



# **ANÁLISE QUASE-ESTACIONÁRIA DE PEQUENA TURBINA EÓLICA COM PÁS CURVADAS**

Mauro José Guerreiro Veloso

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Recursos Naturais da Amazônia, PRODERNA, ITEC, da Universidade Federal do Pará, como parte dos requisitos necessários para a obtenção do título de Doutor em Engenharia de Recursos Naturais.

Orientadores:

Prof. Dr. Jerson Rogério Pinheiro Vaz

Prof. Dr. Antônio Maia de Jesus Chaves Neto

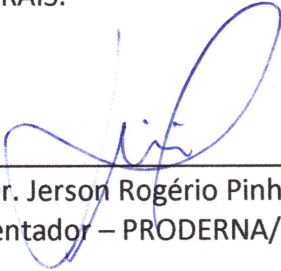
Belém- PA  
Outubro de 2023

## “ANÁLISE QUASE-ESTACIONÁRIA DE PEQUENA TURBINA EÓLICA COM PÁS CURVADAS”

**Mauro José Guerreiro Veloso**

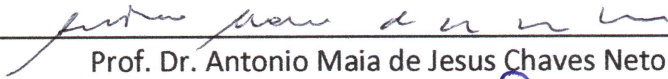
TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA DE RECURSOS NATURAIS DA AMAZÔNIA - PRODERNA/ITEC/UFPA COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR EM ENGENHARIA DE RECURSOS NATURAIS.

Aprovada por:



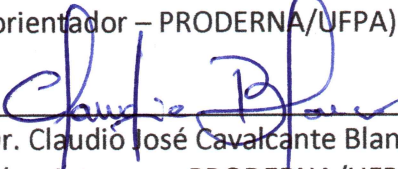
---

Prof. Dr. Jerson Rogério Pinheiro Vaz  
(Orientador – PRODERNA/UFPA)



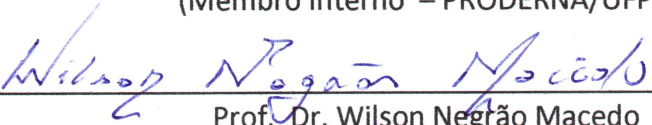
---

Prof. Dr. Antonio Maia de Jesus Chaves Neto  
(Coorientador – PRODERNA/UFPA)




---

Prof. Dr. Claudio José Cavalcante Blanco  
(Membro Interno – PRODERNA/UFPA)



---

Prof. Dr. Wilson Negrão Macedo  
(Membro Interno – PRODERNA/UFPA)



---

Prof. Dr. Marcos André Barros Galhardo  
(Membro Externo ao Programa – PPGE/UFPA)



---

Prof. Dr. Daniel Onofre de Almeida Cruz  
(Membro Externo à Instituição – COPPE/UFRJ)

Belém, PA - Brasil  
Outubro de 2023

## FICHA CATALOGRÁFICA

**Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP) de acordo com ISBD  
Biblioteca do Instituto de Tecnologia / UFPA – Belém-PA**

---

V443a      Veloso, Mauro José Guerreiro, 1959-  
              Análise quase-estacionária de pequena turbina eólica  
              com pás curvadas/Mauro José Guerreiro Veloso. — 2023.

              Orientador: Jerson Rogério Pinheiro Vaz, Antonio  
              Maia de Jesus Chaves Neto.

              Tese (Doutorado) – Universidade Federal do  
              Pará, Instituto de Tecnologia, Programa de Pós-  
              Graduação em Engenharia de Recursos Naturais na  
              Amazônia, Belém, 2023.

              1. Energia eólica 2. Turbinas eólicas 3. Energia  
              renovável I. Título.

CDD 23. ed. – 621.312136

---

**Elaborado por Maria Ivone Maia da Costa – CRB-2/768**

## DEDICATÓRIA

À minha esposa Rossana e meus filhos Gabriela, Mariana e Gabriel.

## AGRADECIMENTOS

Agradeço à minha esposa Rossana, aos meus filhos Gabriela, Mariana e Gabriel, pelo incentivo e a quem dedico este trabalho.

Aos meus pais, José Maria Barra Veloso (*in memoriam*) e Núbia Guerreiro Veloso que não mediram esforços para proporcionar-me boa educação e sempre acreditaram em mim e me incentivaram.

Ao Prof. Jerson Rogério Pinheiro Vaz, pela orientação, e que esteve sempre disponível para esclarecer e compartilhar sua experiência profissional durante o desenvolvimento deste trabalho.

Ao Prof. Antônio Maia de Jesus Chaves Neto pelo incentivo e apoio no desenvolvimento deste trabalho.

Ao Prof. Manoel José dos Santos Sena pelas críticas e sugestões.

À minhas Professoras, desde as primeiras letras, e em especial, a Profa. Edna Souza, minha professora do 3º ano do ensino fundamental, e Professores, pois todos eles contribuíram para minha educação não apenas formal, mas, também, como pessoa.

Tese apresentada ao PRODERNA/UFPa como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Doutor em Engenharia de Recursos Naturais (Dr. Eng.)

