BRUNO PEGORARO

MODELAGEM AERODINÂMICA DE TURBINAS EÓLICAS
FLUTUANTES

São Paulo
2018

BRUNO PEGORARO

MODELAGEM AERODINÂMICA DE TURBINAS EÓLICAS
FLUTUANTES

Dissertação entregue à Escola Politécnica da Universidade de São Paulo para a obtenção do título de Mestre em Ciências.

Área de Concentração: Engenharia Naval e Oceânica.

Orientador: Prof. Dr. Alexandre Nicolaos Simos.

São Paulo
2018

Autorizo a reprodução e divulgação total ou parcial deste trabalho, por qualquer meio convencional ou eletrônico, para fins de estudo e pesquisa, desde que citada a fonte.

Este exemplar foi revisado e corrigido em relação à versão original,
sob responsabilidade única do autor e com a anuência de seu orientador.

São Paulo, _____ de _____ de _____

Assinatura do autor: _____

Assinatura do orientador: _____

Catálogo-na-publicação

Pegoraro, Bruno

Modelagem Aerodinâmica de Turbinas Eólicas Flutuantes / B. Pegoraro --
versão corr. -- São Paulo, 2018.
108 p.

Dissertação (Mestrado) - Escola Politécnica da Universidade de
São Paulo. Departamento de Engenharia Naval e Oceânica.

1.Modelagem aerodinâmica 2.Turbinas eólicas flutuantes I.Universidade
de São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de Engenharia Naval e
Oceânica II.t.

RESUMO

Esta dissertação aborda o desenvolvimento de um método numérico para a análise de forças e momentos aerodinâmicos em turbinas eólicas fixas e flutuantes no domínio do tempo, utilizando a teoria da quantidade de movimento do elemento de pá (*Blade Element Momentum Theory*, BEMT) em C++. As pás são divididas em segmentos menores, onde a influência da turbina no fluxo é realizada através do cálculo de fatores de indução. Cada segmento é considerado como um aerofólio bidimensional, sendo possível estimar forças e momentos através de coeficientes para asas infinitas. A teoria da quantidade de movimento do elemento de pá, embora conceitualmente simples, é usualmente empregada com algumas correções em suas equações para se ajustar aos resultados experimentais. A inclusão de turbinas flutuantes é realizada através do movimento de corpo rígido da plataforma, que tem um impacto direto no cálculo aerodinâmico. Por não ser o objetivo deste trabalho, as equações de movimento são calculadas através de uma fonte externa e posteriormente colocadas como dado de entrada do código, simplificando assim a análise e excluindo uma fonte potencial de erro na verificação. O caso de estudo é a turbina do projeto *Offshore Code Comparison Collaboration Continuation* (OC4), a qual é analisada como uma turbina fixa e flutuante, utilizando uma plataforma semissubmersível. Os resultados das forças e momentos aerodinâmicos do software FAST do Laboratório Nacional de Energias Renováveis (*National Renewable Energy Laboratory*, NREL) são comparados ao código desenvolvido, mostrando excelente concordância para todos os casos analisados.

Palavras-chave: Modelagem aerodinâmica, Turbinas eólicas flutuantes.

ABSTRACT

This dissertation addresses the development of a numerical method for the analysis of aerodynamic forces and moments of fixed and floating wind turbines in time domain, using the Blade Element Moment Theory (BEMT) written in C++. The blades are divided into smaller segments, where the influence of the turbine in the flow is performed through the calculation of induction factors. Each segment is considered as a two-dimensional airfoil, and it is possible to estimate forces and moments through coefficients for infinite wings. The Blade Element Moment Theory, though conceptually simple, is usually employed with some corrections in its equations to fit experimental results. The inclusion of floating turbines is performed through the rigid body motion of the platform, which has a direct impact on the aerodynamic calculation. Since it is not the objective of this work, the equations of movement are calculated through an external source and then placed as input data of the code, thus simplifying analysis and excluding a potential source of error in verification. The case of study is the turbine of the Offshore Code Comparison Collaboration Continuation (OC4) project, which is analyzed either as a fixed or a floating turbine, using a semi-submersible platform. The results of aerodynamic forces and moments from FAST software of the National Renewable Energy Laboratory (NREL) are compared to the developed code, showing excellent agreement for all cases analyzed.

Keywords: Aerodynamic modeling, Floating wind turbines.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente, gostaria de agradecer à Deus por todas as conquistas recentes.

Gostaria também de agradecer à minha noiva, Juliana, cujo amor e carinho me dão, todos os dias, forças para continuar em frente e encarar os desafios da vida.

Agradeço aos meus pais pelo seu apoio durante os últimos anos.

Ao meu orientador, professor Dr. Alexandre Simos, o meu muito obrigado por me dar esta oportunidade de trabalharmos juntos e por sua orientação ao longo desses anos.

Por fim, gostaria de agradecer à ONR pelo financiamento do grupo de pesquisa que deu suporte para que este e outros trabalhos de graduação e pós-graduação fossem realizados.

LISTA DE FIGURAS

Figura 3.1 – Componentes de uma turbina eólica fixa ou flutuante.	33
Figura 3.2 – Ilustração da orientação do rotor com relação ao vento incidente.	35
Figura 3.3 – Medidas para aumentar a distância entre torre e pás.	37
Figura 3.4 – Forças de arrasto e sustentação.	38
Figura 3.5 – Escoamento em torno de aerofólios para diferentes valores de ângulo de ataque.	38
Figura 3.6 – Diferentes velocidades aparentes de vento ao longo de uma pá de turbina eólica.	39
Figura 3.7 – Curva de potência em função da velocidade de vento.	40
Figura 3.8 – Ângulo de passo.	41
Figura 4.1 – Divisão do escoamento em regiões.	44
Figura 4.2 – Gradiente de velocidade e vórtices devido ao alto cisalhamento presente na fronteira da esteira.	48
Figura 4.3 – Volume de controle anular e regiões do escoamento.	49
Figura 4.4 - Divisão de uma pá em segmentos.	54
Figura 4.5 - Velocidades e forças atuantes em um segmento de uma pá de turbina eólica.	55
Figura 4.6 – Composição de velocidades.	57
Figura 4.7 – Algoritmo usual para modelo BEMT.	58
Figura 4.8 – Modelo aproximado de Prandtl.	60
Figura 4.9 – Linhas de vórtices desprendidos de uma turbina de duas pás.	62
Figura 4.10 – Correção devido às perdas nas pontas proposta por Prandtl para $B = 3$, $\phi = 5^\circ$ e $Rr/R = 0.1$	62

Figura 5.1 – Componentes da velocidade para uma seção de pá de turbina eólica.	66
Figura 5.2 – Perfis de vento para $W_{ndSpd} = 10$ m/s e $z_0 = 90$ metros.	68
Figura 5.3 – Sistema de coordenadas dos nós.	69
Figura 5.4 – Sistema de individual de cada pá para rotores de duas e três pás (esquerda e centro, respectivamente) e sistema de coordenadas do cubo (direita)	70
Figura 5.5 – Diferentes sistemas de coordenadas usados internamente no código e nomenclatura dos movimentos da plataforma de uma turbina flutuante.	71
Figura 5.6 – Algoritmo para turbinas fixas.	73
Figura 5.7 – Velocidade relativa entre vento e estrutura.	74
Figura 5.8 – Algoritmo para turbinas flutuantes.	76
Figura 5.9 – Exemplo de arquivo de saída do FAST que é usado como entrada no código aerodinâmico.	76
Figura 6.1 – Ilustração da turbina eólica flutuante do projeto OC4.	77
Figura 6.2 – Coeficientes aerodinâmicos para dois tipos de aerofólios diferentes. ..	79
Figura 6.3 – Foto da plataforma semissubmersível em escala reduzida para ensaios em tanque de prova;.....	80
Figura 7.1 – Forças aerodinâmicas resultantes em cada pá.....	84
Figura 7.2 – Forças aerodinâmicas resultantes em cada pá.....	85
Figura 8.1 – Forças aerodinâmicas no sistema de coordenadas do cubo: Caso 1. .	88
Figura 8.2 – Momentos aerodinâmicos no sistema de coordenadas do cubo: Caso 1.	88
Figura 8.3 – Forças aerodinâmicas no sistema de coordenadas do eixo: Caso 1. ..	89
Figura 8.4 – Momentos aerodinâmicos no sistema de coordenadas do eixo: Caso 1.	89
Figura 8.5 – Amplitude e frequência de oscilação das forças e momentos aerodinâmicos: Caso 1.....	90

Figura 8.6 – Forças aerodinâmicas no sistema de coordenadas do cubo: Caso 2. ...	91
Figura 8.7 – Momentos aerodinâmicos no sistema de coordenadas do cubo: Caso 2.	91
Figura 8.8 – Forças aerodinâmicas no sistema de coordenadas do eixo: Caso 2. ...	92
Figura 8.9 – Momentos aerodinâmicos no sistema de coordenadas do eixo: Caso 2.	92
Figura 8.10 – Amplitude e frequência de oscilação das forças e momentos aerodinâmicos: Caso 2.	93
Figura 8.11 – Forças aerodinâmicas no sistema de coordenadas do cubo: Caso 3.	94
Figura 8.12 – Momentos aerodinâmicos no sistema de coordenadas do cubo: Caso 3.	94
Figura 8.13 – Forças aerodinâmicas no sistema de coordenadas do eixo: Caso 3.	95
Figura 8.14 – Momentos aerodinâmicos no sistema de coordenadas do eixo: Caso 3.	95
Figura 8.15 – Amplitude e frequência de oscilação das forças e momentos aerodinâmicos: Caso 3.	96
Figura 8.16 – Movimentos da plataforma do projeto OC4: sem aerodinâmica.	97
Figura 8.17 – Movimentos da plataforma do projeto OC4: com aerodinâmica.	98
Figura 8.18 – Forças aerodinâmicas no sistema de coordenadas do cubo: Caso 4.	99
Figura 8.19 – Momentos aerodinâmicos no sistema de coordenadas do cubo: Caso 4.	99
Figura 8.20 – Forças aerodinâmicas no sistema de coordenadas do eixo: Caso 4.	100
Figura 8.21 – Momentos aerodinâmicos no sistema de coordenadas do eixo: Caso 4.	100
Figura 8.22 – Amplitude e frequência de oscilação das forças e momentos aerodinâmicos: Caso 4.	101

LISTA DE TABELAS

Tabela 4.1 – Coeficiente de potência como função da razão de velocidade de ponta.	54
Tabela 6.1 – Propriedades principais da turbina OC4.	78
Tabela 6.2 – Propriedades aerodinâmicas da turbina OC4.	79
Tabela 6.3 - Propriedades principais plataforma semissubmersível da turbina do projeto OC4.....	81
Tabela 6.4 – Frequências naturais da turbina OC4.	81
Tabela 8.1 – Tabela de casos para teste e verificação do código aerodinâmico.	87

LISTA DE SÍMBOLOS

U_0	Velocidade axial do escoamento não perturbado
U_d	Velocidade axial do escoamento no disco
U_w	Velocidade axial do escoamento na esteira
p_0	Pressão atmosférica
p_{d+}	Pressão do escoamento imediatamente antes do disco atuador
p_{d-}	Pressão do escoamento imediatamente após o disco atuador
p'	Diferença de pressão no disco atuador
p_w	Pressão do escoamento na esteira
A_0	Área transversal do escoamento não perturbado
A_d	Área transversal do disco atuador
A_w	Área transversal do escoamento na esteira
a	Fator de indução axial no disco atuador
a'	Fator de indução tangencial no disco atuador
b	Fator de indução axial na esteira
b'	Fator de indução tangencial na esteira
r_0	Raio do volume de controle anular no escoamento não perturbado
r_d	Raio do volume de controle anular no disco atuador
r_w	Raio do volume de controle anular na esteira
c	Corda do aerofólio
dt	Passo de tempo
λ	Razão de velocidade de ponta
λ_r	Razão de velocidade local
T	Empuxo
Q	Torque
P	Potência
C_T	Coeficiente de empuxo
C_Q	Coeficiente de torque
C_P	Coeficiente de potência
Ω	Velocidade angular do rotor
ω_d	Velocidade angular do escoamento no disco atuador

ω_w	Velocidade angular do escoamento na esteira
α	Ângulo de ataque
β	Ângulo de passo
ϕ	Ângulo do escoamento
ρ	Densidade do ar
H_0	Constante de Bernoulli do escoamento antes do disco atuador
H_w	Constante de Bernoulli do escoamento após disco atuador
F_{ext}	Força externa
n	Normal do volume de controle
V_d	Velocidade radial no disco atuador
x	Fator de raio
B	Número de pás
W	Velocidade resultante
C_L	Coeficiente de sustentação
C_D	Coeficiente de arrasto
C_n	Coeficiente de força normal ao plano de rotação
C_t	Coeficiente de força tangencial ao plano de rotação
L	Força de sustentação
D	Força de arrasto
dr	Comprimento de um segmento de pá
F	Fator de perda de Prandtl
R	Raio do rotor
R_r	Raio do cubo
Γ	Circulação de uma pá
Γ_∞	Circulação de um número infinito de pás
s	Distância entre duas superfícies de vórtices consecutivas
F_p	Fator de perda na ponta
F_R	Fator de perda na raiz
σ	Solidez
W_{ndSpd}	Velocidade de vento no cubo
z_0	Altura do cubo
rpm	Rotações por minuto
Exp	Expoente de velocidade de vento

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

PNV	Departamento de Engenharia Naval e Oceânica
BEMT	<i>Blade Element Momentum Theory</i>
TDRPM	<i>Time Domain Rankine Panel Method</i>
NREL	<i>National Renewable Energy Laboratory</i>
FAST	<i>Fatigue, Aerodynamics, Structures and Turbulence</i>
OC3	<i>Offshore Code Comparison Collaboration</i>
OC4	<i>Offshore Code Comparison Continuation</i>
OC5	<i>Offshore Code Comparison, Continued with Correlation</i>
IEA	<i>International Energy Agency</i>

Sumário

1	INTRODUÇÃO	21
1.1	RELEVÂNCIA E MOTIVAÇÃO	21
1.2	ESTRUTURA DO TEXTO	25
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	27
3	ASPECTOS GERAIS DE TURBINAS EÓLICAS	33
3.1	COMPONENTES PRINCIPAIS DE UMA TURBINA EÓLICA	33
3.2	CARACTERÍSTICAS DE ROTORES DE TURBINAS EÓLICAS	34
3.2.1	ORIENTAÇÃO DO ROTOR	35
3.2.2	NÚMERO DE PÁS	36
3.2.3	CONFIGURAÇÃO GEOMÉTRICA DE ROTORES	36
3.3	PRINCÍPIO AERODINÂMICO	37
3.4	SISTEMAS DE CONTROLE	39
3.4.1	CONTROLE DE ESTOL	40
3.4.2	CONTROLE DE PASSO	41
4	FUNDAMENTOS TEÓRICOS	43
4.1	O MODELO DO DISCO ATUADOR	43
4.2	MODELO DE DISCO ATUADOR COM ROTAÇÃO DA ESTEIRA	48
4.3	SOLUÇÃO APROXIMADA DE GLAUERT	52
4.4	TEORIA DE ELEMENTOS DE PÁ	54
4.5	TEORIA DA QUANTIDADE DE MOVIMENTO DO ELEMENTO DE PÁ (BEMT)	56
4.6	CORREÇÕES NAS EQUAÇÕES DO MODELO BEM	59
4.6.1	FATOR DE PERDA DE PRANDTL	59
4.6.2	CORREÇÃO NA CURVA DE EMPUXO	62

5	MÉTODO NUMÉRICO	65
5.1	ALGORITMO AERODINÂMICO	65
5.2	MODELAGEM DO VENTO	67
5.3	SISTEMAS DE COORDENADAS	68
5.4	ESTRATÉGIA DE SIMULAÇÃO	71
6	ESTUDO DE CASO	77
6.1	PROPRIEDADES DA TURBINA EÓLICA DO PROJETO OC4	77
6.2	PROPRIEDADES DA PLATAFORMA SEMISSUBMERSÍVEL DO PROJETO OC4	80
7	ANÁLISE DE FORÇAS E MOMENTOS AERODINÂMICOS NO ROTOR DE UMA TURBINA DE TRÊS PÁS	83
8	RESULTADOS E VERIFICAÇÃO	87
8.1	CASO 1 – RESULTADOS E ANÁLISE	88
8.2	CASO 2 – RESULTADOS E ANÁLISE	90
8.3	CASO 3 – RESULTADOS E ANÁLISE	93
8.4	CONSIDERAÇÕES SOBRE O MOVIMENTO DA TURBINA EÓLICA FLUTUANTE	96
8.5	CASO 4 – RESULTADOS E ANÁLISE	98
9	CONCLUSÃO	103
10	BIBLIOGRAFIA	105

1 INTRODUÇÃO

1.1 Relevância e motivação

O avanço no desenvolvimento de tecnologias que aproveitem fontes renováveis de energia tem sido a principal aposta para diminuir a dependência de combustíveis fósseis para geração de energia nas últimas décadas. Em 2017, fontes renováveis representaram cerca de 70% da adição de capacidade de geração de energia instalada mundialmente (Renewable Energy Network for the 21st Century, 2018).

