

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

ESTUDO NUMÉRICO E EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO SOBRE UM ROTOR
EÓLICO SAVONIUS EM CANAL AERODINÂMICO COM ALTA RAZÃO DE
BLOQUEIO

por

João Vicente Akwa

Tese para obtenção do Título de
Doutor em Engenharia

Porto Alegre, junho de 2014.

ESTUDO NUMÉRICO E EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO SOBRE UM ROTOR
EÓLICO SAVONIUS EM CANAL AERODINÂMICO COM ALTA RAZÃO DE
BLOQUEIO

por

João Vicente Akwa
Mestre em Engenharia

Tese 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 a obtenção do Título de

Doutor em Engenharia

Área de Concentração: Energia

Orientador: Profa. Dr. Adriane Prisco Petry

Co-orientador: Prof. Dr. Sergio Viçosa Möller

Aprovada por:

Prof. Dr. Horácio Antonio Vielmo..... PROMEC / UFRGS

Profa. Dr. Maria Luiza Sperb Indrusiak..... UNISINOS

Prof. Dr. Julio Cesar Passos..... UFSC

Prof. Dr. Rogério José Marczak
Coordenador do PROMEC

Porto Alegre, 17 de junho de 2014.

*Dedico este trabalho aos meus pais João Aleixo e Neusa,
devido ao apoio que sempre recebi deles em todas as fases
da minha vida.*

AGRADECIMENTOS

Agradeço a todos que me ajudaram ou me incentivaram de alguma forma para a realização deste trabalho: minha família, que sempre me apoiou durante todos os estudos; a UFRGS, por disponibilizar um ambiente adequado de pesquisa; os orientadores Adriane Prisco Petry e Sergio Viçosa Möller; os colegas e professores do PROMEC/UFRGS, com os quais pude adquirir maior sabedoria. Também agradeço ao CNPq, por me agraciar com uma bolsa de estudos durante o período de pesquisa.

RESUMO

Neste trabalho, são inicialmente discutidas as dificuldades referentes à obtenção de resultados numéricos para a operação de uma turbina Savonius independentes do grau de discretização, tamanho de domínio de cálculo e de máximo tempo físico simulado. Também são relatadas as divergências entre as metodologias numéricas e experimentais adotadas por diversos autores, que dificultam análises e comparações dos resultados obtidos por meio dessas metodologias com os resultados próprios obtidos. Devido a esses fatos, no presente trabalho, uma série de procedimentos experimentais e numéricos são realizados para efetuar análises do escoamento sobre uma turbina eólica Savonius. Nos experimentos em canal aerodinâmico, perfis de velocidade e parâmetros da turbulência são obtidos pela técnica de anemometria de fio quente. Medições com o uso de tubos de Pitot e manômetros eletrônicos são efetuadas para avaliar a variação da pressão e os perfis de velocidade média em posições selecionadas. Além de dados para análise, informações úteis para uso como condições de contorno nas simulações numéricas também são obtidas. Os fenômenos são reproduzidos através de simulações numéricas pelo Método de Volumes Finitos, que solucionam as equações da continuidade, de Navier-Stokes com médias de Reynolds e do modelo de turbulência $k-\omega$ SST. Análises experimentais e numéricas considerando o escoamento sobre um cilindro, que mantém semelhanças com o escoamento sobre o rotor, também são realizadas. Simulações numéricas do escoamento sobre o cilindro são efetuadas, fornecendo resultados representativos do escoamento real, quando geometrias tridimensionais são aplicadas na modelagem numérica. Nas simulações do escoamento sobre o rotor Savonius em condição estática, resultados representativos do escoamento real são obtidos com o uso de uma modelagem que leva em consideração a rugosidade das pás do rotor, estacionado na posição angular de 90° . Para posições angulares menores, não se obteve uma boa concordância entre os resultados experimentais e numéricos. A realização deste trabalho fornece informações úteis para a análise do fenômeno e tem potencial para contribuir com futuros trabalhos desse tema.

Palavras-chave: Rotor Savonius, Cilindro, Escoamento, Dinâmica dos Fluidos Computacional, Experimentos em Canal Aerodinâmico.

ABSTRACT

This research work initially presents a discussion about the difficulties related to obtaining numerical results for the operation of a turbine Savonius independent of the degree of discretization, calculation domain size and maximum physical time of the simulation. The differences between the numerical and experimental methodologies adopted by various authors difficult the analysis and comparisons of the results obtained through these methods with the results obtained by the methodology. Due to these facts, in this research work, a series of experimental and numerical procedures are performed to conduct analyzes of flow over a Savonius wind turbine. In the experiments on aerodynamic channel, velocity and turbulence profiles parameters are obtained by the technique of hot wire anemometry. Measurements using Pitot tubes and electronic manometers are made to evaluate the variation of pressure and mean velocity profiles at selected positions. In addition to data analysis, useful information for use as boundary conditions in the numerical simulations are also obtained. The phenomena are reproduced through numerical simulations by Finite Volume Method, that solve the equations of continuity, Reynolds-averaged Navier–Stokes equations and the equation of the turbulence model $k-\omega$ SST. Experimental and numerical analyzes considering the flow over a cylinder, which holds similarities with the flow over the rotor, are also performed. Numerical simulations of the flow over the cylinder are made, providing results representative of the actual flow when three-dimensional geometries are applied in numerical modeling. In flow simulations over the Savonius rotor in static condition, at 90° , representative results of the actual flow are obtained using a model that takes into account the roughness of the rotor blades. For smaller angular positions a good agreement between experimental and numerical results was not obtained. This work provides useful information for the analysis of the phenomenon and has the potential to contribute to future work on this theme.

Keywords: Savonius rotor, cylinder, flow, Computational Fluid Dynamics, Experiments on Aerodynamic Channel.

ÍNDICE

1	INTRODUÇÃO.....	1
1.1	Motivação.....	1
1.2	Justificativa.....	6
1.3	Objetivos.....	12
1.4	Organização do Trabalho.....	12
2	TURBINAS EÓLICAS SAVONIUS.....	14
2.1	A Turbina Savonius, seu Funcionamento e suas Aplicações.....	14
2.2	Operação e Desempenho de Turbinas Eólicas Savonius.....	27
2.3	Breve Discussão Sobre Resultados para o Desempenho de Turbinas Savonius.....	39
2.4	Discussão Sobre Trabalhos Experimentos.....	39
2.5	Uso de Métodos Numéricos no Estudo de Turbinas Savonius.....	44
3	PROCEDIMENTOS NUMÉRICOS E EXPERIMENTAIS.....	47
3.1	Simulações Numéricas para Reprodução do Escoamento.....	47
3.1.1	Descrição do Fenômeno e Detalhes da Discretização do Domínio de Cálculo.....	47
3.1.2	Equacionamento Matemático.....	52
3.1.3	Modelagem da Turbulência com o Uso do Modelo $k-\omega$ SST.....	60
3.1.3.1	Tratamento na Parede.....	64
3.1.3.2	Condições de Contorno, de Região e Iniciais para a Turbulência.....	65
3.1.4	Uso da Rugosidade.....	66
3.1.5	Acoplamento Pressão-Velocidade.....	68
3.1.6	Discretização dos Termos Advectivos das Equações de Transporte.....	69
3.1.7	Discretização Temporal.....	71
3.1.8	Discretização dos Termos Difusivos das Equações de Transporte.....	73
3.1.9	Formulação em Caso de Rotação da Turbina.....	75
3.1.10	Método Iterativo e Critérios de Parada Adotados.....	75
3.1.11	Cálculo do Torque do Rotor Savonius.....	76
3.2	Estudo Experimental do Escoamento em Canal Aerodinâmico.....	77

3.2.1	O Canal Aerodinâmico Utilizado.....	77
3.2.2	Principais Dados que são Obtidos no Desenvolvimento da Metodologia.....	79
3.2.3	Experimentos com o Rotor Savonius.....	82
3.2.4	Experimentos com o Cilindro.....	84
4	RESULTADOS PRELIMINARES.....	93
4.1	Estudo Numérico e Experimental do Escoamento no Canal Vazio.....	93
4.2	Estudo do Escoamento sobre o Cilindro.....	96
4.2.1	Resultados Experimentais para o Escoamento sobre o Cilindro.....	96
4.2.2	Resultados Numéricos para o Escoamento Sobre o Cilindro.....	100
4.3	Estudo do Escoamento sobre o Rotor Savonius Estático.....	115
5	CONCLUSÕES	133
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	136
	APÊNDICE A – Produções realizadas durante o desenvolvimento da tese.....	146
	APÊNDICE C – Propostas para futuros trabalhos.....	148
	APÊNDICE B – Análise de incertezas.....	151

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1	Modelos atuais de rotores Savonius: (a) protótipo desenvolvido por Menet, 2004; (b) modelo de rotor Savonius helicoidal S594 da empresa Helix Wind.....	2
Figura 1.2	Imagens do projeto de um rotor Savonius hidrocínético.....	3
Figura 1.3	Coefficiente de potência médio ao longo de uma rotação <i>versus</i> a razão de velocidade de ponta para rotores Savonius.....	4
Figura 1.4	Coefficiente de potência médio em função da velocidade do vento para três diferentes tipos de turbinas eólicas de pequeno porte.....	5
Figura 1.5	Curvas de coeficiente de potência médio para rotor Savonius com três pás: (a) dados não corrigidos; (b) correção pelo método de Pope e Harper, 1966; (c) correção pelo método de Maskell, 1965....	10
Figura 2.1	Moinhos de vento: (a) persa-afegão; (b) chinês.....	15
Figura 2.2	Representações esquemáticas para rotores Savonius: (a) vista superior em corte; (b) representação tridimensional; (c) escoamento principal sobre um rotor.....	17
Figura 2.3	Coefficiente de torque estático para um rotor Savonius em função da posição angular da pá de avanço.....	18
Figura 2.4	Varição do ciclo de coeficiente de torque de um rotor Savonius em função de sua velocidade angular para $V_o = 14$ m/s.....	19
Figura 2.5	Campo de pressão no escoamento sobre um rotor Savonius estático para $Re = 867.000$	21
Figura 2.6	Vetores de velocidade no escoamento através do espaçamento entre as pás de um rotor Savonius estático para $\theta = 60^\circ$ e $Re = 433.500$	22
Figura 2.7	Tipos de escoamentos em rotores Savonius.....	24
Figura 2.8	Aplicações para turbinas Savonius: (a) grupo de rotores helicoidais; (b) turbina de grande porte com estator; (c) rotor helicoidal; (d) grupo de rotores para geração elétrica de 5 kW; (e) rotor operando	

	em conjunto com turbina de Darrieus; e (f) turbina Savonius com 3 pás para micro geração.....	28
Figura 2.9	Forças atuantes sobre uma pá de rotor Savonius.....	29
Figura 2.10	Área projetada de um rotor Savonius na direção do vento não perturbado.....	30
Figura 2.11	Curva de operação de máquina de indução acoplada ao eixo de uma turbina eólica.....	33
Figura 2.12	Diagrama esquemático de um teste de desempenho em canal aerodinâmico.....	34
Figura 2.13	Exemplo de gráfico C_T versus θ obtido por experimente em canal aerodinâmico.....	35
Figura 2.14	Exemplos de gráficos para parâmetros médios ao longo de uma rotação, obtidos por experimentos em canal aerodinâmico.....	36
Figura 2.15	Alguns possíveis esquemas de operação para rotores Savonius.....	36
Figura 2.16	Curvas de coeficiente de potência e de potência por unidade de área projetada para um rotor Savonius de duplo estágio.....	37
Figura 2.17	Escoamento a jusante de um rotor eólico segundo a Teoria do Momentum para uma turbina ideal.....	38
Figura 2.18	Estimativa de efeito de bloqueio obtida pelo método de Maskell, 1965.....	43
Figura 2.19	Comparação entre métodos de correção do efeito de bloqueio para rotor Savonius operando com razão de bloqueio de 10%.....	43
Figura 3.1	Geometria utilizada nas simulações do escoamento sobre o rotor em canal aerodinâmico.....	48
Figura 3.2	Principais dimensões, em metros, do domínio de cálculo utilizado nas simulações do escoamento sobre o rotor em canal aerodinâmico	49
Figura 3.3	Dimensões do rotor utilizado nas simulações.....	49
Figura 3.4	Exemplo de discretização da maneira aplicada neste trabalho.....	51
Figura 3.5	Tipo de malha próxima ao rotor: (a) região próxima à região do entorno do rotor; (b) malha no espaçamento entre as pás; e (c) visão geral da malha próxima ao rotor.....	53
Figura 3.6	Tipo de malha no domínio externo à região do entorno do rotor: (a)	

	região central do domínio de cálculo; (b) visão geral da malha no centro do domínio; e (c) visão geral de todo o domínio discretizado	54
Figura 3.7	Malha tridimensional das simulações com o rotor: (a) visão geral de todo o domínio discretizado; e (b) malha nas pás do rotor.....	55
Figura 3.8	Tipo de malha utilizada nas simulações do escoamento sobre um cilindro: (a) visão geral da malha na região central do domínio; e (b) detalhe da malha próxima ao cilindro.....	56
Figura 3.9	Efeito da rugosidade no cálculo da camada limite.....	67
Figura 3.10	Decomposição para cálculo de gradiente de face interior.....	74
Figura 3.11	Decomposição para cálculo de gradiente de face nos limites.....	74
Figura 3.12	Ilustrações esquemáticas do canal aerodinâmico utilizado: (a) componentes; e (b) principais dimensões em milímetros.....	78
Figura 3.13	Representação esquemática do espectro do número de onda, indicando a transferência de energia turbulenta das maiores escalas para as menores.....	82
Figura 3.14	Rotor Savonius confeccionado por meio de impressão 3D para uso nos experimentos.....	83
Figura 3.15	Detalhe da seção de teste com o rotor Savonius.....	83
Figura 3.16	Esteira simulada no escoamento com o rotor estático para $\theta = 90^\circ$ e $Re = 867.000$	84
Figura 3.17	Campo de velocidades simulado para escoamento sobre rotor Savonius operando a $\lambda = 1$, para $\theta = 105^\circ$ e $Re = 867.000$	85
Figura 3.18	Influência do número de Reynolds no desprendimento de vórtices em um cilindro.....	86
Figura 3.19	Relação entre o número de Reynolds e o de Strouhal no escoamento sobre um cilindro.....	87
Figura 3.20	Variação do número de Strouhal em função da razão de bloqueio, obtida experimentalmente por Silveira, 2011.....	88
Figura 3.21	Esteira de vórtices tridimensional, obtida com simulação numérica por Carmo, 2005.....	89
Figura 3.22	Isocontornos de vorticidade na direção do eixo de um cilindro.....	90

Figura 3.23	Visualizações da esteira no escoamento ao redor de um cilindro visto em planta.....	90
Figura 3.24	Coefficiente de correlação para pontos de medição de pressão ao longo da geratriz de um cilindro para $10^4 < Re < 4 \times 10^4$	91
Figura 4.1	Histórico de convergência para simulação do escoamento sem corpos na seção de teste, para malha com 7214480 volumes.....	94
Figura 4.2	Influência da discretização espacial sobre a variação da pressão ao longo da parede do canal vazio com escoamento com 10 m/s de velocidade na entrada.....	95
Figura 4.3	Variação numérica e experimental da pressão ao longo da parede do canal vazio com escoamento com 10 m/s de velocidade na entrada.....	96
Figura 4.4	Média da pressão estática, medida ao longo do centro da parede esquerda do canal aerodinâmico.....	97
Figura 4.5	Perfil de \bar{u} a 1470 mm a jusante do cilindro.....	98
Figura 4.6	Evolução do perfil de \bar{u} ao longo do canal.....	98
Figura 4.7	Densidades espectrais de potência das flutuações de velocidade u' e v' a 48 mm da parede do canal aerodinâmico.....	101
Figura 4.8	Parte do histórico de convergência da simulação sobre o cilindro totalmente 3D com o uso de 6589200 volumes.....	102
Figura 4.9	Influência da discretização espacial sobre os resultados de pressão para simulação 2D do escoamento sobre o cilindro.....	104
Figura 4.10	Influência da discretização temporal sobre os resultados de pressão para simulação 2D do escoamento sobre o cilindro.....	104
Figura 4.11	Influência da discretização espacial sobre os resultados de pressão para simulação 3D com simetria do escoamento sobre o cilindro.....	105
Figura 4.12	Influência da discretização temporal sobre os resultados de pressão para simulação 3D com simetria do escoamento sobre o cilindro.....	106
Figura 4.13	Influência da discretização espacial sobre os resultados de pressão para simulação totalmente 3D do escoamento sobre o cilindro.....	107
Figura 4.14	Influência da discretização espacial sobre os dados médios dos pontos considerados para simulação totalmente 3D do escoamento	

	sobre o cilindro.....	107
Figura 4.15	Influência da discretização temporal sobre os resultados de pressão para simulação totalmente 3D do escoamento sobre o cilindro.....	108
Figura 4.16	Comparação entre os resultados numéricos e experimentais obtidos para a queda de pressão ao longo do centro da parede esquerda do canal aerodinâmico.....	109
Figura 4.17	Comparação entre o melhor resultado numérico e os valores obtidos experimentalmente para a queda de pressão ao longo do centro da parede esquerda do canal aerodinâmico.....	110
Figura 4.18	Perfis experimentais e numérico de \bar{u} a 1470 mm a jusante do cilindro.....	111
Figura 4.19	Perfil de \bar{u} obtido com simulação 2D a 1470 mm a jusante do cilindro.....	111
Figura 4.20	Esteira obtida nas simulações 2D.....	112
Figura 4.21	Esteira obtida nas simulações totalmente 3D.....	113
Figura 4.22	Variação da esteira obtida nas simulações totalmente 3D ao longo do comprimento do cilindro: (a) a 73 mm do piso do canal; (b) a 36,5 mm do piso do canal; e (c) a 18,25 mm do piso do canal.....	113
Figura 4.23	Esteira tridimensional de vórtices obtida nas simulações totalmente 3D.....	114
Figura 4.24	Contornos de vorticidade na direção do comprimento do cilindro, obtidos nas simulações totalmente 3D.....	114
Figura 4.25	Vetores de velocidade próximos ao cilindro.....	114
Figura 4.26	Fotografias da montagem do rotor Savonius no canal aerodinâmico.	115
Figura 4.27	Densidades espectrais de potência das flutuações de velocidade u' e v' para o rotor a 0° , a 1470 mm a jusante do rotor: (a) no centro do canal; (b) 24 mm à esquerda do centro; (c) 24 mm à direita do centro.....	118
Figura 4.28	Densidades espectrais de potência das flutuações de velocidade u' e v' para o rotor a 45° , a 1470 mm a jusante do rotor: (a) no centro do canal; (b) 24 mm à esquerda do centro; (c) 24 mm à direita do centro.....	119

Figura 4.29	Densidades espectrais de potência das flutuações de velocidade u' e v' para o rotor a 90° , a 1470 mm a jusante do rotor: (a) no centro do canal; (b) 24 mm à esquerda do centro; (c) 24 mm à direita do centro.....	120
Figura 4.30	Queda de pressão ao longo do canal e perfil de velocidade a 1470 mm a jusante do rotor no escoamento para posição angular de 90° ...	121
Figura 4.31	Influência da discretização espacial para simulação totalmente 3D do escoamento sobre o rotor a 90°	122
Figura 4.32	Influência da discretização espacial sobre os dados médios dos pontos considerados para simulação totalmente 3D do escoamento sobre o rotor a 90°	123
Figura 4.33	Influência da discretização temporal para simulação totalmente 3D do escoamento sobre o rotor a 90°	123
Figura 4.34	Média da pressão estática ao longo do centro da parede esquerda do canal aerodinâmico, obtida para escoamento sobre rotor estacionado em 90°	125
Figura 4.35	Perfil de u obtido a 1470 mm a jusante do rotor para o rotor a 90° ...	126
Figura 4.36	Esteira obtida numericamente para o rotor a 90°	127
Figura 4.37	Visão em corte da esteira tridimensional obtida numericamente para o rotor a 90°	127
Figura 4.38	Campo de pressão obtido numericamente para rotor a 90°	127
Figura 4.39	Média da pressão estática ao longo do centro da parede esquerda do canal aerodinâmico, obtida para escoamento sobre rotor estacionado em 0°	129
Figura 4.40	Média da pressão estática ao longo do centro da parede esquerda do canal aerodinâmico, obtida para escoamento sobre rotor estacionado em 45°	130
Figura 4.41	Campo de velocidade obtido numericamente para rotor em 0°	131
Figura 4.42	Campo de pressão obtido numericamente para rotor a 0°	131
Figura 4.43	Campo de velocidade obtido numericamente para rotor em 45°	132
Figura 4.44	Campo de pressão obtido numericamente para rotor em 45°	132
Figura 4.45	Comparação envolvendo os coeficientes de torque obtidos.....	132

Figura A.1 Espectros de u' e v' para o rotor com rotação, a 1470 mm a jusante do rotor: (a) no centro; (b) 24 mm à esquerda do centro; (c) 24 mm à direita do centro..... 149

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1	Parâmetros de alguns estudos já realizados sobre turbinas Savonius.	41
Tabela 3.1	Parâmetros das malhas utilizadas no estudo de discretização espacial realizado.....	52
Tabela 4.1	Análise numérica e experimental da pressão ao longo da parede do canal vazio com escoamento com 10 m/s de velocidade na entrada.	94
Tabela 4.2	Dados obtidos com anemometria de fio quente a 1470 mm a jusante do cilindro, utilizando fio reto na horizontal.....	99
Tabela 4.3	Dados obtidos com anemometria de fio quente a 1470 mm a jusante do cilindro, utilizando fio reto na vertical.....	100
Tabela 4.4	Influência da discretização espacial sobre os resultados de pressão para simulação 2D do escoamento sobre o cilindro.....	103
Tabela 4.5	Influência da discretização temporal sobre os resultados de pressão para simulação 2D do escoamento sobre o cilindro.....	103
Tabela 4.6	Influência da discretização espacial sobre os resultados de pressão para simulação 3D com simetria do escoamento sobre o cilindro.....	105
Tabela 4.7	Influência da discretização temporal sobre os resultados de pressão para simulação 3D com simetria do escoamento sobre o cilindro.....	105
Tabela 4.8	Influência da discretização espacial sobre os resultados de pressão para simulação totalmente 3D do escoamento sobre o cilindro.....	106
Tabela 4.9	Influência da discretização temporal sobre os resultados de pressão para simulação totalmente 3D do escoamento sobre o cilindro.....	106
Tabela 4.10	Comparação entre os resultados numéricos e experimentais para o escoamento sobre o cilindro.....	110
Tabela 4.11	Dados experimentais referentes à turbulência e ao desprendimento de vórtices para o escoamento sobre o rotor estático, obtidos a 1470 mm a jusante do rotor.....	117
Tabela 4.12	Influência da discretização espacial sobre os resultados de pressão para simulação do escoamento sobre o rotor estático a 90°.....	124
Tabela 4.13	Influência da discretização temporal sobre os resultados de pressão	

	para simulação do escoamento sobre o rotor estático a 90°.....	124
Tabela 4.14	Principais dados experimentais e numéricos, obtidos para o escoamento sobre o rotor estacionado na posição angular de 90°.....	125
Tabela 4.15	Principais dados experimentais e numéricos obtidos para o estudo do escoamento sobre o rotor estático.....	130
Tabela A.1	Medições da rotação da turbina operando sem carga em um escoamento de 10 m/s.....	148
Tabela A.2	Dados experimentais referentes à turbulência e ao desprendimento de vórtices para o escoamento sobre o rotor com rotação a $\lambda = 1,39$, obtidos a 1470 mm a jusante do rotor.....	148
Tabela A.3	Resolução dos instrumentos de medição.....	151

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

ABS	<i>Acrylonitrile Butadiene Styrene</i>
CNPq	Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico
DNS	Simulação Numérica Direta
IITG	<i>Indian Institute of Technology Guwahati</i>
IT	Intensidade de Turbulência
LES	Simulações de Grandes Escalas
LUD	<i>Linear Upwind Differencing</i>
NREL	<i>National Renewable Energy Laboratory</i>
PROMEC	Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica
PSD	<i>Power Spectral Density</i>
RANS	<i>Reynolds-averaged Navier-Stokes Equations</i>
RP	Regime Permanente
RT	Regime Transiente
SIMPLE	<i>Semi Implicit Linked Equations</i>
SST	<i>Shear-Stress Transport</i>
UFRGS	Universidade Federal do Rio Grande do Sul
2D	Em duas Dimensões
3D	Em três Dimensões

LISTA DE SÍMBOLOS

a	Afastamento entre as pás, m
A	Área, m ²
\mathbf{a}	Área, m ²
A_f	Área da face de um volume finito, m ²
$A_{pá}$	Área projetada da pá, m ²
A_r	Área projetada do rotor, m ²
A_T	Área da seção de teste, m ²
c	Corda da pá, m
C_A	Coefficiente de arrasto
C_{An}	Coefficiente de arrasto não corrigido
$CD_{k\omega}$	Função relacionada ao termo de difusão cruzada do modelo k- ω SST
c_{oef}	Coefficiente utilizado no cálculo do passo de tempo
C_P	Coefficiente de potência
c_s	Velocidade do som, m/s
C_S	Coefficiente de sustentação
C_T	Coefficiente de torque
ζ	Fator obtido experimentalmente para correção do efeito de bloqueio
d	Distância, m
$d_{rugosidade}$	Rugosidade, m
D_f	Forma discreta do termo difusivo da equação de transporte do escalar genérico ϕ
d_{pe}	Diâmetro da placa de extremidade, m
d_r	Diâmetro do rotor, m
D_ω	Termo derivativo cruzado, definido pela Equação (3.13)
e	Espessura das pás, m
E_{parede}	Coefficiente da função de parede
f	Frequência, Hz

\mathbf{F}	Força, N
F_A	Força de arrasto, N
f_{ad}	Frequência de aquisição de dados, Hz
f_{dv}	Frequência de desprendimento de vórtices, Hz
f_{re}	Frequência da rede elétrica, Hz
\mathbf{F}_{res}	Força resultante, N
F_S	Força de sustentação, N
F_1 e F_2	Funções híbridas do modelo k- ω SST
g	Função híbrida usada no modelo k- ω SST
\mathbf{g}	Vetor gravitacional, m/s ²
G_B	Termo de produção devido ao empuxo
G_k	Produção de k
G_{ω_t}	Produção de ω_t
H	Altura do rotor, m
I	Intensidade de turbulência, %
k	Energia cinética turbulenta, J/kg
$k_0, \omega_{t0}, \varepsilon_0$	Valores de turbulência do ambiente para k , ω_t e ε
L	Escala de comprimento, m
l_ε	Função da escala de comprimento usada no modelo k- ε Realizable
\dot{m}	Fluxo de massa, kg/s
\mathbf{M}	Tensor do momento de inércia
\mathbf{M}_r	Momento resultante atuante sobre o corpo
P	Potência do rotor, W
p	Pressão, Pa
\bar{p}	Pressão média, Pa
p'	Flutuação de pressão, Pa
p'	Correção de pressão no algoritmo SIMPLE, Pa
p_{pol}	Número de pares de pólos
r	Raio, m
R^+	Parâmetro de rugosidade
R_A	Razão de aspecto, H/d_r

Re	Número de Reynolds [$\rho V_o d_r / \mu$]
Re_y	Número de Reynolds turbulento, definido pela Equação (3.42)
s	Sobreposição das pás
S	Módulo do tensor da taxa de deformação média
St	Numero de Strouhal [$f d / V_o$]
S_{ω_i}, S_k e S_ϵ	Termos fonte para ω_i, k e ϵ , respectivamente
t	Tempo, s
T	Torque do rotor, Nm
$T_{k\omega_i}$	Escala de tempo utilizada no modelo k- ω SST
∇T	Gradiente de temperatura
Δt	Passo de tempo, s
u, v, w	Velocidades nas direções de x, y e z , respectivamente, m/s
u', v', w'	Flutuações de velocidade nas direções de x, y e z , respectivamente, m/s
$\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$	Velocidades médias nas direções de x, y e z , respectivamente, m/s
u^*	Velocidade de referência, m/s
u^+	Velocidade paralela à parede (u) adimensionalizada com u^*
\mathbf{v}	Vetor de velocidade, m/s
V	Volume, m ³
v_g	Velocidade da malha, m/s
V_o	Velocidade não perturbada do ar, m/s
V_{on}	Velocidade não perturbada do ar não corrigida, m/s
V_{tan}	Velocidade tangencial, m/s
\mathbf{W}	Tensor da taxa de rotação definido
x, y, z	Coordenadas cartesianas, m
Y_M	Termo de dissipação da dilatação devido aos efeitos de compressibilidade
y^+	Distância adimensional da parede [$y u^* \mu / \rho$]
α	Ângulo de ataque, rad
β	Fator de efeito de bloqueio
Γ	Difusividade
ϕ	Variável genérica usada nas equações discretizadas
Φ	Escorregamento de uma máquina elétrica assíncrona

ϕ, β^*, α^*	Coeficientes do modelo k- ω SST
β^+, κ	
γ	Ângulo da força resultante na pá do rotor, rad
γ	Coeficiente de mistura usado no modelo k- ω SST
γ_{eff}	Intermitência efetiva
λ	Razão de velocidade de ponta do rotor
μ	Viscosidade dinâmica, Pa.s
μ_t	Viscosidade turbulenta, Pa.s
ν	Viscosidade cinemática, m ² /s
θ	Posição angular da pá, rad
ρ	Massa específica, kg/m ³
σ_k e σ_ω	Números de Schmidt turbulentos inversos
σ_t	Número de Prandtl turbulento
τ_{fa}	Tensor de tensões viscosas
ω_t	Taxa de dissipação específica, s ⁻¹

1 INTRODUÇÃO

1.1 Motivação

O uso de fontes renováveis de energia tem crescido nas últimas décadas. A preocupação mundial com as conseqüências da exploração indiscriminada dos recursos energéticos convencionais vem colaborando para isso. O uso de fontes renováveis de energia contribui para um desenvolvimento sustentável das sociedades, ajudando a diminuir algumas conseqüências da exploração dos recursos energéticos convencionais, como poluição, aquecimento global e possível esgotamento de fontes não renováveis de energia, como o petróleo. Contudo, as fontes renováveis de energia não são igualmente distribuídas pelo mundo e podem apresentar menores densidades energéticas que as fontes não renováveis de energia para certas localidades. Com isso, os aproveitamentos distribuídos de energia representam boas e crescentes opções de se aproveitar as fontes renováveis de energia, podendo-se proporcionar, também, redução nos custos com transmissão de energia, pois podem ser praticados mais próximos do local de consumo da energia útil produzida no processo.

O uso de turbinas eólicas Savonius se insere no contexto de aproveitar energias renováveis, como a eólica, a partir de pequenos e micro aproveitamentos energéticos, mas ainda é pouco difundido. Uma turbina Savonius pode constituir uma solução de baixo custo e reduzidos impactos ambientais para a geração descentralizada de energia. O rotor eólico desenvolvido e patenteado em 1929 por Sigurd J. Savonius, de Helsingfors na Finlândia, possui, entre outras vantagens: simplicidade construtiva; alto torque na partida e em plena operação; aceitação de vento de qualquer direção para o funcionamento; baixo ruído e reduzida velocidade angular para rotores de tamanho grande, que reduz o desgaste das partes móveis; além de variadas opções de configuração de rotor, como, por exemplo, o uso de múltiplos estágios e de diversos formatos de pás. Devido ao alto torque desenvolvido a baixas velocidades angulares, o rotor Savonius, que funciona principalmente devido às forças de arrasto sobre suas pás, é comumente utilizado em bombeamento e como força motriz; ao contrário das turbinas eólicas convencionais, de sustentação, que operam a altas velocidades angulares e com baixo torque, sendo geralmente utilizadas na geração de energia elétrica, pois o acoplamento com os geradores de energia elétrica, que operam a altas rotações, é facilitado. Contudo, a razão de aspecto de um rotor Savonius pode ser alterada, permitindo a operação em

rotações mais elevadas e facilitando a geração elétrica. O uso de geradores elétricos com múltiplos polos também colabora para isso [Savonius, 1930; Vance, 1973; Fernando e Modi, 1989; Fujisawa, 1992; Menet, 2004; Saha et al., 2008; Kamoji et al., 2009].

Desde a sua criação, a turbina Savonius tem sido proposta como alternativa para a geração de energia distribuída. Com exemplo desse fato, se insere o estudo apresentado, recentemente, por Menet, 2004, e financiado pela Agência Francesa de Inovação, no qual se desenvolve um protótipo de uma turbina Savonius para este fim. O protótipo desenvolvido no estudo de Menet, 2004, exibido em (a) na Figura 1.1, possui 1,015 m de altura e 0,445 m de diâmetro, proporcionando uma potência elétrica de 80 W nas condições nominais para o carregamento de baterias estacionárias, fornecendo energia elétrica para uso em localidades isoladas das redes de distribuição de energia. Outro exemplo de rotor Savonius desenvolvido para uso em geração descentralizada é o modelo de rotor Savonius helicoidal S594 desenvolvido pela empresa norte americana Helix Wind. Tal modelo é destinado tanto para geração de energia elétrica para uso doméstico como para realizar o fornecimento de energia elétrica para a rede de distribuição de modo descentralizado, feito pelo próprio usuário. O modelo S594, exibido em (b) na Figura 1.1, possui altura de 4,87 m, diâmetro de 1,21 m e potência nominal de 4,5 kW.



(a)



(b)

Figura 1.1 – Modelos atuais de rotores Savonius: (a) protótipo desenvolvido por Menet, 2004; (b) modelo de rotor Savonius helicoidal S594 da empresa Helix Wind [Helix Wind, 2012]

Em Lajeado, no Rio Grande do Sul, um projeto de um rotor Savonius hidrocínético, cujo princípio de funcionamento é semelhante ao de um rotor eólico, também está em desenvolvimento desde 2013. O rotor de duplo estágio, que pode ser visualizado na Figura 1.2, possui altura e diâmetro de 1,00 m; e está sendo desenvolvido para realizar bombeamento de água para irrigação em pequenas propriedades rurais a partir da energia cinética da correnteza dos rios da região [Tremarin, 2013].



Figura 1.2 – Imagens do projeto de um rotor Savonius hidrocínético [Tremarin, 2013]

Segundo diversos autores [Menet, 2003; Akwa, 2010; Mohamed et al., 2010; D’Alessandro et al., 2010], uma turbina Savonius não pode ser considerada como um dispositivo superior e nem inferior às turbinas eólicas de alta razão de velocidade de ponta do rotor. As turbinas Savonius devem ser compreendidas apenas como máquinas diferentes, sendo alternativas tecnológicas às turbinas convencionais. O desempenho de um rotor Savonius pode variar significativamente de um tipo de configuração para outro, assim como o desempenho dos demais tipos de turbinas eólicas também pode variar com mudanças nas configurações. Analisando-se as Figuras 1.3 e 1.4, pode-se verificar que modelos de turbinas

Savonius podem apresentar coeficientes de potência da mesma ordem de grandeza dos coeficientes de potência de turbinas eólicas de eixo horizontal para pequenas potências. Na Figura 1.3, são exibidas as curvas do coeficiente de potência para rotores Savonius similares, obtidas através de medições em canal aerodinâmico, realizadas nos Laboratórios Sandia, nos EUA [Blackwell et al., 1977], e por meio de simulações computacionais pelo Método de Volumes Finitos, realizadas por Akwa, 2010.

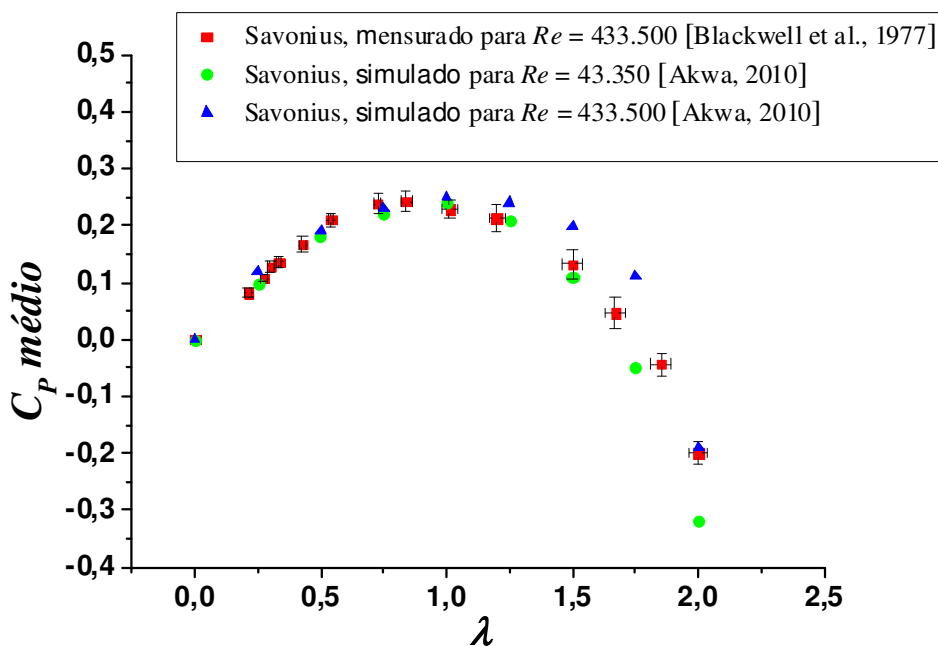


Figura 1.3 – Coeficiente de potência médio ao longo de uma rotação *versus* a razão de velocidade de ponta para rotores Savonius [Akwa, 2010]

Na Figura 1.4, é feita uma comparação das curvas do coeficiente de potência em função da velocidade do vento, com número de Reynolds variável, de dois diferentes modelos comerciais de turbinas eólicas de eixo horizontal de pequeno porte com o uso bem difundido em relação a um terceiro modelo, de uma turbina eólica Savonius. A curva em vermelho na representação gráfica é referente ao modelo Gerar 164 da empresa brasileira ENERSUD, que apresenta potência nominal de 400 W e possui diâmetro de 1,64 m. A curva em azul na Figura 1.4 é referente ao modelo Air X da empresa norte americana Southwest Windpower, que também apresenta potência nominal de 400 W, mas possui diâmetro de 1,14 m. A curva em verde foi obtida em experimentos conduzidos por Saha et al., 2008, no Instituto Indiano de Tecnologia de Guwahati (*Indian Institute of Technology Guwahati – IITG*), para a operação

de um rotor Savonius de duplo estágio com pás de perfil semicircular. A curva referente ao modelo Gerar 164 foi obtida no Laboratório de Energia Eólica da Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul (PUC/RS) [Wenzel, 2007], enquanto que a curva referente ao modelo Air X foi obtida por medições no Laboratório Nacional de Energia Renovável dos EUA (*National Renewable Energy Laboratory – NREL*) [NREL, 2003]. Através de uma análise na Figura 1.4, pode-se verificar que o máximo coeficiente de potência obtido por ambos os modelos de turbinas de eixo horizontal é próximo do máximo coeficiente de potência que pode ser obtido por um rotor Savonius, conforme também é exibido na Figura 1.3. As curvas referentes aos rotores Savonius nas Figuras 1.3 e 1.4 foram obtidas somente para os rotores, sem ter a conexão com o gerador elétrico. Contudo, conforme Menet, 2004, a eficiência de um bom gerador elétrico pode superar os 90%, proporcionando, ainda assim, desempenhos para as turbinas Savonius comparáveis aos desempenhos dos aerogeradores de eixo horizontal. Diante destes dados (presentes nas Figuras 1.3 e 1.4), não se pode afirmar que um dispositivo eólico de eixo horizontal sempre terá maior coeficiente de potência que um rotor Savonius.

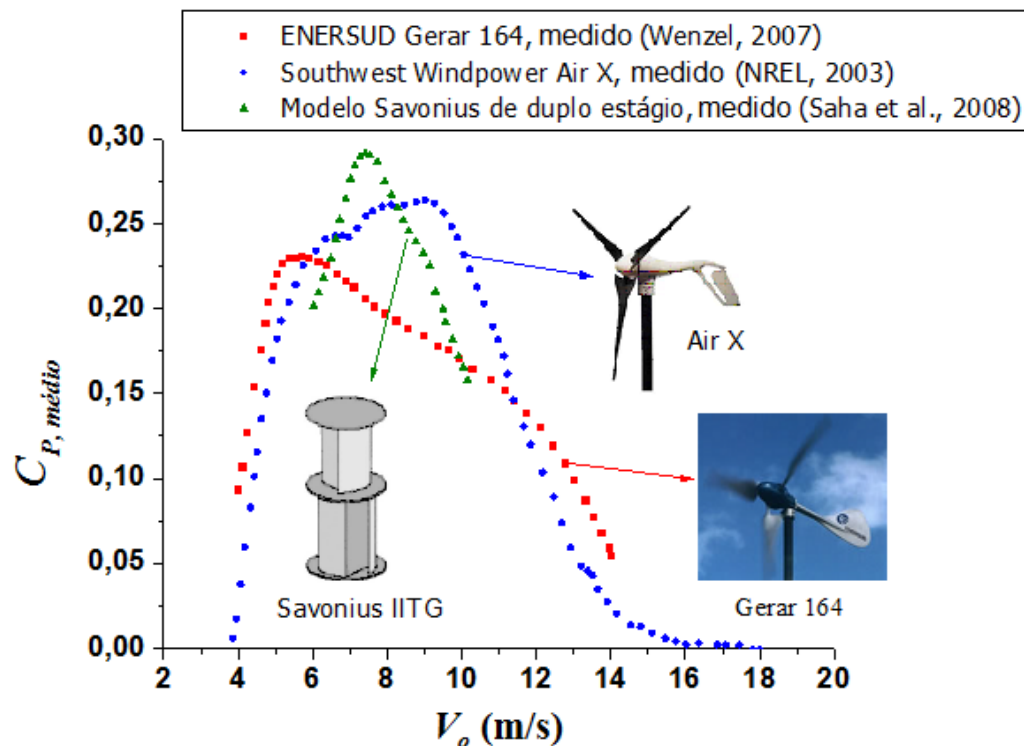


Figura 1.4 – Coeficiente de potência médio em função da velocidade do vento para três diferentes tipos de turbinas eólicas de pequeno porte

De acordo com Mohamed et al., 2011, se o desempenho de uma turbina eólica do tipo Savonius for aumentado por meio de uma otimização geométrica, tal tipo de dispositivo eólico pode ter seu uso favorecido devido ao fato do mesmo ser de constituição simples e de baixo custo. Tal pensamento tem servido de motivação a vários autores de pesquisas sobre rotores Savonius, como Mohamed et al., 2011, e Leal, 2008, que realizaram estudos de otimização paramétrica de rotores Savonius utilizando o Método de Volumes Finitos como ferramenta para obtenção de resultados. Nesse contexto, o uso de dinâmica dos fluidos computacional é de grande valia, pois pode reduzir tempo de pesquisa e custos com instrumentação. No entanto, antes de se fazer o uso de métodos numéricos, deve-se conhecer o quanto os mesmos são confiáveis e precisos. Como publicações de estudos teóricos aprimorados são muito raras, comparações com métodos experimentais são frequentemente realizadas como forma de validar pesquisas com métodos numéricos. Contudo, publicações de experimentos divulgando dados úteis para comparações com estudos numéricos, como informações detalhadas que podem ser utilizadas como condições de contorno para as simulações, ainda não são muito comuns. Muitos trabalhos divergem em suas conclusões e muitos aspectos ainda precisam ser investigados. Poucos estudos criteriosos sobre o funcionamento aerodinâmico da turbina Savonius, em diversas configurações, com ou sem estatores, são encontrados na literatura. Por essas razões, um estudo que fornecesse informações experimentais úteis para a realização de simulações numéricas e que também servisse como instrumento de aferição da qualidade dos resultados numéricos obtidos seria de grande valia como fonte de consulta no desenvolvimento de futuras metodologias de otimização e de melhorias de turbinas eólicas do tipo Savonius.

1.2 Justificativa

Para a obtenção das características aerodinâmicas de uma turbina Savonius, estudos de natureza experimental, teórica e numérica podem ser realizados. Trabalhos experimentais podem ser executados tanto em campo como em canais aerodinâmicos. Os resultados experimentais encontrados na literatura apresentam muitas divergências entre os dados apresentados por diferentes autores. Essas divergências surgem devido aos diferentes métodos experimentais adotados, como diferentes maneiras de medição de torque, de atribuição de valores para a velocidade não perturbada da corrente de ar e de correção do efeito de bloqueio devido à introdução do modelo reduzido em canal aerodinâmico. Em muitos trabalhos, parâmetros cuja influência no desempenho das turbinas é significativa, como a intensidade de

turbulência do escoamento no canal aerodinâmico; não são informados [Blackwell et al., 1977; Mojola, 1985].

Fernando e Modi, 1989, Menet et al., 2001, e Mohamed et al., 2011 mencionam que a predição teórica do desempenho de turbinas Savonius, incluindo o efeito dos parâmetros geométricos do dispositivo, dificilmente alcançará sucesso devido à natureza complexa do escoamento e a interferência mútua entre as pás. O desempenho de um rotor Savonius também é extremamente influenciado pela turbulência do ar sobre suas pás, que afeta o fenômeno da separação da camada limite. Com isso, em um trabalho teórico, um adequado modelamento da turbulência deve ser feito. Conforme Fernando e Modi, 1989, e Menet et al., 2001, a teoria do *momentum* para um elemento de pá não pode ser aplicada com sucesso na análise da operação de um rotor Savonius devido à natureza do escoamento e à interferência mútua entre as pás, assim como a teoria clássica do *momentum* aplicada por Betz, pois nela não são levados em conta os diferentes formatos de rotor. Esses fatos dificultam a realização de trabalhos desse tipo.

Trabalhos empregando métodos numéricos para a solução das equações governantes do escoamento sobre a turbina eólica permitem que aproximações de boa precisão para as características aerodinâmicas da turbina Savonius possam ser obtidas a partir dos resultados encontrados para o campo de pressão e de velocidades no escoamento. O uso de métodos numéricos permite economia de material para instrumentação e de tempo de pesquisa. A possibilidade da aplicação de diversos tipos de métodos numéricos e a existência de vários programas comerciais que empregam tais métodos é um atrativo para a realização de trabalhos dessa natureza [Fernando e Modi, 1989; Maliska, 1995; Menet e Cottier, 2003]. Entretanto, ainda não são muitos os trabalhos realizados com o uso de métodos numéricos para esse propósito [Roy e Saha, 2013]. Isso reforça a necessidade de maiores investigações sobre o tema.

O uso dos métodos numéricos pode ser feito para se verificar melhorias no desempenho das turbinas Savonius mediante alterações geométricas, assim como também pode ser feito para se proceder com metodologias de otimização. Conforme Thévenin e Janiga, 2007, uma metodologia de otimização busca obter, a partir de um procedimento iterativo de ações, obter o melhor resultado possível, mediante alterações em parâmetros escolhidos que têm influência não nula sobre os resultados. Já melhorias são realizadas quando se faz um número determinado de alterações em alguns parâmetros e se opta pela escolha da alteração de parâmetro que proporciona o melhor resultado como sendo a melhor configuração dentre as

analisadas. Devido a grande quantidade de cálculos, uma simulação envolvendo dinâmica dos fluidos computacional somente pode ser utilizada com sucesso em metodologias de otimização se o tempo gasto para se obter os resultados for pequeno, não superando algumas horas.

Conforme afirmação de Mohamed et al., 2011, simulações numéricas precisas da operação de turbinas eólicas Savonius são difíceis de serem conseguidas, devido à natureza altamente transiente e ao escoamento complexo em torno das pás do rotor. As simulações devem ser conduzidas com cautela, minimizando-se a dependência dos resultados em relação à discretização espacial e à temporal, ao tempo físico máximo simulado e às dimensões do domínio utilizado; o que eleva consideravelmente o tempo computacional dos estudos. Para tornar o uso das simulações numéricas menos demorado e permitir a aplicação de metodologias de otimização, em alguns estudos vêm-se obtendo resultados com maior grau de dependência, principalmente, em relação às discretizações espacial (da malha) e temporal (do passo de tempo), conforme é explicado em Mohamed et al., 2011. Táticas semelhantes foram utilizadas por Leal, 2008 e Rahai, 2005. Contudo, usando-se esse tipo de procedimento, torna-se mais difícil saber o quanto o procedimento de otimização é afetado por se permitir uma maior dependência dos resultados em relação à discretização e a outros parâmetros da simulação (menor precisão).

Estudos envolvendo melhoria geométrica de turbinas Savonius, iniciados por Akwa, 2010, vêm sendo desenvolvidos no Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal do Rio Grande do Sul (PROMEC/UFRGS) com o uso do Método de Volumes Finitos como uma ferramenta para a obtenção de resultados referentes ao desempenho dos dispositivos eólicos. A escolha do Método de Volumes Finitos para implementar simulações acerca da operação de turbinas eólicas Savonius foi motivada devido: à disponibilidade de licenças para o uso de softwares baseados nesse método, à tradição existente no uso do método no ambiente de pesquisa (UFRGS), e ao fato do método permitir, a partir da solução das equações de conservação do escoamento, a obtenção de resultados fisicamente coerentes ao fenômeno estudado, quando realizado adequadamente [Patankar, 1980; Maliska, 1995]. O programa comercial Star-CCM⁺ é utilizado para a execução das simulações, tendo em vista a sua aplicação em vários outros estudos, como os realizados por Bucan et al., 2008, e Sima et al., 2008, nos quais análises envolvendo Mecânica dos Fluidos Computacional também são realizadas. Durante a realização das simulações, optou-se pela obtenção de resultados cada vez mais criteriosos, tentando-se minimizar a dependência dos

resultados em relação a parâmetros de simulação como tamanho das células da malha, passo de tempo usado, máximo tempo físico simulado e tamanho de domínio de cálculo utilizado.

Na metodologia das simulações previamente conduzidas, cada modelo de turbina Savonius analisada é imerso em um domínio de cálculo de grandes dimensões contendo ar que escoar em regime turbulento. A turbina cuja operação é simulada é posicionada no interior do domínio de cálculo afastada da entrada, das laterais e da saída do mesmo. Isso é feito para que se possa: utilizar velocidade média do escoamento prescrita e igual à velocidade não perturbada do vento na entrada do domínio de cálculo, considerar nula nas laterais do domínio a taxa de variação da velocidade média do escoamento na direção perpendicular à direção do escoamento principal (planos de simetria nas laterais), e considerar pressão estática conhecida e equivalente à pressão atmosférica na saída do domínio de cálculo. Tal procedimento pode ser aplicado quando as fronteiras do domínio de cálculo estão longe o suficiente para que isso possa ser considerado. A adequação dessa metodologia pode ser verificada simulando-se a operação das turbinas com o uso de domínios com diferentes dimensões e verificando-se quando se atinge mínima variação entre os resultados obtidos em função do aumento das dimensões do domínio. A vantagem de se proceder com simulações desse tipo é o uso de um valor próximo do ideal para a velocidade não perturbada do escoamento. Tal tipo de procedimento de simulação também foi realizado em estudos como os realizados por Mohamed e Thévenin, 2010, Mohamed et al., 2011, Leal, 2008, Rahai, 2005, Roy e Saha, 2013.

Entretanto, estudos realizados de maneira semelhante, mas na área aeroespacial, em simulações de escoamentos externos, indicam a necessidade de dimensões consideravelmente maiores para o domínio numérico. Em simulações da área aeroespacial, domínios com fronteiras afastadas do corpo em mais de cem vezes o tamanho do mesmo são aplicadas [Beck, 2010]. Já nas simulações de rotores Savonius, domínios com fronteiras afastadas do rotor em no mínimo dez vezes o tamanho desse tem sido frequentemente utilizados. Levando em consideração esse fato, e que os resultados numéricos obtidos na área aeroespacial têm se mostrado promissores, existe a necessidade de uma reavaliação dessa metodologia de simulação para rotores Savonius, visando aumento da qualidade e confiabilidade dos resultados numéricos obtidos.

Em geral, em simulações de turbinas eólicas Savonius, existem dificuldades de validação dos resultados obtidos, pois em estudos experimentais em canais aerodinâmicos de seção fechada existe o bloqueio causado no escoamento pela introdução do modelo reduzido

na seção de teste. Os resultados referentes aos coeficientes de potência e de torque e à razão de velocidade de ponta do rotor são normalmente calculados com base em um valor corrigido de velocidade não perturbada do escoamento. Na literatura sobre o assunto, existem diferentes metodologias de correção do efeito de bloqueio. O uso de diferentes metodologias pode proporcionar grandes divergências nos valores de coeficiente de potência obtidos, conforme comentado por Akwa, 2010, e Ross, 2010. Como exemplo disso, na Figura 1.5, são exibidas diferenças significantes para os valores de coeficiente de potência médios obtidos por Ross, 2010, através do uso de dois diferentes métodos para a correção do efeito de bloqueio. De acordo com a figura, as diferenças entre os valores obtidos com o método de Pope, 1966, em relação àqueles obtidos com o método de Maskell, 1965, são maiores do que 25% para razão de bloqueio igual a 8%. Como esses métodos, assim como outros existentes, são aceitos como válidos, por diferentes autores, confusões acerca da validação dos resultados numéricos podem ser cometidas. Com isso, torna-se difícil a escolha de um resultado experimental a ser utilizado como referência em comparações com os resultados numéricos obtidos com o uso da metodologia que vem sendo conduzida. Blackwell et al., 1977, atribui imprecisão de 50% no valor do coeficiente de potência corrigido pelo método de Pope e Harper, 1966.

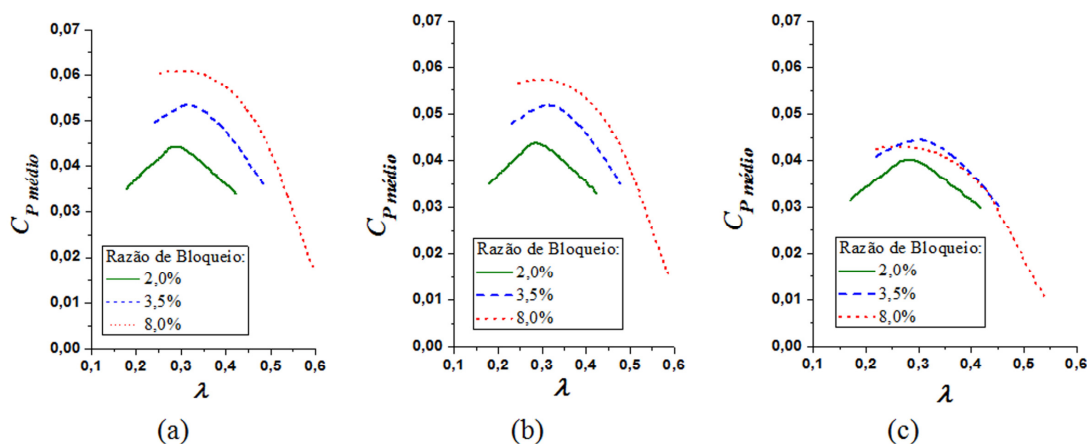


Figura 1.5 – Curvas de coeficiente de potência médio para rotor Savonius com três pás: (a) dados não corrigidos; (b) correção pelo método de Pope e Harper, 1966; (c) correção pelo método de Maskell, 1965 [adaptado de Ross, 2010]

Além disso, divergências entre os resultados experimentais podem surgir devido aos diferentes métodos experimentais adotados, como diferentes maneiras de medição de torque. Muitos estudos não podem ser reproduzidos por meio de simulações, pois parâmetros cuja

influência no desempenho das turbinas é significativa, como a intensidade de turbulência na entrada do escoamento no canal aerodinâmico, não são informados. Trabalhos experimentais realizados em campo ou com o uso de túneis de vento com seção aberta também não representam boas opções para comparação com resultados obtidos por meio de simulações numéricas, pois as condições apresentadas durante os experimentos são de difícil reprodução em uma simulação.

Todos esses motivos dificultam a escolha de um resultado experimental já publicado a ser considerado como referência em comparações necessárias para a validação de simulações numéricas da operação de turbinas eólicas Savonius. As seguintes dúvidas surgem durante o progresso dos estudos: *“Qual resultado experimental é adequado para ser utilizado em comparações com os resultados obtidos por simulação numérica?”*; *“Como proceder com a validação de uma metodologia numérica para a obtenção das características do escoamento sobre uma turbina Savonius?”*.

Na busca de soluções para estas questões, pretende-se, com o desenvolvimento deste trabalho, obter informações experimentais úteis para a realização de simulações numéricas que sirvam como instrumento de aferição e ajuste da qualidade da modelagem numérica utilizada para o estudo do escoamento sobre rotores eólicos Savonius. Por meio de experimentos em canal aerodinâmico de seção fechada, nos quais o escoamento turbulento de ar incide em um modelo reduzido de rotor Savonius em condições estáticas, informações acerca das condições de contorno na entrada e na saída do canal são coletadas, assim como informações relativas ao escoamento. Simulações numéricas são realizadas tentando-se reproduzir o comportamento do escoamento nos experimentos, com o uso dos valores medidos para as condições de contorno. Busca-se obter o mesmo padrão de escoamento ao longo do canal aerodinâmico a partir das simulações. O mesmo procedimento também é realizado, como forma de validar a metodologia, para experimentos nos quais o escoamento turbulento de ar incide sobre um cilindro, tendo em vista que este tipo de escoamento é bem conhecido, pois já foi analisado em diversos estudos, e mantém semelhanças com o escoamento sobre um rotor Savonius estático. Para proceder com a avaliação da modelagem numérica aplicada nas regiões afastadas da seção de teste, simulações do escoamento no canal vazio também são realizadas. Com tais procedimentos, informações úteis são obtidas e a metodologia numérica poderá ser ajustada em simulações com a turbina em rotação, consideravelmente mais complexas, e utilizada para aprimorar os estudos numéricos que vinham sendo conduzidos sem a presença de condições de bloqueio.

