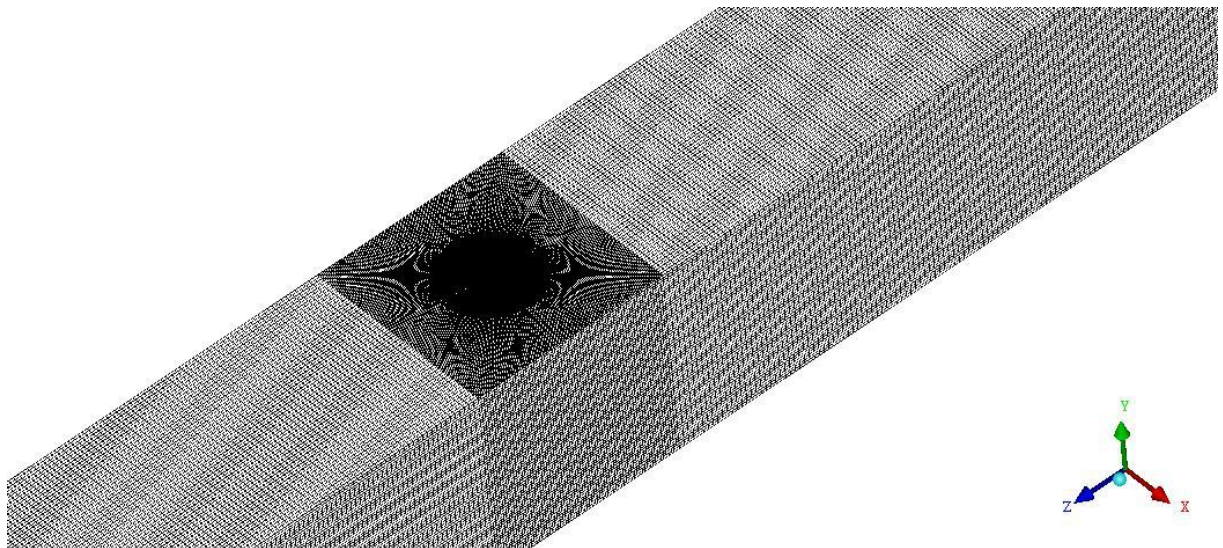


Figura 3.4 – Malha computacional em três dimensões no domínio.



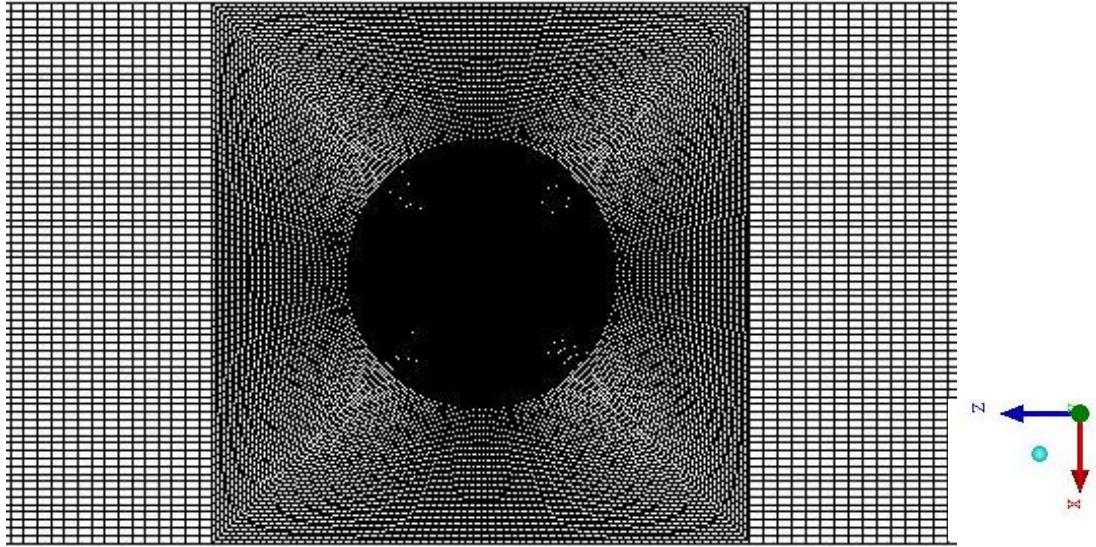


Figura 3.5 – Detalhe da malha próxima à parede.

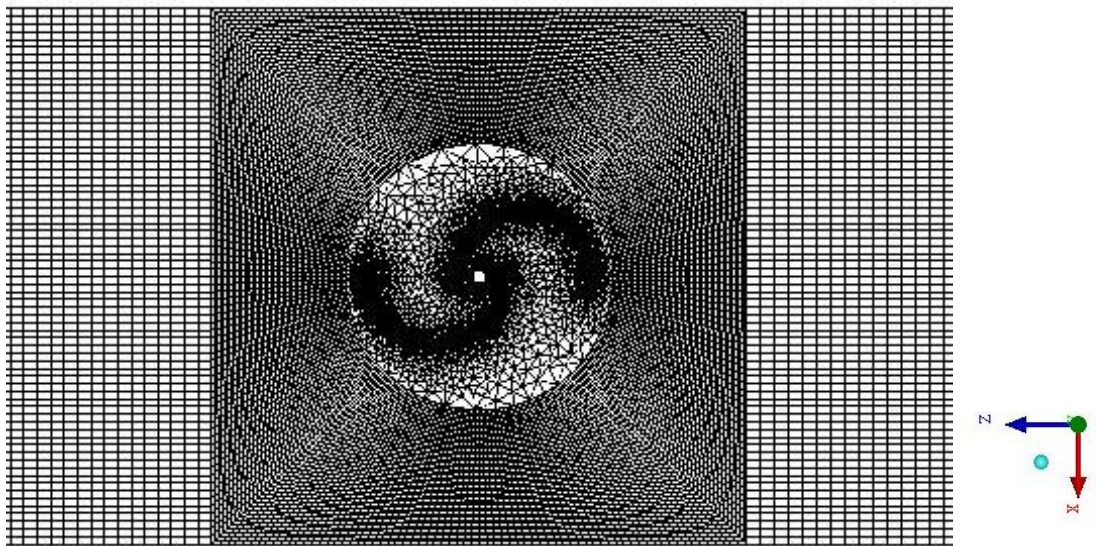


Figura 3.6 – Detalhe da malha próxima ao rotor, na altura central da turbina.

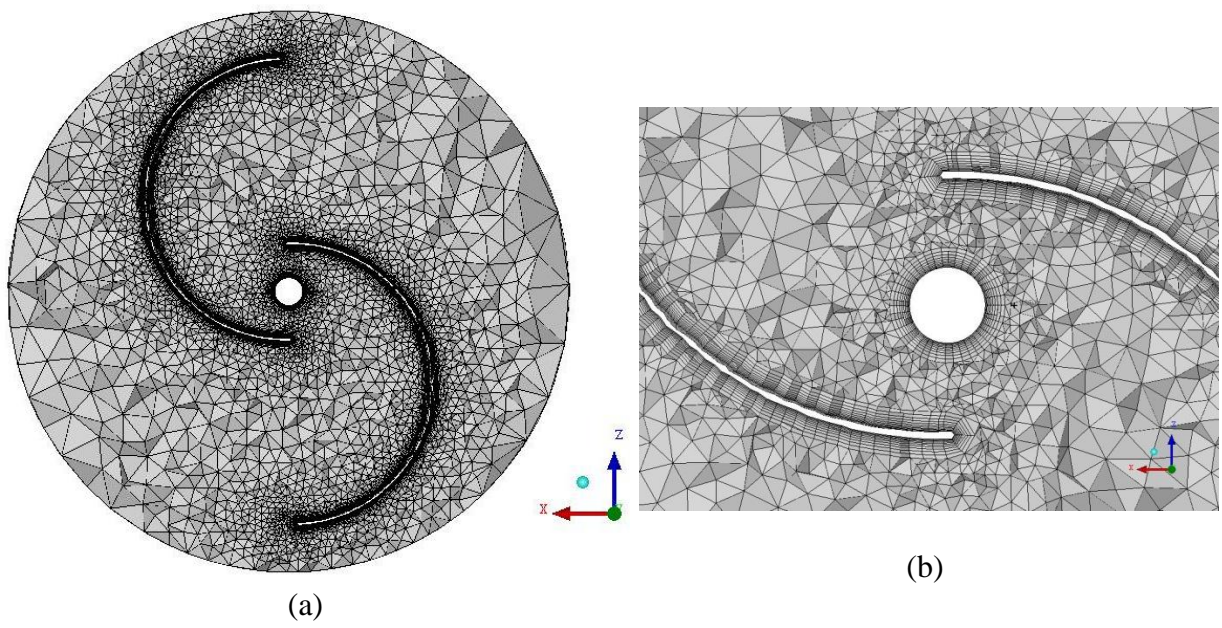


Figura 3.7 – (a) malha não estruturada na região da interface – vista superior; e (b) detalhe das camadas prismáticas ao redor da superfície do rotor.

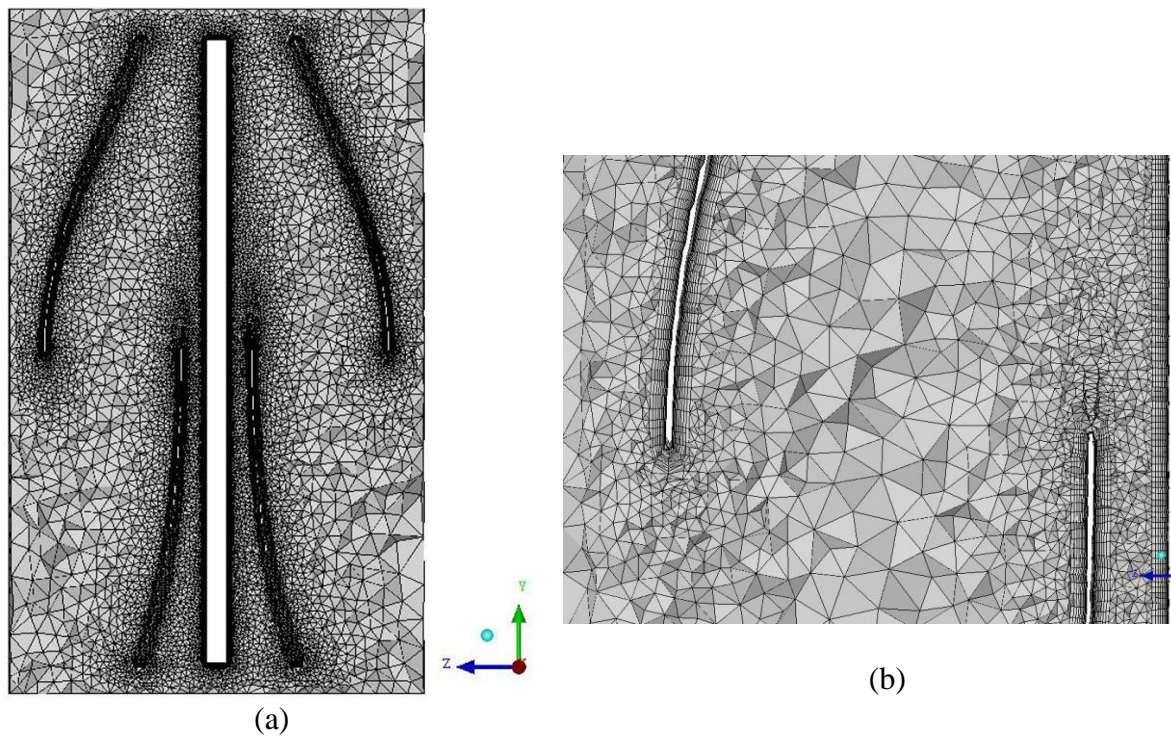


Figura 3.8 – (a) malha na região da interface- vista frontal; e (b) detalhe das camadas prismáticas ao redor da superfície do rotor.

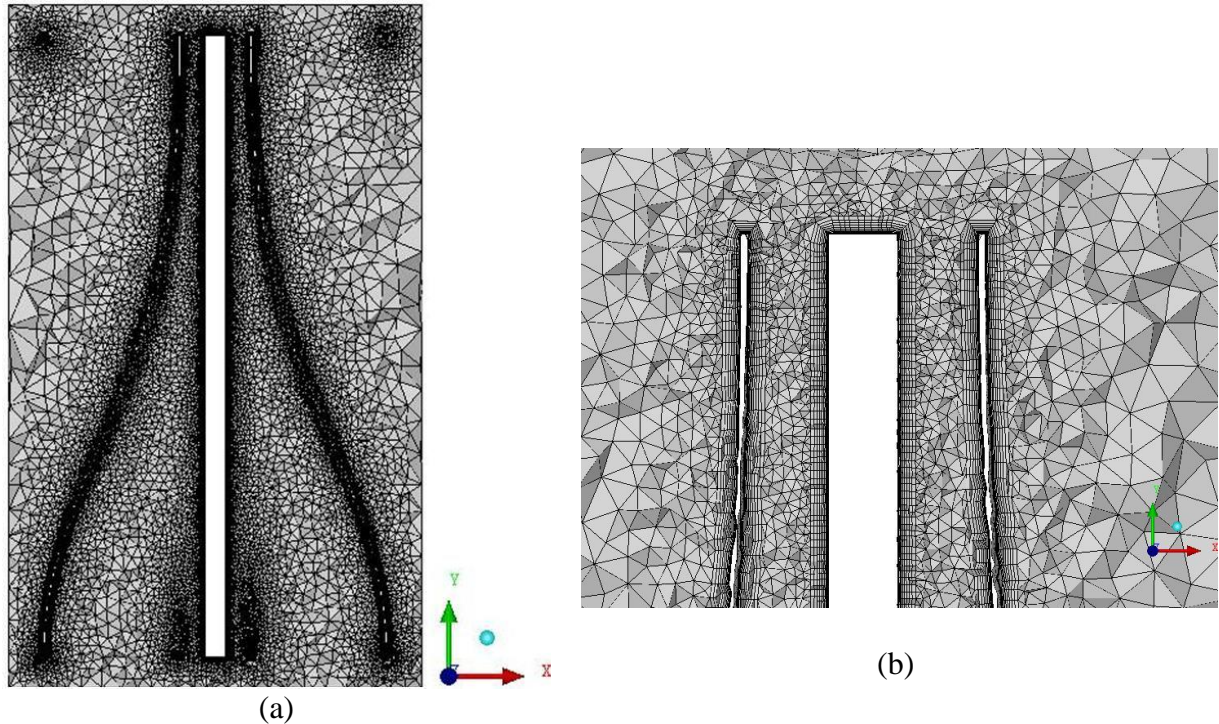


Figura 3.9 – (a) malha na região da interface- vista lateral; e (b) detalhe das camadas prismáticas ao redor da superfície do rotor.

### 3.3.3 Método GCI

O estudo da qualidade da malha deste trabalho é realizado através do método GCI (Índice de Convergência de Malha), proposto por Roache, 1994. Segundo Roache, 1997 o método *GCI* é baseado na generalização da extrapolação de *Richardson* envolvendo comparação de soluções discretas em dois espaçamentos de malhas diferentes.

A aplicação do método GCI é realizada para três malhas híbridas com diferentes refinamentos e com a turbina parada. Adota-se que a malha com o índice um (1) é a mais refinada, e a malha com o índice três (3), a mais grosseira, como observado nas equações.

A razão de refinamento de malha ( $r_{ij}$ ) para malhas não estruturadas, ou quando se tem incerteza do valor de refinamento de malha, é obtido segundo a Equação (3.23) [NASA, 2008; Roache, 1994].

$$r_{ij} = \left( \frac{N_i}{N_j} \right)^{\frac{1}{D}} \quad (3.23)$$

onde  $N$  é número total de volumes da malha utilizada e  $D$  é a dimensão do domínio do escoamento, neste trabalho  $D$  é igual a três, o índice  $i$  indica a malha mais refinada e o índice  $j$  indica a malha menos refinada, ou seja,  $r_{12}$  para as malhas M1 e M2 e  $r_{23}$  para as malhas M2 e M3.

Como as razões de refinamento diferem então a ordem de convergência é calculada usando a razão de refinamento entre a malha fina e a malha média e a razão de refinamento entre a malha média e a malha grossa. A Equação (3.24) é resolvida através de um método iterativo de ponto fixo, onde a ordem de convergência formal ( $p = 2$ ) pode ser utilizada como uma estimativa inicial [Phillips, 2012]. A ordem de convergência ( $p$ ) é dada por:

$$p = \frac{\ln\left(\left(\frac{r_{12}^p - 1}{r_{23}^p - 1}\right)\left(\frac{f_3 - f_2}{f_2 - f_1}\right)\right)}{\ln(r_{12})} \quad (3.24)$$

onde  $f_1$ ,  $f_2$  e  $f_3$  são as soluções do coeficiente de torque estático obtidas nas simulações numéricas realizadas para as malhas 1, 2 e 3, respectivamente.

O  $GCI$  é a medida percentual que quantifica o afastamento do valor numérico obtido em relação ao valor da solução assintótica estimada (solução exata do problema), [NASA,2008]. Calculado pela Equação (3.25) entre duas malhas com refinamentos consecutivos, ou seja, para as malhas M1 e M2 e para as malhas M2 e M3.

$$GCI_{ij} = \frac{F_s |\epsilon_{ij}|}{(r_{ij}^p - 1)} \quad (3.25)$$

onde  $F_s$  é o fator de segurança igual a 1,25 para comparações de três ou mais malhas e o  $\epsilon_{ij}$  é o erro relativo.

O erro relativo ( $\epsilon_{ij}$ ) entre duas malhas é calculado pela Equação (3.26).

$$\epsilon_{ij} = \left| \frac{f_j - f_i}{f_i} \right| \quad (3.26)$$

A estimativa da solução exata ( $f_{exato,ij}$ ) pode ser determinada considerando a malha mais refinada (M1) e a com refinamento médio (M2) ou considerando a malha com

refinamento médio (M2) e a malha mais grosseira (M3), onde  $f_i$  é a solução numérica da malha mais refinada,  $f_j$  é a solução numérica da malha menos refinada do torque estático obtido na simulação. Segundo Abramchuk, 2013, mesmo sem um resultado analítico para obter a função exata (função onde o espaçamento da malha tende a zero), esta pode ser obtida através de uma generalização da extrapolação de *Richardson*, Equação (3.27).

$$f_{exato,ij} \cong f_j + \frac{(f_i - f_j)r_{ij}^p}{r_{ij}^p - 1} \quad (3.27)$$

A verificação da solução é através da Equação (3.28) que para valores próximos a um (1) indica que a solução está dentro do intervalo de convergência assintótica. O valor igual a um (1) indica que a solução é a própria solução exata.  $GCI_{23}$  é o índice de convergência para as malhas  $M_2$  e  $M_3$ ,  $GCI_{12}$  é o índice de convergência para as malhas  $M_1$  e  $M_2$ ,  $r$  é o fator de refinamento e  $p$  é a ordem de convergência.

$$GCI_{23} = r^p GCI_{12} \quad (3.28)$$

### 3.3.4 Discretização Temporal e Critério de Parada

As simulações iniciais são realizadas considerando o rotor em repouso para a avaliação da qualidade da malha através do método GCI, a posição da pá na base do rotor está a 90° em relação ao escoamento e a posição da pá no centro do rotor está a 0° em relação ao escoamento. Todas as simulações são resolvidas em regime transiente.

Essas simulações, como já detalhado na Seção 3.3.2 são avaliadas para três malhas com diferentes refinamentos. Consideram-se resíduos de  $10^{-4}$  e como critério de parada o tempo para o escoamento atravessar três vezes o comprimento total do domínio de cálculo. Devido ao alto custo computacional das simulações numéricas computacionais o tempo nas duas primeiras vezes para o escoamento atravessar o domínio de cálculo utilizam um tamanho de passo de tempo de 0,01 segundos. Para a terceira vez refina-se o tamanho do passo de tempo para 0,0005 segundos. Nas duas primeiras vezes, o tempo para o escoamento atravessar o comprimento total do domínio de cálculo, os passos de tempo atingem um resíduo de  $10^{-3}$  dentro de 100 iterações, pois o passo de tempo utilizado é pouco refinado, enquanto que na

última vez todos os resíduos convergem em  $10^{-4}$  dentro de 100 iterações para todos os passos de tempo.

A partir da aplicação do método GCI, resultados apresentados na Seção 4.1 – Qualidade de Malha, mostra-se que a malha com maior número de volumes ainda não atinge a solução assintótica, mas está convergindo para a solução exata, por esta razão é a escolhida para a realização dos restantes dos casos que são as simulações numéricas com a turbina em rotação.

As simulações com a turbina em rotação, velocidade angular não nula, primeiramente, é avaliada a discretização temporal analisando o passo de tempo ( $\Delta t$ ) em função do deslocamento angular ( $\Delta\theta$ ), ou seja, para uma variação do passo angular de  $2,5^\circ$  e  $5^\circ$ . A avaliação da discretização temporal é realizada para uma determinada razão de velocidade de ponta do rotor ( $\lambda$ ) de 0,25, uma velocidade angular ( $\omega_o$ ) de 18,1 rad/s e uma velocidade não perturbada de 6 m/s. Adota-se como campo inicial o último campo da simulação com a turbina parada, isto é, com três voltas no comprimento total do domínio de cálculo.

As simulações com a turbina em movimento são efetuadas considerando um resíduo de  $10^{-5}$  e é estipulado um critério de parada de três ciclos/rotações da turbina.

Observa-se a partir da primeira rotação na Figura 3.10 (a) que as curvas do coeficiente e torque dinâmico em relação à posição angular tem boa concordância para todos os três ciclos percorrido pelo rotor nas simulações. Além disso, mostra-se que para ângulos entre  $110^\circ$  a  $160^\circ$  e  $310^\circ$  e  $335^\circ$  a curva com variação de passo angular de  $2,5^\circ$  comporta-se melhor que a curva de variação de passo angular de  $5^\circ$  (Figura 3.10).

Ressalta-se que se estipula um total de 200 iterações por passo de tempo, no entanto para regiões extremas, ângulos entre  $110^\circ$  a  $160^\circ$  e  $310^\circ$  e  $335^\circ$ , as curvas mostradas na Figura 3.10 (b) de deslocamento angular de  $5^\circ$  não convergem dentro das 200 iterações nos três ciclos da turbina.

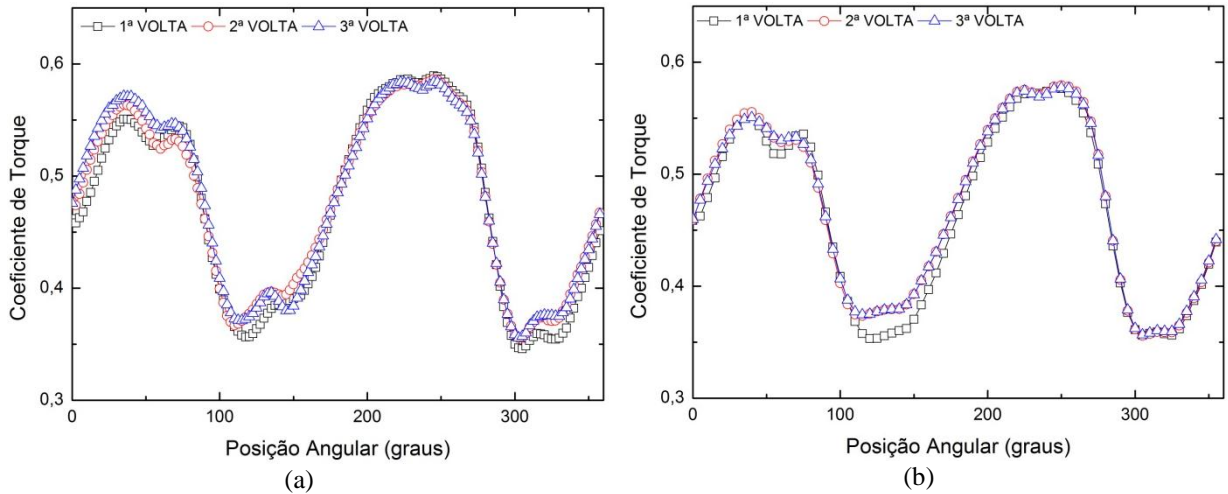


Figura 3.10 – (a) deslocamento angular de  $2,5^\circ$  e (b) deslocamento angular de  $5^\circ$ .

A Figura 3.11 apresenta o coeficiente de torque pelo tempo total executados na simulação, ou seja, durante os três ciclos percorridos pelo rotor para as duas variações angulares realizadas. Nota-se um comportamento similar entre as duas curvas de passo angular de  $2,5^\circ$  e  $5^\circ$ .

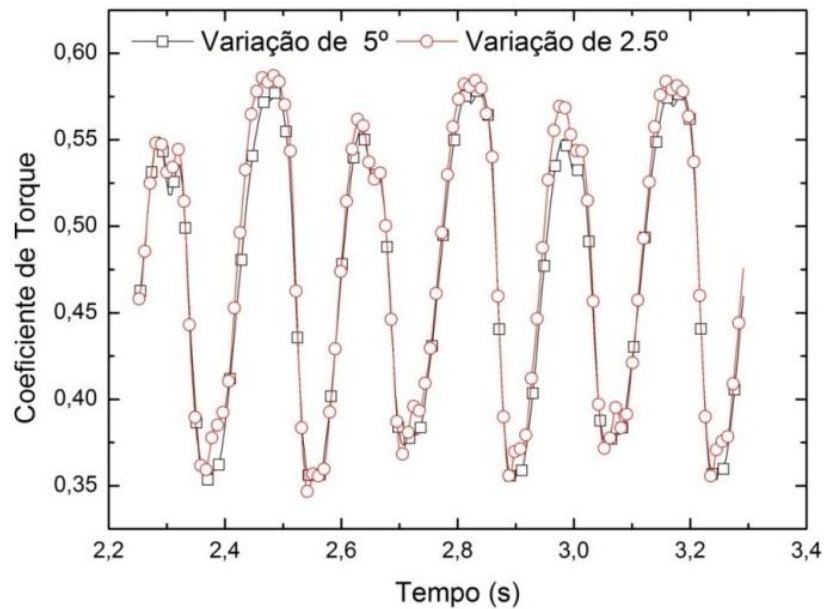


Figura 3.11 – Coeficiente de torque dinâmico pelo tempo para o passo angular de  $2,5^\circ$  e  $5^\circ$ .

O cálculo do passo tempo para estas simulações está determinado na Equação (3.29). A equação expressa abaixo facilita o tratamento dos dados gerados nas simulações, pois consegue determinar com precisão a posição angular do rotor.

$$\Delta t = \frac{\Delta\theta\pi}{180^\circ\omega_o} \quad (3.29)$$

A mesma equação é utilizada para o restante das simulações com o rotor em rotação para a obtenção das curvas de coeficiente de torque e coeficiente de potência pela razão de velocidade de ponta do rotor ( $\lambda$ ).

A Tabela 3.2 apresenta os valores do coeficiente de torque dinâmico e coeficiente de potência obtido para cada um dos passos angulares utilizados. Mostra-se, também, na tabela uma boa aproximação dos resultados, porém o menor passo angular,  $\Delta\theta$  de  $2,5^\circ$ , tem um passo de tempo ( $\Delta t$ ) mais refinado, determinando melhor o valor do coeficiente de torque. Também, considera-se o tempo computacional para as duas simulações as quais foram muito parecidas, observado pelo número aproximado de iterações por rotação e tempo por passo de tempo ( $\Delta t$ ) aproximado (Tabela 3.2). Não menos importante o passo angular de  $2,5^\circ$  converge para todas as iterações enquanto que o passo angular de  $5^\circ$  não converge dentro de 200 iterações em algumas posições angulares, tornando inviável a utilização sem que se aumente o número iterações, em consequência, aumentando a demanda do tempo computacional.

Tabela 3.2 –Avaliação do passo tempo ( $\Delta t$ ) em relação ao passo angular ( $\Delta\theta$ )

$\Delta\theta$ (°)	$C_T$ médio	$C_P$ médio	Número de $\Delta t$ por rotação	Número aproximado de iterações por $\Delta t$	Número aproximado de iterações por rotação	Tempo por $\Delta t$ aproximado
2,5	0,4763	0,1191	144	90	12960	3,60 horas
5	0,4689	0,1172	72	180	12960	6,18 horas

Após a avaliação da discretização temporal são efetuadas o restante das simulações para os valores de razão de velocidade de ponta do rotor ( $\lambda$ ) de 0,30; 0,35; 0,60; 0,80 e 1,0, o que gera uma velocidade angular ( $\omega_o$ ) de 21,7; 25,3; 43,4; 57,9 e 72,4, respectivamente. Estas simulações são realizadas nos mesmo moldes da simulação anterior para a turbina em rotação, razão de velocidade de ponta do rotor ( $\lambda$ ) de 0,25 e passo angular ( $\Delta\theta$ ) de  $2,5^\circ$ .



Considerando-se um resíduo de  $10^{-5}$ , menor do que nas simulações com a turbina parada, todos os passos de tempo convergem dentro de 200 iterações. O critério de parada foi estipulado em três ciclos/rotações da turbina. Cabe salientar que para as razões de velocidade de ponta do rotor ( $\lambda$ ) de 0,60; 0,80 e 1,0 a turbina percorre apenas uma rotação devido ao tempo de computacional de simulação (Tabela 3.3), e como demonstrado na Figura 3.10 (a), acima, as curvas de coeficiente de torque dinâmico pelo passo angular ( $\Delta\theta$ ) tem boa concordância do primeiro ao último ciclo simulado.

A Tabela 3.3 mostra uma aproximação do tempo de processamento para cada simulação.

Tabela 3.3 –Tempo computacional despendidos em cada simulação

<b>Simulações</b>	<b>Regime</b>	<b>Quantidade</b>	<b>Tempo de Processamento Total para cada Simulação</b>
Avaliação da malha através do método GCI, turbina parada	Transiente	3	720 horas
Simulações com a turbina em movimento, discretização temporal ( $\lambda = 0,25$ )	Transiente	2	1080 horas
Simulações com a turbina em movimento ( $\lambda = 0,30$ e $\lambda = 0,35$ )	Transiente	2	1080 horas
Simulações com a turbina em movimento ( $\lambda = 0,60$ , $\lambda = 0,80$ e $\lambda = 1,0$ )	Transiente	3	240 horas
<b>TOTAL</b>		<b>10</b>	<b>7200 horas</b>

A Tabela 3.4 apresenta um resumo das características das simulações com a turbina Savonius helicoidal em movimento discutidas acima.

Salienta-se que todos os resultados discutidos na Seção dos Resultados são coletados para uma posição do rotor Savonius helicoidal. A posição da pá na base do rotor está a  $90^\circ$  em relação ao escoamento e a posição da pá no centro do rotor está a  $0^\circ$  em relação ao escoamento como mostra a Figura 4.2, Seção 4 - Resultados e Discussões. Os tempos instantâneos dos campos gerados através dos resultados das simulações são apresentado na Tabela 3.4.

Tabela 3.4 – Características das simulações com o rotor em rotação

Casos Simulados	$\lambda = 0.25$	$\lambda = 0.30$	$\lambda = 0.35$	$\lambda = 0.60$	$\lambda = 0.80$	$\lambda = 1,0$
Resíduos	$10^{-5}$					
Passo Angular (graus)	2,5					
Velocidade Angular (rad/s)	18,1	21,7	25,3	43,4	57,9	72,4
Passo de Tempo (s)	0,00241	0,00201	0,00172	0,0010	0,00075	0,00060
Tempo Total Simulado (s)	3,29112	3,11832	2,99304	2,394	2,358	2,3364
Número de Rotações	3			1		
Tempo instantâneo dos Resultados (s)	2,94408	2,82888	2,74536	2,394	2,358	2,3364

Observação: O campo inicial das simulações com a turbina em rotação é obtido a partir da simulação com a turbina parada o qual percorreu um tempo total de simulação de 2,25s.

### 3.3.5 Correção do Efeito de Bloqueio

Como as simulações numéricas realizadas representam um canal aerodinâmico com alta razão de bloqueio, que leva em consideração a área transversal da geometria e a área transversal da seção de testes do túnel de vento gerando um valor de, aproximadamente, 30%, e tendo em vista que os valores obtidos nas simulações numéricas não apresentam boa concordância com o artigo experimental baseado para tal estudo, é necessário aplicar a correção do efeito de bloqueio para que seja possível a comparação com outros autores que não trabalham com efeito de bloqueio.

De acordo com Blackwell *et al.*, 1977, quando um objeto está localizado em um túnel de vento, o objeto produz algum tipo de "bloqueio do túnel", o qual aumenta a velocidade do vento local na seção de teste. Mostra-se que o efeito de bloqueio causa influência nos resultados obtidos devido à aceleração do escoamento local causado tanto pelo bloqueio do sólido quanto pelo bloqueio da esteira produzida pelo rotor a jusante. Por esta razão o coeficiente de torque e de potência são maiores, pois a velocidade não perturbada não é a real velocidade que passa pelo rotor.

A correção do efeito de bloqueio foi realizada por dois métodos diferentes. O primeiro, apresentado por Alexander, em 1978, que forneceu uma adaptação para o método realizado por Maskell, em 1965, pela comparação do arrasto de placas planas perpendiculares ao escoamento não perturbado e do arrasto de rotores Savonius normais ao escoamento

também não perturbado, aplicando o termo " $m$ ", um valor de extrapolação segundo Figura 3.12 [Alexander, 1978, apud Ross e Altman, 2011 p.527]. O segundo método utilizado é o método proposto por Pope e Rae Jr. em 1984.

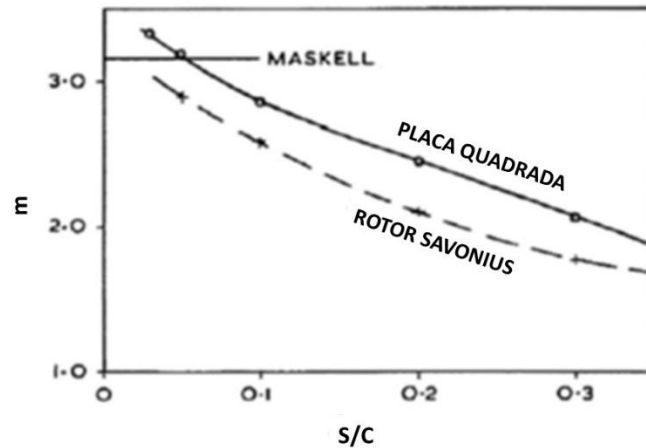


Figura 3.12 – Aplicação da razão de bloqueio ( $S/C$ ) para obtenção termo " $m$ " para o rotor Savonius [adaptado de Alexander, 1978, apud Ross e Altman, 2011 p.527].

O efeito de bloqueio é calculado através da área máxima frontal do rotor ( $S$ ),  $0,05 \text{ m}^2$ , pela área da seção transversal do túnel de vento ( $C$ ),  $0,16 \text{ m}^2$ . Obtém-se, assim, uma razão de bloqueio de  $0,31$  para o caso estudado.

O método de Alexander, aplica-se a Equação (3.30) obtida por Maskell para correção da velocidade do vento, com a correção do termo  $m$  para o rotor Savonius, (Figura 3.12).

$$\frac{V_c^2}{V_i^2} = \frac{1}{1 - m \frac{S}{C}} \quad (3.30)$$

onde  $V_c$  é a velocidade do vento corrigida,  $V$  é a velocidade do vento não perturbada prescrita na entrada do domínio,  $m$  é a razão entre a área da esteira normal ao vento ( $B$ ) pela área máxima frontal do rotor ( $S$ ) dada pelo valor extrapolação da Figura 3.12.