Além disso, dados recentes mostram que, graças à avanços tecnológicos, o custo de geração de eletricidade de fontes renováveis caiu para o mesmo patamar de fontes tradicionais, como carvão e gás natural, deixando as fontes renováveis mais competitivas dentro do mercado de energia. Um exemplo é a melhoria da eficiência de turbinas eólicas, que viram seus fatores de capacidade passarem de 25% para 50% nos últimos anos. Como resultado, investimentos em fontes renováveis ultrapassaram pela primeira vez os investimentos em fontes convencionais em 2015 (World Economic Forum, 2016).

Nesse contexto, a indústria eólica tem um grande papel para que esses números virassem realidade. Em 2015 foi estabelecido um novo recorde de adição de capacidade instalada, de 63 GW, representando um aumento de 22% com relação à adição do ano anterior. Em 2017, embora a adição de potência instalada tenha caído para 52 GW, manteve-se em um patamar alto, deixando o ano em terceiro lugar desde que a série histórica começou a ser registrada. Além disso, a capacidade instalada mundial em energia eólica mais que dobrou no período 2011-2017, passando de 283 GW para 539 GW (Renewable Energy Network for the 21st Century, 2018).

Nesse cenário de crescimento mundial de energia eólica, o Brasil começa a se destacar, sendo o 8º colocado em capacidade instalada e 6º colocado na adição de novas potências instaladas. Por possuir um vasto número de rios com grande potencial de geração de energia, as usinas hidrelétricas produzem hoje 61% da energia consumida no país. Apesar de ser um número positivo, também ressalta a dependência da matriz energética brasileira das hidrelétricas.

Por outro lado, a geração de energia eólica no Brasil representa aproximadamente 8.3% do consumo nacional, com um total de 12.77 GW em operação e previsão de atingir o patamar de 17.88 GW em 2023. Dessa forma, a capacidade instalada de energia eólica aproxima-se de superar a capacidade da usina hidrelétrica de Itaipu, de 14 GW, demonstrando a franca evolução que o setor vem desenvolvendo nos últimos anos. Além disso, o fator de capacidade mensal médio das turbinas brasileiras em 2017 foi de 42.9%, tendo sido atingido um pico de 60.6% em setembro, números que comprovam a qualidade e o potencial de geração de energia dos ventos brasileiros em comparação com valores internacionais (Associação Brasileira de Energia Eólica, 2018). Estudos recentes mostram que o potencial eólico (*onshore*) brasileiro pode ser superior à 500 GW (FAPESP, 2016).

Contudo, grande parte da capacidade instalada em energia eólica ainda permanece com turbinas *onshore*. Apenas recentemente tem se visto um aumento significativo na instalação de turbinas *offshore*, mas com base fixa no leito marinho. Um exemplo é a fazenda *offshore London Array*, inaugurada em 2012 na Inglaterra, que possui 175 turbinas instaladas com uma capacidade total de 630 MW, o suficiente para abastecer aproximadamente meio milhão de casas. Esse interesse recente se deve ao fato que campos *offshore* possuem ventos de maiores intensidades e mais constantes. Como o potencial de energia eólica é proporcional ao cubo da velocidade do vento, o aumento de apenas alguns metros por segundo na velocidade de vento pode produzir uma quantidade significativamente maior de energia, levando assim a indústria a instalar turbinas em localizações cada vez mais longe das costas. A média de profundidade das turbinas *offshore* instaladas em 2017 na Europa foi de 27.5 metros, com uma média de 41 km de distância da costa e capacidade média instalada de 5.9 MW por turbina, número este cerca de 23% maior que o mesmo do ano anterior (Wind Europe, 2018).

Entretanto, o aumento da profundidade média inviabiliza o emprego de turbinas eólicas fixas no fundo do mar, levando à adoção de turbinas flutuantes. Estas, porém, ainda começam a se tornar realidade no mercado eólico *offshore*, uma vez que possuem uma complexidade muito maior que as demais por possuírem, por exemplo, movimentos da plataforma que impactam diretamente na aerodinâmica, em cálculos estruturais e na geração de energia. Embora seja esperada uma redução de aproximadamente 40% nos custos do projeto até 2050 (Wiser et al., 2016), o maior entrave para a comercialização deste tipo de turbina ainda é o alto custo.

Mesmo com um cenário adverso, esforços têm sido realizados para tornar essa tecnologia comercialmente viável, visto que o seu enorme potencial de exploração. O projeto WindFloat, na costa de Portugal, testou durante 5 anos uma turbina flutuante de 2 MW baseada em uma plataforma semissubmersível, com base nas experiências obtidas na indústria de petróleo e gás. A turbina, que durante sua operação gerou mais de 17GWh, tendo suportado condições climáticas adversas, como ondas de 17 metros de altura, foi descomissionada em 2016 (EDP, 2017). O sucesso do teste permitiu a tecnologia evoluir substancialmente, principalmente no que se refere à segurança do sistema, além de comprovar a viabilidade do empreendimento. Atualmente, baseado na mesma plataforma do teste na costa portuguesa, há planos de instalação de uma fazenda eólica offshore de 25 MW para 2019 (*WindFloat Atlantic Project*), além de outro projeto na França de quatro turbinas de 6 MW tendo sido aprovado.

Demonstrando cada vez mais a maturidade desse tipo de tecnologia, a primeira fazenda de turbinas eólicas flutuantes, denominada *HyWind*, da empresa norueguesa Equinor, entrou em operação comercial em outubro de 2017. A fazenda eólica consiste em cinco turbinas de 6 MW de potência, instaladas a cerca de 30 km da costa da Escócia. Capazes de abastecer mais de vinte e duas mil casas, as turbinas foram construídas com rotores de 154 metros de diâmetro e instaladas em uma plataforma do tipo *spar*. Antes de entrar em operação, entretanto, foram realizados testes com uma turbina menor, de 2.3 MW de capacidade e 85 metros de diâmetro de rotor, na região marítima de interesse. Durante os oito anos de operação, a turbina produziu mais de 40 GWh de energia, tendo sobrevivido a ventos de 40 metros por segundo e ondas de 19 metros de altura, provando a viabilidade técnica da tecnologia (Equinor 2017).

Esses projetos são baseados em cálculos de softwares especializados em turbinas eólicas. Visto que tais ferramentas são essenciais para o projeto dessas estruturas e que sua precisão tem um impacto nos custos, o desenvolvimento de simuladores capazes de modelar a dinâmica de turbinas flutuantes tem sido o objeto de vários estudos. Dentre estes, destaca-se o projeto *Offshore Code Comparison Collaboration Continuation* (OC4), fruto de uma colaboração internacional entre diversas instituições com o objetivo de desenvolver e validar ferramentas de simulação para análise de turbinas eólicas *offshore*, sendo coordenado pela *International Energy Agency* (IEA). Procedido pelo *Offshore Code Comparison*

Collaboration (OC3), finalizado em 2010, o projeto OC4 estudou dois tipos de plataforma: uma fixa, do tipo jaqueta, e outra flutuante, do tipo semissubmersível. Finalizado em 2014, o projeto OC4 é sucedido pelo *Offshore Code Comparison Collaboration, Continued with Correlation* (OC5).

Dentre os códigos voltados para análise de turbinas eólicas, se destaca o *Fatigue, Aerodynamics, Structures, and Turbulence* (FAST) da *National Renewable Energy Laboratory* (Jonkman e Buhl, 2005). O FAST é um código aero-hidro-servo-elástico para simulação de turbinas *onshore* e *offshore* no domínio do tempo. O programa, em seu estágio atual, possui diversos módulos que podem rodar separadamente ou em conjunto com os demais, acoplado ao FAST. O *AeroDyn* é o módulo que realiza os cálculos aerodinâmicos no domínio do tempo (Jonkman et al., 2015) sendo estruturando em torno do modelo *Blade Element Momentum Theory* (BEMT).

O Departamento de Engenharia Naval e Oceânica (PNV) da Universidade de São Paulo (USP) tem se destacado por desenvolver códigos computacionais para simulação no domínio do tempo de sistemas oceânicos. O Dynasim é um simulador de domínio do tempo que considera a interação hidrodinâmica de múltiplos corpos juntamente com linhas, *risers* e sistema de posicionamento dinâmico em condições ambientais (ondas, marés, ventos, correntes). Mais recentemente, foi desenvolvido o *Time Domain Rankine Panel Method* (TDRPM), método tridimensional de elementos de contorno no domínio do tempo que visa a realização de análises hidrodinâmicas de sistemas *offshore* sob a atuação das ondas do mar (Ruggeri, 2016). O código, testado em diversas aplicações, considerando corpos fixos e flutuantes em ondas regulares e irregulares, mostrou boa concordância com soluções analíticas e numéricas de outros programas. Além deste, destaca-se também o desenvolvimento de um método numérico para análise hidrodinâmica de turbinas eólicas flutuantes baseado na equação de Morison (Souza do Carmo, 2016), que embora conceitualmente mais simples do que o anterior, mostrou uma boa concordância de resultados e possibilidade de diminuir drasticamente o tempo de processamento computacional.

É nesse contexto que este trabalho se insere. Utilizando-se o conhecimento adquirido ao longo dos últimos anos no desenvolvimento de ferramentas hidrodinâmicas, planeja-se implementar um código que seja capaz de estimar as forças e momentos aerodinâmicos em turbinas eólicas para que, posteriormente, seja

acoplado à uma das ferramentas desenvolvidas internamente no PNV para a simulação de turbinas eólicas flutuantes.

1.2 Estrutura do texto

Este relatório é constituído pelo Capítulo 2 - REVISÃO BIBLIOGRÁFICA; pelo Capítulo 3 - ASPECTOS GERAIS DE TURBINAS EÓLICAS, o qual discute as principais características de turbinas eólicas de eixo horizontal, dando ênfase àquelas que influem diretamente na extração de energia; pelo Capítulo 4 - FUNDAMENTOS TEÓRICOS, que aborda a teoria utilizada neste trabalho, descrevendo as equações e hipóteses empregadas; pelo Capítulo 5 - MÉTODO NUMÉRICO, que discute detalhes sobre o código implementado, baseado nas equações apresentadas no Capítulo 4; pelo Capítulo 6 - ESTUDO DE CASO, que apresenta e detalha a turbina eólica e sua plataforma semissubmersível utilizada; pelo Capítulo 7 - ANÁLISE DE FORÇAS E MOMENTOS AERODINÂMICOS NO ROTOR DE UMA TURBINA DE TRÊS PÁS, que contém uma análise qualitativa do carregamento aerodinâmico esperado no rotor em estudo; pelo Capítulo 8 - RESULTADOS E VERIFICAÇÃO, que realiza a análise e verificação do código com a comparação de resultados do software FAST e da análise apresentada no capítulo anterior; e do Capítulo 9 - CONCLUSÃO, que discorre sobre os resultados apresentados, principais problemas encontrados e sugestões de continuação e melhorias para o trabalho.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

A teoria aerodinâmica mais utilizada atualmente na análise de turbinas eólicas tem origem no século XIX na análise de hélices de navios. Em seu artigo intitulado “*On the mechanical principles of the action of propellers*” para a *Royal Institute of Naval Architects*, o inglês William Rankine (1865), motivado pela recente introdução de hélices na propulsão naval e pela falta de uma descrição adequada de seu funcionamento, propôs o primeiro modelo para calcular o empuxo gerado por este equipamento. Em seu artigo, Rankine foi o primeiro a relacionar o empuxo à variação da quantidade de movimento linear do escoamento que passa pelo disco do hélice, considerando que a ação do propulsor causa um aumento de velocidade do fluido, causando dessa forma uma contração do escoamento. Contudo, sem atribuir qualquer conceito de esteira em seu artigo, Rankine conclui que a área do escoamento imediatamente após o propulsor é praticamente igual à do hélice e, portanto, a velocidade medida na passagem pelo propulsor deveria ser usada no cálculo da variação da quantidade de movimento.

O conceito de esteira do escoamento surgiu apenas quase trinta anos depois, com Robert Froude (1889), sendo o primeiro a mencionar o modelo do disco atuador, no qual o propulsor é substituído por um disco finito, fino e permeável para a passagem do escoamento, representado por uma quantidade infinita de pás. O disco atuador é responsável por uma queda de pressão que leva a um aumento de velocidade do escoamento, no caso de propulsores navais. Modelos anteriores, segundo Froude, partiam do princípio que o aumento de velocidade e, portanto, a aceleração das partículas, ocorre durante a passagem do fluido pelo propulsor. Contudo, Froude argumentou que a aceleração ocorre, na verdade, fora do propulsor, parte dela ocorrendo antes da passagem pelo hélice, e outra parte após. Relacionando a energia cinética adquirida pelo fluido com o trabalho realizado pelo empuxo, Froude demonstrou que a velocidade durante a passagem pelo propulsor é a média entre a velocidade do escoamento ao longe e a velocidade na esteira.

Anos mais tarde, Betz (1920) derivou o rendimento máximo teórico que uma turbina eólica poderia apresentar. Utilizando uma anotação parecida com a de Froude, mas adaptada para turbinas eólicas, na qual o fluido é desacelerado, Betz concluiu que o rendimento máximo teórico é de $16/27$ (59.3%), resultado que ficou conhecido

mundialmente como “limite de Betz”. O limite basicamente fornece o resultado de que não é possível extrair 100% de energia do vento, pois causaria a estagnação do escoamento, violando a lei da continuidade da mecânica dos fluidos. Assim, existe uma desaceleração ideal do fluido que leva à uma maximização da potência da turbina eólica. O máximo rendimento teórico consiste no mesmo resultado que Froude obteve para propulsores navais: metade da desaceleração deve ocorrer antes da passagem do escoamento pelo disco atuador, e metade deve ocorrer após, levando à conclusão que a velocidade na esteira deve ser, portanto, um terço da velocidade inicial do escoamento.

Bergey (1979) propõe que Lanchester (1915¹, apud van Kuik, Sørensen e Okulov, 2015, p. 09) deveria também ser associado ao resultado, propondo chamá-lo de “limite de Betz-Lanchester”. Contudo, como relatam van Kuik, Sørensen e Okulov (2015), Lanchester apresentou a derivação do limite teórico máximo como sendo $16/27Q^2$, no qual Q é um fator de transição que indica uma razão entre a energia disponível e o trabalho realizado. Quando $Q = 1$, o resultado converge para o modelo de disco atuador de Froude e para o limite de Betz. Quando $Q = 2$, o resultado converge para o modelo de Rankine, no qual toda a desaceleração é realizada através do disco atuador. Como comentam, Lanchester sugere que $Q > 1.5$, não podendo ser, portanto, associado ao resultado. Além disso, indicam que Joukowski (1920², apud van Kuik, Sørensen e Okulov, 2015, p. 07) é quem, na verdade, deveria dividir a autoria do resultado com Betz, por ter chegado na mesma expressão quase que ao mesmo tempo, de maneira distinta e sem conhecimento do trabalho de Betz.

Mesmo após o desenvolvimento inicial do modelo de quantidade de movimento para hélices e turbinas eólicas, este ainda falhava, uma vez que sua aplicação é voltada para o fluido. As forças existentes eram apenas vistas como necessárias para impor o escoamento, e eram assim incapazes de indicar a geometria necessária para obtê-las ou mesmo a forma para um rendimento otimizado. Assim, através da conexão

¹ LANCHESTER, F. W. A contribution to the theory of propulsion and the screw propeller. **Journal of the American Society for Naval Engineers**, v. 57, pp.98-116, 1915.

² JOUKOWSKY, N. E. Windmill of the NEJ type. **Transactions of the Central Institute for Aero-hydrodynamics of Moscow**, 1920.

do modelo da quantidade de movimento com a teoria de elementos de pás, que consiste em uma descrição de forças ao dividir as pás em segmentos bidimensionais independentes entre si, nos quais a partir de dados de velocidade do fluido incidente e dos perfis aerodinâmicos é possível calcular as forças (sustentação e arrasto), e a sua integração ao longo do comprimento das pás fornecendo o empuxo e o torque. A formulação apresentada por Glauert (1935) continua sendo a base dos códigos que utilizam a teoria da quantidade de movimento do elemento de pá (*Blade Element Momentum Theory*, ou BEMT).

Contudo, quando o gradiente de velocidades na parede da esteira com o escoamento livre é alto, as tensões cisalhantes nas paredes da esteira se tornam instáveis e trazem fluido e energia para a esteira por meio de vórtices. Nesse ponto o modelo de quantidade de movimento não fornece resultados satisfatórios e por esse motivo Glauert (1926) investigou o comportamento do escoamento nessa região. Em códigos numéricos normalmente emprega-se uma curva baseada em resultados experimentais quando a velocidade do vento no disco atuador representa aproximadamente 60% ou menos da velocidade inicial.

O modelo BEMT, por se tratar da união de duas teorias distintas, necessita de um método iterativo para determinar os fatores de indução de velocidade axial e tangencial. Hansen (2008) descreve um método iterativo baseado nos fatores de indução axial e tangencial no qual os valores da próxima interação dependem dos valores da interação atual, com um critério de parada quando a variação entre os valores antigos e novos for menor que um valor pré-determinado. Apesar de simples e de fácil implementação, este método não possui convergência garantida e por isso esforços ainda são feitos no desenvolvimento de um algoritmo numérico mais confiável.