1.3 Objetivos

Os objetivos do presente trabalho podem ser resumidos pelas ações de:

- Estabelecer e validar, com auxílio da realização de experimentos em canal aerodinâmico, um procedimento de análise numérica do escoamento sobre um rotor eólico Savonius;

- Obter informações experimentais para contribuir com o entendimento dos fenômenos envolvidos e que servirão como instrumento de aferição da qualidade da modelagem numérica utilizada para a obtenção das características do escoamento turbulento sobre rotores eólicos Savonius, bem como sobre cilindros circulares;

- Coletar, nos experimentos, informações acerca das condições de contorno na entrada e na saída do canal aerodinâmico, assim como informações relativas ao escoamento ao longo do canal;

- Reproduzir o escoamento sobre o rotor e cilindro circular e ajustar a metodologia numérica para obter resultados válidos;

- Desenvolver conhecimentos sobre a metodologia e o objeto de estudo;

- Fornecer dados de escoamento e de parâmetros de operação do rotor para futuras investigações.

1.4 Organização do Trabalho

O presente trabalho é composto por cinco capítulos. No segundo capítulo, são apresentados os fundamentos básicos de funcionamento de uma turbina Savonius, incluindo as principais características da mesma, focos de pesquisa e dificuldades existentes no estudo da turbina, e como estes fatores servem de base para o desenvolvimento do presente trabalho. O Capítulo 2 apresenta definições, conceitos e variáveis para a compreensão do restante do trabalho.

No Capítulo 3, é descrita a metodologia adotada. Nesse capítulo, apresentam-se os critérios adotados para a obtenção dos resultados requeridos, escolha dos principais parâmetros utilizados nas simulações, forma como é realizada a discretização espacial e temporal (construção de malhas de volumes finitos e escolha de passo de tempo), e métodos de obtenção dos dados numéricos e experimentais.

No Capítulo 4, os resultados experimentais e numéricos são exibidos. Nesse capítulo, são realizadas as principais discussões referentes aos resultados obtidos. Por fim, no Capítulo 5, são apresentadas as conclusões do trabalho.

No final do trabalho, seguem os apêndices, nos quais são listadas as produções científicas realizadas no período de confecção deste trabalho, assim como a descrição dos cálculos de incertezas dos experimentos.

2 TURBINAS EÓLICAS SAVONIUS

Nesta seção do trabalho será realizada uma revisão do histórico do uso das turbinas Savonius, bem como do funcionamento das mesmas e de estudos já realizados sobre o desempenho desse tipo de dispositivo eólico.

2.1 A Turbina Savonius, seu Funcionamento e suas Aplicações

O homem dispõe do uso de turbinas eólicas radiais de arrasto para realizar o aproveitamento dos recursos eólicos há muitos anos. Esses dispositivos têm o funcionamento baseado predominantemente na força de arrasto causada pelo escoamento do ar incidente em suas pás, o que proporciona torque e rotação da turbina, se o torque resultante for maior ou igual que o torque da carga. A direção do escoamento é perpendicular ao eixo nesses mecanismos. Conforme Golding e Harris, 1976, Eldridge, 1980, e Hau, 2006, existem especulações contraditórias a respeito das origens históricas desses dispositivos. De acordo com essas obras, alguns autores afirmam que o início do uso de tais turbinas se deu há cerca de 3.000 anos, próximo a Alexandria, no Egito. Contudo, as primeiras informações seguras a respeito das origens dessas indicam que o início do uso ocorreu no sétimo século depois de Cristo. Nessa época, começou-se a utilizar moinhos de vento de origens persa-afegãs. Na China, o uso de turbinas radiais de arrasto também era conhecido, mas não se sabe ao certo se o uso lá se deu antes ou depois dessa época.

Na Figura 2.1, dispositivos semelhantes aos moinhos de vento persa-afegãos e chineses, extremamente primitivos e cujo uso persiste até hoje, podem ser visualizados. Nessa figura, pode-se observar que os moinhos de vento do tipo persa-afegão têm uma estrutura externa que diminui o escoamento sobre as pás de retorno, proporcionando torque positivo sobre o rotor. Nos moinhos de vento chineses, é o formato das velas que proporciona maior força sobre as pás de avanço em comparação com as pás de retorno, proporcionando torque positivo no eixo do dispositivo.

As turbinas radiais de arrasto sempre foram tidas como máquinas úteis ao homem para realizar tarefas que necessitassem de um alto torque, como as atividades de moer grãos e bombear água. Esses dispositivos, apesar do baixo rendimento, nunca tiveram seu uso completamente abandonado, principalmente devido à simplicidade construtiva e ao baixo custo dos mesmos. O aprimoramento de muitos desses dispositivos serviu como base para o

desenvolvimento dos rotores eólicos radiais de arrasto usados na atualidade, como o rotor Savonius. Golding e Harris, 1976, exibem um quadro cronológico detalhado no qual se pode acompanhar melhor essa evolução nas técnicas de aproveitamento dos recursos eólicos a partir de turbinas eólicas radiais de arrasto.

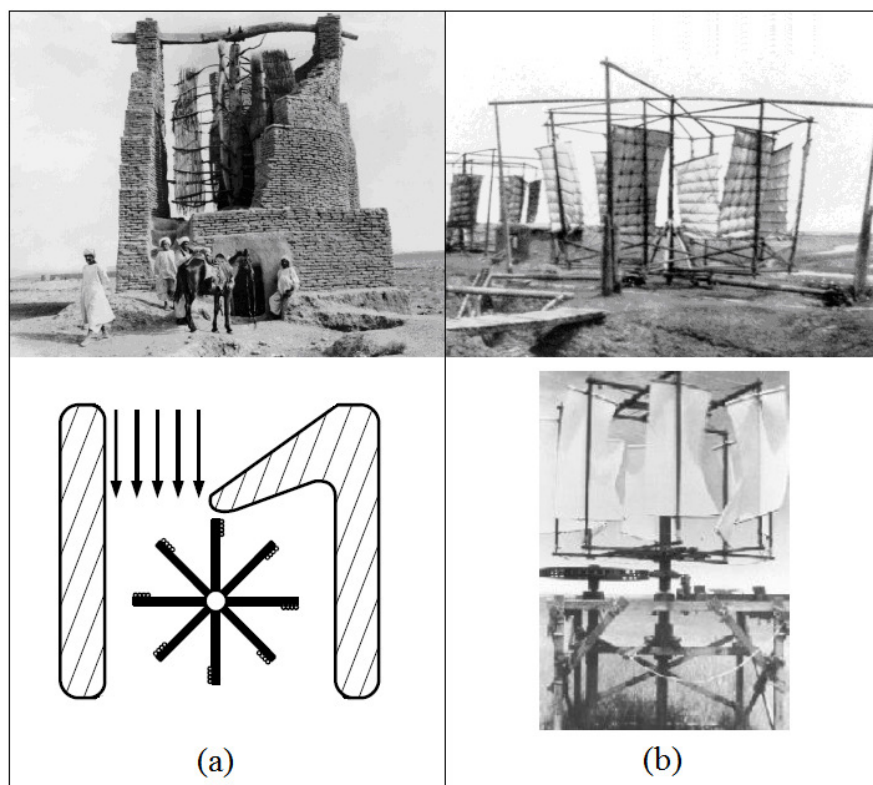


Figura 2.1 – Moinhos de vento: (a) persa-afegão; (b) chinês [adaptado de Hau, 2006]

Em 1929, Sigurd J. Savonius, de Helsingfors, na Finlândia, desenvolveu e patenteou (nos Estados Unidos da América e na Finlândia) um modelo de turbina que acabaria, mais tarde, se tornando um dos tipos mais populares de turbinas radiais de arrasto. A turbina desenvolvida por ele, doravante chamada simplesmente de turbina Savonius, conforme o próprio Sigurd J. Savonius descreveu no ofício de sua patente, consiste basicamente por um rotor de duas pás moldadas de forma a terem cada uma sua parte côncava e outra convexa em relação à direção do vento. Essas pás são arranjadas de forma que, quando o lado convexo de uma está ao vento, a parte côncava da outra pá também está, exceto para duas posições angulares durante a rotação do dispositivo, nas quais as duas pás exibem superfícies semelhantes. A seção de tal arranjo tem um formato que lembra um “S”. Com esse tipo de arranjo, uma força de arrasto maior do que a que acontece na pá que está com o lado convexo

exposto ao vento se dá na pá que apresenta o seu lado côncavo voltado para o vento (Figura 2.2). Por causa da diferença entre as forças existentes sobre as pás da turbina, torque resultante é transmitido ao eixo da turbina. Forças de sustentação, que ocorrem com menor magnitude sobre as pás do dispositivo de Savonius, também são responsáveis por parte da potência no eixo [Savonius, 1930; Vance, 1973; Fernando e Modi, 1989; Akwa, 2010].

O princípio de funcionamento do invento de Savonius pode ser mais bem demonstrado através do esquema da Figura 2.2. Essa figura refere-se a rotores Savonius com diâmetros d_r , pás de perfil semicircular de espessura e e cordas de comprimento c . A figura indica um rotor Savonius operando a uma velocidade angular ω em uma corrente de ar com velocidade não perturbada igual à V_o . A força de arrasto causada pelo escoamento de ar é maior sobre a pá de avanço do que é sobre a pá de retorno e isso ocasiona um determinado torque resultante que é transmitido ao eixo da turbina. A pá de avanço, cujo movimento ocorre no mesmo sentido da corrente de ar, tem suas posições angulares, ao longo de sua trajetória, identificadas pelo ângulo θ . Quando θ atinge 180° , a pá de avanço começa a se deslocar no sentido oposto ao vento, sendo denominada de pá de retorno.

O mecanismo de funcionamento de um rotor Savonius, que depende da interação entre o movimento das pás e o escoamento de ar sobre elas, é muito bem explicado em Fernando e Modi, 1989, Fujisawa, 1992, e Nakajima et al., 2008a e 2008b. O tipo de força que predomina sobre as pás de um rotor Savonius, e que é o principal colaborador para que haja potência no eixo, é o arrasto de pressão. Esse depende do coeficiente de arrasto da superfície de pá exposta ao escoamento. As pás de um rotor Savonius em funcionamento possuem coeficiente de arrasto que varia conforme a posição angular, indicada por θ , de cada pá, pois, na medida em que as pás se deslocam em suas trajetórias, elas expõem diferentes contornos ao vento. Como cada contorno exposto ao escoamento tem seu próprio coeficiente de arrasto, as forças de arrasto sobre as pás também variam com o deslocamento das pás. Com isso, o torque resultante de um rotor Savonius varia com θ , devido à variação do coeficiente de arrasto das pás durante a rotação do dispositivo.

Forças de sustentação, que também ocorrem sobre as pás de um rotor Savonius, e que são responsáveis por parte da potência apresentada no eixo da turbina, também dependem das posições angulares de cada pá. Quando uma pá se desloca em sua trajetória, durante a rotação da máquina eólica, o seu coeficiente de sustentação irá variar com sua posição angular, devido à alteração contínua no ângulo de ataque apresentado por ela em cada posição. Como o coeficiente de sustentação varia com θ , a força de sustentação também varia, já que ela

depende desse coeficiente. Conforme Fernando e Modi, 1989, Fujisawa, 1992, Nakajima et al., 2008a e 2008b, Kamoji et al., 2009, e Akwa, 2010, para pequenos ângulos de ataque, a contribuição das forças de sustentação para a potência da turbina é mais evidente. É importante destacar que isso ocorre nas posições angulares (valores de θ próximos a 0° ou 180°) nas quais a força de arrasto é mínima, durante um ciclo de funcionamento da máquina eólica. Por esse motivo, o torque mínimo, num ciclo de funcionamento de um rotor Savonius, pode não ocorrer para valores de θ de 0° e 180° . O comportamento das forças sobre as pás do rotor Savonius é mais bem explicado através da representação esquemática da Figura 2.9.

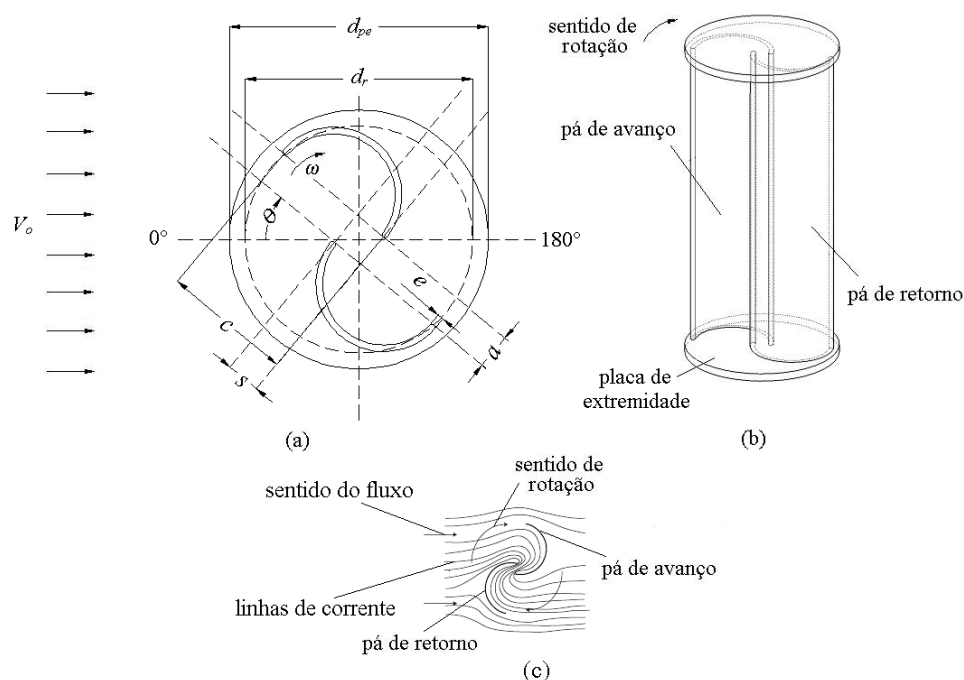


Figura 2.2 – Representações esquemáticas para rotores Savonius: (a) vista superior em corte; (b) representação tridimensional; (c) escoamento principal sobre um rotor

Na Figura 2.3, é possível observar como o torque mínimo pode não ocorrer para valores de θ de 0° e 180° . Esse fato fica claro nas curvas apresentadas, que relacionam o coeficiente de torque (C_T) estático de uma configuração de rotor Savonius de duas pás de perfil semicircular com a posição angular da pá de avanço. As curvas são referentes a medições e a simulações numéricas realizadas por Menet e Cottier, 2003, e Akwa, 2010. O coeficiente de torque estático do rotor é o percentual da quantidade de movimento disponível na corrente de ar sobre o rotor que é aproveitado sob forma de torque no eixo do rotor em condição estática. Pela Figura 2.3, também se pode verificar que o ciclo do coeficiente de torque estático de um

rotor Savonius de duas pás se repete a cada 180° e que o coeficiente de torque estático máximo de um rotor desse tipo ocorre para valores de θ em torno de 60° e 240° .

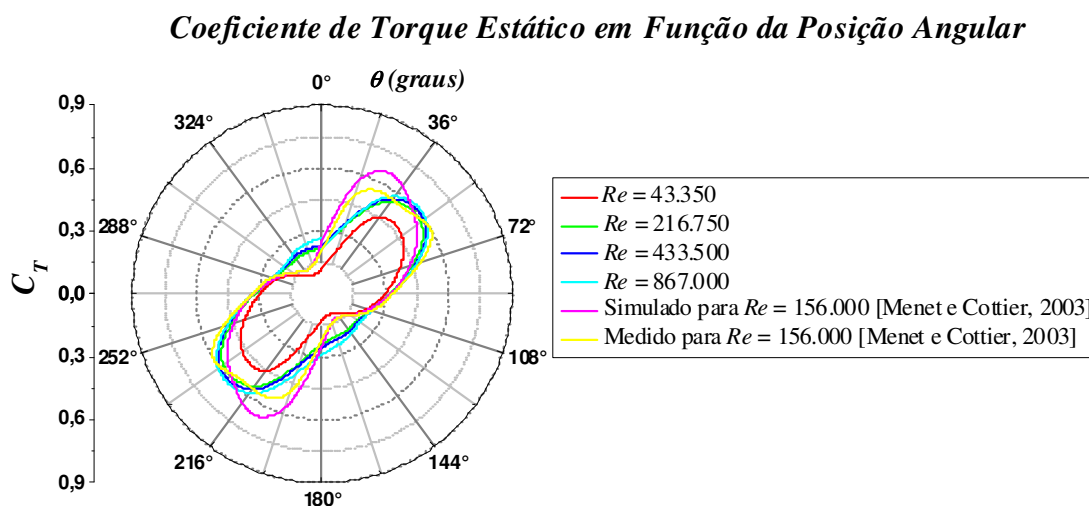


Figura 2.3 – Coeficiente de torque estático para um rotor Savonius em função da posição angular da pá de avanço [Menet e Cottier, 2003; Akwa, 2010]

Além das diferentes posições angulares das pás, alterações na velocidade angular também acarretaram em diferentes valores para os coeficientes de arrasto e de sustentação. Alterações na velocidade angular modificam a velocidade relativa do vento sobre as pás, modificando o ângulo de ataque efetivo sobre as mesmas e, por consequência, alteram os coeficientes de força sobre as pás. Com isso, toda a transferência de quantidade de movimento da corrente de ar para o rotor fica dependente das posições angulares das pás e da velocidade angular do rotor; para uma determinada velocidade não perturbada do vento. Tal fato pode ser visualizado na Figura 2.4, que exibe curvas do ciclo médio de coeficiente de torque dinâmico de um rotor Savonius em função de sua velocidade angular, obtidas por Akwa, 2010, por meio de simulações numéricas. O coeficiente de torque dinâmico é o percentual da quantidade de movimento disponível na corrente de ar sobre o rotor que é aproveitado sob forma de torque no eixo do rotor com rotação. Conforme se pode verificar na Figura 2.4, a capacidade do dispositivo apresentar torque quando submetido ao vento com velocidade de 14 m/s é alterada ao ocorrer uma mudança na velocidade angular. Se uma alteração na velocidade não perturbada do vento ocorrer, toda a operação da turbina sofrerá modificação pela alteração na quantidade de energia disponibilizada pela corrente de ar para o rotor [Blackwell et al., 1977; Fujisawa, 1992; Akwa, 2010].

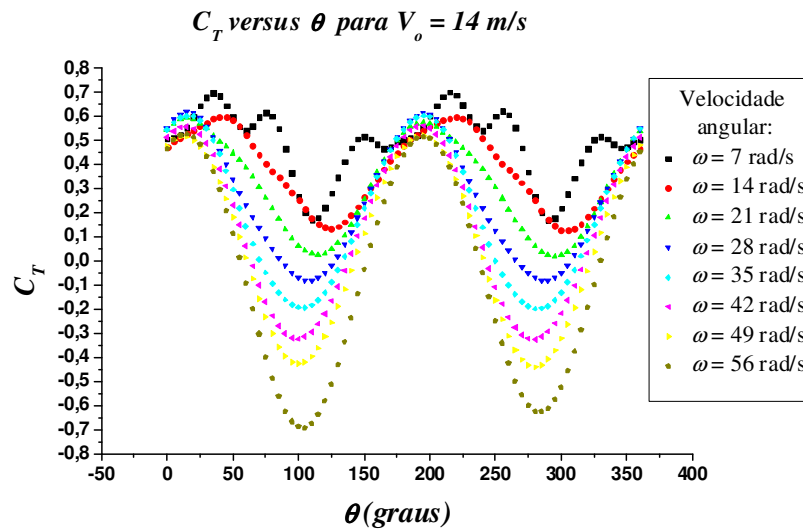


Figura 2.4 – Variação do ciclo de coeficiente de torque de um rotor Savonius em função de sua velocidade angular para $V_o = 14$ m/s [Akwa, 2010]

Conforme se observa na Figura 2.2, os rotores podem ser projetados de forma que as pás fiquem com sobreposição de dimensão s . Um afastamento de dimensão a também pode ser aplicado às pás. O afastamento e o sobreposicionamento das pás formam um espaçamento que permite a passagem de ar da pá de avanço para a pá de retorno, que, conforme Savonius, 1930, pode ajudar a aumentar o torque nos rotores eólicos. O torque pode ser aumentado porque, com a passagem de parte do ar oriundo do lado côncavo da pá de avanço para o lado côncavo da pá de retorno, a pressão no lado côncavo da pá de retorno é aumentada fazendo com que a força de arrasto sobre essa pá seja reduzida. Isso acarreta um aumento no torque do rotor. Contudo, conforme Blackwell et al., 1977, Alexander e Holownia, 1978, e Fujisawa, 1992, o espaçamento entre as pás do rotor não pode ter dimensões muito grandes, pois isso permite o surgimento de recirculações que promovem perda de quantidade de movimento, diminuindo a potência útil da máquina. Esse fato também foi verificado, por meio de simulações numéricas, nos estudos de Akwa, 2010.

Devido à dependência que a potência de um rotor Savonius apresenta em relação ao espaçamento entre as pás, conforme Savonius, 1930, as dimensões para o sobreposicionamento e para o afastamento podem ser utilizadas para o controle de velocidade angular e para limitação da potência do dispositivo em condições de ventos extremos. Para isso, essas dimensões devem ser variadas continuamente, de modo ativo ou passivo, através de um dispositivo acessório que deve ser instalado no rotor.

Para exemplificar melhor o princípio de funcionamento de um rotor Savonius, na Figura 2.5, a distribuição de pressão sobre um rotor Savonius estático para θ variando de 0 a 150° pode ser observada. Os campos de pressão exibidos na Figura 2.5, obtidos numericamente por Akwa, 2010, permitem que se visualizem as diferenças de pressão sobre as superfícies das pás, responsáveis pelo surgimento do arrasto de pressão e de forças de sustentação, que são as forças relacionadas ao funcionamento desse tipo de máquina eólica. As forças de arrasto e de sustentação originadas nas diferentes situações exibidas na figura tendem a provocar o início da rotação, se o torque resistente, ou de carga no eixo, for inferior ao torque do rotor, que é proporcionado pelas forças resultantes das forças de arrasto e de sustentação nas pás do dispositivo eólico. Pode-se verificar a partir da figura que para θ igual a 0° as diferenças de pressão entre os lados côncavos e os convexos das pás do rotor originam predominantemente forças de sustentação. Já para a posição angular de 90° as diferenças de pressão entre os lados côncavos e convexos das pás proporcionam forças predominantemente de arrasto sobre as mesmas. O máximo torque obtido por um rotor Savonius na condição estática ocorre para posições angulares próximas a 60° [Menet, 2007; Akwa, 2010]. Nessas posições, ocorre a melhor combinação entre as forças de arrasto e de sustentação sobre as pás, o que proporciona torques maiores. O escoamento de ar oriundo do lado côncavo da pá de avanço para o lado côncavo da pá de retorno, através do espaçamento entre as pás, também é máximo para essas posições, colaborando para o aumento do torque do rotor. Esse escoamento através do espaçamento entre as pás do rotor é o responsável pela manutenção da pressão no lado côncavo da pá de retorno em níveis satisfatórios, para que o arrasto de pressão sobre essa pá não seja muito acentuado. O escoamento através do espaçamento entre as pás pode ser visualizado através da Figura 2.6, que exhibe um escoamento sobre um rotor Savonius obtido por meio de simulação numérica realizada por Akwa, 2010.

Outros componentes, também indicados na Figura 2.2, que podem ser adicionados a um rotor Savonius são as placas de extremidade. As placas de extremidade são placas circulares de diâmetro d_{pe} colocadas nas extremidades dos rotores para diminuir a interação do escoamento interno com o escoamento externo ao rotor, reduzindo perdas de desempenho aerodinâmico. As placas de extremidade reduzem a interação entre a região de alta pressão e baixa pressão das pás nas extremidades, reduzindo o efeito da região de final de pá, onde as características tridimensionais são importantes e a alteração do escoamento reduz a eficiência aerodinâmica. Estes dispositivos contribuem para tornar os escoamentos nos rotores Savonius aproximadamente bidimensionais. Assim, com o uso das placas de extremidade, o ar é mais

bem direcionado às pás do rotor. Contudo, o efeito das placas de extremidade somente será benéfico ao desempenho de um rotor Savonius para determinadas combinações entre o diâmetro e a espessura das mesmas. Placas de extremidade com diâmetros e espessura muito grandes aumentam consideravelmente a inércia do rotor, prejudicando no desempenho do dispositivo. Já placas de extremidade com diâmetros muito pequenos quase não influenciam no desempenho do rotor [Savonius, 1930; Vance, 1973; Alexander e Holownia, 1978; Menet, 2004].

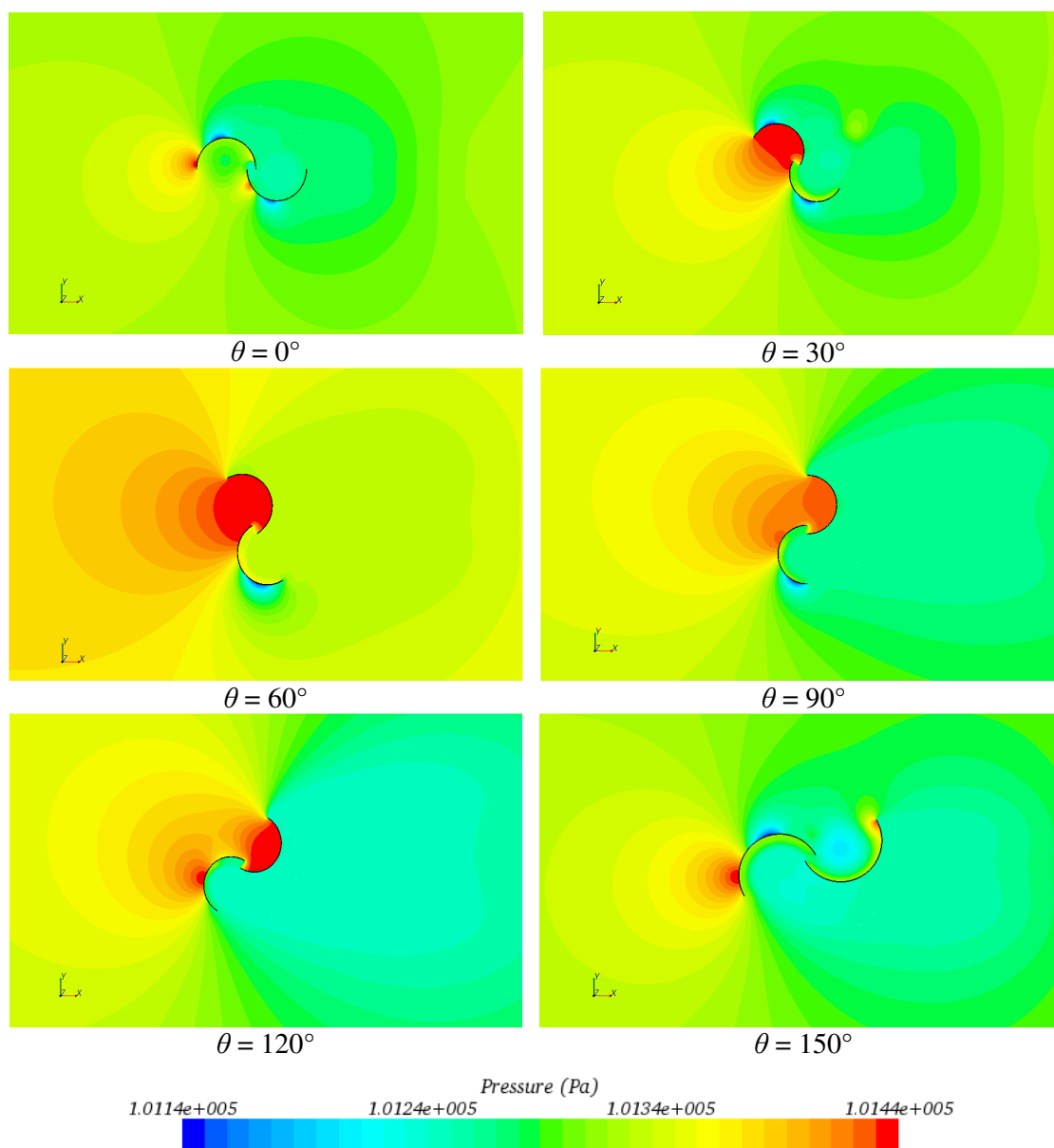


Figura 2.5 – Campo de pressão no escoamento sobre um rotor Savonius estático para $Re = 867.000$ [Akwa, 2010]

Em Nakajima et al., 2008a, o funcionamento de um rotor Savonius é apresentado sob o ponto de vista dos principais tipos de escoamento que ocorrem sobre as pás do rotor durante a operação. Nessa obra, um estudo sobre a visualização do escoamento sobre um rotor Savonius operando em corrente de água é descrito. A partir dessa visualização, os autores identificaram os principais tipos de escoamento que ocorrem sobre as pás de um rotor Savonius e que influenciam nas características de operação desse tipo de dispositivo. Tais tipos de escoamentos são exibidos na Figura 2.7, adaptada de Nakajima et al., 2008a. Entre esses escoamentos está o escoamento de Coanda (I), ou escoamento aderido ao longo do lado convexo da pá de avanço, que é o responsável pelo surgimento de forças de sustentação, aumentando o torque do rotor em baixas posições angulares. Outros escoamentos são o escoamento de arrasto da pá de retorno (II), orientado da superfície convexa da pá de avanço para o lado côncavo da pá de retorno, que é o escoamento de Coanda após um deslocamento angular de 45° da pá de avanço; e os escoamentos no espaçamento entre as pás do rotor (III), que são responsáveis por restabelecer os níveis de pressão no lado côncavo da pá de retorno.

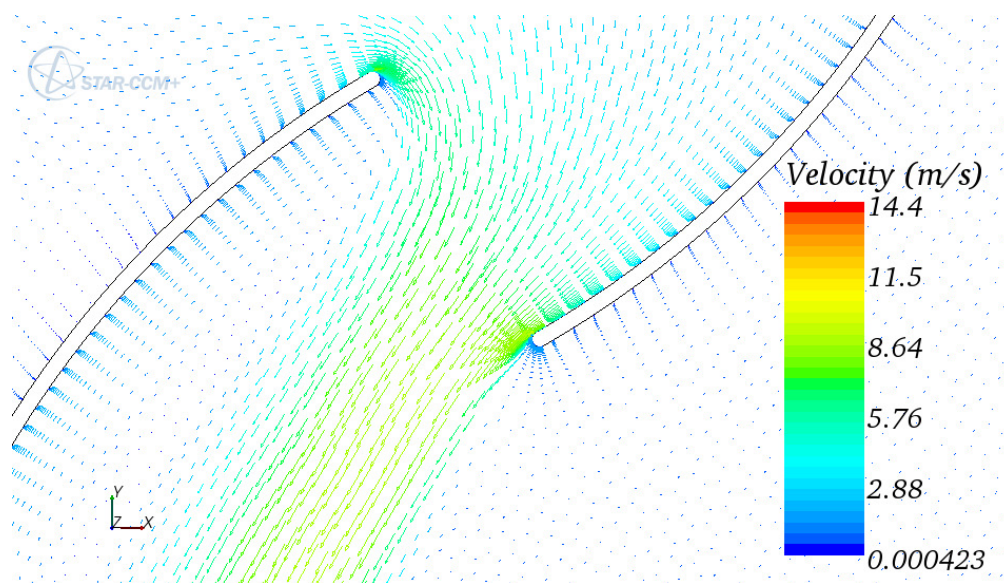


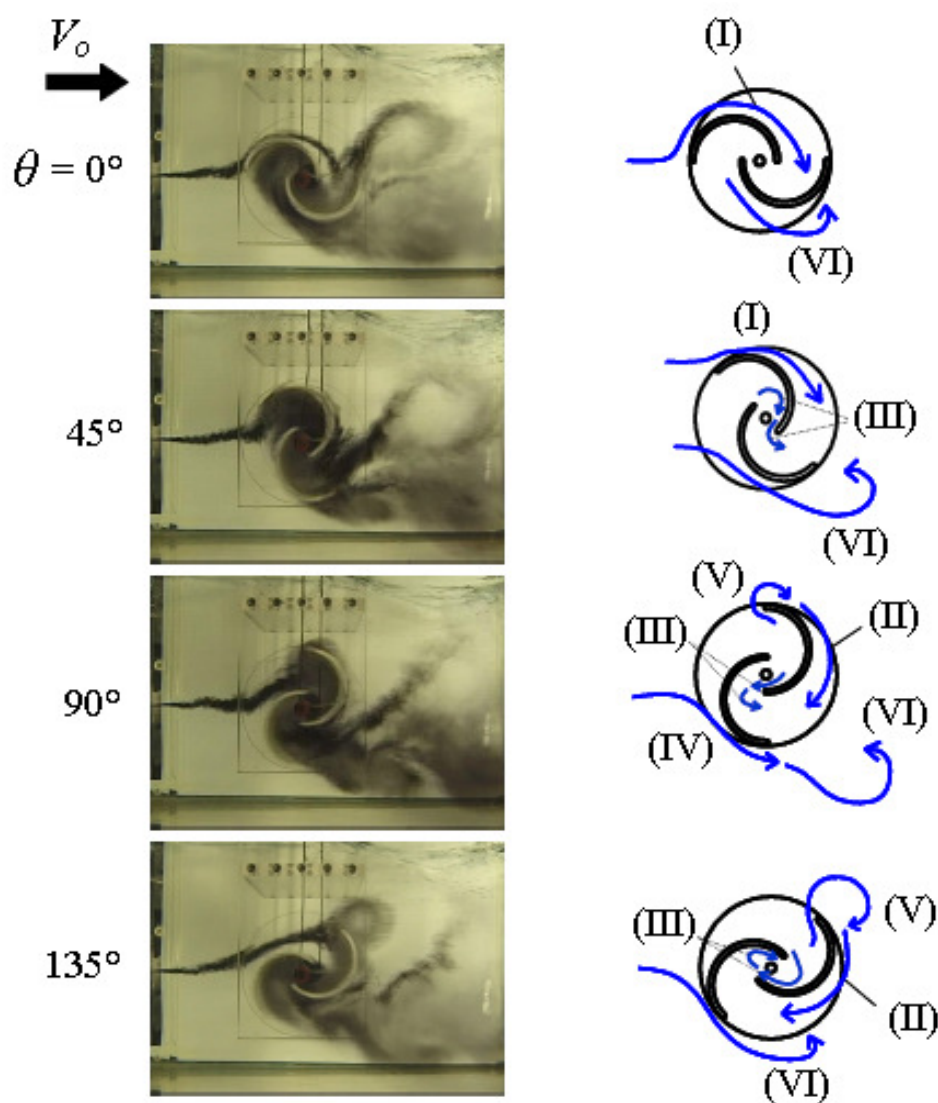
Figura 2.6 – Vetores de velocidade no escoamento através do espaçamento entre as pás de um rotor Savonius estático para $\theta = 60^\circ$ e $Re = 433.500$ [Akwa, 2010]

Na Figura 2.7, pode-se visualizar o escoamento oriundo de montante do rotor sobre a pá de retorno, ou escoamento de estagnação (IV), que é responsável por diminuir a potência do rotor. Vórtices oriundos da pá de avanço (V) e oriundos da pá de retorno (VI) também podem ser observados na figura. Os vórtices que se despreendem da pá de avanço sofrem

influência do escoamento de arrasto da pá de retorno assim como o escoamento de estagnação que acaba originando os vórtices desprendidos na pá de retorno. Os escoamentos identificados por (IV), (V) e (VI) na Figura 2.7, contribuem para a diminuição da potência do rotor. Como esses escoamentos ocorrem para posições angulares maiores do que 45° , pode-se concluir que a potência de um rotor Savonius diminui quando θ assume valores próximos de 135° . Para essa posição angular também se pode observar, pela figura, a ocorrência de uma recirculação no espaçamento entre as pás, que promove perda de quantidade de movimento, reduzindo o desempenho do rotor. Esses resultados estão de acordo com o que se pode concluir de uma análise da representação gráfica da Figura 2.3, que indica que um rotor Savonius tem seu torque diminuído em posições angulares próximas a 135° [Menet e Cottier, 2003; Akwa, 2010].

Na Figura 2.2, rotores Savonius com pás de perfil semicircular são representadas. Contudo, Sigurd J. Savonius, em seu ofício de patente, explica que seu invento pode ter, além de pás com seção semicircular, pás de formato parabólico ou com qualquer outro tipo de superfície suscetível para o surgimento do mecanismo de funcionamento explicado nos parágrafos anteriores [Savonius, 1930].

Durante as oito décadas que passaram desde a data da patente Sigurd J. Savonius, várias configurações e diferentes acessórios foram testados nesse tipo de rotor. Dentre os principais parâmetros de projeto para um rotor Savonius que foram estudados durante esse período estão: o número de pás, a razão de aspecto, o perfil das pás, o formato de seção, a espessura das pás, a sobreposição, o afastamento, a torção das pás, o número de estágios do rotor, o diâmetro das placas de extremidade e a espessura das mesmas, o efeito de um eixo passante ou não, o uso de rotores helicoidais de diversos formatos. Válvulas nas pás, quando essas são ditas como de retorno, que permitem a passagem de ar para o lado côncavo dessas pás, aumentando a pressão na área posterior e, com isso, diminuindo o arrasto sobre as mesmas; também foram usadas para aumentar a potência do rotor. Estudos sobre o uso de estatores na operação de rotores Savonius também foram realizados. Nesses estudos, parâmetros como o formato de concentradores, difusores e de pás defletoras foram testados [Vance, 1973; Sabzevari, 1978; Alexander e Holownia, 1978; Eldridge, 1980; Cochran et al., 2004; Saha e Rajkumar, 2006; Saha et al., 2008; Kamoji et al., 2009]. Revisões bibliográficas mais detalhadas sobre a influência dessas diferentes configurações geométricas no desempenho das turbinas Savonius podem ser encontradas em Akwa, 2010, e em Akwa et al., 2012a.



Visualização do escoamento sobre um rotor Savonius

Modelo padrão

- | |
|--|
| (I) Escoamento de Coanda |
| (II) Escoamento de arrasto da pá de retorno |
| (III) Escoamento no espaçamento entre as pás |
| (IV) Escoamento de estagnação |
| (V) Vórtice oriundo da pá de avanço |
| (VI) Vórtice oriundo da pá de retorno |

Figura 2.7 – Tipos de escoamentos em rotores Savonius [adaptado de Nakajima et al., 2008a]

O uso individual ou a combinação dessas diferentes alternativas de projeto para turbinas Savonius permite que se obtenham dispositivos mais aprimorados, adequados para aplicações específicas. Por exemplo, quando se deseja que uma turbina Savonius opere como um motor de partida para outro dispositivo eólico o uso de um rotor com três ou mais pás e uma baixa razão de aspecto poderia ser uma boa solução, já que com essa configuração um alto e contínuo torque seria obtido, conforme se pode constatar em Vance, 1973. Caso o objetivo seja a geração elétrica, turbinas Savonius com rotores de duplo estágio e alta razão de aspecto são mais adequados, pois, conforme Saha et al., 2008, esses possuem eficiências maiores e desenvolvem velocidades angulares mais elevadas. Portanto, o uso ou a combinação de tais alternativas no projeto de uma turbina Savonius depende principalmente das características de desempenho esperadas para o dispositivo. Em Akwa, 2010, uma revisão mais detalhada foi realizada sobre como os efeitos das alterações possíveis na configuração de uma turbina Savonius, que foram citadas anteriormente, têm o potencial de criar dispositivos com as mais variadas características operacionais.

A grande variedade de alternativas ao projeto é uma das principais vantagens do uso de uma turbina Savonius. Outras vantagens do uso de tais dispositivos são: o baixo custo de construção e pouca complexidade; o alto torque de partida; o rotor com aproveitamento do vento provindo de qualquer direção, que elimina a necessidade de sistema de posicionamento; baixa velocidade angular de operação, que reduz o desgaste das partes móveis da máquina e reduz a poluição sonora; a possibilidade do uso de material alternativo na construção, como o uso de tonéis de metal já utilizados; a possibilidade do uso do dispositivo em outras formas de aproveitamento de energia, como em aproveitamentos hidrocinéticos, na extração de energia das marés, das ondas e de energia solar por meio de chaminés solares [Vance, 1973; Fernando e Modi, 1989; Menet et al., 2001; Nakajima et al., 2008a e 2008b].

Segundo diversos autores, uma turbina Savonius não pode ser considerada como um dispositivo superior e nem inferior às turbinas eólicas de alta razão de velocidade de ponta do rotor. As turbinas Savonius devem ser compreendidas apenas como máquinas diferentes, sendo alternativas tecnológicas às turbinas convencionais. Devido às suas características operacionais e suas vantagens de uso, as turbinas Savonius se tornaram comuns em micro-aproveitamentos energéticos. O uso dessas turbinas tornou-se conhecido no bombeamento de água por meio de bombas de deslocamento positivo, que operam bem a baixas velocidades angulares e com alto torque. As turbinas Savonius também podem ser utilizadas com sucesso em qualquer outra atividade que necessite de um alto torque desde o início.

A geração de energia elétrica por meio de turbinas Savonius, apesar de não ser muito difundida, devido às baixas velocidades angulares, que são características da operação de muitos desses dispositivos; também pode ser realizada, principalmente se geradores elétricos de múltiplos pólos, que necessitam de menor velocidade angular para operarem, forem usados. Caso turbinas Savonius com altas razões de aspecto fossem utilizadas, a geração elétrica também poderia ser facilitada devido ao ganho em velocidade angular para a mesma área frontal de rotor e a uma dada velocidade de vento.

As turbinas Savonius também podem ser utilizadas: na ventilação ou exaustão de ambientes fechados; na agitação e oxigenação de lagos artificiais; como medidores de correntes marinhas e da velocidade dos ventos; como dispositivo de partida de outras turbinas, cuja operação é deficiente a baixas velocidades angulares; na geração elétrica ou na obtenção de energia mecânica para diversos usos através da energia hidrocínética (energia cinética disponível na correnteza de rios, canais e nas correntes marinhas); e, também, no aproveitamento da energia das marés, e das ondas [Vance, 1973; Eldridge, 1980; Fernando e Modi, 1989; Menet et al., 2001; Nakajima et al., 2008a e 2008b].

Na Figura 2.8, alguns exemplos de aplicações atuais para turbinas Savonius são exibidos. Em (a), na Figura 2.8, um grupo de rotores Savonius helicoidais para geração elétrica do modelo GUS, da empresa Wildnature Solutions, é exibido. Esse fabricante produz atualmente modelos desse tipo de turbina em diferentes tamanhos que permitem geração mensal de energia de 139 a 3285 kWh [Wildnature, 2012]. Em (b), na Figura 2.10, uma turbina Savonius composta por um rotor instalado no interior de um estator pode ser vista [Parker, 2009]. Em (c), uma turbina Savonius helicoidal do modelo Windside WS-0,30A8, da empresa Windside Company, é exibida operando em uma plataforma de extração de petróleo no Golfo do México [Windside, 2012].

No item (d), um conjunto de 5 kW formado por grandes rotores Savonius é exibido [Nelson, 2009]. Em (e) um rotor Savonius com pás de seção semicircular constante ao longo da altura fornece o torque de partida necessário a uma turbina Darrieus. Esse modelo híbrido de turbina é fabricado atualmente pela empresa Hi-VAWT Technology para potências nominais que vão de 300 a 3000 W [Hi-VAWT, 2012]. Por último, em (f), na Figura 2.8, uma turbina Savonius com três pás de perfil semicircular do modelo FORGEN 1000NT, fabricado pela empresa Forgen Renewables, destinada à micro geração elétrica, é exibida [Forgen, 2012].

2.2 Operação e Desempenho de Turbinas Eólicas Savonius

Conforme mencionado anteriormente, as forças de arrasto, F_A , e de sustentação, F_S , sobre as pás do rotor são as responsáveis pela operação de uma turbina Savonius. No esquema da Figura 2.9, a atuação dessas forças sobre a pá de avanço de um rotor Savonius pode ser analisada. Nessa figura, um rotor opera com velocidade angular ω em um vento de velocidade V_o . Nessa figura, V_{tan} é a velocidade tangencial da pá (cujo módulo é obtido pelo produto ωr , no qual r é o raio do rotor), V_{rel} indica a velocidade relativa do vento sobre a pá, α representa o ângulo de ataque do vento relativo sobre a pá e F_{res} é a força resultante sobre a pá. As forças atuantes sobre a pá são influenciadas pela posição angular da pá, θ , e pelos efeitos da rotação da turbina. Para uma dada velocidade do vento constante, uma variação na rotação da turbina altera a velocidade tangencial da pá, que, por sua vez, modifica a velocidade relativa do vento sobre a pá, conforme a Equação (2.1), escrita para a posição angular de 90° . Uma alteração na velocidade relativa do vento sobre a pá devido a variações na rotação e ou a alteração contínua da posição angular durante a rotação da turbina pode ou podem proporcionar modificações no valor do ângulo de ataque. Se isso ocorrer, os coeficientes de arrasto, C_A , e de sustentação, C_S , que são funções do ângulo de ataque, têm seus valores alterados. Isso modifica os valores dos módulos das forças de arrasto e de sustentação, de acordo com as Equações (2.2) e (2.3), nas quais ρ é a massa específica do ar e $A_{pá}$ é a área projetada da pá na direção do vento relativo [Henn, 2001; Gasch e Twele, 2002].

$$V_{rel} = V_o - V_{tan} = V_o - \omega r \quad (2.1)$$

$$F_A = C_A(\alpha) \frac{1}{2} \rho A_{pá} V_{rel}^2 \quad (2.2)$$

$$F_S = C_S(\alpha) \frac{1}{2} \rho A_{pá} V_{rel}^2 \quad (2.3)$$

A força resultante sobre a pá da Figura 2.9 pode ser obtida através da Equação (2.4). Para a pá de retorno, ou demais pás, se existirem no rotor, as mesmas relações são válidas. Se os coeficientes de arrasto e de sustentação forem conhecidos para cada ângulo de ataque, um cálculo dessas forças sobre as pás do rotor, para cada condição de velocidade de vento,

posição angular e de rotação pode ser feito. Com o valor das forças resultantes em cada pá o torque transmitido ao eixo pelo rotor, T , pode ser obtido pela Equação (2.5), na qual d representa o módulo do vetor que define o eixo através do ponto no qual o torque é tomado e γ é o ângulo entre esse vetor e o vetor da força resultante sobre a pá de número i . A potência mecânica do rotor, P , por sua vez, pode ser obtida pela Equação (2.6) [Gasch e Twele, 2002].

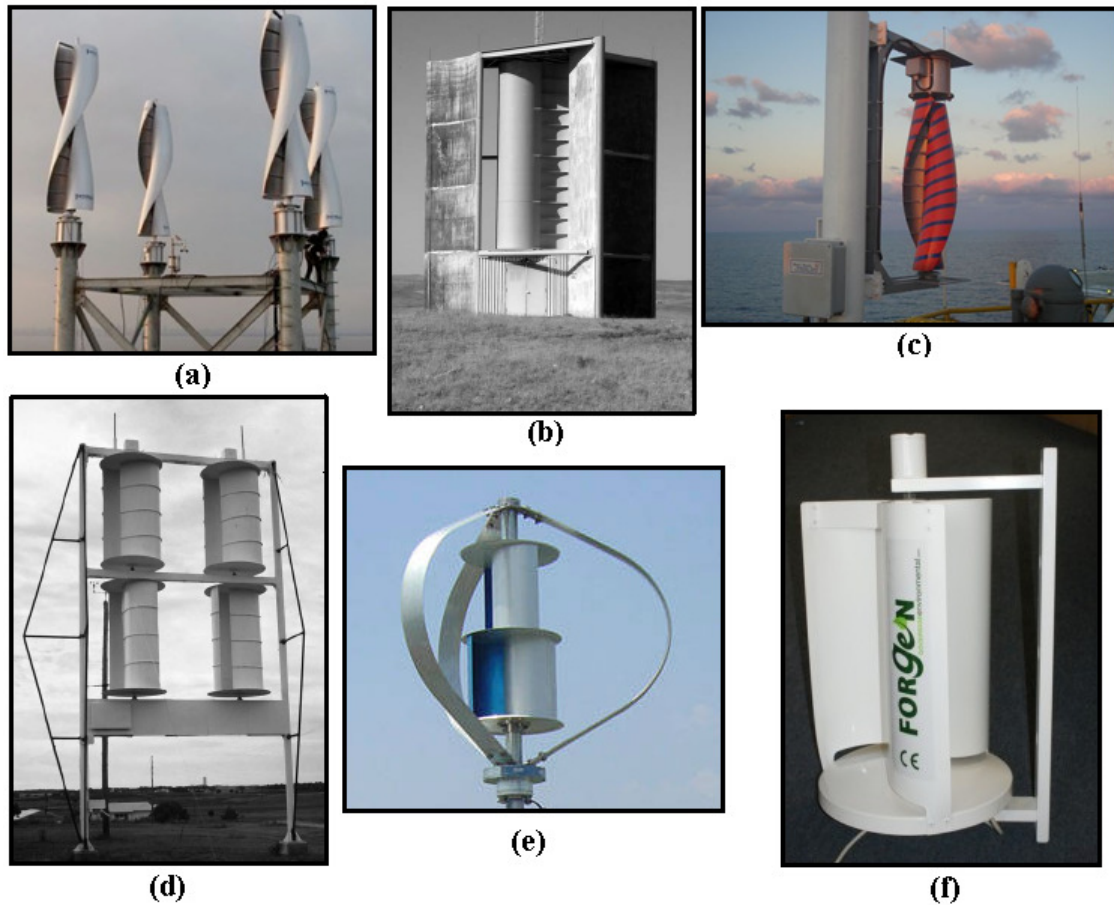


Figura 2.8 – Aplicações para turbinas Savonius: (a) grupo de rotores helicoidais [Wildnature, 2012]; (b) turbina de grande porte com estator [Parker, 2009]; (c) rotor helicoidal [Windside, 2012]; (d) grupo de rotores para geração elétrica de 5 kW [Nelson, 2009]; (e) rotor operando em conjunto com turbina de Darrieus [Hi-VAWT, 2012]; e (f) turbina Savonius com 3 pás para micro geração [Forgen, 2012]

$$F_{res} = \sqrt{F_A^2 + F_S^2} \quad (2.4)$$

$$T = \sum_i (F_{res} d \sin \gamma)_i \quad (2.5)$$

$$P = T\omega \quad (2.6)$$

Com base nas Equações (2.5) e (2.6), verifica-se que a potência de um rotor Savonius é extremamente dependente dos coeficientes de arrasto e de sustentação sobre as suas pás. O coeficiente de potência de um rotor, C_P , também é dependente dos coeficientes de força sobre as pás. Esse coeficiente é a razão da potência transmitida ao eixo pela potência disponibilizada pelo escoamento de ar, com velocidade não perturbada V_o , em uma área equivalente a área projetada do rotor, A_r , na direção desse escoamento, conforme representada na Figura 2.10. O coeficiente de potência pode ser definido pela adimensionalização da Equação (2.6), que origina a Equação (2.7), na qual C_T é o coeficiente de torque e λ é a razão de velocidade de ponta do rotor. C_T é o percentual da quantidade de movimento disponibilizada pela corrente de ar não perturbado que é transmitido ao rotor sob a forma de torque no eixo e λ é a razão da velocidade tangencial da ponta das pás pela velocidade da corrente de ar não perturbada [Hau, 2006].

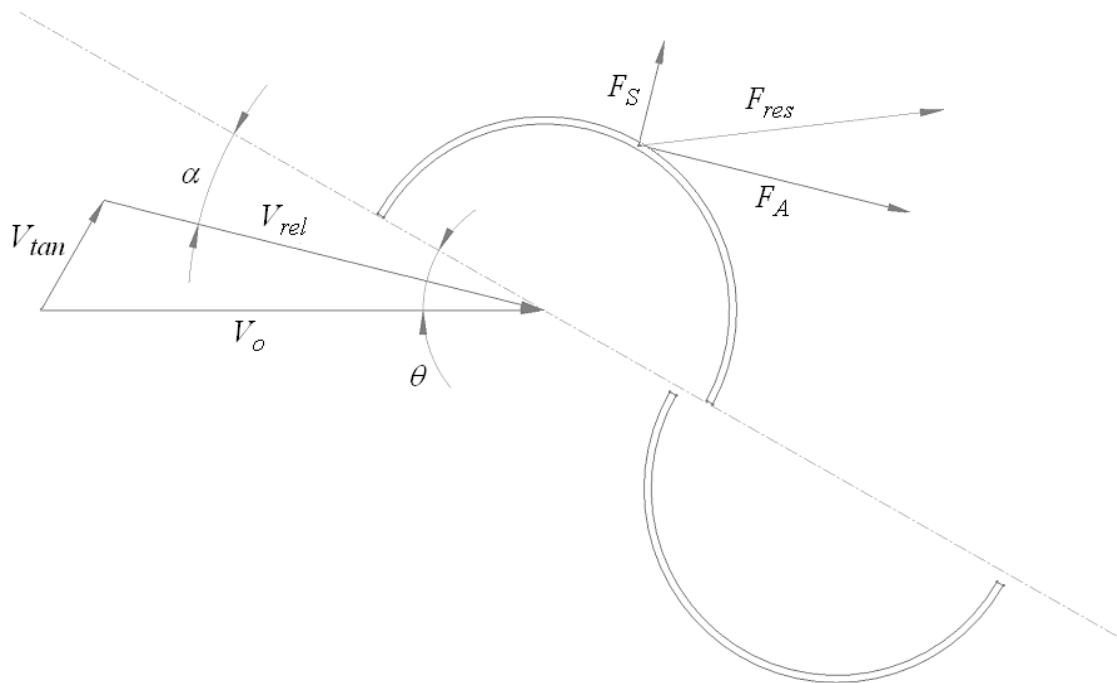


Figura 2.9 – Forças atuantes sobre uma pá de rotor Savonius

Segundo Gasch e Twele, 2002, turbinas radiais de arrasto puro não podem apresentar elevados coeficientes de potência e razões de velocidade de ponta do rotor maiores do que a unidade devido à dependência dos coeficientes aerodinâmicos em relação aos coeficientes de arrasto sobre as pás. O desempenho dessas turbinas é limitado pelos coeficientes de arrasto. Por exemplo, o valor do máximo coeficiente de potência tem aproximadamente o valor de 0,16 para um moinho de vento persa e de 0,08 para um anemômetro de copos. Contudo, conforme Kamoji et al., 2009, a influência das forças de sustentação sobre as pás de um rotor Savonius são significativas na performance do mesmo, fato que o exclui do grupo de máquinas cujos mecanismos de funcionamento foram considerados de arrasto puro por Gasch e Twele, 2002.

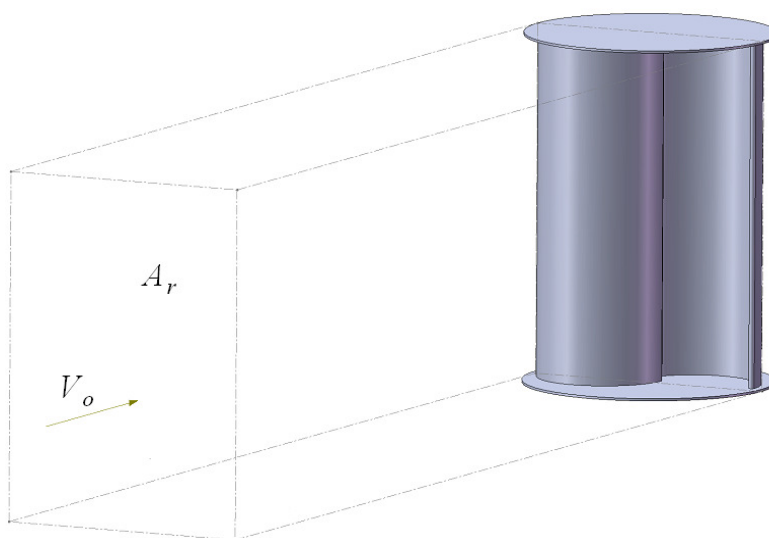


Figura 2.10 – Área projetada de um rotor Savonius na direção do vento não perturbado

Quando são analisados resultados de testes de desempenho em canais aerodinâmicos para rotores Savonius, como os obtidos por Blackwell et al., 1977, Alexander e Holownia, 1978, Fujisawa, 1992, Menet e Cottier, 2003, Saha et al., 2008, e Kamoji et al., 2009, verifica-se que esses dispositivos têm a capacidade de realizar trabalho para razões de velocidade de ponta superiores a unidade. O máximo rendimento de um rotor Savonius geralmente é obtido na operação com razão de velocidade de ponta próxima a 0,8. Contudo, para os valores do máximo coeficiente de potência obtido na operação, não há um consenso. Esse valor varia consideravelmente com a opção de configuração de rotor adotada em cada

experimento, o que reforça a necessidade de um maior número de pesquisas serem feitas sobre o assunto.

$$C_p = \frac{P}{P_{\text{disponível}}} = \frac{T\omega}{\frac{1}{2}\rho A_r V_o^3} = \left(\frac{T}{\frac{1}{2}\rho A_r V_o^2 r} \right) \cdot \left(\frac{\omega r}{V_o} \right) = C_T \cdot \lambda \quad (2.7)$$

Conforme foi mencionado anteriormente, com os valores dos coeficientes de força sobre as pás de um rotor Savonius, que dependem dos valores de velocidade de vento, posição angular e de rotação, o torque do rotor pode ser calculado através da Equação (2.5). Contudo, conforme afirmação de Fernando e Modi, 1989, devido à interferência mútua entre as pás do rotor, ao formato e dimensões das pás, e à natureza complexa do escoamento ao redor do rotor, com elevado número de recirculações, fica extremamente difícil, se não impossível, prever teoricamente o desempenho de um rotor Savonius. Além disso, o desempenho de um rotor Savonius é extremamente influenciado pela turbulência do ar sobre suas pás, que influenciam no fenômeno da separação da camada limite. Com isso, em um trabalho teórico, um adequado modelamento da turbulência deve ser feito. A teoria do *momentum* para um elemento de pá, que pode descrever razoavelmente bem o desempenho de turbinas Darrieus, também não pode ser aplicada com sucesso na análise da operação de um rotor Savonius devido à natureza do escoamento e a interferência mútua entre as pás. A teoria clássica do *momentum* aplicada por Betz também não apresenta sucesso para essa tarefa, pois nela não são levados em conta os diferentes formatos de rotor [Fernando e Modi, 1989].