O método de Pope e Rae Jr. aplica a Equação (3.31) para a correção da velocidade, onde  $V_c$  é a velocidade do vento corrigida,  $V_i$  é a velocidade do vento não perturbada prescrita na entrada do domínio e  $\varepsilon_T$  é a correção do bloqueio total (Equação (3.31)).

$$V_C = V_i(1 + \varepsilon_T) \quad (3.31)$$

A correção do bloqueio total é a soma do bloqueio do sólido ( $\varepsilon_S$ ) mais o bloqueio da esteira ( $\varepsilon_E$ ) expressa pela Equação (3.32).

$$\varepsilon_T = \varepsilon_S + \varepsilon_E \quad (3.32)$$

Segundo Pope e Rae Jr., 1984, para encontrar as correções de bloqueio para os modelos de túnel de vento de forma incomum sugere-se a seguinte expressão:

$$\varepsilon_T = \frac{1 \text{ área frontal do modelo}}{4 \text{ área da seção de testes}} \quad (3.33)$$

A partir da obtenção da velocidade corrigida calcula-se novamente a razão de velocidade de ponta do rotor ( $\lambda_c$ ), o coeficiente de torque ( $C_{TC}$ ) e o coeficiente de potência ( $C_{PC}$ ).

Após a correção do efeito de bloqueio pelos métodos Alexander e Pope e Rae Jr., realiza-se a correção de efeito de bloqueio pelas simulações numéricas que obtém o coeficiente de torque corrigido ( $C_{TC}$ ) e a razão de velocidade de ponta do rotor corrigida ( $\lambda_c$ ) através da média do módulo do vetor velocidade no plano transversal ao escoamento obtida nas simulações. Esta média do módulo do vetor velocidade no plano ( $V_{c\text{siml}}$ ) fornece a velocidade um pouco antes do escoamento atingir o rotor, isto é, 0,25 diâmetros a montante do rotor. Com isto é possível fazer um comparativo das curvas de coeficiente de potência ( $C_P$ ) e razão de velocidade de ponta do rotor ( $\lambda$ ) obtido pelos dois métodos de correção do efeito de bloqueio e a curva obtida pela correção através da média do módulo do vetor velocidade no plano transversal ao rotor obtida nas simulações.

Salienta-se que para a média do módulo do vetor velocidade nos planos normais a z para cada variação da velocidade angular ( $\omega_0$ ), tem-se uma média do módulo do vetor velocidade no plano ( $V_{c\text{siml}}$ ), pois a esteira do rotor se altera, ou seja, a medida que se aumenta a velocidade angular do rotor ( $\omega_0$ ) o diâmetro da esteira aumentaria se não fosse pela limitação da mesma devido às paredes do túnel de vento; em consequência, há variação de aceleração local de velocidade. Esta variação de aceleração da velocidade local aumenta a montante do rotor com a proximidade do mesmo, devido ao aumento da velocidade angular,

porém após a turbina há uma aceleração local de velocidade devido ao bloqueio do escoamento gerado pelas paredes do túnel que não permitem a expansão da esteira e, à medida que se afasta do rotor, a variação de velocidade diminui até atingir a velocidade de entrada prescrita.

De acordo com Custódio, 2013, uma turbina eólica extrai parte da energia cinética do vento, ou seja, o escoamento ao atravessar o rotor tem parte de sua energia cinética diminuída reduzindo a velocidade do fluido a jusante do rotor.

Outra consideração relevante é que as médias de velocidade no plano foram obtidas com a turbina onde a posição das pás na base estão a  $90^\circ$  em relação ao escoamento e as pás na parte central da turbina a  $0^\circ$  em relação ao escoamento, em outras palavras, maior área possível do rotor, o qual o efeito de bloqueio do sólido é maior.

Recalcula-se o coeficiente de torque ( $C_T$ ) e a razão de velocidade de ponta do rotor ( $\lambda$ ) com a velocidade que atravessa a turbina Savonius helicoidal ( $V_{c_{siml}}$ ), Equação (3.34) e Equação (3.35).

$$C_{Tc} = \frac{T}{\frac{1}{2}\rho A_r V_{c_{siml}}^2 R_r} \quad (3.34)$$

$$\lambda_c = \frac{\omega_0 R_r}{V_{c_{siml}}} \quad (3.35)$$

Logo em seguida, calcula-se o coeficiente de potência corrigido ( $C_{Pc}$ ) expresso pela Equação (3.36).

$$C_{Pc} = C_{Tc} \lambda_c \quad (3.36)$$

## 4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Nesta seção apresentam-se os resultados organizados em avaliação da qualidade de malha, resultados de simulações com rotor parado e resultados com o rotor em rotação incluindo nesta seção a correção do efeito de bloqueio.

### 4.1 Qualidade da Malha

A avaliação da qualidade de malha é realizada através da aplicação do método GCI. Para tal implementação utilizam-se três malhas com refinamentos diferentes apresentada na Seção 3.3.2.

Os resultados dos coeficientes de torque estático das três malhas simuladas são mostrados na Tabela 4.1.

Tabela 4.1 – Coeficiente de torque estático.

Malha	Coeficiente de Torque Estático
Malha Fina (M1)	0,6027
Malha Intermediária (M2)	0,5739
Malha Grossa (M3)	0,5241

Após, a obtenção dos valores dos coeficientes de torque estático e com o número total de volumes de cada malha é possível calcular os valores de razão de refinamento de malha ( $r_{12}$ ) e ( $r_{23}$ ) e ordem de convergência ( $p$ ). Os valores alcançados são de 1,12, 1,06 e 13,59, respectivamente. De posse desses valores calcula-se o índice de convergência ( $GCI$ ), valores apresentados na Tabela 4.2.

O valor encontrado na estimativa da solução exata do coeficiente de torque para o caso estudado, bem como os índices de convergência de malha para as malhas mais finas (M1 e M2) e para as malhas mais grossas (M2 e M3) encontram-se na Tabela 4.2.

Tabela 4.2 – Aplicação do Método GCI.

Parâmetros	Valores
$C_{T,exato}$ (estimado)	0,6145
$GCI_{12}$	1,61%
$GCI_{23}$	7,96%
Valor de convergência Assintótico	1,05

Com base nos resultados apresentados na Tabela 4.2 pode-se dizer que a solução está dentro do intervalo assintótico, pois para valores próximos a um (1) indica que a solução está dentro do intervalo de convergência assintótico como descrito na Seção 3.3.3. O coeficiente de torque estático do rotor é estimado em 0,6145, com uma margem de erro de 1,61%.

Salienta-se que a malha com um maior refinamento, “Malha Fina (M1)”, é escolhida para dar continuidade ao trabalho, ou seja, todos os resultados apresentados abaixo são obtidos através das simulações realizadas com a malha de 8.160.534 volumes.

## 4.2 Simulações com o Rotor Parado

Neste capítulo são apresentados os resultados com a turbina parada, o valor de  $y^+$  nas duas pás, os campos de pressão, os coeficientes de pressão e os perfis de velocidades a jusante do rotor, de acordo com a posição do rotor e do perfil das pás do rotor apresentada na Figura 4.2. A posição das pás na base do rotor estão a 90° em relação ao escoamento e a posição das pás no centro do rotor se encontram a 0° em relação ao escoamento (Figura 4.2).

A Figura 4.1 mostra a distância adimensional da parede ( $y^+$ ), calculado com o volume em contato com a superfície. Observa-se na imagem que 99% da superfície se encontra abaixo do valor de  $y^+$  igual a 4, permanecendo dentro do padrão admitido pela função da parede aprimorada descrita rapidamente na Seção 3.2.2. O restante das superfícies do rotor não ultrapassa o valor de 5,338 que se localiza nas regiões mais críticas em alguns pontos das extremidades das pás.

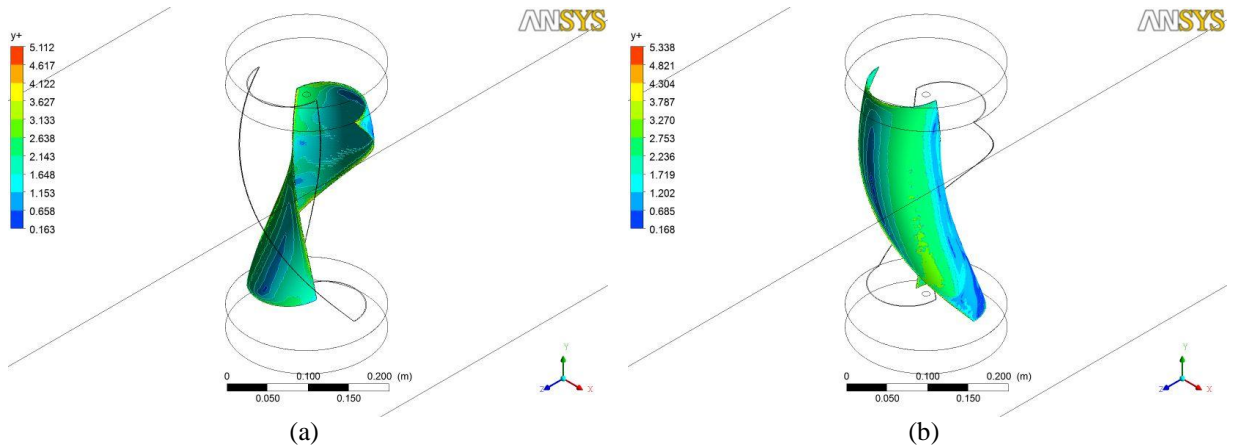


Figura 4.1 – Distância adimensional da parede ( $y^+$ ): (a) pá 1 e (b) pá 2

A Figura 4.2 (a) apresenta os planos tomados de 30 mm em 30 mm em relação à altura do rotor, eixo  $y$ , essa variação de 30 mm que representa um passo angular de  $18^\circ$ . A pá que está marcada nesta figura é denominada de pá 1. O plano exato demonstrado na imagem é o segundo plano que consta na Figura 4.3, descrito como  $y=60$  mm,  $\theta_y = 36^\circ$ .

As Figura 4.2 (b) e Figura 4.2 (c) apresentam a incidência do escoamento e posição das pás do rotor para a base da turbina e para a metade da altura do rotor, respectivamente.

Salienta-se que a posição da turbina representada nesta figura é a posição em que os resultados dos planos, a seguir, são obtidos.

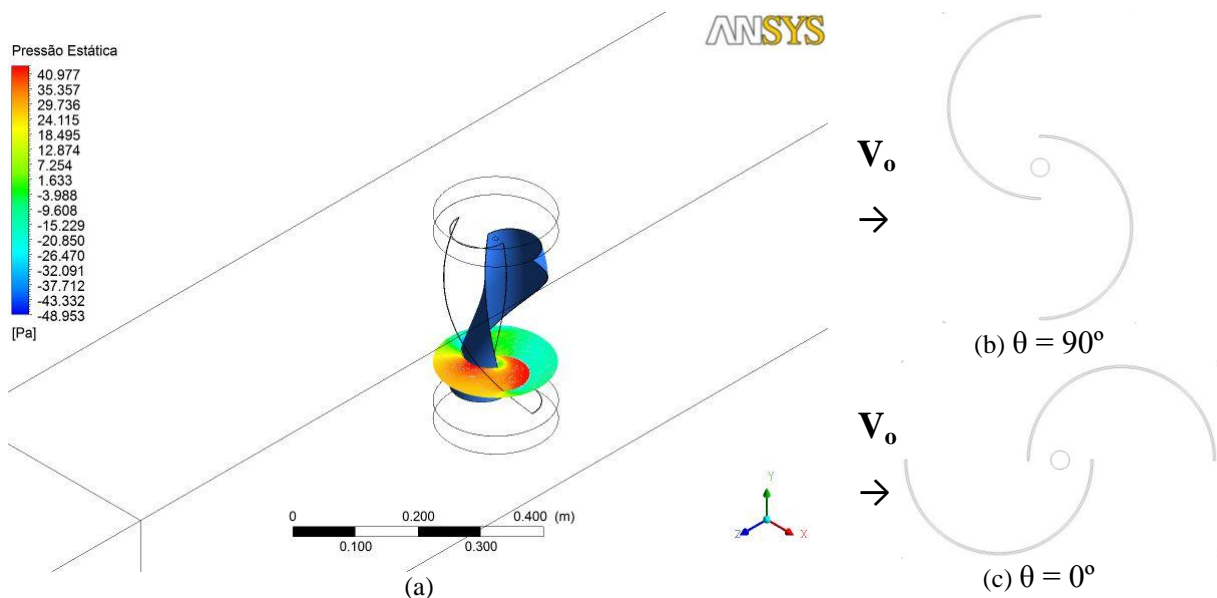


Figura 4.2 – (a) Ilustração de como são obtidos os campos de pressão,  $y = 60$  mm; (b) perfil das pás na base do rotor posição  $90^\circ$  em relação ao escoamento; e (c) perfil das pás na metade da altura do rotor posição  $0^\circ$  em relação ao escoamento incidente.

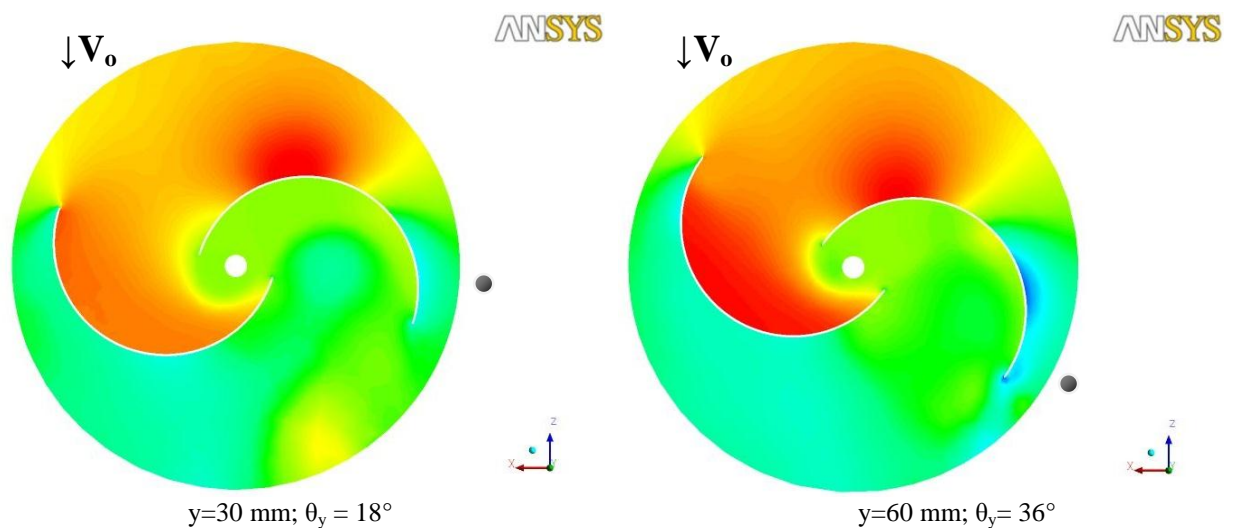


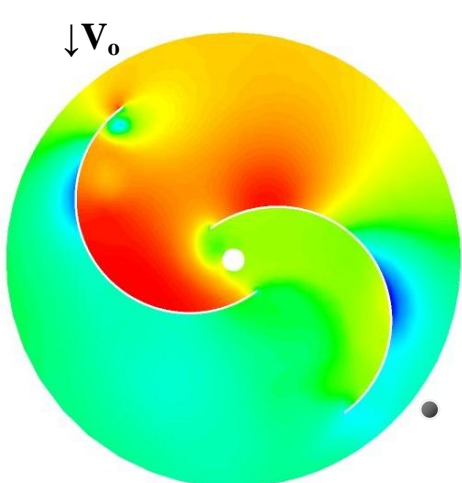
A Figura 4.3 apresenta os campos de pressão estática manométrica para nove diferentes alturas na turbina. O escoamento está no sentido de cima para baixo em todos os campos de pressão como indicados na figura abaixo. Observa-se que os três primeiros planos  $y=30$  mm a  $y=90$  mm apresentam um maior diferencial de pressão entre as partes côncava e convexa da pá 2, sendo esta a pá de avanço nestas posições, enquanto que para os planos  $y=180$  mm a  $y=240$  mm a pá de avanço passa a ser a pá 1 a qual não mostra um grande diferencial de pressão nas partes côncava e convexa da pá devido a uma menor exposição ao escoamento. A distinção da pá 1 e da pá 2 é indicada pelo ponto preto. O ponto preto está situado ao lado da pá 1 nos campos de pressão.

Para o plano  $y=270$  mm o diferencial de pressão volta a aparecer na pá de avanço. O comportamento se repete para as outras posições do rotor em relação ao escoamento, porém não para as mesmas posições em relação ao eixo  $y$ , altura do rotor, pois a posição do rotor se altera quando está em movimento.

Nota-se que não ocorrem mudanças bruscas entre um plano a outro devido que o rotor Savonius helicoidal passa por todas as posições angulares em virtude da sua torção nas pás de  $180^\circ$ . Por essa razão ocorre a suavização nos campos de pressões sobre as pás do rotor e maior uniformidade no torque.

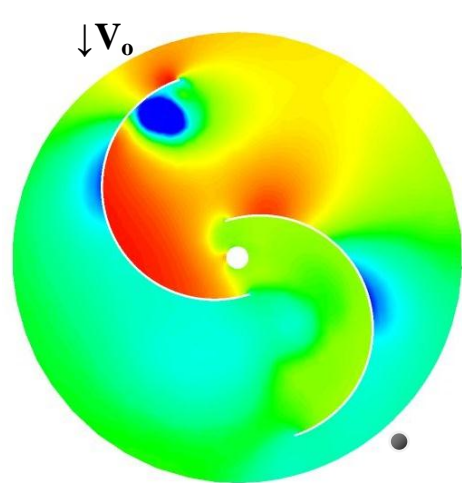
Observa-se também alguns pontos de recirculação conforme o escoamento incide nas pás nos lados côncavos e um escoamento aderido no lado convexo das pás que são responsáveis pelo surgimento de forças de sustentação que mantêm o torque do rotor nos planos  $y=120$  mm,  $\theta_y = 72^\circ$ ;  $y=150$  mm,  $\theta_y = 90^\circ$  e  $y=180$  mm,  $\theta_y = 108^\circ$ .





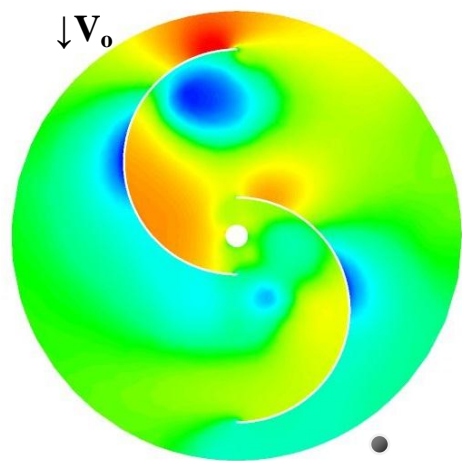
ANSYS

$y=90 \text{ mm}; \theta_y = 54^\circ$



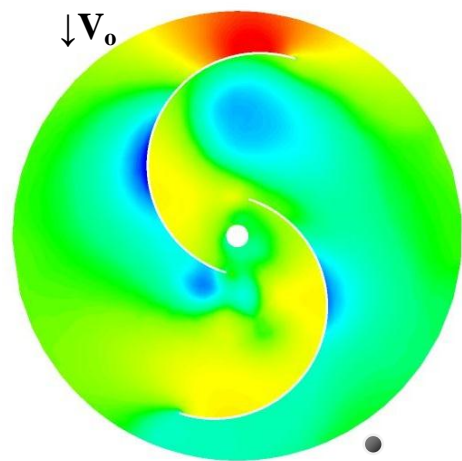
ANSYS

$y=120 \text{ mm}; \theta_y = 72^\circ$



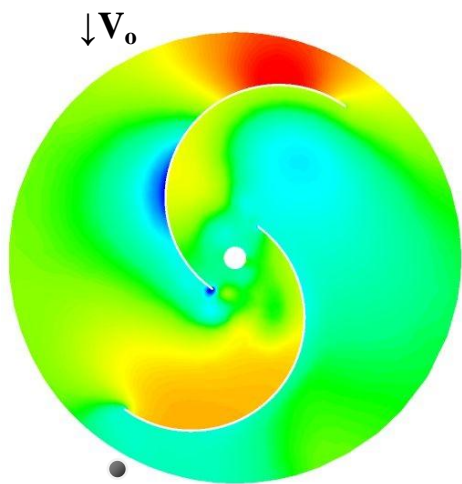
ANSYS

$y=150 \text{ mm}; \theta_y = 90^\circ; \theta = 0^\circ$



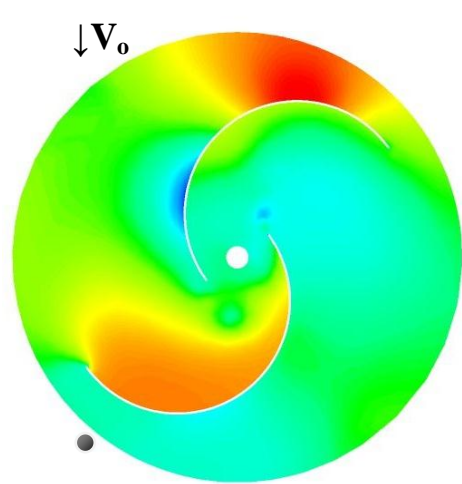
ANSYS

$y=180 \text{ mm}; \theta_y = 108^\circ$



ANSYS

$y=210 \text{ mm}; \theta_y = 126^\circ$



ANSYS

$y=240 \text{ mm}; \theta_y = 144^\circ$

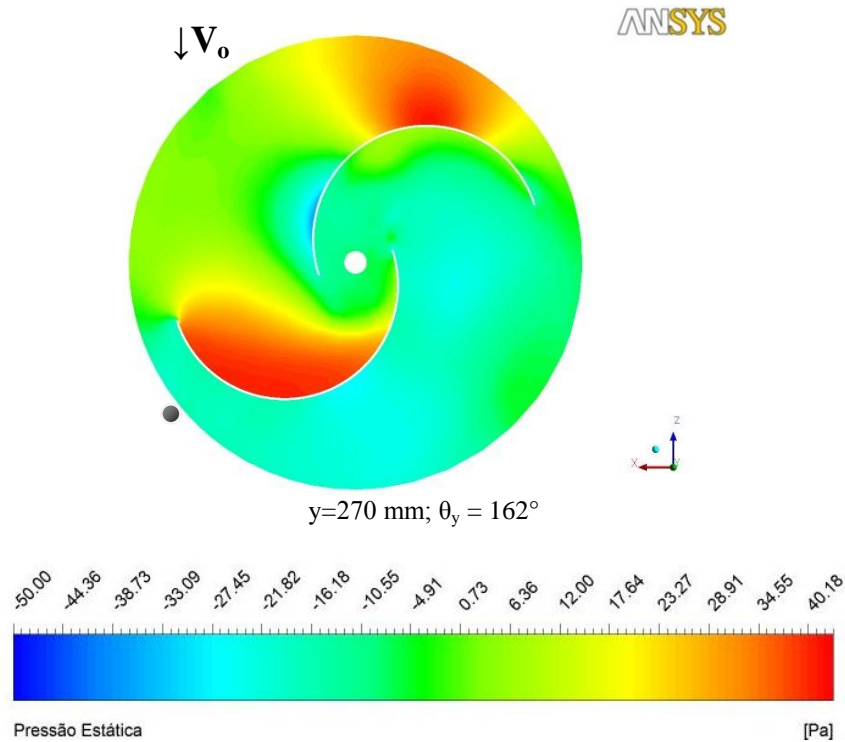
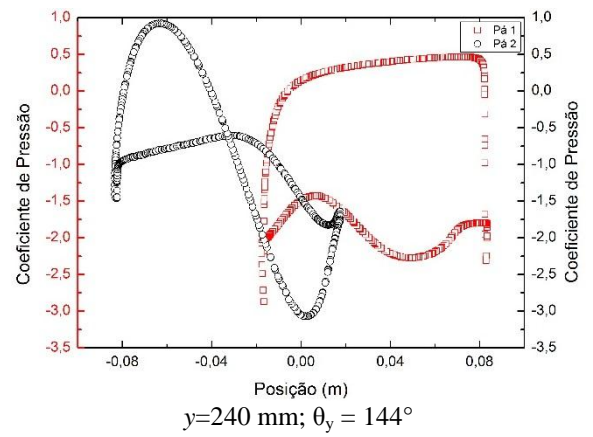
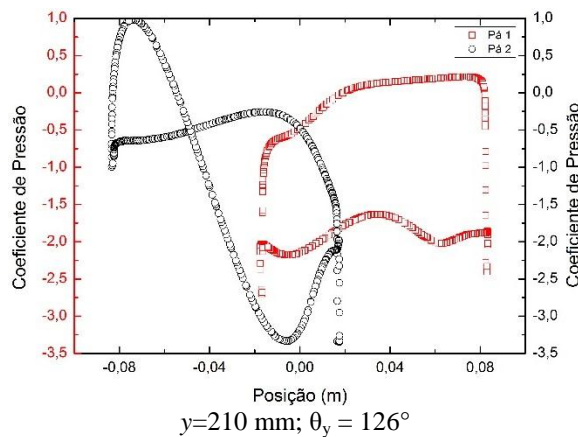
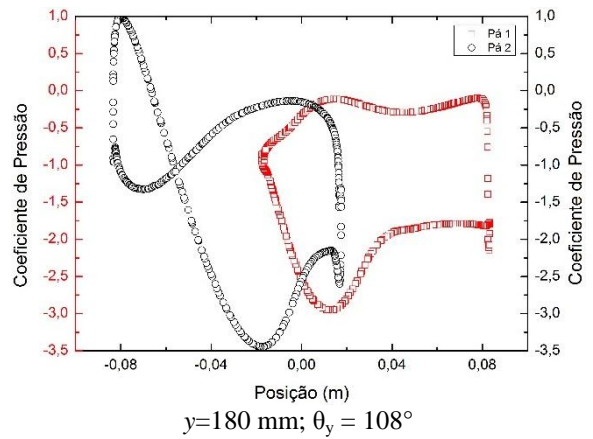
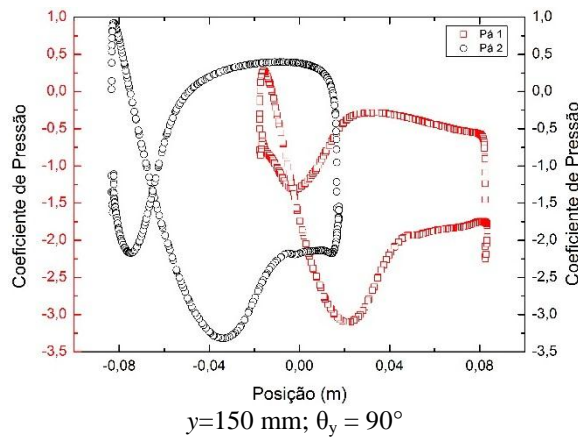
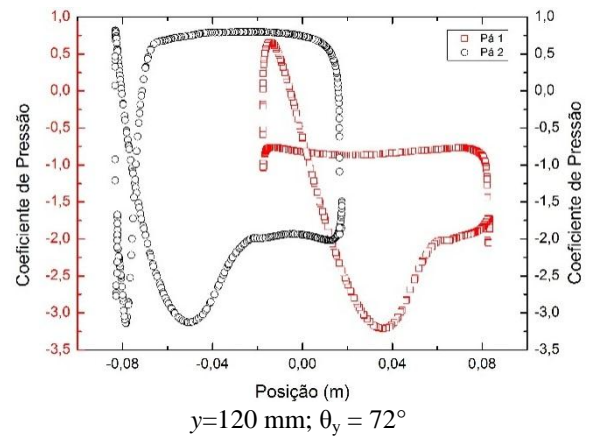
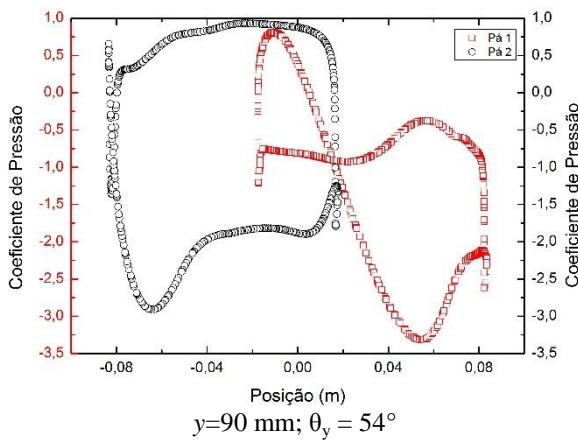
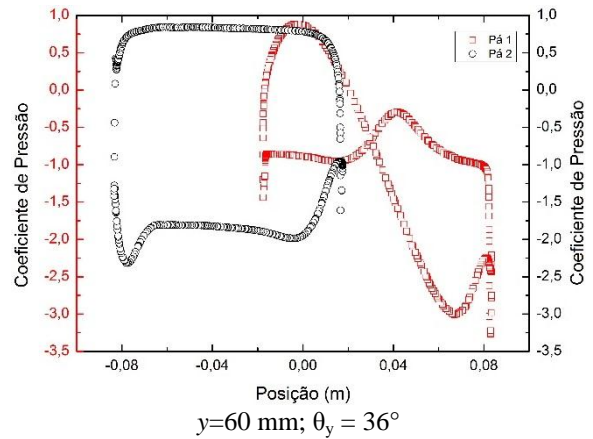
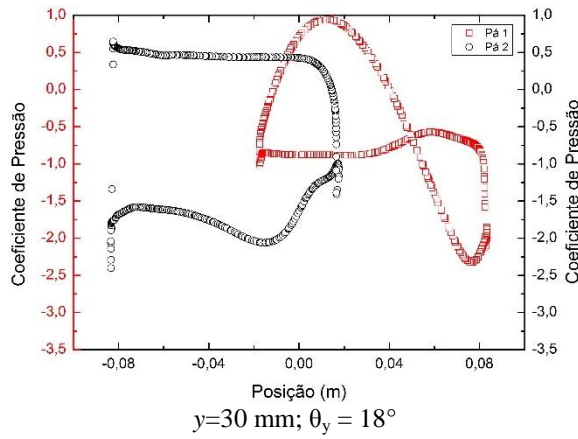


Figura 4.3 – Campos de pressão estática manométrica incidente no rotor parado

A Figura 4.4 mostra o coeficiente de pressão das pás nas diferentes alturas da turbina. Para uma melhor visualização do coeficiente de pressão as pás são alinhadas ao eixo.

O coeficiente de pressão igual a um mostra o ponto da pressão de estagnação (máxima pressão) a qual a velocidade é nula, já o valor do coeficiente de pressão igual a zero o fluido se encontra na mesma pressão do escoamento livre, enquanto que o coeficiente de pressão negativo indica uma depressão. Se esta depressão localizada na pá tem a presença de um gradiente adverso de pressão (escoamento no sentido da baixa pressão para a alta pressão) e a quantidade de movimento do fluido não é suficiente para vencer essa força contrária ao escoamento, gera-se um descolamento da camada limite.

Esta separação da camada limite pode ser vista mais nitidamente nos planos  $y=150 \text{ mm}$ ,  $\theta_y = 90^\circ$  e  $y=180 \text{ mm}$ ,  $\theta_y = 108^\circ$  parte convexa da pá 1 cerca de 0,04 m (posição da pá). E no plano  $y=120 \text{ mm}$ ,  $\theta_y = 72^\circ$  partes convexas das pás nas posições 0,06 e - 0,02, aproximadamente, para a pá 1 e pá 2, respectivamente.



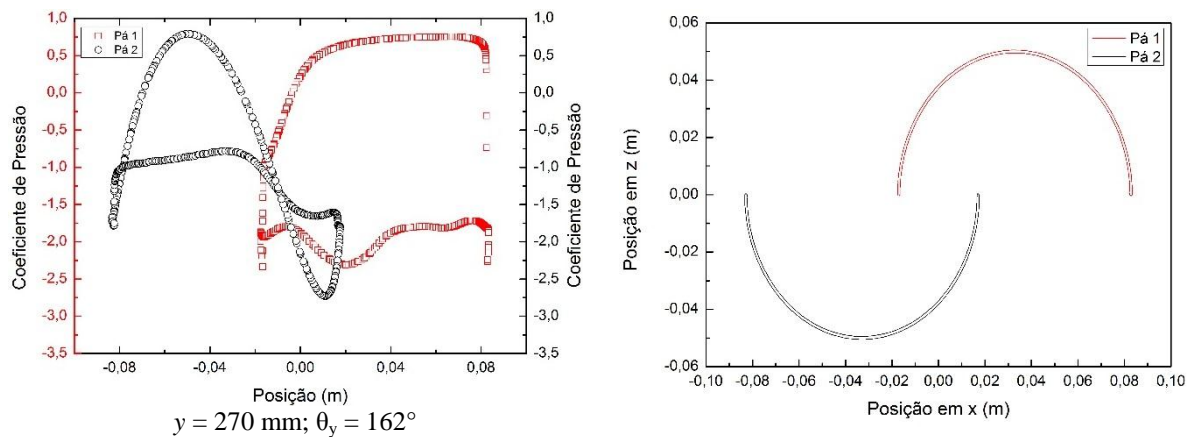


Figura 4.4 – Coeficientes de pressão sobre as pás.

Visando a estudar a esteira aerodinâmica do rotor em estudo, são analisados os dados de velocidade na região a jusante da turbina. A Figura 4.5 representa uma esquematização dos pontos de velocidades coletados para as componentes de velocidade e a magnitude de velocidade para um diâmetro, cinco diâmetros e dez diâmetros a jusante do rotor, centralizado ao domínio em relação ao eixo x em um total de sete pontos para cada diâmetro de afastamento do rotor, totalizando vinte e um pontos.

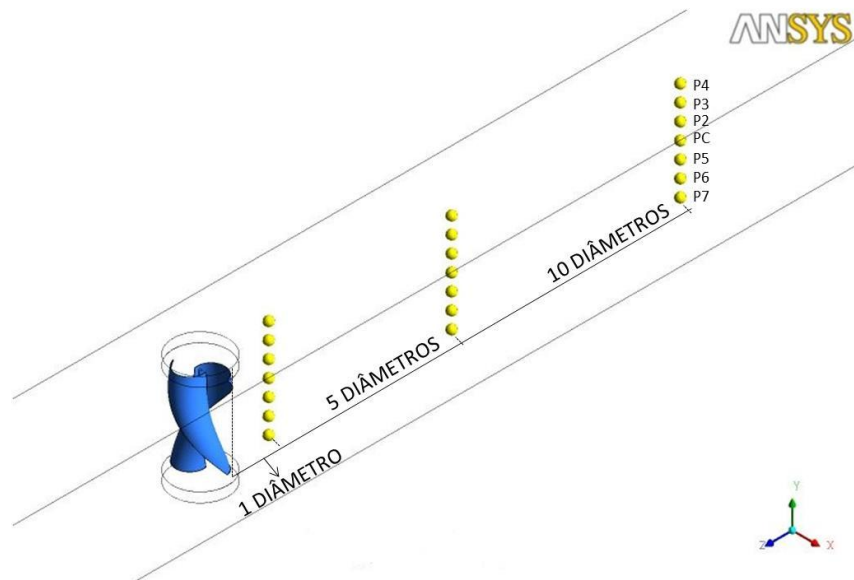
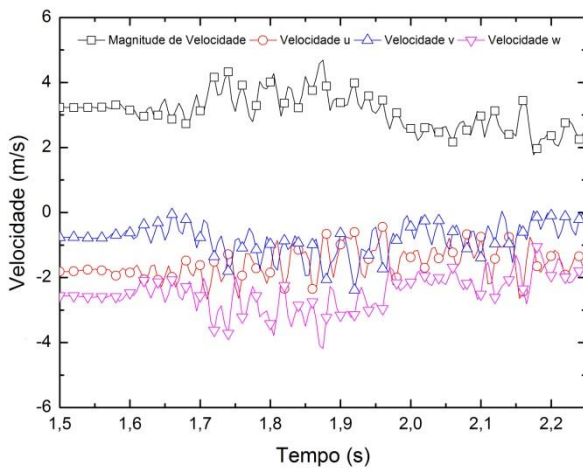


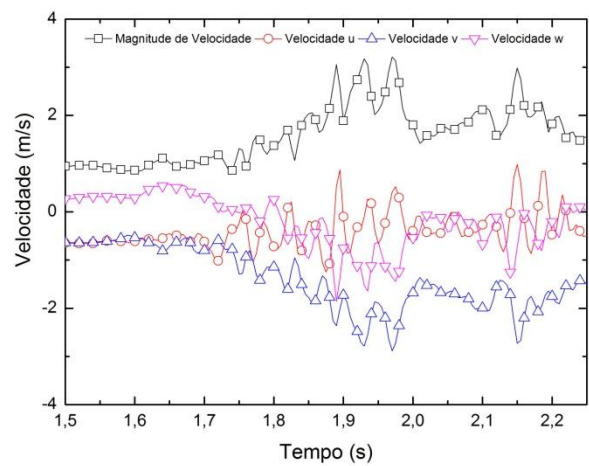
Figura 4.5 – Representação dos pontos de coleta da velocidade a um (1), cinco (5) e dez (10) diâmetros a jusante do rotor.