McWilliam e Crawford (2011) compararam o comportamento do algoritmo de ponto fixo com um algoritmo utilizando o método de Newton-Raphson, apenas considerando o balanço de quantidade de momento linear. Apesar de apresentar instabilidades para uma porcentagem razoável do número de casos analisados, o método de ponto fixo mostrou-se aceitável dentro dos valores padrões de operação de uma turbina eólica, mas pode não ser indicado para algoritmos de otimização, nos quais outras condições de operação são testadas. Alternativamente, o método de Newton-Raphson mostrou-se muito mais estável, mas múltiplas soluções podem

existir por este método ser fortemente dependente do comportamento das curvas de arrasto e sustentação, principalmente na região de estol.

Diante dos problemas apresentados pelos métodos até então utilizados, Ning (2014) propôs um novo método baseado na parametrização do ângulo de incidência local do escoamento, do qual os fatores de indução axial e longitudinal locais são dependentes. Essa inversão do parâmetro a ser determinado de maneira iterativa permite que o problema seja simplificado, uma vez que apenas um fator é utilizado como incógnita do problema a ser determinado. Ning (2014) comparou seu novo algoritmo com outros existentes e comprovou sua eficácia perante os demais, com a convergência sendo atingida em todos os casos analisados.

Mais recentemente, Sun et al. (2017) determinaram a existência de uma singularidade responsável pela divergência numérica no método iterativo de ponto fixo. A existência dessa singularidade é fortemente relacionada com o ângulo de passo local e os ângulos de ataque nos quais a sustentação do aerofólio é igual a zero. Sun et al. (2017) propõem um novo algoritmo, o qual também utiliza o ângulo de incidência local do escoamento como parâmetro a ser determinado no processo iterativo, adicionando um passo para verificar a existência da singularidade. Por meio da introdução de um fator de suavização nas interações e da escolha apropriada do ângulo de escoamento inicial, o método numérico atinge convergência em todos os casos analisados.

Betz³ (1919, apud Branlard, 2011, p. 20), derivou a distribuição de circulação ótima que minimiza a perda de energia para um rotor com número infinito de pás. No entanto, quando se considera um número finito de pás, na fronteira da esteira haverá uma tendência de escoamento ao redor da superfície de vórtices, acarretando também uma importante componente radial. Ludwig Prandtl, em um apêndice do artigo de Betz³ (1919, apud Glauert, 1935, p. 261), estimou o efeito aproximado por esse escoamento radial. Prandtl representou a superfície de vórtices por superfícies impermeáveis que se movem com a velocidade da esteira enquanto as partículas livres do escoamento na região adjacente à fronteira da esteira movem-se com a velocidade do escoamento ao longe, não perturbada pela presença da turbina eólica. Portanto, tais partículas movem-se com uma velocidade relativa à superfície de vórtices igual à velocidade induzida da esteira. Realizam, assim, trajetórias para

³ BETZ, Schraubenpropeller mit geringstem energieverlust. **Göttinger Nachr.**, 1919 (em alemão).

dentro e para fora da esteira, carregando energia cinética para dentro do escoamento. Como resultado de um mapeamento conforme no plano complexo, Prandtl obteve o potencial de velocidades do escoamento e determina um fator que pode ser diretamente usado no cálculo da circulação (Prandtl, 1921).

Glauert (1935) interpreta o resultado de Prandtl como um fator de redução que deve ser aplicado às equações de quantidade de movimento, uma vez que apenas uma fração do ar entre as superfícies de vórtices sucessivas da esteira, ou equivalentemente, apenas uma fração do ar que passa pela área do rotor recebe o efeito total deste. De fato, Glauert considera que o máximo aumento de velocidade na esteira (no caso de hélices, por exemplo), ocorre apenas na superfície de vórtices e que o aumento médio de velocidade é apenas uma fração do aumento máximo. Assim, no equacionamento do modelo BEMT, a velocidade induzida deve estar multiplicada por esse fator para contabilizar o efeito mencionado.

Goldstein (1929) desenvolveu uma análise do problema tratado por Prandtl de um rotor com número finito de pás através do uso de funções de Bessel. Devido à convergência lenta da solução, o custo computacional acaba sendo um fator determinante e, por esse motivo, a maioria dos códigos usam a solução aproximada de Prandtl por ser de fácil cálculo. A aproximação, conforme destaca Branlard (2011), fornece resultados melhores conforme aumenta-se o número de pás e a razão de velocidade tangencial e axial na ponta da pá.

Shen et al. (2005) analisaram o modo como Glauert propôs inserir o fator de Prandtl dentro das equações do modelo BEMT e chegaram à conclusão que a solução tende a um ângulo de escoamento nulo na ponta da pá, o que é equivalente a dizer que a velocidade axial é nula, tratando-se, portanto, de uma representação irrealista do ponto de vista físico. Shen et al. (2005) propõem um novo modelo de fator de perda no qual o ângulo de escoamento na ponta não seja igual à zero, embora a força resultante tenda a zero conforme se aproxime da ponta da pá. O modelo proposto inclui o fator de perda na determinação dos coeficientes de força normal e tangencial retirados de dados experimentais, ao invés de usá-lo diretamente na determinação da velocidade induzida. No entanto, apesar da fórmula do fator considerado ser baseado no fator de Prandtl, ela depende de um coeficiente que deve ser obtido através de dados experimentais.

Buhl (2005) argumenta que a curva empírica adotada por Glauert (1926) não leva em consideração o fator de perda nas pontas. Desse modo, introduz-se uma

descontinuidade na curva de empuxo que prejudica o método numérico na determinação dos fatores de indução. Nesse sentido, Buhl (2005) propõe uma curva parabólica que seja sempre contínua com a curva de empuxo e se ajuste com os resultados experimentais.

No ponto de vista computacional, muito tem sido realizado nos últimos anos no desenvolvimento de ferramentais voltadas para turbinas eólicas. Em particular, destaca-se o FAST (Jonkman e Buhl, 2005), programa desenvolvido na NREL ao longo das últimas duas décadas. O programa é resultado do acoplamento de três códigos diferentes em 2002, entre eles o AeroDyn, conjunto de sub-rotinas para cálculo aerodinâmico. Desde então, o contínuo aperfeiçoamento modelou o programa até a versão atual.

O AeroDyn (Jonkman et al., 2015) é um dos módulos do FAST, voltado para o cálculo aerodinâmico no domínio do tempo de turbinas eólicas. O módulo aerodinâmico baseia-se no modelo BEMT, com diferentes opções de correções disponíveis para seleção do usuário, como por exemplo o fator de perda nas pontas de Prandtl. Dentro do FAST, o AeroDyn é chamado a cada *time step* (passo de tempo) para calcular as forças aerodinâmicas que influem na aero-elasticidade do rotor e da torre e na dinâmica do sistema (caso se considere uma turbina eólica *offshore*). A aero-elasticidade é importante na completa descrição do problema, uma vez que as pás não são estruturas infinitamente rígidas e a sua deformação causa mudança na aerodinâmica através da mudança no ângulo de ataque. No FAST, contudo, a flexibilidade das pás e da torre é caracterizada usando uma representação modal linear que assume pequenas deformações em cada membro (Jonkman, 2007).

O HydroDyn, por sua vez, é o módulo que realiza os cálculos hidrodinâmicos no domínio do tempo, sendo aplicável tanto para estruturas offshore fixas como flutuantes (Jonkman, Robertson e Hayman, 2015). Quando requisitado, o HydroDyn permite o cálculo hidrodinâmicos por diferentes métodos, entre eles a solução do escoamento potencial. Para este, é necessário utilizar o *WAMIT*, software comercial que utiliza o método dos painéis para a análise de sistemas oceânicos no domínio na frequência.

3 ASPECTOS GERAIS DE TURBINAS EÓLICAS

Turbinas eólicas são máquinas que transformam a energia cinética contida nos ventos em energia mecânica e, através de geradores, em energia elétrica para consumo humano. Não existe, contudo, um padrão específico para a configuração dessas turbinas, existindo características que diferenciam uma das outras. Este capítulo aborda conceitos gerais sobre turbinas eólicas de eixo horizontal, descrevendo suas principais características, procurando discorrer sobre como elas afetam a geração de energia.

3.1 Componentes principais de uma turbina eólica

Para se compreender a complexidade de uma turbina eólica, deve-se primeiro apresentar os seus principais componentes, ilustrados na Figura 3.1.

Figura 3.1 – Componentes de uma turbina eólica fixa ou flutuante.

O componente responsável por transformar energia cinética dos ventos em energia mecânica é o rotor da turbina, composto pelas pás e pelo cubo. Esta é

considerada uma das partes mais importantes da turbina, uma vez que tem influência direta em seu desempenho e em seu custo.

Em seguida, encontra-se a *nacelle*, constituída de três componentes principais: o sistema de transmissão da turbina, o gerador e o sistema de controle. O primeiro é o responsável pela transmissão da energia mecânica do rotor para o gerador, consistindo de eixos de baixa rotação, alta rotação (quando há presença de caixa redutora), mancais, freio mecânico em caso de ventos extremos, entre outros. O gerador é o responsável pela conversão da energia mecânica em energia elétrica, sendo também um dos principais elementos de uma turbina. O sistema de controle, por sua vez, é importante para a operação e produção de energia da turbina. Na base da *nacelle*, encontra-se o sistema responsável por manter o rotor alinhado com o vento (*yaw system*). Caso essa situação não ocorra, a produção de energia pode ser afetada, além de induzir carregamentos indesejáveis na *nacelle* e, conseqüentemente, em seus componentes mecânicos internos.

Suportar o peso do conjunto formado pela *nacelle* e pelo rotor, que se encontra em balanço, é a função da torre e sua fundação. A altura da torre é um componente fundamental no projeto de turbinas eólicas, uma vez que limita não só o diâmetro do rotor como também o perfil de vento incidente na turbina. Para turbinas flutuantes, a fundação é substituída por uma plataforma e sistema de ancoragem, a qual pode possuir diferentes configurações, sendo as do tipo semissubmersível e *spar* as mais comuns atualmente.

3.2 Características de rotores de turbinas eólicas

Como o objetivo do trabalho é desenvolver um código computacional para cálculo de forças e momentos aerodinâmicos, dar-se-á maior ênfase nas características de turbinas que afetam diretamente seu desempenho na geração de energia.

3.2.1 Orientação do rotor

Turbinas de eixo horizontal apresentam dois grupos: as turbinas *upwind* e as turbinas *downwind*, sendo o primeiro grupo mais comum. As turbinas *downwind* são empregadas majoritariamente em rotores de duas pás e sua principal desvantagem é o vento passar primeiro pela *nacelle* e pela torre para depois chegar ao rotor. Essa passagem por outros componentes gera turbulência e prejudica o desempenho da turbina, apresentando uma potência gerada com maiores flutuações que a configuração *upwind*. Contudo, permite a instalação de rotores mais flexíveis uma vez que apresenta menores chances de as pás colidirem com a torre. A configuração *upwind*, mais tradicional em turbinas modernas, não possui a desvantagem da configuração anterior, mas em compensação existe o risco de colisão entre pás e torre, dado que não são componentes rígidos. Para isso, algumas medidas são tomadas para aumentar a segurança na operação, as quais são exemplificadas no item 3.2.3.

Figura 3.2 – Ilustração da orientação do rotor com relação ao vento incidente.

3.2.2 Número de pás

Turbinas eólicas empregam predominantemente três pás, embora configurações com duas sejam comuns e existindo algumas que utilizam apenas uma pá. Esta última, contudo, é escassa atualmente.

A limitação na energia que pode ser extraída para uma dada velocidade de vento leva à conclusão que, quanto maior o número de pás, menor é a potência individual que pode ser gerada por cada uma. Além disso, um maior número de pás também acarreta a necessidade de elas serem mais finas para manter a eficiência aerodinâmica. Essa eficiência é dada em função da solidez do rotor, definida como a razão de área total das pás pela área elas varrem. Turbinas modernas empregam solidez baixa, em torno de 3%. Assim, pás muito esbeltas devem ser mais resistentes do ponto de vista estrutural, aumentando o custo com materiais e fabricação.

3.2.3 Configuração geométrica de rotores

Por não serem estruturas rígidas e estarem sujeitas às forças aerodinâmicas provenientes do vento, as pás de turbinas eólicas apresentam deflexões durante a sua operação. Um problema comum associado às turbinas de configuração *upwind* é a possibilidade de colisão entre pá e torre. Para evitar essa situação, algumas medidas são tomadas quanto à configuração do rotor, como ilustrado na Figura 3.3.

Uma configuração muito comum é adoção do chamado ângulo de *tilt*, que consiste em inclinar o eixo de rotação da turbina para cima, de modo a aumentar a distância entre as pás e a torre. Outra medida nesse sentido é adotar o ângulo de *precone*, que consiste em inclinar as pás para fora do plano de rotação. Além disso, as pás podem ainda possuir uma deflexão natural com o mesmo intuito. É importante notar que, apesar de melhorarem a segurança da operação, essas medidas afetam diretamente a eficiência aerodinâmica, sendo adotadas em baixa escala de valores. O ângulo de *tilt*, por exemplo, é da ordem de 5° para turbinas modernas.

Figura 3.3 – Medidas para aumentar a distância entre torre e pás.

3.3 Princípio aerodinâmico

As pás de turbinas eólicas são compostas por aerofólios, assim como as asas de aviões. As forças aerodinâmicas são provenientes de duas fontes distintas: distribuição de pressão e distribuição de tensão de cisalhamento sobre a superfície. A composição dessas duas fontes origina a sustentação, perpendicular ao vento incidente, e o arrasto, paralelo ao vento incidente (Figura 3.4). Ambas são funções do ângulo de ataque formado entre o vetor de vento incidente e a linha de corda do aerofólio e do número de Reynolds. Quanto maior o ângulo de ataque, maiores as forças atuantes. Para a força de sustentação, no entanto, há uma situação limite, conhecida por estol.

O estol ocorre quando há a separação da camada limite, fazendo com que a força de sustentação tenha uma queda brusca com o aumento do ângulo de ataque (Figura 3.5). Esse fenômeno ocorre para ângulos de ataque da ordem de 12° - 20° ,

dependendo do aerofólio. O arrasto, ao contrário da sustentação, aumenta consideravelmente quando o estol ocorre.

Figura 3.4 – Forças de arrasto e sustentação.

Figura 3.5 – Escoamento em torno de aerofólios para diferentes valores de ângulo de ataque.

Entretanto, diferentemente de um avião, cuja velocidade é predominantemente horizontal, as pás de uma turbina possuem rotação e, conseqüentemente, velocidade tangencial. A adição vetorial entre a velocidade de vento e a velocidade de rotação das pás é denominada de velocidade aparente de vento. Como mostrado na Figura 3.6, a velocidade aparente de vento não é perpendicular ao plano de rotação do rotor. Como consequência, a força de sustentação e a força de arrasto serão divididas em duas parcelas: uma perpendicular ao plano de rotação, originando o empuxo; e outra

paralela ao plano de rotação, que associada à distância ao eixo de rotação originará o torque aerodinâmico.

Além disso, diferentes pontos da pá possuem diferentes velocidades tangenciais, uma vez que esta é proporcional ao raio de rotação. Assim, uma mesma pá possuirá, ao longo de seu comprimento, diferentes velocidades aparentes de vento com diferentes ângulos de ataque. Por esse motivo, de modo a manter o ângulo de ataque dentro do limite de estol, uma pá pode possuir uma torção ao longo do seu comprimento. Essa torção natural, que acompanha o aumento do ângulo de ataque e tende a aumentar da ponta para a raiz da pá, é denominada de passo local ou ângulo de *twist*.

Figura 3.6 – Diferentes velocidades aparentes de vento ao longo de uma pá de turbina eólica.

3.4 Sistemas de controle

A energia contida no vento é função do cubo da sua velocidade. Por esse motivo, um acréscimo na velocidade de vento leva à geração de uma quantidade significativamente maior. A potência gerada, por sua vez, depende da eficiência aerodinâmica e da conversão de energia mecânica em energia elétrica pelo gerador. Para um projeto economicamente viável, define-se uma potência máxima que o gerador possa suportar. É inviável economicamente projetar um gerador (e outros componentes) para suportar geração de energia a altas velocidades de vento pois os carregamentos atuantes tornam-se muito maiores, e principalmente porque a parcela de tempo que ventos de grande intensidade ocorrem é muito baixa. Dessa maneira, a

turbina operaria em uma condição abaixo da ótima durante quase toda a sua operação.

Os sistemas de controle são, portanto, essenciais na limitação da potência (e forças aerodinâmicas) geradas em ventos de alta intensidade. Assim, é comum que, a partir de uma velocidade de vento determinada, sistemas de controle atuem para que a potência não exceda à nominal de projeto. Duas outras velocidades também são importantes na curva de potência da turbina (Figura 3.7): a velocidade de *cut-in*, que determina a velocidade mínima de vento para o funcionamento da turbina; e a velocidade de *cut-out*, velocidade máxima permitida. Após esta última, um freio mecânico atua no eixo para parar a rotação da turbina.

Figura 3.7 – Curva de potência em função da velocidade de vento.

Antes da potência máxima, é possível haver um controle da velocidade de rotação da turbina para que a razão de velocidade de ponta se mantenha ótima e obtenha-se o maior coeficiente de potência possível. Para limitar a potência gerada, são geralmente empregados dois tipos de controle: o de estol e o de passo.