Para o uso das Equações (2.2) e (2.3) no cálculo do torque de um rotor Savonius, a dependência dos coeficientes de força sobre as pás em relação ao ângulo de ataque deve ser conhecida. Isso pode ser obtido experimentalmente. Contudo, a obtenção do torque do rotor diretamente a partir de experimentos pode simplificar os procedimentos de cálculos. Com isso, o valor para o torque, obtido em experimentos, é aplicado nas Equações (2.6) e (2.7) para a obtenção dos demais parâmetros de operação do rotor. Os experimentos podem ser conduzidos em campo, como os realizados por Mojola, 1985, na Nigéria, ou em canais aerodinâmicos como a maioria dos pesquisadores os fazem [Saha e Rajkumar, 2006]. Testes em campo revelam como o dispositivo irá operar em condições reais, mas exigem maiores períodos de pesquisa e, durante a execução, as condições climáticas podem dificultar os trabalhos. Experimentos bem realizados em canais aerodinâmicos, com a descrição completa

e detalhada da metodologia, e dos parâmetros envolvidos nos testes, podem fornecer resultados de boa qualidade para as características de operação de rotores Savonius.

Em testes de desempenho de turbinas Savonius, o torque dos dispositivos é medido, por meio de transdutores de torque, para várias condições de rotação e de velocidade do vento. Para isso, a velocidade angular do rotor para uma dada velocidade de vento comumente é ajustada por meio do controle do torque resistente (carga), como fizeram Kamoji et al., 2009, ou por meio do uso de uma máquina elétrica de indução acoplada ao eixo do rotor eólico, que o faz operar à velocidade angular praticamente constante, conforme foi realizado no trabalho de Hayashi et al., 2005. Com o controle do torque resistente, torque contrário ao torque do rotor, o dispositivo pode ser freado, obtendo-se a velocidade angular média desejada para cada condição de velocidade de vento. Com o uso de uma máquina de indução, o rotor é forçado a operar a determinada velocidade angular pelo ajuste da frequência da rede elétrica, f_{re} , à qual a máquina elétrica está submetida, conforme a Equação (2.8), na qual p_{pol} é o número de pares de pólos e Φ é o escorregamento da máquina. O escorregamento é a diferença relativa entre a velocidade angular real e a velocidade angular que o rotor da máquina elétrica teria se operasse em perfeito sincronismo com a rede elétrica [Patel, 1999; Hansen, 2008].

$$\omega = \frac{2\pi f_{re}}{p_{pol}} (1 - \Phi) \quad (2.8)$$

O escorregamento, representado por Φ na Equação (2.8), é uma característica das máquinas elétricas de indução e, geralmente, apresenta um valor quase nulo. Contudo, se o valor de Φ for nulo, a velocidade angular do rotor da máquina será igual à velocidade angular do rotor de uma máquina em perfeito sincronismo com a rede elétrica de frequência f_{re} , ou velocidade síncrona. Se isso ocorrer, a velocidade relativa entre os condutores do rotor e o campo magnético girante, criado pela circulação de corrente elétrica alternada nos condutores estáticos da máquina; se torna nula e a indução magnética nos condutores do rotor, responsável pelo torque da máquina, cessa. Isso ocorre porque a variação de fluxo magnético ao longo do tempo no rotor da máquina elétrica é nula nessa condição. Quando a velocidade angular da máquina de indução for inferior à velocidade síncrona, Φ terá um valor positivo e a máquina operará como um motor de indução. Porém, se a máquina de indução for acoplada a um rotor eólico e o vento que incide nesse rotor realizar torque no sentido de aumentar a rotação do

rotor, a velocidade angular do conjunto pode superar a velocidade síncrona, fazendo com que Φ fique levemente negativo e a máquina passe a operar como um gerador de indução [Patel, 1999].

Nos testes de rotores eólicos com o uso de máquinas de indução, pretende-se reproduzir a operação de aerogeradores de velocidade fixa, que operam com máquinas de indução acopladas aos seus eixos. Uma máquina de indução acoplada ao eixo de um rotor eólico possui curva de operação característica semelhante à exibida na Figura 2.11. Pela curva, pode-se ver que na faixa de operação, tanto para gerador e como para motor, uma pequena variação na velocidade angular é responsável por uma variação significativa no torque do conjunto. O torque da máquina é diretamente proporcional ao escorregamento. A velocidade angular do conjunto é praticamente constante para uma dada condição e a potência varia quase que unicamente devido a alterações no torque. Nas demais faixas, uma pequena variação no torque é responsável por grandes variações na velocidade angular. Para ventos extremos, busca-se limitar a potência do aerogerador para que não se atinja a faixa na qual a máquina, operando no modo gerador, começa a acelerar e pode ocasionar a quebra de todo o conjunto [Patel, 1999; Hansen, 2008].

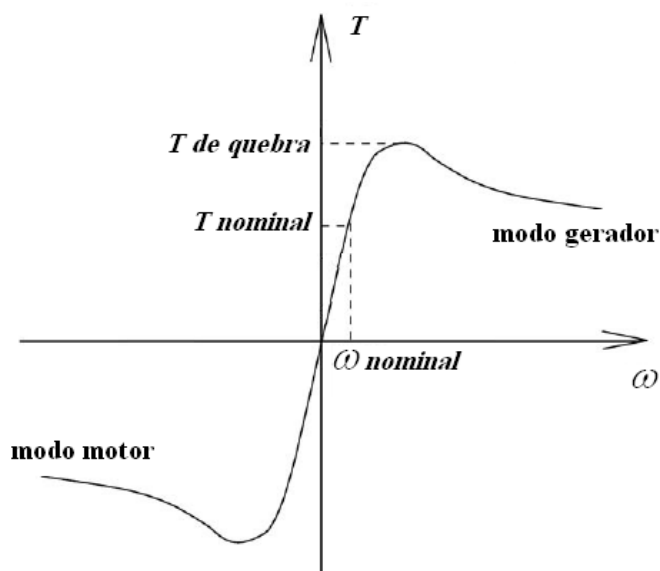


Figura 2.11 – Curva de operação de máquina de indução acoplada ao eixo de uma turbina eólica [adaptado de Hansen, 2008]

Com o uso de máquinas de indução acopladas ao eixo de rotores Savonius em testes de desempenho em canais aerodinâmicos, a velocidade angular do rotor é ajustada pela

frequência, conforme a Equação (2.8), por meio de um inversor de frequências; enquanto que o torque do rotor é obtido por um transdutor. O valor da velocidade angular é obtido por meio de um tacômetro e o valor da velocidade do vento é medido com o auxílio de um tubo de Pitot. Um diagrama esquemático de como isso pode ser feito encontra-se na Figura 2.12. Pela figura, pode-se ver que todos os dados são digitalizados e registrados por um computador para que diversos gráficos e análises possam ser feitos. Dos dados obtidos em um teste de desempenho desse tipo, gráficos como o presente na Figura 2.13 podem ser construídos [Hayashi et al., 2005].

Para uma condição semelhante a do experimento de Hayashi et al., 2005, cujo gráfico da variação do coeficiente de torque ao longo das posições angulares, para um determinado rotor Savonius de único e triplo estágio com $V_o = 12$ m/s e $\lambda = 0,259$, se encontra na Figura 2.13; a velocidade angular será constante enquanto que o torque e a potência do rotor irão variar ciclicamente. Já para um teste de rotor Savonius no qual a rotação é ajustada por meio do controle de carga, o valor da velocidade angular também irá variar ciclicamente. Contudo, em todos os tipos de experimentos com rotores Savonius, é mais importante a obtenção de valores médios ao longo das posições angulares para os parâmetros de desempenho do rotor.

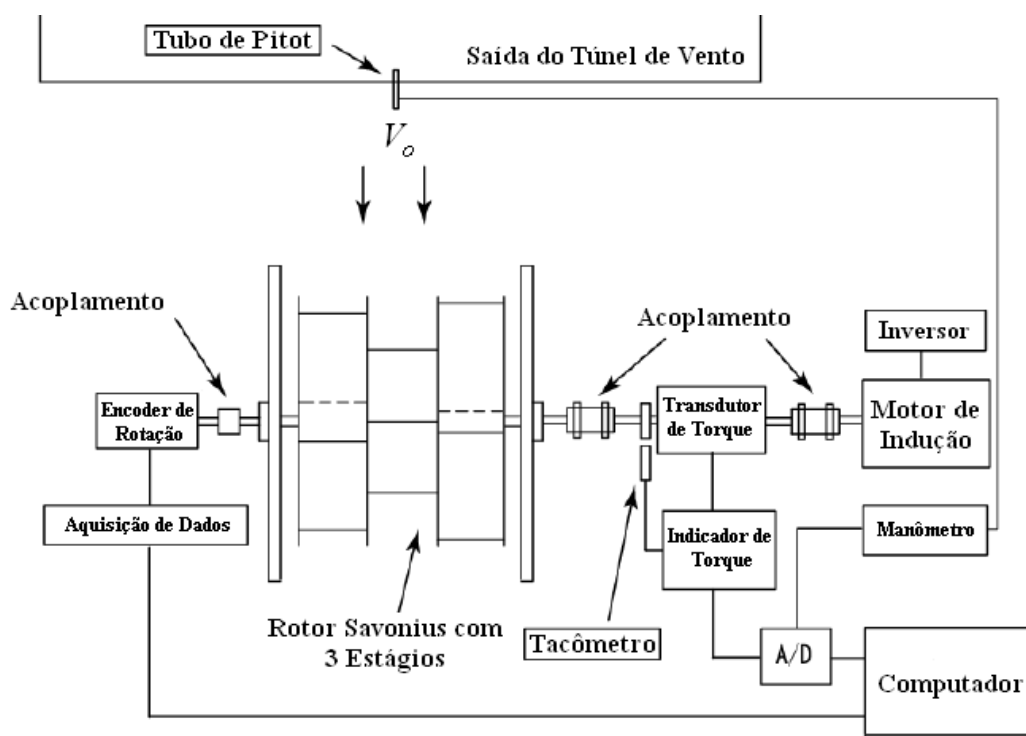


Figura 2.12 – Diagrama esquemático de um teste de desempenho em canal aerodinâmico [adaptado de Hayashi et al., 2005]

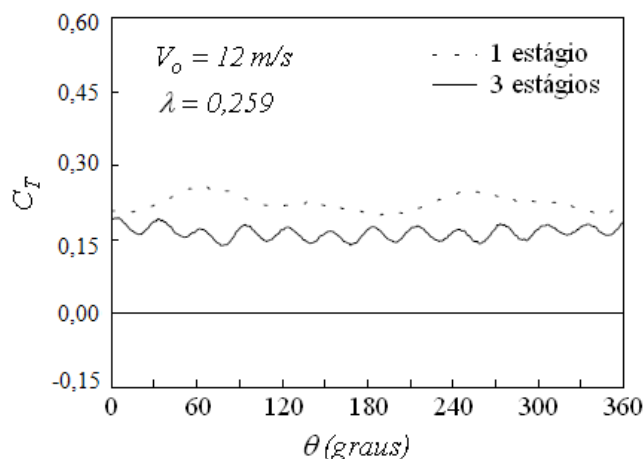


Figura 2.13 – Exemplo de gráfico C_T versus θ obtido por experimento em canal aerodinâmico [adaptado de Hayashi et al., 2005]

Na Figura 2.14, exemplos de curvas desses parâmetros de desempenho médios são exibidos. Curvas do torque e da potência médios, semelhantes às exibidas na Figura 2.14, são úteis para rotores de tamanho real, já que fornecem as condições de torque e de potência do rotor para cada valor de velocidade angular e de velocidade de vento. Entretanto, para que sejam possíveis comparações com os resultados obtidos por outros pesquisadores, o uso de curvas adimensionalizadas, como as curvas C_T versus λ e C_P versus λ , é mais conveniente. As características do escoamento sobre o rotor também são representadas de forma adimensional através do número de Reynolds, Re , expresso pela Equação (2.9), na qual μ é a viscosidade dinâmica do ar. O torque e o coeficiente de torque médios para o rotor em repouso são obtidos por meio das médias desses valores em relação às posições angulares do rotor.

$$Re = \frac{\rho V_o d_r}{\mu} \quad (2.9)$$

Curvas do torque e da potência médios ao longo das posições angulares também são úteis para a escolha do esquema de operação da turbina [Patel, 1999]. Por exemplo, através de uma curva da potência média versus velocidade angular, pode-se projetar a curva de potência de uma turbina de acordo com o tipo de operação escolhida; que poderia ser a velocidade angular constante, a torque constante ou a máximo coeficiente de potência, conforme Figura 2.15, na qual os pontos de operação do dispositivo serão aqueles que correspondem aos pontos onde ocorre a intersecção da curva do esquema de operação escolhido com as curvas de

potência em função da rotação para cada velocidade de vento. A operação a máximo coeficiente de potência, por exemplo, proporciona maior geração anual de energia em relação a outros tipos de operação.

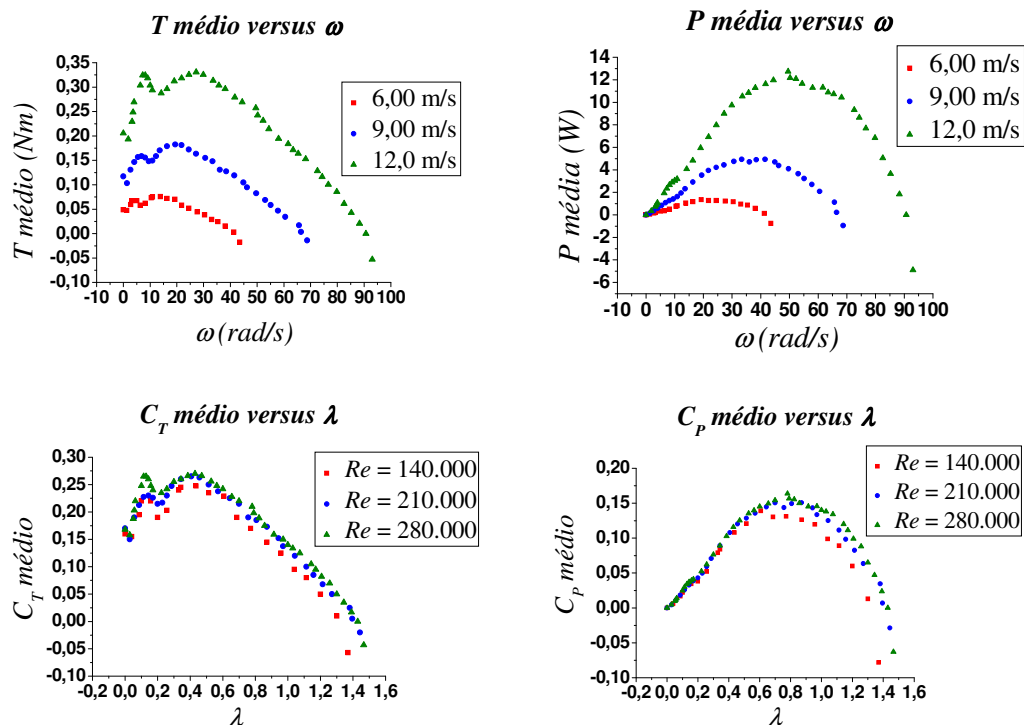


Figura 2.14 – Exemplos de gráficos para parâmetros médios ao longo de uma rotação, obtidos por experimentos em canal aerodinâmico [adaptado de Hayashi et al., 2005]

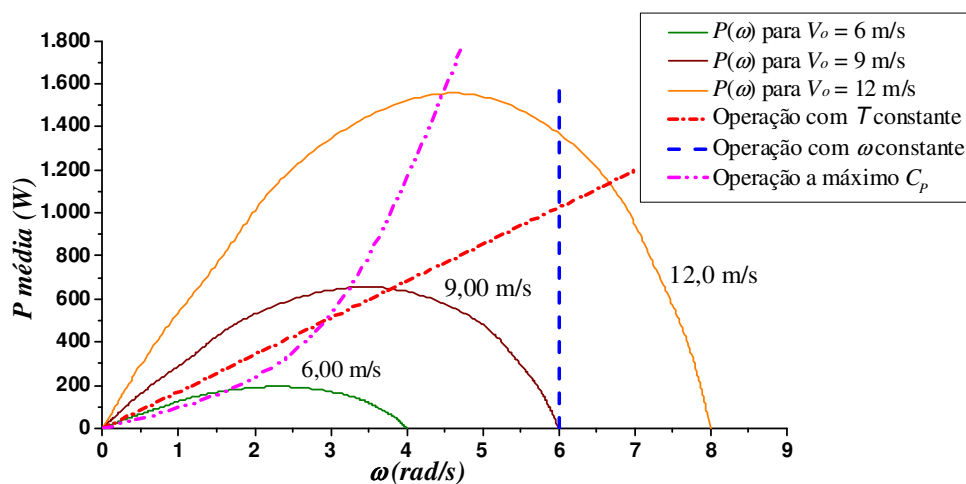


Figura 2.15 – Alguns possíveis esquemas de operação para rotores Savonius

Durante as medições dos parâmetros de desempenho de um rotor, a variação da razão de velocidade de ponta também pode ser realizada por meio da variação da velocidade do escoamento (V_o). Isso pode ser praticado para velocidade angular do rotor fixa ou variável. Resultados de medições realizadas dessa maneira podem ser expressos por gráficos de curvas do coeficiente de potência e da potência do dispositivo em função da velocidade do vento, conforme exemplificado na Figura 2.16.

Na Figura 2.16, estão presentes, simultaneamente, as curvas do coeficiente de potência e da potência por unidade de área para um modelo de rotor Savonius de duplo estágio analisado no estudo de Saha et al., 2008. A curva de coeficiente de potência desse modelo de rotor também está presente na Figura 1.3 deste trabalho. Com tais tipos de representações gráficas, é possível analisar o motivo de acréscimos ou reduções na capacidade do rotor realizar trabalho a partir de um determinado escoamento de ar com velocidade não perturbada igual a V_o . A desvantagem de se proceder com análises dessa espécie é a variação do número de Reynolds que ocorre em função das alterações na velocidade do escoamento, dificultando comparações entre resultados obtidos para a operação de diferentes modelos de rotor.

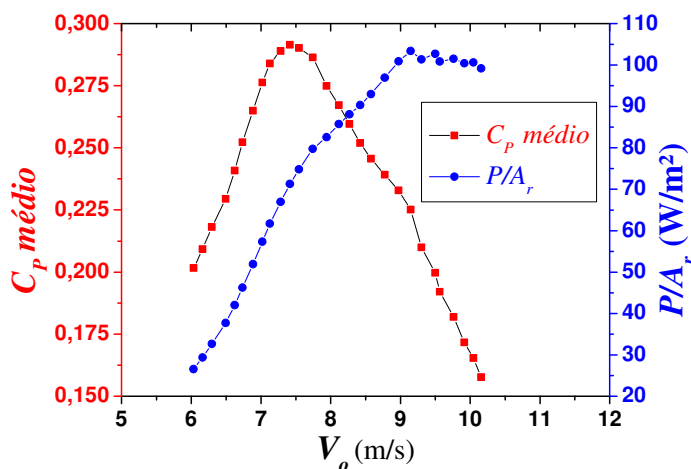


Figura 2.16 – Curvas de coeficiente de potência e de potência por unidade de área projetada para um rotor Savonius de duplo estágio [adaptado de Saha et al., 2008]

Para a avaliação das características do rotor em condição estática, sem rotação e com potência nula, o torque médio é medido para o rotor estacionado em diferentes posições angulares, obtendo-se com isso, além do torque, o coeficiente de torque estático. Exemplos de curvas de coeficiente de torque estático de rotores Savonius são exibidas na Figura 2.3. Outro valor importante obtido é o coeficiente torque estático médio do rotor, calculado a partir da

média dos coeficientes de torque estático médios do rotor em cada posição angular. Tais informações são úteis para o dimensionamento da operação dos dispositivos na prática [Menet e Cottier, 2003; Akwa, 2010].

Em alguns casos específicos a medição dos coeficientes de torque e de potência é dificultada pelas condições do experimento bem como pelas dimensões do rotor, que dificulta a obtenção de medições com bom grau de precisão. No caso de modelos de rotores Savonius de dimensões reduzidas, operando em canal aerodinâmico de seção fechada, a disponibilidade de instrumentação adequada para a obtenção dos torques do dispositivo, com bom percentual de precisão, é pequena no mercado. Nesses casos, o desempenho do rotor pode ser avaliado alternativamente por meio da análise do escoamento. Como uma turbina eólica extrai parcela da energia cinética do escoamento de ar, ocorre uma redução na velocidade após o rotor e também uma variação de pressão sobre o mesmo, conforme ilustrado na Figura 2.17, de acordo com a Teoria do Momentum para uma turbina ideal. No caso da operação em condições reais, ocorre a mistura do escoamento a jusante com o escoamento adjacente, proporcionando uma recuperação da velocidade média e da pressão na esteira provocada pelo dispositivo [Hansen, 2008]. Cada dispositivo irá proporcionar um tipo característico de esteira para determinadas condições. Essas informações podem ser úteis para comparações da operação real do dispositivo com os resultados obtidos por simulações numéricas.

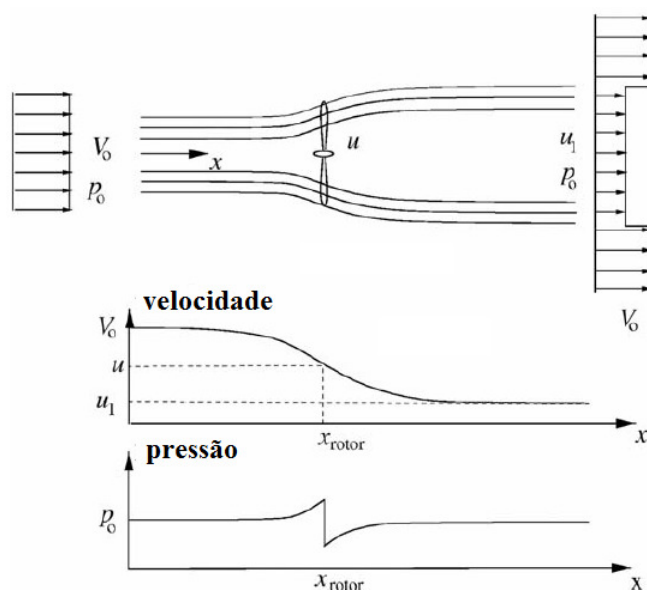


Figura 2.17 – Escoamento a jusante de um rotor eólico segundo a Teoria do Momentum para uma turbina ideal [Hansen, 2008]

2.3 Breve Discussão Sobre Resultados para o Desempenho de Turbinas Savonius

Ainda existem muitas divergências entre os resultados obtidos por diferentes autores para os parâmetros de desempenho de turbinas Savonius. Isso pode ser percebido claramente através da análise dos valores obtidos para turbinas Savonius, em diferentes estudos, para o máximo coeficiente de potência médio ao longo de uma rotação, exibidos na Tabela 2.1. Tal fato indica uma necessidade por estudos mais aprimorados acerca do desempenho deste tipo de dispositivo eólico.

A investigação do desempenho de turbinas Savonius pode ser conduzida por medições em campo, testes de desempenho e análise numérica. Nessas investigações, comumente busca-se variar a configuração das turbinas e verificar os efeitos de tais variações nos parâmetros de desempenho das mesmas. Os mais comuns temas de trabalho são os efeitos de placas de extremidade, da razão de aspecto da turbina, do afastamento e sobre posicionamento entre as pás do rotor, do efeito do número de pás e de estágios, do formato das pás e rotor, da interferência do eixo e de acessórios e do uso de estatores no desempenho de turbinas Savonius. A influência do número de Reynolds no desempenho das turbinas Savonius em operação também tem sido analisada em alguns estudos. A influência da intensidade de turbulência nos resultados tem sido pouco discutida nos estudos da área. Em Akwa, 2010, e Akwa et al., 2012a, são apresentadas revisões mais detalhadas sobre diversos estudos, de diferentes autores, já realizados acerca do desempenho de rotores Savonius.

2.4 Discussão Sobre Trabalhos Experimentais

Com testes de desempenho em canais aerodinâmicos, diversos dados relativos ao desempenho de rotores eólicos Savonius podem ser obtidos. Comumente deseja-se variar parâmetros geométricos e testar as implicações de tais alterações de configuração no desempenho do dispositivo. Contudo, para que comparações adequadas entre resultados obtidos por diferentes pesquisadores possam ser realizadas, a correta reprodução em escala reduzida da operação do rotor em canal aerodinâmico deve ser feita. Conforme Blackwell et al., 1977, em muitos experimentos isso não é feito corretamente.

O modo como o valor da velocidade não perturbada do vento, V_0 , é obtido representa um dos principais motivos de divergências entre resultados experimentais obtidos por diferentes pesquisadores em testes de desempenho de rotores Savonius em canais

aerodinâmicos, mesmo quando parâmetros geométricos idênticos são usados. Por exemplo, se V_o for medida da maneira representada na Figura 2.12, entre a saída de um canal aerodinâmico de seção aberta e o rotor, e o escoamento na seção de teste não for uniforme, o valor obtido poderá ser superior ou inferior ao valor real. Se o erro na medição de V_o não for pequeno, um grande erro no cálculo do coeficiente de potência do rotor será cometido, já que o cubo de V_o está presente no denominador da Equação (2.7).

Uma maneira mais adequada de se obter o valor de V_o pode ser feita medindo-se a velocidade média na seção de teste desprovida do rotor Savonius e considerar o valor obtido como sendo a velocidade de vento não perturbado. Contudo, quando o rotor Savonius é adicionado à seção para a execução dos testes, a imposição desse causa um efeito de bloqueio, que altera o valor de V_o . Se não houver nenhum tipo de correção desse efeito de bloqueio, o valor obtido para o coeficiente de potência do rotor será superestimado para testes em canais aerodinâmicos de seção fechada e subestimado no teste em canais de seção aberta [Pankhurst e Holder, 1965; Pope e Harper, 1966].

Existem poucos estudos sobre como estimar o efeito de bloqueio devido à introdução de um rotor Savonius na seção de teste. Então, para minimizar esse efeito, recomenda-se utilizar um rotor cuja área projetada seja bem menor do que a área da seção de teste. Pope e Harper, 1966, recomendam o uso de até 7,5% da área da seção de teste para a execução dos experimentos. Contudo, quando isso não for possível, recomendam, para testes em canais de seção fechada, o uso da Equação (2.10), na qual V_{on} é a velocidade média do vento na seção de teste vazia, β é o fator de efeito de bloqueio, e A_T é a área da seção de teste. Blackwell et al., 1977, utilizaram o método de Pope e Harper na execução de seus testes em canais de seção fechada. Tal método de correção também é aplicado no estudo recente de D'Alessandro et al., 2010. Para canais aerodinâmicos de seção aberta, segundo Pope e Harper, 1966, o efeito de bloqueio é menor, mas o uso de rotores com dimensões pequenas em relação à seção de teste também deve ser adotado.

Outro método que pode ser utilizado na correção do efeito de bloqueio causado por rotores Savonius em testes em canais aerodinâmicos de seção fechada é explicado por Maskell, 1965. Tal método foi utilizado por Alexander e Holownia, 1978, em seus experimentos realizados em canal de seção fechada. Esse método é aplicado com base na Equação (2.11), na qual C_{An} é o coeficiente de arrasto não corrigido sobre o rotor e ζ é um fator obtido experimentalmente. A partir desse método, Alexander e Holownia, 1978, obtiveram os resultados expressos na Figura 2.18 para o efeito de bloqueio.

Tabela 2.1 – Parâmetros de alguns estudos já realizados sobre turbinas Savonius

Autores	Tipo de Estudo	Tipo de Turbina	Re	Máximo C_p Médio
Simonds e Bodek, 1964	Medições em campo	Savonius com pás de perfil semicircular	Variável	0,14 – sem correção de torque resistente
Blackwell et al., 1977	Testes em canal de seção fechada	Savonius com pás de perfil semicircular	867.000	0,24 – com correção de torque resistente e de efeito de bloqueio pelo método de Pope e Harper, 1966
Alexander e Holownia, 1978	Testes em canal de seção fechada	Savonius com pás de perfil semicircular	188.000	0,15 – sem correção de torque resistente e com correção de efeito de bloqueio pelo método de Maskell, 1965
Shankar, 1979	Testes em canal de seção aberta	Savonius com pás de perfil semicircular	19.600	0,23 – sem correção de torque resistente e de efeito de bloqueio
Mojola, 1985	Medições em campo	Savonius com pás de perfil semicircular	Variável	0,27 – sem correção de torque resistente
Fernando e Modi, 1989	Simulação por Método de Vórtices	Savonius com pás de perfil “anzol”	Não informado	0,50 – simulado para 16,4% de bloqueio
Fujisawa, 1992	Testes em canal de seção aberta	Savonius com pás de perfil semicircular	110.000	0,17 – com correção de torque resistente e incertezas de 8% devido ao efeito de bloqueio e variações no número de Reynolds
Rabah e Osawa, 1995	Medições em campo	Savonius com pás de perfil semicircular	Variável	0,24 – sem correção de torque resistente
Kawamura et al., 2001	Simulação por Método de Decomposição de Domínios	Savonius com pás de perfil semicircular	Não informado	0,07 e 0,14 – para Savonius livre e entre paredes, respectivamente
Hayashi et al., 2005	Testes em canal de seção aberta	Savonius com pás de perfil semicircular	280.000	0,16 – sem correção de torque resistente e de efeito de bloqueio
Saha e Rajkumar, 2006	Testes em canal de seção aberta	Savonius com torção nas pás	119.000	0,14 – sem correção de torque resistente e de efeito de bloqueio
Saha et al., 2008	Testes em canal de seção aberta	Savonius com torção nas pás	61.000	0,32 – sem correção de torque resistente e de efeito de bloqueio
Kamoji et al., 2008a	Testes em canal de seção aberta	Savonius com pás de perfil semicircular	120.000	0,18 – sem correção de torque resistente e de efeito de bloqueio
Kamoji et al., 2008b	Testes em canal de seção aberta	Savonius com pás de perfil “anzol”	150.000	0,21 – sem correção de torque resistente e de efeito de bloqueio
Leal, 2008	Simulação pelo Método de Volumes Finitos	Savonius com pás de perfil complexo, otimizado por algoritmo genético	Não informado	0,32 – simulado para domínio de grandes dimensões com simetria nas laterais
Kamoji et al., 2009	Testes em canal de seção aberta	Savonius com rotor helicoidal	201.958	0,20 – sem correção de torque resistente e de efeito de bloqueio
D’Alessandro et al., 2010	Simulação pelo Método de Volumes Finitos	Savonius com pás de perfil semicircular	221.000 a 294.000	0,24 – simulado com o rotor no interior de canal aerodinâmico de seção fechada

$$V_o = V_{on}(I + \beta) = V_{on} \left[I + \left(\frac{I A_r}{4 A_T} \right) \right] \quad (2.10)$$

Outro método que pode ser utilizado na correção do efeito de bloqueio causado por rotores Savonius em testes em canais aerodinâmicos de seção fechada é explicado por Maskell, 1965. Tal método foi utilizado por Alexander e Holownia, 1978, em seus experimentos realizados em canal de seção fechada. Esse método é aplicado com base na Equação (2.11), na qual C_{An} é o coeficiente de arrasto não corrigido sobre o rotor e ζ é um fator obtido experimentalmente

$$\frac{C_{An}}{C_A} = \frac{V_o^2}{V_{on}^2} = \frac{I}{I - \frac{\zeta A_r}{A_T}} \quad (2.11)$$

A partir desse método, Alexander e Holownia, 1978, obtiveram os resultados expressos na Figura 2.18 para o efeito de bloqueio. Analisando a Figura 2.18, pode-se verificar que o método de Maskell, 1965, proporciona uma correção para o efeito de bloqueio mais severa do que o método de Pope e Harper, 1966. Com isso, os valores obtidos para o coeficiente de potência em testes nos quais o método de Maskell foi usado tendem a ser menores do que os valores de coeficiente de potência obtidos em testes com o uso de correção através do método de Pope e Harper. Portanto, o método utilizado em testes em canais aerodinâmicos pode ser decisivo nos resultados obtidos.

Nos estudos recentes de Ross, 2010, e Ross e Altman, 2011, uma revisão detalhada dos diferentes métodos de correção do efeito de bloqueio utilizados em testes da operação de rotores Savonius em canais aerodinâmicos foi feita. Além da revisão, testes em canal aerodinâmico foram conduzidos e os resultados foram tratados com diferentes métodos para correção do efeito de bloqueio. Nesses trabalhos, concluiu-se que os diferentes métodos de correção do efeito de bloqueio proporcionam resultados com diferenças significativas quando comparados entre si. Esse fato pode ser mais bem compreendido quando se analisa as Figuras 1.5 e 2.19, que exibem resultados obtidos para o coeficiente de potência de um rotor Savonius com o uso dos métodos de correção do efeito de bloqueio de Pope e Harper, 1966, e de Maskell, 1965, em comparação com os valores obtidos sem nenhuma correção. Verifica-se que existem diferenças significativas entre os resultados obtidos com os diferentes métodos.

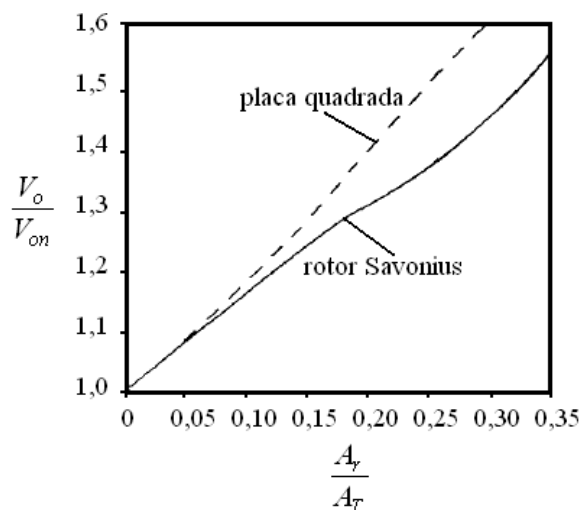


Figura 2.18 – Estimativa de efeito de bloqueio obtida pelo método de Maskell, 1965 [adaptado de Alexander e Holownia, 1978]

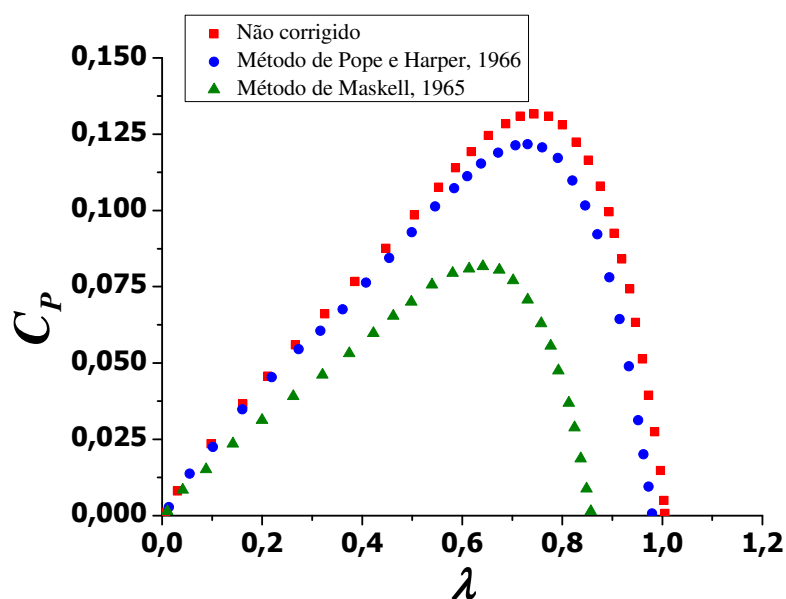


Figura 2.19 – Comparação entre métodos de correção do efeito de bloqueio para rotor Savonius operando com razão de bloqueio de 10% [adaptado de Ross, 2010]

Conforme os parágrafos anteriores, diferenças consideráveis podem aparecer entre os resultados obtidos por diferentes pesquisadores em testes de desempenho de rotores Savonius devido a diferenças na metodologia adotada para a medição do valor de V_o , mesmo quando os mesmos parâmetros geométricos são utilizados nos testes. Além disso, outros fatores afetam as comparações entre os resultados experimentais, como a compensação do torque resistente

devido ao atrito das transmissões mecânicas, que não é feito em muitos experimentos, e a intensidade de turbulência do canal aerodinâmico. Uma publicação de resultados de testes de desempenho feitos em canal aerodinâmico de boa qualidade deveria informar passo a passo toda a metodologia adotada e os principais parâmetros utilizados. Um trabalho com essas características demanda instrumentos de qualidade e tempo considerável de pesquisa. Por essas razões, um estudo que fornecesse informações experimentais úteis para a realização de simulações numéricas e que também servisse como instrumento de aferição da qualidade dos resultados numéricos obtidos seria de grande valia como fonte de consulta no desenvolvimento de futuras metodologias de otimização e de melhorias de turbinas eólicas do tipo Savonius.

2.5 Uso de Métodos Numéricos no Estudo de Turbinas Savonius

Uma alternativa para avaliar o desempenho de rotores Savonius é o uso de Dinâmica dos Fluidos Computacional. Existem diversos métodos que podem ser utilizados para a solução das equações de conservação do escoamento sobre um rotor eólico do tipo Savonius. Os métodos numéricos permitem que os campos de pressão e de velocidade do escoamento, além de cálculos de forças e de torques sobre um rotor, possam ser obtidos. Com o uso de um método numérico, o tempo de pesquisa para a obtenção de resultados sobre o desempenho de diferentes configurações de rotores Savonius pode ser diminuído assim como os custos com instrumentação. Atualmente, existe a disponibilidade de diversos programas comerciais de simulação numérica de escoamentos de alta qualidade, sendo esse fato mais um atrativo para a realização de trabalhos desse tipo [Maliska, 1995]. Contudo, ainda são poucos os trabalhos sobre o desempenho de rotores Savonius desenvolvidos com o uso de métodos numéricos.

Entre os trabalhos realizados com o uso de métodos numéricos, podem ser citados os estudos de Fernando e Modi, 1989, com o uso do Método de Vórtices, e de Kawamura et al., 2001, com o uso do Método de Decomposição de Domínios. O uso do Método de Volumes Finitos como ferramenta numérica para a obtenção das características de desempenho do rotor Savonius tem crescido muito nos últimos anos devido, principalmente, a grande oferta de softwares comerciais baseados nesse método e ao avanço dos recursos computacionais. Entre os trabalhos realizados com o uso do Método de Volumes Finitos, pode-se citar os estudos de Menet e Cottier, 2003, Cochran et al., 2004, Rahai, 2005, Komatinovic, 2006, Altan e Altıgan, 2008, Leal, 2008, Mohamed et al., 2009, D'Alessandro et al., 2010, Mohamed et al., 2010,

Mohamed e Thévenin, 2010, e de Mohamed et al., 2011. Recentemente Roy e Saha, 2013, publicaram uma revisão dos principais estudos numéricos envolvendo turbinas Savonius.

Menet e Cottier, 2003, e Komatinovic, 2006, usam o Método de Volumes Finitos para simular parâmetros de desempenho de rotores Savonius em condições estáticas. Cochran et al., 2004, usam método numérico para realizar comparações entre resultados obtidos para parâmetros dinâmicos de operação de rotores Savonius com os resultados de outros trabalhos, mas não fornecem as curvas de desempenho obtidas com as simulações. Rahai, 2005, simulou parâmetros dinâmicos a partir de simulações com o rotor em posições estáticas, não reproduzindo de forma adequada os efeitos transientes do escoamento. Altan e Altıgan, 2008, verificaram o efeito do acréscimo de estatores sobre o coeficiente de torque estático do rotor, não simulando parâmetros dinâmicos.

D'Alessandro et al., 2010, simularam a operação completa do rotor no interior de um canal aerodinâmico, mas a simulação foi realizada modelando-se a geometria como sendo bidimensional e focando-se o objetivo de simular a operação com torque constante e velocidade angular variável. No estudo de D'Alessandro et al., 2010, a simulação numérica é realizada com o intuito de reproduzir um experimento realizado em canal aerodinâmico, mas na descrição da metodologia não é bem esclarecida a condição de contorno utilizada na entrada. Nesse estudo, não é explicado se é utilizado um perfil de velocidade mensurado ou um valor corrigido de velocidade não perturbada para o escoamento.

Nos estudos de Leal, 2008, Mohamed et al., 2009, Mohamed et al., 2010, Mohamed e Thévenin, 2010, e de Mohamed et al., 2011, algoritmos de otimização foram utilizados na busca por geometrias de rotor que proporcionassem coeficientes de potência mais elevados, usando-se o Método de Volumes Finitos apenas como uma ferramenta de obtenção de resultados. Contudo, conforme é explicado por Mohamed et al., 2011, simulações numéricas precisas da operação de turbinas eólicas Savonius são difíceis de serem conseguidas, devido a natureza altamente transiente e ao escoamento complexo no entorno das pás do rotor: *“From the literature it is known that an accurate CFD simulation of the flow around a Savonius turbine is a particularly difficult and challenging task, mainly due to its highly time-dependent nature and to the fact that flow separation plays an important role for the efficiency of the system.”*. As simulações devem ser conduzidas com cautela, minimizando-se a dependência dos resultados em relação à discretização espacial e à temporal, ao tempo físico máximo simulado e às dimensões do domínio utilizado; o que eleva consideravelmente o tempo computacional dos estudos. Para tornar o uso das simulações numéricas menos

demorado e permitir a aplicação de metodologias de otimização, nesses estudos vêm-se obtendo resultados com maior grau de dependência, principalmente, em relação às discretizações espacial (da malha) e temporal (do passo de tempo), conforme é explicado em Mohamed et al., 2011. Contudo, esses procedimentos dificultam a verificação de quanto o resultado numérico obtido se afasta daquele que seria obtido com maior grau de exigência em relação à discretização requerida.

Nesses estudos mencionados, as simulações numéricas foram conduzidas modelando-se o fenômeno como sendo bidimensional. Isso tem sido aplicado, principalmente devido ao fato de uma simulação acerca da operação de uma turbina Savonius requerer máximo tempo físico simulado grande para que a média do coeficiente de torque seja independente do tempo simulado. Uma simulação com geometria tridimensional demandaria tempo de simulação consideravelmente superior. Tudo isso reforça a necessidade da realização de trabalhos mais aprimorados com o uso de métodos numéricos.

Além das dificuldades existentes na realização de estudos numéricos sobre o desempenho de turbinas Savonius, existe a dificuldade em realizar uma validação adequada por meio de comparação com resultados experimentais já publicados, conforme discutido na seção 2.4. Na busca de soluções para essas dificuldades, pretende-se, com o desenvolvimento deste trabalho, obter informações experimentais úteis para a realização de simulações numéricas tridimensionais que servirão como instrumento de aferição da qualidade da modelagem numérica utilizada para a obtenção das características de desempenho de rotores eólicos Savonius.

3 PROCEDIMENTOS NUMÉRICOS E EXPERIMENTAIS

Nesta seção do trabalho, é descrito o procedimento empregado para a obtenção dos objetivos propostos, descritos na seção 1.3. Primeiramente, na seção 3.1, é descrita o procedimento numérico utilizado como forma de aferição da qualidade das simulações em representar a operação de uma turbina Savonius. Na seção 3.2, é descrita a metodologia aplicada para a obtenção de resultados experimentais úteis para a realização das simulações numéricas.

3.1 Simulações Numéricas para Reprodução do Escoamento em Canal Aerodinâmico

3.1.1 Descrição do Fenômeno e Detalhes da Discretização do Domínio de Cálculo

Nesta seção do trabalho, é descrita o procedimento numérico utilizado para representar o escoamento turbulento sobre o modelo reduzido de rotor Savonius por meio de simulações numéricas envolvendo o Método de Volumes Finitos. Para isto, as simulações são conduzidas considerando o dispositivo eólico estacionado no interior de um canal aerodinâmico de dimensões idênticas as do canal que é utilizado na etapa experimental do trabalho, descrita na seção 3.2. Como foi mencionado na seção 1.3, também é simulado o escoamento sobre um cilindro, com o mesmo diâmetro que o rotor, no canal aerodinâmico, buscando-se reproduzir esse escoamento, que é plenamente conhecido através de estudos experimentais e numéricos já conduzidos e relatados na literatura sobre o assunto. Os resultados obtidos para as simulações do escoamento sobre o rotor e o cilindro são comparados com os resultados obtidos para esses tipos de escoamentos na etapa experimental. Inicialmente, simulações também são realizadas para reproduzir o escoamento dentro do canal aerodinâmico, quando no mesmo não existe nenhum corpo em sua seção de teste (túnel vazio), com vistas à análise da adequação da modelagem numérica nas regiões afastadas da seção de teste.

As simulações do escoamento sobre o rotor são totalmente tridimensionais e transientes. Para o escoamento sobre o cilindro, são realizadas: simulações totalmente tridimensionais e transientes; simulações em regime transiente e tridimensionais com o uso de simetria no plano central; e simulações bidimensionais transientes. Uma análise dos resultados em função dos três tipos de simulação para o escoamento sobre o cilindro é realizada. Para

simular o escoamento dentro do canal sem corpos na seção de teste, simulações totalmente tridimensionais e transientes são realizadas, sendo que regime estacionário é obtido no transcorrer da simulação, que usa malha hexaédrica mapeada com maior refino próximo às paredes do canal.

Obtendo-se sucesso em reproduzir um escoamento já conhecido como o que ocorre sobre um cilindro e também na reprodução numérica do escoamento sobre o rotor sob condições de bloqueio em canal aerodinâmico, diminuem-se as incertezas acerca da qualidade das simulações numéricas conduzidas. Os dados obtidos pelas simulações, que consideram o bloqueio dos corpos sobre o escoamento, são comparados com os parâmetros medidos experimentalmente, também sob efeito de bloqueio.

Para as simulações do escoamento turbulento sobre o rotor Savonius no canal aerodinâmico, a geometria representada na Figura 3.1 foi considerada. O rotor é posicionado a 0,5 m da entrada e a 1,545 m da saída do canal aerodinâmico, como se pode verificar na Figura 3.2.

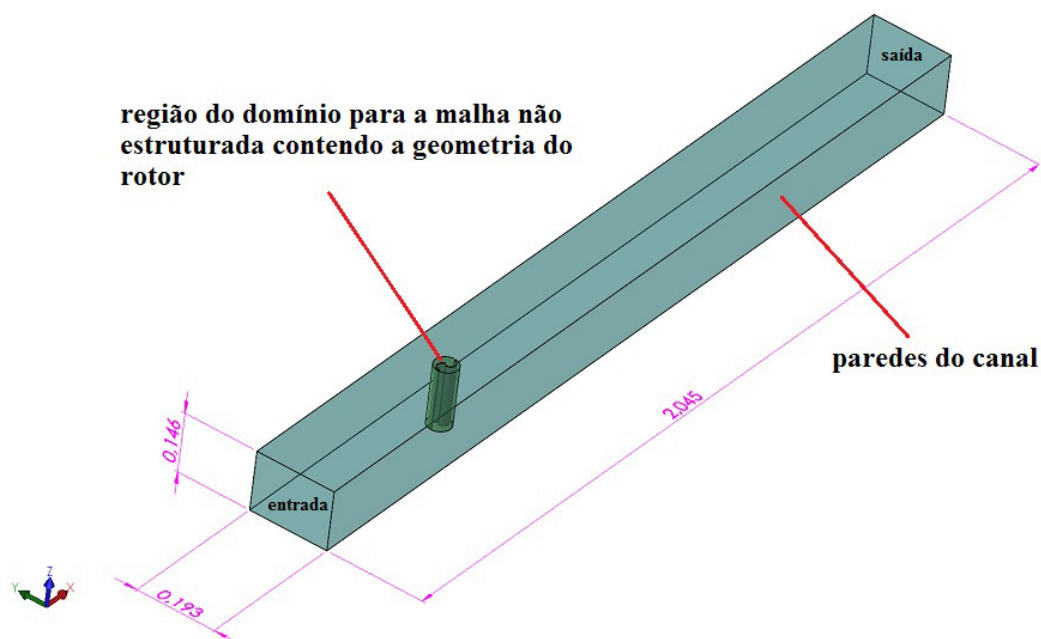


Figura 3.1 – Geometria utilizada nas simulações do escoamento sobre o rotor em canal aerodinâmico (dimensões em metros)

As dimensões do rotor estão indicadas na Figura 3.3. O rotor possui a mesma altura que o canal aerodinâmico, sendo fixado no teto e piso do canal por meio de mancais externos.

Deste modo, as placas de extremidade do rotor Savonius (*end plates*), com diâmetros de 55 mm, tomam lugar do teto e piso do canal na posição do rotor. Nos experimentos, isso é realizado de forma semelhante, com o auxílio de fitas para preencher a folga entre as placas de extremidade e o teto e piso do canal.

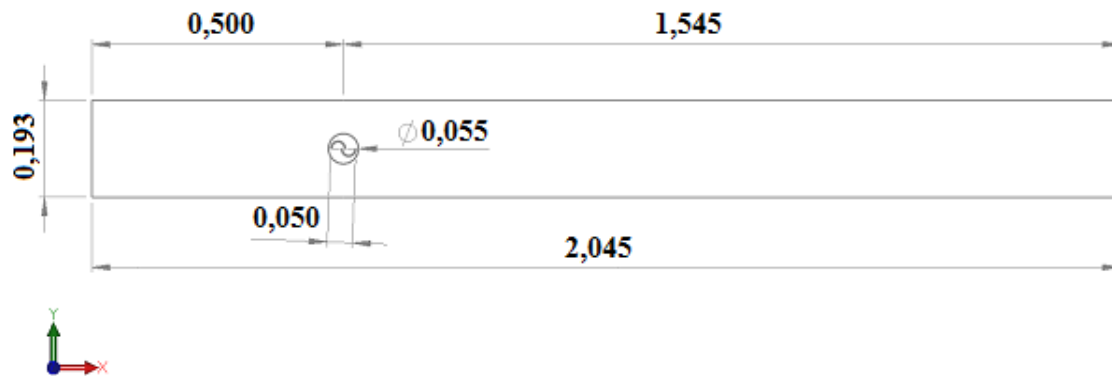


Figura 3.2 – Principais dimensões, em metros, do domínio de cálculo utilizado nas simulações do escoamento sobre o rotor em canal aerodinâmico

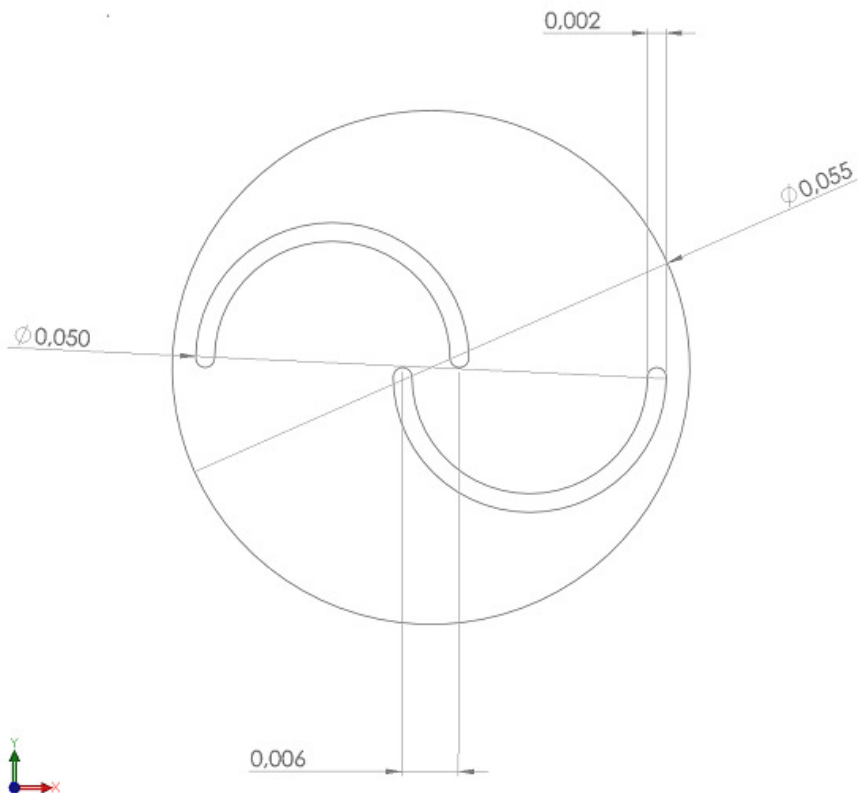


Figura 3.3 – Dimensões do rotor utilizado nas simulações (em metros)

Ajustam-se as condições no canal aerodinâmico para que na entrada possa-se, por meio de medições com tubo de Pitot e com anemometria de fio quente, verificar a velocidade média do escoamento com valor de 10 m/s e intensidade de turbulência média de 1% para a seção. Nessa seção do canal aerodinâmico, a camada limite possui espessura da ordem do raio da sonda utilizada, sendo, por esse motivo, o perfil de velocidades nessa seção modelado como um perfil homogêneo. O rotor é afastado 0,5 m da entrada, sendo considerado posicionado na seção de teste, que situa-se a 0,5 m da entrada do canal, onde existe um homogeneizador do tipo tela. O escoamento é por soprimento de ar da entrada do canal em direção à seção de teste. Utilizou-se um valor para comprimento característico igual a 0,001 m, proporcionado pelas características do homogeneizador do tipo tela do canal, cuja malha tem orifícios desse tamanho. As técnicas experimentais utilizadas para aproximar o escoamento real na entrada do canal ao escoamento considerado para as simulações numéricas são descritas na seção 3.2, que relata o trabalho experimental realizado.

Nas paredes, teto e piso do canal aerodinâmico, assim como no rotor e em suas placas de extremidade, a condição de contorno de não deslizamento é considerada. Na saída do canal, é atribuída pressão estática média igual à pressão atmosférica, tendo em vista que o canal é aberto para a atmosfera. Como condição inicial, atribui-se escoamento uniforme com 10 m/s de velocidade, 1% de intensidade de turbulência e comprimento característico de 0,001 m em todo o domínio de cálculo. O passo de tempo considerado nas simulações é ajustado para que se obtenha número de Courant unitário. O máximo tempo físico simulado adotado tem, para cada simulação, sempre um valor suficientemente grande para que se observe o final do transiente numérico.

Os fenômenos são reproduzidos através de simulações que consideram o escoamento em torno dos corpos como turbulento. As equações da continuidade, de Navier-Stokes com médias de Reynolds (também conhecidas como Equações de Reynolds) e de um modelo de turbulência são numericamente resolvidas usando-se o software comercial Star-CCM⁺, baseado no Método de Volumes Finitos. A solução das equações fornece os campos de pressão e de velocidade dos escoamentos, bem como as forças atuantes sobre os corpos. Aplicando esse método, o domínio de cálculo em estudo é dividido em um número finito de volumes de controle elementares. A discretização em volumes finitos transforma as equações diferenciais governantes do fenômeno em um sistema linear de equações algébricas que é resolvido iterativamente. Isto se deve a substituição de diferenças infinitesimais por diferenças finitas nas equações diferenciais. Os valores calculados das variáveis são atribuídos aos centroides de

cada volume. Assim, a solução também é discreta, dependendo do número de volumes elementares presentes no domínio de cálculo [Patankar, 1980, Maliska, 1995]. Desta forma, a influência da discretização nos resultados deve ser minimizada.

Estudos de verificação da influência da discretização espacial sobre os resultados são, então, realizados. Malhas com variados graus de refinamento são construídas. Para proceder com o refinamento, as distâncias entre as arestas de cada célula do domínio são ajustadas de forma a manterem uma relação de proporcionalidade inversa em relação ao número total de células presentes no domínio de cálculo. Um exemplo de aumento de discretização realizado desta maneira é exibido na Figura 3.4. Para as regiões de malha não estruturada, varia-se o refinamento através do ajuste da quantidade de vértices de células sobre as superfícies do rotor.

O tipo de malha utilizado nas simulações com o rotor em canal aerodinâmico é exibido nas Figuras 3.5 e 3.6. Como se pode verificar, a malha na região do entorno do rotor é não estruturada, e na região externa a essa região é do tipo mapeada. Camadas de prismas, para aumentar o refino, são utilizadas próximo às superfícies do canal e do rotor. As malhas são construídas inicialmente como sendo bidimensionais e posteriormente malhas tridimensionais são obtidas por extrusão das malhas bidimensionais. Desta forma obtêm-se volumes hexaédricos e em formato de cunha (com três faces retangulares e duas triangulares) no domínio discretizado. O tipo de malha tridimensional utilizado é exibido na Figura 3.7.

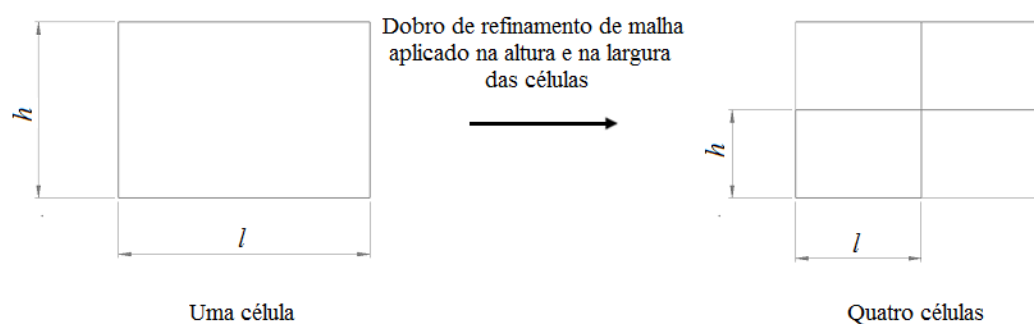


Figura 3.4 – Exemplo de discretização da maneira aplicada neste trabalho

Para as simulações do escoamento sobre o cilindro, uma metodologia semelhante é utilizada. Toda a malha do domínio é mapeada e tem células de formato quadrilátero em duas dimensões e formato hexaédrico em três dimensões. Próximo das superfícies, maior refino é

aplicado, com o uso de camadas prismáticas. O tipo de malha utilizado é exibido na Figura 3.8.