A Figura 4.6 apresenta o comportamento da velocidade média para as componente  $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$ ,  $\bar{w}$  e a magnitude de velocidade a um diâmetro a jusante da turbina. Observa-se uma instabilidade maior comparada com as Figura 4.7 e Figura 4.8 devido a localização da coleta dos pontos estar próxima ao rotor.

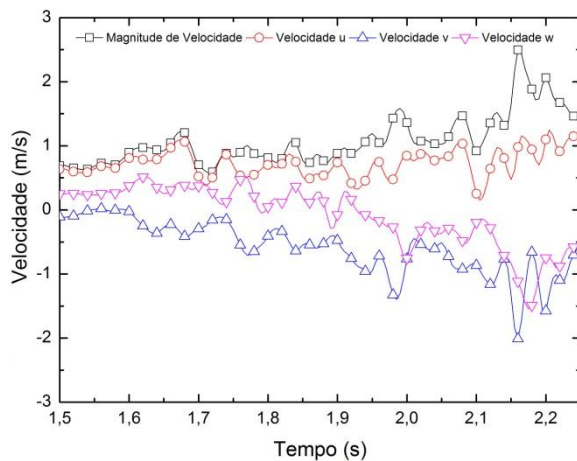
O ponto central (PC) apresenta estruturas mais uniformes em relação aos demais pontos de velocidade coletados. Como a esteira gerada pela presença do rotor não tem espaço para se expandir, gera uma maior perturbação do escoamento, principalmente, próxima a parede e se propaga para o centro do túnel com menor presença de perturbações no escoamento. Cabe lembrar que a turbina se encontra parada.



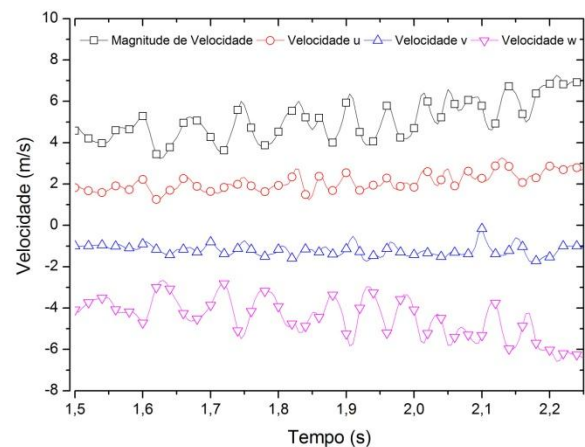
**P4 (0; 0,330; -0,2497)**



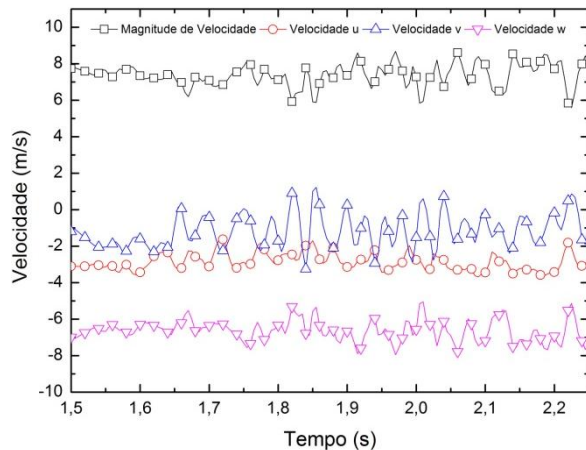
**P3 (0; 0,270; -0,2497)**



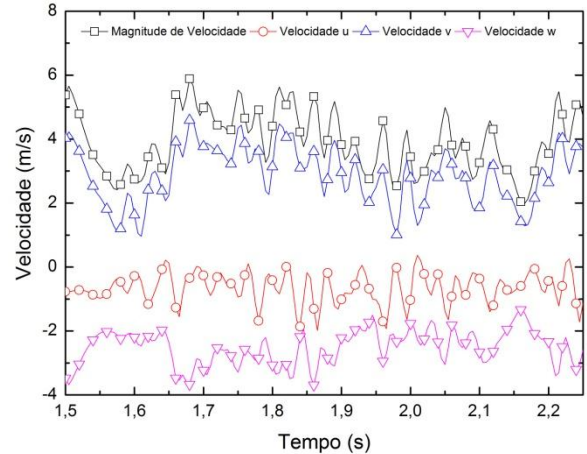
**P2 (0; 0,210; -0,2497)**



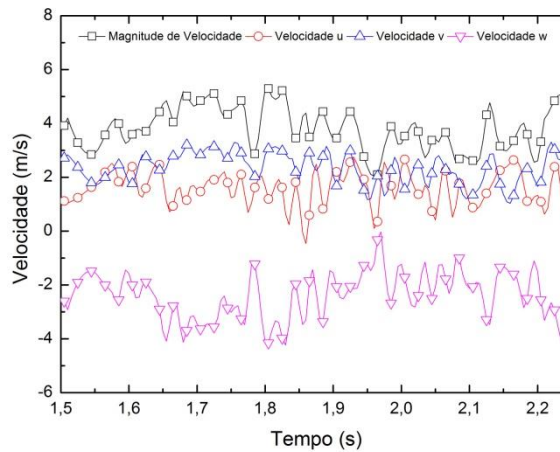
**PC (0; 0,150; -0,2497)**



**P5 (0; 0,090; -0,2497)**



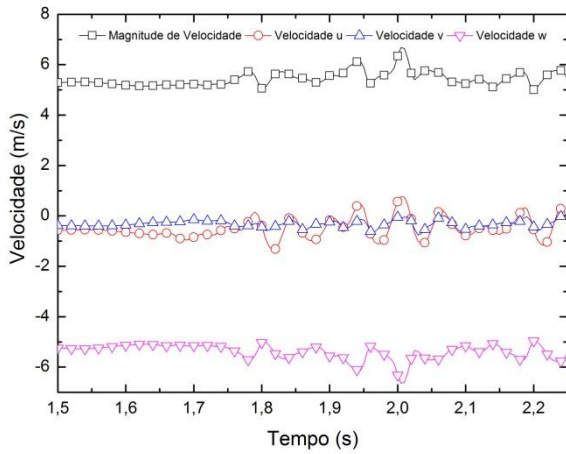
**P6 (0; 0,030; -0,2497)**



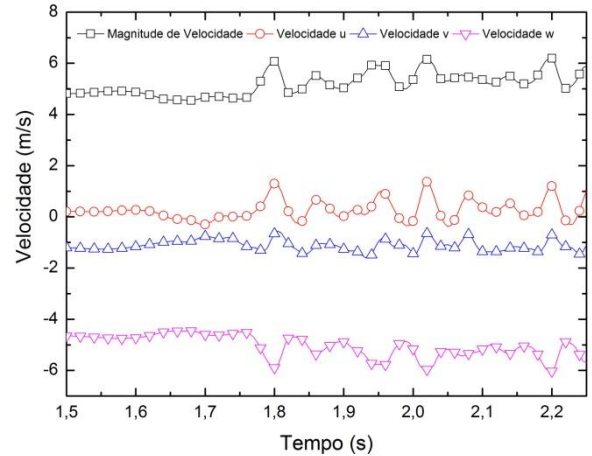
**P7 (0; -0,030; -0,2497)**

Figura 4.6 – Velocidades médias de Reynolds a 1D a jusante da turbina.

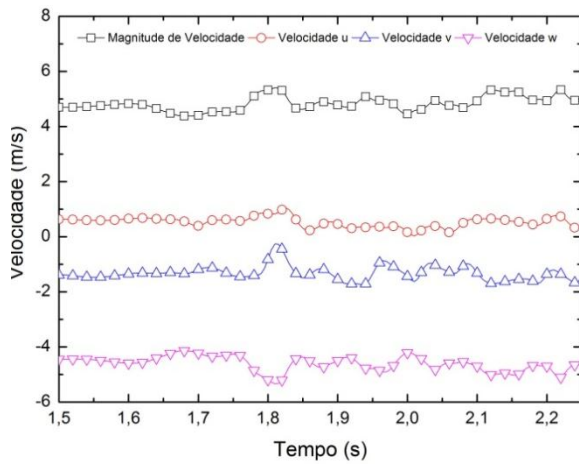
Na Figura 4.7 apresenta-se o comportamento da velocidade média para as componentes  $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$ ,  $\bar{w}$  e a magnitude de velocidade a cinco diâmetros a jusante da turbina. Nota-se que existe uma grande diferença em relação a Figura 4.6, pois a cinco diâmetros a jusante do rotor a esteira do mesmo está em transição da esteira próxima para a esteira afastada. A esteira próxima é o local que acontece os maiores gradientes de velocidades e maior perturbação do escoamento. As perturbações do escoamento se dissipam a medida que se afastam do rotor. Por esta razão as perturbações nas componentes da velocidade são menores a cinco diâmetros.



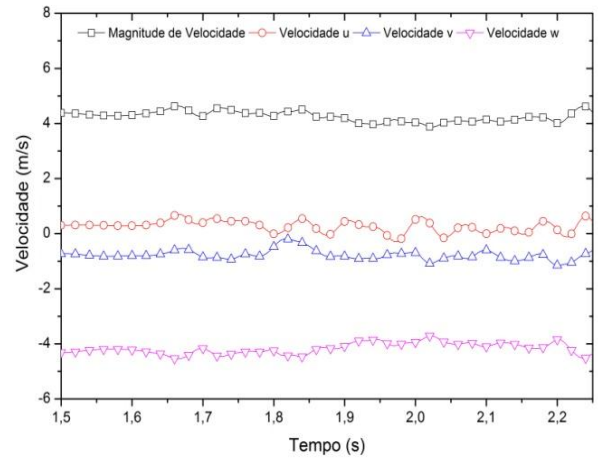
**P4 (0; 0,330; -0,9169)**



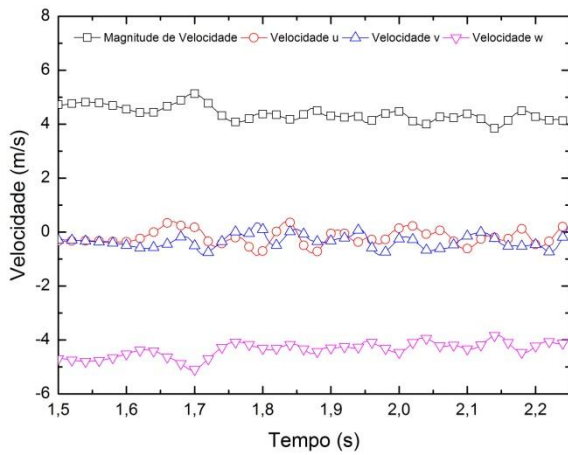
**P3 (0; 0,270; -0,9169)**



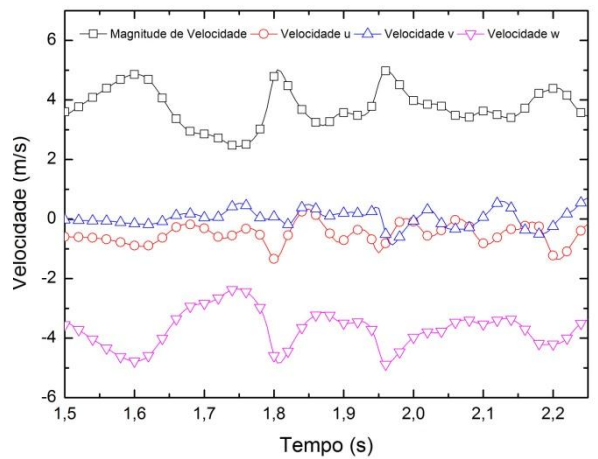
**P2 (0; 0,210; -0,9169)**



**PC (0; 0,150; -0,9169)**



**P5 (0; 0,090; -0,9169)**



**P6 (0; 0,030; -0,9169)**



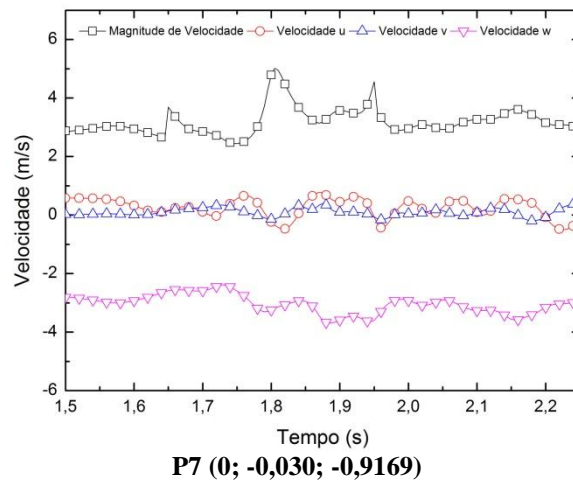
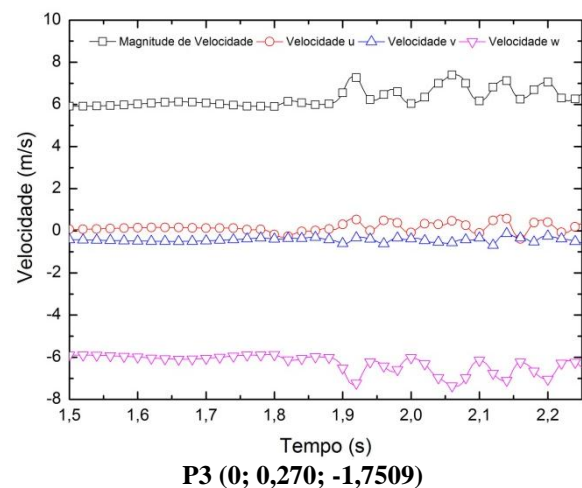
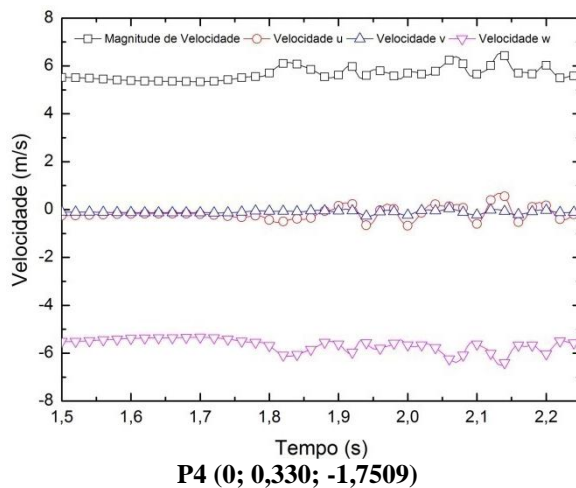


Figura 4.7 – Velocidades médias de Reynolds a 5D a jusante da turbina.

Na Figura 4.8 apresenta-se o comportamento da velocidade média para as componentes  $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$ ,  $\bar{w}$  e a magnitude de velocidade a dez diâmetros a jusante da turbina. Observa-se que as perturbações do escoamento são menores para as componentes de velocidades  $\bar{u}$  e  $\bar{v}$  comparado com as perturbações do escoamento na velocidade  $\bar{w}$ , direção do escoamento.



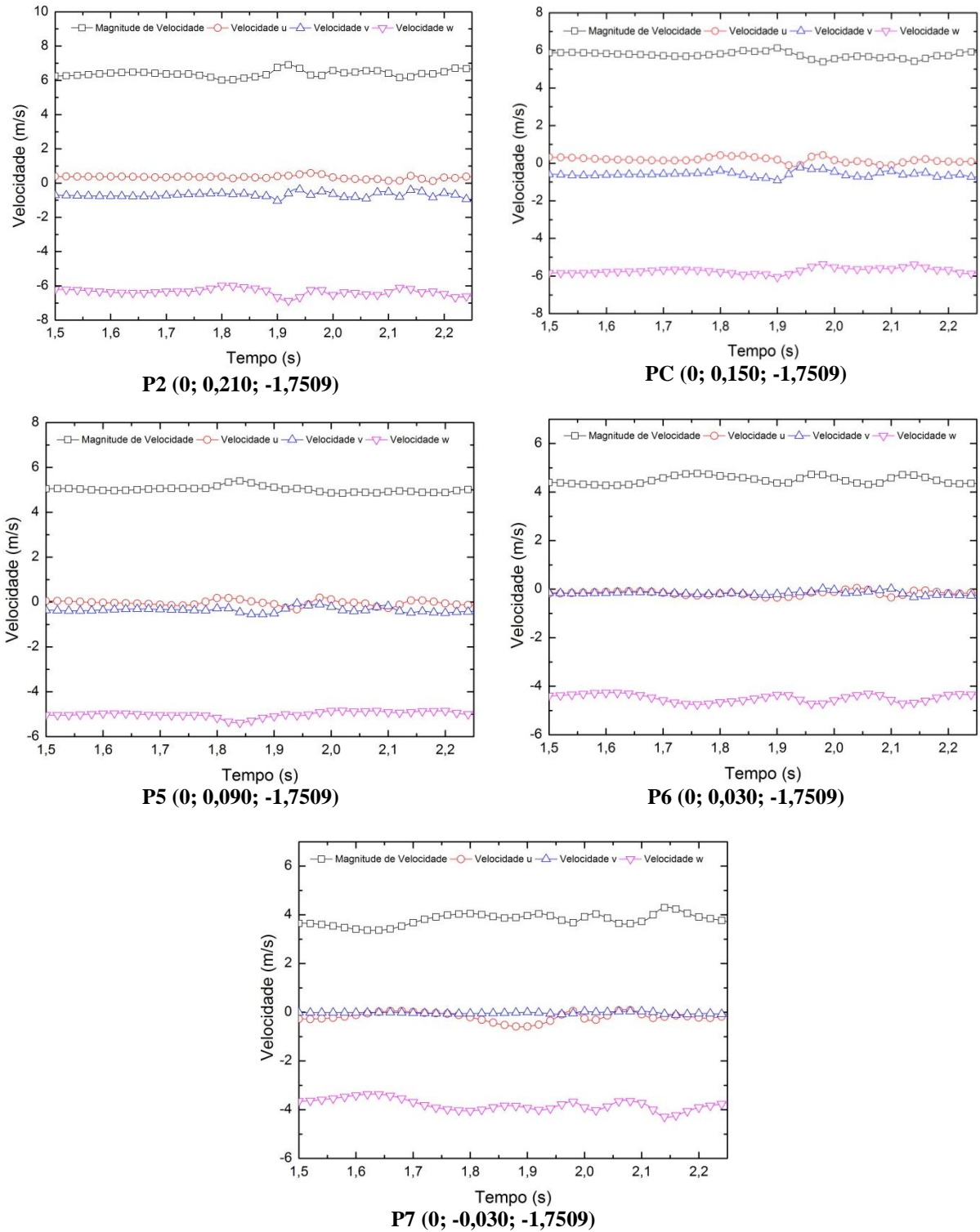


Figura 4.8 – Velocidades médias de Reynolds a 10D a jusante da turbina.

Na Figura 4.9 observa-se o comportamento das médias temporais da velocidade resultante (magnitude da velocidade) e da componente  $\bar{w}$  (direção do escoamento) para as

posições a um, cinco e dez diâmetros a jusante da turbina. Nota-se um deslocamento de massa para cima em sentido que se dá a rotação da máquina.

A esteira próxima a um diâmetro apresenta maior sensibilidade em função da presença do rotor do que a dez diâmetros, esteira afastada. Para dez diâmetros a componente de velocidade  $\bar{w}$  é praticamente a magnitude de velocidade, ou seja, não há contribuição significativa de rotação do escoamento das outras componentes de velocidade  $\bar{u}$  e  $\bar{v}$ .

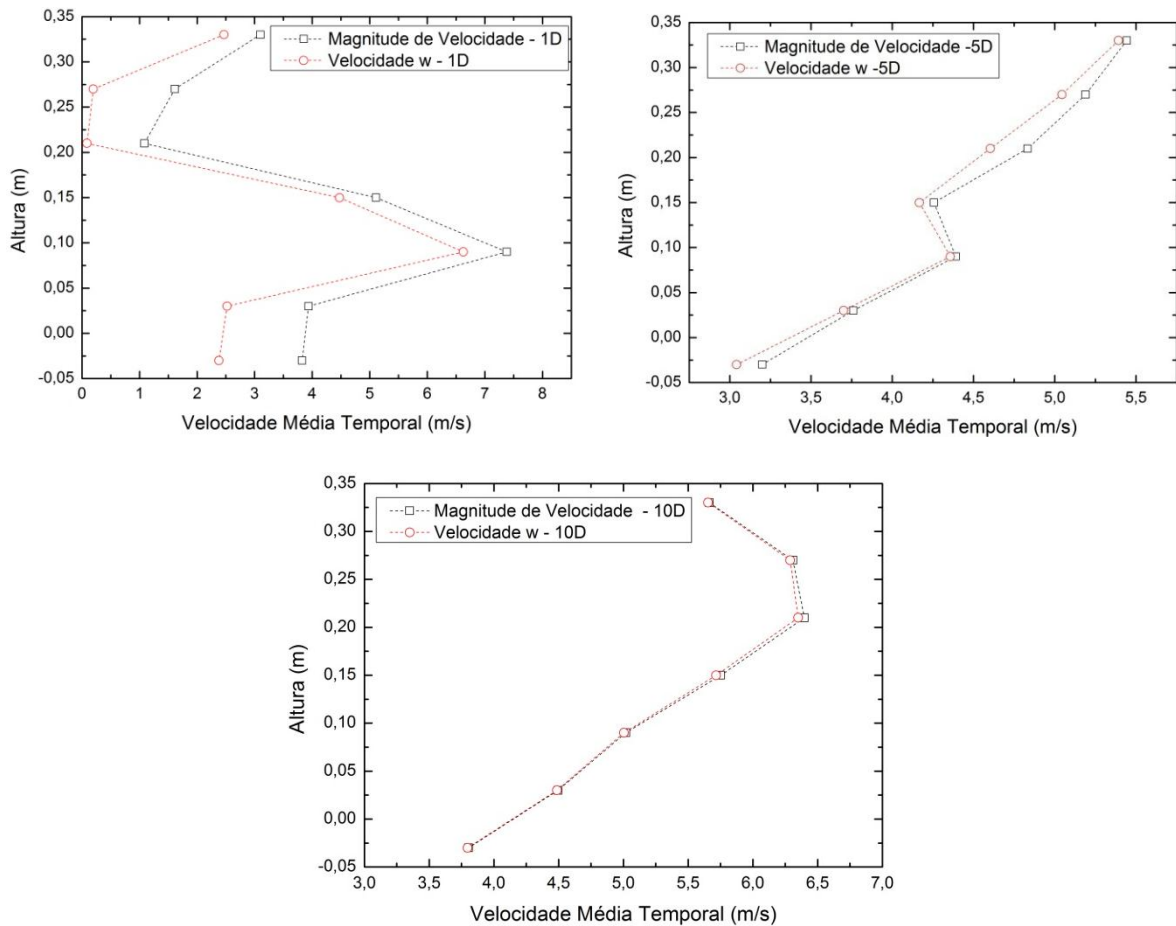


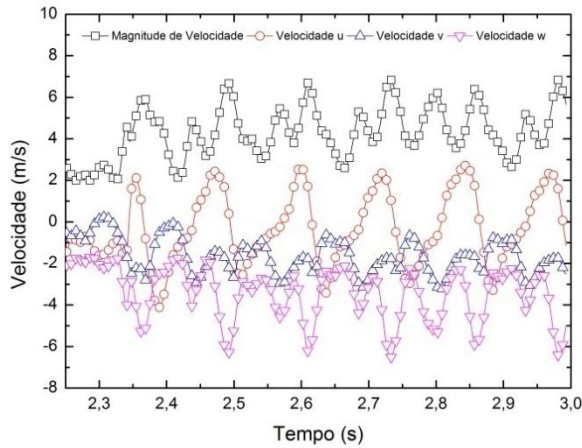
Figura 4.9 – Velocidade média temporal para 1D, 5D e 10D a jusante da turbina.

### 4.3 Simulações com o Rotor em Rotação

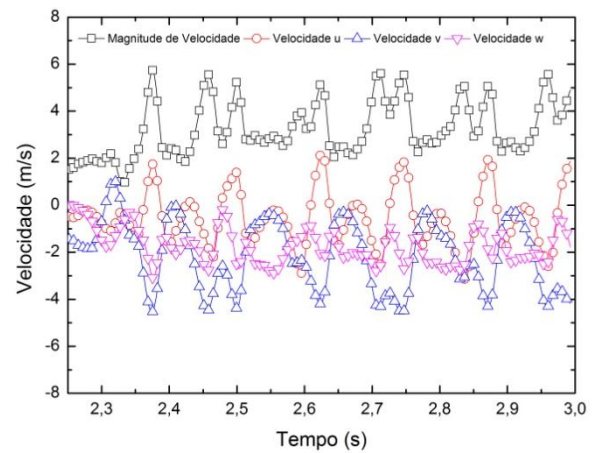
#### 4.3.1 Velocidade Média no Tempo e Perfis de Velocidade

Na Figura 4.10 mostra-se as componentes de velocidade  $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$ ,  $\bar{w}$  e a magnitude de velocidade nos pontos de avaliação a um diâmetro a jusante do rotor. Observa-se nas três

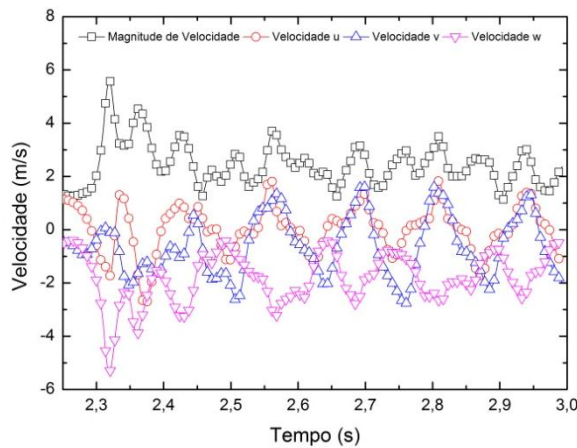
componentes de velocidade e magnitude de velocidade maior perturbação do escoamento com a turbina em movimento comparado com a turbina estática (Figura 4.6) em função do aumento de energia no escoamento somado pela rotação do rotor, aumentando as variações no movimento médio dos vórtices do escoamento, indicando o desenvolvimento da turbulência.



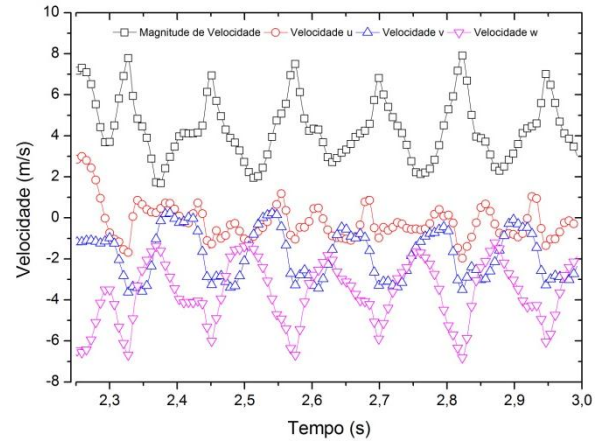
**P4 (0; 0,330; -0,2497)**



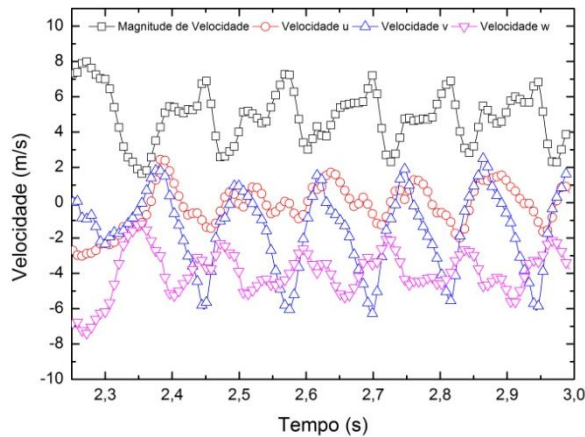
**P3 (0; 0,270; -0,2497)**



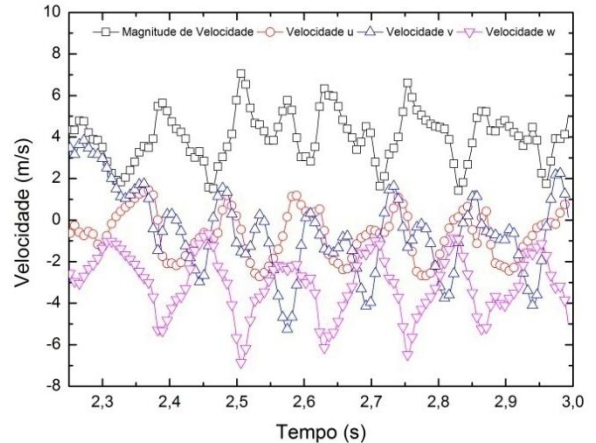
**P2 (0; 0,210; -0,2497)**



**PC (0; 0,150; -0,2497)**



**P5 (0; 0,090; -0,2497)**



**P6 (0; 0,030; -0,2497)**

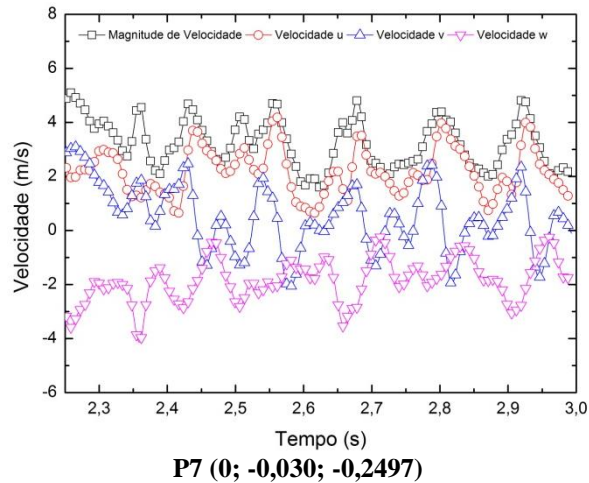
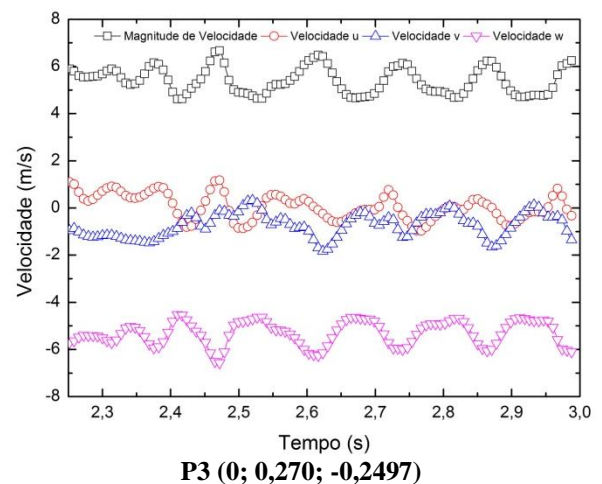
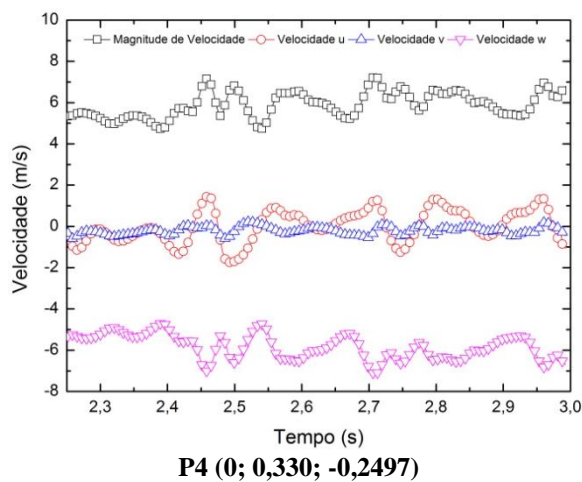


Figura 4.10 – Velocidades médias de Reynolds a 1D a jusante da turbina com rotor em rotação para  $\lambda=0,35$ .

Na Figura 4.11 apresentam-se as componentes da velocidade  $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$ ,  $\bar{w}$  e a magnitude de velocidade, considerando cinco diâmetros a jusante do rotor, o qual se observa menores perturbações das velocidades em relação a Figura 4.10, que analisa um diâmetro a jusante do rotor. Além disso, percebe-se que essas estruturas de vórtices diminuem com o afastamento do rotor. Destaca-se que as perturbações de velocidades com a turbina girando são maiores do que a turbina parada.