3.4.1 Controle de estol

Denominado também de controle passivo de estol, é o mais comum em turbinas mais antigas, mas ainda utilizado em turbinas modernas por sua simplicidade e custo mais baixo que o de passo. Seu princípio de funcionamento baseia-se no fenômeno

de estol. Velocidades mais altas de vento levam à ângulos de ataque maiores nas pás das turbinas, que, como visto anteriormente, incitam o início do estol, reduzindo a sustentação e a potência gerada. Portanto, neste caso o estol é um fenômeno que auxilia a manter a potência da turbina dentro de limites desejáveis de maneira passiva.

3.4.2 Controle de passo

O controle de passo é muito utilizado em turbinas mais recentes. Baseia-se na regulagem do ângulo de passo, definido como o ângulo da pá com o plano de rotação, como pode ser visto na Figura 3.8.

Figura 3.8 – Ângulo de passo.

Quando a velocidade de vento é baixa, a ponto de produzir uma potência abaixo da máxima, o controle de passo é utilizado para controlar o ângulo de ataque e deixa-lo perto do valor ótimo, produzindo o máximo de sustentação e maximizando a potência. Para ventos que produzam muito torque, há duas possibilidades: a primeira, chamada de *pitch into feather*, é aumentar o ângulo de passo de forma a diminuir o ângulo de ataque e, conseqüentemente, diminuir também o coeficiente de sustentação e o torque; a segunda é o denominado controle ativo de estol e baseia-se no aumento do ângulo de ataque para provocar o estol e diminuir o torque, assim como no caso anterior.

4 FUNDAMENTOS TEÓRICOS

A teoria aerodinâmica completa, utilizada no cálculo de forças e momentos aerodinâmicos em turbinas eólicas, remonta da união de dois conceitos distintos: a teoria de elementos de pá e as equações de quantidade de movimento linear e angular. Em um primeiro momento, será apresentado o modelo simplificado, levando em conta apenas a quantidade de movimento linear do escoamento. Em seguida, será apresentado o modelo completo, levando em consideração a quantidade de movimento angular e, conseqüentemente, a rotação da esteira. Contudo, a modelagem matemática levará a um sistema de equações com mais incógnitas do que equações. Desse modo, serão apresentadas, em seguida, hipóteses simplificadoras que permitem o fechamento do modelo. Por último, será apresentada a conexão do modelo com a teoria de elementos de pás.

4.1 O MODELO DO DISCO ATUADOR

O rotor pode ser substituído pelo conceito de disco atuador, introduzido por Froude (1889), o qual pode ser interpretado como um disco fino, permeável para a passagem do ar, representando uma quantidade infinita de pás. O disco atuador é responsável pela queda de pressão no rotor enquanto permite uma desaceleração contínua da velocidade axial do ar. As seguintes hipóteses são consideradas:

- a) Escoamento incompressível de fluido homogêneo;
- b) Escoamento em regime permanente;
- c) Sem perdas devido ao atrito;
- d) Escoamento puramente axial na esteira;
- e) Pressão estática na esteira igual à pressão atmosférica;
- f) Empuxo uniforme na área do disco atuador.

O escoamento é dividido em três regiões diferentes: o escoamento ao longe, antes da passagem pelo rotor, caracterizado pelo índice “0”; o escoamento durante a

passagem pelo disco atuador, caracterizado pelo índice “d”, podendo ser subdividido pelo escoamento logo antes a passagem pelo disco (“d+”) e logo após a passagem pelo disco (“d-”); e pelo escoamento na esteira plenamente desenvolvida, caracterizada pelo índice “w”.

Figura 4.1 – Divisão do escoamento em regiões.

Define-se o volume de controle como o contido na Figura 4.1. A equação da quantidade de movimento linear aplicada a esse volume de controle fornece o seguinte resultado:

$$\frac{D}{Dt} \iiint_V \rho \vec{U} dV = \sum \vec{F}_{ext} \quad 4.1$$

Onde ρ é a densidade do ar. Aplicando-se o Teorema do Transporte de Reynolds, obtém-se:

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \rho \vec{U} dV + \iint_S p \vec{U} (\vec{U} \cdot \vec{n}) dA = \sum \vec{F}_{ext} \quad 4.2$$

Devido à hipótese de escoamento em regime permanente, o primeiro termo da equação anterior é identicamente igual à zero:

$$\iint \rho \vec{U} (\vec{U} \cdot \vec{n}) dA = \sum \vec{F}_{ext} \quad 4.3$$

A somatória de forças externas inclui todas as forças que agem sobre o volume de controle, sejam elas de superfície, campo ou outra natureza. Assim, no caso analisado, as forças atuantes são devido ao empuxo ($\vec{T}$) e a pressão:

$$\sum \vec{F}_{ext} = \vec{T} + \iint \vec{p} dA \quad 4.4$$

Contudo, como a pressão é constituída de apenas um termo constante e igual à pressão atmosférica p_0 , é possível demonstrar através do teorema de Gauss que:

$$\iint \vec{p} dA = -p_0 \iint \vec{n} dA = 0 \quad 4.5$$

Onde $\vec{n}$ é o vetor normal da superfície que, por convenção, aponta para fora do volume de controle. O termo esquerdo da equação 4.3, por sua vez, pode ser diretamente calculado como:

$$\iint \rho \vec{U} (\vec{U} \cdot \vec{n}) dA = \rho U_w^2 A_w - \rho U_0^2 A_0 \quad 4.6$$

Onde U_w é a velocidade axial do escoamento na esteira. Aplicando-se a equação da continuidade, obtém-se:

$$\rho U_0 A_0 = \rho U_w A_w = \rho U_d A_d \quad 4.7$$

Onde U_d é a velocidade axial do escoamento durante a passagem pelo disco atuador. Portanto, considerando-se que o empuxo é aplicado no sentido contrário ao escoamento, de modo a desacelerá-lo, a equação 4.3 pode ser reescrita como:

$$T = \rho U_d (U_0 - U_w) A_d \quad 4.8$$

Aplicando-se a equação de Bernoulli entre as seções 1-2⁺ e 2⁻-3, conforme Figura 4.1:

$$H_0 = p_0 + \frac{1}{2}\rho U_0^2 = p_{d+} + \frac{1}{2}\rho U_d^2 \quad 4.9$$

$$H_w = p_{d-} + \frac{1}{2}\rho U_d^2 = p_0 + \frac{1}{2}\rho U_w^2 \quad 4.10$$

$$H_0 - H_w = (p_+ - p_-) = p' = \frac{1}{2}\rho U_0^2 - \frac{1}{2}\rho U_w^2 \quad 4.11$$

O empuxo pode então ser calculado como:

$$T = p' A_d = \frac{1}{2}\rho(U_0^2 - U_w^2)A_d \quad 4.12$$

Igualando as equações 4.8 e 4.12, obtém-se o seguinte resultado:

$$U_d = \frac{U_0 + U_w}{2} \quad 4.13$$

A expressão acima é de extrema importância, uma vez que ela demonstra que metade da perda de velocidade do escoamento devido à turbina é realizada antes do escoamento atingir o disco atuador, e a outra metade após o disco. Define-se o fator de indução axial a como:

$$U_d = U_0(1 - a) \quad 4.14$$

$$U_w = U_0(1 - 2a) \quad 4.15$$

O empuxo e também a potência gerada pela turbina são determinados:

$$T = 2\rho A_d U_0^2 a(1 - a) \quad 4.16$$

$$P = T U_d = 2\rho A_d U_0^3 a(1 - a)^2 \quad 4.17$$

Os quais, quando adimensionalizados, fornecem as seguintes expressões:

$$C_T = \frac{T}{\frac{1}{2}\rho U_0^2 A_d} = 4a(1 - a) \quad 4.18$$

$$C_P = \frac{P}{\frac{1}{2}\rho U_0^3 A_d} = 4a(1 - a)^2 \quad 4.19$$

A derivada de C_P com relação à a , quando igualada à zero, fornece a situação de potência máxima. Nesse caso, tem-se que $a = 1/3$ e $C_P = 16/27 = 59.3\%$. Esse resultado de potência máxima é conhecido por limite de Betz e se deve principalmente à desaceleração do escoamento à montante da turbina devido à presença da mesma, sentida pelo escoamento como um aumento de pressão. É interessante notar que no caso limite, quando $a = 0.5$, há estagnação do escoamento na esteira da turbina (equação 4.15). Nesse caso limite, metade da energia perde-se ao desacelerar o escoamento antes da turbina e a outra metade perde-se ao transformar energia cinética em mecânica, resultando em um coeficiente de potência de 50%, o qual como mostrado não é máximo.

Na prática, a aplicação da equação da quantidade de movimento linear entra em desacordo com resultados experimentais a partir de $a \geq 0.4$, devido ao fato de existir uma tensão de cisalhamento alta ao redor do volume de controle, pois maiores valores de a levam à menores velocidades na esteira e, por consequência, maior gradiente de velocidade na fronteira do volume de controle. Em um determinado momento, esse cisalhamento torna-se instável e transporta ar de fora para dentro do volume de controle, carregando quantidade de movimento e também energia para o escoamento (Figura 4.2). Nesses casos, os códigos computacionais costumam trabalhar com correções na teoria para se adequar aos resultados experimentais, os quais serão comentados na seção 4.6.

Figura 4.2 – Gradiente de velocidade e vórtices devido ao alto cisalhamento presente na fronteira da esteira.

4.2 MODELO DE DISCO ATUADOR COM ROTAÇÃO DA ESTEIRA

O modelo anterior é estendido para considerar a rotação do escoamento após a passagem pelo disco atuador, na esteira. O fluido, ao passar pelo disco atuador, exerce uma força na direção rotacional que originará o torque. Como consequência da terceira Lei de Newton, o disco atuador exercerá uma força de igual magnitude e sentido contrário que será responsável pela rotação do escoamento. O escoamento é novamente dividido em três regiões diferentes, conforme análise anterior, mas agora considera-se um volume de controle em formato de tubo, ou anular, com espessura infinitesimal como mostrado na Figura 4.3. A pressão na esteira é diferente de p_0 e igual à p_w .

Figura 4.3 – Volume de controle anular e regiões do escoamento.

Seguindo uma análise similar à anterior e aplicando-se a equação de quantidade de movimento linear, obtém-se o empuxo local no elemento anular:

$$dT = \rho U_d (U_0 - U_w) dA_d - (p_w - p_0) dA_w \quad 4.20$$

Aplicando-se a equação de Bernoulli entre as seções 1-2⁺ e 2⁻-3, conforme Figura 4.3:

$$H_0 = p_0 + \frac{1}{2} \rho U_0^2 = p_{d+} + \frac{1}{2} \rho (U_d^2 + V_d^2) \quad 4.21$$

$$H_w = p_{d-} + \frac{1}{2} \rho (U_d^2 + V_d^2 + \omega_d^2 r_d^2) = p_w + \frac{1}{2} \rho (U_w^2 + \omega_w^2 r_w^2) \quad 4.22$$

$$H_0 - H_w = (p_+ - p_-) - \frac{1}{2} \rho (\omega_d r_d)^2 = p' - \frac{1}{2} \rho (\omega_d r_d)^2 \quad 4.23$$

Onde V_d é a velocidade radial do escoamento, durante a passagem pelo disco atuado e ω_d e ω_w são as velocidades angulares do escoamento no disco atuador e na esteira, respectivamente. Aplicando-se a equação de Bernoulli no referencial não-inercial, rotatório do disco atuador:

$$p_{d+} + \frac{1}{2}\rho(U_d^2 + V_d^2 + \Omega^2 r_d^2) = p_{d-} + \frac{1}{2}\rho[U_d^2 + V_d^2 + (\Omega + \omega_d)^2 r_d^2] \quad 4.24$$

Onde Ω é a velocidade angular do rotor. Simplificando a expressão anterior, obtém-se:

$$p' = \frac{1}{2}\rho[(\Omega + \omega_d)^2 - \Omega^2]r_d^2 = \rho\left(\Omega + \frac{\omega_d}{2}\right)\omega_d r_d^2 \quad 4.25$$

Os fatores de indução axial no disco e na esteira, a e b , respectivamente, e os fatores de indução tangencial no disco e na esteira, a' e b' , respectivamente, são definidos como:

$$U_d = U_0(1 - a) \quad 4.26$$

$$U_w = U_0(1 - b) \quad 4.27$$

$$\omega_d = 2\Omega a' \quad 4.28$$

$$\omega_w = 2\Omega b' \quad 4.29$$

Dessa forma, escreve-se o empuxo como:

$$dT = p' dA_d = 2\rho\Omega^2 r_d^2 a'(1 + a') dA_d \quad 4.30$$

Unindo a equação anterior com os fatores de indução e com a equação 4.20:

$$2\rho\Omega^2 r_d^2 a'(1 + a') dA_d = \rho U_0^2 (1 - a) b dA_d - (p_w - p_0) dA_w \quad 4.31$$

Combinando a equação da continuidade com os fatores de indução axial:

$$\rho U_w dA_w = \rho U_d dA_d \Rightarrow dA_w = \frac{(1 - a)}{(1 - b)} dA_d \quad 4.32$$

Enfim, obtém-se:

$$2\rho\Omega^2 r_d^2 a'(1+a') = \rho U_0^2 (1-a)b - (p_w - p_0) \frac{(1-a)}{(1-b)} \quad 4.33$$

Dividindo-se a equação anterior por ρU_0^2 e introduzindo a razão de velocidade de ponta como $\lambda = \Omega R/U_0$ e o fator de raio como $x = r/R$, com $0 \leq x \leq 1$, obtém-se:

$$2\lambda^2 x^2 a'(1+a') = (1-a)b - \frac{(p_w - p_0) (1-a)}{\rho U_0^2 (1-b)} \quad 4.34$$

O equilíbrio na esteira requer que o gradiente de pressão se iguale à força centrífuga:

$$\partial p_w / \partial r_w = \rho r_w \omega_w^2 \quad 4.35$$

Mas como $\omega_w = f(r_w)$, é impossível integrar a equação acima sem uma hipótese de como ω_w se comporta. O torque no volume de controle anular, por sua vez, pode ser calculado como:

$$dQ = \rho \omega_d r_d^2 U_d dA_d = 2\rho\Omega U_0 (1-a) a' r_d^2 \quad 4.36$$

A contribuição local para a potência pode ser calculada através de:

$$dP = \Omega dQ = \rho \Omega \omega_d r_d^2 U_d dA_d = 4\pi \rho \Omega^2 U_0 (1-a) a' r_d^3 dr_d \quad 4.37$$

Com $dA_d = 2\pi dr_d$. Novamente, utilizando a razão de velocidade de ponta λ e o fator de raio como x , e dividindo a equação anterior por $0.5\pi R^3 U_0^3$, pode se escrever o coeficiente de potência local como:

$$dC_P = 8\lambda^2 (1-a) a' x^3 dx \quad 4.38$$

Assim, o coeficiente de potência do rotor possa ser obtido através de:

$$C_P = 8\lambda^2 \int_0^1 (1-a) a' x^3 dx \quad 4.39$$

Portanto, fica claro que para maximizar a potência é preciso maximizar a expressão:

$$f(a, a') = (1 - a)a' \quad 4.40$$

A combinação das equações anteriores resulta em mais incógnitas do que equações. Desse modo, são necessárias simplificações para resolver o problema.

4.3 Solução aproximada de Glauert

Glauert (1935) menciona que a velocidade angular na esteira é muito pequena comparada à velocidade angular do rotor, de modo que termos envolvendo ω^2 possam ser desprezados. Nessa base de aproximação, Glauert ainda propõe que $p_w \cong p_0$, e que $\omega_w^2 r_w^2 \cong \omega_d^2 r_d^2$. Assim, a queda na constante de Bernoulli pode ser reescrita como:

$$H_0 - H_w = p' = \frac{1}{2} \rho (U_0^2 - U_w^2) \quad 4.41$$

E, como resultado, chega-se na mesma conclusão do item anterior onde a velocidade do escoamento no disco é a média entre a velocidade da esteira U_w e a velocidade não perturbada do escoamento U_0 , o que é equivalente a dizer que $b = 2a$. Pode-se escrever, alternativamente, o empuxo local como:

$$dT = 2\rho U_d (U_0 - U_d) dA_d = 2\rho U_0^2 a(1 - a) dA_d \quad 4.42$$

$$dT = p' dA_d = \rho \left(\Omega + \frac{\omega_d}{2} \right) \omega_d r_d^2 dA_d = 2\rho \Omega^2 a'(1 + a') r_d^2 dA_d \quad 4.43$$

Igualando-se as expressões anteriores leva a seguinte expressão matemática:

$$\lambda^2 x^2 a'(1 + a') = a(1 - a) \quad 4.44$$

Que nada mais é do que a simplificação da equação 4.34 considerando $b = 2a$ e $p_w = p_0$. Essa equação torna possível definir o fator de indução tangencial como

uma função do fator de indução axial no plano do rotor. Retomando a equação 4.40, pode-se agora definir a potência máxima quando:

$$\frac{df}{da} = (1 - a) \frac{da'}{da} - a' = 0 \quad 4.45$$

Contudo, diferenciando-se a equação 4.44 com relação ao fator de indução axial no plano do rotor, obtém-se:

$$\frac{da'}{da} = \frac{(1 - 2a)}{(1 + 2a')\lambda^2 x^2} \quad 4.46$$

Combinando-se as duas últimas equações:

$$a' = \frac{1 - 3a}{4a - 1} \quad 4.47$$

Substituindo-se a equação 4.47 na equação 4.44:

$$16a^3 - 24a^2 + 3a(3 - \lambda^2 x^2) - 1 + \lambda^2 x^2 = 0 \quad 4.48$$

Para uma razão de velocidade de ponta λ definida, obtém-se $a = a(x)$ e através da equação 4.47, $a' = a'(x)$, os quais podem ser utilizados na equação 4.39 para obter o coeficiente de potência. Os resultados podem ser vistos na Tabela 4.1. Nota-se que quando $a \rightarrow 1/3$, o fator de indução tangencial $a' \rightarrow 0$, e quando $\lambda \rightarrow \infty$, o coeficiente de potência tende ao limite de Betz, resultados que estão de acordo com a análise do item anterior.