As malhas construídas para o estudo de discretização espacial, com os respectivos números de células que elas possuem, são informadas na Tabela 3.1. As simulações sobre o rotor estático são realizadas com o mesmo estacionado nas posições angulares de 0° , 45° e 90° . O estudo da influência da discretização nas simulações do escoamento sobre o rotor foi realizado com ele na posição angular de 90° . Um estudo sobre a influência da modelagem de rugosidade da superfície sobre os resultados também é realizado para as simulações com o rotor na posição de 90° .

Tabela 3.1 – Parâmetros das malhas utilizadas no estudo de discretização espacial realizado

Malha	Escoamento no canal	Escoamento sobre o rotor estático na posição de 90°	Escoamento sobre o cilindro		
			Simulações bidimensionais e transientes	Simulações tridimensionais com simetria e transientes	Simulações totalmente tridimensionais e transientes
Número de células					
1	196560	615520	2200	367400	179520
2	3203280	958000	9200	1461600	734800
3	7214480	3602880	36500	3294600	2923200
4	12768320	5413600	82400	5846400	6589200
5	19239934	9016960	146100	9125000	11692800
6	-----	15022255	228100	-----	18250000
7	-----	-----	328900	-----	-----
8	-----	-----	473000	-----	-----

3.1.2 Equacionamento Matemático

Neste trabalho, os resultados são obtidos resolvendo-se as equações de conservação do escoamento turbulento de ar, o que permite a obtenção dos campos de velocidade e de pressão do escoamento e, também, o cálculo de forças e de coeficientes de desempenho do rotor. Entre essas equações está a equação do balanço de massa. A Equação (3.1) com notação indicial representa o balanço de massa, onde u_i é a velocidade do escoamento e x representa a direção do escoamento. A equação do balanço da quantidade de movimento deve ser resolvida juntamente com a equação do balanço de massa. O escoamento analisado neste trabalho é considerado como sendo incompressível de massa específica constante. Assim sendo, a Equação (3.2) representa o balanço da quantidade de movimento para o escoamento analisado, onde t é tempo, p é pressão, ρ é massa específica e μ é a viscosidade dinâmica do ar atmosférico.

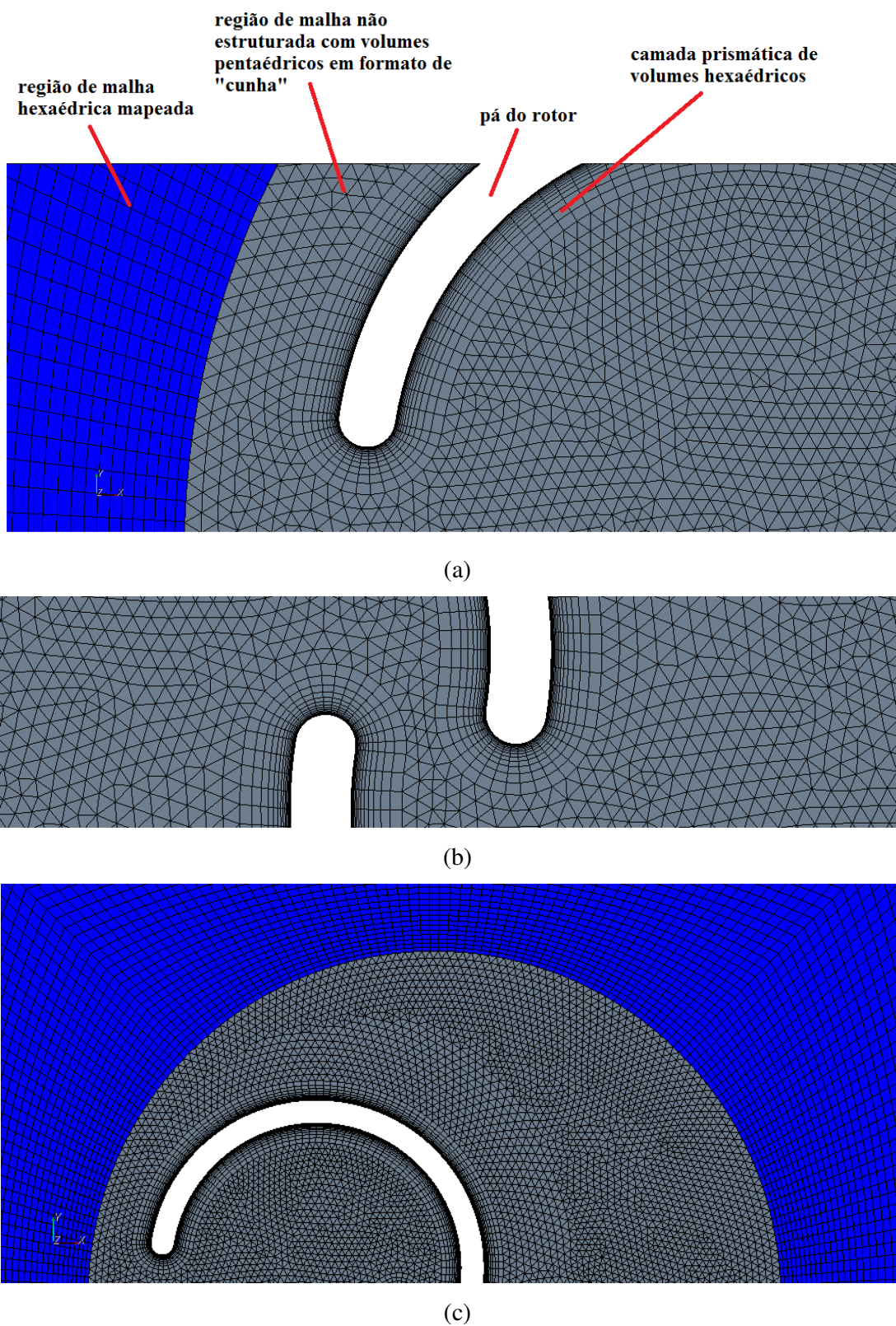
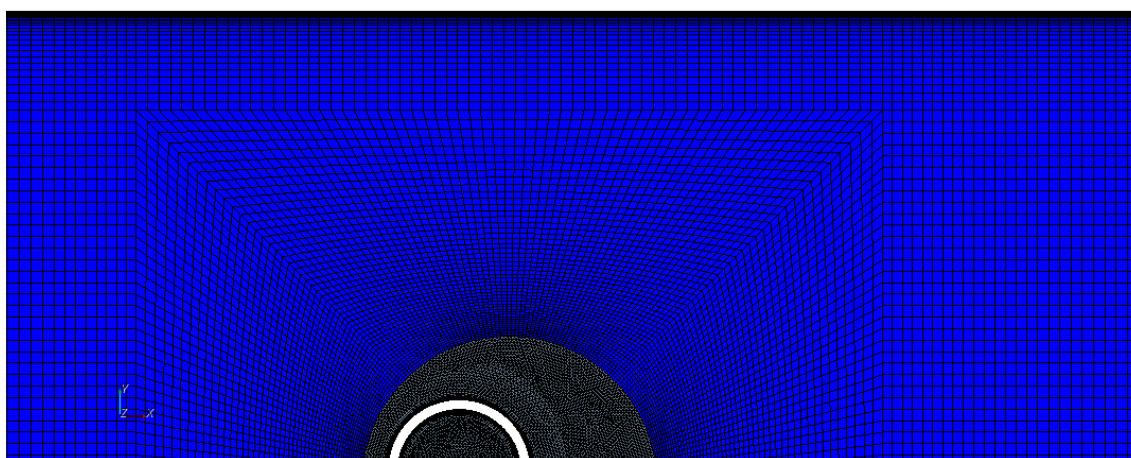
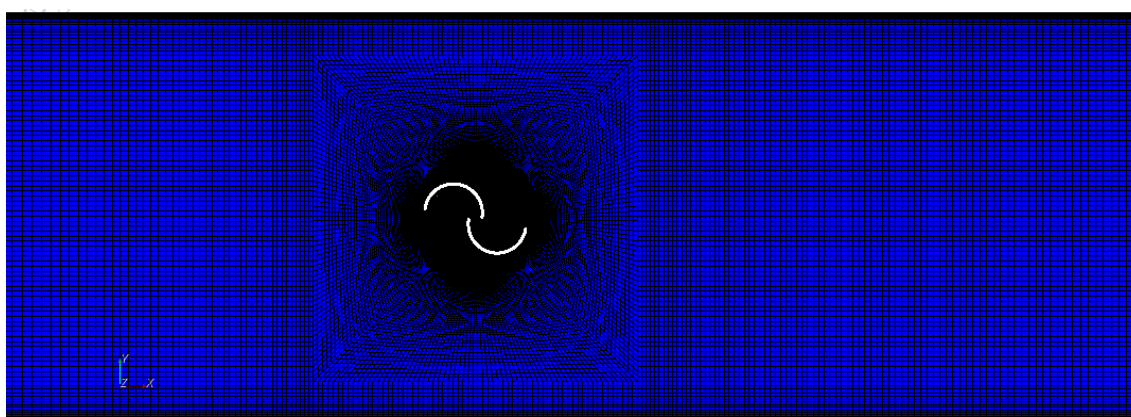


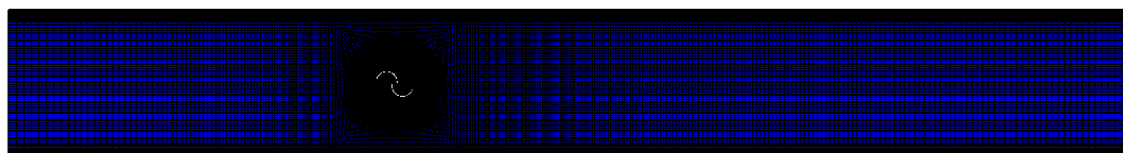
Figura 3.5 – Tipo de malha próxima ao rotor: (a) região próxima à região do entorno do rotor; (b) malha no espaçamento entre as pás; e (c) visão geral da malha próxima ao rotor



(a)

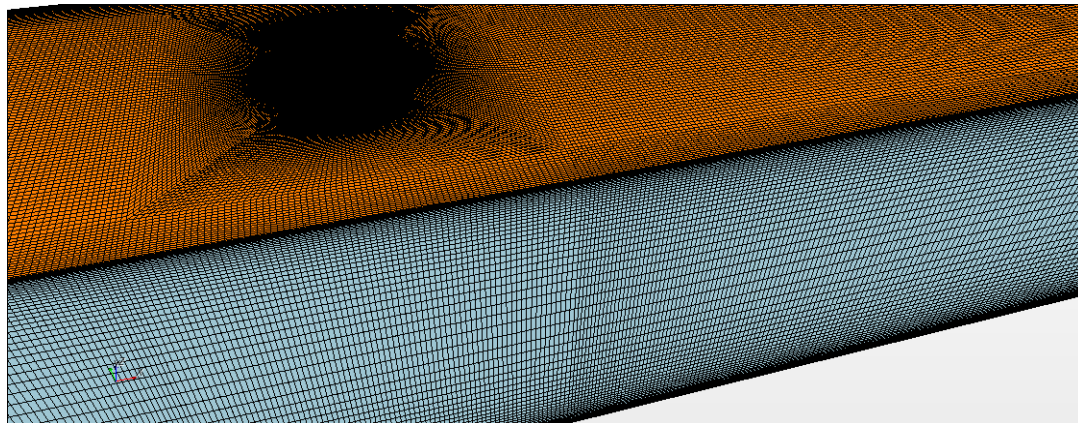


(b)

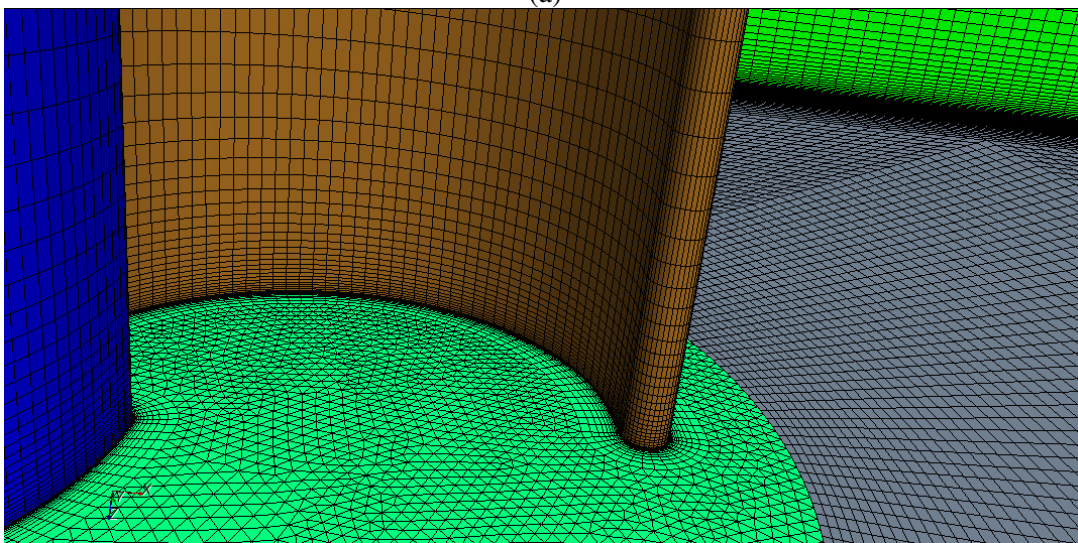


(c)

Figura 3.6 – Tipo de malha no domínio externo à região do entorno do rotor: (a) região central do domínio de cálculo; (b) visão geral da malha no centro do domínio; e (c) visão geral de todo o domínio discretizado



(a)



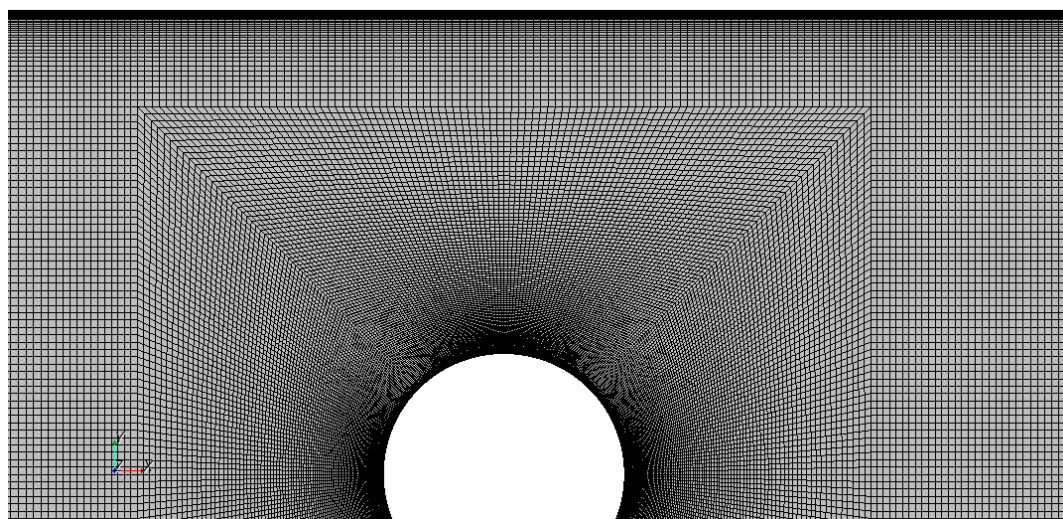
(b)

Figura 3.7 – Malha tridimensional das simulações com o rotor: (a) visão geral de todo o domínio discretizado; e (b) malha nas pás do rotor

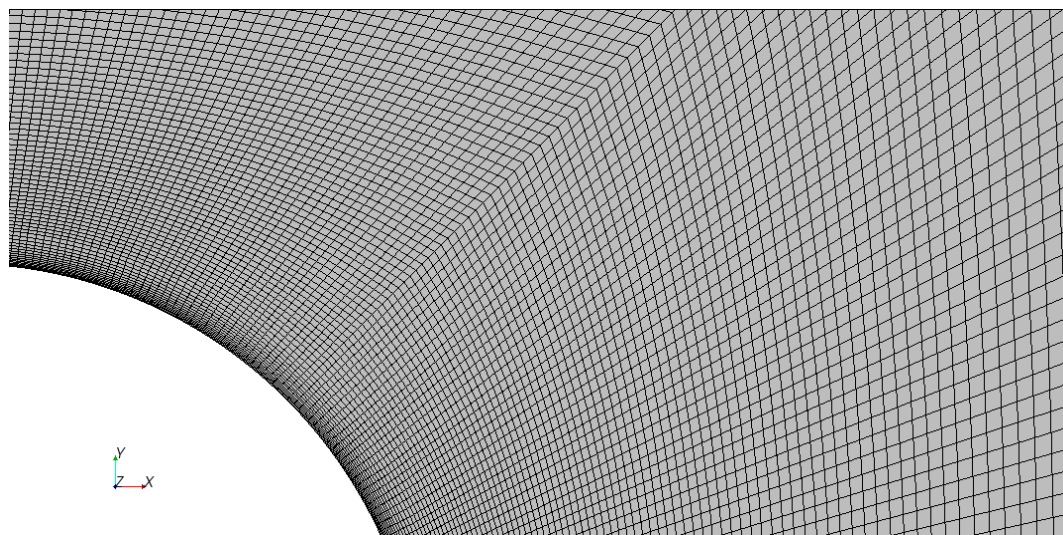
O balanço da quantidade de movimento, representado pela Equação (3.2), expresso para as três direções espaciais, fornece as bem conhecidas equações de Navier-Stokes, que para o caso representado neste estudo são desenvolvidas a partir dos princípios de conservação de massa e quantidade de movimento.

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (3.2)$$



(a)



(b)

Figura 3.8 – Tipo de malha utilizada nas simulações do escoamento sobre um cilindro: (a) visão geral da malha na região central do domínio; e (b) detalhe da malha próxima ao cilindro

As Equações (3.1) e (3.2) formam um sistema de equações que, quando complementado com as correspondentes condições iniciais e de contorno, discutidas na seção 3.1.1, constituem um problema fechado do ponto de vista matemático, no sentido de possuir igual número de equações que de incógnitas, e, portanto, pode ser resolvido. Contudo, na prática, nenhuma solução estável dessas equações pode ainda ser obtida para escoamentos turbulentos. As principais dificuldades para a solução dessas equações estão nas características não lineares das equações governantes e na complexidade da solução procurada. Devido a

estas dificuldades, é conveniente que qualquer solução desse sistema de equações deva ser obtida através de métodos numéricos. Desta forma, abre-se um conjunto de possibilidades de solução que vai desde a Simulação Numérica Direta, na qual todas as escalas espaciais e temporais do fenômeno são efetivamente resolvidas, até os diferentes métodos de modelagem, como Simulação de Grandes Escalas e os métodos baseados na decomposição em valores médios do tipo *Reynolds averaged Navier-Stokes-RANS* (equações de Navier-Stokes com médias de Reynolds) [Deschamps, 2002; Silveira Neto, 2002; Möller e Silvestrini, 2004].

Devido à grande aplicabilidade na resolução de problemas envolvendo escoamentos turbulentos, a grande disponibilidade de modelos baseados nessa hipótese e ao reduzido custo computacional perante as outras metodologias, busca-se obter a solução das equações de Navier-Stokes com médias de Reynolds para se proceder com a análise do escoamento turbulento deste estudo. Conforme explicado por Schlichting, 1968, tais equações são obtidas aplicando-se a hipótese de Reynolds (decomposição de Reynolds), na qual se considera a velocidade u_i como sendo composta de uma parcela média no tempo \bar{u}_i somada a uma parcela flutuante devido aos efeitos turbulentos u'_i ($u_i = \bar{u}_i + u'_i$). Por essa hipótese, a pressão também é considerada composta por uma parcela média no tempo \bar{p} somada a uma parcela flutuante p' ($p = \bar{p} + p'$). Aplicando-se essa decomposição nas Equações (3.1) e (3.2) e simplificações matemáticas cabíveis, obtêm-se as Equações (3.3) e (3.4), para o balanço da conservação de massa e para o balanço da quantidade de movimento do escoamento turbulento, respectivamente

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{u}_i + u'_i) = 0 \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_i u'_j} \quad (3.4)$$

Com o uso da decomposição de Reynolds, surge o termo $\overline{\rho u'_i u'_j}$ na equação do balanço da quantidade de movimento. Este termo, conhecido como tensor de Reynolds, representa a recíproca dos fluxos de quantidade de movimento devido à presença das componentes flutuantes dos escalares nas equações, e introduz seis incógnitas adicionais ao sistema de equações que deve ser resolvido. Surgem, com isso, problemas de fechamento para

a solução do sistema de equações, pois existirão mais incógnitas do que equações para resolvê-las. Com isso, surge a necessidade de se fazer um modelamento dos efeitos turbulentos a fim de se solucionar esse inconveniente. Esse fato originou inúmeros modelos de turbulência ao longo do tempo. A escolha de um modelo apropriado a ser usado nas simulações é uma tarefa difícil que depende da aplicação e do tempo computacional requeridos [Wilcox, 1998; Deschamps, 2002; Star-CCM⁺, 2008].

Na busca de contornar o problema de fechamento na solução das equações de conservação, pode-se criar uma equação diferencial de balanço para cada uma das tensões de Reynolds. Assim essas novas equações são adicionadas às equações já existentes, formando um sistema de equações consistente. Essa tática de solução é feita nos modelos de tensões de Reynolds. O uso desses modelos necessita de 6 equações para a representação das tensões de Reynolds em problemas envolvendo três dimensões espaciais, o que aumenta consideravelmente o tempo computacional [Star-CCM⁺, 2008].

Devido ao alto custo computacional da aplicação dos modelos de tensões de Reynolds, outras maneiras de modelar a turbulência surgiram. Uma dessas maneiras é realizada com o uso de modelos baseados no conceito de viscosidade aparente de Boussinesq, que assume que a turbulência é proporcional ao gradiente de velocidade média. Kolmogorov propôs de forma generalizada as hipóteses de Boussinesq através da relação que pode ser analisada na Equação (3.5), na qual μ_t representa a viscosidade turbulenta, k a energia cinética turbulenta e δ_{ij} é o operador delta de Kronecker, que é igual a 1 se $i = j$ e é nulo se $i \neq j$ [Schlichting, 1968, Deschamps, 2002]. Dessa forma, o tensor de Reynolds é relacionado ao escoamento principal, diminuindo o número de incógnitas. Conhecendo-se o campo de viscosidade turbulenta no escoamento, pode-se obter a solução do sistema de equações. A viscosidade turbulenta é uma propriedade do escoamento e não do fluido como a viscosidade dinâmica. A viscosidade turbulenta representa uma viscosidade adicional ou aparente que o escoamento adquire devido aos efeitos da turbulência em relação ao escoamento laminar. Por si só a viscosidade turbulenta não constitui um modelo de turbulência. Para se obter as soluções do sistema de equações, é necessário, então, conhecer a forma como a viscosidade turbulenta varia através do domínio de cálculo, e isso é conseguido com equações adicionais (modelos de turbulência) [Wilcox, 1998, Deschamps, 2002, Star-CCM⁺, 2008].

Diversos modelos de turbulência têm sido propostos. Tais modelos podem ser baseados em coeficientes empíricos, em coeficientes empíricos e uma equação, em duas equações ou mais equações que descrevam o comportamento da turbulência através do

domínio de cálculo. Modelos baseados em uma equação, como o Spalart-Allmaras, e baseados em duas equações, como k- ϵ e k- ω , tiveram seus usos bem difundidos devido ao sucesso obtido com a aplicação dos mesmos em analisar escoamentos turbulentos com baixo custo computacional, tendo em vista que todo o sistema de equações é resolvido numericamente [Spalart e Allmaras, 1992; Wilcox, 1998; Deschamps, 2002; Menter e Kuntz, 2002].

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_i \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (3.5)$$

Existem poucos trabalhos com o uso do Método de Volumes Finitos na simulação de operação de turbinas Savonius que relatam o modelo de turbulência utilizado e se o mesmo proporciona resultados fisicamente coerentes para a aplicação. Komatinovic, 2006, usa o modelo de turbulência k- ϵ RNG (*Re-Normalized Group*) em simulações para rotores Savonius em condições estáticas. Cochran et al., 2004, relatam que o uso do modelo de turbulência por tensões de Reynolds a cinco equações (problema bidimensional) obteve boa concordância com os resultados experimentais e que o uso do modelo k- ϵ não forneceu valores fisicamente coerentes para os parâmetros de desempenho simulados para uma turbina Savonius em operação. Contudo, Cochran et al., 2004, comentam que o uso do modelo por tensões de Reynolds demanda muito tempo computacional. D'Alessandro et al., 2010, relatam que o uso do modelo Spalart-Allmaras proporcionou resultados coerentes com seus resultados experimentais para a operação do rotor Savonius. No entanto, várias referências indicam mais adequado o uso desse modelo em simulações de escoamento sobre perfis aerodinâmicos [Spalart e Allmaras, 1992, Star-CCM⁺, 2008]. Leal, 2008, e Mohamed et al., 2011, utilizaram o modelo k- ϵ Realizable e relataram boa concordância com resultados experimentais de operação de rotores Savonius. O modelo k- ω SST, alterado por Menter, tem sido usado no desenvolvimento dessa metodologia desde o estudo de Akwa, 2010, e tem proporcionado resultados coerentes em descrever a operação de rotores Savonius. O modelo k- ω também foi utilizado por Hansen et al., 2000, em simulações de turbinas eólicas axiais.

Conforme Wilcox, 1998, Menter e Kuntz, 2002, Menter et al., 2003, e Star-CCM⁺, 2008, um dos modelos mais adequados para simular esse tipo de fenômeno, no qual há linhas de corrente contendo grandes curvaturas, é o modelo k- ω SST, alterado por Menter. Na recente revisão realizada Roy e Saha, 2013, acerca de trabalhos numéricos do escoamento sobre turbinas Savonius, também é discutido que o modelo fornece resultados numéricos mais

coerentes com o fenômeno do escoamento em comparação aos resultados obtidos por meio de outros modelos. Devido a esses argumentos, neste trabalho, a modelagem numérica dos escoamentos estudados é realizada com o emprego desse modelo de turbulência, que é descrito detalhadamente nas próximas seções deste trabalho.

3.1.3 Modelagem da Turbulência com o Uso do Modelo k- ω SST

Conforme discutido anteriormente, na Equação (3.4) existe o termo $\overline{\rho u'_i u'_j}$, que é o tensor de Reynolds, introduzindo seis incógnitas adicionais. Para resolver o problema de fechamento causado pelo surgimento das novas incógnitas, o modelo de turbulência k- ω SST é usado porque ele é um dos modelos que melhor representam o tipo fenômeno estudado [Wilcox, 1998; Menter e Kuntz, 2002; Star-CCM+, 2008; Akwa, 2010].

O modelo k- ω , inicialmente desenvolvido por Wilcox, é um modelo a duas equações que é uma alternativa ao uso do modelo k- ϵ . Uma vantagem do modelo k- ω em relação ao modelo k- ϵ é o seu melhor desempenho para as camadas limite em gradientes de pressão adversos. Talvez a vantagem mais significativa, no entanto, é que ele pode ser aplicado em toda a camada limite, incluindo a região da subcamada viscosa, sem modificações adicionais. Além disso, o modelo k- ω padrão pode ser usado desse modo sem exigir o cálculo da distância da parede. A maior desvantagem do modelo k- ω , em sua forma original, é que os cálculos da camada limite são muito sensíveis aos valores de taxa de dissipação específica da energia cinética da turbulência no escoamento não perturbado. Isso se traduz em uma extrema sensibilidade a condições de contorno de entrada em escoamentos internos, um problema que não existe para os modelos k- ϵ . Em vista desse fato, diferentes versões do modelo foram propostas na tentativa de suprir essa deficiência. Entre essas versões modificadas está o modelo k- ω SST, alterado por Menter [Wilcox, 1998; Menter e Kuntz, 2002; Star-CCM+, 2008].

O problema da sensibilidade a condições de contorno de entrada em escoamentos internos foi resolvido por Menter que obteve uma equação de transporte para taxa de dissipação específica da energia cinética da turbulência do meio por substituição de variáveis em uma das equações de transporte do modelo k- ϵ padrão. A equação de transporte modificada, obtida por Menter, é muito similar à do modelo k- ω original, com exceção da adição de um termo adicional de difusão cruzada não conservativo. A adição desse termo na equação de transporte da taxa de dissipação específica da energia cinética da turbulência

diminui a sensibilidade a condições de contorno de entrada em escoamentos internos, melhorando os resultados obtidos com a aplicação desse modelo [Menter e Kuntz, 2002; Star-CCM⁺, 2008].

Menter também sugere o uso de uma função de parede híbrida, que inclui funções de distância da parede; incluindo o termo de difusão cruzada longe das paredes, porém não nas proximidades da mesma. O modelo, dessa forma, funciona como um modelo k-ε longe da parede e como um modelo k-ω perto da mesma, combinando as características benéficas de cada um desses modelos à solução do problema. Além disso, Menter também introduziu uma modificação na equação constitutiva linear e nomeou o modelo contendo essa modificação de modelo k-ω SST (*Shear-Stress Transport*) [Menter e Kuntz, 2002; Star-CCM⁺, 2008]. O modelo resolve as equações de balanço da energia cinética turbulenta k , calculada pela Equação (3.6), e da taxa de dissipação específica ω_t , calculada pela Equação (3.7).

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_V \rho k dV + \int_A \rho k (\mathbf{v} - \mathbf{v}_g) \cdot d\mathbf{a} = \\ \int_A (\mu + \sigma_k \mu_t) \nabla k \cdot d\mathbf{a} + \int_V (\gamma_{eff} G_k - \gamma' \rho \beta^* f_\beta (\omega_t k - \omega_{t0} k_0) + S_k) dV \end{aligned} \quad (3.6)$$

Nas equações do modelo de turbulência, V é o volume de célula, A é área, \mathbf{a} é o vetor de área da face, \mathbf{v} é a velocidade do escoamento, \mathbf{v}_g é a velocidade da malha, σ_k e σ_ω são números de Schmidt turbulentos inversos, μ_t representa a viscosidade turbulenta, S_k e S_ω são termos fonte especificados pelo usuário, k_0 e ω_{t0} são valores de turbulência do ambiente para a energia cinética turbulenta e taxa de dissipação específica, e γ_{eff} é a intermitência efetiva proporcionada pelo modelo de transição Gamma ReTheta que é unitário se o modelo não é ativado. γ' é calculado pela Equação (3.8).

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_V \rho \omega_t dV + \int_A \rho \omega_t (\mathbf{v} - \mathbf{v}_g) \cdot d\mathbf{a} = \\ \int_A (\mu + \sigma_\omega \mu_t) \nabla \omega_t \cdot d\mathbf{a} + \int_V (G_{\omega_t} - \rho \beta f_\beta (\omega_t^2 - \omega_{t0}^2) + D_{\omega_t} + S_{\omega_t}) dV \end{aligned} \quad (3.7)$$

$$\gamma' = \min[\max(\gamma_{eff}; 0, 1), 1] \quad (3.8)$$

G_{ω_t} é a produção da taxa de dissipação específica ω_t que é obtida pela Equação (3.9), onde γ é um coeficiente de mistura do modelo e S é o módulo do tensor da taxa de deformação média ($\mathbf{S} = |\mathbf{S}|$). Do mesmo modo, a produção de k , G_k , é definida pela Equação (3.10). S é calculado pela Equação (3.11). $T_{k\omega_t}$ é uma escala de tempo que é computada usando-se a Equação (3.12).

$$G_{\omega_t} = \rho\gamma \left[\left(S^2 - \frac{2}{3}(\nabla \cdot \mathbf{v})^2 \right) - \frac{2}{3}\omega_t \nabla \cdot \mathbf{v} \right] \quad (3.9)$$

$$G_k = \mu_t S^2 - \frac{2}{3}\rho k \nabla \cdot \mathbf{v} - \frac{2}{3}\mu_t (\nabla \cdot \mathbf{v})^2 \quad (3.10)$$

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2}(\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T) \quad (3.11)$$

O termo D_{ω_t} na Equação (3.7) é um termo derivativo cruzado, definido pela Equação (3.13). Os coeficientes no modelo são calculados pela função híbrida F_1 , de modo que cada coeficiente ϕ é dado pela Equação (3.14). Os coeficientes do conjunto 1 (ϕ_1) são dados pela Equação (3.15) e os coeficientes do conjunto 2 (ϕ_2) são dados pela Equação (3.16). E em ambos os conjuntos β^* é 0.09 e α^* é 1.

$$T_{k\omega_t} = \min \left(\frac{1}{\max(\omega_t/\alpha^*; (SF_2)/a_1)}; \frac{0,6}{\sqrt{3S}} \right) \quad (3.12)$$

$$D_{\omega_t} = 2(1 - F_1)\rho\sigma_{\omega_t,2} \frac{1}{\omega_t} \nabla k \cdot \nabla \omega_t \quad (3.13)$$

$$\phi = F_1\phi_1 + (1 - F_1)\phi_2 \quad (3.14)$$

$$\beta_1 = 0,0750 ; \sigma_{k1} = 0,5 ; \sigma_{\omega_1} = 0,5 ; \kappa = 0,41 ; \gamma_1 = \frac{\beta_1}{\beta^*} - \sigma_{\omega_1} \frac{\kappa^2}{\sqrt{\beta^*}} \quad (3.15)$$

$$\beta_2 = 0,0828 ; \sigma_{k2} = 1,0 ; \sigma_{\omega_2} = 0,856 ; \kappa = 0,41 ; \gamma_2 = \frac{\beta_2}{\beta^*} - \sigma_{\omega_2} \frac{\kappa^2}{\sqrt{\beta^*}} \quad (3.16)$$

A função híbrida F_1 é definida pela Equação (3.17), com arg_1 definido pela Equação (3.18), onde y é a distância da parede, $CD_{k\omega}$ é relacionado ao termo de difusão cruzada e ν é a viscosidade cinemática, sendo $CD_{k\omega}$ é definido pela Equação (3.19)

$$F_1 = \tanh(arg_1^4) \quad (3.17)$$

$$arg_1 = \min \left(\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0,09\omega_t y} ; \frac{500\nu}{y^2\omega_t} \right) ; \frac{2k}{y^2 CD_{k\omega_t}} \right) \quad (3.18)$$

$$CD_{k\omega_t} = \max \left(\frac{1}{\omega_t} \nabla k \cdot \nabla \omega_t ; 10^{-20} \right) \quad (3.19)$$

A Equação (3.20) expressa a função F_2 , onde o coeficiente a_1 é igual a 0,31 e arg_2 é dado pela Equação (3.21)

$$F_2 = \tanh(arg_2^2) \quad (3.20)$$

$$arg_2 = \max \left(\frac{2\sqrt{k}}{0,09\omega_t y} ; \frac{500\nu}{y\omega_t} \right) \quad (3.21)$$

As relações para encontrar a viscosidade turbulenta são obtidas através da solução das Equações (3.6) e (3.7). Assim, a viscosidade turbulenta μ_t pode ser expressa pela Equação

(3.22) e relacionada ao tensor de Reynolds pela Equação (3.5), resolvendo-se o problema de fechamento [Menter e Kuntz, 2002; Star-CCM⁺, 2008]

$$\mu_t = \rho k T_{k\omega_t} \quad (3.22)$$

3.1.3.1 Tratamento na Parede

Soluções de tratamento na parede híbridas são obtidas para este trabalho nas simulações do escoamento sobre o rotor que consideram um modelamento para a rugosidade da superfície do rotor. A rugosidade é relativamente pequena, diante das dimensões do domínio do problema, para ser representada na geometria e ser discretizada por volumes finitos. Com isso, os efeitos da rugosidade sobre o escoamento são modelados no perfil da camada limite sobre a superfície considerada. Quando isso é realizado, o cálculo do escoamento para valores muito baixos de y^+ não é realizado e um tratamento híbrido é indicado [Star-CCM⁺, 2008].

Para as simulações do escoamento sobre o rotor que não consideram esse modelamento e para as simulações do escoamento sobre o cilindro e em canal vazio, sendo as rugosidades das superfícies destes dois últimos casos consideravelmente inferiores a do rotor; tratamento na parede para baixos y^+ é empregado. Usando o tratamento híbrido, a subcamada laminar na região de malha fina, para distância adimensional da parede, y^+ , da ordem de 1, é calculada e em outras áreas se utiliza um perfil logaritmo para a camada limite. y^+ é calculado pela Equação (3.23), onde u^* é velocidade de referência. Para o tratamento de parede uma função híbrida g é definida em termos de número de Reynolds baseado na distância da parede, Re_y , de acordo com a Equação (3.24). Nas simulações nas quais o valor do máximo y^+ é inferior a 0,1, utiliza-se o tratamento na parede para baixos y^+ . A velocidade de referência u^* , produção na célula de parede G_k e dissipação específica na parede ω_t , são dadas pelas Equações (3.25), (3.26) e (3.27), respectivamente, onde u^+ é a velocidade paralela à parede (u) adimensionalizada com u^* [Menter e Kuntz, 2002; Star-CCM⁺, 2008]. Os dois tipos de tratamento diferem nas Equações (3.26) e (3.27).

$$y^+ = \frac{y u^* \mu}{\rho} \quad (3.23)$$

$$g = \exp\left(\frac{\text{Re}_y}{11}\right) = \exp\left(\frac{\sqrt{ky/\nu}}{11}\right) \quad (3.24)$$

$$u^* = \sqrt{\frac{g\nu u}{y} + (1-g)\beta^{*1/2} k} \quad (3.25)$$

$$G_k = \begin{cases} \mu_t S^2 & \text{para baixos } y^+ \\ g\mu_t S^2 + \frac{(1-g)}{\mu} \left(\frac{\rho u^* u}{u^+}\right)^2 \frac{\partial u^+}{\partial y^+} k & \text{para tratamento híbrido} \end{cases} \quad (3.26)$$

$$\omega_t = \begin{cases} \frac{6\nu}{\beta y^2} & \text{para baixos } y^+ \\ g \frac{6\nu}{\beta y^2} + (1+g) \frac{u^*}{\sqrt{\beta^* \kappa} y} & \text{para tratamento híbrido} \end{cases} \quad (3.27)$$

3.1.3.2 Condições de Contorno, de Região e Iniciais para a Turbulência

A condição de contorno k sobre as paredes é $\partial k / \partial n|_w = 0$, com n indicando a direção normal, e para ω_t é especificada nas células de parede de acordo com o método apropriado no tratamento de parede. As Equações (3.28) e (3.29) são usadas como condições iniciais para k e ω_t , respectivamente, onde I é intensidade de turbulência e L é uma escala de comprimento [Star-CCM+, 2008]. Para este trabalho, foi assumida intensidade de turbulência igual a 1% e escala de comprimento de 0,001 m na entrada do domínio de cálculo. Esses valores foram usados no restante do domínio como condições iniciais. β^+ é um coeficiente do modelo.

$$k \approx \frac{3}{2} (I\nu)^2 \quad (3.28)$$

$$\omega_t \approx \frac{\sqrt{k}}{L\beta^{+1/4}} \quad (3.29)$$

3.1.4 Uso da Rugosidade

No caso do uso de uma função de parede para realizar o cálculo do perfil de velocidades da camada limite sobre uma superfície, a componente da velocidade na direção paralela à superfície, u , é dada como função de y^+ . Adimensionalizando u , obtém-se a componente adimensional para a velocidade u^+ , conforme a Equação (3.30), na qual a velocidade de referência u^* é dada pelo modelo de turbulência na Equação (3.25).

$$u^+ = \frac{u}{u^*} \quad (3.29)$$

Para uma camada limite turbulenta, na região da subcamada laminar, o perfil da velocidade adimensionalizada u^+ é dado por uma função linear expressa na Equação (3.30). No restante da camada limite, o perfil de u^+ é aproximado por uma função logarítmica, expressa na Equação (3.31), na qual a constante de von Karman, κ , tem um valor padrão de 0,42 e o coeficiente da função de parede E_{parede} tem o valor padrão de 0,9. O valor da função de rugosidade tem o valor de 1 para paredes lisas e é calculado pela Equação (3.32) para paredes rugosas. Na Equação (3.32), o expoente a_{rug} é dado pela Equação (3.33) e R^+ é o parâmetro de rugosidade dado pela Equação (3.34) [Star-CCM+, 2008]. Os valores dos coeficientes B_{rug} , C_{rug} , R_{liso}^+ e R_{rugoso}^+ são respectivamente: 0; 0,253; 2,25; 90.

$$u_{lam}^+ = y^+ \quad (3.30)$$

$$u_{urb}^+ = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{E_{parede}}{f_{rugosidade}} y^+ \right) \quad (3.31)$$

Na Equação (3.34), o valor do parâmetro de rugosidade é obtido em função da rugosidade da superfície considerada no cálculo, $d_{rugosidade}$. Tal valor de rugosidade pode ser obtido diretamente por meio de medições ou através da análise do Diagrama de Moody [Star-CCM+, 2008]. Para as simulações do escoamento sobre o rotor Savonius, também foi analisada a influência da modelagem da rugosidade sobre o escoamento, tendo em vista, que devido ao processo de fabricação, a rugosidade da superfície do rotor é consideravelmente

superior à rugosidade das paredes de acrílico do canal aerodinâmico e à rugosidade do cilindro de PVC utilizado nos experimentos. A rugosidade média do rotor Savonius construído para os experimentos foi medida por meio de um rugosímetro, obtendo-se o valor de $1,8058 \times 10^{-4}$ m. Esse valor foi utilizado juntamente com a condição de contorno de não deslizamento em parede rugosa sobre o rotor.

$$f_{\text{rugosidade}} = \begin{cases} 1 & \text{para } R^+ \leq R_{\text{liso}}^+ \\ \left[B_{\text{rug}} \left(\frac{R^+ - R_{\text{liso}}^+}{R_{\text{rugoso}}^+ - R_{\text{liso}}^+} \right) + C_{\text{rug}} R^+ \right]^{a_{\text{rug}}} & \text{para } R_{\text{liso}}^+ < R^+ < R_{\text{rugoso}}^+ \\ B_{\text{rug}} + C_{\text{rug}} R^+ & \text{para } R^+ > R_{\text{rugoso}}^+ \end{cases} \quad (3.32)$$

$$a_{\text{rug}} = \text{sen} \left[\frac{\pi}{2} \frac{\log(R^+ / R_{\text{liso}}^+)}{\log(R_{\text{rugoso}}^+ / R_{\text{liso}}^+)} \right] \quad (3.33)$$

$$R^+ = \frac{d_{\text{rugosidade}} \cdot u^* \cdot \mu}{\rho} \quad (3.34)$$

A influência da implementação de rugosidade sobre o cálculo do perfil de velocidades da camada limite pode ser analisada na Figura 3.9. Conforme a rugosidade aumenta, ocorre uma erosão no perfil logarítmico, que é ajustada pela rugosidade e pelo valor dos coeficientes, conforme indicado pela seta na representação gráfica da Figura 3.9.

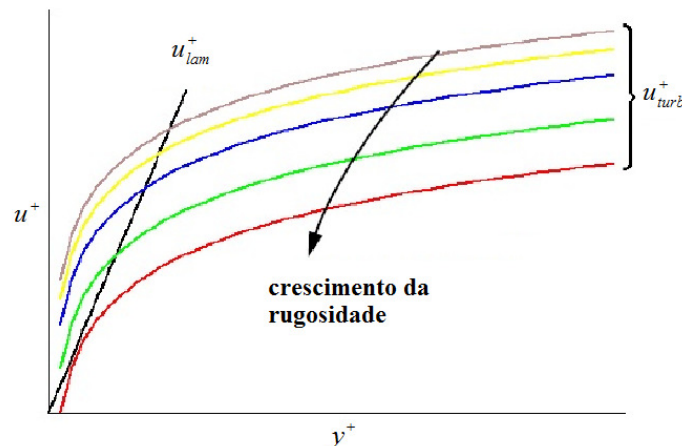


Figura 3.9 – Efeito da rugosidade no cálculo da camada limite

Apesar do uso de funções de parede ser considerado um retrocesso na área de simulações numéricas, por não possibilitar a resolução dos campos próximo às superfícies, no caso deste trabalho, para introduzir a alta rugosidade da superfície do rotor, o uso de função de parede é necessário. A reprodução da rugosidade na geometria, atualmente, é praticamente inviável tendo em vista que aumentaria o grau de discretização consideravelmente, além de prejudicar o formato dos volumes da malha.

3.1.5 Acoplamento Pressão-Velocidade

Conforme Maliska, 1995, cada uma das equações diferenciais de conservação do escoamento, com a aplicação de discretização por volumes finitos, gera um sistema de equações algébricas lineares. Tais sistemas de equações algébricas devem ser resolvidos. A solução desses sistemas pode ser realizada simultaneamente, de forma acoplada. Dessa forma, cria-se uma única matriz, envolvendo todos os coeficientes e resolvendo todas as incógnitas, simultaneamente. Os resultados são obtidos atualizando-se a matriz dos coeficientes iterativamente até a convergência. Esse método de solução permite que problemas de acoplamento entre variáveis desapareçam. Contudo, a solução simultânea exige um tempo computacional extremamente elevado. Com isso, outra opção de solução torna-se mais viável, sendo utilizada no presente trabalho. Essa segunda opção de solução consiste em resolver de forma segregada os sistemas de equações, resolvendo-os um a um, por meio da atualização dos coeficientes em um método de cálculo iterativo.

Com o uso de solução do tipo segregada dos sistemas de equações algébricas lineares, surge o problema do acoplamento pressão-velocidade, porque o escoamento de ar sobre a turbina Savonius foi considerado, nesse trabalho, como sendo incompressível (formulação incompressível), com massa específica do ar constante. Assim, o valor para a velocidade pode ser avançado com o uso das equações do balanço da quantidade de movimento em cada direção. Contudo, a pressão fica sem uma equação evolutiva, ao contrário do que ocorre na formulação compressível, na qual a equação dos gases pode ser usada para esse propósito. Para solucionar esse problema, vários métodos para o tratamento do acoplamento pressão-velocidade foram criados ao longo dos anos. Com a utilização do software Star-CCM+, o Método SIMPLE (*Semi Implicit Linked Equations*), desenvolvido por Patankar e Spalding, 1972, é disponibilizado para a solução segregada dos campos de pressão e de velocidade na formulação incompressível. Tal método tem a vantagem de garantir boa estabilidade para a

solução. Nesse método, é criada uma equação para o avanço da pressão, p , que consiste em escrevê-la como a soma da melhor estimativa da pressão disponível, p^n , com uma correção, p' , que é calculada de maneira a satisfazer a equação da continuidade. No procedimento de solução, as velocidades são corrigidas de maneira a satisfazer a equação da conservação de massa; e, em seguida, as pressões são avançadas, para completar o ciclo iterativo [Maliska, 1995; Star-CCM⁺, 2008].

O algoritmo SIMPLE é iterativo e consiste nos seguintes passos básicos:

1. Atribuem-se as condições de contorno.
2. Computam-se os gradientes de pressão e de velocidade.
3. Resolve-se a equação da quantidade de movimento discretizada para computar o campo de velocidade intermediário \mathbf{v}^+ .
4. Calculam-se os fluxos de massa não corrigidos nas faces dos volumes elementares \dot{m}_f^+ .
5. Resolve-se a equação de correção da pressão para produzir valores de correção de pressão p' para as células.
6. Obtém-se o campo de pressão atualizado p^{n+1} através da relação: $p^{n+1} = p^n + r_{el}p'$, na qual r_{el} é um fator de sub-relaxação para a pressão.
7. Atualizam-se as correções de pressão de fronteira p'_b .
8. Obtêm-se os fluxos de massa corrigidos nas faces \dot{m}_f^{n+1} através da relação: $\dot{m}_f^{n+1} = \dot{m}_f^* + \dot{m}_f'$, na qual \dot{m}_f^* é o fluxo de massa disponível e \dot{m}_f' é a correção do fluxo de massa nas faces dos volumes elementares.
9. Obtém-se o campo de velocidade corrigido nas células \mathbf{v}^{n+1} pela relação: $\mathbf{v}^{n+1} = \mathbf{v}^* - \frac{V \nabla p'}{\mathbf{a}_p^v}$, na qual \mathbf{v}^* é o campo de velocidade disponível, V é o volume da célula, $\nabla p'$ é a correção do gradiente de pressão e \mathbf{a}_p^v é o vetor dos coeficientes centrais para o sistema linear discretizado representando a equação da velocidade.

3.1.6 Discretização dos Termos Advectivos das Equações de Transporte

Na execução das simulações, a discretização dos termos advectivos das equações de conservação, responsáveis pelo transporte das variáveis escalares por meio do movimento das

partículas fluidas no escoamento, foi realizada através da função de interpolação Upwind de segunda ordem linear, LUD (*Linear Upwind Differencing*). Isso foi feito porque essa função permite a obtenção de resultados fisicamente coerentes para escoamentos com características advectivas-dominantes, como é o caso do fenômeno estudado nesse trabalho. A vantagem dessa função de interpolação sobre o esquema Upwind de Primeira Ordem é que ela é nominalmente de segunda ordem exata. Contudo, o fato de os gradientes de reconstrução serem limitados contribui para reduzir extremos locais e, portanto, introduz uma maior dissipação do que em um esquema de diferenciação central. Claramente, a precisão dessa função será sempre tão boa ou melhor do que o esquema Upwind de Primeira Ordem. A desvantagem é que, em algumas situações, a dissipação numérica reduzida (em relação ao esquema Upwind) pode resultar em propriedades de convergência mais pobres do que para um esquema de advecção de primeira ordem [Maliska, 1995; Star-CCM⁺, 2008]. Com essa função de interpolação, o fluxo convectivo de uma variável genérica ϕ na face de um volume finito fa , $(\dot{m}\phi)_{fa}$; é computado pela Equação (3.35)

$$(\dot{m}\phi)_{fa} = \begin{cases} \dot{m}_{fa}\phi_{fa,0} & \text{para } \dot{m}_{fa} \geq 0 \\ \dot{m}_{fa}\phi_{fa,1} & \text{para } \dot{m}_{fa} < 0 \end{cases} \quad (3.35)$$

onde os valores de face $\phi_{fa,0}$ e $\phi_{fa,1}$, são linearmente interpolados a partir dos valores das células de ambos os lados da face conforme as Equações (3.36) e (3.37), nas quais $(\nabla\phi)_{r,0}$ e $(\nabla\phi)_{r,1}$ são os gradientes de reconstrução limitados nas células 0 e 1, respectivamente.

Dois algoritmos são utilizados para calcular os gradientes de reconstrução: o Método dos Quadrados Mínimos Ponderados é utilizado para a pressão e o Método de Gauss é usado para todas as outras variáveis, como a velocidade, por exemplo. Para a pressão, os gradientes de reconstrução iniciais (ilimitados), $(\nabla\phi)_r^u$, da célula 0 são calculados utilizando a fórmula dos quadrados mínimos ponderados, Equação (3.38), na qual \mathbf{x}_0 e \mathbf{x}_n representam os centróides das células 0 e sua vizinha, endereçada através da face fa , e ϕ_0 e ϕ_n representam os valores na célula 0 e na sua vizinha. Para as demais variáveis, o teorema da divergência de Gauss, escrito na forma discretizada, permite a obtenção da Equação (3.39), na qual o volume é V e a área da face é A_{fa} , que pode ser usada para calcular os gradientes de reconstrução iniciais (ilimitados).

O valor de face reconstruído a partir do valor da célula 0, $\phi_{fa,0}$, em qualquer outro centróide de face, \mathbf{x}_{fa} , é dado pela Equação (3.36) [Star-CCM⁺, 2008].

$$\phi_{fa,0} = \phi_0 + (\mathbf{x}_{fa} - \mathbf{x}_0) \cdot (\nabla \phi)_{r,0} \quad (3.36)$$

$$\phi_{fa,1} = \phi_1 + (\mathbf{x}_{fa} - \mathbf{x}_1) \cdot (\nabla \phi)_{r,1} \quad (3.37)$$

$$(\nabla \phi)_r^u = \left[\sum_{fa} \frac{(\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_0) \otimes (\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_0)}{(\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_0) \cdot (\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_0)} \right]^{-1} \left[\sum_{fa} \frac{(\phi_0 - \phi_n)(\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_0)}{(\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_0) \cdot (\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_0)} \right] \quad (3.38)$$

$$(\nabla \phi)_r^u = \frac{1}{V_0} \sum_{fa} \left(\frac{\phi_0 + \phi_1}{2} \right) \mathbf{a}_{fa} \quad (3.39)$$

3.1.7 Discretização Temporal

Os termos temporais das equações de conservação são discretizados neste trabalho com o uso de um esquema de discretização implícito de segunda ordem. O esquema de discretização implícito de segunda ordem discretiza os termos temporais das equações de conservação usando a solução no nível de tempo corrente, $n+1$, como também para aquelas dos dois níveis de tempo prévios, n e $n-1$, conforme a Equação (3.40). No cálculo do primeiro passo de tempo de uma simulação não estacionária um esquema de discretização temporal implícito de primeira ordem é usado, de acordo com a Equação (3.41), devido ao fato de existirem somente dois níveis de tempo disponíveis nessa etapa de cálculo. Nas simulações, o passo de tempo Δt deve ser escolhido de acordo com o fenômeno analisado, para que se possam captar os efeitos ocorridos durante o transcorrer do mesmo [Star-CCM⁺, 2008].

$$\frac{d}{dt}(\rho\phi V)_0 = \frac{3(\rho_0\phi_0)^{n+1} - 4(\rho_0\phi_0)^n + (\rho_0\phi_0)^{n-1}}{2\Delta t} V_0 \quad (3.40)$$

$$\frac{d}{dt}(\rho\phi V)_0 = \frac{(\rho_0\phi_0)^{n+1} - (\rho_0\phi_0)^n}{\Delta t} V_0 \quad (3.41)$$

Neste trabalho, busca-se utilizar um valor de passo de tempo pequeno o suficiente para captar os fenômenos envolvidos ao movimento do rotor (se existir) e ao escoamento principal. O valor do passo de tempo deve ser tal que permita uma análise adequada do fenômeno para qualquer velocidade angular do rotor. Os valores dos coeficientes de torque e de potência médios do rotor também devem ser independentes do valor escolhido para o passo de tempo. Considera-se que a rotação do rotor proporciona transporte de informações importantes e que essas não podem viajar no transcorrer de tempo igual a um passo de tempo por distâncias muito superiores às dimensões das células da malha para que sejam captadas na simulação. De início, considera-se que, para número de Courant igual à unidade, uma malha deslizante no entorno da geometria do rotor, que deve ser construída, deve avançar um arco equivalente a menor dimensão da menor célula do domínio de cálculo, Δl , em um intervalo de tempo igual ao passo de tempo adotado Δt , conforme representado na Equação (3.42). Na Equação (3.42), $\Delta\theta$ é o passo angular do rotor, r_{int} é o raio da região de malha deslizante (raio da interface) e ω é a velocidade angular do rotor. Rearranjando essa equação e usando o conceito de razão de velocidade de ponta do rotor eólico ($\lambda = \omega r/V_o$) da Equação (2.7), o passo de tempo para Courant igual a 1 pode ser rescrito através da Equação (3.43), na qual r é o raio do rotor e V_o é a velocidade não perturbada do escoamento.

$$\Delta l = (\Delta\theta) r_{int} = (\omega \Delta t|_{\text{Courant}=1}) r_{int} \quad (3.42)$$

$$\Delta t|_{\text{Courant}=1} = \frac{\Delta l}{\omega r_{int}} = \frac{\Delta l}{\left(\frac{\lambda V_o}{r}\right) r_{int}} = \frac{\Delta l r}{\lambda V_o r_{int}} \quad (3.43)$$

Considera-se que, quando λ tende a zero, a malha deslizante tende a se comportar como uma malha estática, uma vez que ω é muito baixa. Dessa forma, é mais razoável expressar o passo de tempo em termos de número de Courant unitário desprezando o movimento da malha deslizante no cálculo, caso contrário o valor de Δt seria muito alto. Nessa última situação, torna-se mais conveniente considerar que o escoamento principal é o principal agente transportador de informações através das células da malha. Com isso, pode-se escrever que o passo de tempo utilizado neste trabalho é obtido pela Equação (3.44) que utiliza o menor valor entre as duas diferentes formas de se avaliar o passo de tempo. Na Equação (3.44), $coef$ é um coeficiente utilizado para aumentar ou diminuir o passo de tempo

quando se deseja proceder com a simulação para número de Courant diferente de 1. Conforme explicado em Star-CCM⁺, 2008, o uso de um esquema implícito permite o emprego de número de Courant maior do que 1 nas simulações. Através da Equação (3.44), a discretização espacial é realizada em conjunto com a discretização temporal, proporcionando passos de tempo apropriados para todas as simulações

$$\Delta t = c_{oef} \left[\min \left(\frac{\Delta l r}{\lambda V_o r_{int}}; \frac{\Delta l}{V_o} \right) \right] \quad (3.44)$$

No entanto, nas simulações realizadas neste trabalho, o rotor, assim como o cilindro, não possui rotação, não havendo malha deslizante. As simulações visam analisar as características do escoamento turbulento sobre os corpos em condição estática. Dessa forma, para proceder com a aproximação do número de Courant médio, próximo ao unitário na Equação (3.44), usa-se $\Delta l/V_o$.

3.1.8 Discretização dos Termos Difusivos das Equações de Transporte

Na Equação (3.45), considera-se D_f como a forma discreta do termo difusivo da equação de transporte do escalar genérico ϕ

$$D_{fa} = \sum_{fa} (\Gamma \nabla \phi \cdot \mathbf{a})_{fa} \quad (3.45)$$

e Γ , $\nabla \phi$ e \mathbf{a} representam a difusividade na face, o gradiente de ϕ e o vetor de área respectivamente.