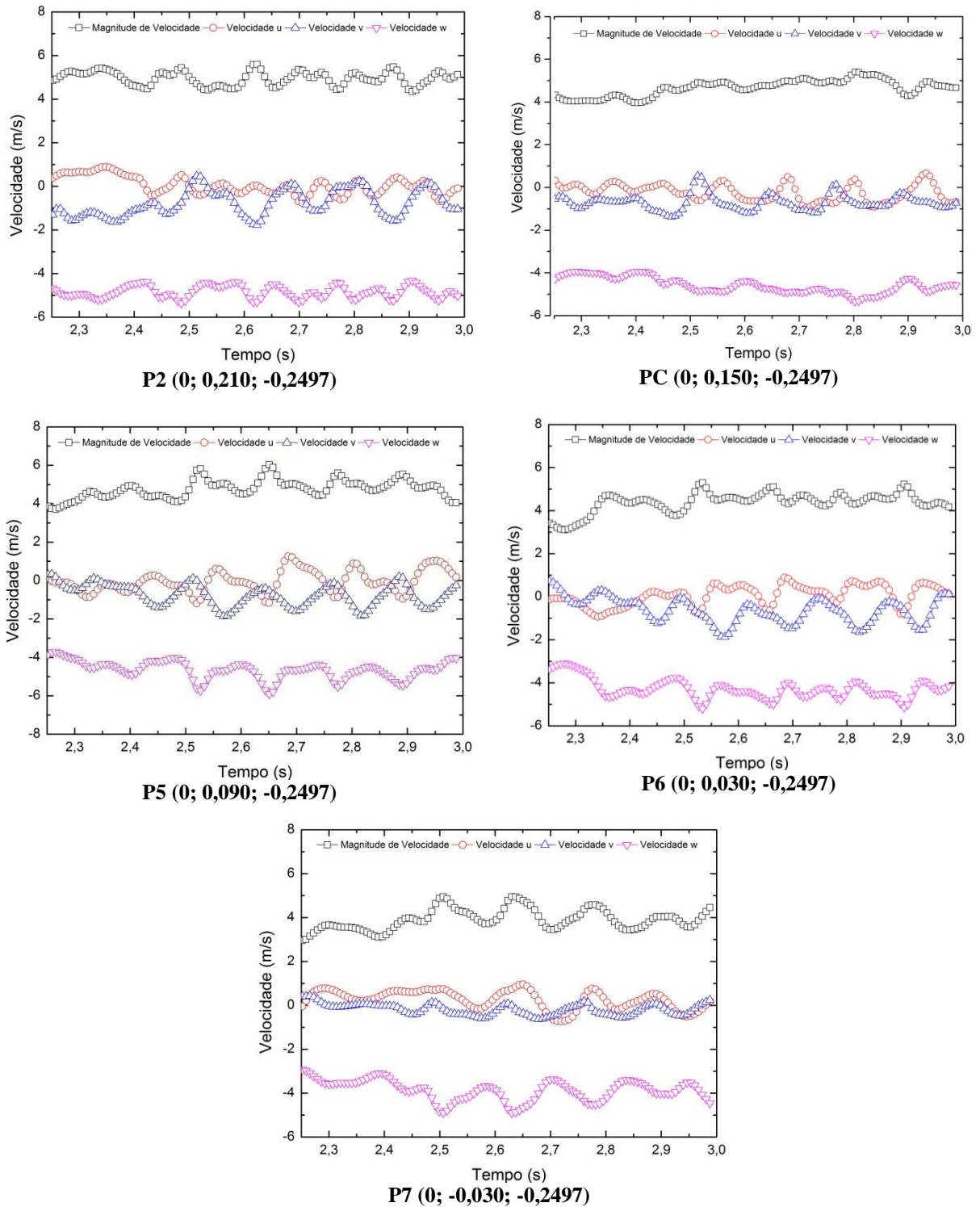
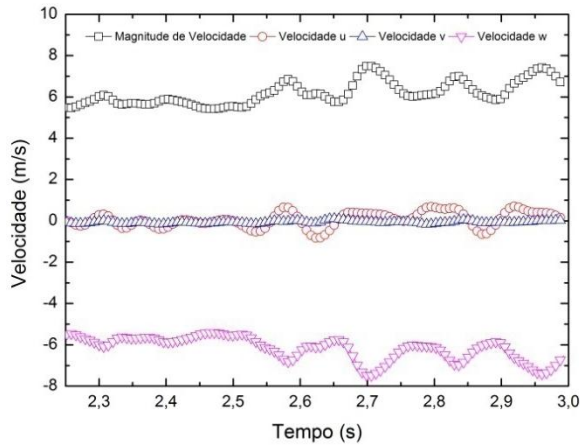


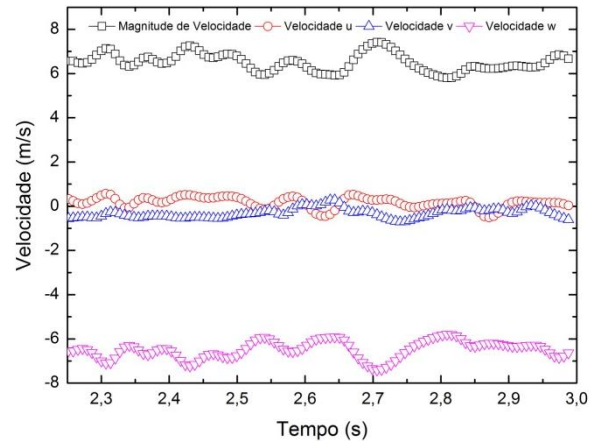
Figura 4.11 – Velocidades médias de Reynolds a 5D a jusante da turbina com rotor em rotação para  $\lambda=0,35$ .

Na Figura 4.12 mostra-se as componentes da velocidade  $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$ ,  $\bar{w}$  e a magnitude de velocidade considerando dez diâmetros a jusante do rotor. Percebem-se menores perturbações

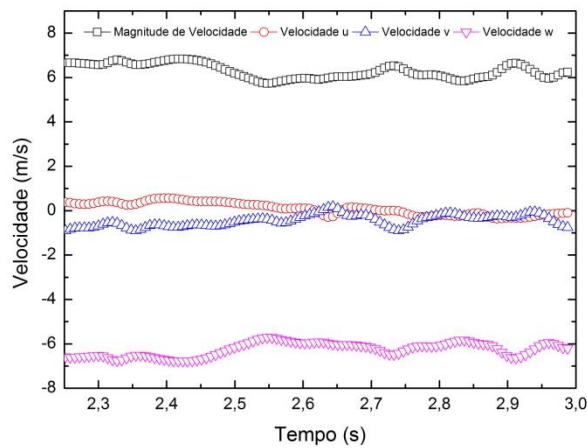
do escoamento principal a cinco diâmetros devido ao afastamento do rotor (Figura 4.10 e Figura 4.11). Também, analisa-se que as componentes de velocidade  $\bar{u}$  e  $\bar{v}$  apresentam menores perturbações do que a componente de velocidade  $\bar{w}$ .



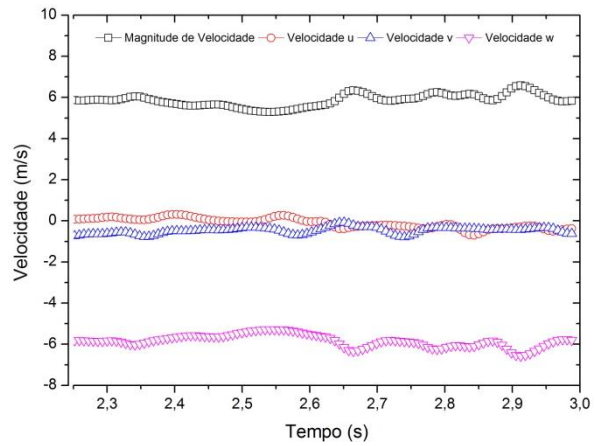
**P4 (0; 0,330; -0,2497)**



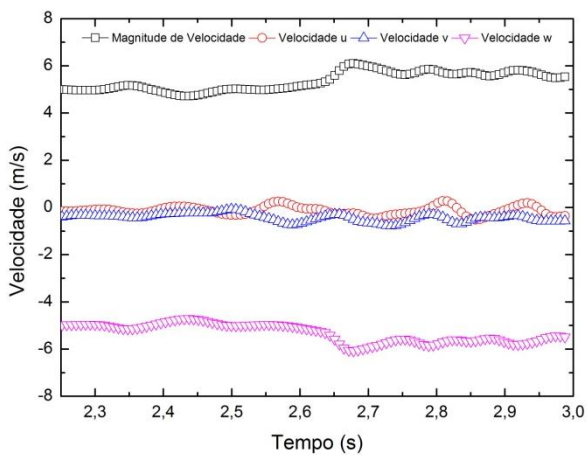
**P3 (0; 0,270; -0,2497)**



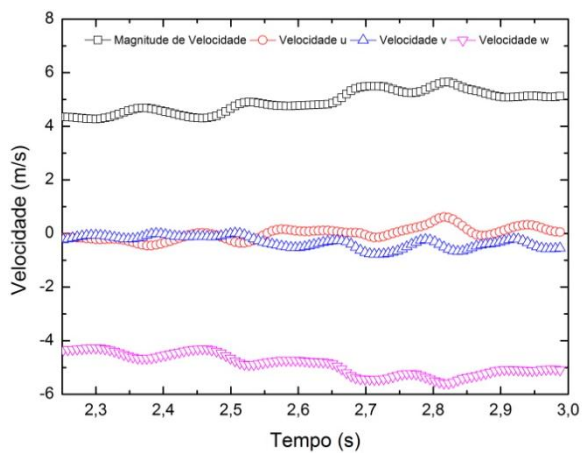
**P2 (0; 0,210; -0,2497)**



**PC (0; 0,150; -0,2497)**



**P5 (0; 0,090; -0,2497)**



**P6 (0; 0,030; -0,2497)**

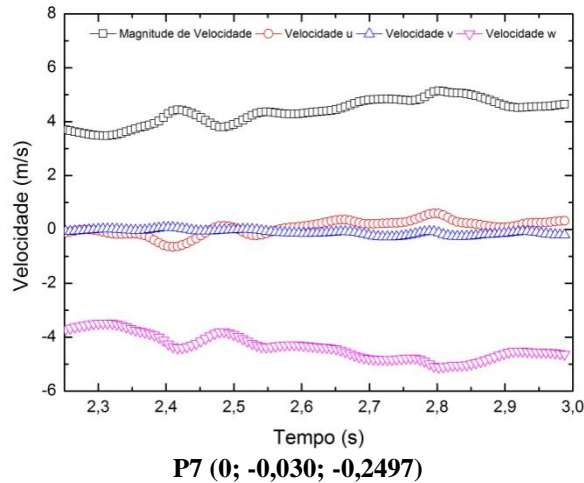
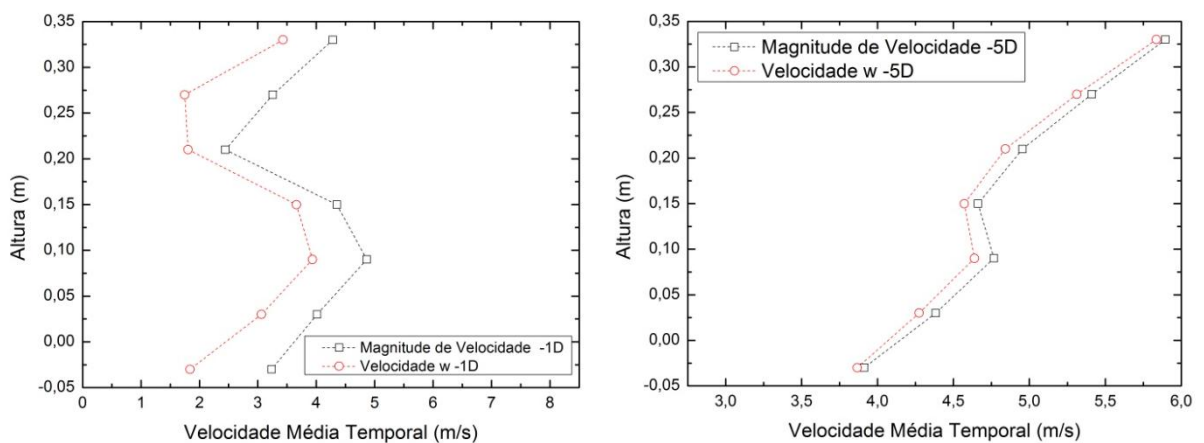


Figura 4.12 – Velocidades médias de Reynolds a 10D a jusante da turbina com rotor em rotação para  $\lambda=0,35$ .

Nota-se, na Figura 4.13, que o comportamento dos perfis médios de velocidade se repete para o rotor em rotação e para o rotor estático (Figura 4.9), pois a turbina se encontra na mesma posição. Outra observação é que os perfis médios com o rotor em movimento apresentam velocidade maior para cinco e dez diâmetros. No entanto, para um diâmetro a variação da velocidade de um ponto a outro não foi tão acentuada como apresentado na Figura 4.9 (rotor parado). Nesta figura, a dez diâmetros afastado do rotor a componente de velocidade  $\bar{w}$  tem boa aproximação com a magnitude de velocidade.





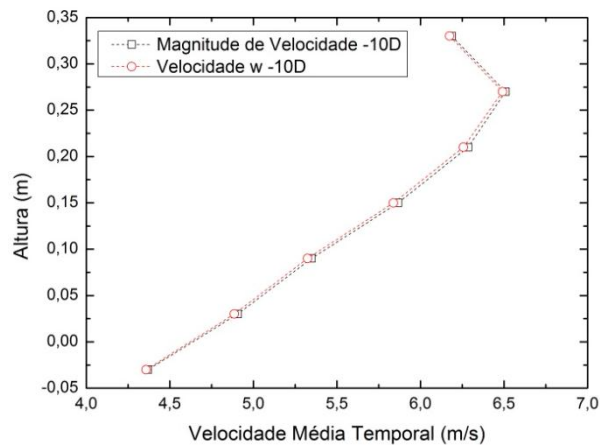


Figura 4.13 – Velocidade média temporal para 1D, 5D e 10D a jusante da turbina com o rotor em rotação para  $\lambda=0,35$ .

#### 4.3.2 Planos: Velocidade, Energia Cinética Turbulenta e Vorticidade

Nesta seção são apresentados os planos de velocidade, energia cinética turbulenta e vorticidade para as razões de velocidade de  $\lambda=0,35$ ; 0,60 e 0,80.

O restante dos casos simulados apresenta o mesmo comportamento qualitativo por esta razão opta-se pelos casos estudados que estão próximo do ponto ótimo do rotor.

Para todos os planos apresentados, a posição do rotor é a mesma, isto é, a posição na qual as pás na base do rotor estão a  $90^\circ$  do escoamento e a posição das pás na metade da altura do rotor estão a  $0^\circ$  do escoamento (Figura 4.2). Já os instantes de tempo variam para cada caso simulado. Para a razão de velocidade de ponta do rotor  $\lambda=0,35$  utiliza-se o passo de tempo da segunda para a terceira volta, enquanto que para as razões de velocidade de ponta do rotor  $\lambda=0,60$  e  $\lambda=0,80$  o último passo de tempo simulado, ver Tabela 3.4.

A Figura 4.14 ilustra os planos de acordo com o sistema de coordenada global adotado no problema obtidos para os casos simulados. Nesta imagem, o plano xz para uma altura de  $y=0,15$  m está localizado no meio da altura do rotor, o plano yz para  $x=0$  m encontra-se no centro da turbina e o plano xy para  $z=0$  m situa-se no eixo do rotor. O ponto (0,0,0) da coordenada global localiza-se na base do eixo do rotor. O sentido e direção das coordenadas também estão representados na Figura 4.14.

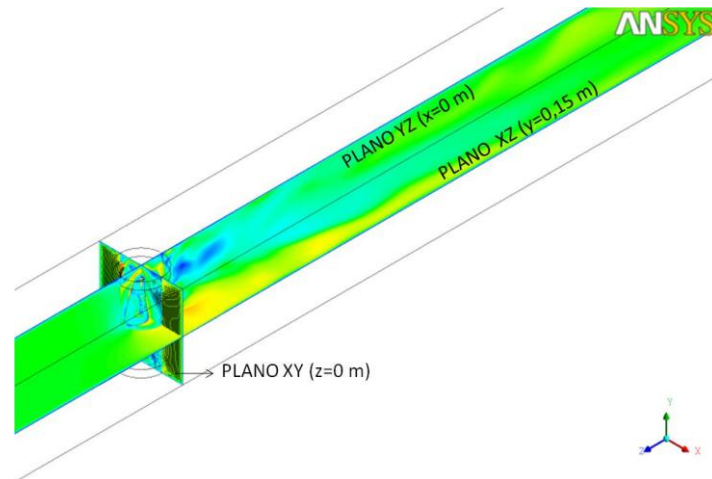
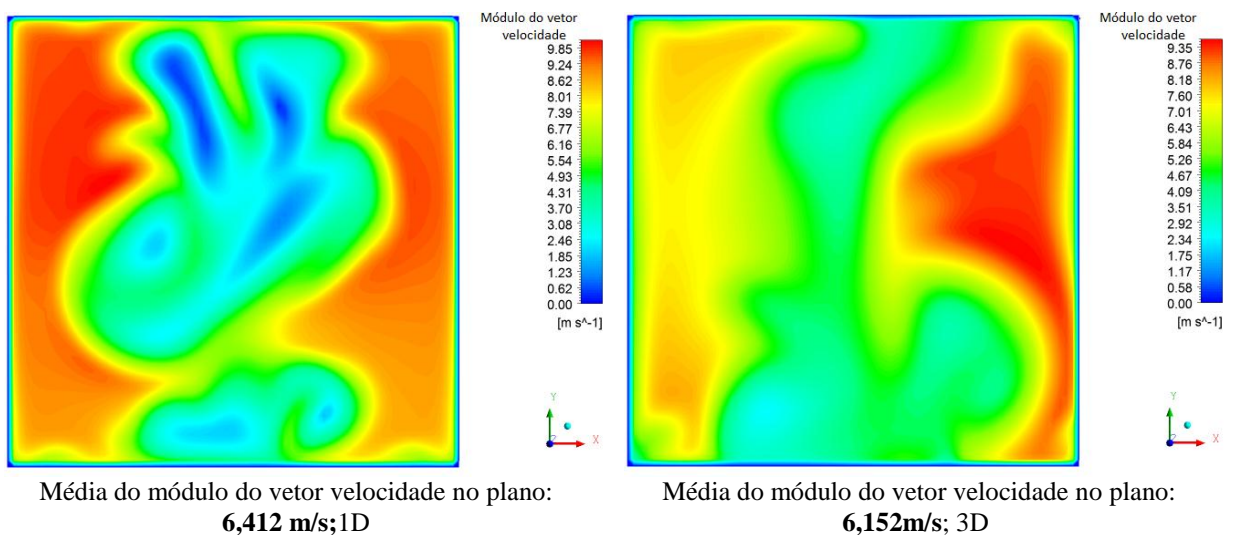


Figura 4.14 – Planos e coordenada global adotada no problema

#### 4.3.2.1 Planos de Velocidade

A Figura 4.15 apresenta os planos de velocidade no plano xy para  $\lambda=0,35$  a jusante da turbina para distâncias de 1D, 3D, 6D, 9D, 12D, 15D, 18D e 20D (plano de saída). Cada plano conta com sua própria legenda para evitar suavização dos contornos. Percebe-se uma maior variação de velocidade localizada no plano 1D, de forma que a velocidade diminui ao se afastar do rotor. Esta diferença de velocidade ocorre quando o plano do rotor encontra-se mais próximo a turbina, ou seja, observam-se maiores gradientes de velocidade, além da velocidade média no plano diminuir ao se afastar do rotor, atingindo a velocidade de entrada prescrita de 6 m/s. Nota-se, também um deslocamento de massa para cima no plano 12D até o final do domínio decorrente do sentido da rotação da turbina.



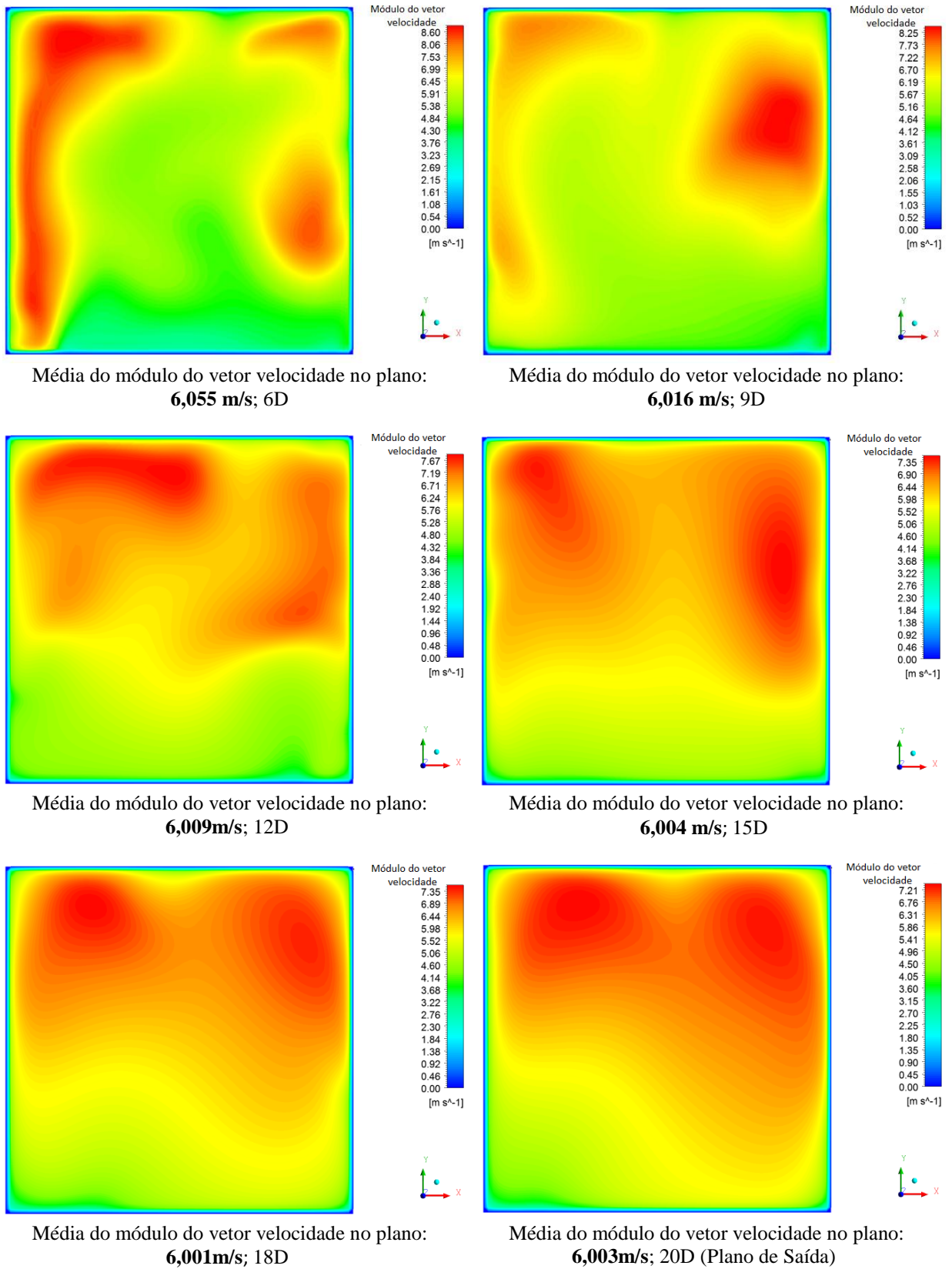
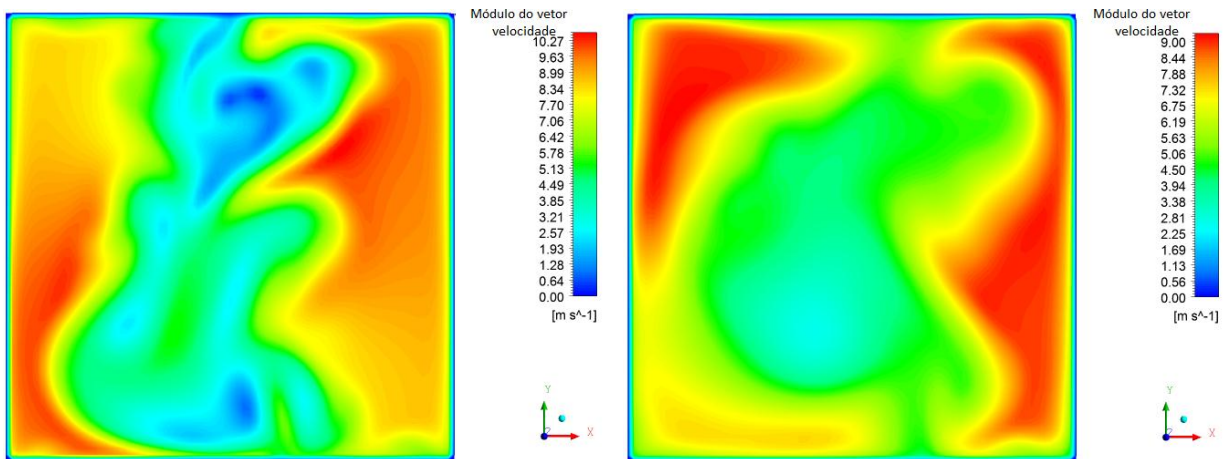


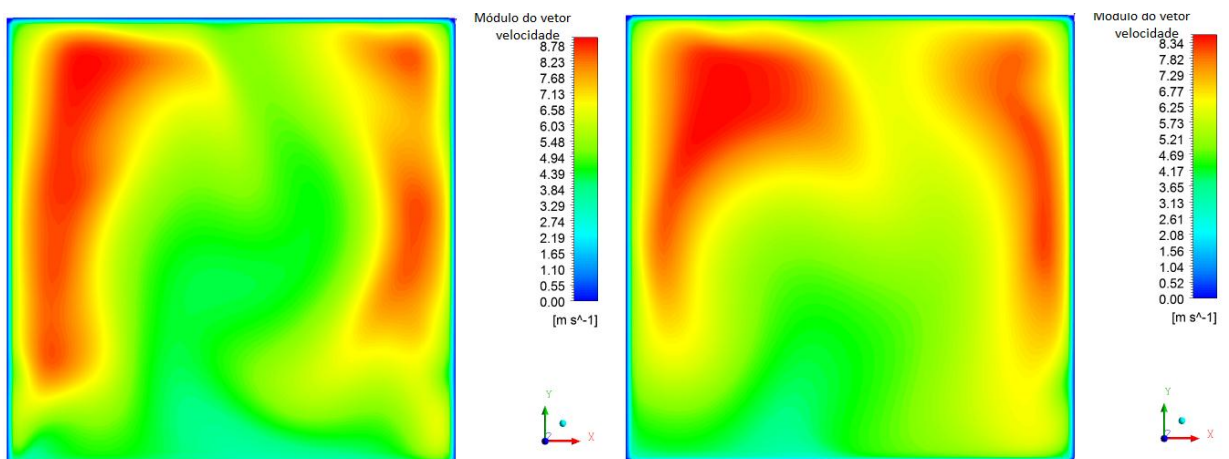
Figura 4.15 – Campos de velocidade no plano xy a jusante do rotor para  $\lambda=0,35$

Na Figura 4.16 são apresentados os campos de velocidade relacionados ao plano xy de distâncias de 1D, 3D, 6D, 9D, 12D, 15D, 18D e 20D (plano de saída) a jusante do rotor para  $\lambda=0,60$ . Observa-se uma variação maior de velocidade no plano 1D, que diminui com o afastamento dos planos em relação ao rotor, juntamente, ocorre uma uniformização do escoamento com o aumento da distância do rotor. Percebe-se, também, um deslocamento de massa no sentido de baixo para cima de acordo com a rotação da turbina. A velocidade média no plano para  $\lambda=0,60$  é maior que para  $\lambda=0,35$  e  $\lambda=0,80$ . Acredita-se que essa característica é decorrente do melhor aproveitamento de energia do rotor devido o maior coeficiente de potência ser obtido para esta razão de velocidade de ponta do rotor,  $\lambda=0,60$ , o qual representa o ponto ótimo em relação a todos os casos simulados.



Média do módulo do vetor velocidade no plano:  
**6,562 m/s; 1D**

Média do módulo do vetor velocidade no plano:  
**6,167m/s; 3D**



Média do módulo do vetor velocidade no plano:  
**6,030 m/s; 6D**

Média do módulo do vetor velocidade no plano:  
**6,014 m/s; 9D**

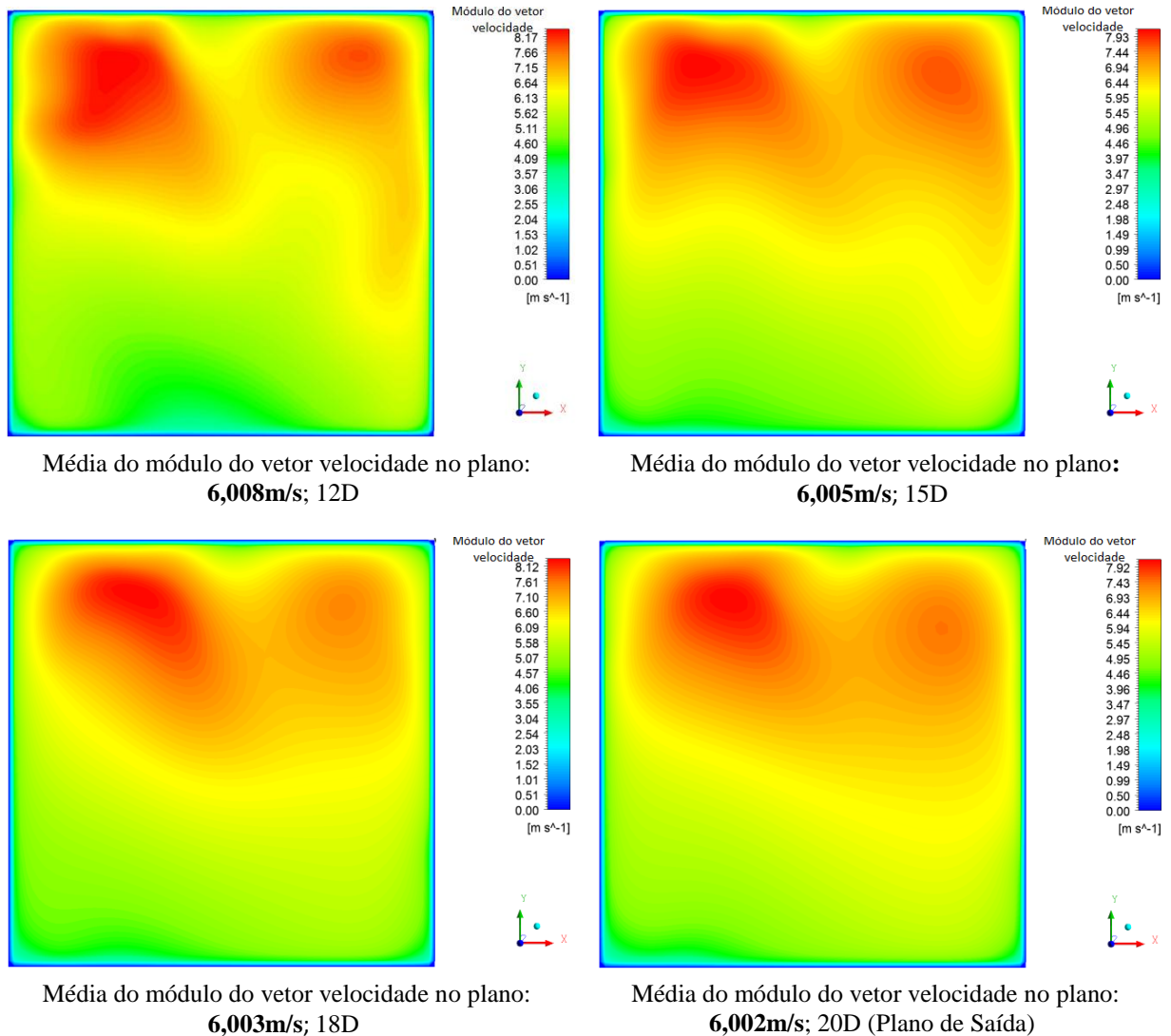
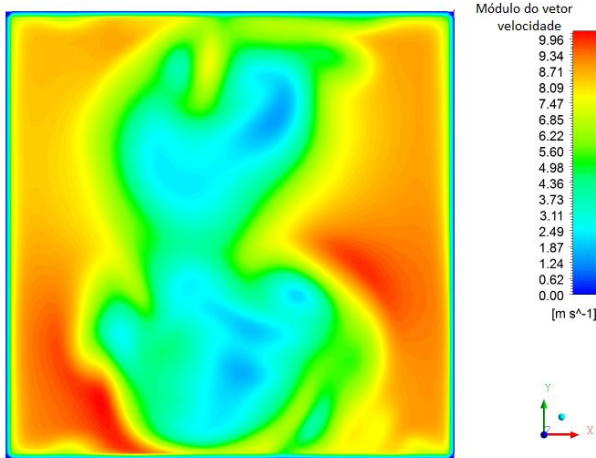
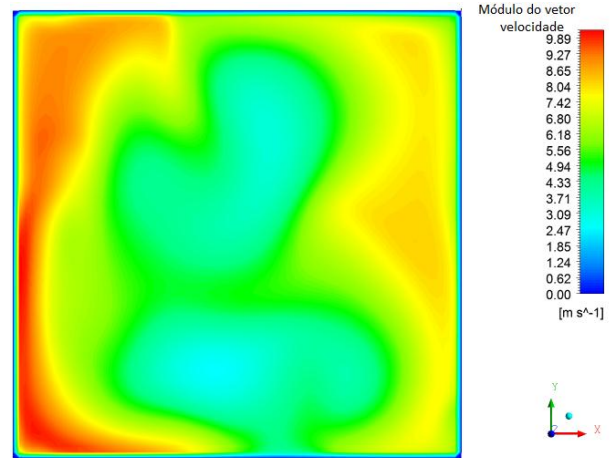


Figura 4.16 – Campos de velocidade no plano xy a jusante do rotor para  $\lambda=0,60$

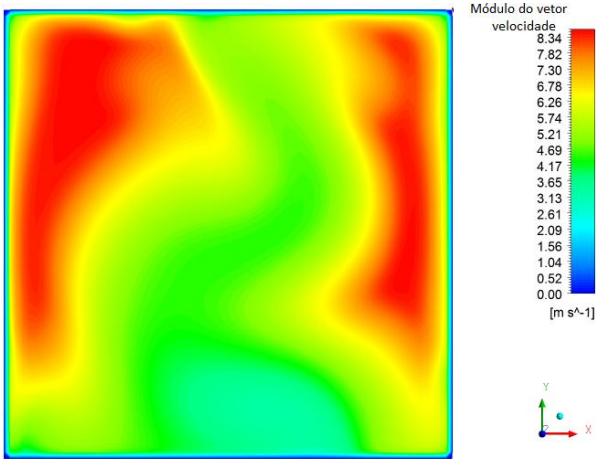
Na Figura 4.17 são apresentados os planos xy de velocidade de distâncias de 1D, 3D, 6D, 9D, 12D, 15D, 18D e 20D (plano de saída) a jusante do rotor à razão de velocidade de ponta do rotor de  $\lambda=0,80$ . Observa-se que o comportamento qualitativo se repete novamente para  $\lambda=0,80$  como apresentado para  $\lambda=0,60$  e  $\lambda=0,35$ . Há um deslocamento de massa para cima devido a rotação do rotor e uma maior influência da presença do rotor nos planos próximos a ele percebido pela variação de velocidade. Observa-se também que ao se afastar do rotor os planos de velocidade se tornam cada vez mais uniformes em virtude da diminuição dos gradientes de velocidade.