Tabela 4.1 – Coeficiente de potência como função da razão de velocidade de ponta.

λ	C_p
0.00	0.000
0.25	0.145
0.50	0.288
1.00	0.416
1.50	0.480
2.00	0.512
2.50	0.532
5.00	0.570
7.50	0.582
10.00	0.593

Fonte: van Kuik, Sørensen e Okulov (2015).

4.4 Teoria de elementos de pá

A aplicação das equações da quantidade de movimento linear e angular fornece as correções nas velocidades linear e tangencial, respectivamente, devido à presença da turbina, que desacelera o escoamento axial e impõe um movimento helicoidal por causa do torque das pás. Contudo, a descrição das forças normalmente é realizada através da teoria de elementos de pá. Com base nessa teoria, a pá é dividida em seções (ou nós), considerados independentes (que não interagem entre si), como pode ser visto na Figura 4.4.

Figura 4.4 - Divisão de uma pá em segmentos.

Onde c é a corda e dr o comprimento do segmento. Para cada seção, são calculados o ângulo do escoamento (ϕ) e a velocidade relativa (W) como sendo (Figura 4.5):

$$\tan(\phi) = \frac{U_0}{\Omega r} \quad 4.49$$

$$W^2 = U_0^2 + \Omega^2 r^2 \quad 4.50$$

Figura 4.5 - Velocidades e forças atuantes em um segmento de uma pá de turbina eólica.

Então o ângulo de ataque α pode ser determinado como:

$$\alpha = \phi - \beta \quad 4.51$$

Onde β é o ângulo de passo local da seção da pá. As forças de sustentação (dL) de arrasto (dD), são calculadas a partir dos seus coeficientes para aerofólios bidimensionais:

$$dL = \frac{1}{2} \rho W^2 C_L (cdr) \quad 4.52$$

$$dD = \frac{1}{2} \rho W^2 C_D (cdr) \quad 4.53$$

Entretanto, a força de sustentação é sempre perpendicular à velocidade relativa incidente, e a força de arrasto é paralela. Por isso, é necessário decompor cada uma

das duas em duas parcelas: normal e tangente ao plano de rotação. A primeira originará o empuxo (dT) e a segunda o torque (dQ) do segmento.

$$dT = B \frac{1}{2} \rho W^2 (C_L \cos \phi + C_D \sin \phi) c dr \quad 4.54$$

$$dQ = B \frac{1}{2} \rho W^2 (C_L \sin \phi - C_D \cos \phi) c r dr \quad 4.55$$

Onde B é o número de pás da turbina eólica. A partir desses resultados, o empuxo total e o torque podem ser determinados a partir de integração ao longo do comprimento da pá.

4.5 Teoria da Quantidade de Movimento do Elemento de Pá (BEMT)

A união das equações da quantidade de movimento linear e angular com a teoria de elementos de pás – teoria da quantidade de movimento do elemento de pá, ou *Blade Element Momentum Theory* (BEMT) é amplamente utilizada atualmente, com algumas correções ao seu modelo original. A aplicação da quantidade de movimento para um segmento fornece o empuxo e torque para valores de a e a' do segmento. Por outro lado, a teoria de elementos de pá fornece características dos aerofólios para um dado ângulo de ataque, como força de sustentação e arrasto.

Desse modo, é possível igualar as expressões de empuxo e torque provenientes do modelo de disco atuador e da teoria de elementos de pá. Primeiramente, define-se os coeficientes normal e tangencial ao plano do disco atuador como:

$$C_n = C_L \cos \phi + C_D \sin \phi \quad 4.56$$

$$C_t = C_L \sin \phi - C_D \cos \phi \quad 4.57$$

Uma correção necessária é considerar que as velocidades normal e tangencial, para a teoria de elementos de pás, devem ser corrigidas pelos fatores de indução axial e tangencial de tal forma que (vide Figura 4.6):

$$\tan(\phi) = \frac{U_0(1 - a)}{\Omega r(1 + a')} \quad 4.58$$

$$W^2 = U_0^2(1 - a)^2 + \Omega^2 r^2(1 + a')^2 \quad 4.59$$

Figura 4.6 – Composição de velocidades.

Para então igualar as expressões do disco atuador e da teoria de elementos de pá:

$$dT = \frac{1}{2} \rho W^2 C_n (Bc dr) = 2\rho U_0^2 a(1 - a)(2\pi r_d dr_d) \quad 4.60$$

$$dQ = \frac{1}{2} \rho W^2 C_t r (Bc dr) = 2\rho U_0 \Omega \omega_a a' (1 - a) r_d^2 (2\pi r_d dr_d) \quad 4.61$$

Definindo-se a solidez da seção como a razão de áreas:

$$\sigma = \frac{Bc}{2\pi r_d} \quad 4.62$$

Chega-se que as expressões para o coeficiente de empuxo (dC_T) e torque local (dC_Q), para cada seção anular de área $2\pi r dr$ são:

$$dC_T = \frac{(1 - a)^2 \sigma C_n}{\sin^2 \phi} \quad 4.63$$

$$dC_Q = \frac{(1 - a)^2 \sigma C_t}{\sin^2 \phi} \quad 4.64$$

Através das igualdades apresentadas nas equações 4.60 e 4.61, é possível isolar os fatores de indução, que podem ser calculados como:

$$a = \frac{1}{\frac{4\sigma \sin^2 \phi}{\sigma C_n} + 1} \quad 4.65$$

$$a' = \frac{1}{\frac{4\sigma \phi \cos \phi}{\sigma C_t} - 1} \quad 4.66$$

O cálculo dos fatores de indução normalmente é um processo iterativo, com oito passos principais. O algoritmo pode ser visto na Figura 4.7.

Figura 4.7 – Algoritmo usual para modelo BEMT.

Convém ressaltar que, apesar de ser um modelo simples e de fácil implementação, o algoritmo é iterativo e não linear, sendo não garantida a sua convergência. Para tentar garantir a convergência sempre que possível, muitos trabalhos têm buscado aprimorar o algoritmo. Apesar de melhorar o problema da convergência, as modificações do algoritmo original podem levar à perda das vantagens do método: sua simplicidade e rapidez nos cálculos.

4.6 Correções nas equações do modelo BEM

Principalmente pelo fato de ser um modelo simples, com várias hipóteses simplificadoras, o modelo BEMT possui algumas limitações que normalmente são corrigidas através da inclusão de correções às equações originais.

4.6.1 Fator de perda de Prandtl

As equações do modelo BEMT através da teoria de elementos de pá assumem que as forças e momentos em cada seção podem ser determinados através de coeficientes 2D provenientes de ensaios experimentais, assumindo-se asa infinita. Para um rotor de turbina eólica, contudo, isto passa a ser um fator que pode alterar o escoamento e a determinação das forças atuantes nas pás.

Assim como um avião possui o efeito de *downwash*, isto é, a diferença de pressão entre o intradorso e o extradorso e a existência da ponta do avião causam um escoamento de baixo para cima da asa, ao redor de sua ponta, que diminui a sustentação, uma turbina eólica possui o mesmo efeito nas regiões de borda. Uma variada quantidade de métodos foi desenvolvida, sejam analíticos ou numéricos, para prever o efeito das perdas nas pontas em turbina eólicas. O modelo mais utilizado atualmente e que foi implementado neste trabalho é o desenvolvido por Prandtl (1921).

Prandtl aproximou a sequência de superfícies de vórtices produzidos pelo rotor por uma sequência de superfícies regulares equidistantes, estendendo para o infinito em um dos lados. Enquanto a esteira se desloca com a velocidade U_w , as partículas adjacentes à esteira se deslocam com a velocidade de escoamento livre U_0 . Portanto, a velocidade relativa entre as duas regiões do escoamento é igual a velocidade induzida da esteira, isto é, $U_0 - U_w$. As partículas adjacentes da esteira realizam, dessa forma, trajetórias para dentro e para fora da esteira, carregando energia e quantidade de movimento, como mostrado na Figura 4.8. É evidente que, quanto menor for o espaçamento entre as superfícies de vórtices, menor será a penetração do ar externo na esteira. De fato, a velocidade axial média da esteira passa a ser maior do que o caso de infinitas pás, o que é equivalente a dizer que o fator de indução axial não é uniforme sobre o disco do rotor e seja tal que $a = a(r)$.

Prandtl realizou um mapeamento conforme no plano complexo para determinar o potencial de velocidades de seu modelo. Detalhes da derivação não serão mostrados aqui e podem ser encontrados em Branlard (2011). Em seu modelo, Prandtl deriva, por fim, um fator multiplicativo, F , de tal forma que:

$$F = \frac{B\Gamma}{\Gamma_{\infty}} = \frac{2}{\pi} \operatorname{acos}\left[\exp\left(\frac{\pi y}{s}\right)\right] \quad 4.67$$

Onde Γ é a circulação de uma pá, B é o número de pás, Γ_{∞} é a circulação devido à um número infinito de pás, y é a distância do ponto considerado com a fronteira da esteira e s é a distância que separa duas superfícies de vórtices consecutivas, como mostrado na Figura 4.8.

Figura 4.8 – Modelo aproximado de Prandtl.

Glauert (1935, p. 267) interpreta o fator como uma mudança na velocidade axial induzida média entre duas superfícies de vórtices consecutivas:

The physical fact represented by the tip correction is virtually that the maximum increase of axial velocity, $U_w - U_0$ or $2aU_0$, in the slipstream occurs

only on the vortex sheets and that the average increase of axial velocity in the slipstream is only a fraction F of this velocity.

Portanto, segundo Glauert, a velocidade induzida deve ser calculada como $2aFU_0$, e assim as equações de torque e empuxo devem ser corrigidas para:

$$dT = 4\pi\rho U_0^2 aF(1-a)r_d dr_d \quad 4.68$$

$$dQ = 4\pi\rho U_0 \Omega \omega_d a' F(1-a)r_d^3 dr_d \quad 4.69$$

Para que então os fatores de indução, definidos nas equações 4.65 e 4.66 possam ser calculados pelas seguintes expressões modificadas:

$$a = \frac{1}{\frac{4F\text{sen}^2\phi}{\sigma C_n} + 1} \quad 4.70$$

$$a' = \frac{1}{\frac{4F\text{sen}\phi\cos\phi}{\sigma C_t} - 1} \quad 4.71$$

Onde segundo Glauert (1935), o fator de perda de Prandtl deve ser calculado como:

$$F = \frac{2}{\pi} \cos^{-1} \left[\exp \left(-\frac{B}{2} \frac{R-r}{r \text{sen}\phi} \right) \right] \quad 4.72$$

No entanto, em programas que utilizam o BEMT, é costumeiro definir o fator F de Prandtl como:

$$F = F_R F_p \quad 4.73$$

$$F_R = \frac{2}{\pi} \cos^{-1} \left[\exp \left(-\frac{B}{2} \frac{r - R_r}{R_r \text{sen}\phi} \right) \right] \quad 4.74$$

Onde R_r é o raio do cubo e F_p é calculado pela equação 4.72. Para uma turbina eólica de duas pás, diferentemente das asas de um avião, a circulação em cada uma das pás é de igual magnitude e de sinal oposto. Assim, uma linha de vórtices é desprendida da região do cubo, como mostra a Figura 4.9, com intensidade igual à

circulação de uma pá multiplicada pelo número de pás do rotor. A função proposta, como pode ser vista na Figura 4.10, vai à zero na ponta e na raiz.

Figura 4.9 – Linhas de vórtices desprendidos de uma turbina de duas pás

Figura 4.10 – Correção devido às perdas nas pontas proposta por Prandtl para $B = 3$, $\phi = 5^\circ$ e $R_r/R = 0.1$.

4.6.2 Correção na curva de empuxo

Como comentado anteriormente, de acordo com a aplicação das equações da quantidade de movimento, o limite para o fator axial de indução de velocidade é 0.5, situação no qual a teoria prevê estagnação do escoamento. Contudo, fisicamente isso não ocorre porque vórtices se formam na fronteira do volume de controle considerado devido à alta tensão cisalhante provocada pelo gradiente de velocidade na fronteira.

Sendo assim, de acordo com resultados experimentais, valores do fator de indução axial maiores que 0.4 já não fornecem bons resultados, sendo este considerado normalmente o limite para o qual a teoria ainda é válida. Para valores maiores que 0.4, quando há formação de vórtices que carregam energia para dentro da esteira, é empregado uma correção na curva de empuxo segundo dados experimentais. A correção empregada no presente trabalho é a desenvolvida por Buhl (2005), que já inclui o fator de perda nas pontas (F , seção 4.6.1) e que interpola os dados experimentais através de uma curva parabólica. Assim, o coeficiente de empuxo local a ser considerado é:

$$dC_T = \begin{cases} \frac{(1-a)^2 \sigma C_n}{F \sin^2 \phi} & \text{se } a \leq 0.4 \\ \frac{8}{9} + \left(4F - \frac{40}{9}\right)a + \left(\frac{50}{9} - 4F\right)a^2 & \text{se } a > 0.4 \end{cases} \quad 4.75$$

5 MÉTODO NUMÉRICO

O capítulo anterior derivou as equações do modelo BEMT e suas possíveis correções, além de mostrar o algoritmo usual para determinação dos fatores de indução e forças e momentos nas pás de turbinas eólicas. Contudo, para este algoritmo não-linear e iterativo, onde os fatores de indução são as variáveis, não há garantia de convergência, como mostram, por exemplo, McWilliam e Crawford (2011). Felizmente, recentemente houveram a proposta de novos algoritmos que mostraram ser 100% eficazes, garantindo convergência em todos os casos testados. O algoritmo aplicado neste trabalho é baseado no trabalho de Ning (2014) e foi escrito em linguagem C++.

5.1 Algoritmo aerodinâmico

Em seu artigo, Ning propôs um algoritmo para cálculo de a e a' através da parametrização das equações a partir do ângulo do escoamento ϕ , o qual se torna a variável a ser encontrada. Pode-se mostrar que os fatores de indução axial e tangencial são funções de ϕ e, dessa maneira, utiliza-se um algoritmo para encontrar a solução de uma equação não-linear. Consequentemente, atinge-se uma drástica simplificação na solução do problema uma vez que há redução de duas para uma variável a ser determinada. Sem perda de generalidade, será analisado o caso mais simples: o de vento incidindo perpendicularmente ao plano de rotação, como mostrado na Figura 5.1.

Figura 5.1 – Componentes da velocidade para uma seção de pá de turbina eólica.

Através das equações da seção 4.4, é possível notar que o ângulo de ataque e os coeficientes C_n e C_t são todos funções do ângulo do escoamento ϕ . Assim, define-se dois parâmetros adimensionais importantes:

$$k = k(\phi) = \frac{\sigma C_n}{4F \sin^2 \phi} \quad 5.1$$

$$k' = k'(\phi) = \frac{\sigma C_t}{4F \sin \phi \cos \phi} \quad 5.2$$

De modo que possa se reescrever os fatores de indução como:

$$a = \frac{k}{k-1} \quad 5.3$$

$$a' = \frac{k'}{1-k'} \quad 5.4$$

Contudo, para se fechar o algoritmo, deve haver uma equação que une os fatores de indução com o próprio ângulo ϕ :

$$\tan(\phi) = \frac{U_0(1-a)}{\Omega r(1+a')} \rightarrow f(\phi) = \frac{\sin \phi}{1-a} - \frac{\cos \phi}{\lambda_r(1+a')} = 0 \quad 5.5$$

Dessa forma, reduz-se o problema de duas variáveis para apenas uma. No entanto, vale ressaltar que é possível também aplicar a correção de Buhl (2005) para casos em que $a > 0.4$, ou igualmente em que $k > 2/3$. Neste caso, sempre que $k > 2/3$, deve-se calcular o fator de indução axial de velocidade como:

$$a(\phi) = \frac{\gamma_1 - \sqrt{\gamma_2}}{\gamma_3} \quad 5.6$$

$$\gamma_1 = 2Fk - \left(\frac{10}{9} - F\right) \quad 5.7$$

$$\gamma_2 = 2Fk - \left(\frac{4}{3} - F\right) \quad 5.8$$

$$\gamma_1 = 2Fk - \left(\frac{25}{9} - 2F\right) \quad 5.9$$

Quando $k < 2/3$, calcula-se fator de indução axial através da equação usual. Deve-se observar, por fim, que muitos detalhes foram deixados de lado em prol de uma explicação mais branda e direta. Para uma explicação mais completa, recomenda-se a leitura do artigo original de Ning, em que ele demonstra este algoritmo ser 100% garantido de convergir para uma solução.