Para obter uma expressão de segunda ordem precisa para um gradiente de face interior que implicitamente envolva os valores de células ϕ_0 e ϕ_1 , a decomposição presente na Figura 3.10 é usada, resultando na Equação (3.46). Γ_{fa} é um valor médio adequado (normalmente uma média harmônica) de valores de célula. Uma decomposição semelhante é feita para os limites das faces, conforme Figura 3.11. Dessa decomposição, resulta a Equação (3.47) para os termos difusivos [Star-CCM⁺, 2008].

$$D_{fa} = \Gamma_{fa} \nabla \phi_{fa} \cdot \mathbf{a} = \Gamma_{fa} \left[(\phi_1 - \phi_0) \left(\frac{\mathbf{a}}{\mathbf{a} \cdot (\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)} \right) \cdot \mathbf{a} + \left(\frac{\nabla \phi_0 + \nabla \phi_1}{2} \right) \cdot \mathbf{a} - \left(\left(\frac{\nabla \phi_0 + \nabla \phi_1}{2} \right) \cdot (\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2) \right) \left(\frac{\mathbf{a}}{\mathbf{a} \cdot (\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)} \right) \cdot \mathbf{a} \right] \quad (3.46)$$

$$D_{fa} = \Gamma_{fa} \nabla \phi_{fa} \cdot \mathbf{a} = \Gamma_{fa} \left[(\phi_{fa} - \phi_0) \left(\frac{\mathbf{a}}{\mathbf{a} \cdot (\mathbf{x}_{fa} - \mathbf{x}_2)} \right) \cdot \mathbf{a} + \nabla \phi_0 \cdot \mathbf{a} - (\nabla \phi_0 \cdot (\mathbf{x}_{fa} - \mathbf{x}_2)) \left(\frac{\mathbf{a}}{\mathbf{a} \cdot (\mathbf{x}_{fa} - \mathbf{x}_2)} \right) \cdot \mathbf{a} \right] \quad (3.47)$$

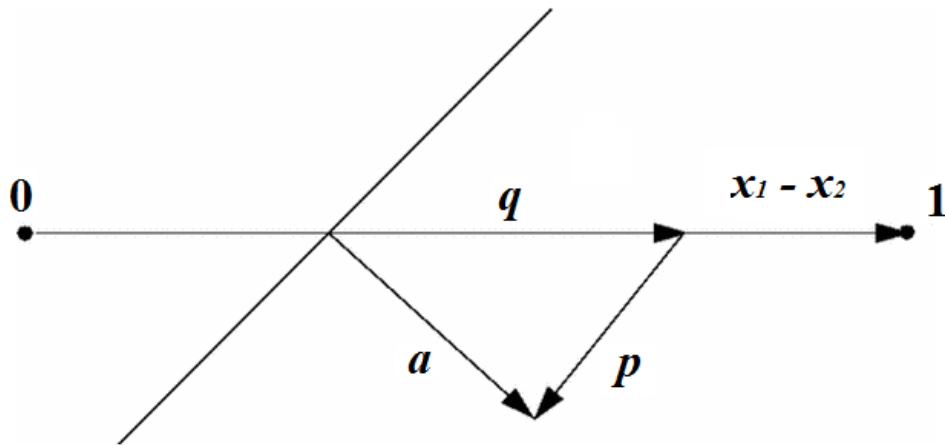


Figura 3.10 – Decomposição para cálculo de gradiente de face interior

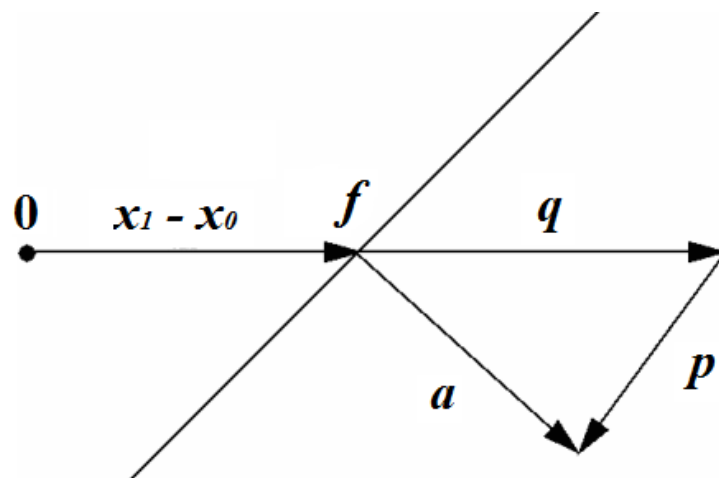


Figura 3.11 – Decomposição para cálculo de gradiente de face nos limites

3.1.9 Formulação em Caso de Rotação da Turbina

No caso das simulações realizadas neste trabalho serem aprimoradas com o uso de rotação na turbina Savonius, deve-se utilizar uma região com malha deslizante no entorno da turbina. O deslizamento dessa região, circundada por uma condição de contorno de interface é obtido por meio de alterações nas equações de transporte a serem resolvidas. As informações acerca do movimento da malha podem entrar nessas equações de três maneiras: como um fluxo de malha nos termos convectivos, como uma força de corpo devido à rotação do sistema nas equações da quantidade de movimento, ou como um corpo rígido com seu equacionamento. O fluxo numa face descrito na Equação (3.35) é reescrito pela Equação (3.48), na qual \mathbf{a} é a área da face e \mathbf{v}_g é a velocidade da malha

$$(\dot{m}\phi)_{fa} = \dot{m}_{fa}\phi_{fa} = \left\{ \phi \rho [(\mathbf{v} \cdot \mathbf{a}) - (\mathbf{a} \cdot \mathbf{v}_g)] \right\}_{fa} \quad (3.48)$$

A força de campo originada pelo movimento da malha a ser somada aos termos de pressão e viscosos nas equações de Navier-Stokes (Equação 3.2) é descrita pela Equação (3.49), na qual ω é a velocidade angular [Star-CCM⁺, 2008]

$$\mathbf{F}_r = \rho \omega \times \mathbf{v} \quad (3.49)$$

A equação de rotação de corpo rígido é formulada no sistema de coordenadas do corpo com a origem no centro de massa do mesmo, conforme a Equação (3.50), na qual \mathbf{M} é o tensor do momento de inércia, e \mathbf{M}_r é o momento resultante atuante sobre o corpo [Star-CCM⁺, 2008]

$$\mathbf{M} \frac{d\omega}{dt} + \omega \times \mathbf{M} \omega = \mathbf{M}_r \quad (3.50)$$

3.1.10 Método Iterativo e Critérios de Parada Adotados

O método iterativo de Gauss-Seidel foi utilizado, por sua praticidade, para solucionar o sistema de equações algébricas lineares gerado com a discretização das equações de conservação. Esse método consiste em cinco passos: no primeiro, os valores iniciais para as

variáveis são estimados; no segundo, itera-se os cálculos no tempo; no terceiro, calcula-se o valor das variáveis pela solução do sistema de equações algébricas; no quarto, verifica-se se a convergência das variáveis no espaço foi atingida e, caso não tenha sido satisfeita, retorna-se ao terceiro passo; no quinto, se nenhum critério de parada adotado for satisfeito, retorna-se ao segundo passo do método [Patankar, 1980; Maliska, 1995; Star-CCM⁺, 2008]. A solução fornecida pelo método foi considerada válida apenas quando os resíduos do cálculo iterativo do segundo passo desse método fossem inferiores ao valor de 10^{-6} .

3.1.11 Cálculo do Torque do Rotor Savonius

Tendo posse da solução das equações de transporte resolvidas pelo Método de Volumes Finitos, pode-se obter o torque do rotor, T , através de integração das forças resultantes das tensões que atuam sobre as pás do rotor. O torque do rotor é calculado pela Equação (3.51), onde $\mathbf{F}_f^{pressão}$ e \mathbf{F}_f^{atrito} são os vetores das forças de pressão e de atrito e \mathbf{d} é um vetor definindo um eixo através do ponto \mathbf{x}_0 sobre o qual o momento é tomado e \mathbf{k}_{fa} é a posição da face fa relativa a \mathbf{x}_0

$$T = \sum_{fa} [\mathbf{k}_{fa} \times (\mathbf{F}_{fa}^{pressão} + \mathbf{F}_{fa}^{atrito}) \cdot \mathbf{d}] = \sum_{fa} \{ \mathbf{k}_{fa} \times [(p_{fa} - p_{ref}) \mathbf{d}_{fa} + (-\boldsymbol{\tau}_{fa} \cdot \mathbf{d}_{fa})] \cdot \mathbf{d} \} \quad (3.51)$$

O vetor de força de pressão sobre a superfície da face é computado de: p_{fa} que é a pressão na face, \mathbf{d}_{fa} que é o vetor da área da face, e p_{ref} que é a pressão de referência. Conforme definido, ela é a força que o fluido exerce sobre a superfície. A força de atrito sobre a superfície da face é computada pelo tensor de tensões na face, $\boldsymbol{\tau}_{fa}$, e \mathbf{d}_{fa} . Ela é a tensão exercida pelo fluido sobre a superfície [Star-CCM⁺, 2008].

Com o torque obtido pela Equação (3.51) e o valor da velocidade angular, ω , que é prescrita como condição de contorno nas simulações, a potência do rotor, P , pode ser obtida, pois $P = T\omega$. Dividindo a potência do rotor pela potência disponibilizada no escoamento de ar sobre a área projetada de rotor, A_r , pode-se obter o coeficiente de potência do rotor, C_P . Esse coeficiente também pode ser relacionado ao coeficiente de torque, C_T , e a razão de velocidade de ponta do rotor, λ , através da Equação (2.7).

3.2 Estudo Experimental do Escoamento em Canal Aerodinâmico

Nesta seção do trabalho, é discutido o método experimental adotado para obtenção de informações úteis às simulações, como condições de contorno e valores de propriedades do escoamento utilizadas como parâmetros de validação.

3.2.1 O Canal Aerodinâmico Utilizado

O canal aerodinâmico utilizado neste trabalho consiste em um canal de circuito aberto, instalado no Laboratório de Mecânica dos Fluidos – UFRGS, representado na Figura 3.12. O canal possui seção retangular com dimensões internas de 193 mm de largura por 146 mm de altura com incerteza de 1 mm para ambas as dimensões. As paredes do canal são de acrílico transparente. Um ventilador centrífugo com 750 W de potência fornece ar para o canal por sopramento. O ar é conduzido a um difusor e em seguida a homogeneizadores de escoamento do tipo grade, colmeia e tela respectivamente. Esses homogeneizadores, classicamente utilizados em experimentos em canal aerodinâmico, têm o objetivo de eliminar as componentes transversais de velocidade, reduzir a intensidade de turbulência e homogeneizar o perfil de velocidades.

O homogeneizador do tipo tela é considerado como sendo a entrada do canal aerodinâmico para fins de simulação numérica. As propriedades do escoamento após a tela serão consideradas como as condições de contorno de entrada nas simulações numéricas. Conforme estudado por Endres, 1997, após o homogeneizador tipo tela do canal utilizado, o escoamento é praticamente uniforme com intensidade de turbulência média máxima inferior a 1%. A jusante da tela estão posicionados um sensor de temperatura e um tubo de Pitot, que com o auxílio de um manômetro digital, monitora a velocidade de referência do escoamento. A seção de teste é posicionada a 500 mm da tela e a 1545 mm da saída do canal. Tais dimensões podem ser diminuídas ou aumentadas com a retirada ou instalação de placas de acrílico na estrutura de suporte do canal. A velocidade do ar no canal é ajustada por meio de um inversor de frequência que ajusta a velocidade angular de operação do motor elétrico do ventilador centrífugo. O inversor é ajustado para proporcionar velocidade média de referência para o escoamento igual a 10 m/s. Através desse aparato, é considerada a obtenção de um perfil médio de velocidade na entrada do canal muito próximo a um perfil homogêneo, sendo essa condição utilizada na entrada do domínio de cálculo nas simulações numéricas.

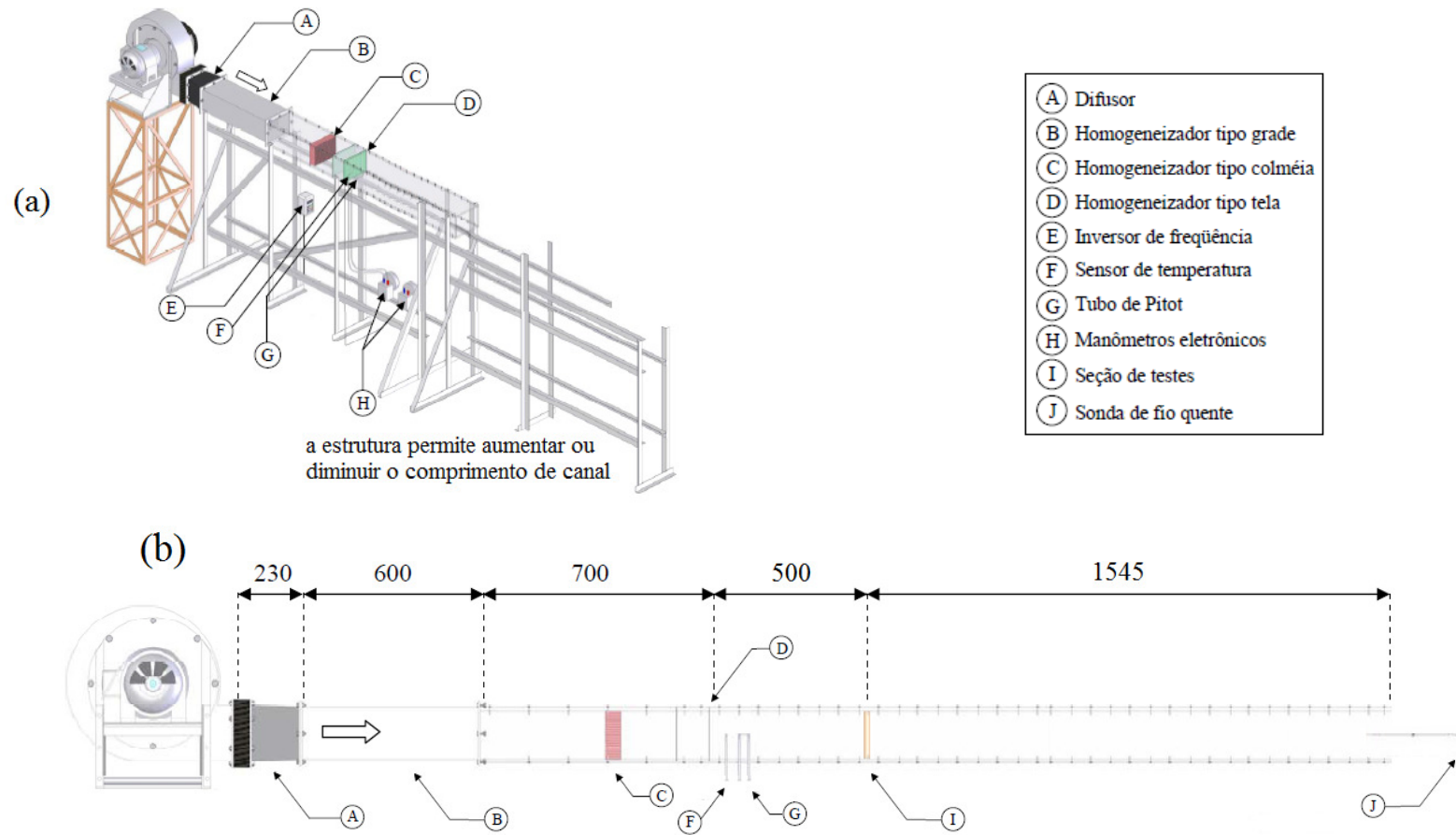


Figura 3.12 – Ilustrações esquemáticas do canal aerodinâmico utilizado: (a) componentes; e (b) principais dimensões em milímetros [adaptado de De Paula, 2008]

3.2.2 Principais Dados que são Obtidos no Desenvolvimento da Metodologia

No estudo experimental realizado neste trabalho, com o rotor Savonius de dimensões reduzidas ou o cilindro na seção de teste, a 500 mm da tela, o perfil de velocidade média do escoamento é medido a 1470 mm a jusante da seção de teste com o uso da técnica de anemometria de fio quente e de tubos de Pitot. Na saída do canal, flutuações de velocidade são medidas por anemometria de fio quente. Além das medições de velocidade, um levantamento da distribuição de pressão estática ao longo do canal é realizado com o uso de um manômetro digital. Maior refinamento de tomadas é realizado próximo à seção de teste. Para a medição de pressão, dois manômetros eletrônicos são utilizados, sendo um deles portátil da Instrutemp, com resolução de 1 Pa nas medições. O outro manômetro, instalado na estrutura do canal, do tipo capacitivo, possui resolução maior, de valor igual a 1% das medidas.

Os dados de velocidade adquiridos por anemometria de fio quente a temperatura constante foram medidos com o uso de um equipamento DANTEC *StreamLine* 90N10. Uma sonda dupla, com fios reto e inclinado, modelo DANTEC 55P71 *Special*, foi utilizada nos experimentos. Com esta sonda, foram adquiridas séries temporais de valores para a velocidade média axial e para as velocidades transversais e suas flutuações (\bar{u} , \bar{v} , \bar{w} , u' , v' e w'). Para realizar esta tarefa, a sonda foi utilizada com o fio reto na horizontal e na vertical. A posição da sonda é ajustada com um sistema de posicionamento mecânico. As séries de dados de velocidade são adquiridas por intermédio de uma placa conversora analógico/digital (A/D), modelo NATIONAL INSTRUMENTS 9215, com interface USB e quatro canais simultâneos de entrada analógica, com resolução de 16 bits ($2^{16} = 65536$ níveis) e operando na faixa de tensão de ± 10 V, controlada por um computador pessoal. O software utilizado para ajuste e configuração dos parâmetros da sonda e para a aquisição dos dados é o *StreamWare*, versão 3.4, da DANTEC.

A frequência de aquisição de dados f_{ad} é adotada com um valor de 30 kHz para obtenção de perfil de velocidades e com um valor de 1 kHz para pontos nos quais uma análise mais detalhada de espectros e de frequência de despreendimento de vórtices f_{dv} é realizada. Para a frequência de aquisição de dados de 30 kHz, um tempo total de duração dos registros de 1,09 s é obtido, que resulta em um número total de pontos igual a 32768. Já para a frequência de aquisição de dados de 1 kHz, um tempo total de duração dos registros de 131,72 s é obtido, que resulta em um número total de pontos igual a 131072. Filtros do tipo passa-baixa foram utilizados com valores de frequência de corte de 10 kHz e de 300 Hz para as frequências de

aquisição de 30 kHz e de 1 kHz, respectivamente; para se atender ao critério de Nyquist, evitando o fenômeno do dobramento ou *aliasing*.

Com a metodologia experimental adotada, além de valores médios de velocidades, valores médios para a intensidade de turbulência I_{u_i} podem ser obtidos com o uso da Equação (3.52) [Möller e Silvestrini, 2004]

$$I_{u_i} = \frac{\sqrt{u_i^2}}{V_o} \quad (3.52)$$

A partir dos dados obtidos por anemometria de fio quente, análises no domínio da frequência, ou análises espectrais, amplamente aplicadas a escoamentos turbulentos, podem ser realizadas. Nesse tipo de análise, utiliza-se a transformada de Fourier através da função densidade espectral de potência (PSD – *power spectral density*), também conhecida como espectro de potência. Esta função representa a razão de variação do valor quadrático médio de uma dada função $x(t)$ com a frequência f , conforme a Equação (3.53), na qual T_e é um período de observação adequado para o fenômeno, e Be é a largura de banda de frequências

$$P_{xx} = \frac{1}{Be \cdot T_e} \int_0^{T_e} x^2(f, Be, t) dt \quad (3.53)$$

A integral do espectro para todo o intervalo de frequências fornece o valor quadrático médio da referida função, que se, no caso, for um valor de flutuação de velocidade, indica o valor de energia cinética turbulenta daquela componente da velocidade no ponto espacial considerado.

O espectro também pode ser dado pela transformada de Fourier do sinal, conforme a Equação (3.54), na qual $\hat{x}(f)$ são os coeficientes de Fourier, $x(t)$ é uma função contínua e e^{-ift} são funções periódicas com período igual a 2π

$$\hat{x}(f) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{T_e} x(t) e^{-ift} dt \quad (3.54)$$

Contudo, como na análise experimental as séries de dados são discretas, a transformada de Fourier é dada pela Equação (3.55)

$$\hat{x}(f) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{n=N} x(t_n) e^{-i \frac{n}{N} f 2\pi} \quad (3.55)$$

Desta forma, o espectro de potência, representando a distribuição de energia no domínio da frequência, pode ser obtido pela Equação (3.56) [Bendat e Piersol, 1971; Möller e Silvestrini, 2004; De Paula, 2008]

$$P_{xx} = |\hat{x}(f)|^2 \quad (3.56)$$

De posse do espectro da turbulência é possível identificar a frequência na qual a maior parcela da energia da turbulência se concentra na região do espaço considerada. Considerando que essa frequência corresponde à frequência do desprendimento de vórtices mais significativo f_{dv} , pode-se calcular o número de Strouhal, definido pela Equação (3.57), na qual d é um diâmetro característico

$$St = \frac{fd}{V_o} \quad (3.57)$$

Com base nesse mesmo raciocínio, pode-se obter o comprimento característico dos vórtices L , como correspondendo ao inverso do número de onda correspondente à frequência considerada, conforme a Equação (3.58)

$$L = \frac{\overline{u_x}}{2\pi f} \quad (3.58)$$

Uma maneira alternativa de se obter L é atribuindo a ele um valor aproximado equivalente a 10% do diâmetro do canal [Star-CCM+, 2008]. Obtendo o espectro em função do número de onda, como exemplificado na Figura 3.13, pode-se verificar a transferência de energia dos grandes vórtices, limitados em dimensão pelas dimensões do canal, até os

pequenos vórtices, de dimensões pequenas, onde a energia da turbulência é dissipada pela ação da viscosidade. Esse processo é denominado cascata de energia de Kolmogorov [Silveira Neto, 2002; Möller e Silvestrini, 2004].

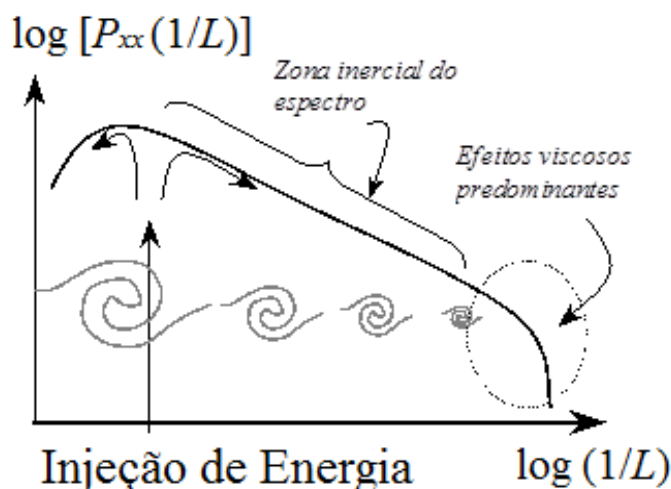


Figura 3.13 – Representação esquemática do espectro do número de onda, indicando a transferência de energia turbulenta das maiores escalas para as menores [adaptado de Silveira Neto, 2002]

3.2.3 Experimentos com o Rotor Savonius

Para a obtenção de informações úteis à realização e validação das simulações numéricas cuja metodologia é descrita na seção 3.1 deste trabalho, um rotor Savonius com altura de 146 mm e principais dimensões idênticas às indicadas na Figura 3.3 foi confeccionado em ABS (*acrylonitrile butadiene styrene*) por meio da tecnologia de impressão 3D. A fotografia do rotor confeccionado pode ser analisada na Figura 3.14. Devido à técnica empregada na confecção do rotor, a rugosidade na superfície de suas pás ($1,8058 \times 10^{-4}$ m) é consideravelmente elevada em relação à rugosidade das superfícies das paredes de acrílico do canal, influenciando o escoamento adjacente a elas [Schlichting, 1968]. A rugosidade média do rotor Savonius construído para os experimentos foi medida por meio de um rugosímetro, obtendo-se o valor de $1,8058 \times 10^{-4}$ m. Esse valor é útil para inserir os efeitos da rugosidade sobre o escoamento nas simulações numéricas. Na Figura 3.15, uma representação esquemática do rotor instalado na seção de teste pode ser analisada. Conforme se verifica nessa figura, o rotor é fixo externamente no teto e piso do canal.

As medições de parâmetros do escoamento sobre o rotor Savonius, a serem utilizados como condições de contorno e dados de validação para as simulações numéricas, são realizadas com o uso de tubos de Pitot, manômetros digitais e anemometria de fio quente, conforme discutido na seção 3.2.2. Os dados experimentais são obtidos com o rotor estacionado sob escoamento turbulento nas posições angulares de 0° , 45° e 90° .

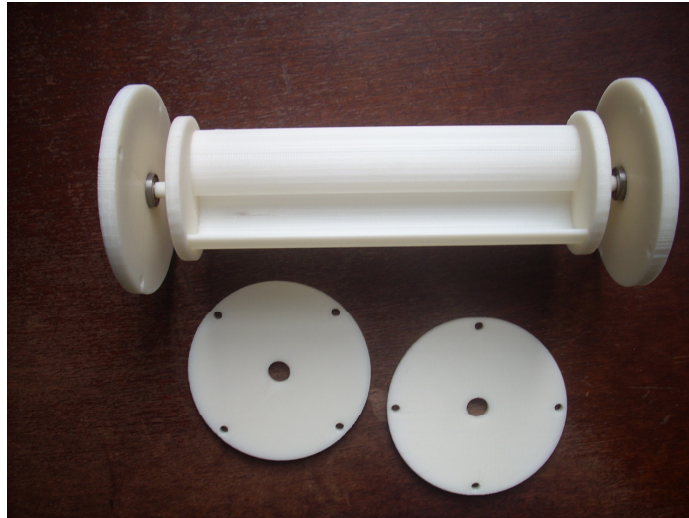


Figura 3.14 – Rotor Savonius confeccionado por meio de Impressão 3D para uso nos experimentos

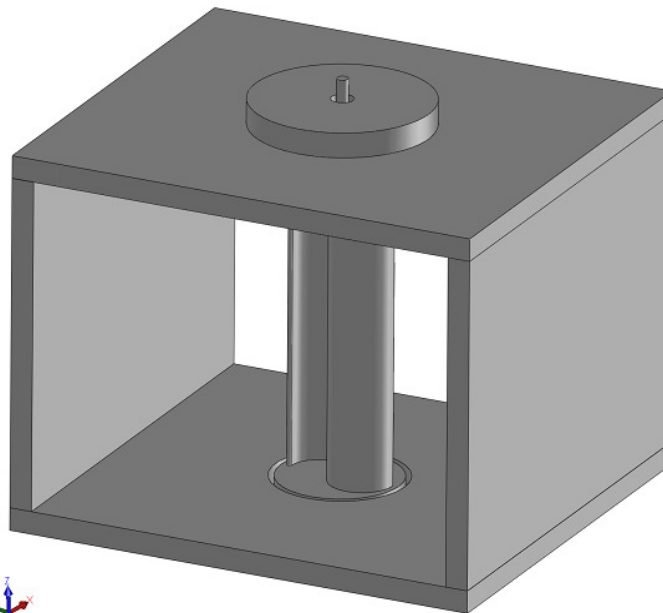


Figura 3.15 – Detalhe da seção de teste com o rotor Savonius

3.2.4 Experimentos com o Cilindro

Conforme mencionado anteriormente, experimentos são realizados com um cilindro de 50 mm de diâmetro (mesmo diâmetro que o rotor Savonius), na seção de teste, e submetido a um escoamento de ar com velocidade de referência igual a 10 m/s. Isto é realizado na tentativa de obter simulações numéricas válidas para este tipo de escoamento que tem sido intensamente investigado no decorrer dos anos e é mais bem conhecido do que o escoamento sobre um rotor Savonius [Schlichting, 1968; Indrusiak, 2004]. Como o cilindro e o rotor Savonius estudados neste trabalho são corpos rombudos, que geram separação no escoamento que incide nos mesmos em uma porção considerável de suas superfícies, o escoamento sobre ambos também possui algumas características em comum, como o formato da esteira aerodinâmica a jusante de ambos. Em Akwa, 2010, é realizada uma simulação numérica do escoamento turbulento de ar em torno de um rotor Savonius estático em regime não estacionário e se verifica, conforme Figura 3.16, a ocorrência de uma esteira bem definida a jusante do rotor. Para um rotor em operação, ocorre a interação entre esse tipo de escoamento e o imposto pela rotação do dispositivo, ocorrendo o desenvolvimento de uma esteira semelhante à exibida na Figura 3.17.

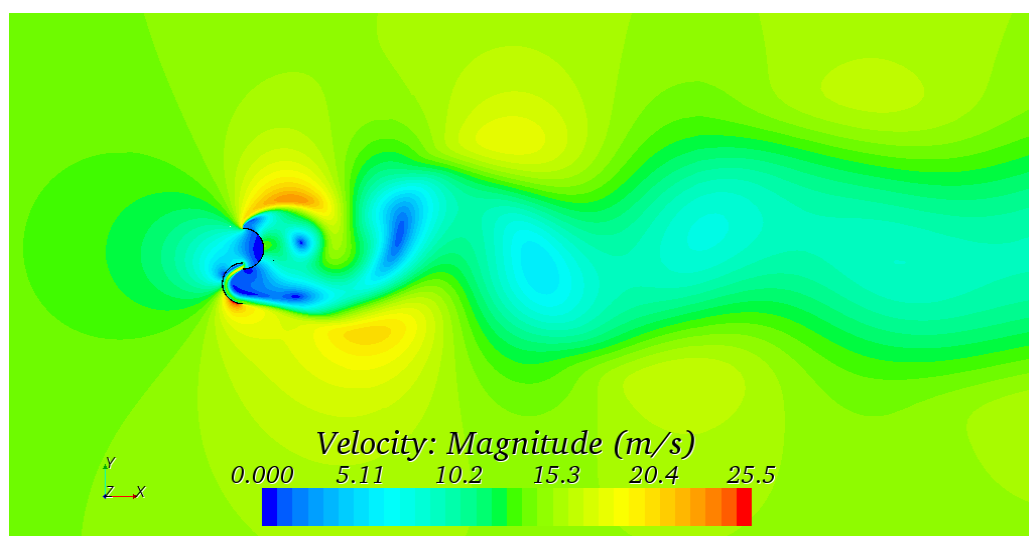


Figura 3.16 – Esteira simulada no escoamento com o rotor estático para $\theta = 90^\circ$ e $Re = 867.000$ [Akwa, 2010]

No escoamento sobre um corpo rombudo, imediatamente a jusante do mesmo, duas camadas cisalhantes livres, com vorticidades de sinais opostos, são formadas. Elas constituem em um sistema instável na presença de certas perturbações, quando algumas condições são

satisfeitas. O desprendimento de vórtices ocorre devido, principalmente, à interação entre essas duas camadas. A geometria do corpo também exerce grande influência sobre o fenômeno do desprendimento de vórtices devido à possibilidade da ocorrência de diferentes pontos de separação sobre o corpo ou do fato de a superfície oferecer gradientes adversos de pressão no percurso do fluido. A posição da separação é altamente dependente do número de Reynolds que caracteriza o escoamento. Tanto para o cilindro como para o rotor Savonius, o número de Reynolds tem sido definido nos estudos com base no diâmetro do corpo, conforme a Equação (2.9) [Schlichting, 1968; Kamoji et al., 2009].

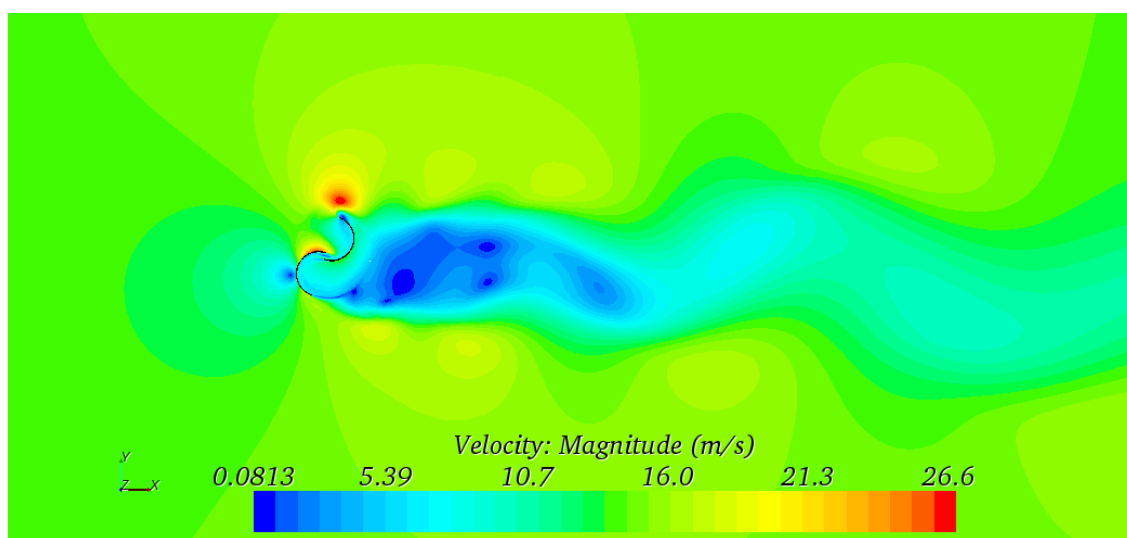


Figura 3.17 – Campo de velocidades simulado para escoamento sobre rotor Savonius operando a $\lambda = 1$, para $\theta = 105^\circ$ e $Re = 867.000$ [Akwa, 2010]

De acordo com Blevins, 1990, o fenômeno do desprendimento de vórtices se altera em função do número de Reynolds conforme ilustrado na Figura 3.18. Para $Re < 5$, o escoamento contorna perfeitamente o cilindro e não ocorre qualquer desprendimento de vórtices. Tal escoamento é conhecido na literatura sobre o assunto como escoamento reptante. Quando o número de Reynolds aumenta para a faixa de valores entre 5 e 40, começa a ocorrer separação da camada limite próximo ao bordo de fuga do corpo e dois vórtices simétricos são formados a jusante do corpo. Esses vórtices, conhecidos como vórtices de Föppl, crescem com o aumento do número de Reynolds. Quando o número de Reynolds atinge valores entre 40 e 150, inicia-se um desprendimento de vórtices oscilante (esteira de vórtices de von Kármán) devido às instabilidades das camadas cisalhantes. A esteira, nessa condição, é laminar e periódica, com vórtices de sinal de vorticidade opostos. Para $150 \leq Re < 300$ os vórtices que se desprendem do

cilindro se tornam turbulentos, apesar da camada limite sobre o cilindro ainda permanecer laminar.

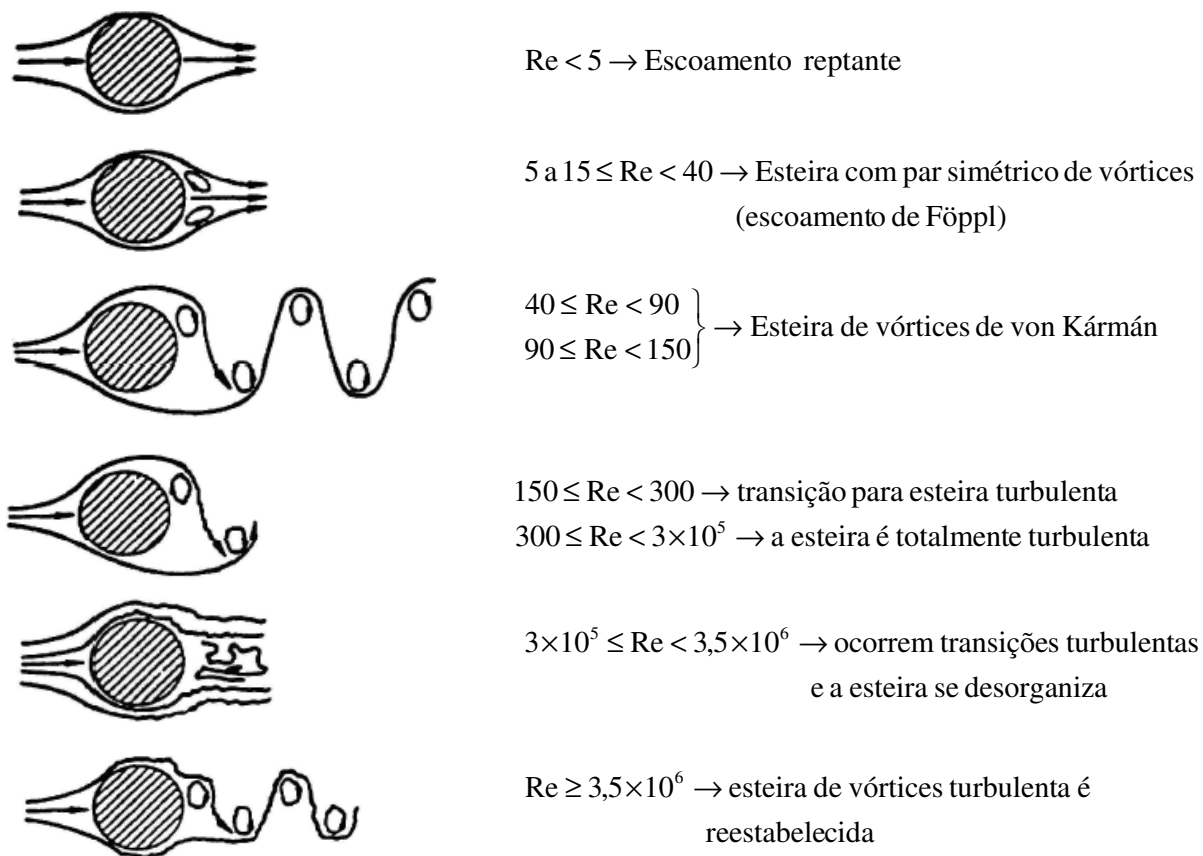


Figura 3.18 – Influência do número de Reynolds no desprendimento de vórtices em um cilindro [Blevins, 1990]

Para número de Reynolds entre 300 e $1,0 \times 10^5$, o regime é conhecido como subcrítico e a transição para o regime turbulento da camada limite sobre o cilindro começa a ocorrer antes da linha meridiana do mesmo. A separação da camada limite laminar, nesse regime, ocorre a 80° do ponto de estagnação no bordo de ataque do cilindro. Para $1 \times 10^5 \leq Re < 3,5 \times 10^6$ a camada limite sobre o cilindro encontra-se em transição para o regime turbulento e os pontos de separação movem-se para 140° do bordo de ataque. A camada limite tende a colar novamente ao cilindro, formando uma região de separação-recolamento, que ocorre para ângulos de 80° a 100° e 120° a 140° , respectivamente. Esse regime é conhecido como regime crítico. Para $Re > 3,5 \times 10^6$, a camada limite sobre o cilindro é turbulenta e, por

resistir mais ao gradiente adverso de pressão, a separação ocorre para ângulos de 100° a 110° , contados a partir do ponto de estagnação sobre o cilindro no ponto, sobre sua superfície, mais próximo à entrada do canal. Nesse último regime, conhecido como supercrítico, a esteira de vórtices turbulenta é reestabelecida.

A frequência do desprendimento de vórtices em um cilindro pode ser adimensionalizada, resultando no número de Strouhal, que, como mencionado anteriormente, pode ser obtido pela Equação (3.57). Como o número de Reynolds afeta o fenômeno do desprendimento de vórtices, ele também influenciará no número de Strouhal que caracteriza o fenômeno. A relação que o número de Strouhal mantém com o número de Reynolds para escoamento sobre cilindros é exibida na Figura 3.19. Conforme Blevins, 1990, o número de Strouhal do desprendimento de vórtices do escoamento sobre um cilindro possui valores menores que 0,1 até o início do regime subcrítico, no qual o valor do número de Strouhal atinge o valor aproximadamente constante de 0,21. Para o regime crítico, o número de Strouhal aumenta rapidamente para superfícies lisas ou cresce lentamente para superfícies rugosas. No regime supercrítico, o número de Strouhal novamente passa a não depender da rugosidade da superfície e tem seu valor estabilizado em 0,3.

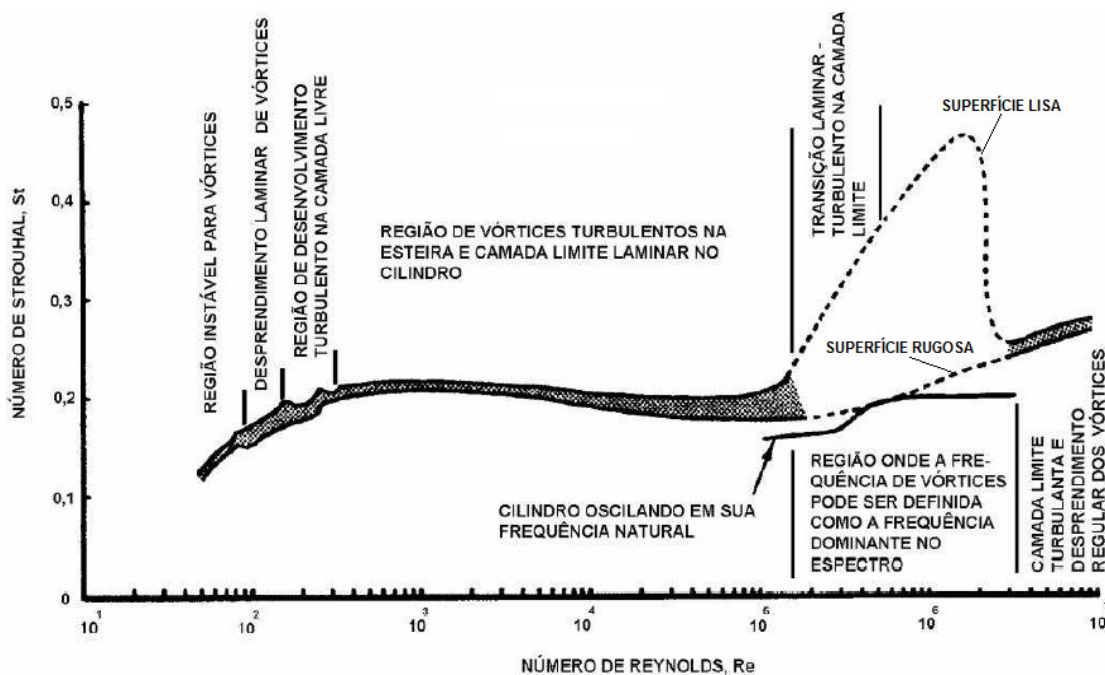


Figura 3.19 – Relação entre o número de Reynolds e o de Strouhal no escoamento sobre um cilindro [Blevins, 1990]

Conforme estudado por Anagnostopoulos et al., 1996, Indrusiak e Möller, 2011, e Silveira, 2011, tanto o número de Strouhal como o coeficiente de arrasto de um cilindro em meio a um escoamento turbulento em canal aerodinâmico de seção fechada são afetados pela razão de bloqueio do corpo em meio ao canal. Conforme aumenta a razão de bloqueio do corpo, ocorre um aumento do coeficiente de arrasto e do número de Strouhal, sendo que este aumento é mais acentuado para baixos números de Reynolds. A frequência de desprendimento de vórtices diminui com o aumento do bloqueio devido ao menor espaço para formação dos vórtices, mas como o diâmetro tem um aumento superior ao decréscimo da frequência, o número de Strouhal aumenta. Silveira, 2011, por meio de experimentos em canal aerodinâmico para várias razões de bloqueio, obteve o comportamento ilustrado na Figura 3.20. Nessa figura, pode-se observar que, para as condições pretendidas no desenvolvimento desta metodologia, com número de Reynolds igual a 32000 e razão de bloqueio de 25,91%, Silveira, 2011, obteve um valor de aproximadamente 0,236 para o número de Strouhal, que corresponde a uma frequência de desprendimento de vórtices de 46,9 Hz.

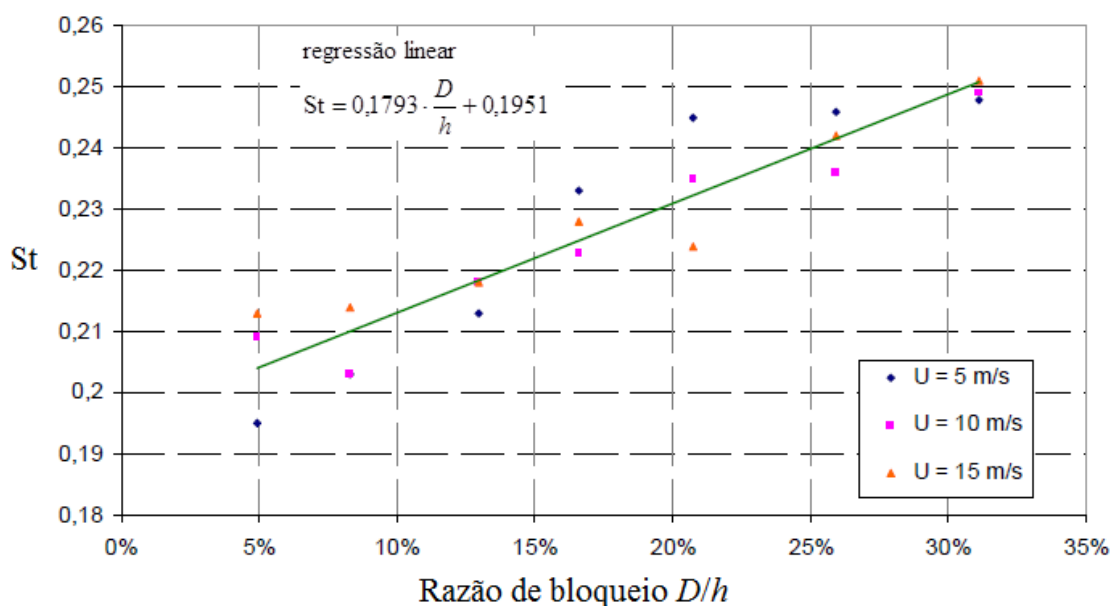


Figura 3.20 – Variação do número de Strouhal em função da razão de bloqueio, obtida experimentalmente por Silveira, 2011

Conforme revisão realizada por Meneghini et al., 2010, até recentemente, o escoamento sobre um cilindro circular era tratado na literatura sobre o assunto como um

escoamento bidimensional. No entanto, a terceira dimensão ao longo do comprimento do cilindro, fora do plano, é muito importante para a formação da esteira de vórtices. Os vórtices que se desprendem do cilindro são estruturas tridimensionais, sendo que não se pode considerar que todas as seções transversais ao longo do comprimento do cilindro apresentarão fenômenos idênticos de emissão de vórtices. Escoamentos com número de Reynolds com valores acima de 180 começam a apresentar as primeiras tridimensionalidades na esteira, sendo que a maioria dos escoamentos de importância prática em engenharia estão na faixa dos escoamentos totalmente tridimensionais. As tridimensionalidades que começam a ocorrer a partir de Re igual a 180 são constituídas por estruturas de vórtices de grande escala que se formam na direção do escoamento. Williamson, 1991, nomeou como modo A de emissão de vórtices os laços dessas estruturas, que levam vorticidade da direção transversal para estruturas alinhadas com o escoamento. Outro fenômeno de emissão ocorre ao redor de Re igual a 250, caracterizado por estruturas de menor escala no escoamento. Os pares de vórtices alternados na direção axial do escoamento que ocorrem nesse fenômeno caracterizam a emissão de vórtices do modo B, tal como Williamson, 1991, a denominou. Na Figura 3.21, são exibidos os dois modos de desprendimento de vórtices, para $Re = 195$ e $Re = 270$, respectivamente. Os modos de desprendimento de vórtices da Figura 3.21, representados pelas iso-superfícies de vorticidade na direção transversal ao escoamento, foram obtidos por Carmo, 2005, por meio de simulações numéricas com método de elementos espectrais.

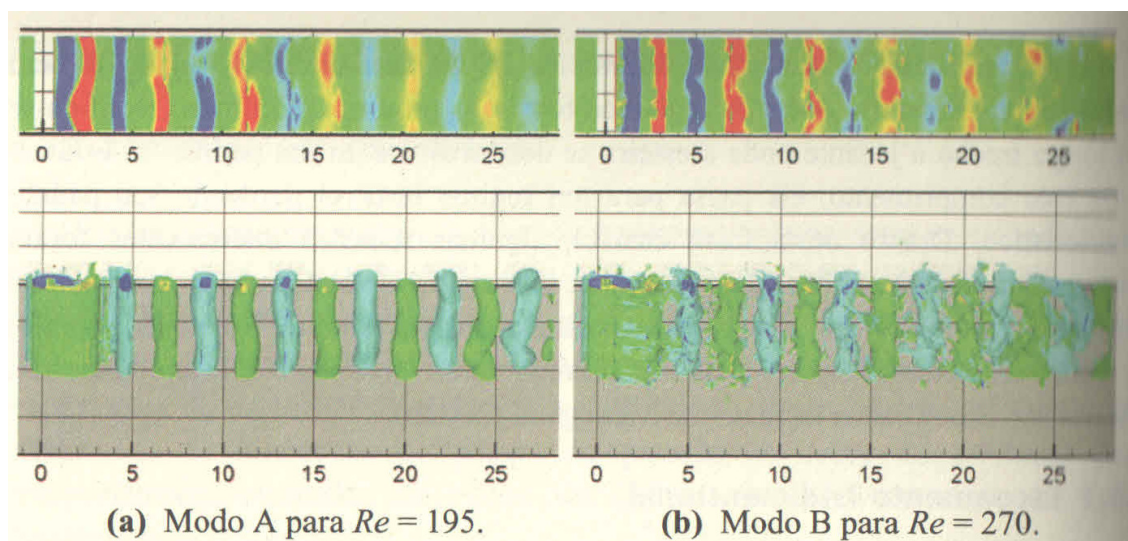


Figura 3.21 – Esteira de vórtices tridimensional, obtida com simulação numérica por Carmo, 2005

Na Figura 3.22, são exibidos contornos de vorticidade obtidos por Siqueira, 1999, também por meio de simulação numérica. Os modos de emissão A e B visualizados no estudo experimental de Williamson, 1991, são exibidos na Figura 3.23. Analisando-se essas figuras, podem ser vistas as estruturas de vórtices alinhados com a corrente para valores de Re maiores que 230, semelhante ao desenho de “dedos” penetrando nos vórtices alinhados com o eixo do cilindro.

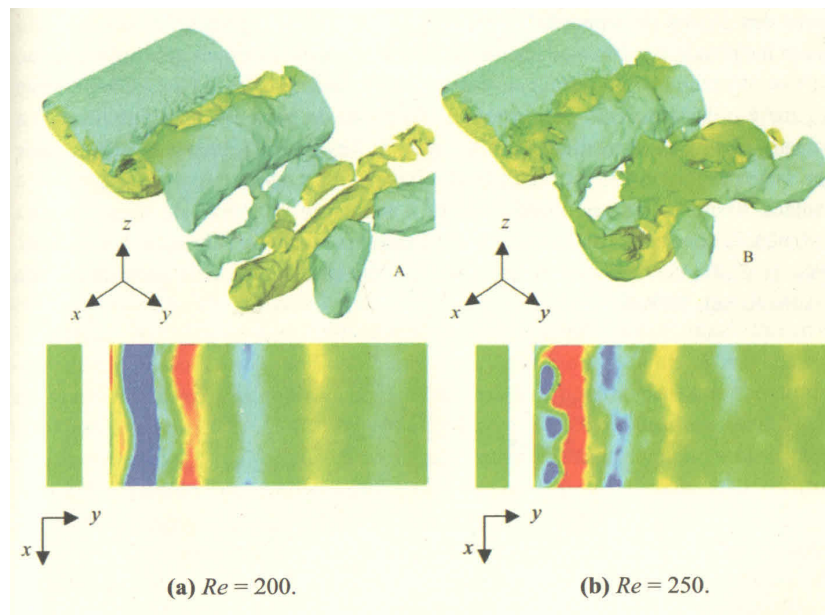


Figura 3.22 – Isocontornos de vorticidade na direção do eixo de um cilindro [Siqueira, 1999]

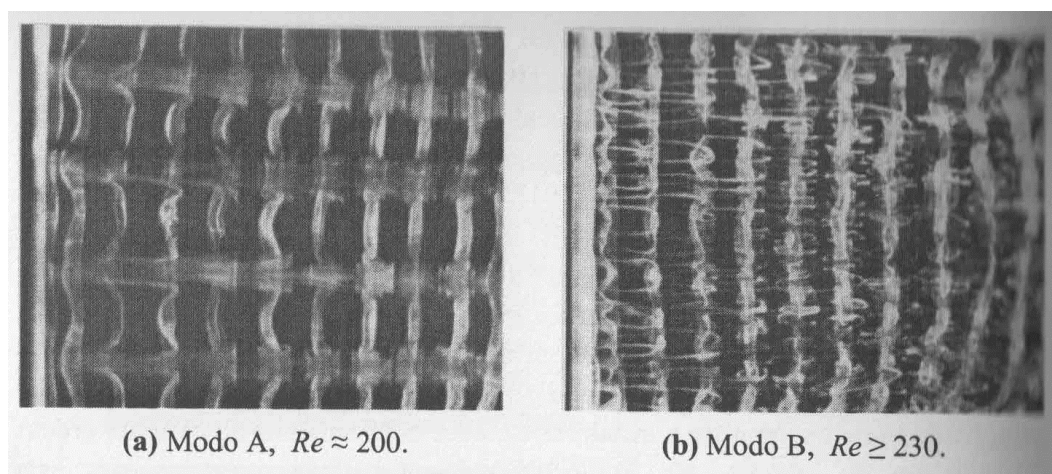


Figura 3.23 – Visualizações da esteira no escoamento ao redor de um cilindro visto em planta [Williamson, 1991]

Conforme Meneghini et al., 2010, uma ferramenta estatística para verificar a tridimensionalidade da esteira é a determinação da correlação entre duas grandezas do escoamento, medidas ao longo do comprimento do cilindro. Esse procedimento é realizado para a obtenção de um coeficiente de correlação, tal como também é explicado por Möller e Silvestrini, 2004. Para avaliar o grau de tridimensionalidade, pode-se obter o coeficiente de correlação entre as medidas obtidas em um ponto base e outras medidas tomadas em outros pontos ao longo do comprimento do cilindro. No caso de valores unitários para o coeficiente de correlação, tem-se fenômenos sincronizados de emissão de vórtices nos dois pontos avaliados. No caso do valor desse coeficiente ser zero, não existe correlação alguma. Na Figura 3.24, são exibidos exemplos de valores para o coeficiente de correlação obtidos em experimentos com Re variando entre 10^4 e 4×10^4 . Analisando-se essa figura, pode-se verificar que a esteira de vórtices para essa faixa de valores para Re é totalmente tridimensional.

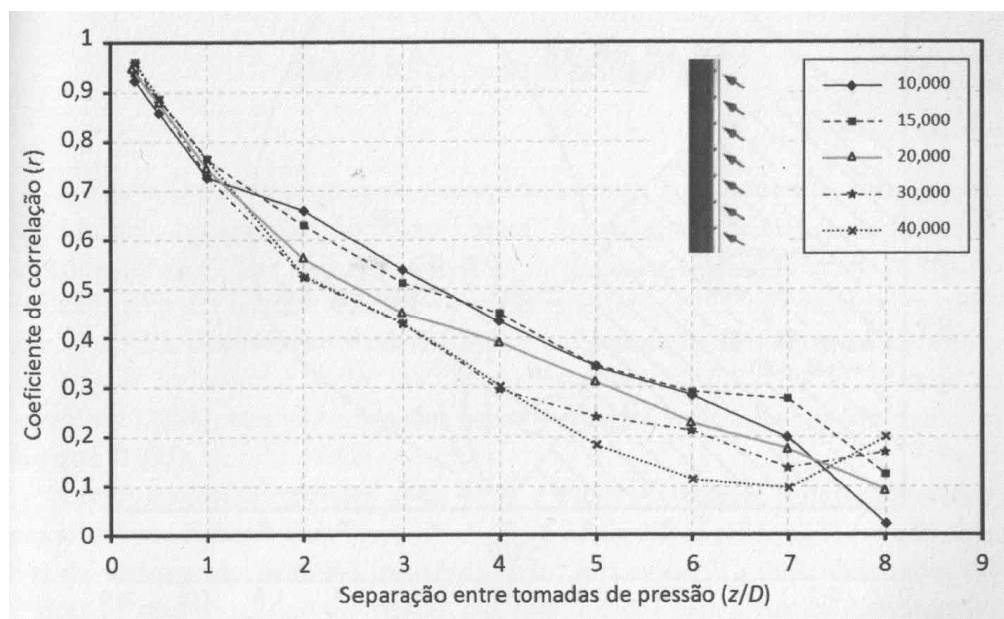


Figura 3.24 – Coeficiente de correlação para pontos de medição de pressão ao longo da geratriz de um cilindro para $10^4 < Re < 4 \times 10^4$ [adaptado de Ássi, 2003]

Esta breve revisão de estudos acerca do escoamento turbulento sobre cilindros realizada nesta seção busca esclarecer que esse tipo de escoamento tem sido intensamente estudado no decorrer dos anos e que existe o suporte teórico necessário para realizar análises envolvendo os resultados numéricos obtidos e os experimentais, assim como os obtidos por

outros autores. Nos experimentos, são obtidos dados de velocidade e de pressão e, desses, extraídas informações a serem utilizadas como condições de contorno e como parâmetros de validação das simulações numéricas do escoamento sobre o cilindro, conforme é explicado na seção 3.2.2. Obtendo-se sucesso em reproduzir um escoamento já conhecido como o que ocorre sobre um cilindro, diminuem-se as incertezas acerca da qualidade das simulações numéricas do escoamento sobre o rotor Savonius.

4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Nesta seção do presente trabalho, os principais resultados obtidos com o uso dos procedimentos descritos e analisados na seção anterior são apresentados, juntamente com as discussões pertinentes a cada caso.