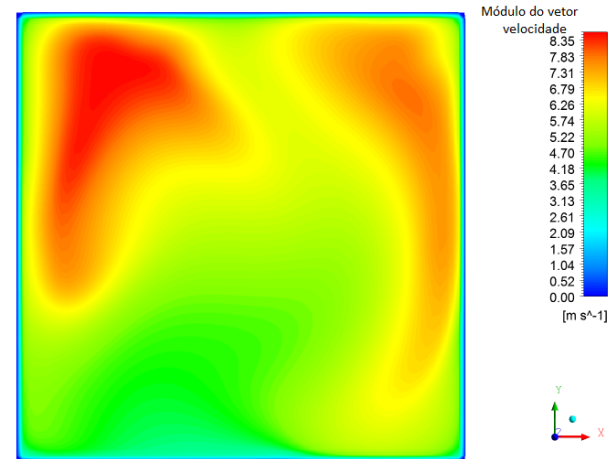
Média do módulo do vetor velocidade no plano:  
**6,446 m/s; 1D**



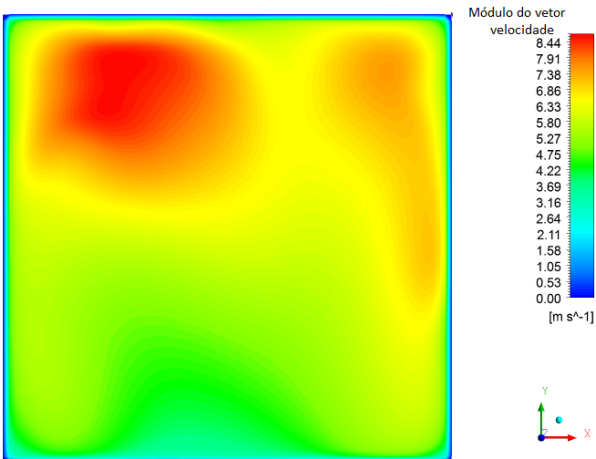
Média do módulo do vetor velocidade no plano:  
**6,151 m/s; 3D**



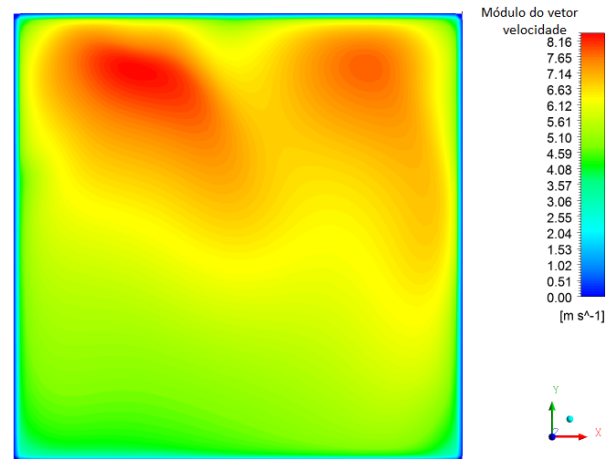
Média do módulo do vetor velocidade no plano:  
**6,028 m/s; 6D**



Média do módulo do vetor velocidade no plano:  
**6,019 m/s; 9D**



Média do módulo do vetor velocidade no plano:  
**6,007 m/s; 12D**



Média do módulo do vetor velocidade no plano:  
**6,007 m/s; 15D**

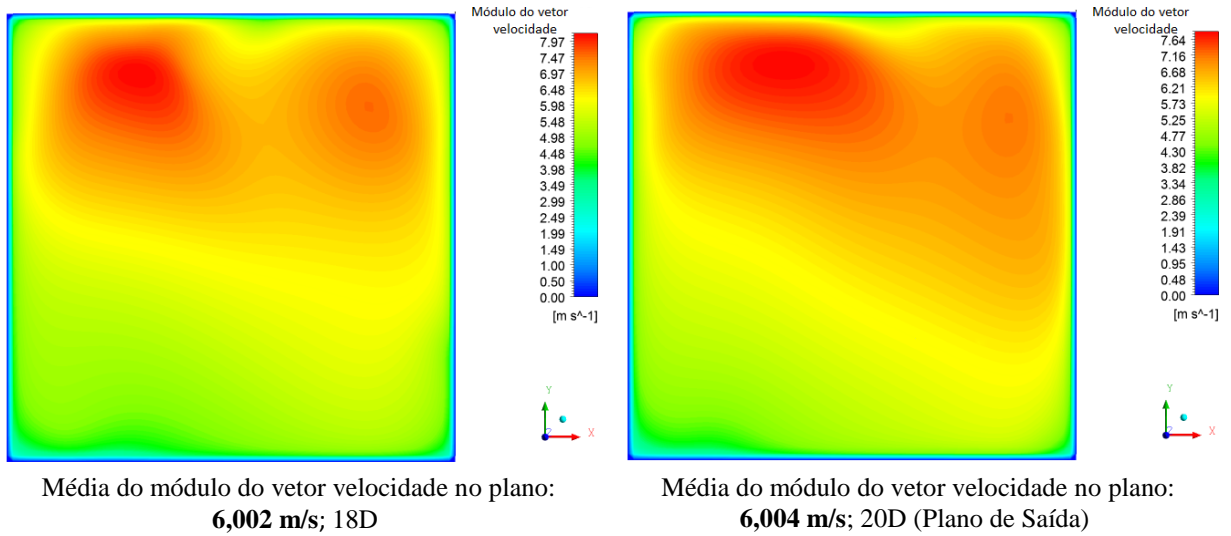
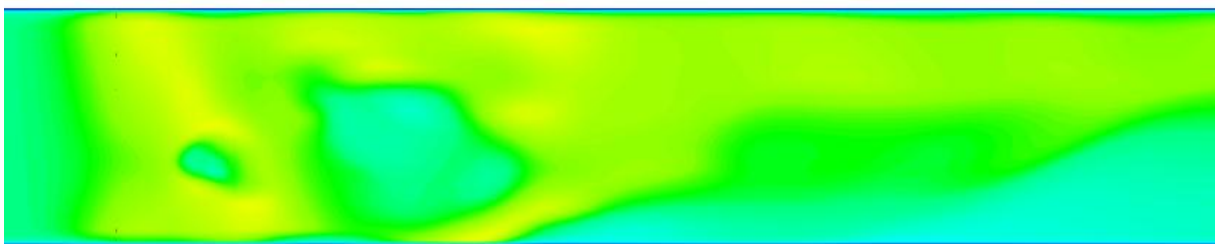
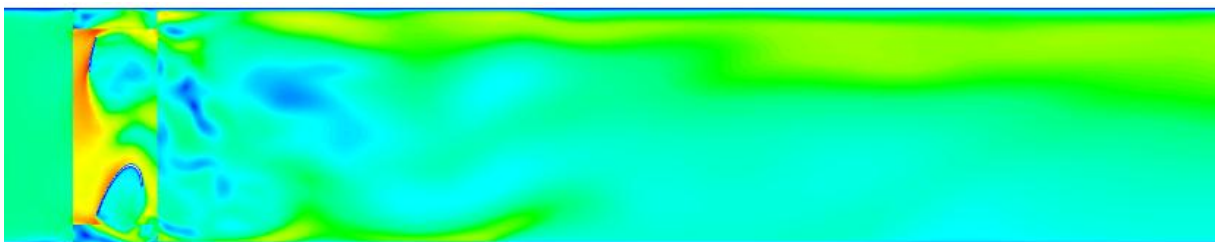


Figura 4.17 – Campos de velocidade no plano xy a jusante do rotor para  $\lambda=0,80$

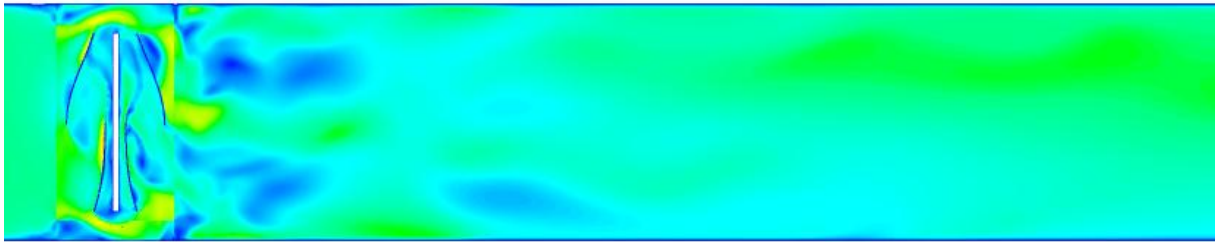
Na Figura 4.18 são apresentados os planos de velocidade no plano yz. Percebem-se que os planos que cortam o rotor apresentam menores velocidades que os planos perpendiculares a ele ( $x=-0,14$  m e  $x=0,14$  m), em virtude do aproveitamento de energia. Também, observa-se um deslocamento de massa de baixo para cima nos planos perpendiculares ao rotor próximo à parede, bem como, geração de vórtices na esteira identificados pelas regiões baixa velocidade, principalmente, no plano central ao rotor ( $x=0,0$  m).



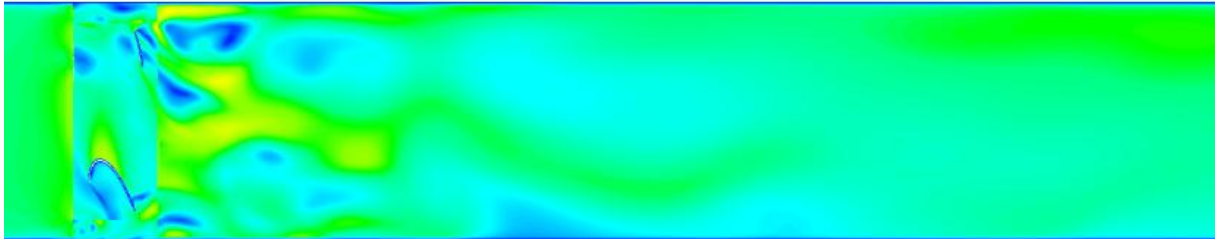
(a) Variação na coordenada x: -0,14 m



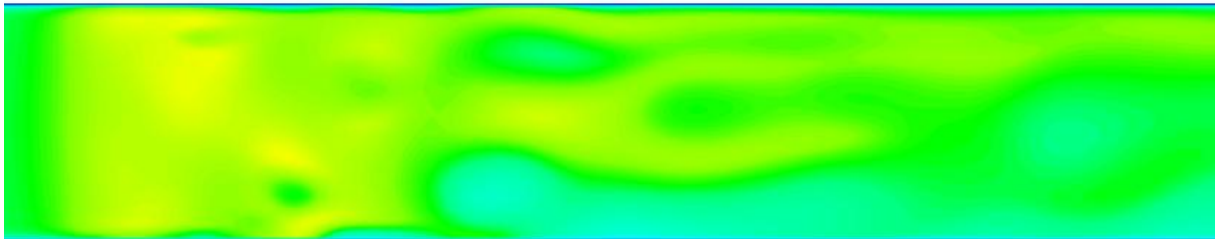
(b) Variação na coordenada x: -0,07 m



(c) Variação na coordenada x: 0,0 m  
(plano central ao eixo do rotor)



(d) Variação na coordenada x: 0,07 m



(e) Variação na coordenada x: 0,14 m

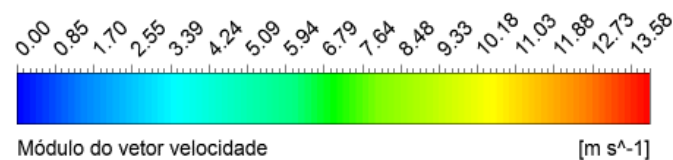
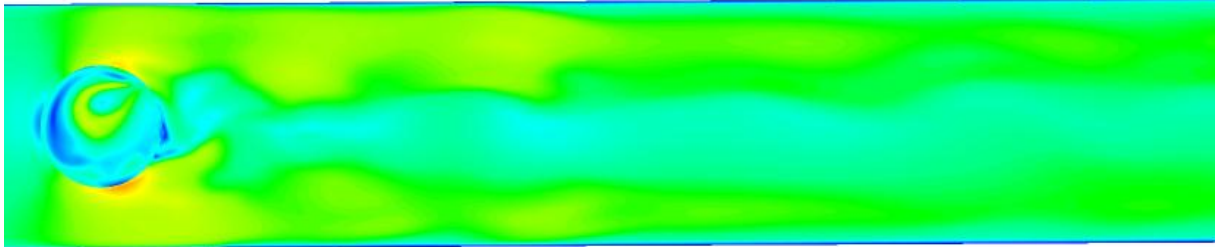


Figura 4.18 – Campos de velocidade no plano yz para  $\lambda=0,80$

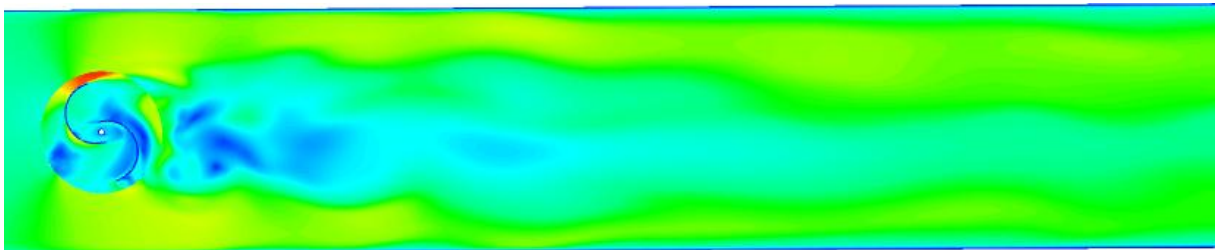
Na Figura 4.19 são mostrados os campos de velocidade no plano xz. Observa-se uma menor velocidade do escoamento na linha central do túnel em razão do efeito esteira da turbina. Em alguns pontos nota-se a presença de recirculação próximo as partes côncavas das pás e a passagem do escoamento da pá da parte côncava, a favor do vento, para a parte côncava da pá, contra ao vento. O eixo torna-se um obstáculo, pois o mesmo desvia este escoamento para longe da pá de retorno, pá que se encontra contra ao vento, exercendo uma força contrária ao sentido de rotação do rotor, reduzindo a eficiência da turbina. Para diminuir este efeito, isto é, permitir a passagem do escoamento da pá de avanço para a pá de retorno, o



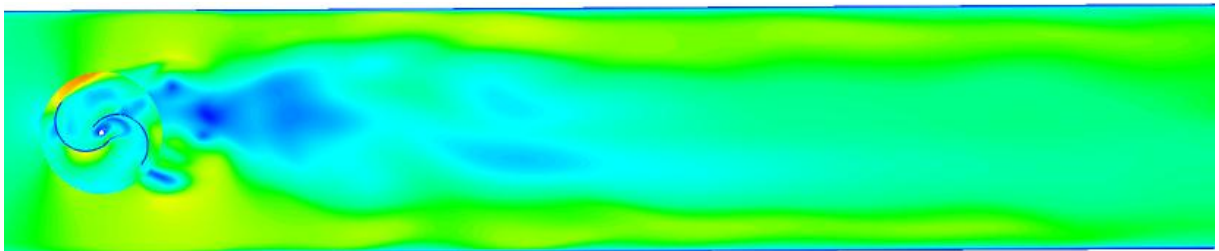
eixo é considerado no cálculo da razão de sobreposição das pás. Como pode ser observado em  $y= 0,09$  m,  $0,15$  m e  $0,27$  m.



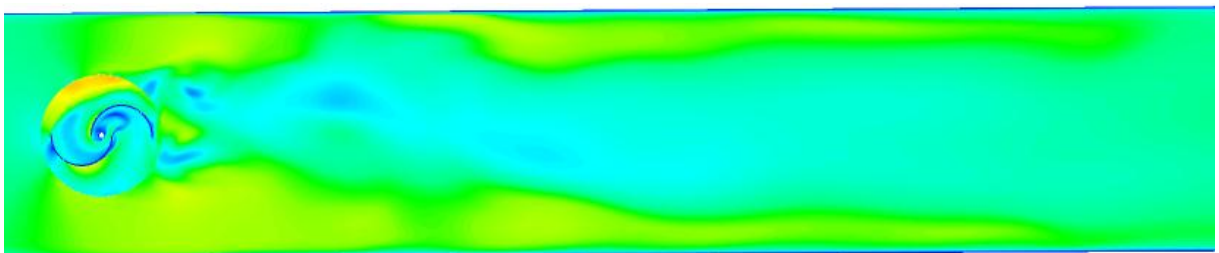
(a) Variação na coordenada  $y$ : 0,33 m



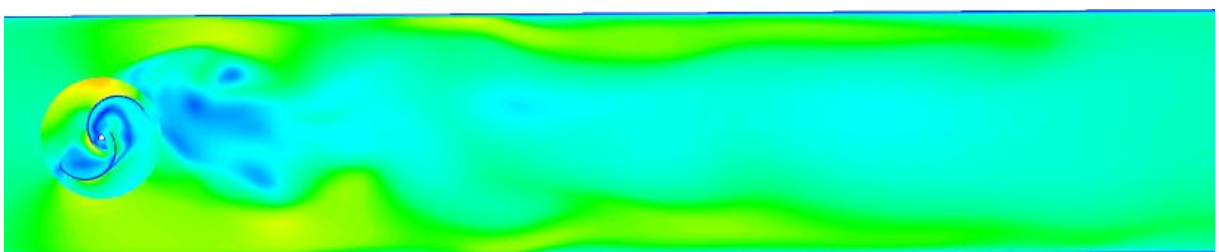
(b) Variação na coordenada  $y$ : 0,27 m



(c) Variação na coordenada  $y$ : 0,21 m



(d) Variação na coordenada  $y$ : 0,15 m  
(metada da altura do rotor)



(e) Variação na coordenada  $y$ : 0,09 m

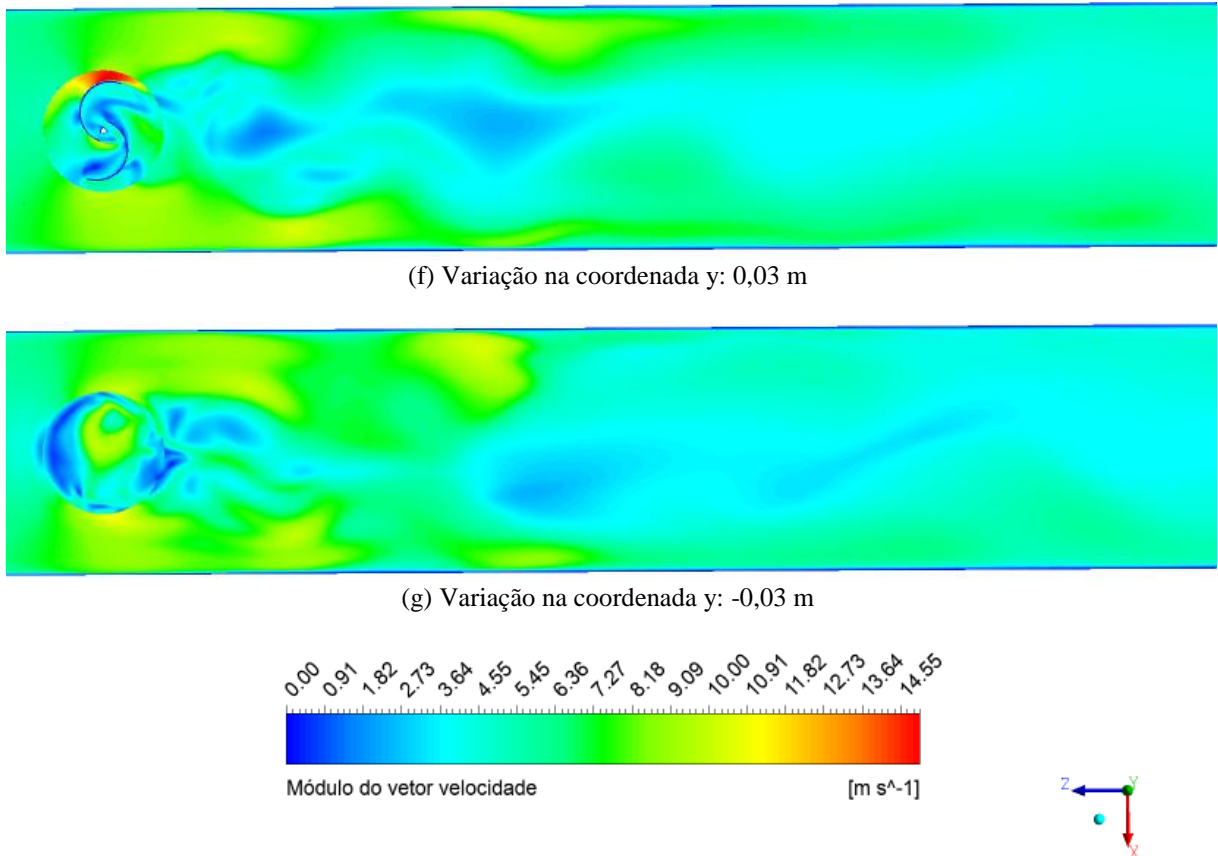


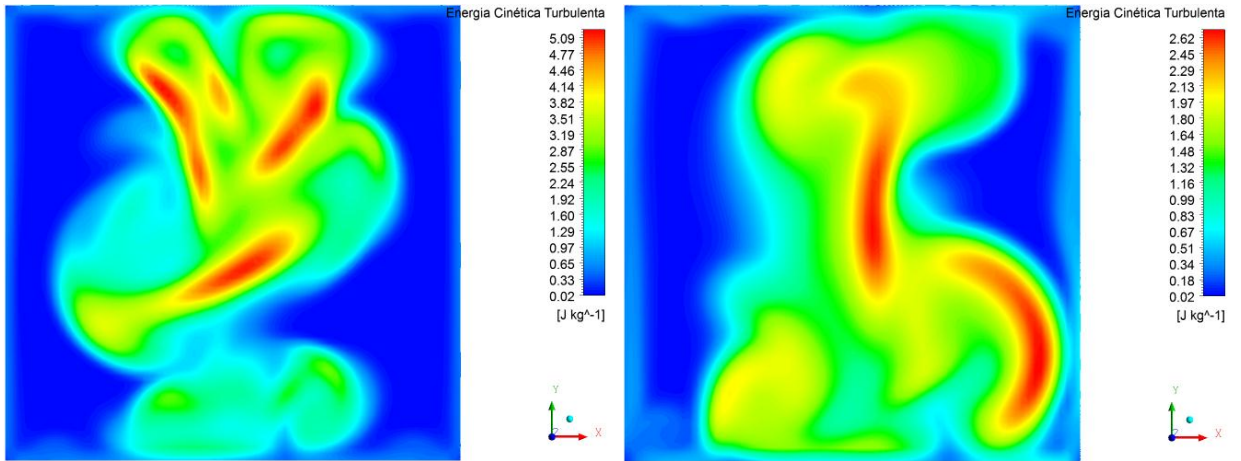
Figura 4.19 – Campos de velocidade no plano xz para  $\lambda=0,80$

#### 4.3.2.2 Planos de Energia Cinética Turbulenta

Como esperado a energia cinética turbulenta é maior para menores afastamentos do rotor e, à medida que estes planos se distanciam do rotor, a energia cinética diminui. Como pode ser visto nos planos 1D e 3D, a energia cinética turbulenta é menor próximo à parede do que no centro do domínio de forma que ao se afastar do rotor a sua esteira se expande apresentando uma maior energia cinética próximo à parede, limitada pelas mesmas. O mesmo comportamento se percebe para todos os outros casos simulados como pode ser visto nas Figura 4.21 e Figura 4.22.

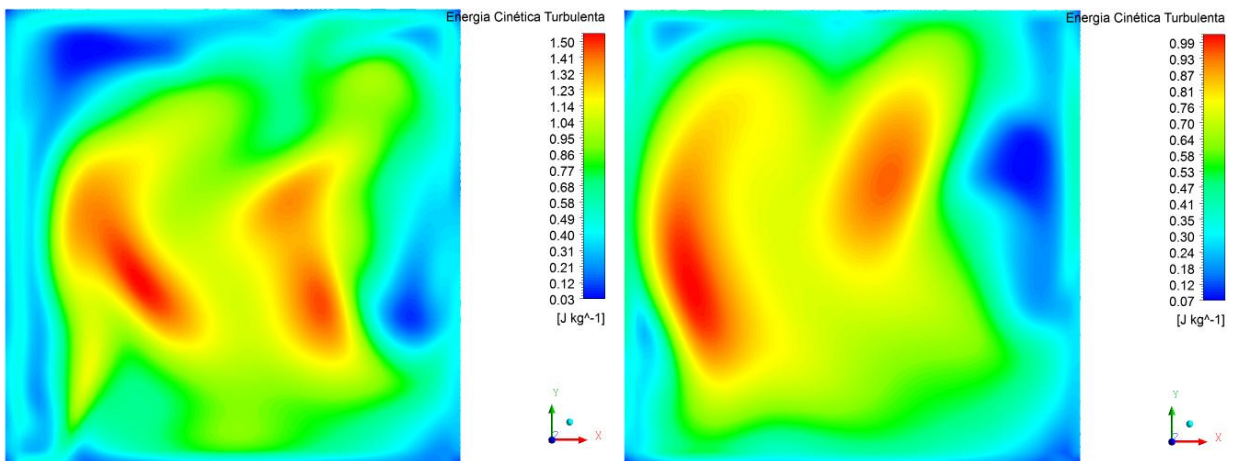
Ao analisar as Figura 4.20, Figura 4.21 e Figura 4.22 percebe-se que a energia cinética turbulenta é maior para  $\lambda=0,60$ , ponto ótimo da curva de coeficiente de potência, em outras palavras, significa maior aproveitamento de energia pelo rotor quando o escoamento passa pelo mesmo.

Ressalta-se que cada plano tem sua legenda local para não ocorrer a suavização dos contornos.



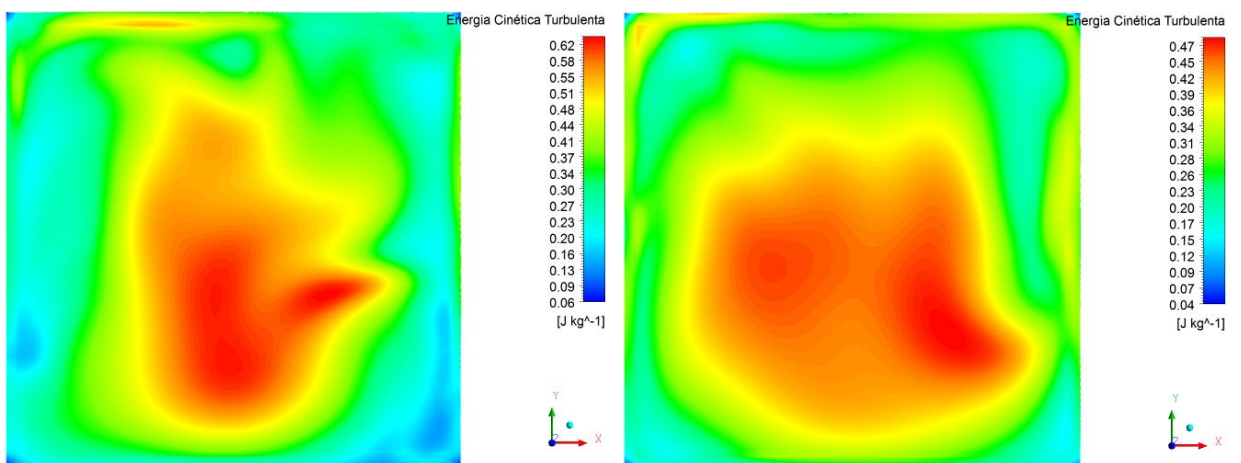
1D

3D



6D

9D



12D

15D

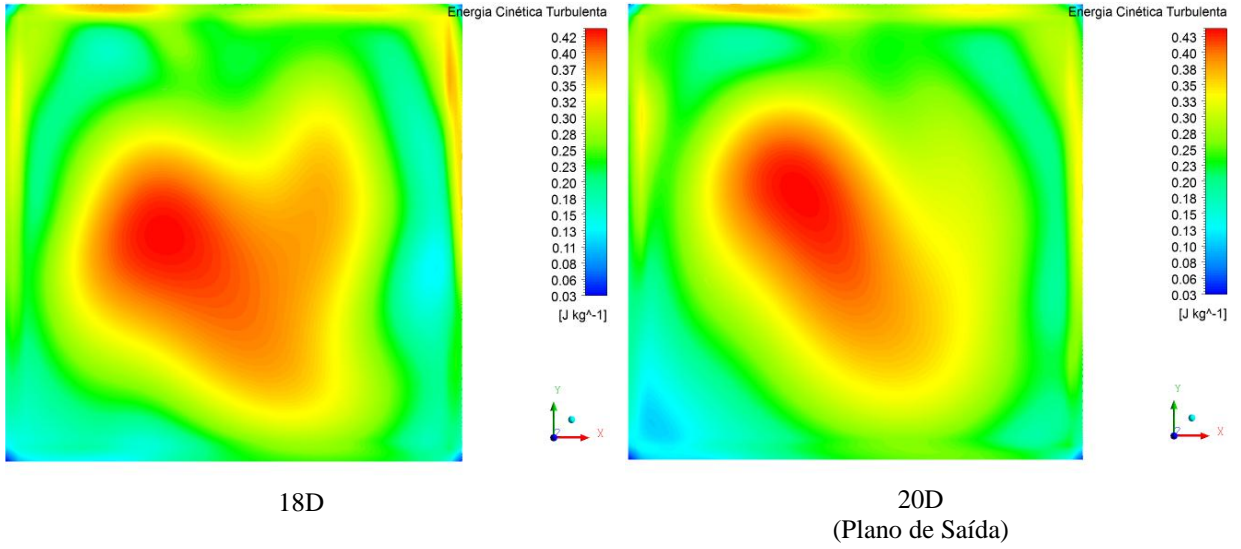
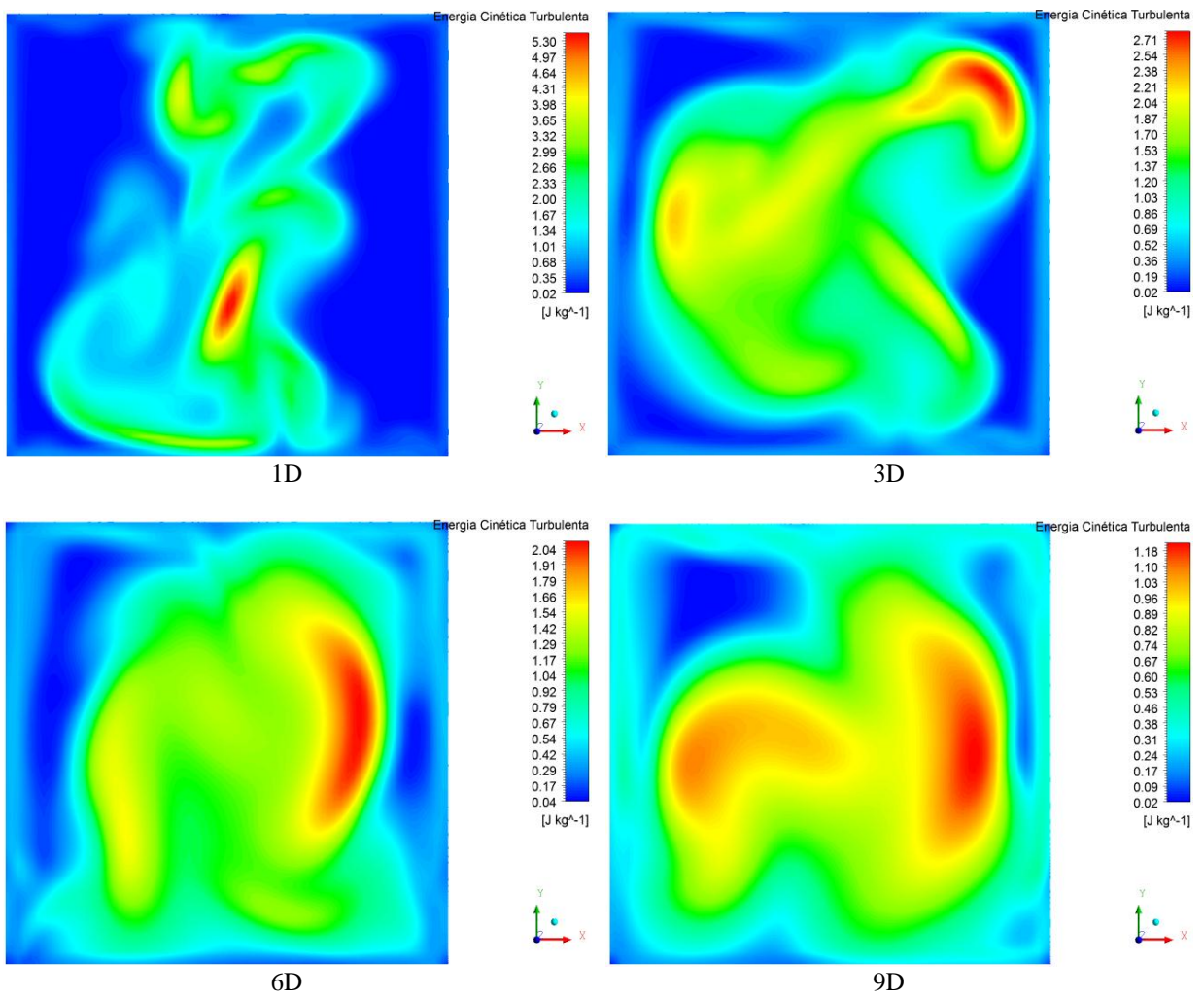


Figura 4.20 – Campos de energia cinética turbulenta instantâneos no plano xy atrás do rotor para  $\lambda=0,35$



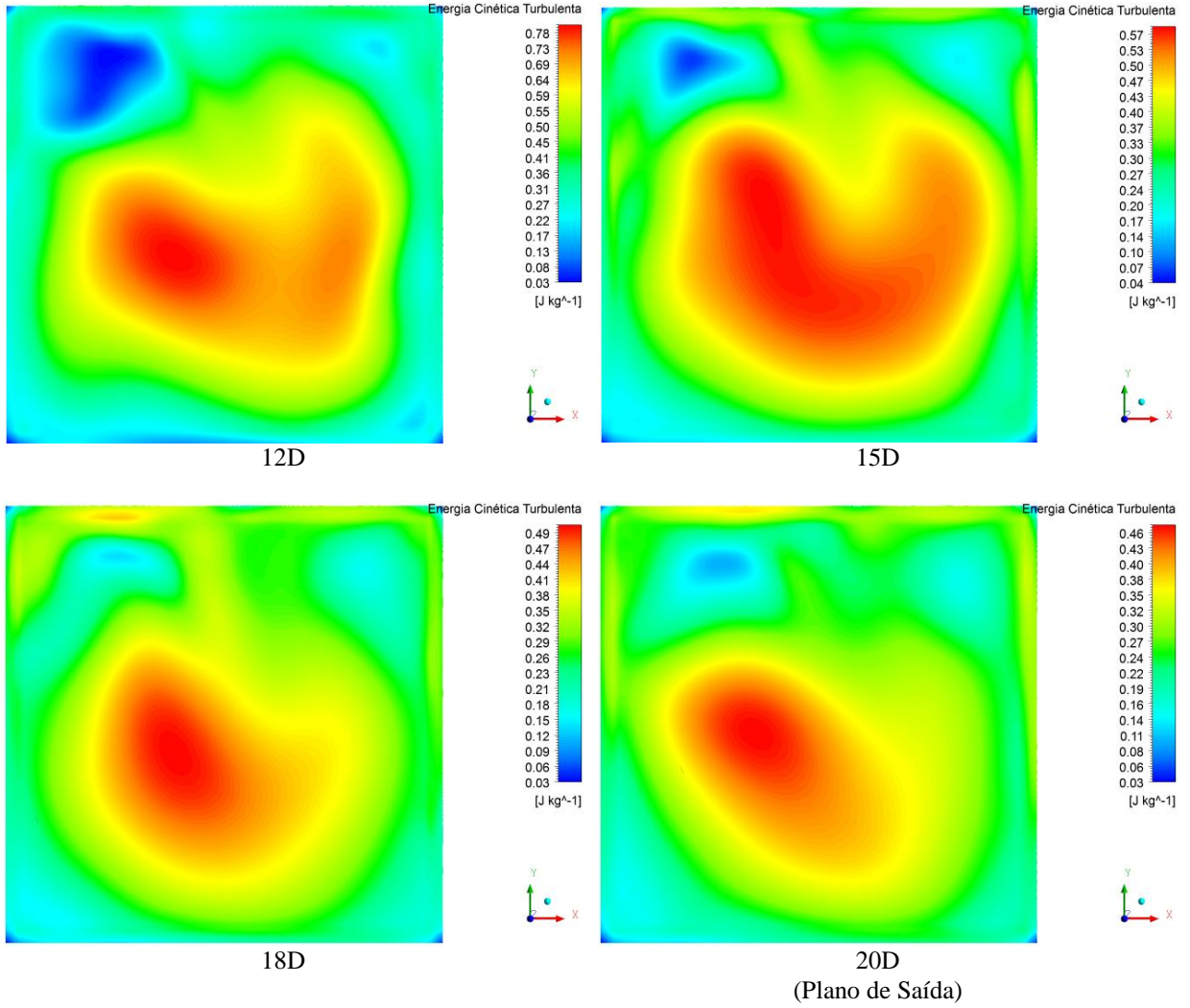
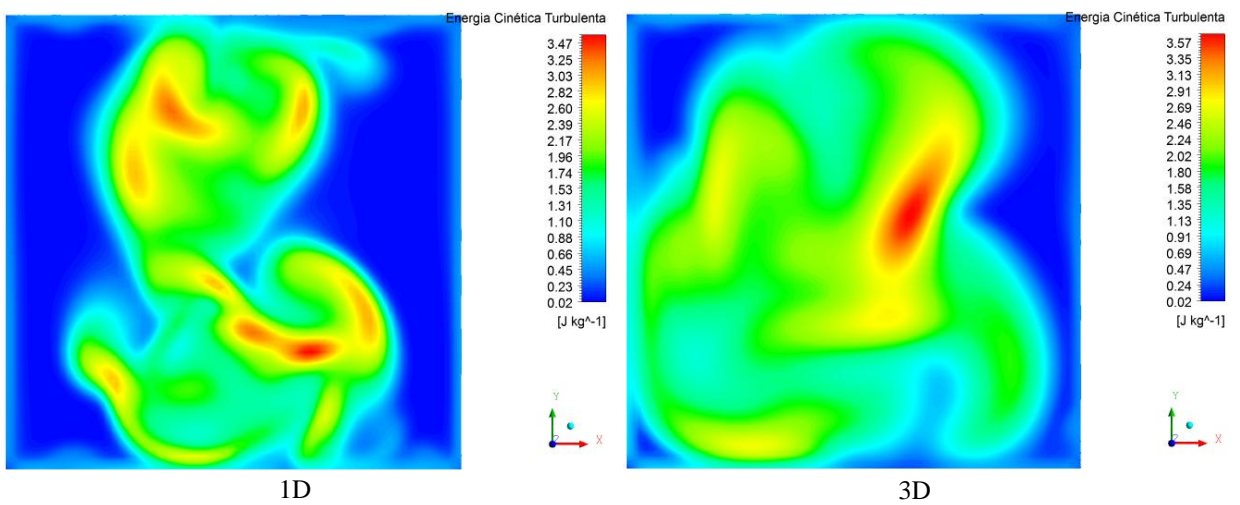