5.2 Modelagem do Vento

O cálculo das forças e momentos nas pás das turbinas eólicas dependem do vento incidente nestas. Por esse motivo, é de extrema importância a sua seleção para validação do código. Neste trabalho, será utilizado um modelo simplificado de vento para análise, adotando-se um gradiente vertical de velocidades baseado na seguinte equação:

$$U(Z) = WndSpd * \left(\frac{Z}{Z_0}\right)^{Exp} \quad 5.10$$

Onde $WndSpd$ e z_0 são a velocidade do vento no cubo e a altura do cubo, respectivamente. O expoente é um valor que depende do tipo de terreno (floresta, campo, mar, etc.) considerado. Diferentes perfis são mostrados na Figura 5.2:

Figura 5.2 – Perfis de vento para $W_{ndSpd} = 10$ m/s e $z_0 = 90$ metros.

5.3 Sistemas de coordenadas

O método numérico, por ser dependente da posição dos nós no sistema global, exige um cuidado especial com o cálculo do vetor posição destes. Por esse motivo, dentro do código há o emprego de diversos sistemas de coordenadas auxiliares. O primeiro a ser comentado, e um dos mais importantes, é o sistema de coordenadas de cada nó (índice n), visto na Figura 5.3. O eixo z_n é dado pela regra da mão direita, estando na direção do comprimento da pá. Assim, internamente no código, todos os nós de todas as pás possuem um sistema de coordenadas próprio, tido como local. Através dele calcula-se fatores de indução e as forças (sustentação e arrasto) por unidade de comprimento.

Figura 5.3 – Sistema de coordenadas dos nós.

Em seguida, as forças e momentos calculados são transportadas para um sistema de coordenadas solidário à pá que o nó pertence (índice p), mostrado na Figura 5.4. Depois, então, são decompostas no sistema de coordenadas do cubo (índice c). Este último é um sistema solidário ao rotor que gira junto com as pás e é o sistema de coordenadas onde as forças e os momentos aerodinâmicos são calculados, inclusive no FAST. Será através deste, portanto, que serão comparados os resultados para validar o código. A passagem do sistema das pás para o sistema do cubo é feita através de duas rotações: uma em torno do eixo y_p , representando o ângulo de *precone*, quando houver, e outra em torno do eixo x_p , representando o *azimuth* inicial das pás. Se houverem três pás, por exemplo, o *azimuth* inicial de cada uma delas será 0° , 120° e 240° . Se houverem apenas duas, será 0° e 180° . Portanto, à exceção da existência do ângulo *precone*, o sistemas de coordenadas da primeira pá é idêntico ao sistema do cubo.

No entanto, como é necessário calcular a posição vertical de cada nó por causa do gradiente vertical de velocidades, outros sistemas de coordenadas auxiliares ainda são necessários. O sistema do eixo (índice e), definido na Figura 5.5, diferencia-se do sistema do cubo pelo fato de ser fixo, não-rotativo. Ou seja, do sistema de coordenadas do cubo para o do eixo há uma rotação de *azimuth*, uma vez que o sistema do cubo rotaciona junto com as pás. Portanto, no instante inicial ($t = 0$) e a cada ciclo completo do rotor, os dois sistemas de coordenadas coincidem.

Figura 5.4 – Sistema de individual de cada pá para rotores de duas e três pás (esquerda e centro, respectivamente) e sistema de coordenadas do cubo (direita)

O sistema de coordenadas da base da torre (índice t) é localizado na extremidade inferior da torre, em seu eixo de centro. A transição entre o sistema do eixo e o da torre é dada através de duas rotações (*tilt* e *yaw* da *nacelle*, quando houverem, onde *yaw* é o ângulo de desalinhamento entre a normal do plano de rotação e o vetor de vento incidente, no plano horizontal), e por duas translações (altura do cubo e *overhang*). Esse sistema é, no caso de turbinas fixas, igual ao sistema de coordenadas global (índice 0). Já no caso de turbinas flutuantes, o sistema de coordenadas da torre é, no instante inicial ($t = 0$), igual ao sistema global. À medida que a plataforma se movimenta, a passagem de um sistema para o outro será através dos deslocamentos (*Surge*, *Sway*, *Heave*) e rotações (*Roll*, *Pitch*, *Yaw*), definidos na Figura 5.5.

Por último, o vento incidente deve ser calculado no centro de coordenadas local, definido na Figura 5.3, para cada nó. Assim, caso uma turbina apresente ângulos de *tilt*, *yaw* ou *precone*, o vento no sistema de coordenadas global deverá ser reescrito no sistema de coordenadas local do nó, cuja transição é feita através de rotações dos eixos coordenados, realizada através de matrizes de rotação de cossenos diretores de cada eixo. Por fim, se a turbina for flutuante, haverá mais um conjunto de rotações devido à *Roll*, *Pitch* e *Yaw*, da plataforma a ser feito.

Figura 5.5 – Diferentes sistemas de coordenadas usados internamente no código e nomenclatura dos movimentos da plataforma de uma turbina flutuante.

5.4 Estratégia de simulação

Neste trabalho, pretende-se desenvolver um código que realize os cálculos aerodinâmicos de turbinas eólicas flutuantes. Intuitivamente, uma turbina eólica flutuante possui uma modelagem mais complexa que uma turbina fixa, uma vez que aquela possui os movimentos da base que influenciam diretamente nas forças aerodinâmicas, as quais por sua vez influenciam no próprio movimento do sistema. Portanto, é natural que ao desenvolver o código, este seja primeiramente aplicável ao caso de turbinas fixas e posteriormente adaptado às turbinas flutuantes. Os dois casos serão validados com o software FAST. Para o caso de turbinas eólicas fixas, o algoritmo final do código se torna então:

- Leitura dos dados de entrada - o código lê um arquivo de extensão “.txt” os dados de entrada do caso a ser simulado, os quais incluem:

- dados da simulação: tempo máximo, passo de tempo (*time step*);
 - dados de vento: coeficientes do perfil de vento, como altura do cubo (z_0), velocidade no cubo (*WndSpd*) e expoente da equação exponencial (*Exp*);
 - *flags* de correções ao modelo BEMT: fator de perda nas pás. A correção na curva de empuxo está incluída automaticamente, não apresentando *flag* para ativá-la ou desativá-la;
 - informações geométricas: ângulo de passo das pás, *tilt* e *precone*, possibilidade de *yaw*, número de pás, raio do cubo e distância entre torre e centro do cubo (*overhang*);
 - informações aerodinâmicas: velocidade do rotor (fixa), número de aerofólios e seus dados, como coeficientes de sustentação e arrasto, além de dados como número de seções em cada pá e seus respectivos comprimentos e corda.
- b) Cálculo do vetor posição de cada nó - como a velocidade incidente de vento é função da altura devido ao gradiente vertical de velocidade, é necessário calcular a altura de cada nó com relação ao solo, o qual é função do tempo e dados geométricos da turbina;
- c) Cálculo do vento incidente - dispondo-se a altura do nó em um determinado instante, calcula-se o vento incidente através do perfil de velocidades escolhido;
- d) Cálculo dos fatores de indução - dispondo-se de dados aerodinâmicos e da velocidade do vento e de rotação da turbina, calcula-se α e α' através do algoritmo aerodinâmico apresentado;
- e) Cálculo de forças e momentos - calcula-se velocidade relativa (W) e forças e momentos por unidade de comprimento para cada seção de cada pá da turbina;
- f) Cálculo de forças e momentos totais: integra-se as forças e momentos anteriores ao longo do comprimento de cada pá e soma-se vetorialmente os resultados.

Figura 5.6 – Algoritmo para turbinas fixas.

Para turbinas flutuantes, contudo, este algoritmo é levemente modificado. Por causa do movimento, é preciso resolver as equações de movimento do sistema flutuante nos seis graus de liberdade. No entanto, não é do interesse do código, neste estágio, calcular forças hidrodinâmicas e resolver equações de movimento, mas sim receber esses dados de alguma fonte externa acoplada, calcular a aerodinâmica com base nessa fonte e então obter forças e momentos aerodinâmicos para que o código acoplado leve esses dados em consideração no cálculo do movimento.

O movimento do sistema influencia a aerodinâmica em dois pontos: o primeiro é devido ao gradiente vertical de velocidade. Se a turbina tem *Heave* positivo, então a coordenada vertical dos nós deve ser acrescentada desse valor pois o vento é com base na linha d'água média (imperturbada). Da mesma forma, se a plataforma apresentar *Roll* ou *Pitch*, então a coordenada vertical dos nós também será afetada, devendo-se corrigi-la para calcular corretamente o vento incidente; segundo, a própria velocidade (de translação ou rotação) do sistema entra no cálculo aerodinâmico, pois o que deve ser computado não é apenas a velocidade de vento, mas sim a velocidade relativa entre vento e estrutura, como mostra a Figura 5.7. Assim, não só a translação e a rotação da plataforma são importantes, mas também sua velocidade de translação e velocidade de rotação para o cálculo aerodinâmico.

Figura 5.7 – Velocidade relativa entre vento e estrutura.

No caso, como o código será verificado através do software FAST, escolheu-se este como sendo a fonte externa que fornecerá valores de posições e velocidades. Desse modo, evita-se a inclusão do cálculo do movimento, foca-se mais na parte aerodinâmica e também se exclui um potencial grande fonte de erros entre FAST e código. A estratégia baseia-se em rodar a simulação no FAST para que as saídas de movimento e de velocidade, nos seis graus de liberdade, sejam gravadas como dado de entrada do código, que precisará ler um arquivo específico contendo essas informações a cada passo de tempo, como mostrado na Figura 5.9. As demais entradas também devem ser idênticas (dados aerodinâmicos, geometria da turbina, etc.) para que a comparação seja válida. Assim, para turbinas flutuantes, o algoritmo será:

- a) Leitura dos dados de entrada - o código lê um arquivo de extensão “.txt” os dados de entrada do caso a ser simulado, os quais incluem:
 - dados da simulação: tempo máximo, passo de tempo;
 - dados de vento: coeficientes do perfil de vento, como altura do cubo, velocidade no cubo e expoente da equação exponencial;
 - *flags* de correções ao modelo BEMT: fator de perda na pás. A correção na curva de potência está incluída automaticamente, não apresentando *flag* para ativá-la ou desativá-la;
 - informações geométricas: ângulo de passo das pás, *tilt* e *precone*, possibilidade de *yaw*, número de pás, raio do cubo, altura do cubo e *overhang*;

- informações aerodinâmicas: velocidade do rotor (fixa), número de aerofólios e seus dados, como coeficientes de sustentação e arrasto, além de dados como número de seções em cada pá e seus respectivos comprimentos e corda;
 - informações do movimento: dados de deslocamento e velocidade da turbina (6 graus de liberdade para cada) calculados pelo FAST são gravados em arquivo específico para leitura do código.
- b) Cálculo do vetor posição de cada nó - idêntica ao anterior, adicionando-se a correção devido ao deslocamento da plataforma (translação e rotação);
- c) Cálculo do vento incidente - dispondo-se a altura instantânea do nó em um determinado instante, calcula-se o vento incidente.
- d) Cálculo da velocidade relativa - subtração vetorial entre velocidade incidente de vento e velocidade estrutural da plataforma. Transporta-se a velocidade resultante do sistema de coordenadas global para o sistema de coordenadas de cada nó;
- e) Cálculo dos fatores de indução - dispondo-se de dados aerodinâmicos e da velocidade resultante e de rotação da turbina, calcula-se a e a' através do algoritmo aerodinâmico apresentado.;
- f) Cálculo de forças e momentos: calcula-se velocidade relativa (W) e forças e momentos por unidade de comprimento para cada seção de cada pá da turbina;
- g) Cálculo de forças e momentos totais - integra-se as forças e momentos anteriores ao longo do comprimento de cada pá e soma-se vetorialmente os resultados.

Figura 5.8 – Algoritmo para turbinas flutuantes.

Figura 5.9 – Exemplo de arquivo de saída do FAST que é usado como entrada no código aerodinâmico.

WRPSurge (m)	WRPSway (m)	WRPHeave (m)	WRPTVxi (m/s)	WRPTVyi (m/s)	WRPTVzi (m/s)	WRPRoll (rad)	WRPPitch (rad)	WRPYaw (rad)	WRPRVxi (rad/s)	WRPRVyi (rad/s)	WRPRVzi (rad/s)
0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00
3.041E-06	-1.216E-05	2.199E-03	1.221E-04	-4.920E-04	8.796E-02	6.828E-07	-1.407E-07	2.270E-07	2.657E-05	-5.689E-06	1.263E-05
1.820E-05	-6.925E-05	8.786E-03	9.593E-04	-2.311E-03	1.754E-01	-7.629E-07	-2.053E-06	7.147E-05	-1.827E-04	-1.346E-04	4.627E-03
3.819E-05	-1.834E-04	1.974E-02	-8.200E-04	-1.675E-03	2.627E-01	-3.998E-06	-6.403E-06	2.038E-04	1.758E-04	3.639E-05	-1.373E-03
-1.284E-05	-2.823E-04	3.505E-02	-8.298E-04	-2.669E-03	3.495E-01	7.203E-06	-5.115E-06	1.168E-04	2.114E-04	-3.793E-05	-1.255E-03
-8.038E-05	-4.485E-04	5.468E-02	-2.306E-03	-4.045E-03	4.356E-01	1.830E-05	-6.055E-06	6.120E-05	2.127E-04	4.853E-05	-2.550E-04
-2.103E-04	-6.874E-04	7.860E-02	-2.988E-03	-5.569E-03	5.210E-01	2.950E-05	-4.802E-06	5.975E-05	2.230E-04	9.188E-06	6.242E-04
-3.837E-04	-1.006E-03	1.068E-01	-3.805E-03	-7.215E-03	6.054E-01	4.142E-05	-4.925E-06	9.895E-05	2.495E-04	-3.547E-05	1.147E-03
-6.017E-04	-1.411E-03	1.391E-01	-4.773E-03	-8.965E-03	6.888E-01	5.496E-05	-7.402E-06	1.582E-04	3.003E-04	-8.428E-05	1.118E-03
-8.718E-04	-1.907E-03	1.756E-01	-5.924E-03	-1.080E-02	7.710E-01	7.113E-05	-1.239E-05	2.151E-04	3.744E-04	-1.317E-04	5.654E-04
-1.202E-03	-2.499E-03	2.162E-01	-7.348E-03	-1.277E-02	8.520E-01	9.132E-05	-1.997E-05	2.375E-04	4.585E-04	-1.681E-04	-2.274E-04
-1.609E-03	-3.192E-03	2.608E-01	-9.110E-03	-1.491E-02	9.315E-01	1.159E-04	-2.926E-05	2.158E-04	5.429E-04	-1.864E-04	-1.026E-03
-2.111E-03	-3.996E-03	3.093E-01	-1.121E-02	-1.723E-02	1.010E+00	1.447E-04	-3.921E-05	1.557E-04	6.154E-04	-1.858E-04	-1.500E-03
-2.724E-03	-4.921E-03	3.617E-01	-1.351E-02	-1.979E-02	1.086E+00	1.767E-04	-4.901E-05	8.054E-05	6.613E-04	-1.819E-04	-1.260E-03
-3.453E-03	-5.979E-03	4.179E-01	-1.582E-02	-2.258E-02	1.161E+00	2.108E-04	-5.881E-05	2.572E-05	6.858E-04	-1.960E-04	-4.191E-04
-4.298E-03	-7.180E-03	4.778E-01	-1.784E-02	-2.552E-02	1.234E+00	2.459E-04	-6.968E-05	1.819E-05	7.097E-04	-2.569E-04	4.520E-04
-5.248E-03	-8.530E-03	5.412E-01	-2.003E-02	-2.846E-02	1.305E+00	2.828E-04	-8.348E-05	4.072E-05	7.711E-04	-3.119E-04	3.680E-04
-6.312E-03	-1.003E-02	6.082E-01	-2.240E-02	-3.146E-02	1.374E+00	3.227E-04	-9.987E-05	5.905E-05	8.443E-04	-3.604E-04	-2.209E-05
-7.494E-03	-1.168E-02	6.786E-01	-2.489E-02	-3.453E-02	1.441E+00	3.663E-04	-1.190E-04	5.585E-05	9.290E-04	-4.027E-04	-7.286E-04
-8.804E-03	-1.349E-02	7.522E-01	-2.763E-02	-3.770E-02	1.506E+00	4.144E-04	-1.400E-04	1.010E-05	1.011E-03	-4.272E-04	-1.447E-03
-1.026E-02	-1.546E-02	8.291E-01	-3.065E-02	-4.099E-02	1.569E+00	4.665E-04	-1.621E-04	-7.105E-05	1.084E-03	-4.305E-04	-1.976E-03
-1.186E-02	-1.759E-02	9.091E-01	-3.382E-02	-4.444E-02	1.630E+00	5.220E-04	-1.840E-04	-1.711E-04	1.130E-03	-4.277E-04	-1.852E-03
-1.363E-02	-1.990E-02	9.920E-01	-3.691E-02	-4.807E-02	1.688E+00	5.793E-04	-2.059E-04	-2.548E-04	1.152E-03	-4.434E-04	-1.116E-03
-1.555E-02	-2.240E-02	1.078E+00	-3.994E-02	-5.177E-02	1.745E+00	6.378E-04	-2.289E-04	-3.039E-04	1.179E-03	-4.755E-04	-5.226E-04
-1.763E-02	-2.508E-02	1.166E+00	-4.294E-02	-5.549E-02	1.799E+00	6.977E-04	-2.534E-04	-3.260E-04	1.219E-03	-5.205E-04	-3.008E-04
-1.985E-02	-2.795E-02	1.258E+00	-4.603E-02	-5.919E-02	1.852E+00	7.597E-04	-2.799E-04	-3.411E-04	1.278E-03	-5.588E-04	-6.710E-04
-2.224E-02	-3.101E-02	1.352E+00	-4.928E-02	-6.290E-02	1.902E+00	8.246E-04	-3.085E-04	-3.770E-04	1.344E-03	-5.862E-04	-1.294E-03
-2.478E-02	-3.425E-02	1.448E+00	-5.267E-02	-6.665E-02	1.950E+00	8.929E-04	-3.385E-04	-4.486E-04	1.407E-03	-5.995E-04	-1.961E-03
-2.750E-02	-3.768E-02	1.547E+00	-5.627E-02	-7.045E-02	1.996E+00	9.644E-04	-3.688E-04	-5.553E-04	1.461E-03	-5.903E-04	-2.498E-03
-3.040E-02	-4.130E-02	1.647E+00	-5.995E-02	-7.437E-02	2.039E+00	1.038E-03	-3.983E-04	-6.817E-04	1.486E-03	-5.734E-04	-2.399E-03
-3.349E-02	-4.512E-02	1.750E+00	-6.355E-02	-7.841E-02	2.081E+00	1.113E-03	-4.269E-04	-7.942E-04	1.488E-03	-5.684E-04	-1.769E-03
-3.675E-02	-4.914E-02	1.856E+00	-6.691E-02	-8.247E-02	2.120E+00	1.187E-03	-4.556E-04	-8.725E-04	1.490E-03	-5.908E-04	-1.157E-03
-4.019E-02	-5.336E-02	1.962E+00	-7.037E-02	-8.646E-02	2.158E+00	1.262E-03	-4.852E-04	-9.313E-04	1.514E-03	-6.027E-04	-1.195E-03
-4.380E-02	-5.779E-02	2.071E+00	-7.389E-02	-9.043E-02	2.193E+00	1.338E-03	-5.153E-04	-9.908E-04	1.537E-03	-6.107E-04	-1.290E-03
-4.758E-02	-6.241E-02	2.182E+00	-7.743E-02	-9.436E-02	2.227E+00	1.415E-03	-5.458E-04	-1.055E-03	1.574E-03	-6.140E-04	-1.870E-03
-5.154E-02	-6.723E-02	2.294E+00	-8.113E-02	-9.825E-02	2.258E+00	1.494E-03	-5.765E-04	-1.155E-03	1.605E-03	-6.024E-04	-2.527E-03
-5.569E-02	-7.224E-02	2.408E+00	-8.493E-02	-1.022E-01	2.288E+00	1.575E-03	-6.063E-04	-1.289E-03	1.624E-03	-5.742E-04	-2.950E-03
-6.003E-02	-7.745E-02	2.523E+00	-8.878E-02	-1.062E-01	2.316E+00	1.656E-03	-6.344E-04	-1.439E-03	1.620E-03	-5.333E-04	-2.912E-03
-6.456E-02	-8.286E-02	2.639E+00	-9.255E-02	-1.102E-01	2.342E+00	1.737E-03	-6.604E-04	-1.579E-03	1.593E-03	-4.998E-04	-2.389E-03