4.1 Estudo Numérico e Experimental do escoamento no Canal Vazio

Conforme descrito nas seções anteriores deste trabalho, medições e simulações também são realizadas considerando o escoamento no canal aerodinâmico vazio, sem corpos em sua seção de teste. Tais simulações são realizadas para verificar a adequação da modelagem numérica ao fenômeno do escoamento no canal aerodinâmico. Nas regiões afastadas da seção de teste, a discretização realizada nas demais simulações apresenta semelhanças com o tipo de discretização realizada nas simulações com o canal vazio, sendo a principal diferença o uso de malha não estruturada na região do entorno dos corpos nas simulações do escoamento sobre o cilindro e sobre o rotor. A queda da pressão manométrica ao longo do canal aerodinâmico é tida como o resultado obtido das simulações e comparada aos valores experimentalmente medidos com o uso dos manômetros eletrônicos.

Como condições de contorno de entrada, utiliza-se a aproximação de perfil de velocidade homogêneo, intensidade de turbulência igual a 1% e comprimento característico de 1 mm, conforme comentado na seção de metodologia. Na saída, por meio de medições com anemometria de fio quente através da seção, obteve-se intensidade de turbulência média de 1,2934% e comprimento característico de 0,0146 m para a seção de saída. Estes dados são utilizados como condições de contorno na saída, juntamente com a pressão tendo um valor médio igual ao da pressão atmosférica.

Utilizando essas condições de contorno e a metodologia descrita nas seções anteriores, simulações numéricas transientes do escoamento são realizadas, sendo que no transcorrer das simulações, devido às características do escoamento no túnel vazio, sem esteira de vórtices, regime estacionário é obtido, no qual os campos do escoamento não sofrem variações significativas no transcorrer do tempo. Na Figura 4.1, é exibido o histórico de convergência para a simulação do escoamento sem corpos na seção de teste, com o uso da malha contendo 7214480 volumes. Através de uma análise em tal representação gráfica, pode-se verificar a diminuição dos resíduos das equações de conservação no transcorrer da simulação.

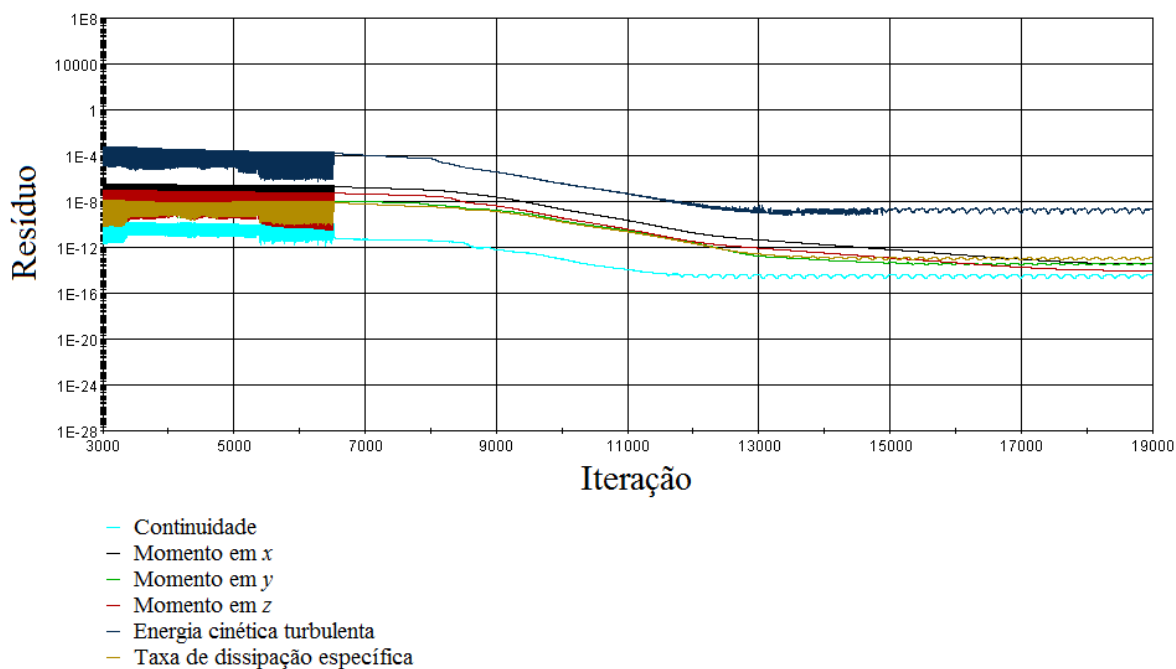


Figura 4.1 – Histórico de convergência para simulação do escoamento sem corpos na seção de teste, para malha com 7214480 volumes

Um estudo da influência da discretização sobre os resultados obtidos é realizado. Os dados das malhas comparadas encontram-se exibidos na Tabela 4.1. Conforme se verifica, a diferença entre os valores obtidos para a média da pressão nos pontos monitorados varia 0,078% para as três malhas mais refinadas, sendo que, em virtude do menor tempo computacional, a malha com 7214480 volumes pode ser utilizada em comparações com resultados experimentais.

Tabela 4.1 – Análise numérica e experimental da pressão ao longo da parede do canal vazio com escoamento com 10 m/s de velocidade na entrada

Malha	Número de Volumes	Média das pressões nos pontos monitorados (Pa)	Integral da curva de pressão ao longo da parede do canal (Pa.m)
1	196560	5,8911	9,1958
2	3203280	8,4564	13,2851
3	7214480	8,6350	13,5725
4	12768320	8,6413	13,5796
5	19239934	8,6417	13,5801
Experimental		8,5853 ± 0,1148	13,3805 ± 0,2957

Quando os valores obtidos para a integral da curva da pressão em função da direção do escoamento sobre uma das paredes do canal são comparados, verifica-se que a diferença entre os valores obtidos para as três malhas mais refinadas é inferior a 0,056%, sendo essa variação também considerada pequena. O uso dos valores da integral permite levar em consideração o formato que a curva de pressão ao longo da direção do escoamento apresenta nas comparações realizadas. Os valores médios obtidos através de experimentos com o manômetro capacitivo também são exibidos na Tabela 4.1. Na Figura 4.2, é exibida uma representação gráfica da influência da discretização espacial sobre os valores de pressão ao longo de uma das paredes com altura de 146 mm do canal aerodinâmico.

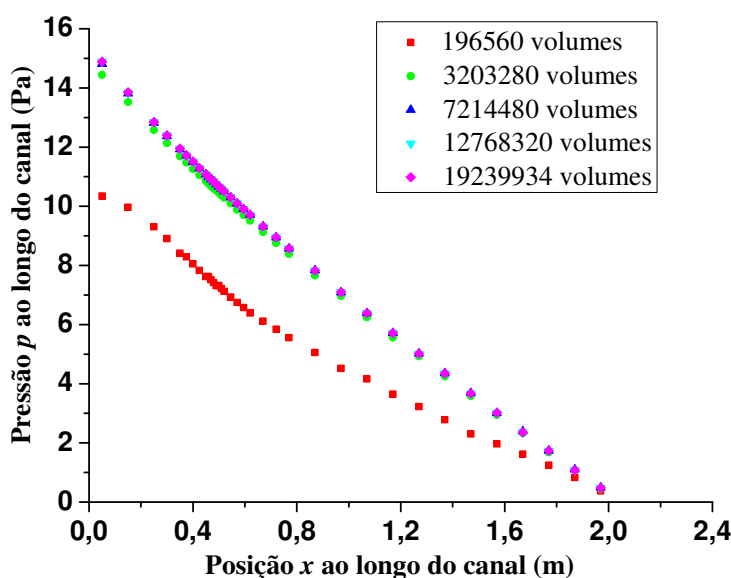


Figura 4.2 – Influência da discretização espacial sobre a variação da pressão ao longo da parede do canal vazio com escoamento com 10 m/s de velocidade na entrada

Analisando os valores da Tabela 4.1 e a representação gráfica exibida na Figura 4.3, que exibe os valores de pressão ao longo do centro da parede esquerda do canal, verifica-se que os valores numéricos obtidos com as simulações estão bem próximos dos valores medidos experimentalmente. Para os valores obtidos numericamente, próximo à entrada do domínio, ocorre uma variação mais acentuada de pressão, decorrente da influência do uso de um perfil uniforme de velocidade na entrada, usado como condição de contorno. Para a média das pressões nos pontos monitorados, obteve-se uma diferença de 0,66% entre o valor numérico e o experimental. Essa diferença sobe para 1,49% quando os valores obtidos para a integral da

curva de pressão ao longo da direção do escoamento são comparados. Analisando-se esses parâmetros, pode-se verificar que a metodologia é capaz de reproduzir a perda de carga no canal aerodinâmico quando esse opera sem corpos em sua seção de teste.

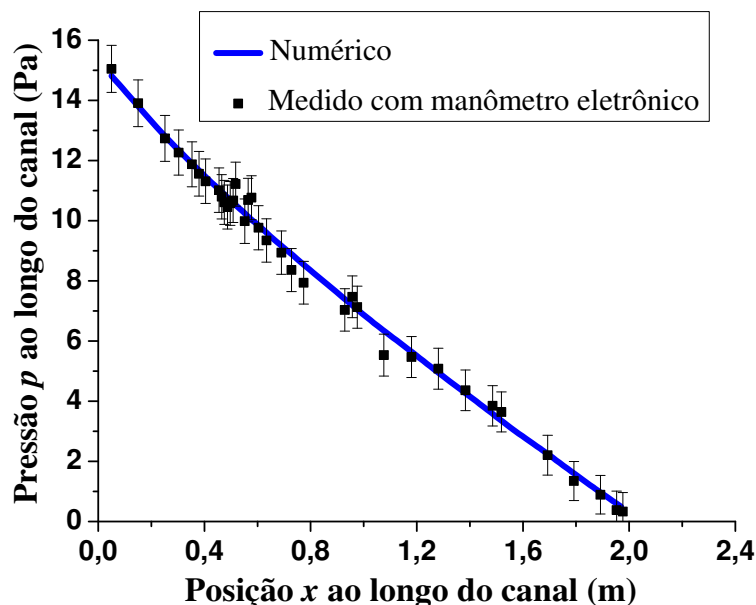


Figura 4.3 – Variação numérica e experimental da pressão ao longo da parede do canal vazio com escoamento com 10 m/s de velocidade na entrada

4.2 Estudo do Escoamento sobre o Cilindro

Conforme explicado em seções anteriores deste trabalho, são levantados dados experimentais acerca do escoamento sobre um cilindro no canal aerodinâmico. Tais resultados são úteis para a realização de simulações do escoamento sobre o cilindro e de comparações para avaliar a qualidade do procedimento numérico utilizado no trabalho.

4.2.1 Resultados Experimentais para o Escoamento sobre o Cilindro

Para obtenção de valores experimentais médios no tempo e nas seções consideradas, para serem usadas como condições de contorno nas simulações numéricas, utiliza-se metodologia semelhante à utilizada nos experimentos com o canal vazio. Os valores para as condições do escoamento na entrada são os mesmos e os valores para a seção de saída obtidos

são de 9,378% e 0,0322 m para a intensidade de turbulência e comprimento característico, respectivamente. O valor da pressão média na saída é considerado equivalente ao da pressão atmosférica.

Nos experimentos, com o uso de tomadas de pressão, distribuídas ao longo do centro da parede esquerda do canal, conectadas aos manômetros digitais, são obtidos valores de pressão estática manométrica, média no tempo. As distribuições de pressão obtidas ao longo da parede do canal são exibidas na Figura 4.4. Para o escoamento sobre o cilindro, verifica-se a distribuição típica de pressão que ocorre sobre o cilindro, com a recuperação parcial da pressão que ocorre a jusante do mesmo [Schlichting, 1968].

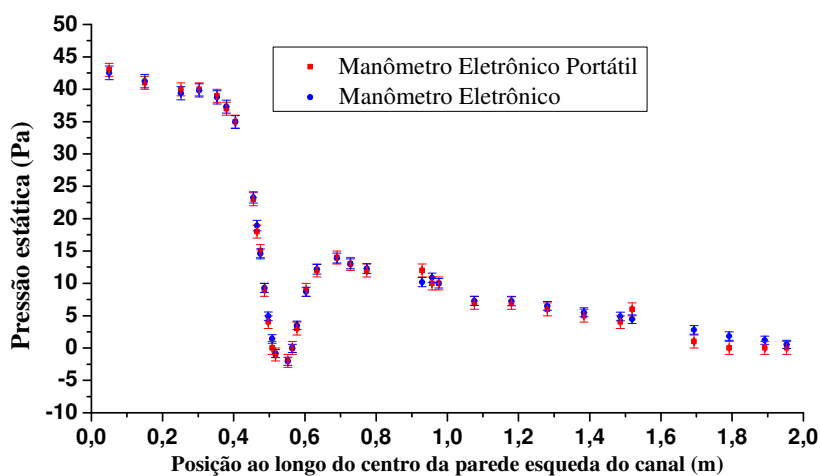


Figura 4.4 – Média da pressão estática, medida ao longo do centro da parede esquerda do canal aerodinâmico

Com o uso do tubo de Pitot e de sondas de fio quente duplas, o perfil médio da componente da velocidade na direção do escoamento é obtido na seção transversal a 1470 mm da entrada do canal aerodinâmico. O perfil obtido pode ser visualizado na Figura 4.5, na qual os dados por anemometria de fio quente são obtidos com a sonda dupla tendo seu fio reto posicionado na horizontal e na vertical. Analisando o perfil médio obtido, verifica-se que o mesmo apresenta um comportamento logarítmico, com baixa influência da passagem dos vórtices sobre o formato da curva obtida. Tal fato se deve à mistura entre o escoamento na esteira de vórtices e o escoamento adjacente a ela, promovendo mistura e recuperação da velocidade média no local da esteira. Isso pode ser analisado experimentalmente pela medição do perfil da componente da velocidade na direção do escoamento ao longo de diversas seções transversais do canal. Medições dessa natureza são realizadas com o uso de tubo de Pitot nas

seções posicionadas a 5, 13 e 29 diâmetros de cilindro a jusante da seção de teste, sendo que os resultados obtidos estão exibidos na representação gráfica da Figura 4.6. Conforme se pode verificar nessa representação gráfica, após 13 diâmetros de cilindro a jusante da seção de teste, o perfil médio de u evolui rapidamente até apresentar o formato logarítmico próximo à saída do canal aerodinâmico.

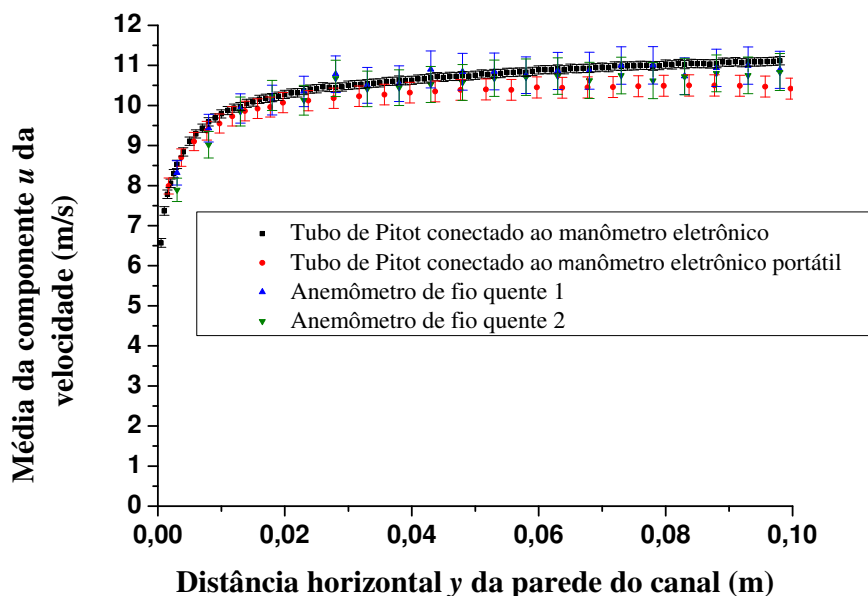


Figura 4.5 – Perfil de \bar{u} a 1470 mm a jusante do cilindro

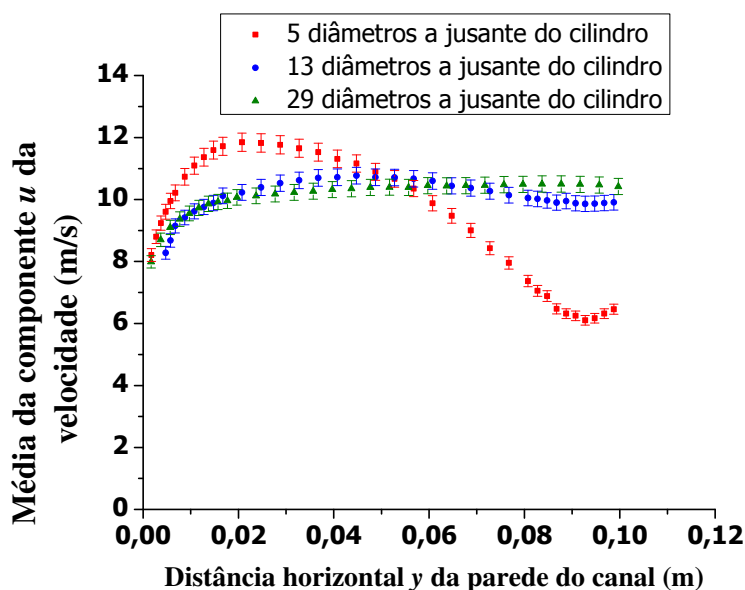


Figura 4.6 – Evolução do perfil de \bar{u} ao longo do canal

Utilizando tubo de Pitot e a técnica de anemometria de fio quente com sonda dupla são obtidos dados de velocidade média e das flutuações para a seção transversal do canal a 1470 mm a jusante do cilindro. Com tais dados, informações referentes às intensidades de turbulência, frequência de desprendimento de vórtices, número de Strouhal e espectro de turbulência, são obtidas. Esses resultados são exibidos nas Tabelas 4.2 e 4.3 para a linha central horizontal a 73 mm do piso do canal. Densidades espectrais de potência das flutuações de velocidade também são obtidas, sendo que na Figura 4.7 tais dados obtidos para uma posição afastada em 48 mm da parede do canal são exibidos.

Tabela 4.2 – Dados obtidos com anemometria de fio quente a 1470 mm a jusante do cilindro, utilizando fio reto na horizontal

y (mm)	\bar{u} (m/s)	$\overline{u'^2}$ (m/s)	$\overline{v'^2}$ (m/s)	$I_{u'}$	$I_{w'}$	f_{dv} (Hz)	St	f_{ad} (kHz)
3	8,318 ± 0,300	1,411 ± 0,074	0,397 ± 0,013	0,118 ± 0,008	0,063 ± 0,002	-----	-----	30
8	9,434 ± 0,311	1,135 ± 0,048	0,317 ± 0,011	0,106 ± 0,007	0,056 ± 0,002	-----	-----	30
13	9,924 ± 0,321	1,138 ± 0,048	0,411 ± 0,014	0,106 ± 0,007	0,064 ± 0,002	-----	-----	30
18	10,135 ± 0,335	1,093 ± 0,044	0,534 ± 0,018	0,104 ± 0,006	0,072 ± 0,003	-----	-----	30
23	10,349 ± 0,349	1,063 ± 0,042	0,601 ± 0,020	0,102 ± 0,006	0,077 ± 0,004	46,9 ± 4	0,233 ± 0,022	1
28	10,780 ± 0,379	1,105 ± 0,046	0,776 ± 0,026	0,104 ± 0,007	0,087 ± 0,005	-----	-----	30
33	10,503 ± 0,359	0,886 ± 0,029	0,841 ± 0,027	0,093 ± 0,005	0,091 ± 0,005	-----	-----	30
38	10,543 ± 0,362	1,019 ± 0,039	0,804 ± 0,026	0,100 ± 0,006	0,089 ± 0,005	-----	-----	30
43	10,899 ± 0,387	0,873 ± 0,028	0,848 ± 0,028	0,093 ± 0,005	0,091 ± 0,005	-----	-----	30
48	10,841 ± 0,383	0,940 ± 0,033	0,903 ± 0,030	0,096 ± 0,006	0,094 ± 0,005	46,9 ± 4	0,233 ± 0,022	1
53	10,849 ± 0,383	0,945 ± 0,033	0,942 ± 0,033	0,096 ± 0,006	0,096 ± 0,006	-----	-----	30
58	10,755 ± 0,377	0,947 ± 0,033	1,024 ± 0,039	0,097 ± 0,006	0,100 ± 0,006	-----	-----	30
63	10,862 ± 0,384	0,848 ± 0,030	1,014 ± 0,038	0,091 ± 0,005	0,100 ± 0,006	-----	-----	30
68	10,869 ± 0,385	0,815 ± 0,028	0,986 ± 0,036	0,090 ± 0,005	0,099 ± 0,006	-----	-----	30
73	10,910 ± 0,394	1,033 ± 0,040	1,123 ± 0,047	0,101 ± 0,006	0,105 ± 0,007	46,9 ± 4	0,233 ± 0,022	1
78	11,002 ± 0,394	0,975 ± 0,035	1,312 ± 0,064	0,098 ± 0,006	0,114 ± 0,008	-----	-----	30
83	10,731 ± 0,375	0,884 ± 0,029	1,036 ± 0,040	0,093 ± 0,005	0,101 ± 0,006	-----	-----	30
88	10,937 ± 0,390	0,918 ± 0,031	1,052 ± 0,041	0,095 ± 0,005	0,102 ± 0,006	-----	-----	30
93	10,995 ± 0,394	0,859 ± 0,028	1,153 ± 0,050	0,092 ± 0,005	0,107 ± 0,007	-----	-----	30
98	10,890 ± 0,386	0,912 ± 0,031	1,201 ± 0,054	0,095 ± 0,005	0,109 ± 0,007	-----	-----	1

Conforme se verifica nos dados apresentados, para uma frequência de aquisição de dados, f_{ad} , de 1 kHz, obteve-se para a frequência principal de desprendimento de vórtices, f_{dv} , um valor de 46,875 Hz para vários pontos ao longo da seção. Tal frequência proporciona número de Strouhal, St, igual a 0,233. Este valor está em conformidade com o número de Strouhal obtido no estudo de Silveira, 2011, para condições semelhantes de escoamento. O

pico na energia da turbulência para essa frequência pode ser acompanhado na representação gráfica do espectro na Figura 4.7. No gráfico do espectro da turbulência, também é possível verificar uma tendência à isotropia na medida em que as frequências aumentam, tendo em vista que pequenos vórtices tendem a ser isotrópicos [Silveira Neto, 2002; Möller e Silvestrini, 2004]. No entanto, as menores escalas analisadas ainda são grandes em comparação com as micro escalas de Kolmogorov. Para os pontos nos quais as medições foram realizadas com f_{dv} de 30 kHz, os valores de f_{dv} não são estatisticamente independentes das extensões das séries de dados adquiridas nas medições. Para esses pontos, apenas considerou-se dados referentes aos perfis de velocidade e de energia cinética turbulenta.

Tabela 4.3 – Dados obtidos com anemometria de fio quente a 1470 mm a jusante do cilindro, utilizando fio reto na vertical

y (mm)	\bar{u} (m/s)	$\overline{u'^2}$ (m/s)	$\overline{w'^2}$ (m/s)	$I_{u'}$	$I_{w'}$	f_{dv} (Hz)	St	f_{ad} (kHz)
3	7,893 ± 0,253	1,689 ± 0,106	1,145 ± 0,061	0,129 ± 0,010	0,106 ± 0,007	-----	-----	30
8	9,022 ± 0,289	1,119 ± 0,047	0,820 ± 0,031	0,105 ± 0,007	0,090 ± 0,005	-----	-----	30
13	9,849 ± 0,316	1,185 ± 0,052	0,751 ± 0,026	0,108 ± 0,007	0,086 ± 0,004	-----	-----	30
18	10,250 ± 0,342	0,963 ± 0,035	0,699 ± 0,023	0,097 ± 0,006	0,083 ± 0,004	-----	-----	30
23	10,131 ± 0,334	0,909 ± 0,031	0,810 ± 0,031	0,095 ± 0,005	0,089 ± 0,005	-----	-----	1
28	10,676 ± 0,371	1,075 ± 0,043	0,728 ± 0,025	0,103 ± 0,006	0,085 ± 0,004	-----	-----	30
33	10,415 ± 0,353	1,227 ± 0,056	0,706 ± 0,023	0,110 ± 0,007	0,083 ± 0,004	-----	-----	30
38	10,445 ± 0,355	0,860 ± 0,028	0,761 ± 0,027	0,092 ± 0,005	0,087 ± 0,004	-----	-----	30
43	10,524 ± 0,361	1,234 ± 0,057	0,756 ± 0,033	0,110 ± 0,007	0,086 ± 0,004	-----	-----	30
48	10,573 ± 0,364	0,853 ± 0,028	0,747 ± 0,026	0,092 ± 0,005	0,086 ± 0,004	46,9 ± 4	0,233 ± 0,022	1
53	10,678 ± 0,371	0,759 ± 0,025	0,751 ± 0,026	0,086 ± 0,004	0,086 ± 0,004	-----	-----	30
58	10,705 ± 0,373	0,820 ± 0,027	0,867 ± 0,035	0,090 ± 0,005	0,092 ± 0,005	-----	-----	30
63	10,733 ± 0,375	0,857 ± 0,028	0,934 ± 0,041	0,092 ± 0,005	0,096 ± 0,006	-----	-----	30
68	10,624 ± 0,368	0,803 ± 0,026	0,803 ± 0,030	0,089 ± 0,005	0,089 ± 0,005	-----	-----	30
73	10,750 ± 0,376	0,760 ± 0,025	0,774 ± 0,028	0,086 ± 0,004	0,087 ± 0,005	46,9 ± 4	0,233 ± 0,022	1
78	10,622 ± 0,368	0,777 ± 0,025	0,756 ± 0,027	0,087 ± 0,005	0,086 ± 0,004	-----	-----	30
83	10,722 ± 0,375	0,751 ± 0,026	0,879 ± 0,036	0,086 ± 0,004	0,093 ± 0,005	-----	-----	30
88	10,801 ± 0,380	0,890 ± 0,030	0,844 ± 0,033	0,094 ± 0,005	0,091 ± 0,005	-----	-----	30
93	10,753 ± 0,377	0,892 ± 0,030	0,820 ± 0,031	0,094 ± 0,005	0,090 ± 0,005	-----	-----	30
98	10,834 ± 0,382	0,744 ± 0,026	0,809 ± 0,031	0,086 ± 0,004	0,089 ± 0,005	-----	-----	1

4.2.2 Resultados Numéricos para o Escoamento Sobre o Cilindro

Com base na metodologia numérica descrita nas seções anteriores, simulações numéricas do escoamento turbulento de ar sobre um cilindro de mesmo diâmetro que o rotor

Savonius são realizadas. Nessas simulações, o escoamento é reproduzido por meio de geometrias bidimensionais, tridimensionais com plano de simetria e totalmente tridimensionais.

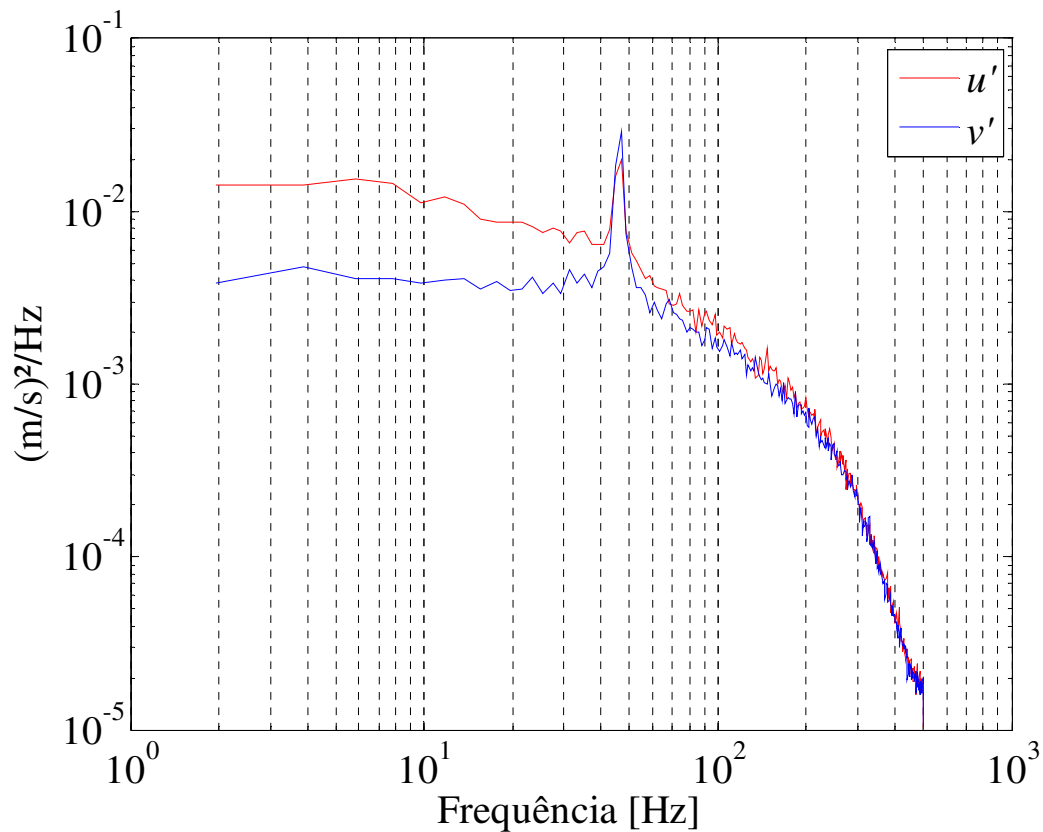


Figura 4.7 – Densidades espectrais de potência das flutuações de velocidade u' e v' a 48 mm da parede do canal aerodinâmico

Um estudo da influência da discretização espacial e temporal é realizado para as simulações com os três tipos de geometrias. Para avaliar a dependência dos resultados em relação da discretização espacial, valores médios de pressão ao longo do centro da parede esquerda do canal são obtidos, considerando-se um período de tempo físico simulado para o qual ocorra a emissão de um par de vórtices. As simulações são realizadas com passo de tempo calculado para que se obtenha número de Courant unitário, calculado com base em um escoamento de 10 m/s sobre a menor dimensão de célula do domínio. A malha selecionada para cada tipo de geometria é utilizada em um estudo da influência da discretização temporal,

no qual os valores de pressão para um ciclo de desprendimento de vórtices são obtidos por simulações numéricas com passos de tempo variados.

Todas as simulações do escoamento sobre o cilindro, assim como as simulações do escoamento sobre o rotor, são transientes. Os valores de cada passo de tempo são obtidos por meio da convergência das equações de conservação, considerando que a convergência somente é atingida para essas simulações quando o resíduo das equações, em cada passo de tempo, é inferior a 10^{-6} . A Figura 4.8 exibe o histórico de parte da simulação do escoamento sobre o cilindro, na qual foi utilizado domínio totalmente tridimensional e malha com 6589200 volumes. Verifica-se, na Figura 4.8, que para cada passo de tempo calculado, todos os resíduos convergem até o valor de 10^{-6} .

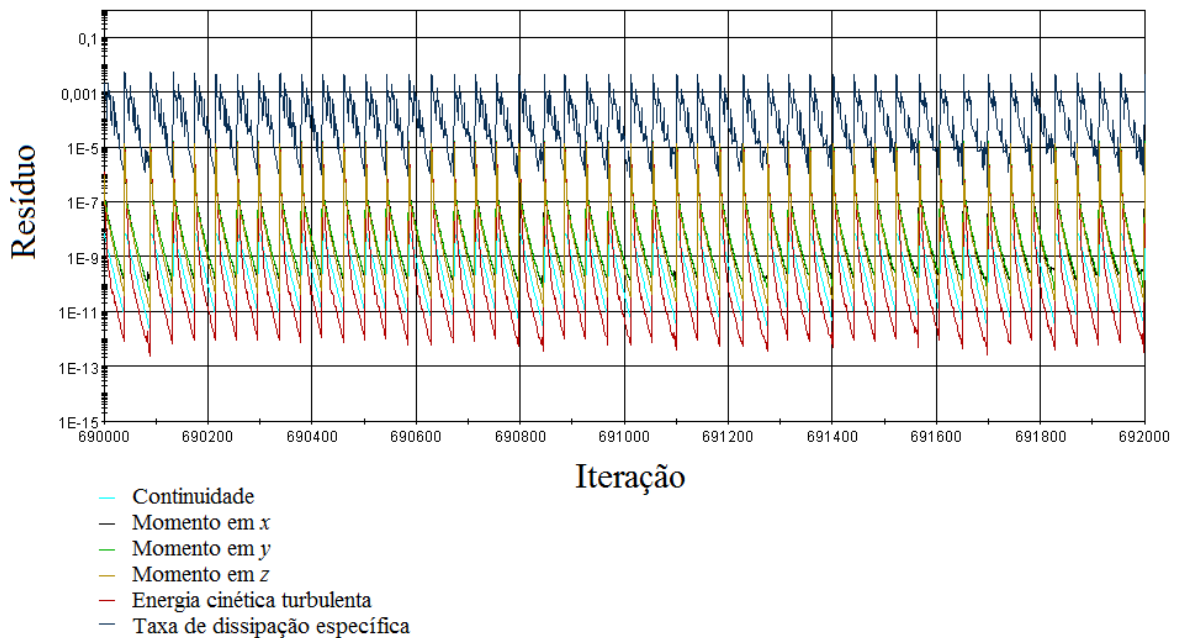


Figura 4.8 – Parte do histórico de convergência da simulação sobre o cilindro totalmente 3D com o uso de 6589200 volumes

Para as simulações com geometria bidimensional, oito malhas são construídas e analisadas. Dessas simulações, resultados para a variação da pressão e para a integral da pressão ao longo do centro da parede esquerda do canal são obtidos. Os resultados para cada uma das oito malhas obtidas são exibidos na Tabela 4.4 e na Figura 4.9. Conforme se verifica, o grau de dependência dos resultados em função da variação da discretização espacial é maior do que aquele obtido para as simulações com canal vazio. Tal consideração sobre a

dependência dos resultados em relação à discretização também é realizada por Rosenfeld, 1994, que explica que, devido à natureza complexa do escoamento, com desprendimento de vórtices, tanto os valores médios das grandezas quanto as frequências de desprendimentos de vórtices dependem da discretização do domínio de cálculo. Dessa forma, para cada malha, a frequência de desprendimento de vórtices também irá variar, podendo acarretar em diferentes fases de emissão de vórtices para o mesmo instante de tempo em diferentes malhas. Com isso, somente para refinamentos muito superiores se pode conseguir menores graus de dependência dos resultados em função da discretização. Com base nos valores obtidos, as duas malhas mais refinadas apresentam diferenças entre os resultados com valores próximos a 0,2%, sendo que, em função do tempo computacional, a malha com 328900 células é usada para se obter resultados para comparação com outras simulações e com dados experimentais. O uso dessa malha com passo de tempo reduzido em um quarto de seu valor prévio apresenta menor dependência em relação à discretização temporal, conforme Tabela 4.5 e Figura 4.10.

Tabela 4.4 – Influência da discretização espacial sobre os resultados de pressão para simulação 2D do escoamento sobre o cilindro

Malha	Número de Volumes	Média das pressões nos pontos monitorados (Pa)		Integral da curva de pressão ao longo da parede do canal (Pa.m)	
			Diferença percentual		Diferença percentual
1	2200	2,1932		7,2692	
2	9200	14,6944	85,0745%	26,6219	72,6947%
3	36500	17,2758	14,9422%	32,9491	19,2030%
4	82400	20,1975	14,4656%	37,7101	12,6253%
5	146100	20,6767	2,3175%	38,6939	2,5425%
6	228100	20,8756	0,9531%	39,1108	1,0659%
7	328900	20,8345	-0,1975%	39,0026	-0,2774%
8	473000	20,8756	0,1970%	39,0831	0,2060%

Tabela 4.5 – Influência da discretização temporal sobre os resultados de pressão para simulação 2D do escoamento sobre o cilindro

Refino	n Δt	Média das pressões nos pontos monitorados (Pa)		Integral da curva de pressão ao longo da parede do canal (Pa.m)	
			Diferença percentual		Diferença percentual
1	4 Δt	19,3824		36,1682	
2	2 Δt	19,5753	0,9854%	36,5832	1,1344%
3	1 Δt	19,5324	-0,2196%	36,4853	-0,2683%
4	0,5 Δt	19,5845	0,2659%	36,6218	0,3727%
5	0,25 Δt	19,5889	0,0223%	36,6355	0,0374%

Os resultados obtidos para os estudos de dependência dos resultados em relação à discretização espacial e temporal das simulações com malha tridimensional com uso de

simetria são exibidos nas Tabelas 4.6 e 4.7 e representados graficamente nas Figuras 4.11 e 4.12. Em função da variação dos resultados com a discretização e do tempo computacional, a malha com 5846400 volumes e simulada com passo de tempo correspondente a número de Courant unitário ($1 \Delta t$) é utilizada.

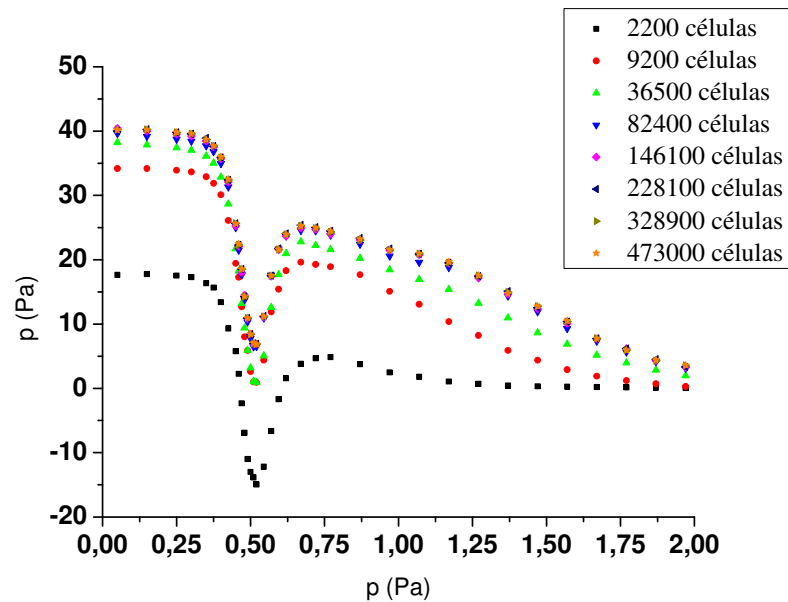


Figura 4.9 – Influência da discretização espacial sobre os resultados de pressão para simulação 2D do escoamento sobre o cilindro

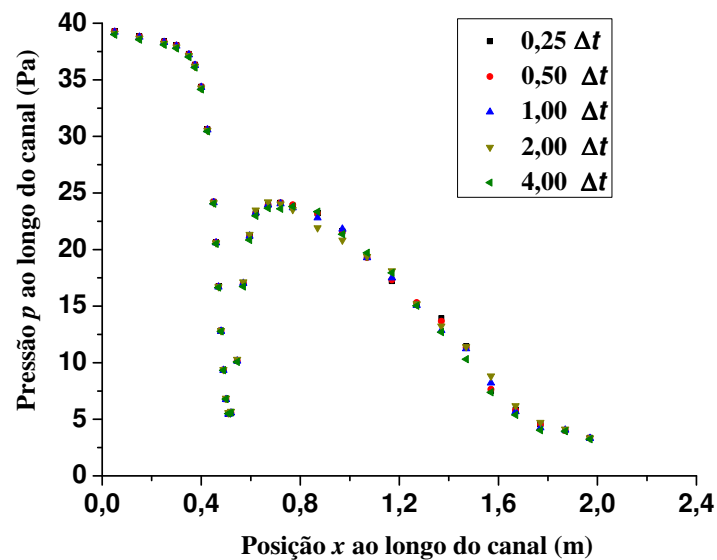


Figura 4.10 – Influência da discretização temporal sobre os resultados de pressão para simulação 2D do escoamento sobre o cilindro

Tabela 4.6 – Influência da discretização espacial sobre os resultados de pressão para simulação 3D com simetria do escoamento sobre o cilindro

Malha	Número de Volumes	Média das pressões nos pontos monitorados (Pa)		Integral da curva de pressão ao longo da parede do canal (Pa.m)	
			Diferença percentual		Diferença percentual
1	367400	15,3180		26,0233	
2	1461600	18,1792	15,7388%	29,9076	12,9877%
3	3294600	17,7558	-2,3841%	29,6932	-0,7221%
4	5846400	17,7433	-0,0710%	29,6882	-0,0168%
5	9125000	17,7496	0,0360%	29,7044	0,0545%

Tabela 4.7 – Influência da discretização temporal sobre os resultados de pressão para simulação 3D com simetria do escoamento sobre o cilindro

Refino	n Δt	Média das pressões nos pontos monitorados (Pa)		Integral da curva de pressão ao longo da parede do canal (Pa.m)	
			Diferença percentual		Diferença percentual
1	8 Δt	16,3584		29,0795	
2	4 Δt	16,5033	0,8777%	29,3253	0,8381%
3	2 Δt	16,4288	-0,4533%	29,1952	-0,4458%
4	1 Δt	16,4177	-0,0677%	29,1755	-0,0674%
5	0,5 Δt	16,4142	-0,0214%	29,1683	-0,0248%
6	0,25 Δt	16,4149	0,0046%	29,1694	0,0039%

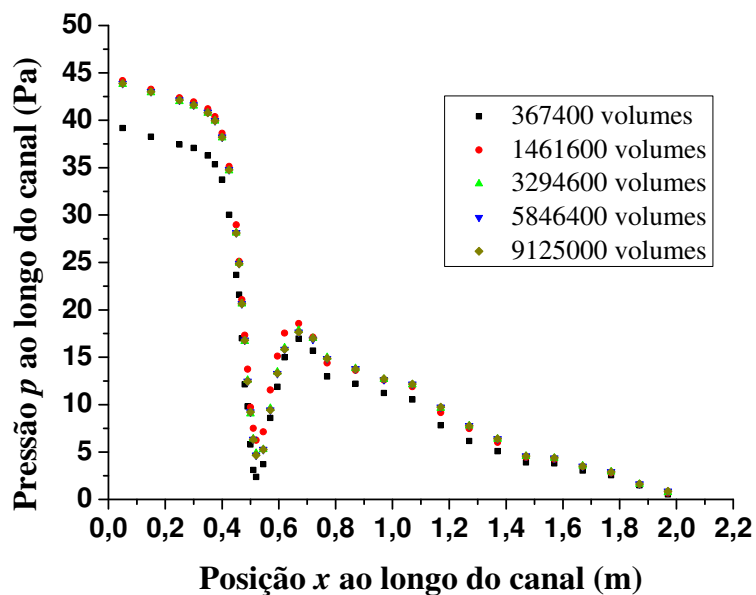


Figura 4.11 – Influência da discretização espacial sobre os resultados de pressão para simulação 3D com simetria do escoamento sobre o cilindro

Os resultados obtidos no estudo do grau de dependência em relação à discretização espacial e temporal para as simulações totalmente tridimensionais do escoamento sobre o

cilindro são exibidos nas Tabelas 4.8 e 4.9 bem como nas Figuras 4.13 a 4.15. Com base nos valores obtidos, a malha com 6589200 volumes, simulada com passo de tempo correspondente ao que proporciona Courant unitário ($1 \Delta t$), é escolhida para proceder com as simulações do escoamento sobre o cilindro.

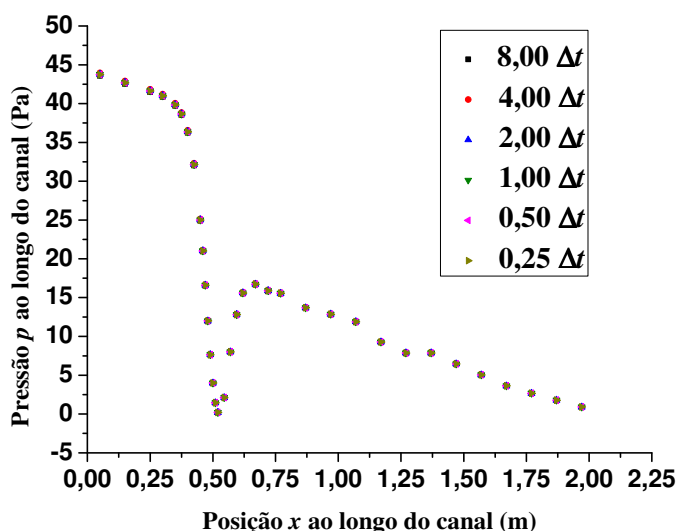


Figura 4.12 – Influência da discretização temporal sobre os resultados de pressão para simulação 3D com simetria do escoamento sobre o cilindro

Tabela 4.8 – Influência da discretização espacial sobre os resultados de pressão para simulação totalmente 3D do escoamento sobre o cilindro

Malha	Número de Volumes	Média das pressões nos pontos monitorados (Pa)		Integral da curva de pressão ao longo da parede do canal (Pa.m)	
			Diferença percentual		Diferença percentual
1	179520	6,1363		14,5537	
2	734800	12,2593	49,9459%	22,8472	36,3001%
3	2923200	14,4711	15,2840%	26,1039	12,4760%
4	6589200	14,5994	0,8789%	26,3657	0,9929%
5	11692800	14,5936	-0,0399%	26,3697	0,0152%
6	18250000	14,5983	0,0319%	26,3884	0,0708%

Tabela 4.9 – Influência da discretização temporal sobre os resultados de pressão para simulação totalmente 3D do escoamento sobre o cilindro

Refino	$n \Delta t$	Média das pressões nos pontos monitorados (Pa)		Integral da curva de pressão ao longo da parede do canal (Pa.m)	
			Diferença percentual		Diferença percentual
1	$8 \Delta t$	15,1056		27,2521	
2	$4 \Delta t$	15,2087	0,6781%	27,3251	0,2672%
3	$2 \Delta t$	15,1081	-0,6655%	27,2739	-0,1878%
4	$1 \Delta t$	15,1012	-0,0462%	27,2688	-0,0186%
5	$0,5 \Delta t$	15,1015	0,0020%	27,2727	0,0141%

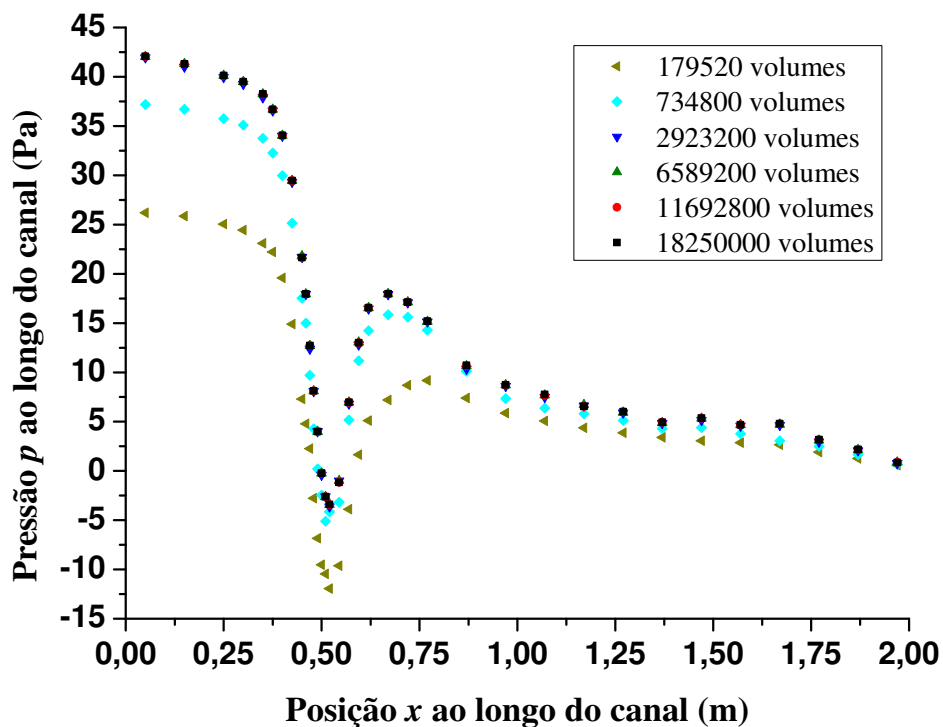


Figura 4.13 – Influência da discretização espacial sobre os resultados de pressão para simulação totalmente 3D do escoamento sobre o cilindro

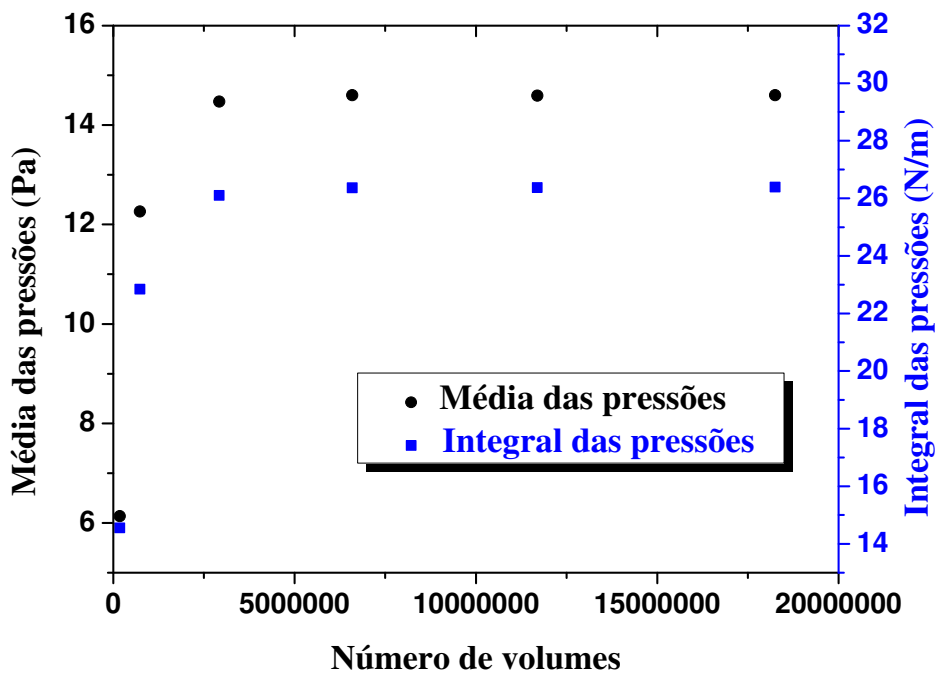


Figura 4.14 – Influência da discretização espacial sobre os dados médios dos pontos considerados para simulação totalmente 3D do escoamento sobre o cilindro

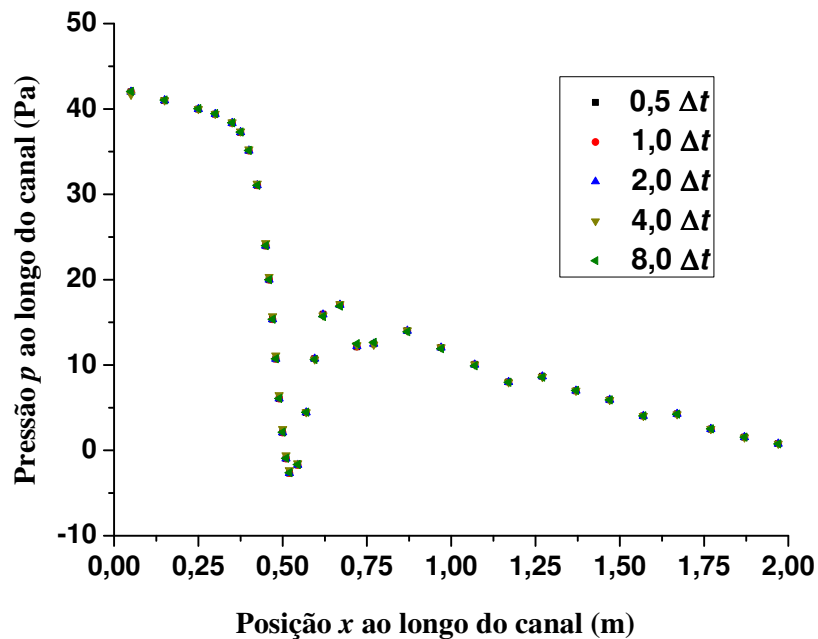


Figura 4.15 – Influência da discretização temporal sobre os resultados de pressão para simulação totalmente 3D do escoamento sobre o cilindro

Uma comparação dos resultados obtidos numérica e experimentalmente para a média temporal das pressões manométricas, registradas em tomadas de pressão ao longo do centro da parede esquerda do canal aerodinâmico, é realizada. Os resultados para a queda de pressão ao longo do canal são exibidos na representação gráfica da Figura 4.16, onde os resultados obtidos por simulações bidimensionais, tridimensionais com simetria e totalmente tridimensionais são comparados aos valores medidos em laboratório com o uso do manômetro eletrônico. Os valores obtidos experimentalmente são calculados com base na média sobre um tempo físico simulado grande o suficiente para que sejam captados 35 ciclos de desprendimento de vórtices.

Analisando-se a representação gráfica da Figura 4.16, pode-se verificar que a simulação numérica com geometria bidimensional não é capaz de reproduzir o fenômeno da queda de pressão ao longo do canal no escoamento em torno do cilindro. Quando as simulações são realizadas com geometrias tridimensionais, os resultados obtidos são mais próximos daqueles medidos em laboratório. O uso de simetria no plano central do canal, apesar de oferecer resultados mais próximos aos experimentais do que uma simulação bidimensional, não fornece uma boa representatividade do fenômeno a jusante do cilindro. Já a simulação tridimensional, com o uso de geometria de dimensões idênticas às do canal, oferece maior representatividade do escoamento ao longo do canal. Na tabela 4.10, são exibidos os

valores para a média da pressão nos pontos monitorados juntamente com os valores de parâmetros representativos do fenômeno da emissão de vórtices como número de Strouhal e frequência de desprendimento de vórtices. Conforme se pode observar, o resultado obtido por simulação com geometria totalmente tridimensional para a média das pressões nos pontos monitorados difere em 3,23% do obtido por meio dos experimentos em canal aerodinâmico. Quando o número de Strouhal e frequência de desprendimento de vórtices obtidos pela simulação são comparados com os valores experimentais, a diferença entre os valores aumenta para 5,28% e 4,97% respectivamente. No entanto, os valores obtidos através da simulação se encontram dentro da margem de erro dos experimentos, o que caracteriza uma boa concordância entre os melhores resultados numéricos e aqueles obtidos por meio de experimentos.

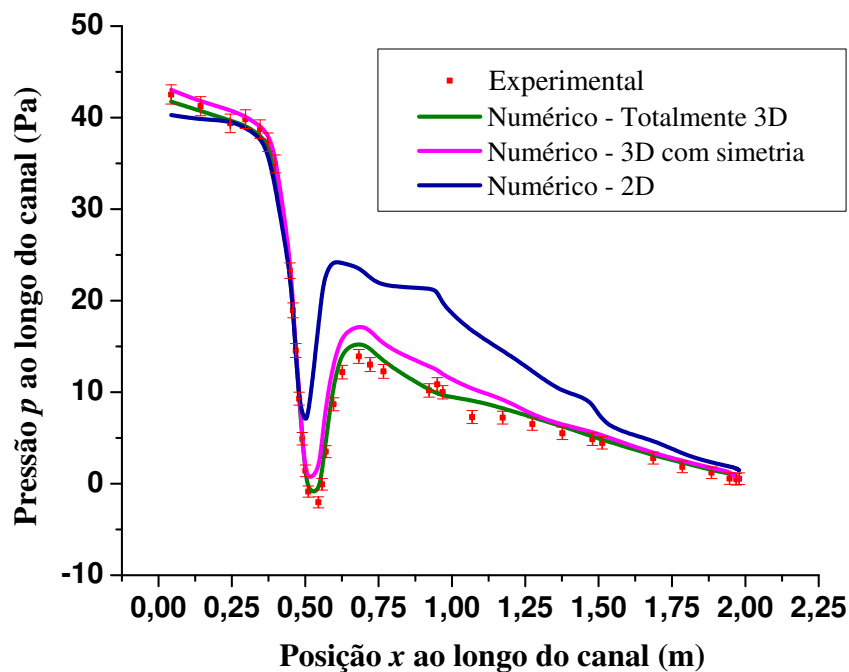


Figura 4.16 – Comparação entre os resultados numéricos e experimentais obtidos para a queda de pressão ao longo do centro da parede esquerda do canal aerodinâmico

Na Figura 4.17, uma comparação entre a queda de pressão ao longo do canal obtida por meio da simulação totalmente transiente e os valores para essa queda obtidos experimentalmente é exibida. Em complemento, os valores experimentais e numérico obtidos para o perfil da componente da velocidade na direção do escoamento, u , para a seção a 1470

mm a jusante do cilindro, são exibidos na Figura 4.18. Analisando-se os dados da Figura 4.18 pode-se verificar que o perfil obtido numericamente possui boa concordância com o medido experimentalmente, o que não ocorre com o perfil obtido por simulação numérica bidimensional, conforme exibido na Figura 4.19.