Figura 4.21 – Campos de energia cinética turbulenta instantâneos no plano xy atrás do rotor para  $\lambda=0,60$



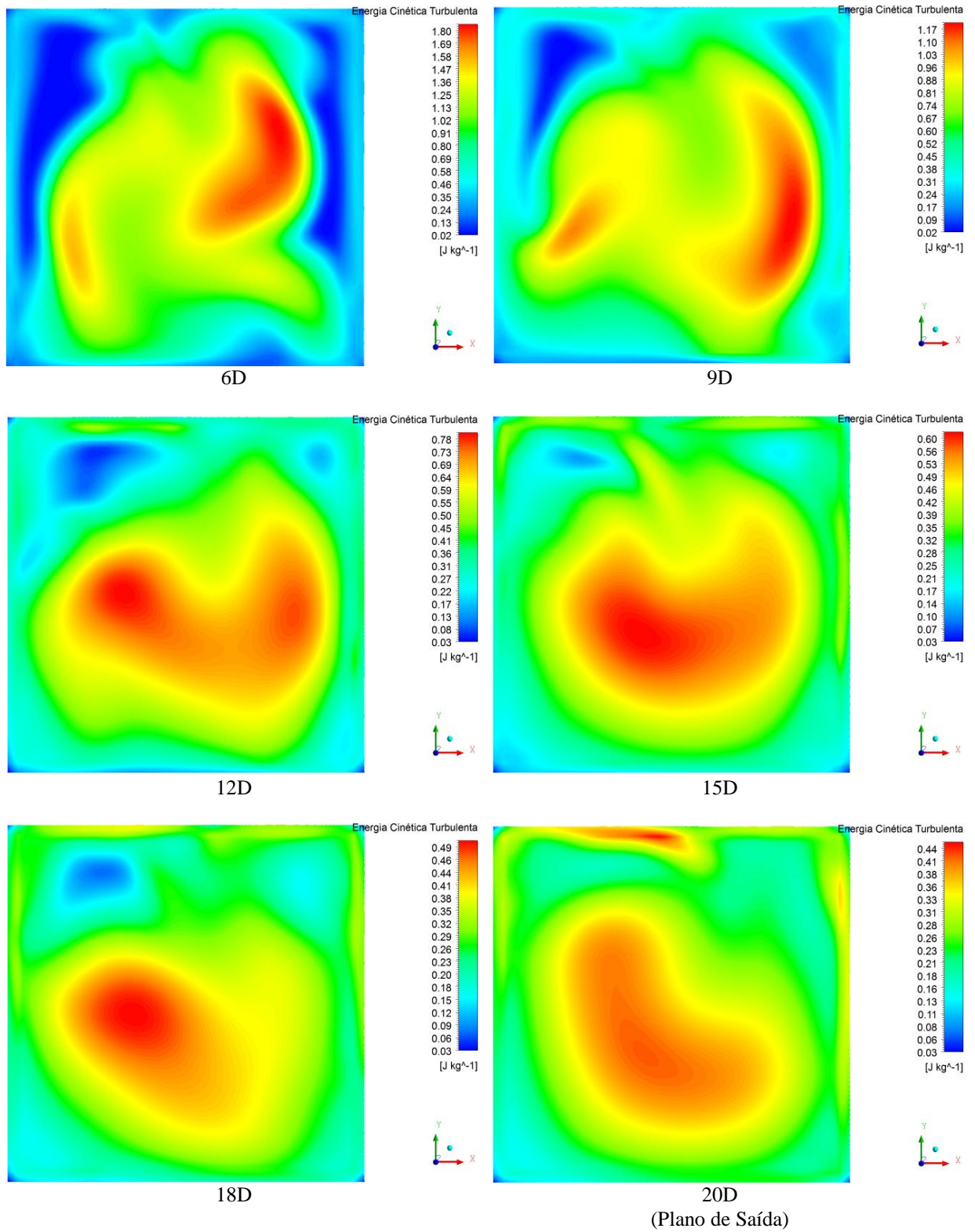
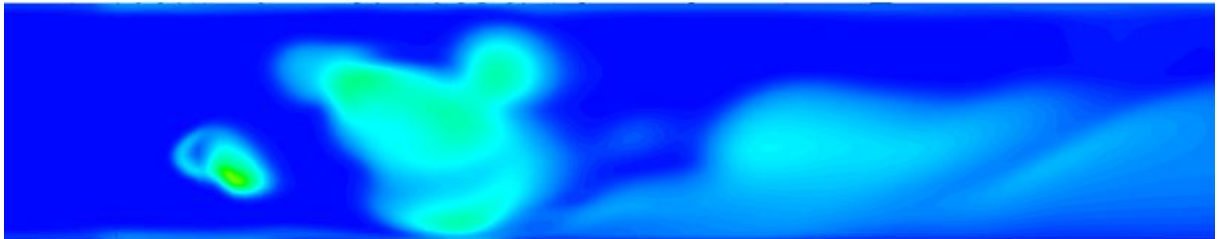
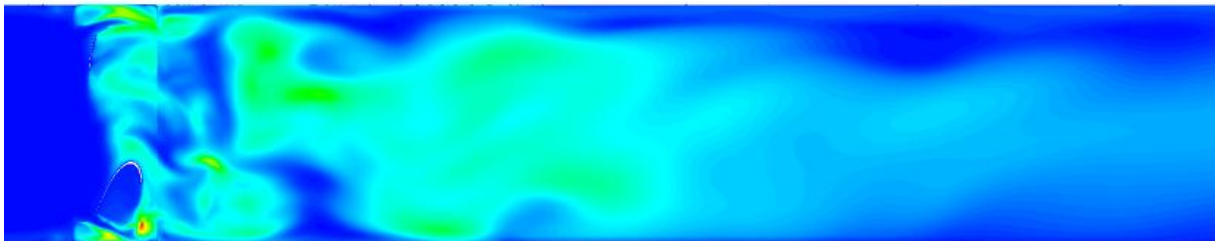


Figura 4.22 – Campos de energia cinética turbulenta instantâneos no plano xy atrás do rotor para  $\lambda=0,80$

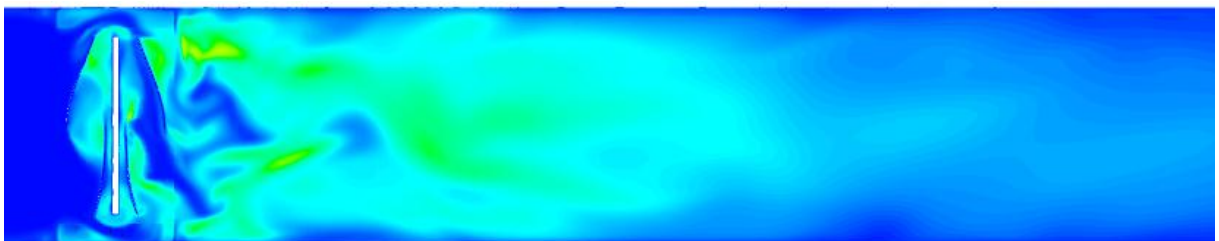
A Figura 4.23 apresenta os planos xy de energia cinética turbulenta. Observa-se que regiões próximas ao rotor tem maior energia cinética turbulenta, enquanto que com o distanciamento do rotor a energia cinética turbulenta se dissipa. Salienta-se que regiões com maior energia cinética turbulenta são regiões com maior intensidade de turbulência e quanto maior a intensidade de turbulência menor energia disponível.



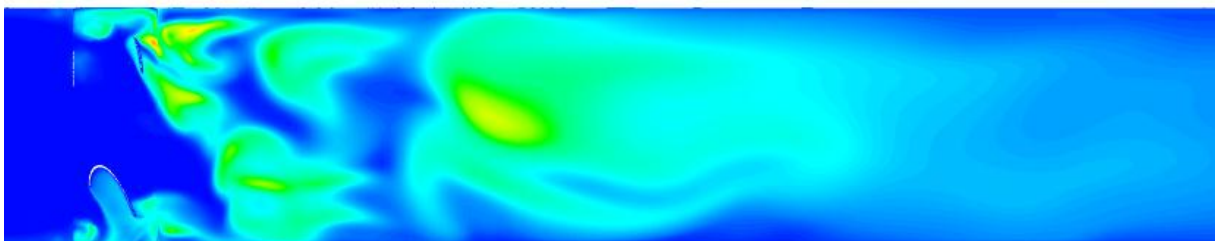
(a) Variação na coordenada x: -0,14 m



(b) Variação na coordenada x: -0,07 m



(c) Variação na coordenada x: 0,0 m  
(plano central ao eixo do rotor)



(d) Variação na coordenada x: 0,07 m

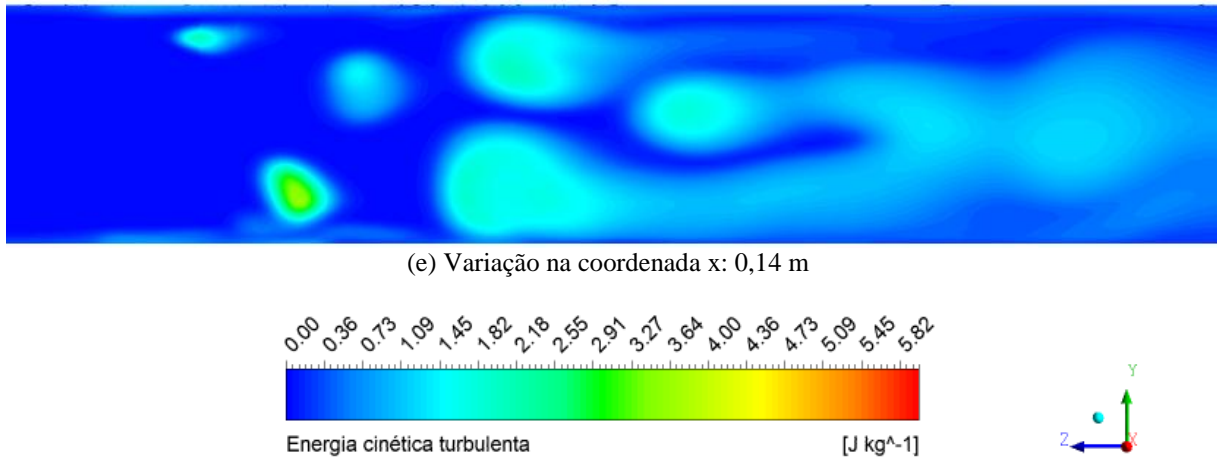
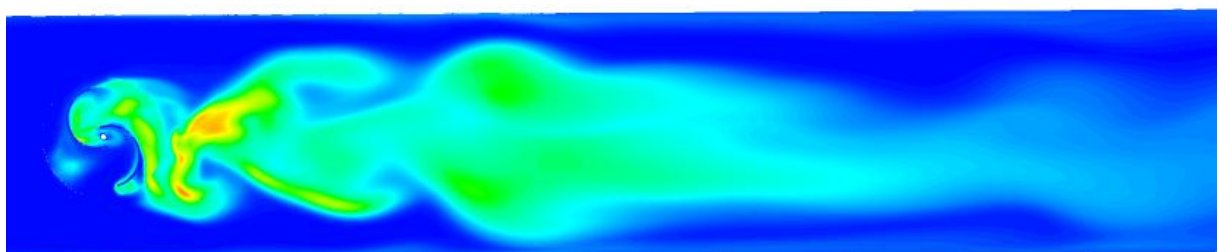
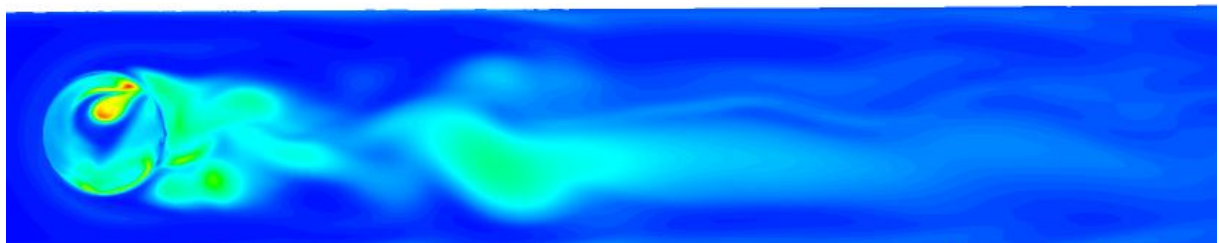
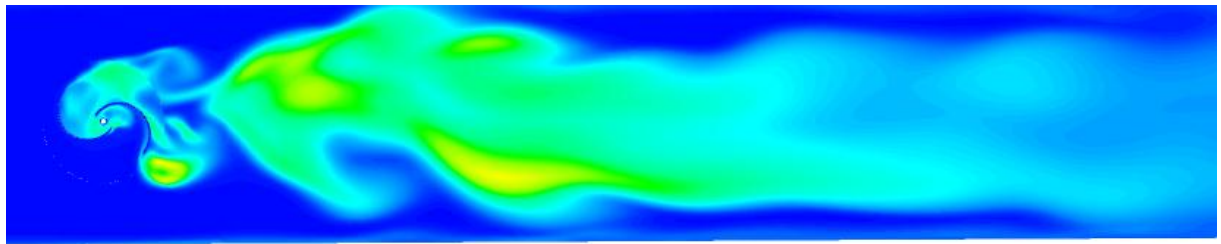


Figura 4.23 – Campos de energia cinética turbulenta instantâneos no plano yz para  $\lambda=0,80$

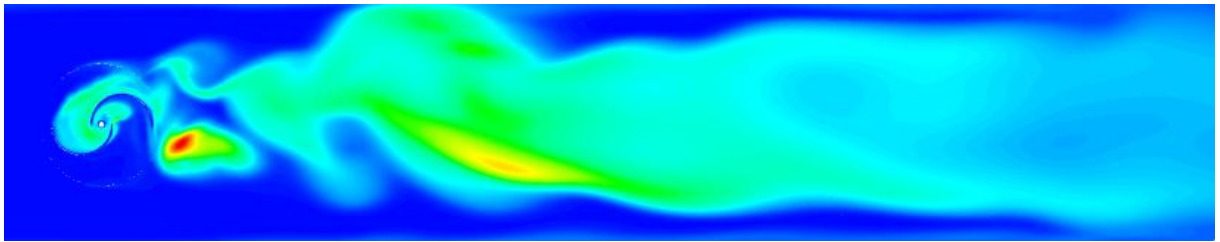
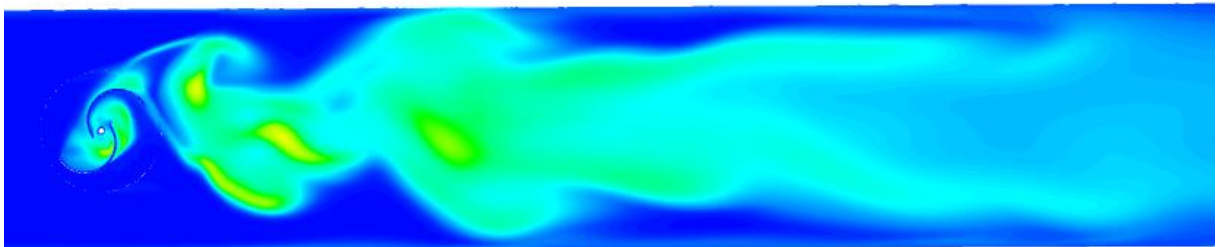
A Figura 4.24 apresenta os planos xz de energia cinética turbulenta. Nota-se que a energia cinética turbulenta diminui a medida que se afasta do rotor. Observa-se, também, que a esteira da turbina se altera nos planos, pois as pás do rotor estão em diferentes posições em relação ao escoamento. Nos planos  $y= 0,27$  m e  $y= 0,09$  m a energia cinética turbulenta é maior, conseqüentemente, maior turbulência, que indica menor energia disponível a jusante do rotor.



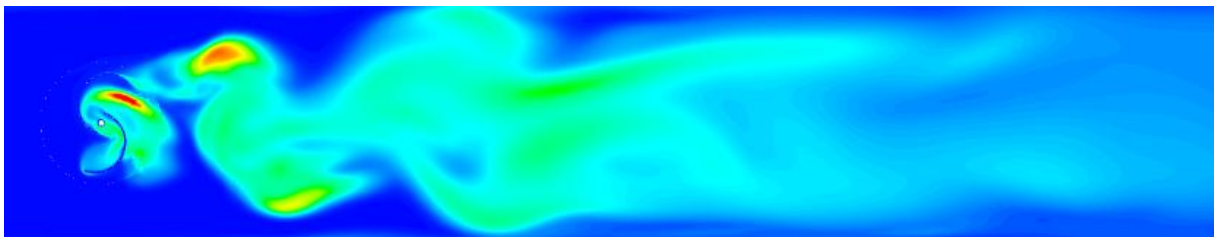




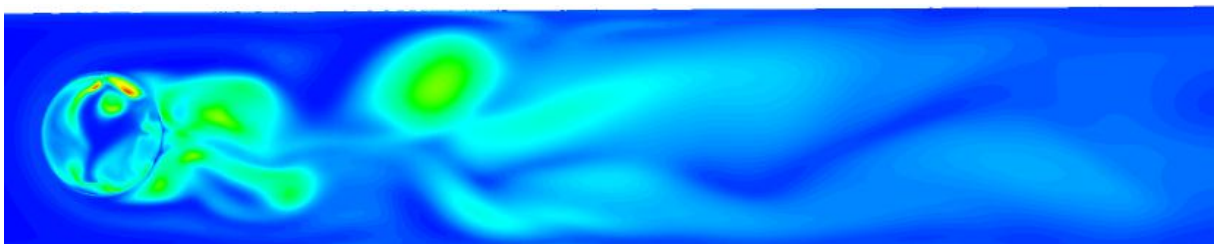
(c) Variação na coordenada y: 0,21 m

(d) Variação na coordenada y: 0,15 m  
(metade da altura do rotor)

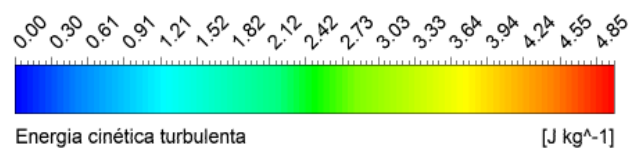
(e) Variação na coordenada y: 0,09 m



(f) Variação na coordenada y: 0,03 m



(g) Variação na coordenada y: -0,03 m

Figura 4.24 – Campos de energia cinética turbulenta instantâneos no plano xz para  $\lambda=0,80$

#### 4.3.2.3 Planos de Vorticidade

A vorticidade fornece informações sobre estruturas do escoamento, vórtices. A equação da vorticidade (Equação 4.1) em notação vetorial é fornecida abaixo, onde  $\underline{\underline{\Omega}}$  representa a vorticidade e  $\vec{V}$  o campo de velocidade.

$$\underline{\underline{\Omega}} = \frac{1}{2} \nabla \times \vec{V} \quad (4.1)$$

A vorticidade dos vórtices de pequena escala é muito maior do que o do movimento em grande escala. Por outro lado indica que a energia de pequena escala é pequena em comparação com a grande escala, em outras palavras, os pequenos vórtices têm maiores rotações/vorticidade, enquanto que os grandes vórtices têm maior energia [Tennekes e Lumley, 1972].

A Figura 4.25 apresenta os campos de vorticidade na componente perpendicular ao plano.

Para 1D a jusante do rotor as frequências de vorticidade  $-50 \text{ s}^{-1}$  a  $50 \text{ s}^{-1}$ ,  $-100 \text{ s}^{-1}$  a  $100 \text{ s}^{-1}$  e  $-200 \text{ s}^{-1}$  a  $200 \text{ s}^{-1}$  indicam que a medida que se aumenta a frequência diminui os contornos de vorticidade apresentados no plano, devido que frequências maiores duram pouco tempo se dissipando rapidamente. A simetria apresentada da vorticidade é em relação ao sentido de rotação, a cor vermelha gira no sentido anti-horário e a cor azul no sentido horário.

A frequência de vorticidade de  $-50 \text{ s}^{-1}$  a  $50 \text{ s}^{-1}$  apresentada para as distâncias de 1D, 3D, 6D e 9D a jusante do rotor confirma o que foi dito no parágrafo anterior, isto é, quando o plano se distancia do rotor a vorticidade é menor para dada frequência, pois pequenos vórtices são obtidos em altas frequências (o inverso da sua frequência) e possuem menor energia. Enquanto que grandes vórtices têm maiores energias e duram mais tempo, por consequência, permanecem para distâncias maiores atrás do rotor.

O mesmo comportamento aparece nas Figura 4.26 e Figura 4.27.

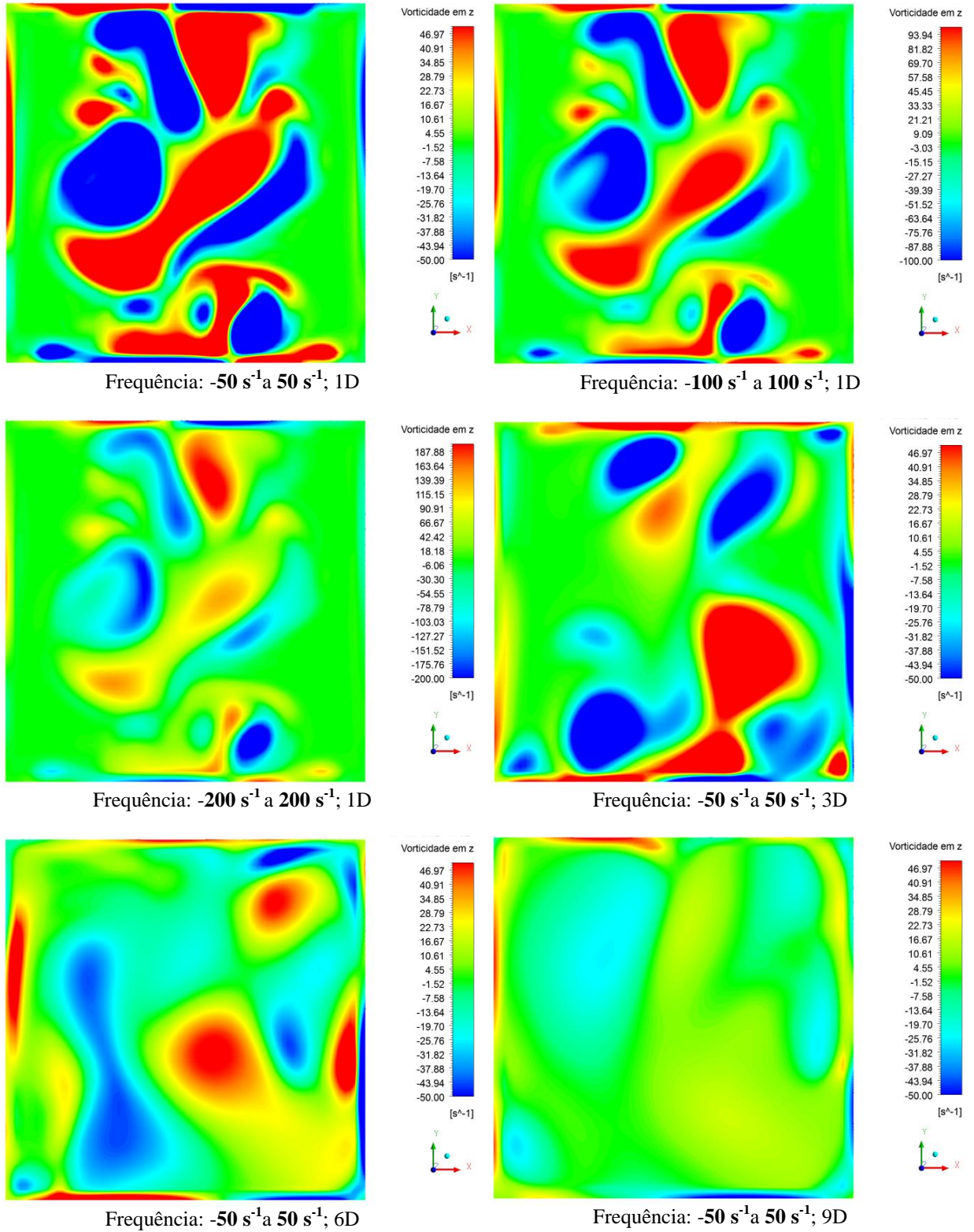


Figura 4.25 – Campos vorticidade turbulenta instantâneos no plano  $xy$  para  $\lambda=0,35$

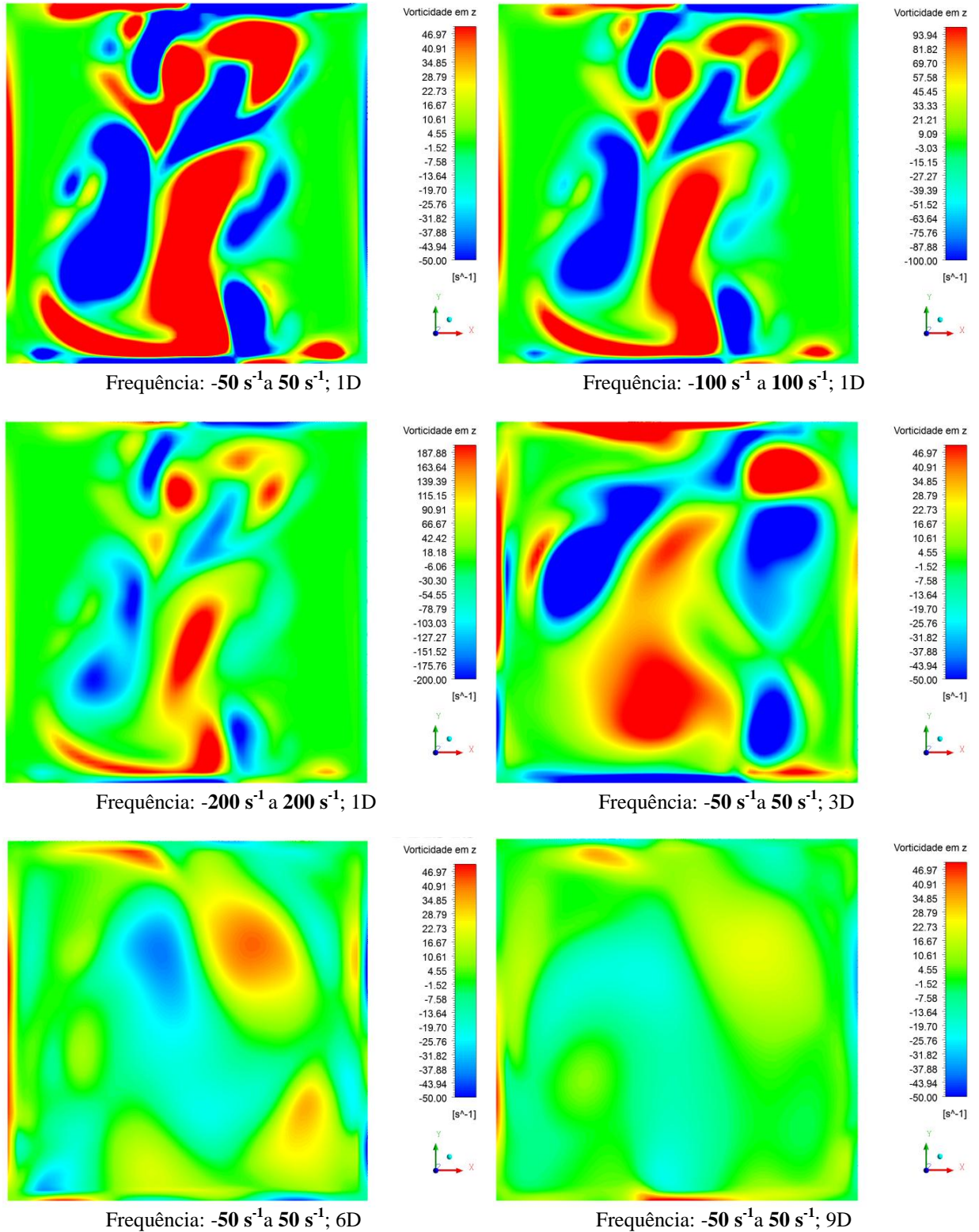


Figura 4.26 – Campos vorticidade turbulenta instantâneos no plano  $xy$  para  $\lambda=0,60$

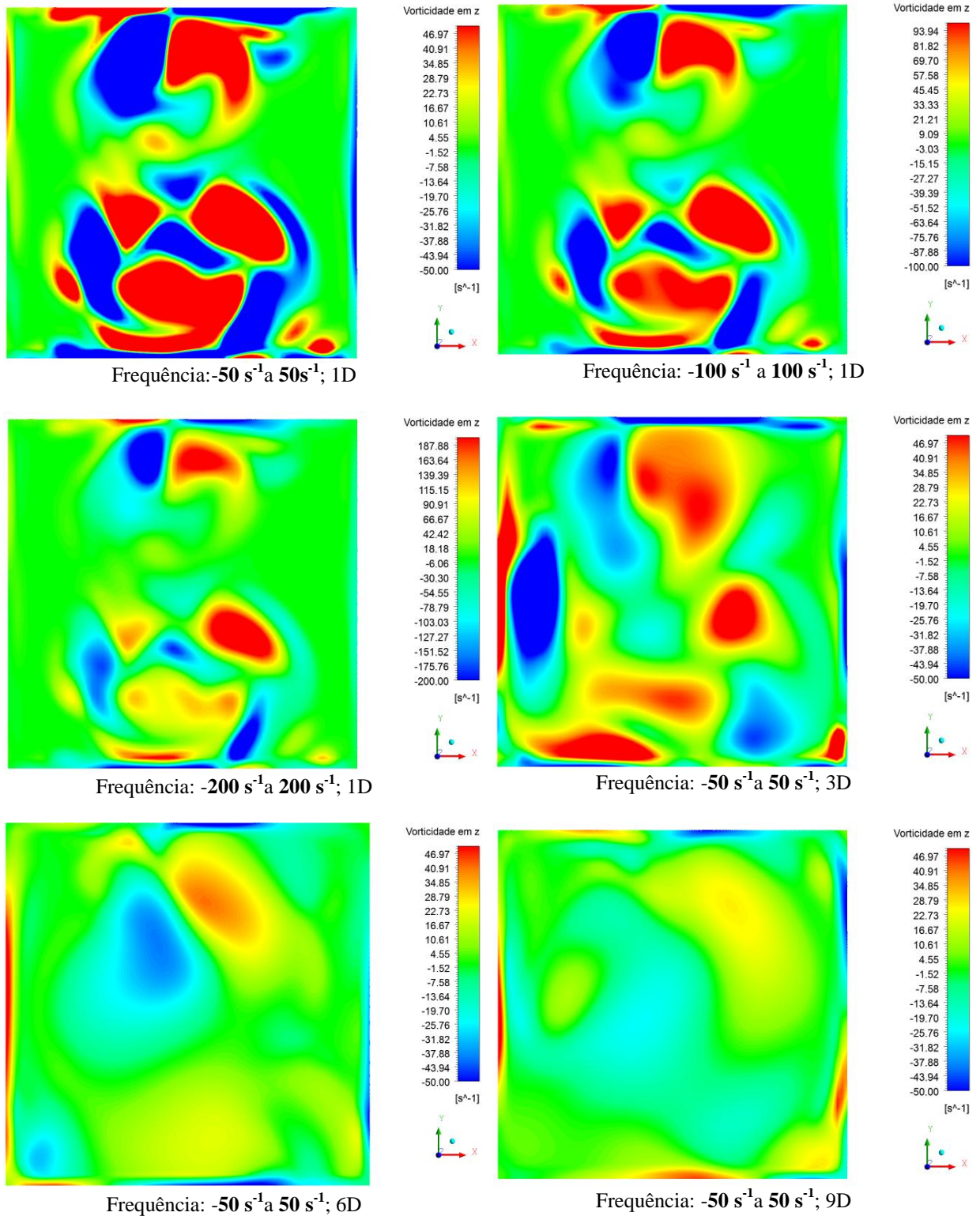


Figura 4.27 – Campos vorticidade turbulenta instantâneos no plano  $xy$  para  $\lambda=0,80$

A Figura 4.28 mostra a vorticidade na componente  $y$ , perpendicular ao plano  $xz$ , para as  $\lambda=0,35$ ,  $\lambda=0,60$  e  $\lambda=0,80$  a uma frequência de  $-100s^{-1}$  a  $100 s^{-1}$ . Na região próxima as pás

do rotor nota-se uma predominância de vorticidade no sentido horário, enquanto que a região próxima ao eixo do rotor verifica-se uma vorticidade no sentido anti-horário.

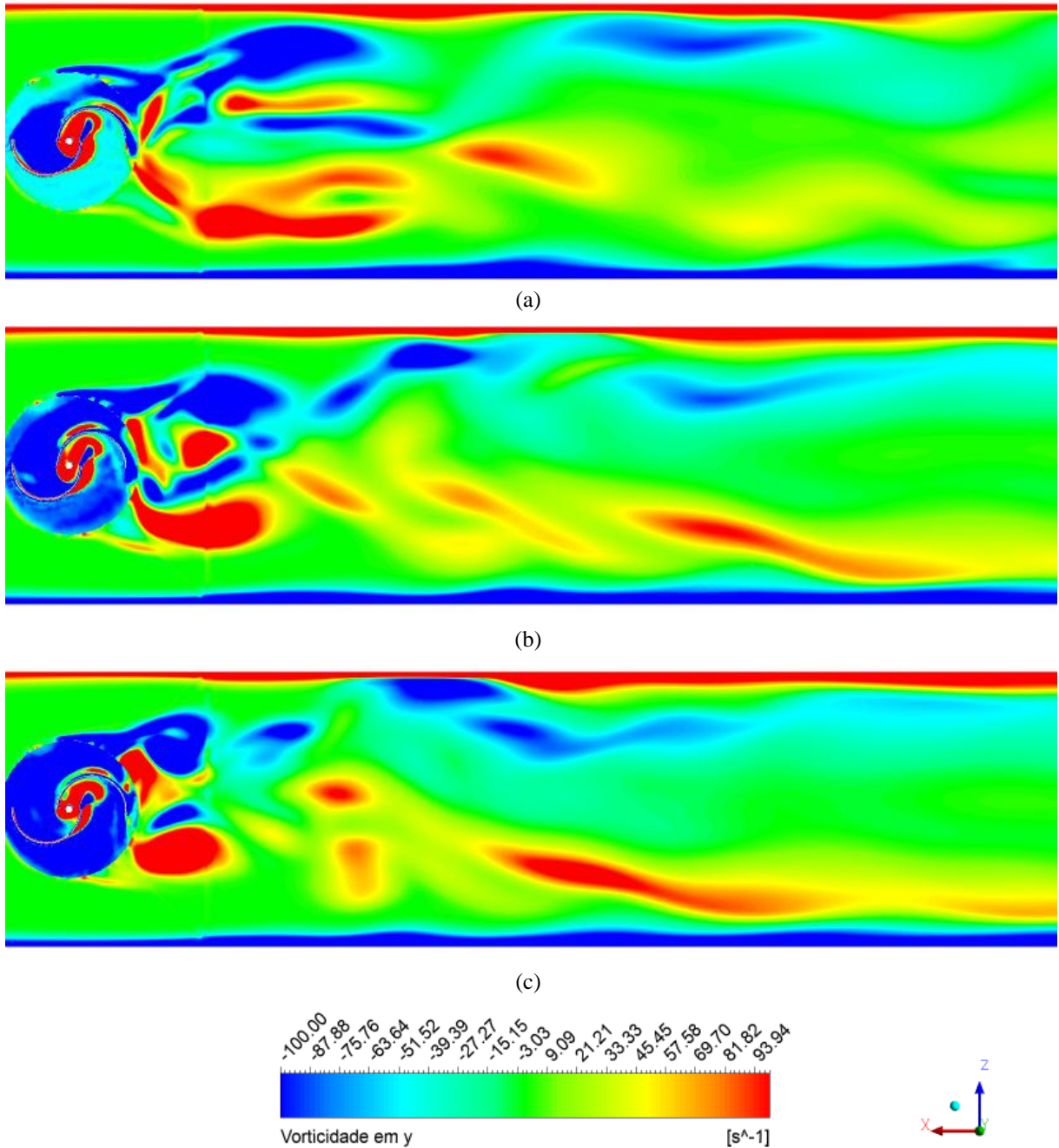


Figura 4.28 – Campos de vorticidade instantânea em  $y$  a uma frequência de  $-100\text{ s}^{-1}$  a  $100\text{ s}^{-1}$ ; no plano  $xz$ ,  $y=0,15\text{m}$ : (a)  $\lambda=0,35$ ; (b)  $\lambda=0,60$  e (c)  $\lambda=0,80$ .