6 ESTUDO DE CASO

Para validar o código desenvolvido neste trabalho, será feita uma análise da plataforma semissubmersível do projeto *Offshore Code Comparison Collaboration Continuation* (OC4), mostrada na Figura 6.1. A verificação será realizada através da comparação dos resultados do código com resultados provenientes do software FAST, desenvolvido pela NREL.

Figura 6.1 – Ilustração da turbina eólica flutuante do projeto OC4.

Fonte: Robertson et al. (2014).

6.1 Propriedades da Turbina Eólica do projeto OC4

A turbina eólica usada em todas as fases do projeto OC4 é a mesma, sendo mudada apenas a sua estrutura base de sustentação. As propriedades da turbina são mostradas na Tabela 6.1.

Tabela 6.1 – Propriedades principais da turbina OC4.

Propriedade	Valor/Descrição
Potência de projeto	5 MW
Orientação do rotor	<i>Upwind</i>
Número de pás	3
Controle	Velocidade variável, controle de passo
Diâmetro do Rotor e do Cubo	126 m, 3 m
Altura do Cubo	90 m
Cut-in, Rated, Cut-out (Velocidade de vento)	3 m/s, 11.4 m/s, 25 m/s
<i>Overhang</i>	5 m
<i>Tilt</i>	5°
<i>Precone</i>	2.5°
Massa do Rotor	110 t
Massa da Nacelle	240 t
Massa da Torre	347.46 t

Fonte: Jonkman et al. (2009).

Neste projeto, deseja-se realizar a modelagem aerodinâmica da turbina OC4 sem se preocupar com possíveis deflexões da estrutura (pás e torre) e sistema de controle (velocidade e passo). Assim, durante as simulações, a turbina será considerada rígida e sua velocidade de rotação e o ângulo de passo das pás serão considerados fixos. Os dados aerodinâmicos pertinentes às pás da turbina estão contidos na Tabela 6.2.

Os três primeiros segmentos são representados por aerofólios cilíndricos, com coeficientes de arrasto iguais a 0.5 (Cylinder 1) e 0.35 (Cylinder 2) e com coeficiente de sustentação zerados. Os coeficientes de sustentação, arrasto e momento para dois aerofólios são mostrados na Figura 6.2.

Tabela 6.2 – Propriedades aerodinâmicas da turbina OC4.

Nó	Torção (°)	dr (m)	Corda (m)	Aerofólio
1	13.308	2.733	3.542	Cylinder 1
2	13.308	2.733	3.854	Cylinder 1
3	13.308	2.733	4.167	Cylinder 2
4	13.308	4.100	4.557	DU40_A17
5	11.480	4.100	4.652	DU35_A17
6	10.162	4.100	4.458	DU35_A17
7	9.011	4.100	4.249	DU30_A17
8	7.795	4.100	4.007	DU25_A17
9	6.544	4.100	3.748	DU25_A17
10	5.361	4.100	3.502	DU21_A17
11	4.188	4.100	3.256	DU21_A17
12	3.125	4.100	3.010	NACA64_A17
13	2.319	4.100	2.764	NACA64_A17
14	1.526	4.100	2.518	NACA64_A17
15	0.863	2.733	2.313	NACA64_A17
16	0.370	2.733	2.086	NACA64_A17
17	0.106	2.733	1.419	NACA64_A17

Fonte: Jonkman et al. (2009).

Figura 6.2 – Coeficientes aerodinâmicos para dois tipos de aerofólios diferentes.

Fonte: Jonkman et al. (2009).

6.2 Propriedades da plataforma semissubmersível do projeto OC4

A plataforma OC4 é constituída por três colunas cilíndricas, formando um triângulo equilátero, conectadas à uma coluna central, que é a base para a torre da turbina eólica, através de *pontoons* e *bracings*, conforme ilustra a Figura 6.3. Além disso, cada uma das três colunas exteriores possuem uma coluna de maior diâmetro fixada à sua base, desempenhando o papel de um *heave plate*.

Figura 6.3 – Foto da plataforma semissubmersível em escala reduzida para ensaios em tanque de prova;

Fonte: Robertson et al. (2014).

Propriedades gerais da plataforma estão contidas na Tabela 6.3. Como definido, a plataforma não será modelada dentro do código, mas será utilizada dentro do FAST para verificação de resultados. Os valores de frequências naturais da plataforma estão contidos, por sua vez, na Tabela 8.1. Para visualizar as propriedades hidrodinâmicas e do sistema de amarração, recomenda-se a leitura da referência Robertson et al. (2014).

Tabela 6.3 - Propriedades principais plataforma semissubmersível da turbina do projeto OC4.

Parâmetro	Valor
Calado	20 m
Elevação da base da torre com relação à linha d'água	10 m
Espaçamento entre colunas exteriores	50 m
Massa da plataforma	13473 t
Centro de gravidade abaixo da linha d'água	13.46 m

Fonte: Robertson et al. (2014).

Tabela 6.4 – Frequências naturais da turbina OC4.

Frequência natural	Valor (Hz)
<i>Surge</i>	0.00937
<i>Sway</i>	0.00890
<i>Heave</i>	0.0571
<i>Roll</i>	0.0305
<i>Pitch</i>	0.0308
<i>Yaw</i>	0.0124

Fonte: Robertson et al. (2017).

7 ANÁLISE DE FORÇAS E MOMENTOS AERODINÂMICOS NO ROTOR DE UMA TURBINA DE TRÊS PÁS

Neste capítulo, serão analisados as forças e momentos aerodinâmicos no rotor da turbina em estudo, em uma revolução, para buscar compreender suas características e tentar determinar de forma objetiva o seu comportamento.

Considerando-se cada segmento de uma pá analisado como um fólio 2D, duas forças principais surgem: sustentação e arrasto, sendo a primeira perpendicular à velocidade incidente, e a segunda paralela. Ao serem decompostas no sentido de rotação e no sentido do escoamento, como mostrado na Figura 4.5, dão origem à uma força tangencial e uma força axial, respectivamente, sendo a última denominada aqui de empuxo. A força tangencial, aliada à distância do segmento em relação ao eixo de rotação, fornecerá o momento aerodinâmico que será o responsável pela geração de energia elétrica através de um gerador, como descrito no capítulo 2. O empuxo, por sua vez, é uma força indesejada, mas presente no sistema analisado.

Uma vez que as pás são consideradas rígidas e não possuem curvaturas para dentro ou fora do plano de rotação, e considerando-se também que o eixo de passo das pás passa pelo centro aerodinâmico de cada segmento, a integração de forças nos segmentos dará origem a duas forças em cada pá: uma força tangencial total, F_t e um empuxo total, F_n . As duas forças são ilustradas na Figura 7.1.

Assim, o empuxo no rotor, que é a soma vetorial do empuxo individual de cada pá, será perpendicular ao plano de rotação, no caso de não haver *precone*. Caso contrário, o empuxo será a decomposição vetorial da força normal à pá, na direção perpendicular ao plano de rotação. Espera-se também que o empuxo individual de cada pá possa ter valores distintos entre si, uma vez que a cada instante de tempo cada uma das pás encontra-se em uma posição diferente do plano de rotação, e, por consequência, cada segmento irá receber um vento de intensidade diferente devido ao perfil de velocidades existente. Como consequência, espera-se uma característica oscilatória do empuxo no rotor, uma vez que as pás passarão periodicamente pela mesma posição espacial (no caso de turbinas fixas) e, assim, serão produzidas as mesmas forças aerodinâmicas. A frequência de oscilação esperada é igual ao número de pás vezes a frequência de rotação do rotor. Isso pode ser explicado pelo fato de

que o número de vezes que uma pá passará pelo ponto mais alto do rotor em uma revolução, por exemplo, é igual à três (no caso específico deste estudo) e, assim, devido à simetria do rotor, teremos a mesma configuração repetida três vezes em uma revolução.

Figura 7.1 – Forças aerodinâmicas resultantes em cada pá

A análise do efeito da força tangencial é um pouco mais complexa que a do empuxo. Isso se deve ao fato de que a força tangencial varia tanto em intensidade como em direção com relação ao sistema de coordenadas do eixo. Assim, de modo a simplificar a análise, serão analisadas quatro situações de uma revolução em torno do eixo, sendo cada situação representando um giro de 90° no sentido horário em relação ao anterior. As situações estão contidas na Figura 7.2.

No primeiro instante analisado, quando o ângulo de rotação é igual a zero, ou seja, a primeira pá está no ponto mais alto do plano de rotação, a força tangencial desta será totalmente horizontal, enquanto que a força tangencial das outras duas possuem componentes verticais e horizontais (no plano de rotação) quando decompostas. Contudo, como a segunda e a terceira pá estão simetricamente opostas ao eixo vertical, os segmentos equivalentes de cada uma delas estarão sob a incidência do mesmo vento (função apenas da altura), de modo que, conseqüentemente, as forças tangenciais resultantes nas duas pás tenham o mesmo módulo, apesar de direção diferentes. Assim, ao se decompor estas forças no sistema de coordenadas do eixo, representado no centro da Figura 7.2, o qual é fixo, as

componentes verticais anular-se-ão e as componentes horizontais serão somadas. Chega-se assim a uma conclusão: a força tangencial resultante não possuirá componente vertical no sistema de coordenadas do eixo, sendo totalmente horizontal.

Figura 7.2 – Forças aerodinâmicas resultantes em cada pá.

Ao rotacionar o rotor em 90 graus, a força tangencial da primeira pá passará a ser totalmente vertical, com sentido para baixo, enquanto que as duas outras pás continuarão a ter componentes horizontais e verticais. Contudo, nesse instante, a segunda e a terceira pá não estarão mais simetricamente opostas ao eixo vertical, de modo que a conclusão que se pode tirar é que a força horizontal será negativa, pois o perfil de vento adotado faz com que a componente tangencial da terceira pá seja maior que a componente horizontal da segunda pá por aquela estar exposta a ventos de

maior intensidade do que esta. O valor da força vertical dependerá das características aerodinâmicas da pá e do perfil de vento.

Na terceira situação, a primeira pá encontra-se rotacionada de cento e oitenta graus com relação à sua posição original, tendo novamente sua força tangencial completamente na direção horizontal. Novamente, as componentes verticais das forças tangenciais da segunda e da terceira pá se anulam pelo mesmo motivo da situação inicial.

Rotacionando-se, por fim, o rotor em 270 graus, para a situação final de análise, tem-se uma situação análoga à segunda configuração, com a única mudança que a força vertical deverá ter mesmo módulo, mas sentido oposto àquela.

Os momentos aerodinâmicos, gerados pelas forças analisadas até aqui também possuem característica oscilatória. Para o momento em torno do eixo y, o qual tende a aumentar ou diminuir um possível ângulo de *tilt* do rotor, espera-se que apresente uma oscilação em torno de um valor não-nulo positivo. Isso é decorrente que a força de empuxo gerado pelas pás quando estão na parte superior do rotor é maior do que quando estão na parte inferior, devido ao gradiente de velocidade de vento e, portanto, a somatória tende a ser sempre positiva. O momento em torno do eixo z, por sua vez, o qual tende a aumentar ou diminuir o ângulo de *yaw* do rotor, também deve possuir oscilação, sendo que o seu valor para a configuração 0 e 180 graus deverá ser nulo, e para a configuração 90 e 270 graus terá mesmo módulo, mas sentido contrário devido à disposição das pás no plano de rotação. Como observação final, além das características acima citadas, espera-se que todas as forças e momentos aerodinâmicos possuam frequência igual a três vezes o valor da rotação do rotor, como discutido anteriormente.

8 RESULTADOS E VERIFICAÇÃO

Seguindo uma ordem de aumento de dificuldade e complexidade na implementação do código aerodinâmico, foram definidos cinco casos para teste e verificação, contidos na Tabela 8.1. Os três primeiros são de plataforma fixa, enquanto o último de plataforma flutuante. Dentro dos três primeiros, há aumento de complexidade através da inclusão de informações pertinentes à geometria do rotor (ângulos de *tilt*, passo e *precone*). Em seguida, a inclusão dos efeitos devido ao movimento de corpo rígido da plataforma é adicionada no último caso. O fator de perda nas pontas de Prandtl é considerado em todos os casos analisados.

Tabela 8.1 – Tabela de casos para teste e verificação do código aerodinâmico.

Parâmetros	Caso 1	Caso 2	Caso 3	Caso 4
Plataforma	Fixa	Fixa	Fixa	Flutuante Todos os GL
<i>Nacelle tilt</i> (°)	0	5	5	5
Ângulo de passo (°)	3	3	3	3
<i>Nacelle yaw</i> (°)	0	0	3	0
<i>Blade precone</i> (°)	0	-2,5	-2,5	-2,5
<i>Overhang</i> (m)	5	5	5	5
Velocidade rotor (rpm)	12	12	12	12
Velocidade de vento no cubo (m/s)	10	10	10	10
Expoente do perfil de vento	0,2	0,2	0,2	0,2
Correção na curva de empuxo	Sim	Sim	Sim	Sim
Fator de perda de Prandtl	Sim	Sim	Sim	Sim

Os resultados a serem comparados com o FAST são as forças (F_x , F_y e F_z) e momentos (M_x , M_y e M_z) aerodinâmicos no sistema de coordenadas do cubo, como definido na seção 5.3. Para todos os casos, será utilizado um passo de tempo de 0.05 segundos, sendo o tempo de simulação de 60 segundos para os casos de turbina fixa e de 600 segundos para o de plataforma flutuante. Em todos os casos, a velocidade de rotação é considerada fixa, bem como os ângulos de *precone*, *tilt*, *yaw* e ângulo de passo das pás, quando houverem.

8.1 Caso 1 – Resultados e análise

Neste primeiro caso, a turbina possui configuração mais simples e o vento incide perpendicularmente ao plano do rotor. Os resultados são mostrados na Figura 8.1 e na Figura 8.2.

Figura 8.1 – Forças aerodinâmicas no sistema de coordenadas do cubo: Caso 1.

Figura 8.2 – Momentos aerodinâmicos no sistema de coordenadas do cubo: Caso 1.

Quanto à verificação, o código mostrou-se capaz de reproduzir os valores do FAST para todas as componentes de força e momento analisadas, com excelente concordância entre ambos. As forças e momentos aerodinâmicos, quando decompostos no sistema de coordenadas do eixo, fornecem os seguintes resultados:

Figura 8.3 – Forças aerodinâmicas no sistema de coordenadas do eixo: Caso 1.