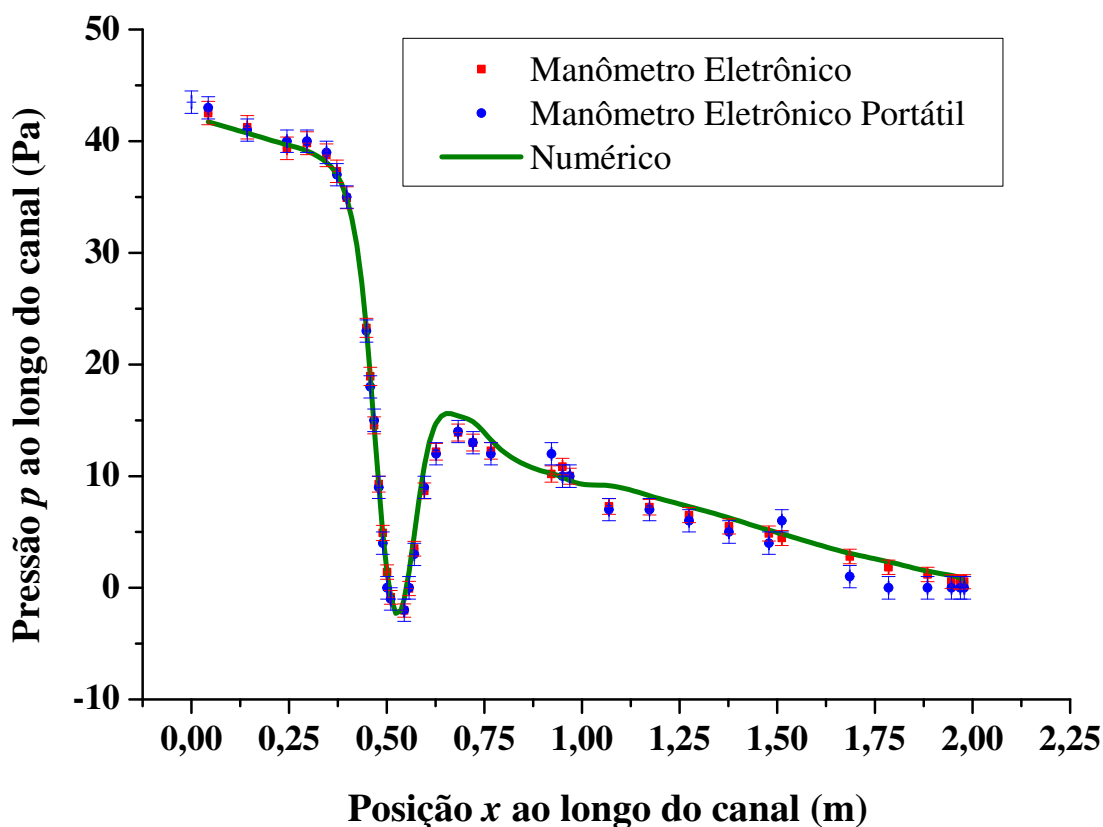


Figura 4.17 – Comparação entre o melhor resultado numérico e os valores obtidos experimentalmente para a queda de pressão ao longo do centro da parede esquerda do canal aerodinâmico

Tabela 4.10 – Comparação entre os resultados numéricos e experimentais para o escoamento sobre o cilindro

	2D	3D com simetria	Totalmente 3D	Experimental	Erro entre numérico totalmente 3D e experimental
Média das pressões nos pontos monitorados (Pa)	18,275	14,606	13,427	13,006±0,126	3,23%
Número de Strouhal	0,275	0,249	0,233	0,246±0,022	5,28%
Frequência de desprendimento de vórtices	54,993	49,999	49,207	46,875±4,000	4,97%

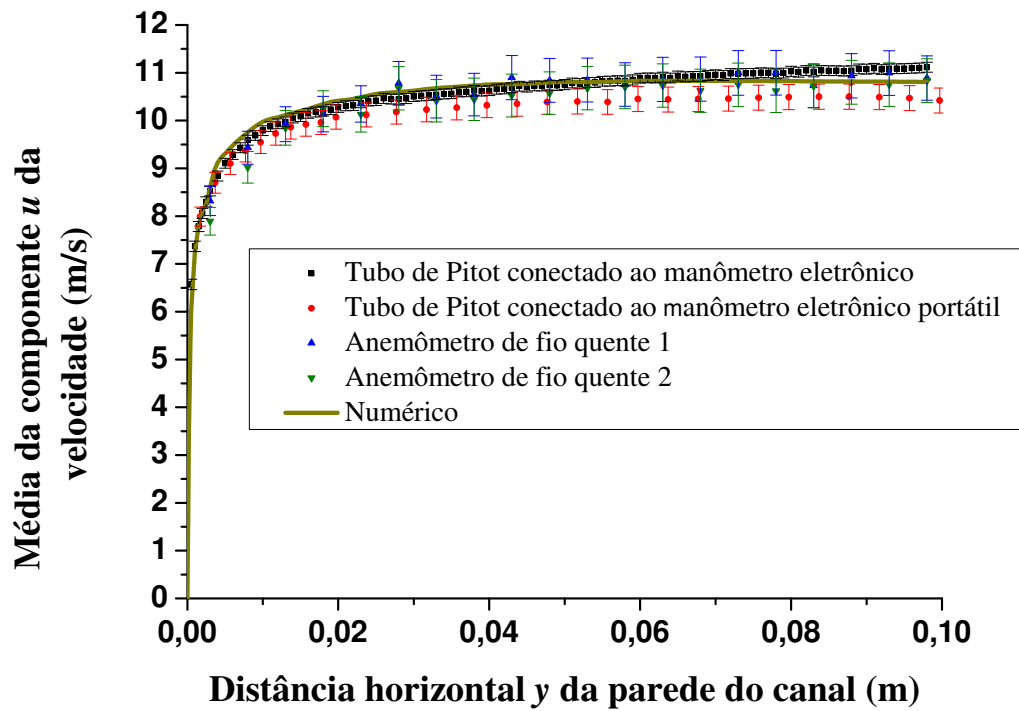


Figura 4.18 – Perfis experimentais e numérico de \bar{u} a 1470 mm a jusante do cilindro

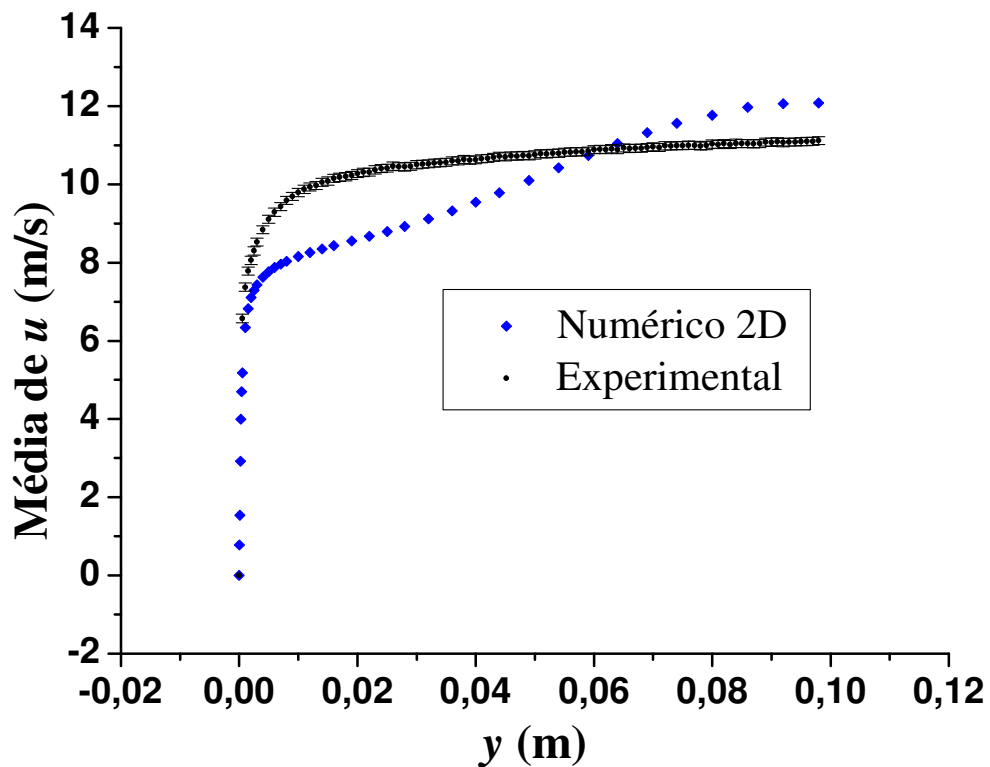


Figura 4.19 – Perfil de \bar{u} obtido com simulação 2D a 1470 mm a jusante do cilindro

Ao analisar a esteira de vórtices obtida por meio de simulações numéricas bidimensionais e tridimensionais, pode-se observar uma nítida diferença entre os comportamentos obtidos. Devido à falta de representatividade física do fenômeno, que ocorre com o uso de duas dimensões apenas nas simulações, o desprendimento de vórtices obtido ocorre em frequência mais elevada e com gradientes de velocidade mais elevados em comparação com a esteira obtida nas simulações tridimensionais. Nas Figuras 4.20 e 4.21, pode-se observar a emissão de vórtices obtida por meio das simulações bidimensionais e tridimensionais.

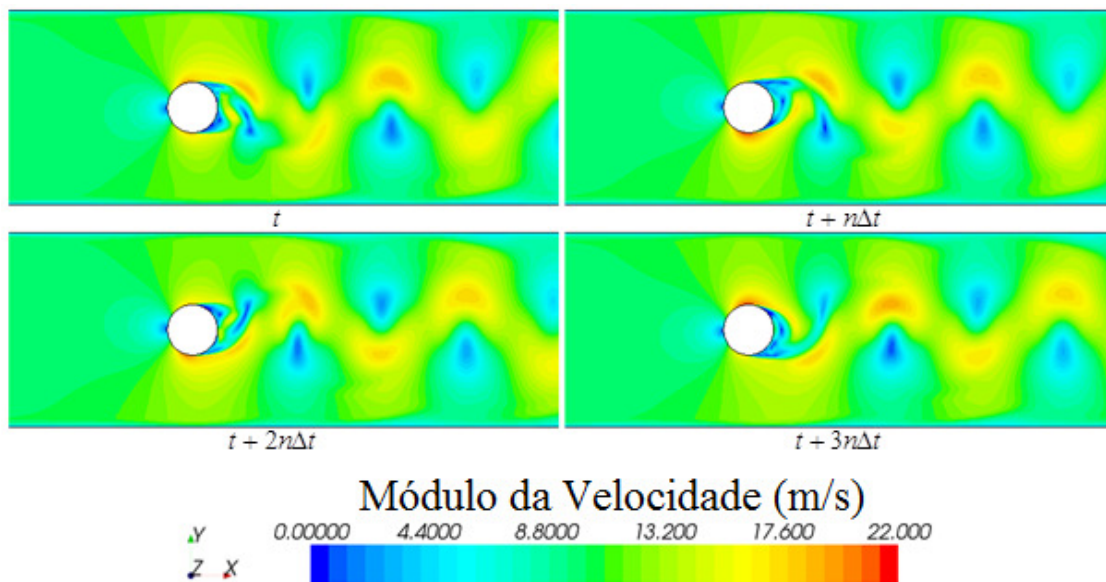


Figura 4.20 – Esteira obtida nas simulações 2D

Nas Figuras 4.22 e 4.23, podem ser visualizados alguns efeitos tridimensionais do escoamento ao longo do canal aerodinâmico. Conforme se pode observar na figura 4.22, a emissão de vórtices não ocorre em sincronismo para todas as seções ao longo do comprimento do cilindro. O mesmo fato pode ser observado na Figura 4.23, que exibe a esteira de vórtices sob outro ponto de vista. Esse comportamento obtido está de acordo com o que foi discutido por Meneghini et al., 2010. Outras características de tridimensionalidade podem ser visualizadas na Figura 4.24, que exibe contornos de vorticidade na direção do comprimento do cilindro, semelhantes aos obtidos por Carmo, 2005, e por Siqueira, 1999, exibidos nas Figuras 3.21 e 3.22. Complementando esses resultados, vetores de velocidade próximos ao cilindro durante o desprendimento de vórtices podem ser vistos na Figura 4.25, que também exibe a formação de vórtices ferradura junto ao “pé” do cilindro.

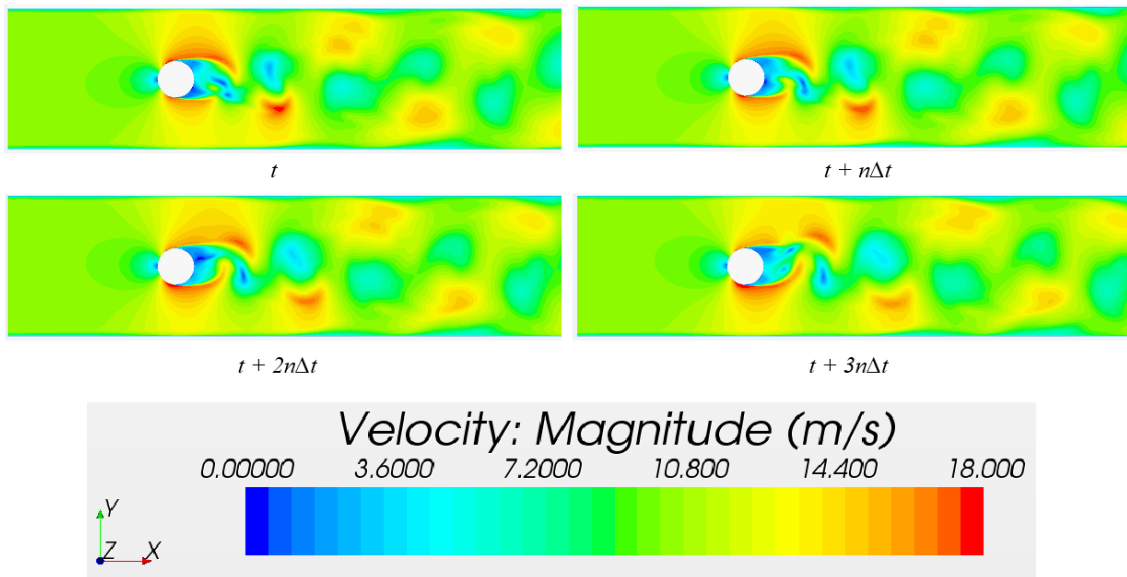


Figura 4.21 – Esteira obtida nas simulações totalmente 3D (sem simetria no plano central)

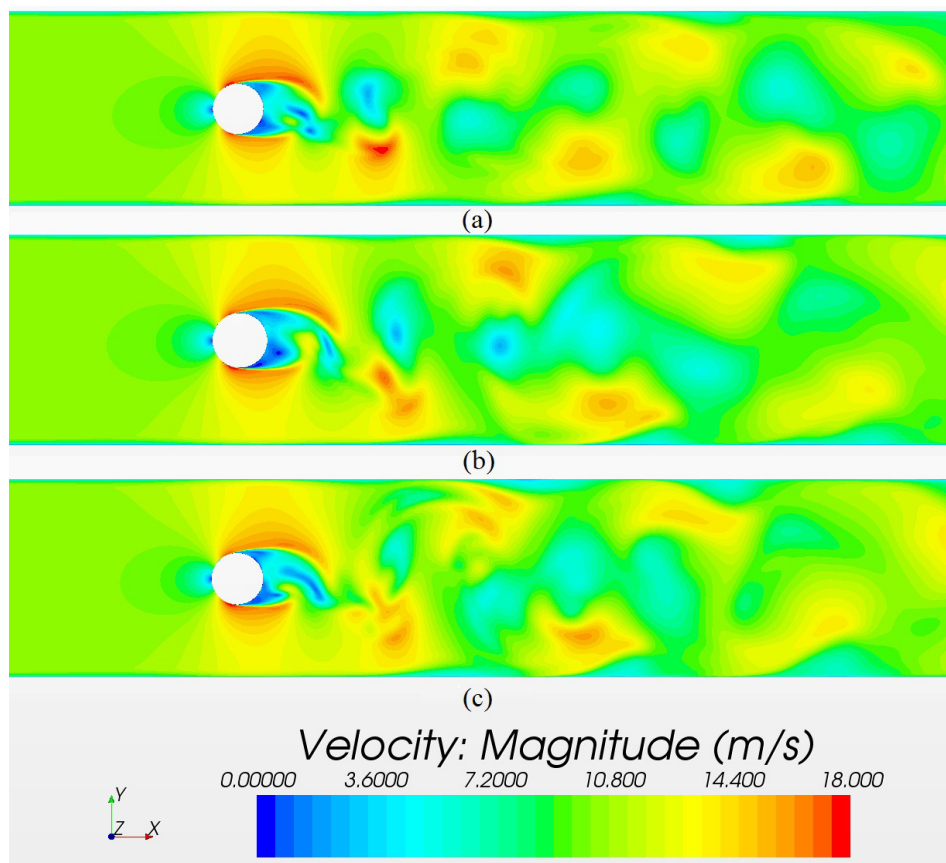


Figura 4.22 – Variação da esteira obtida nas simulações totalmente 3D (sem simetria no plano central) ao longo do comprimento do cilindro: (a) a 73 mm do piso do canal; (b) a 36,5 mm do piso do canal; e (c) a 18,25 mm do piso do canal

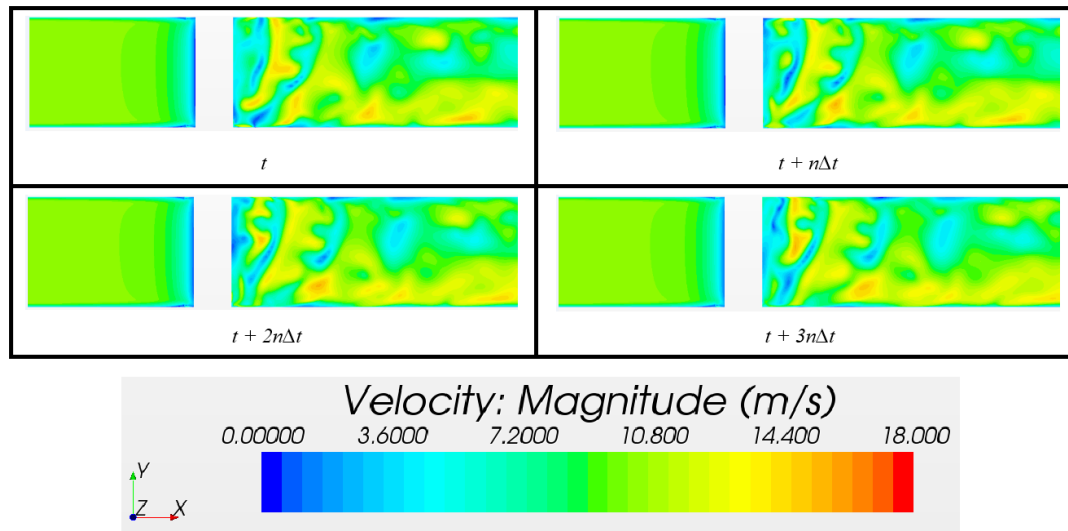


Figura 4.23 – Esteira tridimensional de vórtices obtida nas simulações totalmente 3D (sem simetria no plano central)

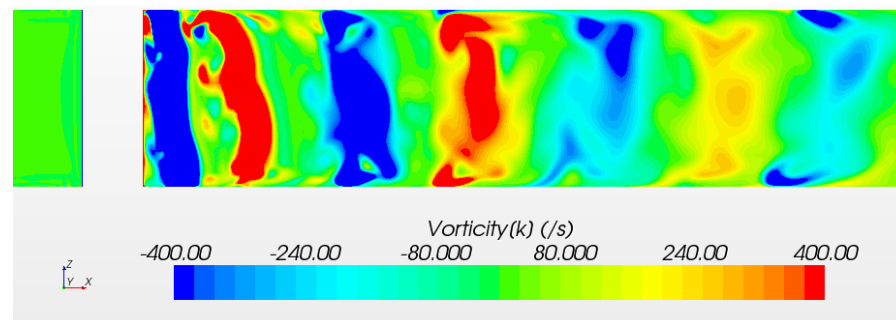


Figura 4.24 – Contornos de vorticidade na direção do comprimento do cilindro, obtidos nas simulações totalmente 3D (sem simetria no plano central)

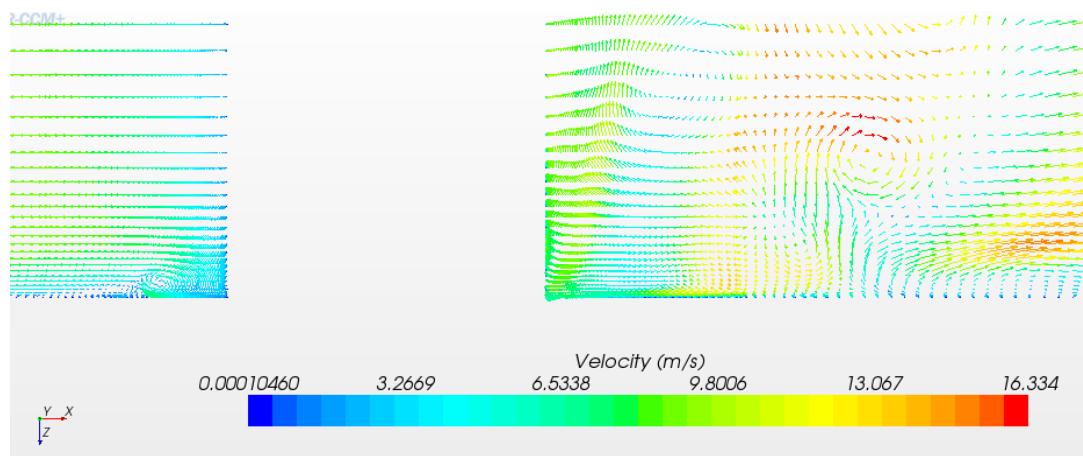


Figura 4.25 – Vetores de velocidade próximos ao cilindro (sem simetria no plano central)

4.3 Estudo do Escoamento sobre o Rotor Savonius Estático

Para o estudo experimental e numérico do escoamento sobre o rotor Savonius, o mesmo é posicionado na seção de teste da maneira explicada na seção 3.2.3. Na Figura 4.26, fotografias da montagem do rotor na seção de teste do canal aerodinâmico podem ser vistas. Para os experimentos, o rotor Savonius é inicialmente fixado na posição angular de 90° . A intensidade de turbulência média e o comprimento característico na saída do canal, assim como medições da pressão estática ao longo do canal, do perfil de velocidade média na seção transversal a 1470 mm a jusante do rotor e de dados referentes à frequência de despreendimento do vórtices e número de Strouhal são obtidos por meio de medições semelhantes às realizadas para o escoamento sobre o cilindro. Para fornecer condições de contorno e dados para análise, experimentos complementares são realizados com o rotor Savonius estacionado nas posições angulares de 0° e 45° .

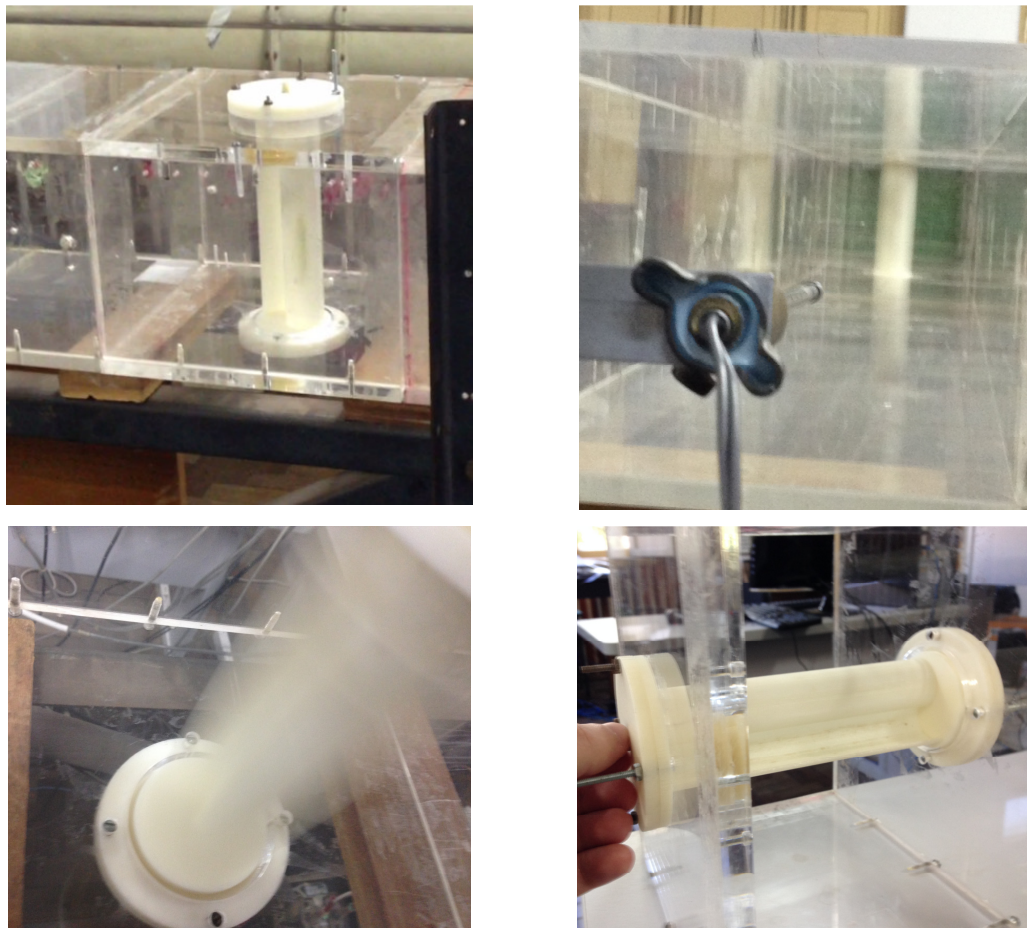


Figura 4.26 – Fotografias da montagem do rotor Savonius no canal aerodinâmico

Em todos os experimentos, o rotor é fixado de tal forma que a pá de avanço do mesmo fique em posição adjacente à parede esquerda do canal. Em caso de rotação, a pá de avanço na posição angular de 90° teria sua trajetória no sentido da parede esquerda, sendo que ele teria sua rotação ocorrendo no sentido horário, para uma visão superior do canal.


Para os valores de intensidade de turbulência médios e comprimento característico na saída do canal, para o rotor na posição de 90° , os valores de 10,9335% e 0,0324 m são obtidos. Para o rotor posicionado em 0° esses parâmetros são obtidos com os valores de 7,0517% e 0,0226 m. Já para o rotor em 45° os valores obtidos são 6,0055% e 0,0146 m.


Estudos dos parâmetros de turbulência e referentes ao desprendimento de vórtices do escoamento são realizados na seção transversal do canal a 1470 mm a jusante do rotor. O resumo dos principais dados obtidos é exibido na Tabela 4.11 e nas representações gráficas dos espectros de u' e v' das Figuras 4.27 a 4.29. Como a geometria do rotor Savonius não é simétrica, as análises do escoamento devem considerar pontos no escoamento à direita e à esquerda da posição do rotor. Na Tabela 4.11, são exibidos dados medidos a 73 mm de distância do piso e teto do canal, na seção que é afastada em 1470 mm do rotor. São apresentados dados medidos no centro do canal e para pontos à esquerda e à direita do ponto central. Conforme se pode observar, para o rotor estacionado na posição angular de 90° , os valores de intensidade de turbulência são superiores aos obtidos com o rotor em posições angulares menores. Tal fato se deve ao bloqueio maior exercido pelo rotor nessa condição em comparação com o proporcionado nas outras posições angulares. O rotor exibe uma área projetada perpendicular ao vento superior à exibida nas demais posições angulares. Isso ocasiona uma perturbação no escoamento consideravelmente maior para posições de 90° . Os dados de frequência de desprendimento de vórtices e de número de Strouhal para o rotor posicionado em 45° não foram obtidos devido ao fato do pico de energia no espectro da turbulência não ser bem nítido para os pontos analisados.


Observando-se os dados da Tabela 4.11, pode-se verificar que a frequência de desprendimento e o número de Strouhal crescem mais de 40% quando o rotor é posicionado em 0° . Esse fato pode ser explicado da mesma forma que Anagnostopoulos et al., 1996, Indrusiak e Möller, 2011, e Silveira, 2011, explicam a variação do número de Strouhal com a mudança no efeito de bloqueio para um cilindro. Conforme é relatado na literatura sobre o assunto, a frequência de desprendimento de vórtices diminui com o aumento do bloqueio devido ao menor espaço para formação dos vórtices, mas como o diâmetro tem um aumento superior ao decréscimo da frequência St aumenta. No caso do escoamento sobre o rotor

Savonius, a frequência diminui para o maior bloqueio que ocorre a 90° . Contudo, como o diâmetro por padrão em estudos de rotores Savonius é considerado sempre igual ao máximo diâmetro, St também aumenta na mesma proporção que a frequência.

Tabela 4.11 – Dados experimentais referentes à turbulência e ao desprendimento de vórtices para o escoamento sobre o rotor estático, obtidos a 1470 mm a jusante do rotor

 Turbina na posição angular de 0°					
Posição	$I_{u'}$	$I_{v'}$	f_{dv} (Hz)	St	f_{ad} (kHz)
-24 mm à direita do ponto central	$0,065 \pm 0,003$	$0,061 \pm 0,002$	$70,313 \pm 4,0$	$0,349 \pm 0,022$	1
Ponto central	$0,073 \pm 0,003$	$0,066 \pm 0,003$	$70,313 \pm 4,0$	$0,349 \pm 0,022$	1
24 mm à esquerda do ponto central	$0,082 \pm 0,004$	$0,073 \pm 0,003$	$70,313 \pm 4,0$	$0,349 \pm 0,022$	1

 Turbina na posição angular de 45°					
Posição	$I_{u'}$	$I_{v'}$	f_{dv} (Hz)	St	f_{ad} (kHz)
-24 mm à direita do ponto central	$0,068 \pm 0,003$	$0,025 \pm 0,001$	-----	-----	1
Ponto central	$0,078 \pm 0,004$	$0,072 \pm 0,003$	-----	-----	1
24 mm à esquerda do ponto central	$0,087 \pm 0,005$	$0,031 \pm 0,002$	-----	-----	1

 Turbina na posição angular de 90°					
Posição	$I_{u'}$	$I_{v'}$	f_{dv} (Hz)	St	f_{ad} (kHz)
-24 mm à direita do ponto central	$0,116 \pm 0,008$	$0,108 \pm 0,007$	$48,828 \pm 4,0$	$0,242 \pm 0,022$	1
Ponto central	$0,114 \pm 0,008$	$0,107 \pm 0,007$	$48,828 \pm 4,0$	$0,242 \pm 0,022$	1
24 mm à esquerda do ponto central	$0,110 \pm 0,007$	$0,102 \pm 0,006$	$48,828 \pm 4,0$	$0,242 \pm 0,022$	1

Ao analisar as representações gráficas dos espectros de u' e v' , verifica-se que o escoamento sobre o rotor Savonius estático é caracterizado pela anisotropia da turbulência e por apresentar espectros semelhantes para as posições à esquerda e à direita do centro do canal. Para o escoamento sobre o rotor estacionado em 90° , verifica-se um elevado pico no espectro com elevada quantidade de energia acumulada na frequência de desprendimento de vórtices. O escoamento sobre o rotor estacionado em 45° , por sua vez, é caracterizado por ter a energia mais bem distribuída através das frequências mais baixas nas representações gráficas.

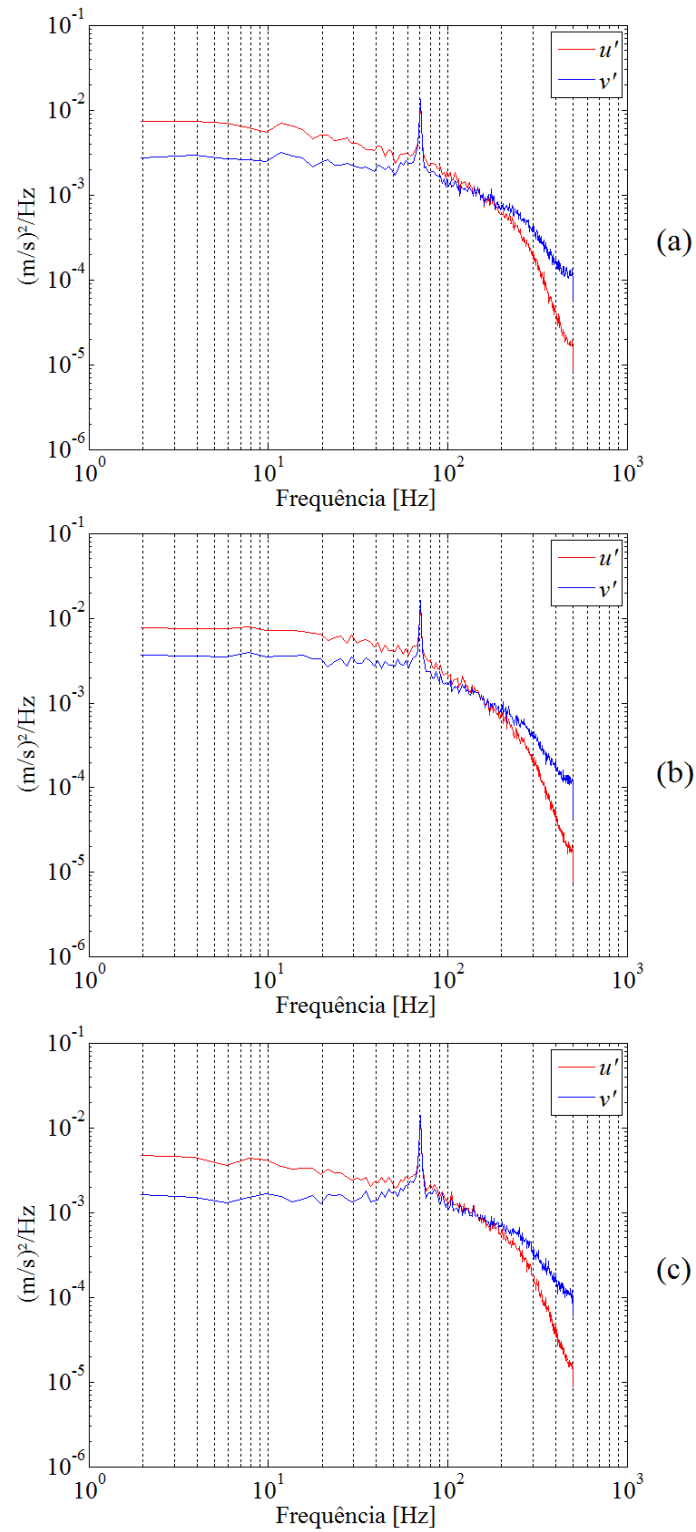


Figura 4.27 – Densidades espectrais de potência das flutuações de velocidade u' e v' para o rotor a 0° , a 1470 mm a jusante do rotor: (a) no centro do canal; (b) 24 mm à esquerda do centro; (c) 24 mm à direita do centro

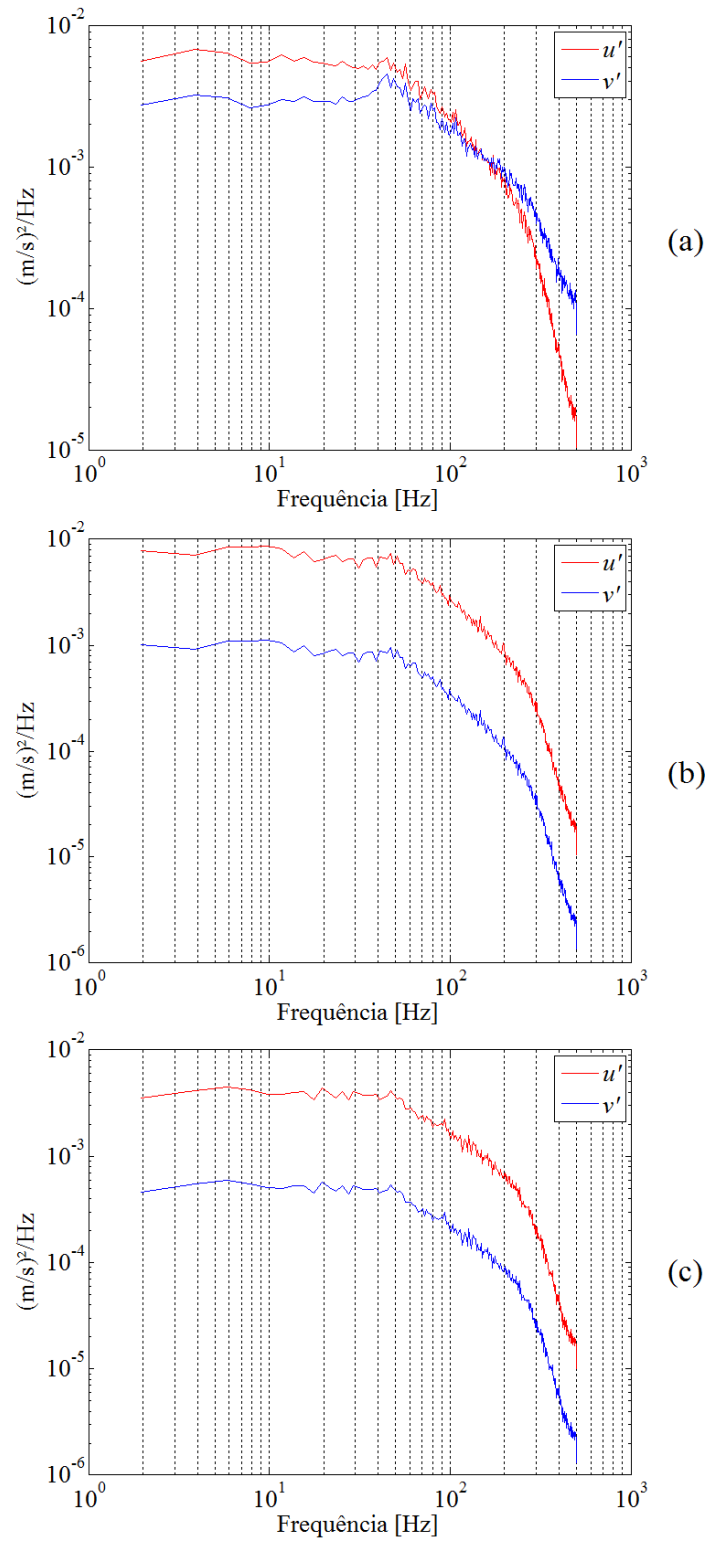


Figura 4.28 – Densidades espectrais de potência das flutuações de velocidade u' e v' para o rotor a 45° , a 1470 mm a jusante do rotor: (a) no centro do canal; (b) 24 mm à esquerda do centro; (c) 24 mm à direita do centro

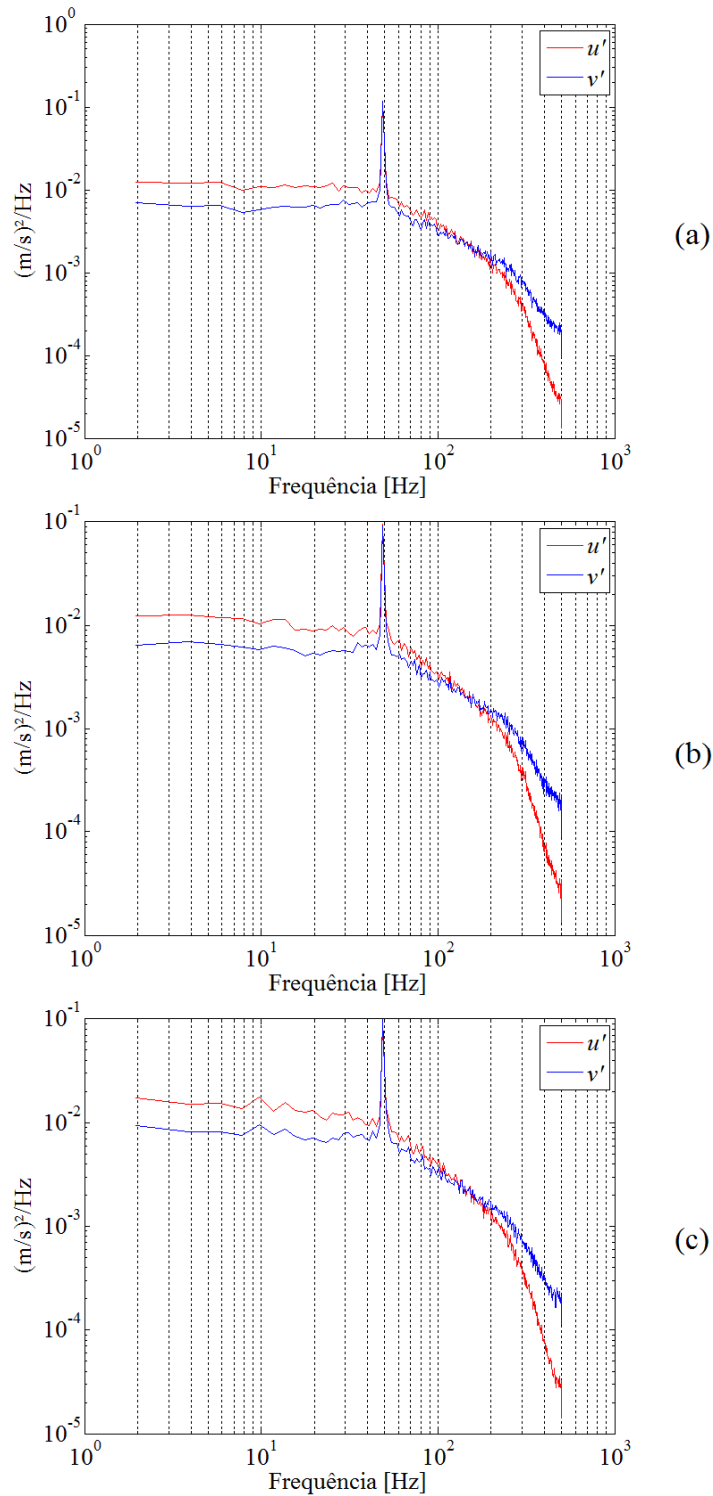


Figura 4.29 – Densidades espectrais de potência das flutuações de velocidade u' e v' para o rotor a 90° , a 1470 mm a jusante do rotor: (a) no centro do canal; (b) 24 mm à esquerda do centro; (c) 24 mm à direita do centro

Para a turbina posicionada nas posições angulares de 0° , 45° e 90° a variação de pressão ao longo do centro da parede esquerda do canal é medida por meio do manômetro eletrônico. Para uso em comparações na principal simulação do escoamento sobre o rotor, que é a simulação com ele estacionado em 90° , o perfil médio da componente de velocidade na direção do escoamento, a 1470 mm a jusante do rotor, é obtido por medições com tubo de Pitot. Esses dados são exibidos na Figura 4.30. O coeficiente de torque estático do rotor, devido ao fato do torque ser consideravelmente pequeno, da ordem 0,005 N m ou menor, que acarreta em dificuldades de se proceder com medições com bom nível de precisão, não é experimentalmente obtido. Esse parâmetro é obtido apenas nas simulações numéricas, sendo que os demais parâmetros serão utilizados para se proceder com as comparações.

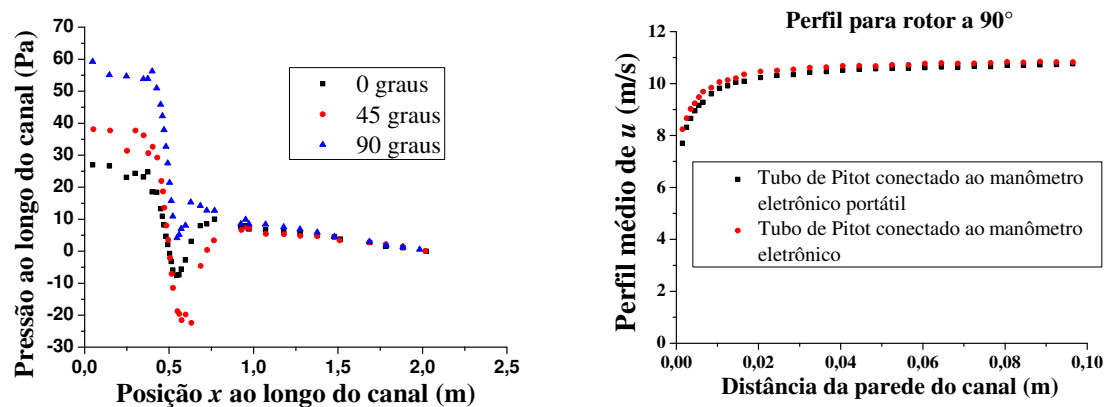


Figura 4.30 – Queda de pressão ao longo do canal e perfil de velocidade a 1470 mm a jusante do rotor no escoamento para posição angular de 90°

Com esses dados obtidos experimentalmente para comparações e uso como condições de contorno das simulações, soluções numéricas são obtidas para o escoamento sobre o rotor Savonius estático. Com o uso de geometrias totalmente tridimensionais, simulações do escoamento sobre o rotor estacionado em 90° são realizadas para proceder com um estudo da influência da discretização sobre os resultados numéricos obtidos. Na Tabela 4.12, são exibidos os dados referentes ao estudo da influência da discretização espacial sobre os resultados da variação de pressão média ao longo do centro da parede esquerda do canal e dos valores da integral da curva da variação da pressão ao longo dessa parede. Os dados são obtidos fazendo-se médias ao longo do tempo físico simulado correspondente ao tempo necessário para que se verifique a emissão de um par de vórtices.

Como se pode observar na Tabela 4.12, considerando os valores obtidos, ocorrem as menores variações de resultados em função da discretização para as duas malhas mais refinadas. Em virtude do menor tempo computacional, opta-se pelo uso da malha com 9016960 volumes nas simulações. Tal malha é utilizada em um estudo para verificação da influência da discretização temporal sobre os resultados. Nesse estudo da influência do passo de tempo sobre os resultados, verifica-se que o uso do passo de tempo relativo a número de Courant médio unitário é adequado para realizar as simulações numéricas, conforme exibido na Tabela 4.13. As representações gráficas da influência da discretização sobre os resultados para o rotor a 90° são exibidas nas Figuras de 4.31 a 4.33.

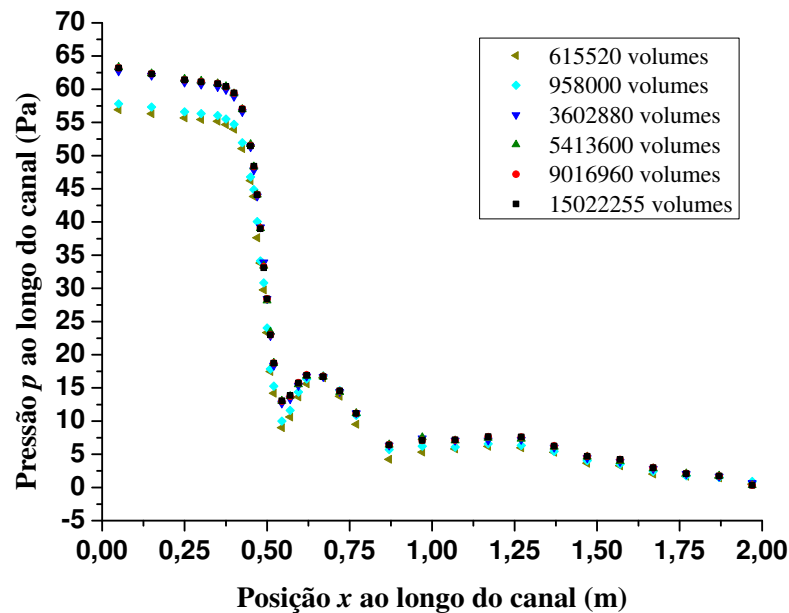


Figura 4.31 – Influência da discretização espacial para simulação totalmente 3D do escoamento sobre o rotor a 90°

Conforme discutido nas seções anteriores, um estudo da influência da rugosidade do rotor sobre os resultados é realizado, tendo em vista que a rugosidade média da superfície do rotor é consideravelmente elevada devido ao processo de confecção do dispositivo em impressão 3D. A malha selecionada no estudo da influência da discretização é aplicada em uma simulação na qual o perfil de velocidade sobre as pás do rotor é calculado como se a superfície do rotor fosse lisa. Esses resultados são comparados com os resultados obtidos em outra simulação com a mesma malha, mas com a aplicação das funções de parede discutidas na seção 3.1.4, que adicionam os efeitos da rugosidade sobre a superfície.

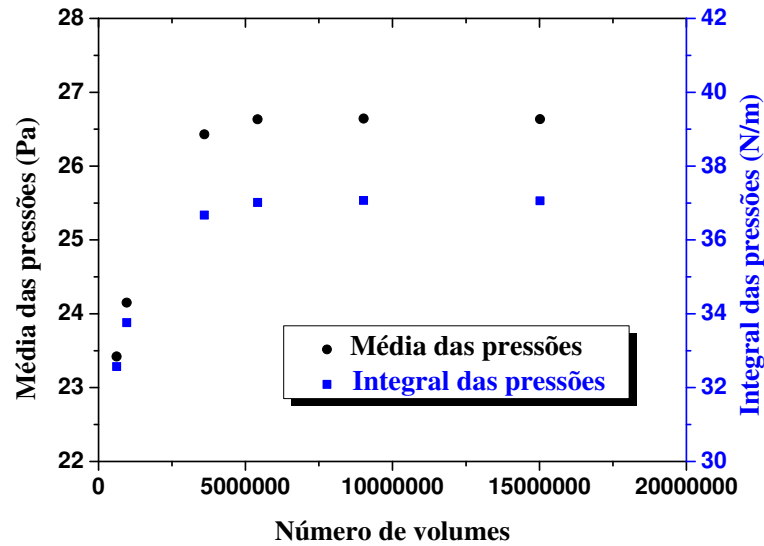


Figura 4.32 – Influência da discretização espacial sobre os dados médios dos pontos considerados para simulação totalmente 3D do escoamento sobre o rotor a 90°

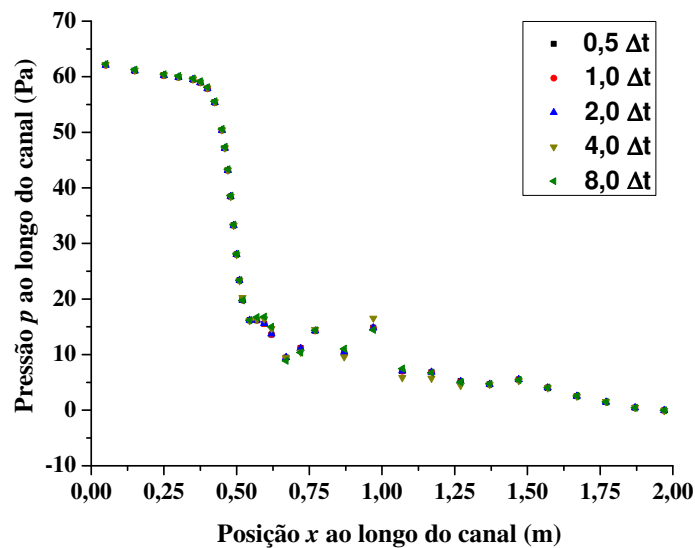


Figura 4.33 – Influência da discretização temporal para simulação totalmente 3D do escoamento sobre o rotor a 90°

Os principais resultados obtidos nas simulações com uso ou não de rugosidade no rotor, como média das pressões manométricas ao longo do centro da parede esquerda do canal, a integral da variação da pressão ao longo dessa parede, o número de Strouhal, a frequência de desprendimento de vórtices e o coeficiente de torque do rotor, são exibidos na Tabela 4.14.

Como se pode observar nessa tabela de dados, os valores obtidos considerando a rugosidade do rotor nas simulações estão mais próximos dos valores experimentais que os valores obtidos por meio da simulação com o rotor liso. As maiores diferenças ocorrem para os valores de média das pressões nos pontos considerados ao longo da parede do canal, que diferem em 1,0763% entre experimental e numérico rugoso, e para os valores da frequência de desprendimento dos vórtices, que diferem em 1,2863% entre experimental e numérico rugoso. A frequência de desprendimento de vórtices e o número de Strouhal obtidos numericamente com o uso de rugosidade estão dentro da margem de erro dos experimentos. Os valores obtidos para esses parâmetros de desprendimento de vórtices sem o uso de rugosidade também estão dentro da margem de erro do experimento. No entanto, para a simulação com o rotor liso, os dados para o campo de pressão diferem em mais de 9% dos valores experimentais, o que também pode ser visualizado na representação gráfica da Figura 4.34, que representa a variação da pressão manométrica ao longo do centro da parede esquerda do canal.

Tabela 4.12 – Influência da discretização espacial sobre os resultados de pressão para simulação do escoamento sobre o rotor estático a 90°

Malha	Número de Volumes	Média das pressões nos pontos monitorados (Pa)		Integral da curva de pressão ao longo da parede do canal (Pa.m)	
			Diferença percentual		Diferença percentual
1	615520	23,4212424		32,5700196	
2	958000	24,1512567	3,0227%	33,7579110	3,5189%
3	3602880	26,4305671	8,6238%	36,6725864	7,9478%
4	5413600	26,6336664	0,7626%	37,0144903	0,9237%
5	9016960	26,6431829	0,0357%	37,0679018	0,1441%
6	15022255	26,6366654	-0,0245%	37,0596653	-0,0222%

Tabela 4.13 – Influência da discretização temporal sobre os resultados de pressão para simulação do escoamento sobre o rotor estático a 90°

Refino	n Δt	Média das pressões nos pontos monitorados (Pa)		Integral da curva de pressão ao longo da parede do canal (Pa.m)	
			Diferença percentual		Diferença percentual
1	8 Δt	26,3655779		36,8947303	
2	4 Δt	26,2369097	-0,4904%	36,5803236	-0,8595%
3	2 Δt	26,2323617	-0,0173%	36,7339913	0,4183%
4	1 Δt	26,2133905	-0,0724%	36,7059454	-0,0764%
5	0,5 Δt	26,2258715	0,0476%	36,7207807	0,0404%

Na Tabela 4.14, também se pode observar a grande diferença, em mais de 32%, entre os resultados numéricos obtidos com e sem o uso de rugosidade para o cálculo do coeficiente de torque. Devido à alteração do perfil de velocidade sobre as pás do rotor em decorrência da

função de parede aplicada para modelar a rugosidade, uma alteração significativa nos valores de pressão sobre as pás ocorre, acarretando em diferenças entre as forças calculadas e por consequência, diferenciando os valores de torque e coeficiente de torque obtidos. Tal fato mostra que é necessário ter cautela no uso ou não de rugosidade nas simulações, tendo em vista que os valores próximos de frequência de desprendimento e de St obtidos podem mostrar falsamente que os efeitos do uso de rugosidade são pequenos sobre os resultados.

Tabela 4.14 – Principais dados experimentais e numéricos, obtidos para o escoamento sobre o rotor estacionado na posição angular de 90°

	Experimental	Numérico Liso	Numérico Rugoso	Erro entre o experimental e o numérico rugoso
Média das pressões nos pontos monitorados (Pa)	$21,8326 \pm 0,138$	23,8635	21,6001	1,0763%
Integral da curva de pressão ao longo da parede do canal (Pa.m)	$33,9386 \pm 0,418$	37,0448	33,6887	0,7364%
Número de Strouhal	$0,2422 \pm 0,022$	0,2300	0,2410	0,5022%
Frequência de desprendimento de vórtices	$48,8281 \pm 4,000$	46,0000	48,2000	1,2863%
Coeficiente de torque	-----	0,5109	0,3870	-----

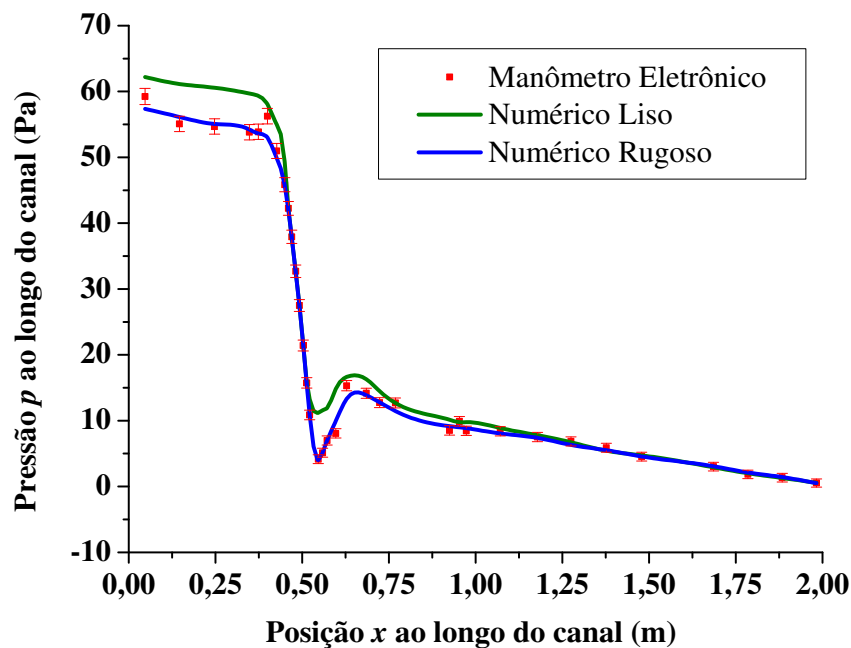


Figura 4.34 – Média da pressão estática ao longo do centro da parede esquerda do canal aerodinâmico, obtida para escoamento sobre rotor estacionado em 90°

Ao analisar os resultados numéricos para o perfil da componente da velocidade na direção do escoamento na seção transversal afastada em 1470 mm do rotor, obtidos por meio de simulação com o rotor em 90° e com o uso de rugosidade, verifica-se que eles são próximos dos resultados experimentais obtidos. A comparação dos resultados obtidos para o perfil de u na seção a 1470 mm a jusante do rotor, ao longo de uma linha afastada em 73 mm do piso e teto do canal e que parte da parede esquerda do mesmo, é exibida na Figura 4.35. Conforme se pode analisar nessa representação gráfica, assim como nos demais resultados apresentados nesta seção, verifica-se que a simulação numérica do escoamento sobre o rotor posicionado em 90° com o uso de modelagem de rugosidade fornece resultados representativos do escoamento real, com erro relativo entre numérico e experimental baixo ou dentro da margem de erro das medições experimentais.