Na Figura 4.29 observa-se o campo de vorticidade no plano  $yz$  em relação a componente perpendicular ao plano na frequência de  $-100\text{ s}^{-1}$  a  $100\text{ s}^{-1}$  para  $\lambda=0,35$ ,  $\lambda=0,60$  e

$\lambda=0,80$ . A vorticidade se dá a partir das pás e do eixo do rotor alterando o campo de escoamento e, conseqüentemente, o escoamento na esteira do rotor, como pode ser visto na figura. Percebe-se, também, que a vorticidade aumenta com o aumento de rotação do rotor.

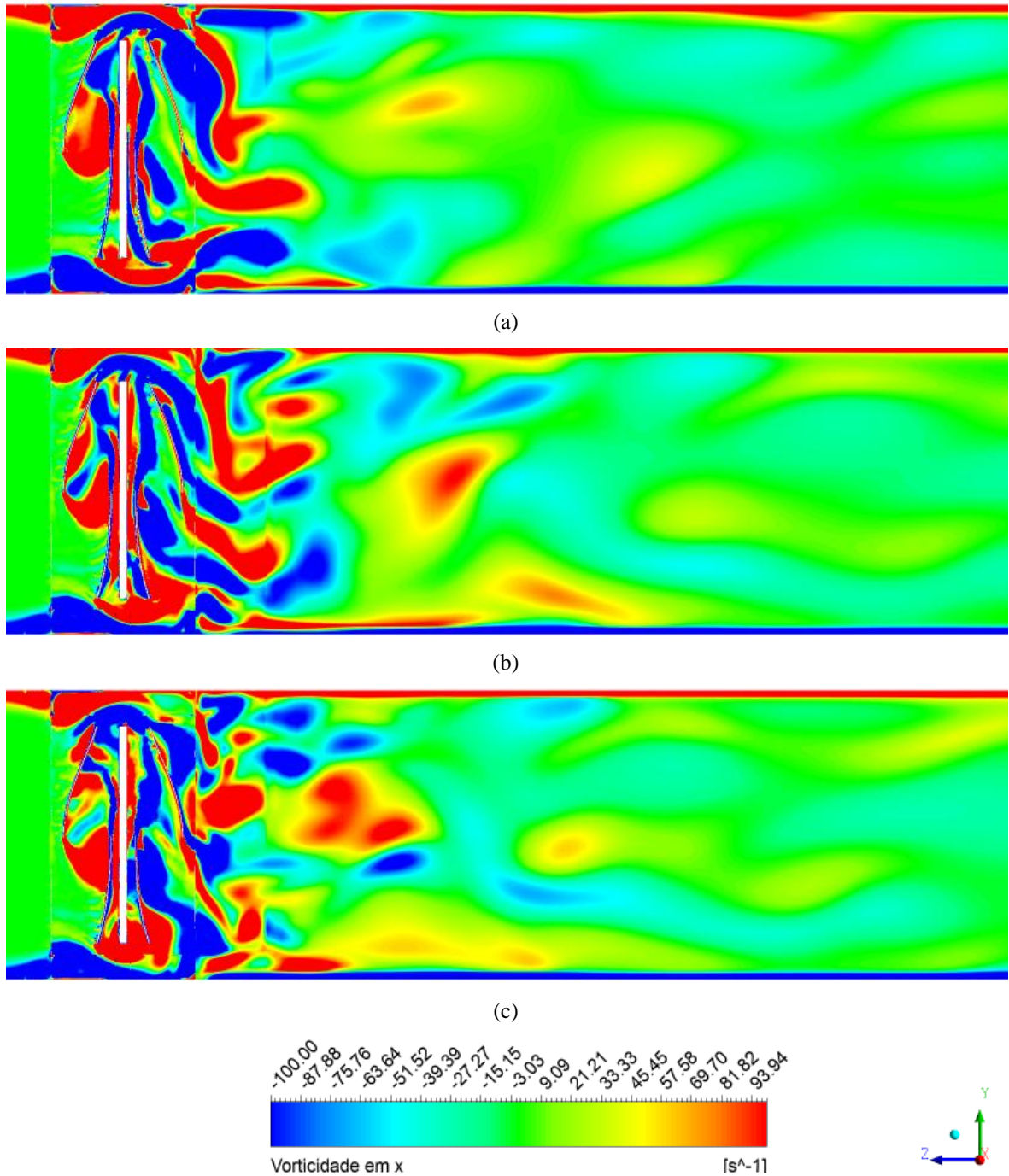


Figura 4.29 – Campo de vorticidade instantânea em x a uma frequência de  $-100 \text{ s}^{-1}$  a  $100 \text{ s}^{-1}$ ; no plano xz,  $x=0 \text{ m}$ : (a)  $\lambda = 0,35$ ; (b)  $\lambda=0,60$  e (c)  $\lambda=0,80$ .

### 4.3.3 Isosuperfícies de Vorticidade

Analisa-se nas isosuperfícies de vorticidade que os vórtices menores, os de maiores frequências, se dissipam logo após a turbina, ou seja, tem menores energias e duram o inverso da sua frequência, isto é, seus intervalos de tempo são menores. Enquanto que as grandes estruturas se alongam no comprimento do domínio. Nas Figuras 4.30 a 4.33 comparando a mesma componente de vorticidade e frequência de cada figura observa-se que para maior rotação angular e maior razão de velocidade de ponta do rotor as estruturas tendem ser finas e alongadas ao longo do comprimento do domínio. As Figuras 4.34 e 4.35, apresentam superfícies de isovorticidade na componente z, percebem-se que para o aumento da rotação do rotor e da velocidade de ponta do rotor as estruturas são mais curtas.

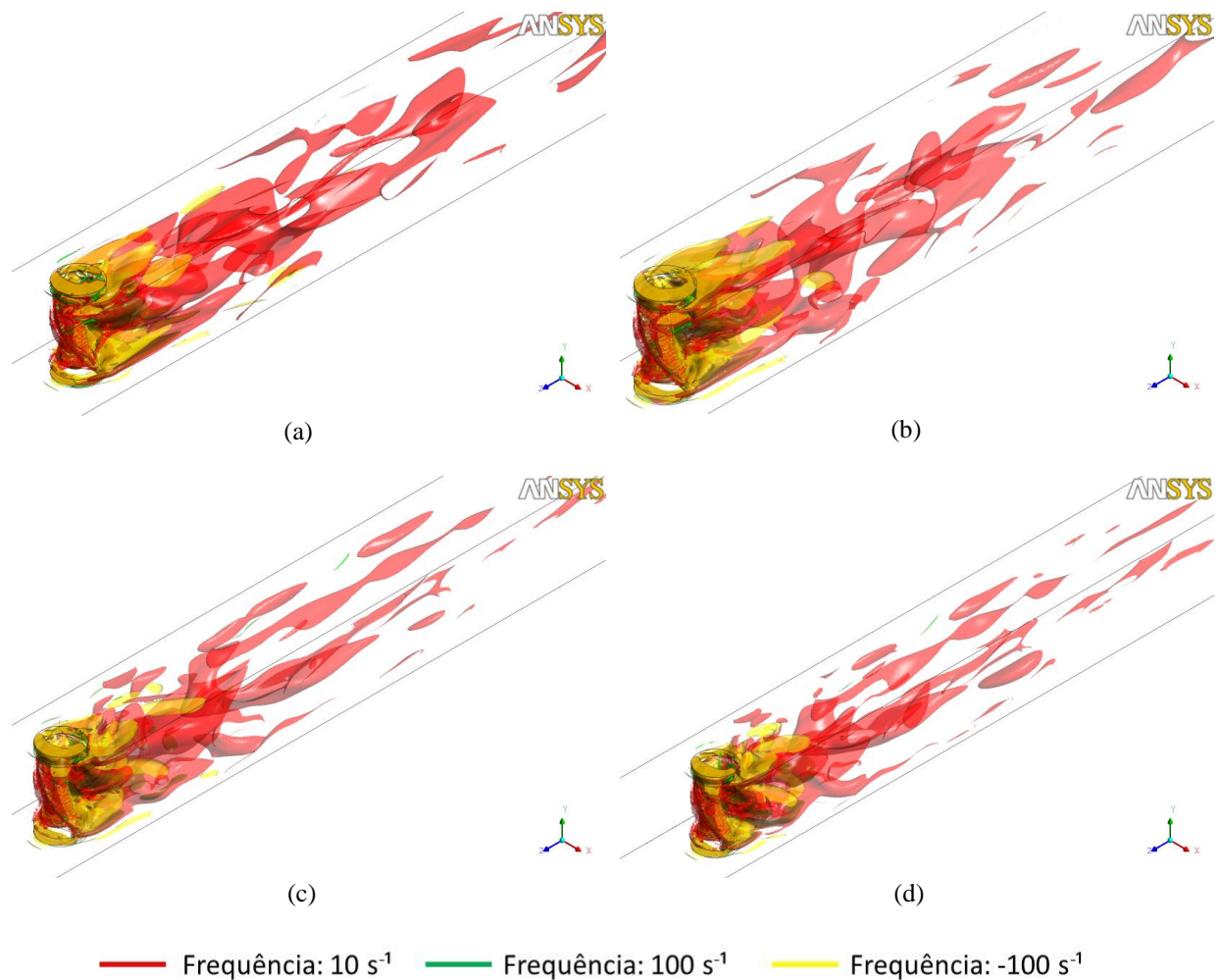


Figura 4.30 – Isosuperfícies de vorticidade na componente x: (a)  $\lambda=0,25$ ; (b)  $\lambda=0,35$ ;  
(c)  $\lambda=0,60$  e  $\lambda=0,80$



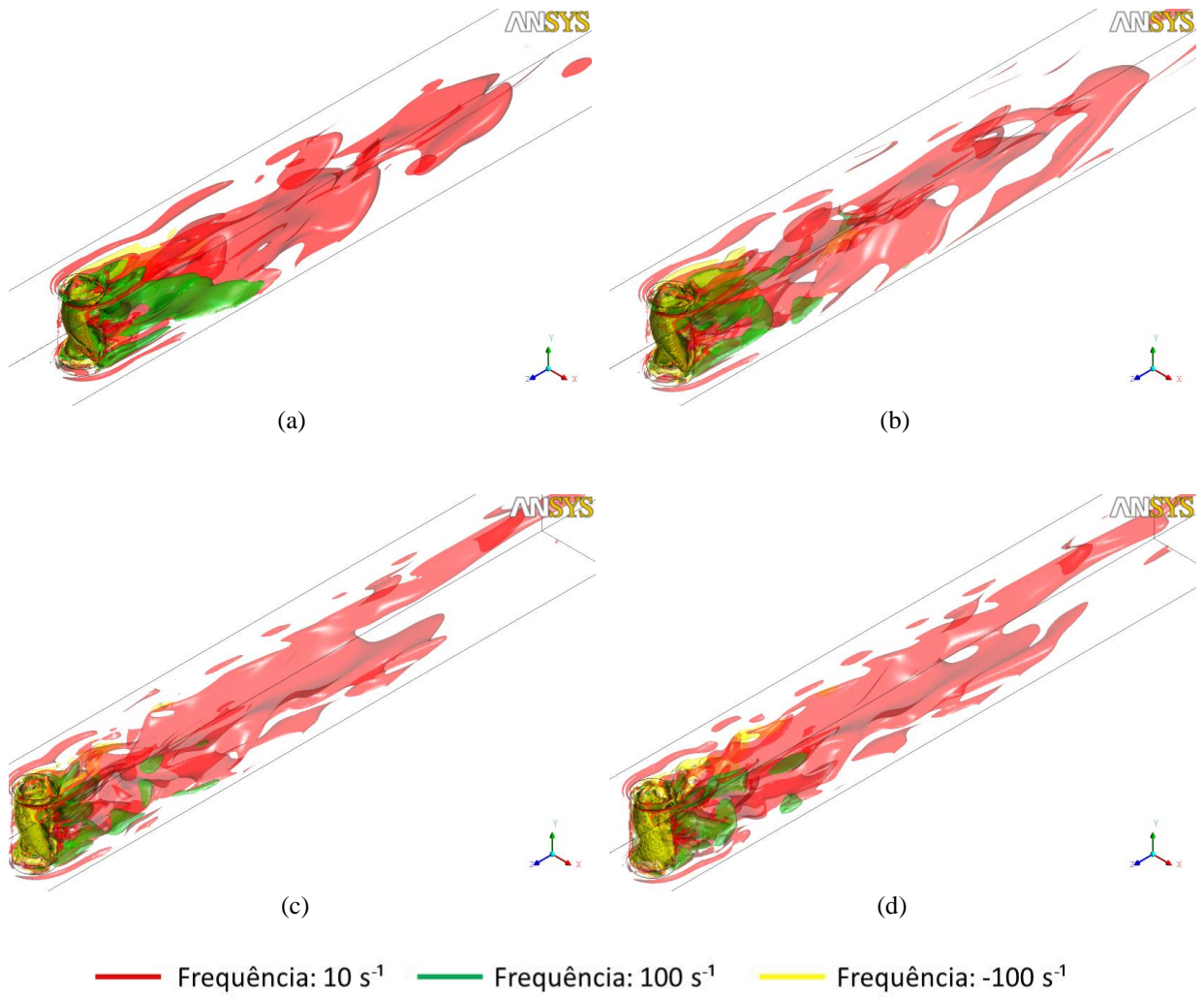
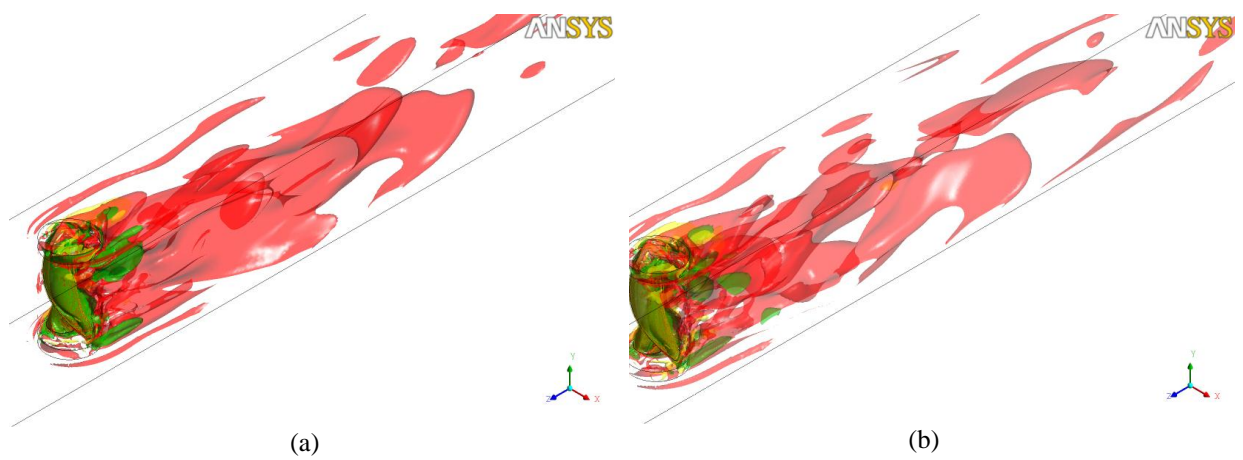


Figura 4.31 – Isosuperfícies de vorticidade na componente y: (a)  $\lambda=0,25$ ; (b)  $\lambda=0,35$ ;  
(c)  $\lambda=0,60$  e  $\lambda=0,80$



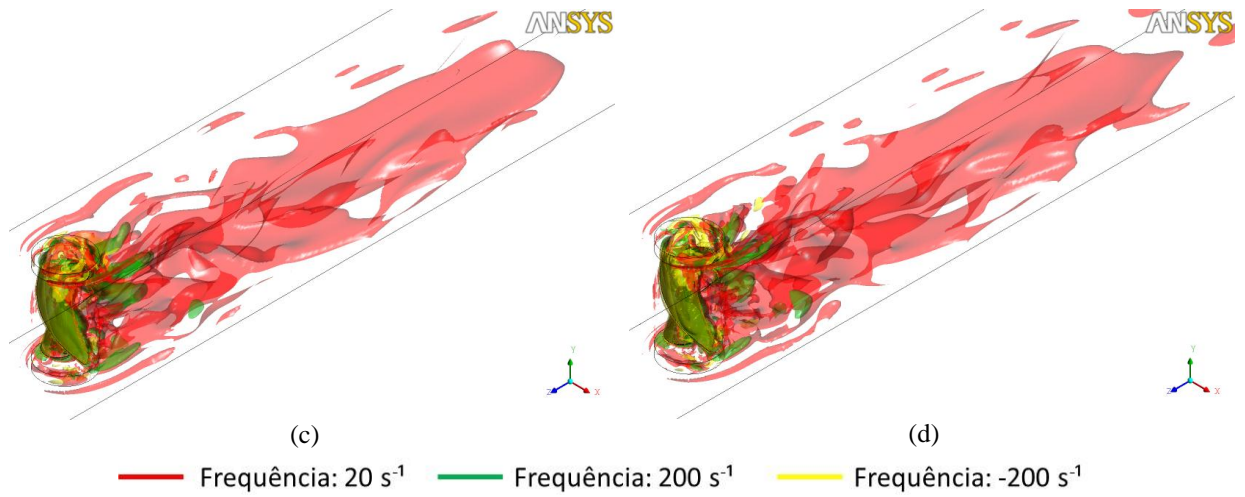


Figura 4.32 – Isosuperfícies de vorticidade na componente y: (a)  $\lambda=0,25$ ; (b)  $\lambda=0,35$ ;  
(c)  $\lambda=0,60$  e  $\lambda=0,80$

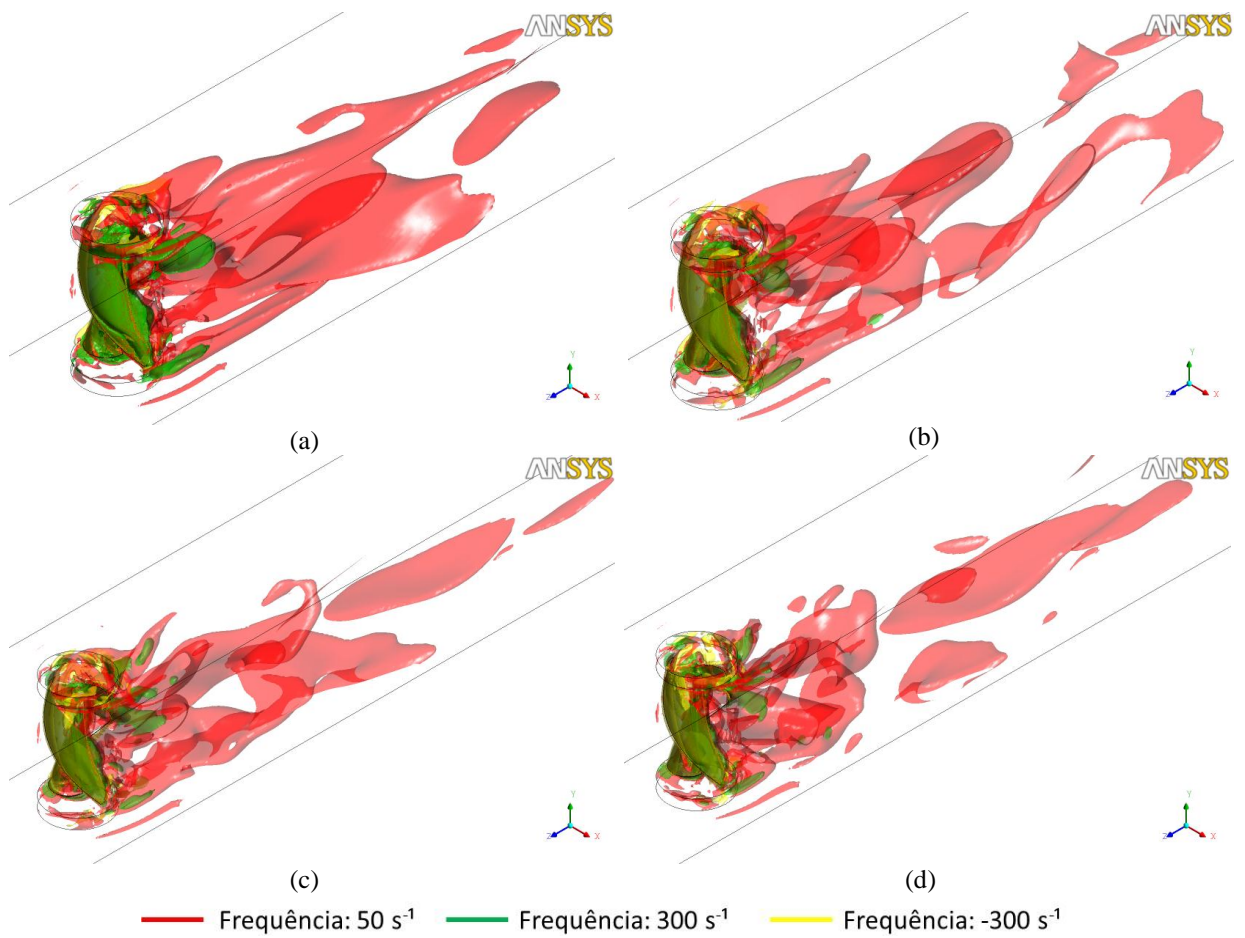


Figura 4.33 – Isosuperfícies de vorticidade na componente y: (a)  $\lambda=0,25$ ; (b)  $\lambda=0,35$ ;  
(c)  $\lambda=0,60$  e  $\lambda=0,80$

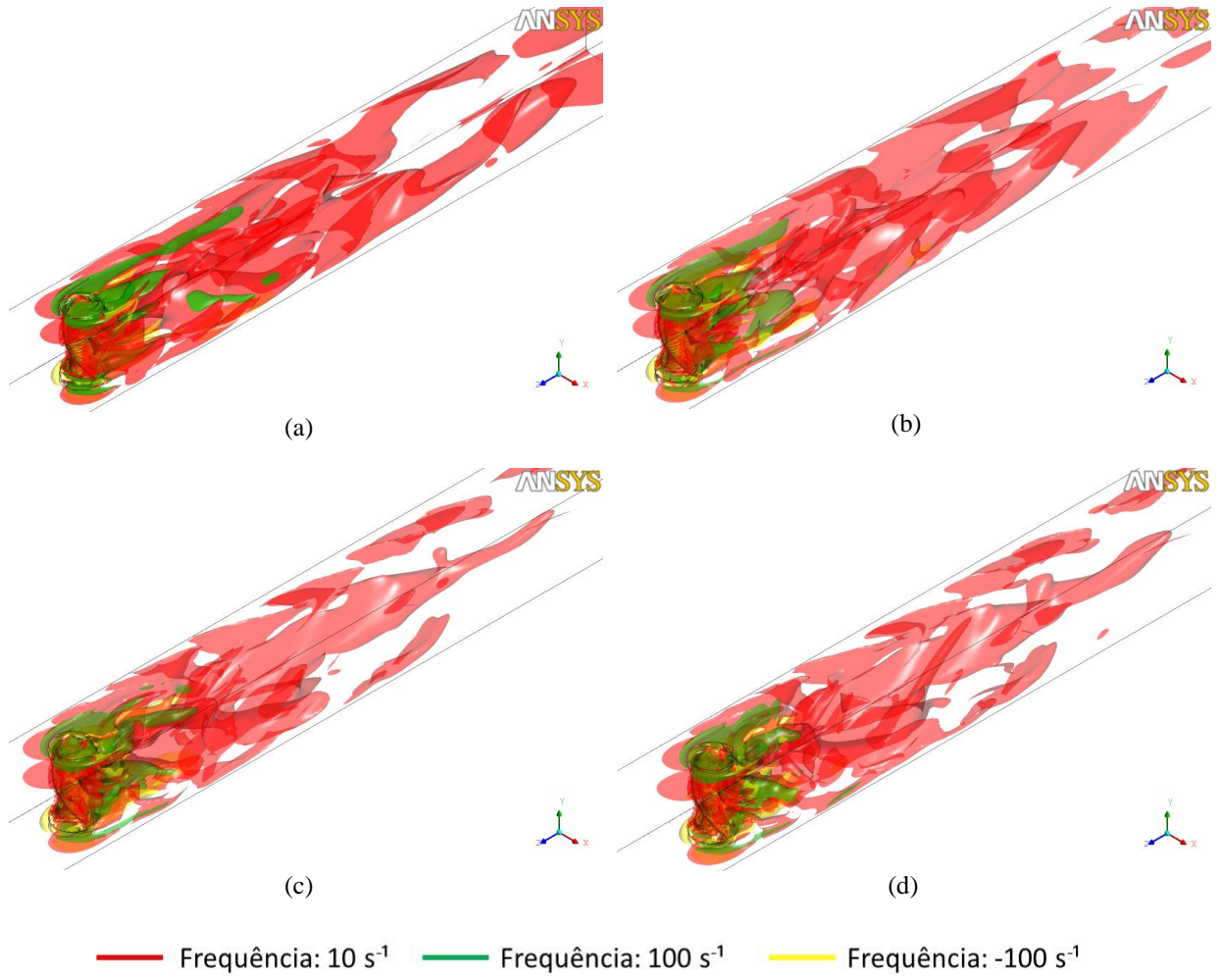
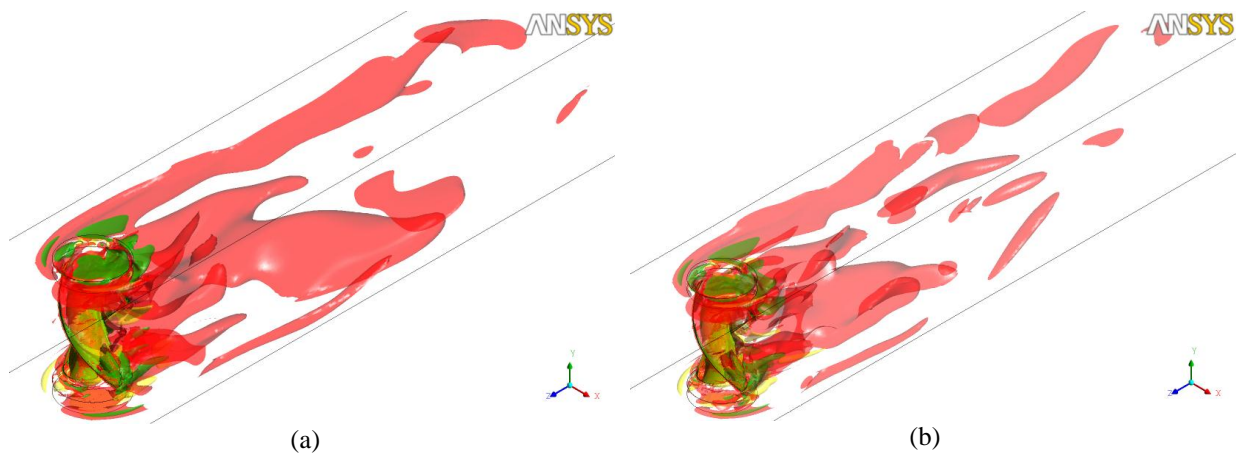


Figura 4.34 – Isosuperfícies de vorticidade na componente z: (a)  $\lambda=0,25$ ; (b)  $\lambda=0,35$ ;  
(c)  $\lambda=0,60$  e  $\lambda=0,80$



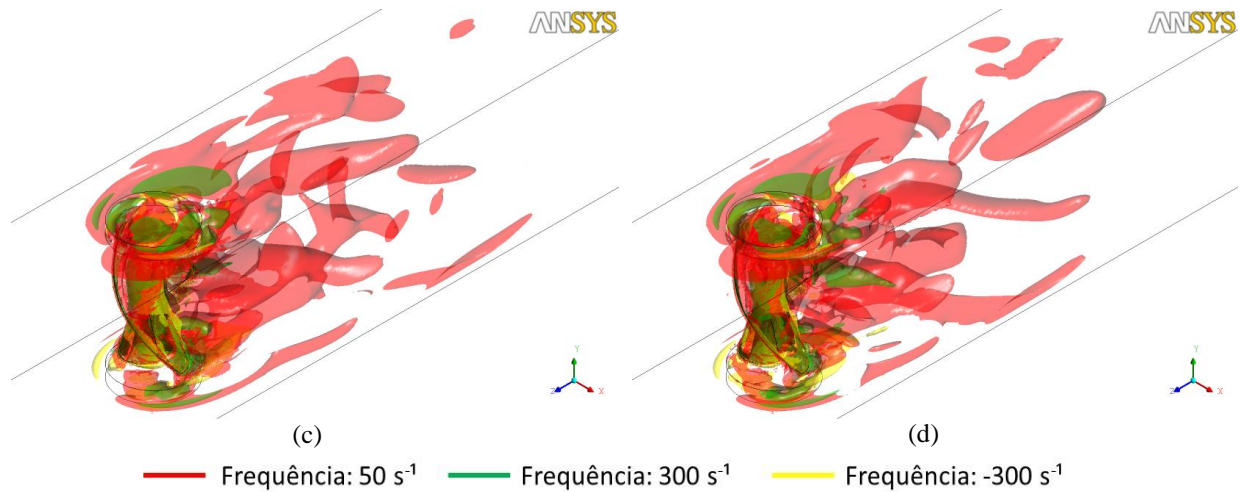


Figura 4.35 – Isosuperfícies de vorticidade na componente z: (a)  $\lambda=0,25$ ; (b)  $\lambda=0,35$ ;  
(c)  $\lambda=0,60$  e  $\lambda=0,80$

#### 4.3.4 Coeficiente de Potência e Coeficiente de Torque

A Figura 4.36 apresenta a comparação dos resultados do coeficiente de torque pela razão de velocidade de ponta do rotor simulados neste trabalho para um número de Reynolds de 69.496, razão de aspecto (RA) de 1,81 e razão de bloqueio de 31% em relação a experimentos realizados em túnel de vento de jato aberto por Kamoji *et al.*, 2008a, para rotores Savonius do tipo convencional com razão de bloqueio de 20%, 28% e 35%, número de Reynolds de 120.000 e razão de aspecto (RA) igual a 1.

Observa-se que a curva encontrada do coeficiente de torque nas simulações numéricas estão coerentes com o esperado.

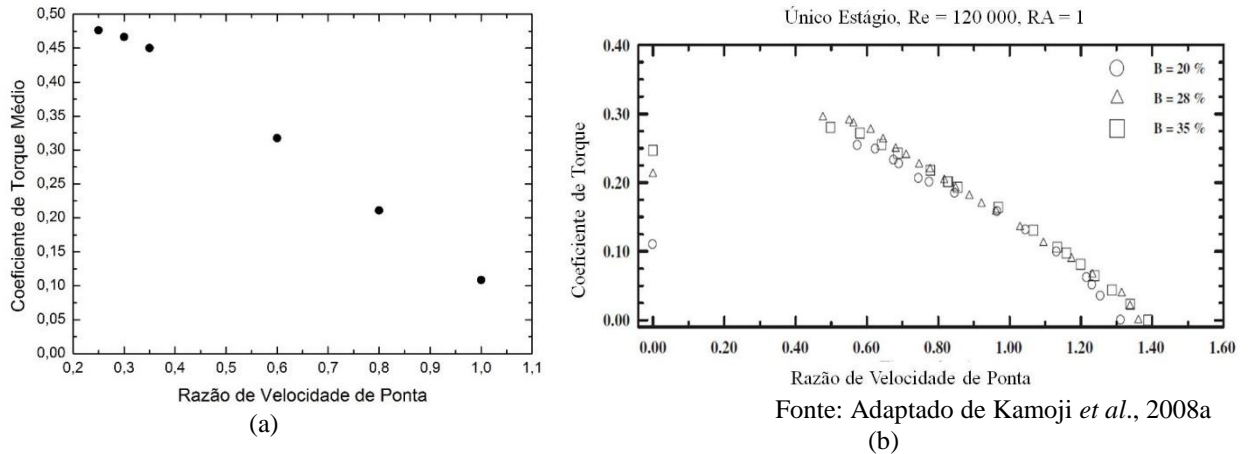


Figura 4.36 – Comparação do coeficiente de torque pela razão de velocidade de ponta ( $\lambda$ ): (a) Savonius helicoidal - simulados neste trabalho e (b) Savonius convencional - testes experimentais de Kamoji *et al.*, 2008a.

A Figura 4.37 mostra a comparação dos resultados do coeficiente de potência pela razão de velocidade de ponta do rotor simulados neste trabalho para um número de Reynolds de 69.496, razão de aspecto (RA) de 1,81 e razão de bloqueio de 31% em relação a experimentos realizados em túnel de vento de jato aberto por Kamoji *et al.*, 2008a, para rotores Savonius do tipo convencional com razão de bloqueio de 20%, 28% e 35%, número de Reynolds de 120.000 e razão de aspecto (RA) igual a 1.

O resultado obtido por Kamoji *et al.*, 2008a, atinge um coeficiente de potência máximo aproximado de 0,17 a uma razão de velocidade de ponta do rotor ( $\lambda$ ) de 0,7 para a razão de bloqueio de 28%. Enquanto que, no presente trabalho, atinge um coeficiente de potência máximo de 0,19 para uma razão de velocidade de ponta de rotor ( $\lambda$ ) de 0,60. Não se pode concluir que a Savonius helicoidal é melhor que a Savonius convencional, pois existem peculiaridades como diferentes razões de aspecto, diferentes número de Reynolds, presença de placas de extremidades no experimento realizado por Kamoji *et al.*, 2008a, e presença do eixo neste trabalho. No entanto, os resultados comparados estão na mesma ordem de grandeza.