Figura 8.4 – Momentos aerodinâmicos no sistema de coordenadas do eixo: Caso 1.

Nota-se que o comportamento discutido e esperado no capítulo 7 quanto à característica oscilatória das forças e momentos aerodinâmicos é confirmado pelos resultados. A frequência e a amplitude de oscilação foram determinadas através da aplicação de uma FFT (*Fast Fourier Transform*) em torno do valor médio e podem ser vistas na Figura 8.5 no domínio da frequência. Todas as frequências de oscilação foram únicas, em 0.6 Hz, que é igual à três vezes a frequência de rotação das pás, confirmando novamente a discussão exposta no capítulo 7.

Figura 8.5 – Amplitude e frequência de oscilação das forças e momentos aerodinâmicos: Caso 1.

8.2 Caso 2 – Resultados e análise

No segundo caso de turbina fixa, foi adicionada uma geometria mais complexa do rotor, apresentando-se ângulos de passo e *precone* (todos os valores fixos ao longo da simulação). Os resultados são apresentados na Figura 8.6 e na Figura 8.7.

Quanto à verificação, novamente o código mostrou-se capaz de reproduzir os valores do FAST para todas as componentes de força e momento analisadas, com excelente concordância entre ambos.

Figura 8.6 – Forças aerodinâmicas no sistema de coordenadas do cubo: Caso 2.

Figura 8.7 – Momentos aerodinâmicos no sistema de coordenadas do cubo: Caso 2.

As forças e momentos aerodinâmicos, quando decompostos no sistema de coordenadas do eixo, fornecem os seguintes resultados:

Figura 8.8 – Forças aerodinâmicas no sistema de coordenadas do eixo: Caso 2.

Figura 8.9 – Momentos aerodinâmicos no sistema de coordenadas do eixo: Caso 2.

A análise das forças e momentos no domínio da frequência pode ser vista, por sua vez, na Figura 8.10.

Figura 8.10 – Amplitude e frequência de oscilação das forças e momentos aerodinâmicos: Caso 2.

Nota-se que a característica das curvas de forças e momentos foram mantidas, mas os valores de F_x e M_x agora oscilam em torno de um valor não-nulo menor que o do Caso 1. Isso é decorrente da geometria do rotor, que ao apresentar os ângulos de *tilt* e *precone*, faz com que o vento incidente não seja mais perpendicular ao plano de rotação das pás, o que diminui o torque aerodinâmico e, portanto, a eficiência da turbina. Em decorrência disso, F_y , F_z , M_y e M_z também são alteradas tanto em amplitude de oscilação como em torno do valor médio que oscilam. A única característica que é mantida constante, portanto, é a frequência de oscilação das forças e momentos aerodinâmicos no eixo, em 0.6 Hz.

8.3 Caso 3 – Resultados e análise

Para o último caso de turbinas fixas, adicionou-se na simulação o ângulo de yaw entre vento incidente e plano de rotação do rotor. O código mostrou mais uma vez excelente concordância com resultados do FAST.

Figura 8.11 – Forças aerodinâmicas no sistema de coordenadas do cubo: Caso 3.

Figura 8.12 – Momentos aerodinâmicos no sistema de coordenadas do cubo: Caso 3.

As forças e momentos aerodinâmicos, quando decompostos no sistema de coordenadas do eixo, fornecem os seguintes resultados:

Figura 8.13 – Forças aerodinâmicas no sistema de coordenadas do eixo: Caso 3.

Figura 8.14 – Momentos aerodinâmicos no sistema de coordenadas do eixo: Caso 3.

A análise das forças e momentos no domínio da frequência pode ser vista, por sua vez, na Figura 8.15

Figura 8.15 – Amplitude e frequência de oscilação das forças e momentos aerodinâmicos: Caso 3.

A mesma discussão da seção anterior acerca dos novos valores de amplitude e valor médio de oscilação pode ser realizada aqui.

8.4 Considerações sobre o movimento da turbina eólica flutuante

Com o código validado para turbinas fixas, a atenção volta-se para a inclusão de movimento de corpo rígido que permita a análise de turbinas flutuantes. Como explicitado anteriormente, o objetivo do trabalho não é calcular equação de movimento. Por esse motivo, definiu-se que os dados de movimento da plataforma (deslocamento e velocidades) fossem adquiridos através de uma fonte externa e então colocados como dado de entrada no código.

Para dados de onda, foi considerada uma onda regular, de 10 segundos de período com amplitude de 1.0 metro. A incidência da onda usada foi de 45° para que fossem garantidos movimentos de ordem razoável em todos os graus de liberdade, uma vez que, pela simetria da plataforma, se a incidência fosse de 0° , por exemplo, o deslocamento de *Sway* seria baixa comparada com as demais e sua influência nos resultados aerodinâmicos não poderia ser verificada apropriadamente.

Assim, simulou-se o comportamento da turbina do projeto OC4 com base na plataforma semissubmersível no FAST. Para demonstrar o efeito que a aerodinâmica possui no comportamento do sistema, simulou-se dois casos: um sem vento e com o rotor parado, não produzindo, portanto, forças aerodinâmicas, e outro com vento e rotor com velocidade constante de 12 rpm. Os movimentos extraídos do FAST para os casos propostos estão contidos na Figura 8.16 e na Figura 8.17.

Como principal diferença, nota-se que os movimentos de *Surge* e *Pitch* oscilam em torno de um valor não nulo quando a aerodinâmica está inclusa. Isso é decorrente da presença do empuxo aerodinâmico gerado pela turbina eólica. Essa força, por ser de valor considerável perto da restauração da amarração, desloca todo o sistema em torno de seis metros, quando finalmente é equilibrada. Além disso, por estar muito acima do centro de rotação da plataforma, produz um momento que tende a emborcar o conjunto turbina-plataforma, produzindo assim uma oscilação em torno de um valor não nulo em *Pitch*.

Figura 8.16 – Movimentos da plataforma do projeto OC4: sem aerodinâmica.

Figura 8.17 – Movimentos da plataforma do projeto OC4: com aerodinâmica.

Observa-se dentre os movimentos, nos dois casos, uma oscilação transiente que tende a se dissipar com o tempo, caracterizada pela solução homogênea e pela frequência natural da plataforma, e uma oscilação permanente caracterizada pela solução particular devido à incidência de ondas e sua frequência associada de 0.1 segundos.

8.5 Caso 4 – Resultados e análise

Os resultados das forças e momentos aerodinâmicos no sistema de coordenadas do cubo estão contidos na Figura 8.18 e na Figura 8.19. Para melhor apresentá-los, escolheu-se considerar apenas os últimos 200 segundos de simulação ($400 \leq t \leq 600$ s), quando o movimento transiente apresenta baixa amplitude (vide item anterior). Observa-se que, comparativamente ao caso 3, embora ainda possua um caráter oscilatório, as forças e momentos aerodinâmicos mudaram de características. Ao decompô-las no sistema de coordenadas do eixo (Figura 8.20 e Figura 8.21) e realizar uma análise no domínio da frequência (Figura 8.22), é possível distinguir duas frequências de oscilação: uma menor, em torno de 0.1 Hz, proveniente da frequência de onda regular considerada; e uma segunda, de 0.6 Hz, proveniente da rotação das

pás, sendo esta frequência observada em todos os gráficos até agora analisados, do caso 1 ao caso 3.

Figura 8.18 – Forças aerodinâmicas no sistema de coordenadas do cubo: Caso 4.

Figura 8.19 – Momentos aerodinâmicos no sistema de coordenadas do cubo: Caso 4.

Figura 8.20 – Forças aerodinâmicas no sistema de coordenadas do eixo: Caso 4.

Figura 8.21 – Momentos aerodinâmicos no sistema de coordenadas do eixo: Caso 4.

Figura 8.22 – Amplitude e frequência de oscilação das forças e momentos aerodinâmicos: Caso 4.

É interessante notar que para todas as componentes analisadas a amplitude de força ou momento na frequência de onda é sempre maior que a amplitude na frequência de rotação das pás, demonstrando a importância que a característica de possuir uma base flutuante tem nos resultados aerodinâmicos. Por fim, os resultados obtidos pelo código continuaram a mostrar excelente concordância com os obtidos pelo FAST.

9 CONCLUSÃO

Esta dissertação apresentou o desenvolvimento de um método numérico voltado para análise aerodinâmica de turbinas eólicas fixas e flutuantes no domínio do tempo utilizando a teoria da quantidade de movimento do elemento de pá. Apesar de conceitualmente simples, essa teoria normalmente é adotada em conjunto com algumas correções para que resultados numéricos se adequem à experimentais.

Com base nesta teoria, um código numérico foi implementado em C++. A estratégia de simulação definida para turbinas flutuantes baseou-se em receber dados externos do movimento de corpo rígido da plataforma (deslocamentos, rotações e velocidades) e utilizá-los como dado de entrada do programa. Assim, simplifica-se a modelagem e elimina-se uma potencial fonte de erro para verificação do código.

Utilizando-se do software FAST, analisou-se a turbina eólica do projeto *Offshore Code Comparison Collaboration Continuation* (OC4), considerando-a tanto fixa quanto flutuante. Os resultados de forças e momentos aerodinâmicos entre FAST e código mostraram excelente concordância para os casos analisados. Destaca-se que o código apresentou um bom desempenho computacional, rodando as simulações em poucos minutos. Como pontos que podem adicionar à capacidade de modelagem do código, incluem-se: modelo de forças de vento na torre da turbina eólica e geometria mais complexa das pás, que podem apresentar curvatura no plano e fora do plano para que não sejam necessariamente retas. Um possível estudo seria adicionar o algoritmo proposto por Sun et al. (2017) e o comparar em termos de resultados e performance computacional com o de Ning (2014), de forma que ao simular os casos, fosse possível escolher o algoritmo desejado.

O acoplamento com códigos voltados para a hidrodinâmica de turbinas eólicas flutuantes e que realizem o cálculo da equação de movimento do sistema representa um grande passo no projeto de desenvolvimento de um *software* acadêmico. Nesse sentido, planeja-se como próximo passo a unificação com o código baseado na equação de Morison (Souza do Carmo, 2016), que apresentou bons resultados e bom desempenho computacional.

10 BIBLIOGRAFIA

ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE ENERGIA EÓLICA. **Boletim anual de geração eólica 2017**. São Paulo, 2018.

BERGEY, K. H. The Lanchester-Betz limit. **Journal of Energy**, Vol. 3(6), pp. 382-384, 1979.

BETZ, A. Das Maximum der theoretisch möglichen Ausnützung des Windes durch Windmotoren. **Zeitschrift für das gesamte Turbinenwesen**, v. 26, pp. 307-309, 1920 (Tradução em inglês em: BETZ, A. The maximum of the theoretically possible exploitation of wind by means of a wind motor. **Wind Engineering**, v. 37(4), pp. 441-446).

BUHL, M. L. **A new empirical relationship between thrust coefficient and induction factor for the turbulent windmill state**. Golden, Estados Unidos: National Renewable Energy Laboratory, 2005.

BURTON, T.; SHARPE, D.; JENKINS, N.; BOSSANYI, E. **Wind energy handbook**. Inglaterra: John Wiley & Sons. Ltd., 2001.

BRANLARD, E. **Wind turbine tip-loss corrections**. Master's thesis, Risø-DTU, Siemens Energy Inc., 2011.

EDP. WindFloat regressa ao porto depois de missão bem-sucedida no mar, 2016 Disponível em: <<https://www.edp.com/pt-pt/noticias/windfloat-regressa-ao-porto-depois-de-missao-bem-sucedida-no-mar>>. Acesso em: 24 out. 2018.

EQUINOR. Hywind - the world's leading floating offshore wind solution, 2017. Disponível em: <<https://www.equinor.com/en/what-we-do/hywind-where-the-wind-takes-us.html>>. Acesso em: 24 out. 2018.

FAPESP. Potencial eólico em terra do Brasil pode ser seis vezes maior que o estimado. Disponível em: <<http://agencia.fapesp.br/potencial-eolico-em-terra-do-brasil-pode-ser-seis-vezes-maior-do-que-o-estimado/24053/>>. Acesso em: 24 out. 2018.

FROUDE, R. E. On the part played in propulsion by difference in pressure. **Transactions of the Institute of Naval Architects**, v. 30, pp. 390-423, 1889.

GLAUERT, H. The analysis of experimental results in the windmill break and vortex ring states of an airscrew. **ARCR R&M**, Nº 126, 1926.

GLAUERT, H. Airplane propellers (Division L). In: DURAND, W. F. **Aerodynamic Theory IV**. 1935, pp. 169-360.

GOLDSTEIN, S. On the vortex theory of screw propellers. **St. John's College**, Cambridge, 1929.

HANSEN, M. O. L. **Aerodynamics of Wind Turbines**. 2ª edição. Londres, Reino Unido: Earthscan, 2008.

JONKMAN, J. M.; BUHL, M. L. **FAST user's guide**. Golden, Estados Unidos: National Renewable Energy Laboratory, 2005.

JONKMAN, J. M. **Dynamics modeling and loads analysis of an offshore floating wind turbine**. PhD thesis, Department of Aerospace Engineering Sciences, University of Colorado, 2007.

JONKMAN, J. M.; BUTTERFIELD, S.; MUSIAL, W.; SCOTT, G. **Definition of a 5-MW reference wind turbine for offshore system development**. Golden, Estados Unidos: National Renewable Energy Laboratory, 2009.

JONKMAN, J. M.; ROBERTSON, A. N.; HAYMAN, G. J. **Hydrodyn user's guide and theory manual**. Golden, Estados Unidos: National Renewable Energy Laboratory, 2015.

JONKMAN, J. M.; HAYMAN, G. J.; JONKMAN, B. J.; DAMIANI, R. R. **Aerodyn v15 user's guide and theory manual**. Golden, Estados Unidos: National Renewable Energy Laboratory, 2015.

MCWILLIAM, M.; CRAWFORD, C. The Behavior of Fixed Point Iteration and Newton-Raphson Methods in Solving the Blade Element Momentum Equations. **Wind Engineering**, v. 35(1), pp. 17–31, 2011.

NING, S. A. A simple solution method for the blade element momentum equations with guaranteed convergence. **Wind Energy**, v. 17(9), pp. 1327–1345, 2014.

PRANDTL, L. **Applications of modern hydrodynamics to aeronautics**. Estados Unidos: National Advisory Committee for Aeronautics, nº 116, 1921.

RANKINE, W. J. M. On the Mechanical Principles of the Action of Propellers, **Transactions of the Institute of Naval Architects**, v. 06, pp. 13-39, 1865.

RENEWABLE ENERGY NETWORK FOR THE 21ST CENTURY. **Renewables 2018 global status**. Paris, França, 2018.

ROBERTSON, A. N.; JONKMAN, J. M.; MASCIOLA, M.; SONG, H.; GOUPEE, A.; COULLING, A.; LUAN, C. **Definition of the semisubmersible floating system for phase II of OC4**. Golden, Estados Unidos: National Renewable Energy Laboratory, 2014.

ROBERTSON, A. N.; WENDT, F.; JONKMAN, J. M.; POPKO, W.; DAGHER, H.; GUEYDON, S.; QVIST, J.; VITTORI, F.; AZCONA, J.; UZUNOGLU, E.; SOARES, C. G.; HARRIES, R.; YDE, A.; GALINOS, C.; HERMANS, K.; DE VAAL, J. B.; BOZONNET, P.; BOUY, L.; BAYATI, I.; BERGUA, R.; GALVAN, J.; MENDIKOA, I.; SANCHEZ, C. B.; SHIN, H.; OH, S.; MOLINS, C.; DEBRUYNE, Y. OC5 project phase II: validation of global loads of the DeepCwind floating semisubmersible wind turbine. **Energy Procedia**, v. 137, pp. 38-57, 2017.

RUGGERI, F. **A higher order time domain panel method for linear and weakly non linear seakeeping problems**. 2016, 228 p., Tese de Doutorado (Engenharia Naval e Oceânica) – Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2016.

SHEN, W. Z.; MIKKELSEN, R.; SØRENSEN, J. N.; BAK, C. Tip loss corrections for wind turbine computations. **Wind Energy**, v. 8(4), pp. 457-475, 2005.

SOUZA DO CARMO, L. H. **Aplicação da equação de Morison na modelagem hidrodinâmica de turbinas eólicas flutuantes**. 2016, 86 p., Trabalho de Conclusão do Curso (Engenharia Naval e Oceânica) – Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2016.

SUN, Z.; SHEN, W. Z.; CHEN, J.; ZHU, W. J. Improved fixed point iterative method for blade element momentum computations. **Wind Energy**, v. 20(9), pp. 1585–1600, 2017.

Sørensen, J. N.; Van Kuik, G. A. General momentum theory for wind turbines at low tip speed ratios. **Wind Energy**, v. 14(7), pp. 821-839, 2011.

Van Kuik, G. A. M.; Sørensen, J. N.; Okulov, V. L. Rotor theories by Professor Joukowski: Momentum theories. **Progress in Aerospace Science**, v. 73, pp. 1-18, 2015.

WIND EUROPE. **Offshore Wind in Europe: key trends and statistics 2017**. Bruxelas, Bélgica, 2018.

WORLD ECONOMIC FORUM. **Renewable infrastructure investment handbook**. Geneva, Suíça, 2016.