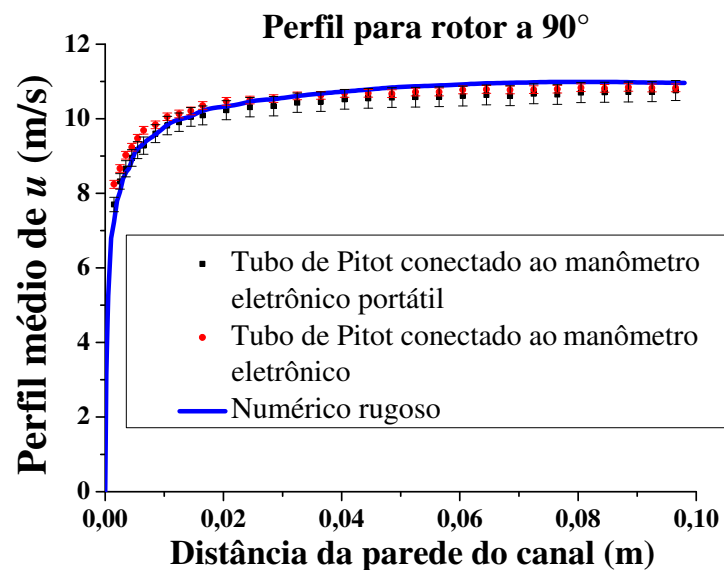


Figura 4.35 – Perfil de u obtido a 1470 mm a jusante do rotor para o rotor a 90°

Nas Figuras 4.36 e 4.37, a esteira de vórtices obtida numericamente para o escoamento sobre o rotor rugoso estacionado a 90° pode ser visualizada. Tais representações para o campo de velocidade exibem uma esteira tridimensional de vórtices, assim como também foi obtido para o escoamento sobre o cilindro. Pode ser visto na Figura 4.37, inclusive, o desprendimento dos vórtices tipo ferradura próximo ao teto e piso do canal. Na Figura 4.38, pode-se observar o campo de pressão típico obtido para o escoamento sobre o rotor em 90° , com grande diferença de pressão entre os lados côncavos e convexos das pás, o que origina o torque no dispositivo.

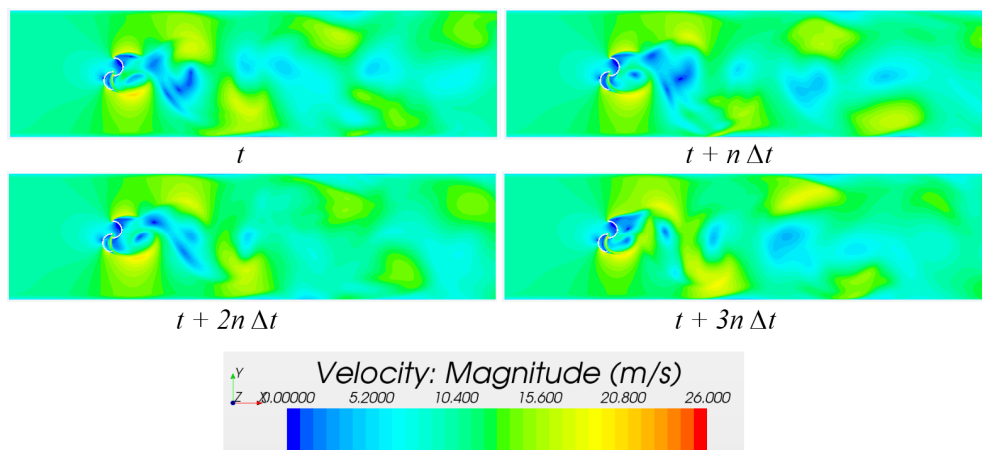


Figura 4.36 – Esteira obtida numericamente para o rotor a 90°

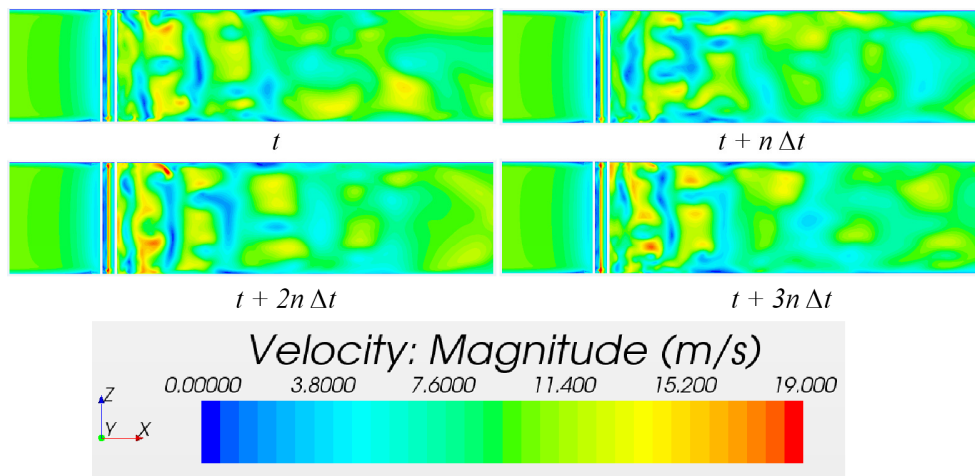


Figura 4.37 – Visão em corte da esteira tridimensional obtida numericamente para o rotor a 90°

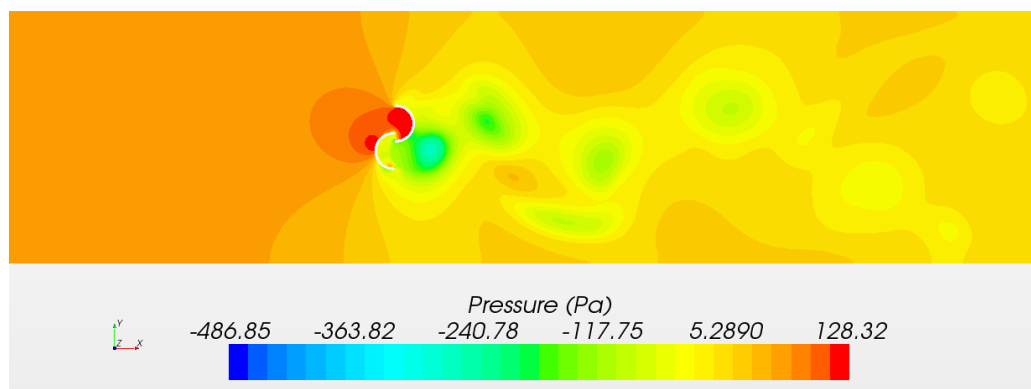


Figura 4.38 – Campo de pressão obtido numericamente para rotor a 90°

Conforme mencionado anteriormente, simulações complementares utilizando o rotor estacionado nas posições angulares de 0° e 45° são realizadas. Tais simulações são executadas com o uso da mesma malha utilizada nas simulações do rotor estacionado em 90° , mas com a malha no entorno do rotor deslizada para a posição angular correspondente. Isso é realizado pois, no caso de simulações com rotação da turbina, a mesma malha é utilizada para todas as posições angulares. Assim, tais simulações também visam uma análise da influência do uso da mesma malha nas simulações para diferentes posições angulares.

Um quadro comparativo entre os principais dados obtidos nas simulações e experimentos do escoamento sobre o rotor rugoso estacionado nas posições angulares de 0° , 45° e 90° pode ser visualizado na Tabela 4.15. Analisando-se os dados nessa tabela, verifica-se que a diferença entre os valores experimentais e numéricos obtidos para o escoamento sobre o rotor em 0° são de 7,06% para a média das pressões monitoradas no centro da parede esquerda do canal e de 2,54% para a integral da variação da pressão ao longo dessa parede. A diferença aumenta quando são considerados os valores obtidos para o número de Strouhal e a frequência de desprendimento de vórtices, obtendo-se valores para as diferenças de 29,00% e 28,00% respectivamente. A diferença entre os valores numéricos e experimentais aumenta quando a análise é realizada sobre o rotor posicionado em 45° , com diferença de 36,75% para o valor da média das pressões monitoradas e de 66,79% para o valor obtido para a integral da curva de pressão ao longo da parede esquerda do canal. Os valores de frequência de desprendimento de vórtices e de número de Strouhal não puderam ser obtidos nitidamente pelos experimentos com o rotor em 45° devido ao fato da energia do escoamento ser compartilhada quase que igualmente para as frequências menores no espectro obtido, conforme se observa na Figura 4.28. As representações gráficas da variação da pressão no centro da parede esquerda do canal ao longo do comprimento deste, para os estudos do escoamento sobre o rotor em 0° e em 45° , podem ser visualizadas nas Figuras 4.39 e 4.40. Os campos de velocidade e de pressão são exibidos nas Figuras de 4.41 a 4.45.

Devido à grande diferença entre os valores experimentais e numéricos para os estudos do escoamento sobre o rotor posicionado em 0° e 45° , chega-se a conclusão de que o modelamento numérico das simulações para tais condições apresenta falhas. Conforme discutido por Anagnostopoulos et al., 1996, Indrusiak e Möller, 2011, e Silveira, 2011, a frequência de desprendimento de vórtices aumenta com a diminuição do bloqueio devido ao maior espaço para formação dos vórtices. Como para as posições angulares menores do que a de 90° o bloqueio ao escoamento exercido pelo rotor diminui, é de se esperar a obtenção de

frequências de desprendimento de vórtices maiores, tal como é obtido para o escoamento sobre o rotor em 0° , que apresenta um valor experimental de 70,3125 Hz. Conforme Rosenfeld, 1994, a obtenção do valor da frequência de desprendimento de vórtices e de seus harmônicos é fortemente dependente da discretização espacial do domínio. Uma possível causa dos erros apresentados nas simulações do rotor em 0° e 45° pode ser decorrente da não realização do estudo da influência da discretização sobre os resultados. Como frequências maiores de desprendimentos ocorrem em tais situações, provavelmente um maior refino teria que ser aplicado para se captar com maior exatidão os eventos ocorridos no desprendimento de vórtices para tais casos. Considerando esses fatos, no caso de simulações com a turbina em rotação, maior refino deveria ser utilizado, contendo no entorno das pás do rotor uma malha não estruturada deslizante. Outras possíveis causas para as divergências de valores entre os resultados podem ser decorrentes da incapacidade da modelagem em captar o fenômeno para tais situações, bem como a erros no posicionamento do rotor, que podem afetar consideravelmente o escoamento para posições entre 0° e 90° . Devido a esses fatos, maiores investigações tanto experimentais como numéricas deveriam ser realizadas para se obter uma resposta para o motivo de tais divergências.

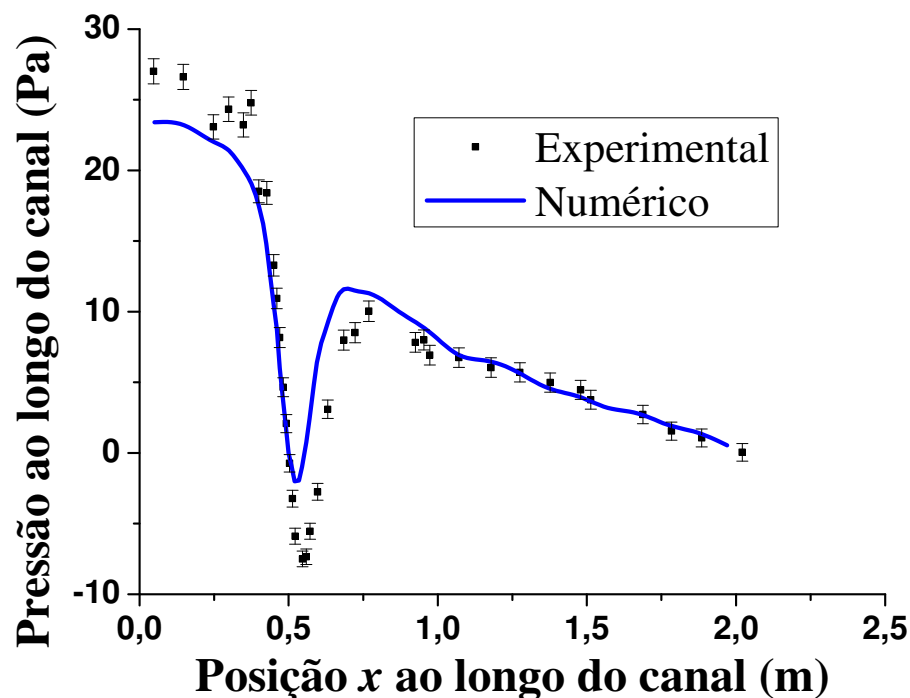


Figura 4.39 – Média da pressão estática ao longo do centro da parede esquerda do canal aerodinâmico, obtida para escoamento sobre rotor estacionado em 0°

Tabela 4.15 – Principais dados experimentais e numéricos obtidos para o estudo do escoamento sobre o rotor estático

Parâmetros avaliados	0°		45°		90°	
	Experimental	Numérico	Experimental	Numérico	Experimental	Numérico
Média das pressões nos pontos monitorados (Pa)	7,6098 ± 0,113	8,1471	7,3391 ± 0,115	10,0359	21,8326 ± 0,138	21,6001
Integral da curva de pressão ao longo da parede do canal (Pa.m)	16,3205 ± 0,314	16,7346	16,4372 ± 0,328	20,3484	33,9386 ± 0,418	33,6887
Número de Strouhal	0,34882 ± 0,022	0,4500	-----	-----	0,2422 ± 0,022	0,2410
Frequência de desprendimento de vórtices	70,3125 ± 4,000	90,0000	-----	-----	48,8281 ± 4,000	48,2000
Coefficiente de torque	-----	0,3004	-----	0,5981	-----	0,3870

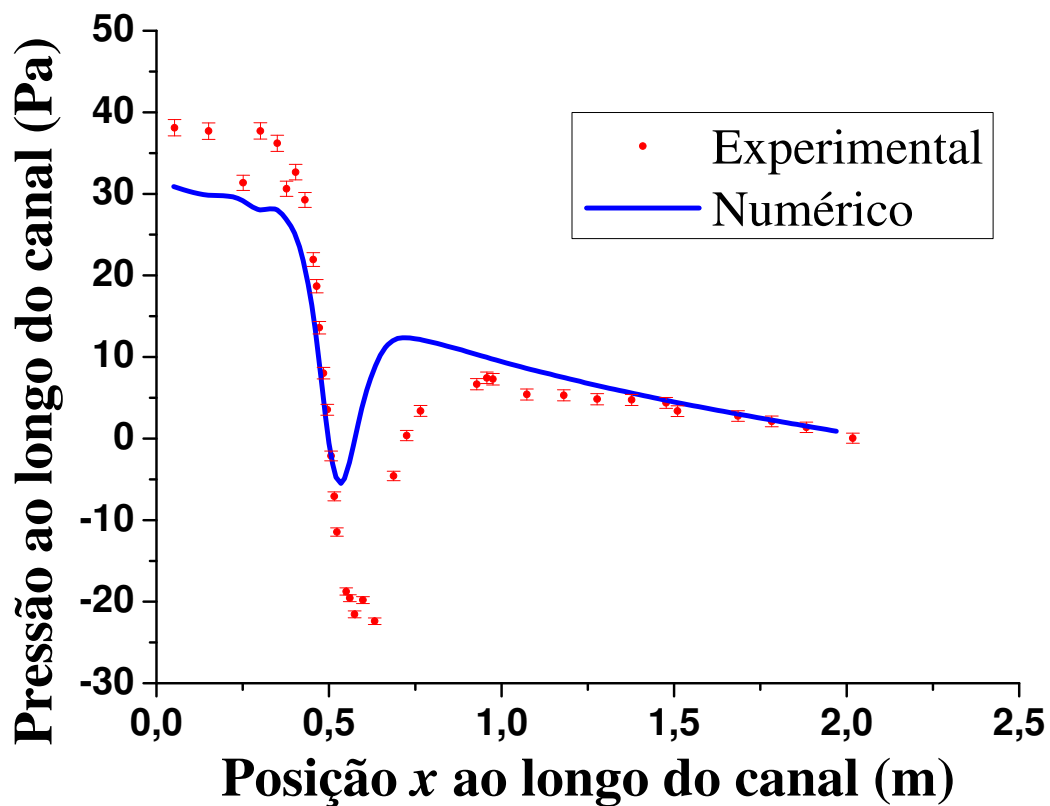


Figura 4.40 – Média da pressão estática ao longo do centro da parede esquerda do canal aerodinâmico, obtida para escoamento sobre rotor estacionado em 45°

Conforme se verifica na Tabela 4.15, valores de coeficiente de torque estático também são obtidos para o escoamento sobre o rotor nas três posições angulares por meio das simulações numéricas. Esses valores são comparados, para se ter uma percepção da magnitude dos valores, com os valores obtidos em outros trabalhos, obtendo-se divergência entre os resultados sempre menor que 10% para todos os casos, conforme representação gráfica da Figura 4.45. Contudo, conforme discutido nas seções anteriores tais comparações com resultados de outros autores é pouco precisa devido à falta de informações dos experimentos e simulações e da descrição exata da metodologia aplicada para a correção do efeito de bloqueio.

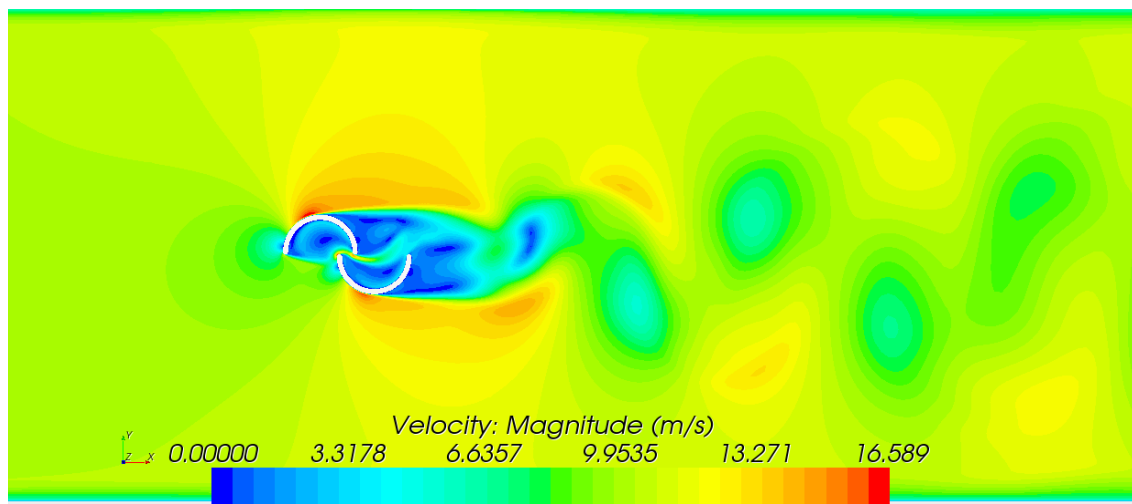


Figura 4.41 – Campo de velocidade obtido numericamente para rotor em 0°

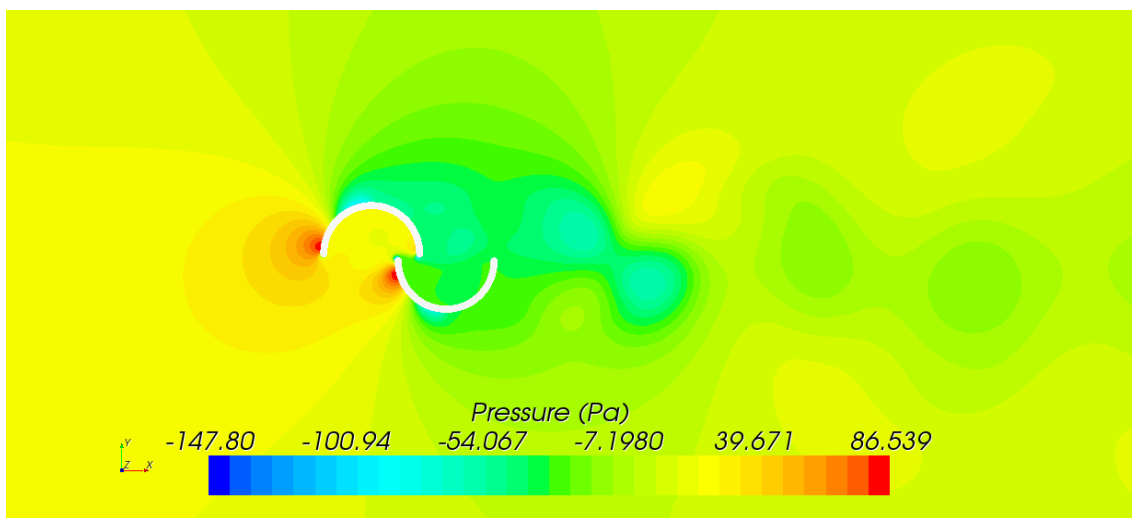


Figura 4.42 – Campo de pressão obtido numericamente para rotor a 0°

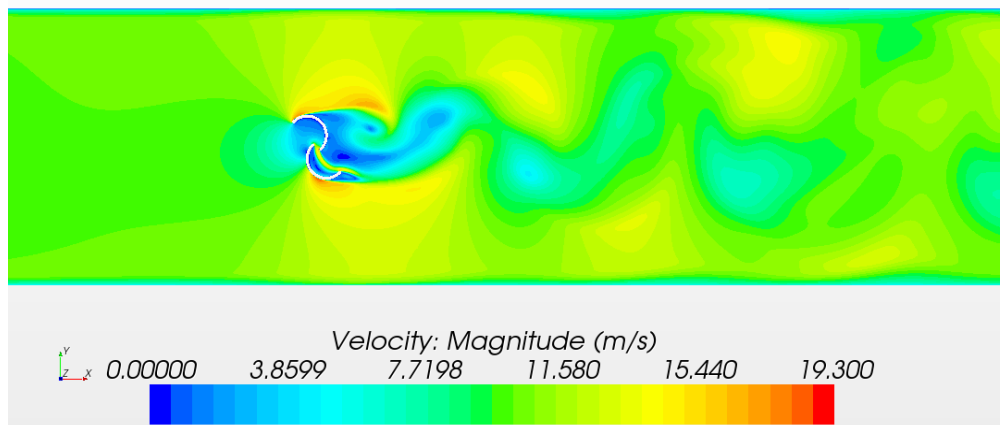


Figura 4.43 – Campo de velocidade obtido numericamente para rotor em 45°

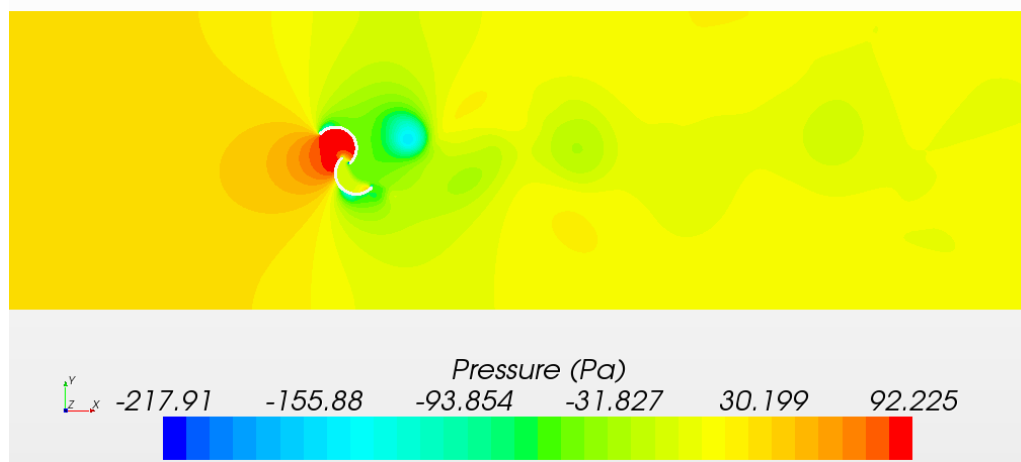


Figura 4.44 – Campo de pressão obtido numericamente para rotor em 45°

Coefficiente de Torque Estático em Função da Posição Angular

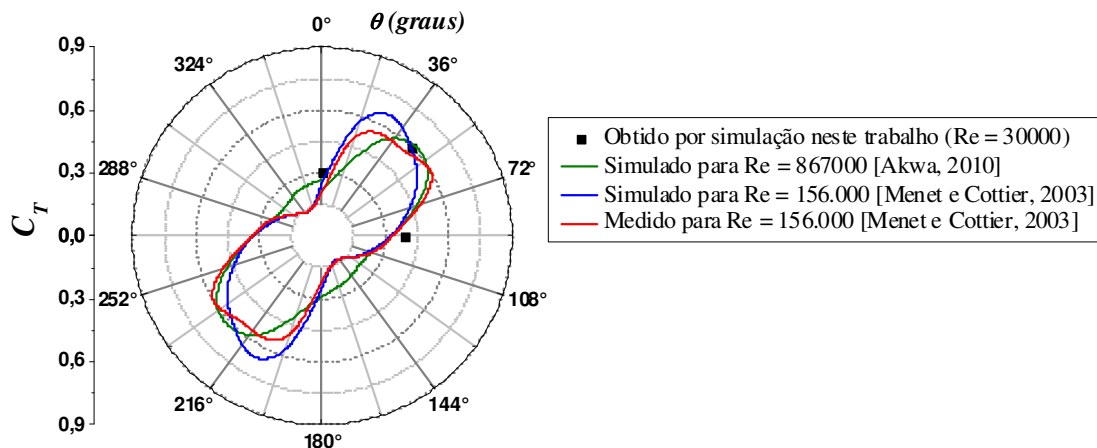


Figura 4.45 – Comparação envolvendo os coeficientes de torque obtidos

5 CONCLUSÕES

Neste trabalho, foram inicialmente discutidas as dificuldades referentes à obtenção de resultados numéricos para a operação de uma turbina Savonius independentes do grau de discretização, tamanho de domínio de cálculo e de máximo tempo físico simulado. Também foram relatadas as divergências entre as metodologias numéricas e experimentais adotadas por diversos autores, que dificultam análises e comparações dos resultados obtidos por meio dessas metodologias com os resultados próprios obtidos. Devido a esses fatos, no presente trabalho, foi realizado o desenvolvimento de uma série de procedimentos para análise numérica da operação de turbinas eólicas Savonius, juntamente com validação por meio de experimentos em canal aerodinâmico, que, além de permitirem a validação dos resultados, forneceram resultados úteis, como condições de contorno, à realização das simulações. Tais estudos permitiram a obtenção de novas informações sobre o fenômeno estudado e também forneceram dados úteis para a realização de futuros trabalhos.

A metodologia numérica descrita consiste em se proceder com a reprodução do escoamento em canal aerodinâmico sobre um cilindro por meio do Método de Volumes Finitos, tendo em vista que o escoamento sobre um cilindro já tem sido plenamente estudado no meio científico. Tendo sucesso em reproduzir um escoamento já plenamente conhecido como o escoamento sobre o cilindro e também em reproduzir o escoamento sobre o rotor em condição estática no canal aerodinâmico, segunda etapa da metodologia, diminuem as incertezas acerca da qualidade da metodologia numérica em reproduzir a operação do rotor eólico. Antes desses procedimentos, simulações do escoamento no canal aerodinâmico sem a presença de corpos na seção de teste também foram realizadas, com a pretensão de avaliar a capacidade da metodologia em solucionar tal tipo de escoamento.

Nos estudos numéricos do escoamento sobre o cilindro, com o uso das informações obtidas através de experimentos, análises do efeito do modelamento da geometria do domínio sobre os resultados foram efetuadas. Essas análises mostraram a maior adequação do uso de uma geometria totalmente tridimensional, sem simetrias, em simulações transientes para a reprodução do escoamento sobre o cilindro na seção de teste. O uso de modelagens bidimensionais para a reprodução do escoamento fornece resultados falhos, além de não serem obtidas as características tridimensionais do escoamento com o uso desse tipo de geometria. O uso de condição de contorno de simetria também não favorece à obtenção de resultados precisos nas simulações, tendo em vista que a esteira desenvolvida no escoamento sobre um

cilindro é totalmente tridimensional. O uso do domínio modelado totalmente tridimensional nas simulações numéricas permite a obtenção de resultados com boa aproximação dos valores obtidos experimentalmente.

Após os estudos do escoamento sobre o cilindro, medições experimentais do escoamento sobre o rotor em condição estática foram realizadas. Essas medições forneceram dados novos sobre o tipo de escoamento sobre o rotor Savonius, que não eram encontrados na literatura sobre o assunto. Entre esses novos dados estão a obtenção dos parâmetros de turbulência e de desprendimento de vórtices. Verificou-se uma dependência da frequência de desprendimento de vórtices em relação à posição angular do rotor, que afeta o bloqueio exercido pela turbina e, por consequência, os eventos de emissão de vórtices. Os resultados experimentais serviram de suporte para a realização de simulações numéricas para a reprodução do escoamento sobre o rotor.

Simulações numéricas para a reprodução do escoamento turbulento sobre o rotor estático em 90° foram realizadas. Nessas simulações, foram investigados o efeito do modelamento da rugosidade das pás do dispositivo sobre os resultados e também a capacidade em reproduzir o escoamento com o uso da mesma malha porém com a região no entorno do rotor deslizada para as posições angulares de 0° e de 45° . Os resultados obtidos mostraram que se obteve sucesso em reproduzir o escoamento sobre o rotor em 90° quando os efeitos de rugosidade são adicionados por meio do uso de função de parede no escoamento sobre as pás. O uso da função de parede também exerce grande influência no valor do coeficiente de torque estático obtido, tendo em vista que influencia diretamente sobre as pressões nos lados côncavo e convexo das pás, que promovem o torque no dispositivo.

Nas simulações com o rotor estacionado nas posições angulares de 0° e de 45° , verificou-se, assim como nos experimentos, frequências de desprendimento de vórtices maiores. Os resultados obtidos em tais simulações diferem consideravelmente, para alguns dos parâmetros analisados, dos valores obtidos experimentalmente. Tal divergência pode ser originada de muitas causas. Conforme discutido anteriormente na seção dos resultados, uma possível causa dos erros apresentados nessas simulações pode ser decorrente da não realização do estudo da influência da discretização sobre os resultados para esses casos. Como frequências maiores de desprendimentos ocorrem em tais situações, provavelmente um maior refino teria que ser aplicado para se captar com maior exatidão os eventos ocorridos no desprendimento de vórtices para tais casos.

Tendo em vista que informações novas acerca do escoamento sobre o rotor foram obtidas na realização deste trabalho, assim como algumas dúvidas referentes à qualidade das simulações do rotor estático em baixas posições angulares, algumas propostas são dadas para a realização de novos trabalhos. A primeira delas é a realização de estudos mais aprimorados do escoamento sobre o rotor a baixas posições angulares. Outra proposta é a realização de um estudo numérico do escoamento sobre a turbina Savonius com rotação, tendo em vista que esse tipo de escoamento é complexo, tridimensional e possui muitos efeitos transientes. Para simulações com a turbina em movimento, um estudo aprofundado sobre como proceder com a discretização deverá ser realizado. Para contribuir com novos trabalhos, medições adicionais do escoamento sobre a turbina Savonius com rotação também foram realizados. Os resultados obtidos e as discussões encontram-se no Apêndice B.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Akwa, J. V. Análise Aerodinâmica de Turbinas Eólicas Savonius Empregando Dinâmica dos Fluidos Computacional. Dissertação de Mestrado, PROMEC-UFRGS, Porto Alegre, RS, 2010.

Alexander, A. J.; Holownia, B. P. Wind Tunnel Tests on a Savonius Rotor, **Journal of Industrial Aerodynamics**, v. 3, n. 4, p. 343-351, 1978.

Altan, B. D.; Atılgan, M. An Experimental and Numerical Study on the Improvement of the Performance of Savonius Wind Rotor, **Energy Conversion and Management**, v. 49, p. 3425-3432, 2008.

Anagnostopoulos, P.; Iliadis, G.; Richardson, S. Numerical Study of the Blockage Effects on Viscous Flow Past a Circular Cylinder, **International Journal for Numerical Methods in Flows**, v. 22, p. 1061-1074, 1996.

Ássi, G. R. S. **Obtenção do Campo de Pressões no escoamento ao Redor de Cilindros Posicionados Lado a Lado**, Anais do XIX Congresso de Iniciação Científica e Tecnológica em Engenharia, São Carlos, Brasil, 2003.

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.

Beck, P. A. Análise Metodológica de Simulações de Escoamentos Turbulentos Sobre Seções de Perfis Aerodinâmicos. Dissertação de Mestrado, PROMEC-UFRGS, Porto Alegre, RS, 2010.

Bendat, J. S.; Piersol, A. G. **Random Data: Analysis and Measurement Procedures**. Wiley-Interscience, New York, USA 1971.

Blevins, R. D. **Flow-induced Vibration**, 2^a ed. Van Nostrand reinhold, New York, USA, 1990.

Bucan, B.; Buca, M. P.; Ruzic, S. Numerical Modeling of the Flow Around the Tanker Hull at Model Scale, **Brodo Gradnja**, v. 59, n. 2, p. 117-122, 2008.

Carmo, B. S. Estudo Numérico do Escoamento ao Redor de Cilindros Alinhados. Dissertação de Mestrado, USP, São Paulo, RS, 2005.

Cochran, B. C.; Banks, D.; Taylor, S. J. **A Three-tiered Approach for Designing and Evaluating Performance Characteristics of Novel Weecs**, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc. and the American Society of Mechanical Engineers, 2004.

D'Alessandro, V.; Montelpare, S.; Ricci, R.; Secchiaroli, A. Unsteady Aerodynamics of a Savonius Wind Rotor: A New Computational Approach for the Simulation of Energy Performance, **Energy**, v. 35, p. 3349-3363, 2010.

Deschamps, C. J. **Modelos Algébricos e Diferenciais**, In: Silva Freire, A. P.; Menut, P. P. M.; Su, J. Turbulência, v.1. ABCM, Rio de Janeiro, Brasil, 2002.

De Paula, A. V. Estudo Sobre o Fenômeno da Biestabilidade de Escoamentos Turbulentos em Bancos de Tubos de Arranjo Triangular. Dissertação de Mestrado, PROMEC-UFRGS, Porto Alegre, RS, 2008.

Eldridge, F. R. **Wind Machines**. Van Nostrand Reinhold Company, New York, USA, 1980.

Endres, L. A. M. Análise Experimental do Campo de Pressões flutuantes em Bancos de Tubos Submetidos a Escoamento Transversal Turbulento. Tese de Doutorado, PROMEC-UFRGS, Porto Alegre, RS, 1997.

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.

Forgen. Specifications. Forgen, 2012. <http://forgenrenewables.com/>

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

Gasch, R.; Twele, J. **Wind Power Plants: Fundamentals, Design, Construction and Operation**. Solarpraxis, Berlin, Germany, 2002.

Golding, E. W.; Harris, R. I. **The Generation of Electricity by Wind Power**. E. & F. N. SPON, London, United Kingdom, 1976.

Hau, E. **Wind Turbines: Fundamentals, Technologies, Application, Economics**. Springer, Berlin, Germany, 2006.

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.

Hansen, M. O. L.; Sørensen, N. N.; Flay, R. G. J. Effect of Placing a Diffuser around a Wind Turbine, **Wind Energy**, v. 3, n. 4, p. 207-213, 2000.

Hansen, M. O. L. **Aerodynamics of Wind Turbines**. Ed. Earthscan, London, United Kingdom, 2008.

Helix Wind. Specifications. Helix Wind, 2012. <http://www.helixwind.com/en/>

Henn, É. L. **Máquinas de Fluido**. Ed. UFSM, Santa Maria, Brasil, 2001.

Hi-VAWT. Specifications. Hi-VAWT, 2012. <http://hivawt.en.ec21.com/>

Indrusiak, M. L. S. Caracterização de Escoamentos Turbulentos Transientes Usando a Transformada de Ondaletas. Tese de Doutorado, PROMEC-UFRGS, Porto Alegre, RS, 2004.

Indrusiak, M. L. S.; Möller, S. V. Wavelet Analysis of Unsteady Flows: Application on the Determination of the Strouhal Number of the Transient Wake Behind a Single Cylinder, **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 35, p. 319-327, 2011.

Kamoji, M. A.; Kedare, S. B.; Prabhu, S. V. Experimental Investigations on 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, 2008-a.

Kamoji, M. A.; Kedare, S. B.; Prabhu, S. V. Experimental Investigations on Single Stage Modified Savonius Rotor, **Applied Energy**, v. 86, p. 1064-1073, 2008-b.

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

Kawamura, T.; Hayashi, T.; Miyashita, K. **Application of the Domain Decomposition Method to the Flow around the Savonius Rotor**, Proceedings of the 12th International Conference on Domain Decomposition Methods, p. 393-400, 2001.

Komatinovic, N. **Investigation of the Savonius-type Magnus Wind Turbine**, Master Thesis Project, M.Sc. Program in Wind Energy, Technical University of Denmark, 2006.

Leal, C. H. V. Optimization of the Efficiency of a Savonius Wind Turbine for Urban Media Using a Genetic Algorithm. Master Thesis, Instituto Tecnológico y de Estudios Superiores de Monterrey, Monterrey, México, 2008.

Maliska, C. R. **Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional**. LTC, Rio de Janeiro, Brasil, 1995.

Maskell, E. C. **A Theory of the Blockage Effects on Bluff Bodies and Stalled Wings in a Closed Wind Tunnel**, Aero. Res. Council, Repts. and Memoranda, London, United Kingdom, 1965.

Meneghini, J. R.; Ássi, G. R. S.; Orselli, R. M.; Carmo, B. S.; Saltara, F.; Gioria, R. S.; Bonatto, A.; Tsiloufas, **Ruído e Vibração Induzidos por Vórtices**, In: Turbulência Vol. 7. ABCM, Rio de Janeiro, Brasil, 2010.

Menet, J. L.; Valdès, L. C.; Ménart, B. A Comparative Calculation of the Wind Turbines Capacities on the Basis of the L - σ Criterion, **Renewable Energy**, v. 22, p. 491-506, 2001.

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

Menet, J. L. **Aerodynamic Behaviour of a New Type of Slow-Running VAWT**, In: Peinke, J.; Schaumann, P.; Barth, S. Wind Energy - Proceedings of the Euromech Colloquium. Springer, Berlin, Germany, 2007.

Menet, J. L. ; Cottier, F. **Etude Paramétrique du Comportement Aérodynamique d'une Éolienne Lente à Axe Vertical de Type Savonius**, 16^{ème} Congrès Français de Mécanique, Nice, 2003.

Menter, F. R.; Kuntz, M. **Adaptation of Eddy Viscosity Turbulence Models to Unsteady Separated Flows Behind Vehicles**, In: The Aerodynamics of Heavy Vehicles: Trucks, Buses and Trains. Springer, Asilomar, CA, 2002.

Menter, F. R.; Kuntz, M.; Langtry, R. Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model, **Turbulence, Heat and Mass Transfer 4**, p. 1-8, 2003.

Moffat, R. J. Describing the Uncertainties in Experimental Results, **Experimental Thermal and Fluid Science**, v.1, p. 3-17, 1988.

Mohamed, M. H.; Janiga, G.; Pap, E.; Thevenin, D. **Optimal Performance of a Savonius Turbine Using Frontal Guiding Plates**, Proceedings of the 14th International Conference on Modelling Fluid Flow (CMFF'09), v. 1, p. 871-878, 2009.

Mohamed, H. M.; Thévenin, D. **Performance Optimization of a Savonius Turbine Considering Different Shapes**, Proceedings of the ICFD 10: 2010 Tenth International Congress of Fluid Dynamics, v. 1, Ain Soukhna, Red Sea, Egypt, p. 1-12, 2010.

Mohamed, M. H.; Janiga, G.; Pap E.; Thevenin, D. Optimization of Savonius Turbines Using an Obstacle Shielding the Returning Blade, **Renewable Energy**, v. 35, p. 2618-2626, 2010.

Mohamed, M. H.; Janiga, G.; Pap, E., Thevenin, D. Optimal blade shape of a modified Savonius turbine using an obstacle shielding the returning blade, **Energy Conversion and Management**, v. 52, p. 236-242, 2011.

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.

Möller, S. V.; Silvestrini, J. H. Turbulência: Fundamentos, In: Möller, S. V.; Silvestrini, J. H. Turbulência, v. 4. ABCM, Rio de Janeiro, Brasil, 2004.

Nakajima, M.; Iio, S.; Ikeda, T. Performance of Double-step Savonius Rotor for Environmentally Friendly Hydraulic Turbine, **Journal of Fluid Science and Technology**, v. 3, n. 3, p. 410-419, 2008.

Nakajima, M.; Iio, S.; Ikeda, T. Performance of Savonius Rotor for Environmentally Friendly Hydraulic Turbine, **Journal of Fluid Science and Technology**, v. 3, n. 3, p. 420-429, 2008.

Nelson, V. **Wind Energy: Renewable Energy and the Environment**. CRC Press, New York, USA, 2009.

NREL. **Power Performance Test Report for the Southwest Windpower AIR-X Wind Turbine**, Report NREL/TP-500-34756, NREL - National Renewable Energy Laboratory, Golden, Colorado, USA, 2003.

Pankhurst, R. C.; Holder, D. W. **Wind-Tunnel Technique: An Account of Experimental Methods in Low-and High-Speed Wind Tunnels**. Sir Isaac Pitman & Sons LTDM, London, United Kingdom, 1965.

Parker, D. **Microgeneration: Low Energy Strategies for Larger Buildings**. Elsevier, London, United Kingdom, 2009.

Patankar, S. V.; Spalding, D. B. A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-Dimensional Parabolic Flows, **Int. Journal of Heat and Mass Transfer**, v.15, p. 1787-1806, 1972.

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

Patel, M. R. **Wind and Solar Power Systems**. CRC Press, New York, USA, 1999.

Pope, A.; Harper, J. J. **Low Speed Wind Tunnel Testing**. John Wiley & Sons, New York, USA, 1966.

Rabah, K. V. O.; Osawa, B. M. **Design and Field Testing of Savonius Wind Pump in East Africa**, International Report, International Centre for Theoretical Physics, International Atomic Energy Agency and United Nations Educational Scientific and Cultural Organization, Trieste, Italy, 1995.

Rahai, H. R. **Development of Optimum Design Configuration and Performance for Vertical Axis Wind Turbine**, Feasibility Analysis and Final EISG Report, California State University, Long Beach, USA, 2005.

Rosenfeld, M. Grid Refinement Test of Time-Periodic Flows Over Bluff Bodies, **Computers Fluids**, v.23, p. 693-709, 1994.

Ross, I. J. Wind Tunnel Blockage Corrections: An Application to Vertical-Axis Wind Turbines. Master Thesis, University of Dayton, Dayton, Ohio, USA, 2010.

Ross, I.; Altman, A. Wind tunnel blockage corrections: Review and application to Savonius vertical-axis wind turbines, *Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics*, v.99, n. 5, 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.

Sabzevari, A. **Power Augmentation in a Ducted Savonius Rotor**, Proceedings of the 2nd International Symposium on Wind Energy Systems, v. 1, Amsterdam, Netherlands, p. 25-34, 1978.

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.

Schlichting, H. *Boundary-layer Theory*, McGraw-Hill, New York, USA, 1968.

Shankar, P. N. **Development of Vertical Axis Wind Turbines**, Proc. Indian Acad. Sci., v. C2, Pt. 1, p. 49-66, 1979.

Silveira, R. S. Estudo Experimental do Efeito da Razão de Bloqueio em Canal Aerodinâmico sobre o Número de Strouhal e o Fenômeno da Biestabilidade no Escoamento em Cilindros. Dissertação de Mestrado, PROMEC-UFRGS, Porto Alegre, RS, 2011.

Silveira Neto, Aristeu da. **Simulação de Grandes Escalas de Escoamentos Turbulentos**, In: Silva Freire, A. P.; Menut, P. P. M.; Su, J. Turbulência, v.1. ABCM, Rio de Janeiro, Brasil, 2002.

Siqueira, C. R. Simulação Numérica do Escoamento Tridimensional ao Redor de Cilindro. Tese de Doutorado, USP, São Paulo, SP, 1999.

Sima, M.; Gurr, A.; Orellano, A. **Validation of CFD for the Flow under a Train with 1:7 Scale Wind Tunnel Measurements**, Proceedings of the BBAA VI, International Colloquium on: Bluff Bodies Aerodynamics & Applications, p. 1-16, 2008.

Simonds, M. H.; Bodek, A. **Performance Test of a Savonius Rotor**, Technical Report No. T10, Brace Research Institute, McGill University, Quebec, Canada, 1964.

South, P.; Mitchell, R.; Jacobs, E. **Strategies for the Evaluation of Advanced Wind Energy Concepts**, Final Draft, Solar Energy Research Institute – SERI, U.S. Department of Energy, Golden, USA, 1983.

Spalart, P. R.; Allmaras, S. R. A One-equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows, **AIAA-92-0439**, 1992.

Star-CCM⁺. **Metodologia**. CD-adapco, 2008.

Thévenin, D.; Janiga, G. **Optimization and Computational Fluid Dynamics**. Springer, 2007.

Tremarin, I. C. Estudo e Desenvolvimento de um Sistema Alternativo de Bombeamento de Água Através da Energia Hidrocinética. Relatório de Estágio, UNIVATES, Lajeado, RS, 2013.

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

Wenzel, G. M. Projeto Aerodinâmico de Pás de Turbinas Eólicas de Eixo Horizontal. Trabalho de Diplomação, Departamento de Engenharia Mecânica e Mecatrônica, PUC/RS, Porto Alegre, RS, 2007.

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

Wildnature. Specifications. Wildnature, 2012. www.wildnaturesolutions.com

Williamson, C. H. K. **2D and 3D Aspects of the Wake of a Cylinder, and Their Relation to Wake Computations**, Proceedings of the AMS-SIAM Conference, Lectures in Applied Mathematics, p. 719-751, 1991.

Windside. Specifications. Windside, 2012. <http://www.windside.com/company>

APÊNDICE A – Produções científicas realizadas durante o desenvolvimento da tese

Artigos Completos Publicados em Periódicos

Akwa, J. V.; Vielmo, H. A.; Petry, A. P. A Review on the Performance of Savonius Wind Turbines, **Renewable & Sustainable Energy Reviews**, v. 16, p. 3054-3064, 2012.

Akwa, J. V.; Silva Júnior, 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, 2012.

Akwa, J. V.; Petry, A. P. Stators use Influence on the Performance of a Savonius Wind Rotor Using Computational Fluid Dynamics, **Engenharia Térmica - RETERM**, v. 10, 2011. Observação: Versão atualizada de artigo bem avaliado pelos editores da Revista Engenharia Térmica no 21º COBEM. Os editores da revista fizeram o convite para publicação.

Akwa, J. V.; Petry, A. P. Análise do Desempenho de Rotores Eólicos Savonius Empregando o Método de Volumes Finitos, **Revista Brasileira de Energia Solar - RBENS**, v. 2, p. 164-175, 2011. Observação: Artigo aceito para publicação por ser classificado entre os 20 trabalhos mais bem avaliados no III Congresso Brasileiro de Energia Solar, Belém, 2010.

Akwa, J. V.; Petry, A. P. Simulação da Operação de uma Turbina Hidrocinética do Tipo Savonius por Meio de Dinâmica dos Fluidos Computacional, **PCH Notícias & SHP News**, v. 52, p. 38-43, 2012.

Artigos Completos Publicados em Periódicos com o Uso dos Conhecimentos Adquiridos no Curso de Doutorado

Akwa, J. V.; Konrad, O.; Kaufmann, G. V. Evaluation of the photovoltaic generation potential and real-time analysis of the photovoltaic panel operation on a building facade in southern Brazil, **Energy and Buildings**, v. 69, p. 426-433, 2014.

Capítulos de Livros Publicados

Akwa, J. V.; Petry, A. P. **CFD Simulation of Savonius Wind Turbine Operation**, In: Maher A. R. Sadiq Al-Baghdadi. Engineering Applications of Computational Fluid Dynamics, v. 2. International Energy and Environment Foundation (IEEF), Al-Najaf, Iraq, 2012.

Artigos Completos Publicados em Anais de Congressos

Akwa, J. V.; Silva Júnior, G. A.; Petry, A. P. **Verification of the Overlap Ratio Influence on Moment and Power Coefficients of a Savonius Wind Rotor Using Computational Fluid Dynamics**, Proceedings of the 21st International Congress of Mechanical Engineering - COBEM, Natal, RN, Brazil, 2011.

Akwa, J. V.; Petry, A. P. **Verification of the Stators Use Influence on Power and Moment Coefficients of a Savonius Wind Rotor Using Computational Fluid Dynamics**, Proceedings of the 21st International Congress of Mechanical Engineering - COBEM, Natal, RN, Brazil, 2011.

Akwa, J. V.; Luz, J. L. R.; Fleck, G. D.; Petry, A. P. **Análise da Influência do Formato das Pás no Desempenho de Turbinas Eólicas Savonius por Meio de Dinâmica dos Fluidos Computacional**, Anais do VII Congresso Nacional de Engenharia Mecânica, São Luís, MA, Brasil, 2012.

Akwa, J. V.; Petry, A. P. **Análise do Desempenho de Rotores Eólicos Savonius Empregando o Método de Volumes Finitos**, Anais do III Congresso Brasileiro de Energia Solar - CBENS, Belém, PA, Brasil, 2010.

Atuação como Revisor nos Seguintes Periódicos

Renewable & Sustainable Energy Reviews. A partir de 2012.

Energy and Buildings. A partir de 2012

International Journal of Electrical Power & Energy Systems. A partir de 2014.

Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics. A partir de 2014.

APÊNDICE B – Propostas para futuros trabalhos

Conforme mencionado na seção de conclusões, para contribuir com novos trabalhos, medições adicionais do escoamento sobre a turbina Savonius com rotação foram realizados. As medições foram realizadas com a turbina em sua máxima velocidade angular. Nessa condição, a rotação da turbina é máxima, mas seu torque é reduzido, tendo em vista que o torque da turbina atende às cargas originadas pelos atritos dos rolamentos, que são baixos, proporcionando potência também baixa. A velocidade angular média do rotor, então, foi obtida por meio de medições com o uso de um tacômetro digital sem contato. O rotor foi posto em operação sem carga em um escoamento de 10 m/s na entrada do canal aerodinâmico. Os valores de rotação medidos são exibidos na Tabela A.1.

Tabela A.1 – Medições da rotação da turbina operando sem carga em um escoamento de 10 m/s

Medições	Rotação máxima (rpm)	Rotação mínima (rpm)	Média (rpm)	$\lambda_{médio}$
1	5311 ± 1	5289 ± 1	5300 ± 1	1,3876 ± 0,015
2	5320 ± 1	5303 ± 1	5312 ± 1	1,3906 ± 0,015
3	5329 ± 1	5303 ± 1	5316 ± 1	1,3918 ± 0,015
4	5364 ± 1	5307 ± 1	5336 ± 1	1,3969 ± 0,015
5	5331 ± 1	5317 ± 1	5324 ± 1	1,3938 ± 0,015
6	5340 ± 1	5328 ± 1	5334 ± 1	1,3965 ± 0,015
Média	5333 ± 1	5308 ± 1	5320 ± 1	1,3928 ± 0,015

Como a presença das placas de extremidade acarreta em uma considerável inércia sobre o rotor, a velocidade angular, consideravelmente alta devido ao diâmetro reduzido do dispositivo, quase não possui variações em seu valor médio. Os valores obtidos para os dados de turbulência e de desprendimento de vórtices são exibidos na Tabela A.2 e na Figuras A.1, que exhibe densidades espectrais de potência das flutuações de velocidade u' e v' .

Tabela A.2 – Dados experimentais referentes à turbulência e ao desprendimento de vórtices para o escoamento sobre o rotor com rotação a $\lambda = 1,39$, obtidos a 1470 mm a jusante do rotor

Posição	$I_{u'}$	$I_{v'}$	f_{dv} (Hz)	St	f_{ad} (kHz)
-24 mm à direita do ponto central	0,073 ± 0,003	0,066 ± 0,003	-----	-----	1
Ponto central	0,090 ± 0,005	0,032 ± 0,002	-----	-----	1
24 mm à esquerda do ponto central	0,093 ± 0,005	0,082 ± 0,004	-----	-----	1

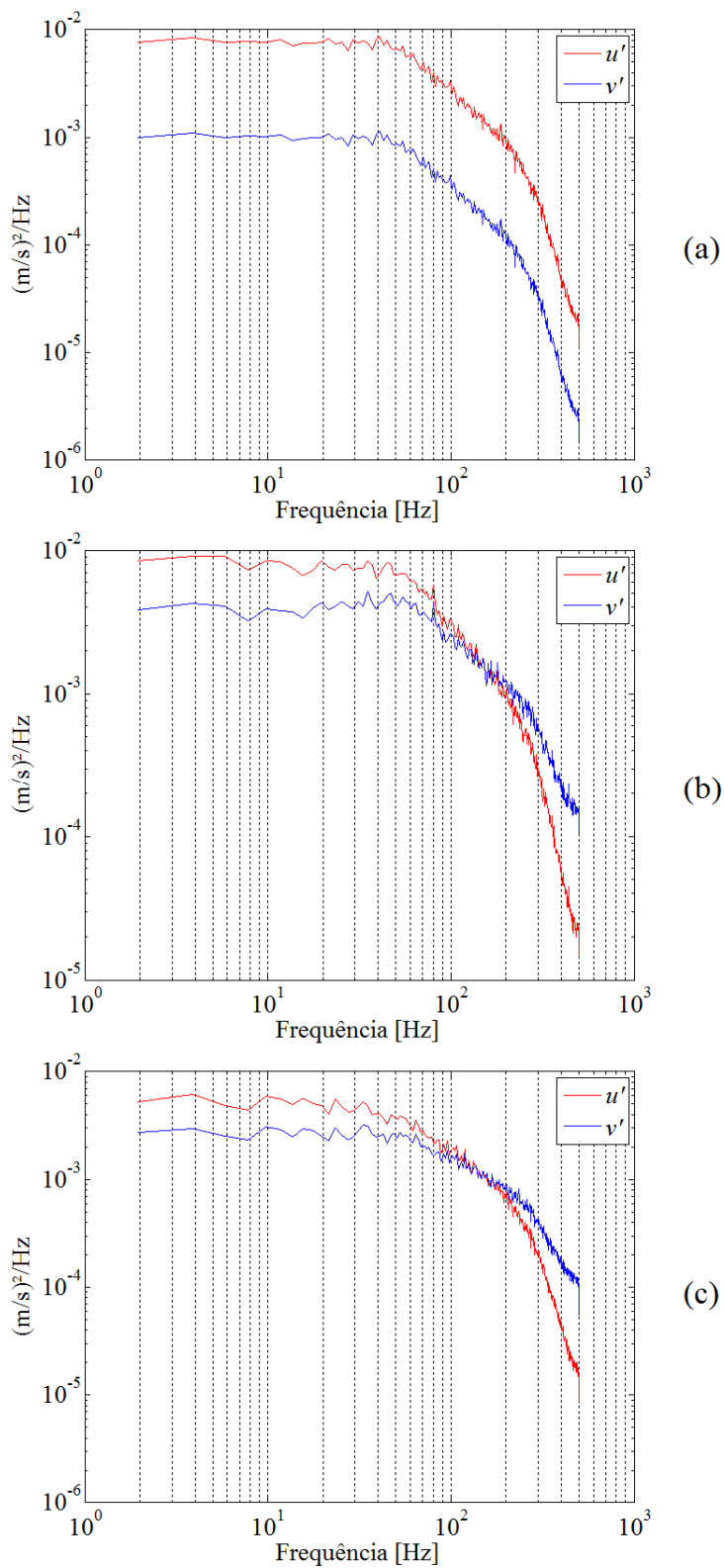


Figura A.1 – Espectros de u' e v' para o rotor com rotação, a 1470 mm a jusante do rotor: (a) no centro; (b) 24 mm à esquerda do centro; (c) 24 mm à direita do centro

Nas representações gráficas das figuras é possível verificar uma distribuição de energia de forma equilibrada para as frequências mais baixas e anisotropia da turbulência. A frequência de desprendimento de vórtices e o número de Strouhal não puderam ser adquiridos nitidamente nas medições para os pontos considerados, devido ao pico de energia no espectro não ser nítido. Para um melhor detalhamento do estudo da operação do rotor sem carga, medições dos valores instantâneos de velocidade angular, ao longo das posições angulares, podem ser futuramente efetuados com o uso de encoder rotativo.

APÊNDICE C – Análise de incertezas

Em todo trabalho experimental, análises das incertezas encontradas na obtenção dos resultados devem ser realizadas. Conforme Moffat, 1988, a incerteza de um resultado obtido depende das incertezas das variáveis envolvidas no cálculo e pode ser obtida pela Equação (A.1), na qual $R = R(x_1, x_2, \dots, x_n)$ é o resultado em análise e δx_i é a incerteza da variável x_i .

$$\delta R = \left\{ \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial R}{\partial x_i} \delta x_i \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (\text{A.1})$$

A resolução da escala de medição fornece a incerteza de leitura dos instrumentos de medição. As resoluções dos principais instrumentos utilizados nos experimentos são fornecidas na Tabela A.2.

Tabela A.2 – Resolução dos instrumentos de medição

Instrumento	Resolução na escala utilizada
Termômetro	$\pm 0,5 \text{ }^\circ\text{C}$
Barômetro	$\pm 0,5 \text{ mmHg}$
Manômetro eletrônico	1% da leitura do sinal elétrico
Manômetro eletrônico portátil	1 Pa
Tacômetro digital sem contato	1 rpm

A incerteza na medição do diâmetro do cilindro é de $\pm 0,0001 \text{ m}$. A tolerância nas dimensões do rotor, devido ao método de fabricação em impressão 3D, é de $\pm 0,25 \text{ mm}$. O posicionamento da sonda de medição de velocidade, que é realizado por um sistema de posicionamento tridimensional, tem incerteza de $\pm 0,0001 \text{ m}$. A incerteza no posicionamento das tomadas de pressão é de 1 mm e a incerteza no posicionamento angular do rotor é de $\pm 5^\circ$.

A incerteza na leitura de velocidade por meio de anemometria de fio quente depende da equação utilizada para a conversão dos valores de tensão em valores de velocidade correspondentes, além dos coeficientes obtidos na calibração da sonda e de suas respectivas incertezas. As incertezas obtidas nas medições por anemometria de fio quente situam-se entre 3,2% e 9,6%. A incerteza nos valores medidos para as frequências de desprendimento de vórtices, que utilizam análise de Fourier, dependem da largura da banda utilizada e do erro sistemático calculado para cada aquisição. Um valor típico de 4 Hz é considerado.