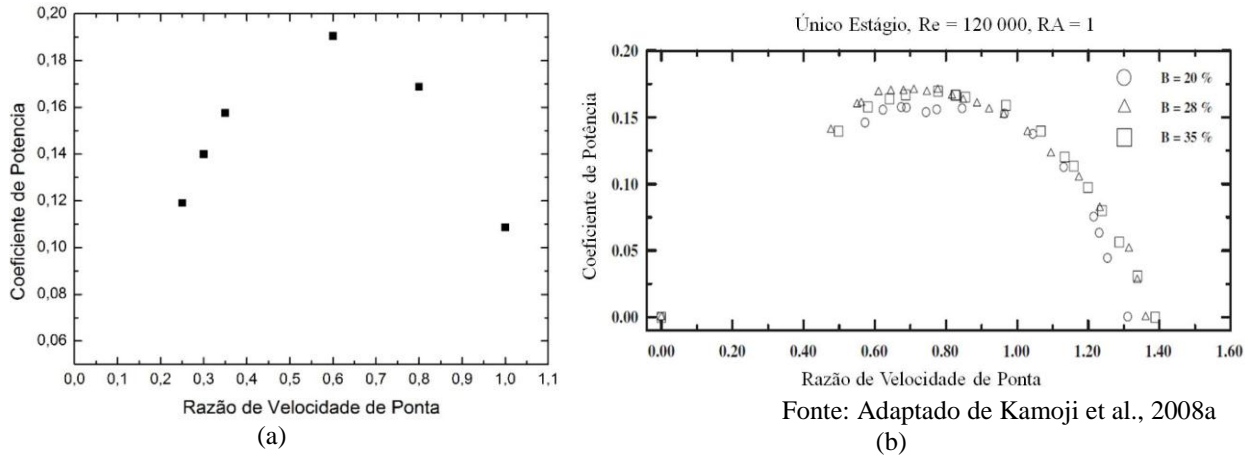


Figura 4.37 – Comparação da variação do coeficiente de potência pela razão de velocidade de ponta do rotor ( $\lambda$ ): (a) Savonius helicoidal - simuladas neste trabalho e (b) Savonius convencional - testes experimentais de Kamoji *et al.*, 2008a.

A Figura 4.38 apresenta as curvas de coeficiente de torque pela posição angular da pá de avanço considerando a posição das pás do centro do rotor de  $0^\circ$  em relação ao escoamento. Como esperado a medida que se aumenta a razão de velocidade de ponta o coeficiente de torque dinâmico do rotor diminui.

Nota-se que para todos os valores de  $\lambda$  o rotor Savonius helicoidal (Figura 4.38 (a)) apresenta uma menor oscilação nas curvas geradas em relação ao rotor Savonius convencional (Figura 4.38 (b)) e para  $\lambda = 0,25$  a curva do coeficiente de torque do rotor Savonius helicoidal é ainda mais uniforme do que a curva apresentada para o rotor Savonius convencional. Ressalta-se que o modelo de turbulência utilizado por Akwa, 2010 é o mesmo deste trabalho,  $k-\omega$  SST.

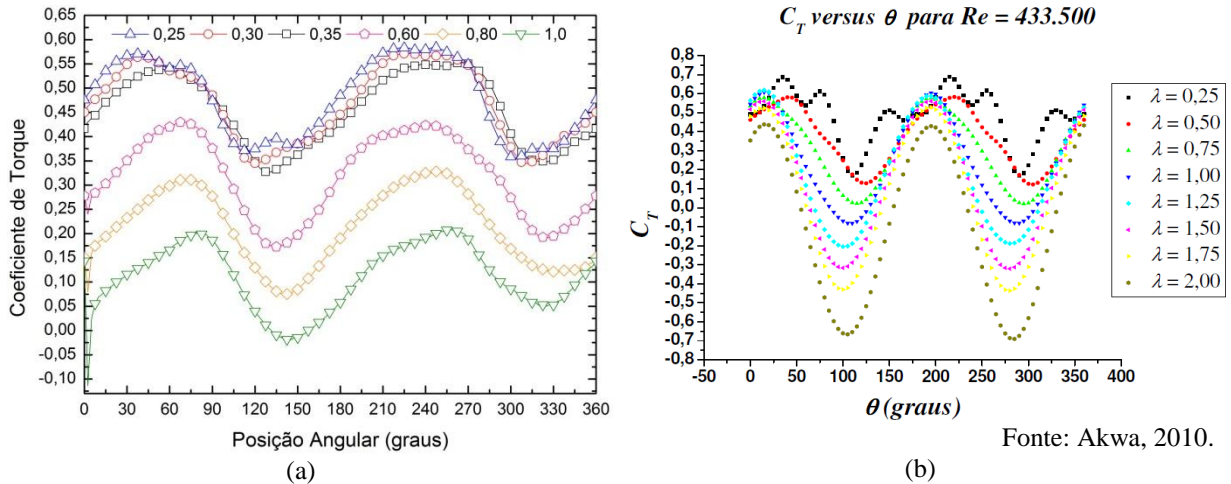


Figura 4.38 – Comparação da variação do coeficiente de torque dinâmico pela posição angular ( $\theta$ ) para várias  $\lambda$ : (a) Savonius helicoidal - simuladas neste trabalho para  $Re = 69.496$  e (b) Savonius convencional - simulados por Akwa, 2010.

Na Figura 4.39 mostra-se o coeficiente de potência pelo passo angular de  $2,5^\circ$ . Nota-se que a o coeficiente de potência aumenta até o ponto ótimo simulado de razão de velocidade de ponta do rotor ( $\lambda$ ) de 0,60 e a partir deste ponto o desempenho do rotor começa diminuir.

Outra observação a respeito da Figura 4.39 é a curva de potência de razão de velocidade de ponta do rotor ( $\lambda$ ) de 1,0 na parte inicial no primeiro vale da curva apresenta coeficiente de potência negativo que pode estar relacionado com a entrega de energia ao sistema, em outras palavras, é a redução de transferência de quantidade de movimento média da corrente de ar para o rotor quando a velocidade de ar é alta, conseqüentemente, causa a redução do coeficiente de potência médio. Essa redução de potência para altas velocidades de ponta ocorre devido a uma maior velocidade das pás do rotor do que o escoamento (fluido) que atinge o rotor. Como resultado o rotor nestas condições fornece quantidade de movimento para o fluido, pelo choque das pás com o fluido [Akwa, 2010].

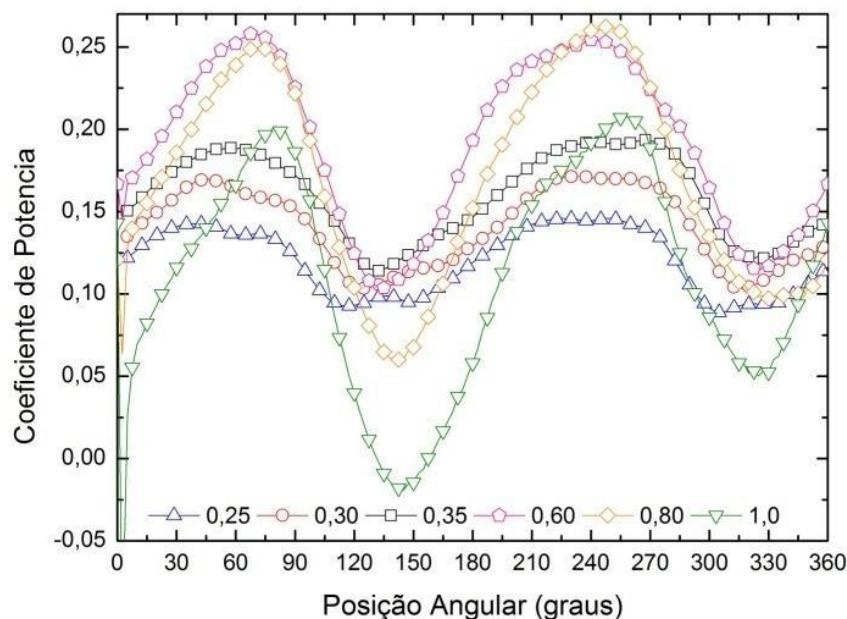


Figura 4.39 –Coeficiente de potência pela posição angular ( $\theta$ ) simuladas neste trabalho para número de Reynolds de 69.496 e  $\lambda = 0,25; 0,30; 0,35; 0,60; 0,80$  e 1,0.

#### 4.3.5 Correção do Efeito de Bloqueio

A Figura 4.40 mostra as curvas de correção do efeito de bloqueio: a curva pelo método de Alexander, a curva pelo método de Pope e Rae Jr., a curva corrigida baseado na média do módulo do vetor velocidade no plano a 0,25 diâmetros a montante do rotor e a curva não corrigida.

Como esperado, a curva sem correção do efeito de bloqueio apresenta um maior coeficiente de potência em função da aceleração local da velocidade um pouco antes do escoamento passar pela turbina como mostra a Tabela 4.3. Esta velocidade local não está sendo levada em consideração no cálculo do coeficiente de torque, razão de velocidade de ponta do rotor e coeficiente de potência, mas a velocidade de entrada prescrita de 6 m/s.

As correções pelos métodos de Alexander [Alexander, 1978, apud Ross e Altman, 2011 p.527] e de Pope e Rae Jr. [Pope e Rae Jr, 1984], apresentados na Seção 3.3.5, são calculados a partir de uma velocidade corrigida que vale para todas as razões de velocidade de ponta do rotor. O método de Alexander é mais conservador conduzindo a resultados de desempenho inferior aos valores usualmente publicados para o desempenho da Savonius



helicoidal, enquanto que o método de Pope e Rae Jr. se aproxima da correção de bloqueio realizadas através de resultados do escoamento simulado.

A correção de bloqueio aplicada através das velocidades obtidas a 0,25 diâmetros a montante do rotor para cada caso simulado capta o efeito da alteração da velocidade angular do rotor que aumenta a energia cinética do escoamento. Por esta razão acredita-se ser o mais correto de avaliar e o menos conservador em relação aos métodos de correção de efeito de bloqueio aplicados.

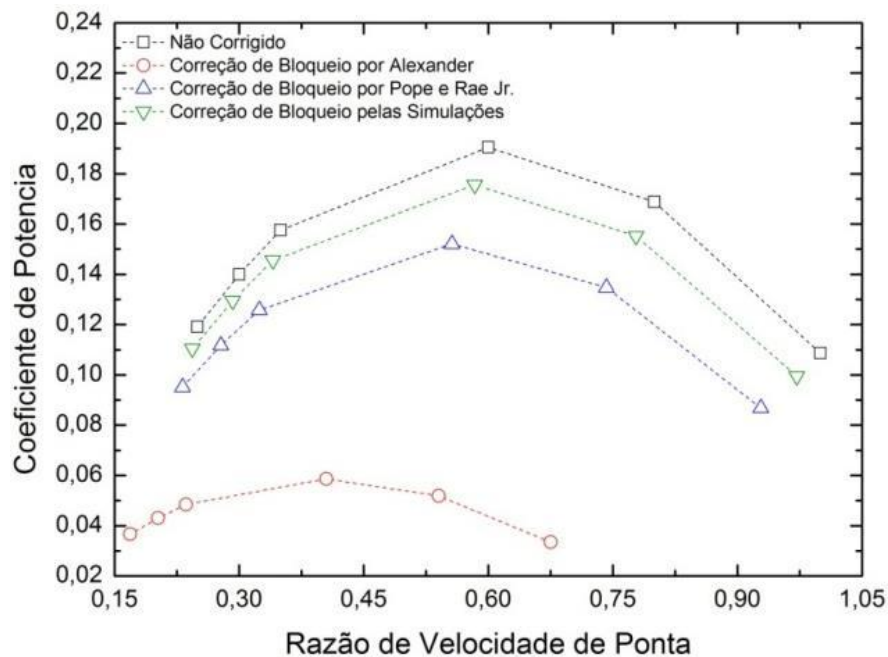


Figura 4.40 – Correção do efeito de bloqueio

A Tabela 4.3 apresenta as médias do módulo do vetor velocidade no plano xy a montante e a jusante da turbina. Nota-se uma aceleração da velocidade antes de atingir o rotor e após o mesmo a velocidade é maior em relação a velocidade que passa pela turbina. Esta velocidade aumenta até a razão de velocidade de ponta do rotor de 0,60, onde se tem a maior eficiência do rotor e, conseqüentemente, maior aproveitamento de energia, a partir desta razão de velocidade de ponta do rotor a velocidade reduz novamente.

A medida em que se afasta da turbina essa velocidade diminui, pois o efeito da presença do rotor diminui. Este efeito chamado de efeito esteira do rotor a jusante do rotor a velocidade é menor do que a montante, no entanto, devido às paredes do túnel ele bloqueia a

expansão da esteira gerando uma maior turbulência, e, conseqüentemente, esta aceleração de velocidade atrás do rotor.

Tabela 4.3 – Médias do módulo do vetor velocidade no plano xy.

	Diâmetro do Rotor	$\lambda = 0.25$	$\lambda = 0.30$	$\lambda = 0.35$	$\lambda = 0.60$	$\lambda = 0.80$	$\lambda = 1,0$
ANTES DO ROTOR	-1D	6,0014	6,0014	6,0014	6,0018	6,0024	6,0028
	-0,5D	6,0322	6,0334	6,0343	6,0364	6,0400	6,0449
	-0,25D	6,1535	6,1568	6,1588	6,1639	6,1697	6,1779
DEPOIS DO ROTOR	1D	6,4381	6,4419	6,4118	6,5623	6,4462	6,3804
	3D	6,1628	6,1709	6,1519	6,1674	6,1512	6,1048
	6D	6,0226	6,0475	6,0554	6,0306	6,0280	6,0269
	9D	6,0256	6,0150	6,0159	6,0144	6,0194	6,0195
	12D	6,0037	6,0168	6,0091	6,0081	6,0068	6,0056
	15D	6,0107	6,0028	6,0042	6,0050	6,0069	6,0058
	18D	6,0032	6,0053	6,0013	6,0029	6,0020	6,0028
	20D	6,0028	6,0018	6,0036	6,0017	6,0039	6,0028

#### 4.3.6 Comparações Finais

As curvas de coeficiente de potência do rotor corrigidas através das velocidades obtidas nos planos a 0,25 diâmetros a montante do rotor que incide sobre o rotor nas simulações e o método Pope e Rae Jr. estudado neste trabalho para o número de Reynolds de 69.496, razão de aspecto (RA) de 1,81 e eixo considerado no cálculo da razão de sobreposição do rotor são comparadas com as curvas de potências simulados por Akwa *et al.*, 2012a, e resultados experimentais obtidos por Hayashi *et al.*, 2005.

Akwa *et al.*, 2012a, apresenta resultados muito satisfatórios para o rotor Savonius do tipo convencional com razão de aspecto de 4,0, adição de placas de extremidades, rotor sem eixo. As curvas de coeficiente de potência pela razão de velocidade de ponta do rotor obtidas para as duas razões de sobreposição apresentadas na Figura 4.41 de 0,15 e 0,3 são avaliadas para um número de Reynolds de 433.500.

Enquanto que Hayashi *et al.*, 2005, realiza testes experimentais para um rotor Savonius do tipo convencional com uma razão de aspecto de 1,25, adição de placas de extremidades e rotor com eixo. A curva de potência é obtida para o rotor com uma razão de

sobreposição de 0,2, sem considerar o eixo no cálculo do mesmo, para um número de Reynolds de 140.000, apresentada na Figura 4.41.

Nota-se que a comparação realizada é dificultada devido aos inúmeros parâmetros diferenciados contido em cada estudo. Akwa *et al.*, 2012a, simula um rotor com parâmetros ótimos (bidimensional) avaliando a melhor razão de sobreposição, em virtude disso, apresenta as melhores curvas de potência como observada na Figura 4.41.

Ao mesmo tempo que o experimento realizado por Hayashi *et al.*, 2005, apresenta baixa razão de aspecto e eixo que atrapalham o desempenho do rotor, diminuindo o coeficiente de potência da máquina. Porém, tem uma melhor aproximação com as curvas de potência deste trabalho corrigidas através do método Pope e Rae Jr e da velocidade média no plano  $0,25D$  a montante do rotor obtida na simulação considerando que a razão de aspecto do rotor é mais próxima com Hayashi *et al.*, 2005, e o eixo presente no rotor dificulta a passagem do escoamento da pá de avanço para a pá de retorno.

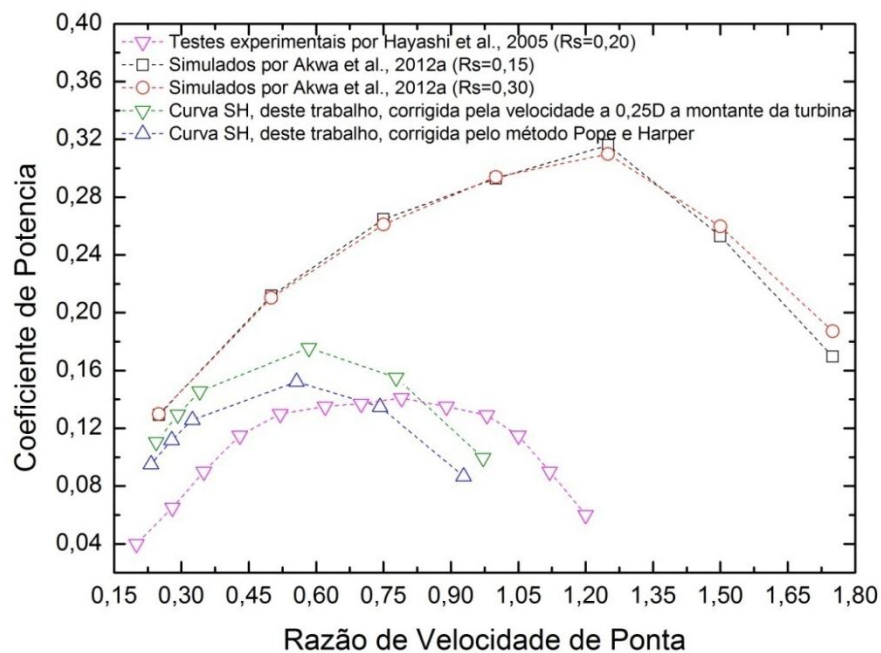


Figura 4.41 – Comparação do rotor Savonius helicoidal com torção das pás de  $180^\circ$  com rotores Savonius convencionais de Akwa *et al.*, 2012a e de Hayashi *et al.*, 2005

Damak *et al.*, 2013, apresenta o estudo experimental de uma turbina de geometria semelhante a analisada no presente trabalho, contudo os resultados apresentados no artigo não estão coerentes com a potência mecânica do rotor Savonius, sendo provavelmente informadas

as potências elétricas. Outro fator que inviabiliza a comparação é a falta de esclarecimento de como a velocidade é medida na seção de teste do túnel de vento, pois ele afirma que a velocidade se altera através da sucção do escoamento na saída do túnel variando assim a velocidade na seção de teste.

Zhao *et al.*, 2009, apresenta curvas de coeficiente de potência em relação a velocidade de ponta com diferentes razões de sobreposição modelados através do modelo  $k - \varepsilon$ . A Figura 4.42 mostra os resultados para um rotor Savonius helicoidal, com torção de  $180^\circ$ , razões de sobreposição de 0,20 e 0,30, razão de aspecto de 2 para uma velocidade prescrita na entrada de 10 m/s. O coeficiente máximo de potência encontrado foi de 0,181 para uma razão de velocidade de ponta de 0,73 e razão de sobreposição de 0,3. Enquanto que no presente estudo trabalha-se com uma razão de aspecto de 1,81 e número de Reynolds de 69.496. Os coeficientes de potência máximo para a correção através das velocidades obtidas nos planos a  $0,25D$  a montante do rotor e para a correção através do método Pope e Rae Jr. é de 0,175 e 0,152 para as razões de velocidade de ponta do rotor de 0,583 e 0,556, respectivamente.

Verifica-se, novamente, que os resultados estão coerentes com outros autores. Ressaltando que a comparação entre os rotores Savonius helicoidal estudados numericamente é dificultada, pois os parâmetros como razão de aspecto e razões de sobreposição ( $R_s$ ) são diferentes, bem como o número de Reynolds do artigo de Zhao *et al.*, 2009, não é fornecido.

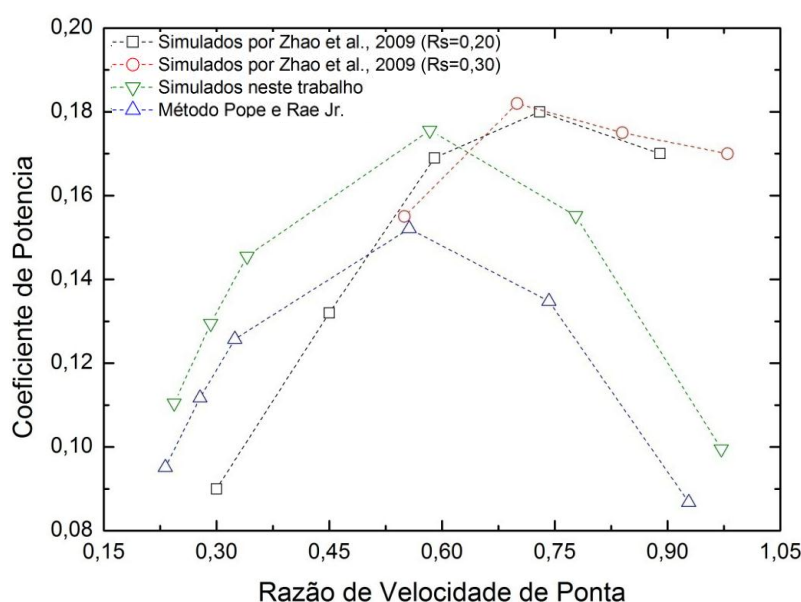


Figura 4.42 – Comparação do rotor Savonius helicoidal com torção nas pás de  $180^\circ$

## 5 CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

### 5.1 Conclusões

Simulações numéricas do escoamento de ar em torno de uma turbina Savonius do tipo helicoidal são efetuadas. A análise da metodologia realizada através dos resultados obtidos pelas simulações do rotor Savonius helicoidal como características de desempenho da turbina e o comportamento do escoamento sobre o mesmo permite concluir que é adequada para o problema em estudo. A avaliação qualitativa dos resultados demonstra que as soluções estão de acordo com o esperado para este tipo de problema devido a coerência com os resultados tanto experimentais quanto numéricos de rotores Savonius publicados por outros autores.

A metodologia RANS e o modelo de turbulência  $k - \omega SST$  adotados e demais parâmetros utilizados na análise do problema como malha computacional, condições de contorno e domínio computacional representam bem o problema proposto. O tamanho do domínio computacional baseado em um canal aerodinâmico possui efeito de bloqueio e como previsto há alterações nos resultados, ou seja, uma superestimação dos coeficientes aerodinâmicos calculados em virtude de uma aceleração local do escoamento. Por esta razão, aplica-se a correção do efeito de bloqueio para a avaliação dos resultados.

O método empregado para avaliação de qualidade de malha, GCI, foi significativo na escolha da malha mais adequada e quantificação do erro intrínseco na utilização da mesma.

A comparação quantitativa dos resultados com dados publicados é muito difícil em virtude de que muitos parâmetros, de geometria e de escoamento, interferem no comportamento e desempenho de rotores Savonius, bem como, a carência de artigos publicados sobre rotores Savonius do tipo helicoidal.

A comparação dos resultados numéricos obtidos para o rotor Savonius do tipo helicoidal com torção de  $180^\circ$  neste trabalho com os resultados numéricos obtidos por Zhao, *et al.*, 2009, também um rotor Savonius do tipo helicoidal com torção de  $180^\circ$  apresentam boa concordância, com a ressalva de que os parâmetros de cada rotor simulado numericamente apresentam diferenças. Encontra-se o valor do coeficiente de potência máximo de 0,175 para a razão de velocidade de ponta de 0,58 considerando correção de efeito de bloqueio através da metodologia proposta neste trabalho. Ressalta-se que não é possível comparar os resultados numéricos do presente estudo com resultados experimentais publicados, pois não se encontrou resultados de qualidade para um rotor Savonius helicoidal com torção de  $180^\circ$ .

Realiza-se uma comparação do rotor Savonius do tipo helicoidal com rotores Savonius do tipo convencional afirma-se que o coeficiente de torque e, conseqüentemente, o coeficiente de potência pela posição angular da pá apresentam um comportamento mais uniforme e menos oscilatório. Este comportamento pode ser observado na Figura 4.38 que o valor da oscilação da curva da Savonius helicoidal é de 0,2 e o valor da oscilação da curva da Savonius convencional é de 0,55 para uma razão de velocidade de ponta de 0,25. Enquanto que para a Savonius convencional a medida que a razão de velocidade de ponta aumenta a oscilação da curva aumenta e para a Savonius helicoidal a oscilação da curva permanece constante. No entanto, não se pode concluir que o rotor Savonius do tipo helicoidal apresenta melhor desempenho comparado com um rotor Savonius do tipo convencional sem que seja realizado um estudo numérico nas mesmas condições com parâmetros geométricos e de escoamento iguais.

Os resultados obtidos após as correções de bloqueio para o rotor Savonius helicoidal com torção de 180°, razão de sobreposição de 0,24, com eixo estão de acordo com o desempenho de rotores Savonius como apresentado pelos autores Hayashi *et al.*, 2005 e Zhao *et al.*, 2009. A torção das pás diminui as oscilações de torque e de potência (Figura 4.38) tornando o sistema mais confiável apesar de não apresentar tamanha robustez como o rotor Savonius convencional.

Apesar do presente estudo não permitir afirmar qual tipo de rotor Savonius tem melhor desempenho, helicoidal ou convencional, este estudo apresenta novas informações e indica a necessidade de ampliar com qualidade os estudos na área, principalmente, para rotores do tipo helicoidal, variando parâmetros de geometria e de escoamento e avaliando os mesmo com rotores convencionais.

## 5.2 Trabalhos Futuros

Ao realizar este estudo, primeiramente, houve uma dificuldade de comparar este trabalho com outros autores.

A primeira causa é número reduzido de estudos direcionados a avaliar o desempenho de rotores Savonius do tipo helicoidal.

O segundo fator é a carência de trabalhos que descrevam detalhadamente o problema e com qualidade. Cita-se a falta de informações como número de Reynolds, descrição completa do modelo, intensidade de turbulência e condições de pressão e temperatura os quais são

parâmetros que tanto em trabalhos experimentais quanto em trabalhos numéricos um ou mais itens não são informados nos trabalhos.

Por esta razão, sugerem-se como trabalhos futuros os itens listados abaixo:

- Realizações de experimentos em túneis de vento com a mesma geometria e parâmetros simulados neste trabalho como razão de aspecto, razão de sobreposição, razão de bloqueio e mesmas características do escoamento como intensidade de turbulência e número de Reynolds.
- Efetuar um estudo numérico exatamente nas mesmas condições deste trabalho, porém com uma turbina sem torção, ou seja, rotor Savonius convencional para fim de comparação.
- Faz-se necessário a realização de simulações numéricas variando separadamente os parâmetros da turbina Savonius helicoidal avaliando o seu desempenho ampliando a gama de estudos do rotor Savonius do tipo helicoidal.
- Devido à maior dificuldade de concretizar um estudo experimental, utilizar parâmetros que não necessitem da fabricação de inúmeros modelos de rotores como número de Reynolds, parâmetro do escoamento, e sobreposição das pás, parâmetro da geometria do rotor, para analisar o desempenho do rotor Savonius helicoidal.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Abramchuk, V. Estudo da Força de Arrasto Sobre Veículos de Transporte de Pessoas Empregando CFD. Dez. 2013. Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, Brasil.

Akwa, J. V. Análise Aerodinâmica de Turbinas Eólicas Savonius Empregando Dinâmica dos Fluidos Computacional. Jun. 2010. Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, Brasil.

Akwa, J. V.; Silva Jr., G. A.; Petry, A.P. Discussion on the Verification of the Overlap Ratio Influence on Performance Coefficients of a Savonius Wind Rotor Using Computational Fluid Dynamics, **Renewable Energy**, v. 38, p. 141-149, 2012a.

Akwa, J.V.; Vielmo, H. A.; Petry, A. P.A review on the performance of Savonius wind turbines, **Renewable and Sustainable Energy Reviews**, v. 16, p. 3054– 3064, 2012b.

Alexander, A. J. Holownia, B. P. Wind Tunnel Tests on a Savonius Rotor, **Journal of Industrial Aerodynamics**, v. 3, No. 4, p. 343-351, 1978.

ANSYS; “**ANSYS Fluent Theory Guide**”, Release 12.0, 2009a, ANSYS, Inc.

ANSYS; “**ANSYS Fluent User’s Guide**”, Release 12.0, 2009b, ANSYS, Inc.

Blackwell, B. F.; Sheldahl, R. E.; Feltz, L. V. **Wind Tunnel Performance Data for Two-and Three-Bucket Savonius Rotors**, Final Report SAND76-0131, Sandia Laboratories, Albuquerque, USA, 1977.

Can, K; Feng, Z.; Xuejun, M. Comparison study of a vertical-axis spiral rotor and a conventional Savonius rotor. In: **Proceedings of the IEEE power and energy engineering conference (APPEEC)**, Chengdu, China, 2010.

Custódio, R. S. **Energia Eólica: Para Produção de Energia Elétrica**. Synergia Editora, 2ª Edição, Rio de Janeiro, 2013.

Damak, A.; Driss, Z.; Abid, M.S. Experimental investigation of helical Savonius rotor with a twist of 180°, **Renewable Energy**, v.52, p. 136-142, 2013.

Fernando, M. S. U. K.; Modi, V. J. A Numerical Analysis of the Unsteady Flow Past a Savonius Wind Turbine, **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 32, p.303-327, 1989.

Ferziger, J. H.; Peric, M.; **Computational Fluid Dynamics**. Springer; 2002.

Freire, A. P. S., Menut, P. P. M., Su, J.; **Turbulência**. ABCM – Associação Brasileira de Ciências Mecânicas; v.1, Rio de Janeiro, 2002.

Fujisawa, N. On the Torque Mechanism on Savonius Rotors. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v.40, n.3, p. 277-292, 1992.



Gupta, R.; Deb, B.; Misra, R. D. Performance Analysis of a Helical Savonius Rotor with Shaft at 45° Twist Angle Using CFD, **Mechanical Engineering Research**, v.3, n.1, 2012.

Hayashi, T.; Li, Y.; Hara, Y. Wind Tunnel Tests on a Different Phase Three Stage Savonius Rotor, **JSME International Journal**, Series B, v. 48, p. 9-16, 2005.

Kacprzak, K.; Liskiewicz, G.; Sobczak, K. Numerical investigation of conventional and modified Savonius wind turbines. **Renewable Energy**, v. 60, p. 578-585, 2013.

Kamoji, M.A.; Kedare, S.B.; Prabhu, S.V. Experimental Investigations on Single Stage, Two Stage and Three Stage Conventional Savonius Rotor, **International Journal of Energy Research**, v. 32, p. 877-895, 2008a.

Kamoji, M.A.; Kedare, S.B.; Prabhu, S.V. Experimental Investigations of the Effect of Overlap Ratio and Blade Edge Conditions on the Performance of Conventional Savonius Rotor, **Wind Engineering**, v. 32, n.2, p. 163-178, 2008b.

Kamoji, M.A.; Kedare, S.B.; Prabhu, S.V. Performance Testes on Helical Savonius Rotors, **Renewable Energy**, v. 34, p. 521-529, 2009a.

Kamoji, M.A.; Kedare, S.B.; Prabhu, S.V. Experimental Investigations on Single Stage Modified Savonius Rotor, **Applied Energy**, v. 86, p. 1064–1073, 2009b.

Kang, C.; Yang, X.; Wang, Y. Turbulent Flow Characteristics and Dynamics Response of a Vertical-Axis Spiral Rotor. **Energies**, v. 6, p. 2741-2758, 2013.

Kang, C.; Liu, H.; Yang, X. Review of fluid dynamics aspects of Savonius-rotor-based vertical-axis wind rotors, **Renewable and Sustainable Energy Reviews**, v.33, p.499 -508, 2014.

Kumbnuss, J.; Chen, J.; Yang, H. X.; Lu, L. Investigation into the relationship of the overlap ratio and shift angle of double stage three bladed vertical axis wind turbine (VAWT), **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 107–108, p. 57–75, 2012.

Mahmoud, N. A; El-Haroun, A. A.; Wahba, E.; Nasef, M. H. An Experimental Study on Improvement of Savonius Rotor Performance, **Alexandria Engineering Journal**, v. 51, p. 19-25, 2012.

Maliska, C. R.:**Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional**. LTC, 2ª Edição, Rio de Janeiro, 2004.

Menet, J. L.; Kuntz, M.; Langtry, R. A double-step Savonius Rotor for Local Production of Electricity: a Design Study, **Renewable Energy**, v. 29, p. 1843-1862, 2004a.

Menet, J.L.; Bourabaa, N. Increase in the Savonius rotors efficiency via a parametric investigation. In: **European Wind Energy Conference**, London, 2004.

Menter, F. R.; Kuntz, M.; Langtry, R. Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model, **Turbulence, Heat and Mass Transfer**, v. 4, 2003a.

Menter, F.; Ferreira, Jorge C.; Esch, T.; Konno, B. **The SST Turbulence Model with Improved Wall Treatment for Heat Transfer Predictions in Gas Turbines**. In: Proceedings of the International Gas Turbine Congress, Tokyo, 2 a 7 Nov. 2003b.

Mojola, O. O. On the Aerodynamic Design of the Savonius Windmill Rotor. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 21, p. 223-231, 1985.

NASA - Administração Nacional da Aeronáutica e do Espaço. Turbulence Modeling Resource, 2013. Acesso em: 8 abril 2014. Disponível em: <http://turbmodels.larc.nasa.gov/sst.html>.

NASA - Administração Nacional da Aeronáutica e do Espaço. Examining Spatial (Grid) Convergence, 2008. Acesso em: 12 abril 2014. Disponível em: <http://www.grc.nasa.gov/WWW/wind/valid/tutorial/spatconv.html>.

Nasef, M. H.; El-Askary, W. A.; AbdEL-hamid, A.A.; Gad, H. E. Evaluation of Savonius Rotor Performance: Static and Dynamic Studies, **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 123, p. 1-11, 2013.

Patankar, S. V. **Numerical Heat Transfer and Fluid Flows**. McGraw-Hill, New York, USA, 1980.

Pope, A., Rae Jr., W. H. **Low speed wind tunnel testing**. 2ª Edição. New York, USA: John Wiley & Sons; 1984.

Roache, P. J. Perspective: A Method for Uniform Reporting of Grid Refinement Studies, **Journal of Fluids Engineering**, v. 116, p. 405-413, 1994.

Roache, P. J. Quantification of Uncertainty in Computational Fluid Dynamics, **Annual Reviews of Fluid Mechanics**, v. 29, p. 60-123, 1997.

Ross, I.; Altman, A. Wind Tunnel Blockage Corrections: Review and Application to Savonius Vertical-Axis Wind Turbines. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 99, p. 523-538, 2011.

Roy, S.; Saha, U. K. Review on the numerical investigations into the design and development of Savonius wind rotors. **Renewable and Sustainable Energy Reviews**, v. 24, p. 73-83, 2013.

Saha, U.K.; Rajkumar, M. J. On the performance analysis of Savonius rotor with twisted blades. **Renewable Energy**, v. 31, p. 1776-1788, 2006.

Saha, U.K.; Thotla, S.; Maity, D.; Optimum Design Configuration of Savonius Rotor through Wind Tunnel Experiments. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 96, p.1359– 1375, 2008.

Savonius, S. J. **Wind Rotor – Patent 1,766,765**, United States Patent Office, 1930.

Tennekes, H.; Lumley, J. L. **A First Course in Turbulence**. MIT Press, 1972.

Vance, W. **Vertical Axis Wind Rotors – Status and Potential**, In: Proceeding of the Conference on Wind Energy Conversion Systems, v.1, Washington, USA, p. 96-102, 1973.

Wilcox, D. C. **Turbulence Modeling for CFD**. DCW Industries, Inc., 1998.

Zhao, Z.; Zheng, Y., Xu, X.; Liu, W.; Hu, G. **Research on the Improvement of the Performance of Savonius Rotor Based on Numerical Study**. In: Proceedings of the IEEE International Conference of Sustainable Power Generation and Supply - SUPERGEN09, Nanjing, 6 a 7 abril 2009.

Zhou, T.; Rempfer, D. Numerical study of detailed flow field and performance of Savonius wind turbines. **Renewable Energy**, v. 51, p. 373-381, 2013.