## **ANÁLISE QUASE-ESTACIONÁRIA DE PEQUENA TURBINA EÓLICA COM PÁS CURVADAS**

Mauro José Guerreiro Veloso

Outubro/2023

Orientadores: Prof. Dr. Jerson Rogério Pinheiro Vaz

Prof. Dr. Antônio Maia de Jesus Chaves Neto

Área de Concentração: Uso e Transformação de Recursos Naturais

Nos últimos anos, o crescimento da potência instalada em energia renovável tem se destacado no Brasil, em particular a energia eólica, que registou um crescimento de 14,3% entre os anos de 2021 e 2022, segundo dados do anuário estatístico energético nacional de 2023. Apesar desse contexto, relatos mostram que o Brasil enfrenta diversos entraves na geração por energia eólica dentre eles a pesquisa e o desenvolvimento nessa temática. Nesse ambiente, pesquisadores têm realizado estudos em energia renováveis, e, especialmente, em análise de desempenho e projeto em turbinas eólicas, com o propósito de mitigar tal lacuna. Entretanto, essas pesquisas não contemplam análise de desempenho na partida de pequenas turbinas eólicas com diferentes curvaturas de pás. Nesse sentido, este trabalho tem como objetivo principal analisar a influência de diferentes ângulos de curvatura da pá no desempenho durante a partida do conjunto acoplado turbina-gerador, a partir da aplicação da hipótese de regime quase-estacionário, do método estendido de Palmgren e da teoria do elemento de pá. Os resultados experimentais de medições em turbinas de pás retas, disponíveis na literatura, foram empregados como referência e para validação da metodologia. As simulações numéricas mostram que, durante a partida, as turbinas de pás retas e pás curvadas para frente partem em menor tempo, são cerca de 19,9% mais rápidas na partida, e a velocidade do vento mínima necessária para partida é 10,7% menor que das turbinas de pás curvadas para trás. Os resultados mostram, ainda, que as turbinas de pás em arco e curvadas para trás incrementam em até 5,86% o torque

dissipativo e aumentam em 22% os esforços dinâmicos em relação às turbinas de pás retas. Esses resultados refletem a importância da geometria da pá no desempenho da turbina e ressaltam a existência de um ângulo de curvatura na qual a turbina apresenta melhor desempenho em relação a outras configurações de curvaturas de pás.

Palavras-chave: Turbinas com Pás Curvadas, Turbina Eólica, Teoria do Elemento de Pá, Partida de Turbina Eólica.

Thesis presented to PRODERNA / UFPA as part of fulfilling the requirements for the Doctor of Natural Resource Engineering (D. Eng.)

## **QUASI-STATIONARY ANALYSIS OF SMALL SWEEP-BLADE WIND TURBINE**

Mauro José Guerreiro Veloso

August/2022

Supervisors: Prof. Dr. Jerson Rogério Pinheiro Vaz

Prof. Dr. Antônio Maia de Jesus Chaves Neto

Research Area: Use and Transformation of Natural Resources

The installed power generation capacity in renewable energy has stood out in Brazil lately. The Anuário Estatístico Energético Nacional 2023 reported that wind energy improved by 14.3% from 2021 to 2022. Despite the wind energy potential generation in Brazil, there are still obstacles to overcome, including challenges in research and development. So, researchers have conducted investigations on renewable energy, focusing on studying wind turbines' design and performance evaluation and other efforts to alleviate that task. Hence, research has not been conducted on the dynamic starting behavior of small wind turbines with different blade curvatures in wind power systems. In this sense, the main objective of this work is to analyze the influence of different angles of blade curvature on the dynamic response on starting the coupled turbine-generator set. Newton's second law, the blade element theory, and the extension of the Palmgren method are applied to obtain the wind turbine behavior at the start. The dynamic behavior measurements available in the literature at the start of the straight-blade wind turbine is been applied as a reference baseline to validate the methodology. Numerical simulations demonstrate that during start-up, turbines with straight blades and forward-swept blades start in less time, are approximately 19.9% faster at starting, and require 10.7% less wind speed than turbines with backward-swept blades. Compared to straight-blade turbines, backward-swept blade turbines increase the dissipative torque up to 5.86% and the dynamic efforts by 22%. These results indicate the significance of blade geometry on



turbine performance and the existence of a swept angle at which the turbine performs better than other angles of the swept blade.

Keywords: Wind Turbine Swept Blade, Small Wind Turbine, Blade Element Theory, Turbine Starting.

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>1</b>
1.1	MOTIVAÇÃO	1
1.2	JUSTIFICATIVA	2
1.3	INOVAÇÃO	4
1.4	OBJETIVOS	4
1.4.1	OBJETIVO GERAL	4
1.4.1	OBJETIVOS ESPECÍFICOS	4
1.5	ORGANIZAÇÃO DA TESE	5
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	6
3	REFERÊNCIAL TEÓRICO	13
3.1	EQUAÇÃO DO MOVIMENTO	13
3.2	TEÓRIA DO MOMENTUM DO ELEMENTO DE PÁ PARA TURBINAS COM PÁS CURVADAS	15
3.3	TORQUE DISSIPATIVO	30
4	MATERIAIS E MÉTODOS	36
5	RESULTADOS E DISCUSSÕES	42
6	CONCLUSÕES	61
	REFERÊNCIAS	64
	APÊNDICE I	70
	APÊNDICE II	77

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1:	Geração de energia global a partir de 1800	1
Figura 2:	Evolução da capacidade instalada de geração eólica no Brasil em MW.	3
Figura 3:	Resultados de Rueda e Vaz confrontados aos resultados de Bao e Ye.	7
Figura 4:	Coefficiente de potência da turbina de pá curvada para frente comparado a pá reta.	7
Figura 5:	Coefficiente de empuxo da turbina de pá curvada para trás comparado a pá reta.	8
Figura 6:	Torque dissipativo avaliados pelos modelos estendido de Palmgen e SKF modificado.	9
Figura 7:	Desenho esquemático de uma turbina eólica com pás curvadas para frente.	13
Figura 8:	Rotor da turbina de pá reta de perfil de arco-circular.	16
Figura 9:	Detalhe da pá reta de perfil arco-circular de corda constante e ângulo de torção $\theta$ .	17
Figura 10:	Lugar geométrico do baricentro dos diversos elementos de pá curvada para trás com ângulo de curvatura global de $30^\circ$ .	18
Figura 11:	Curvaturas das pás de perfil arco-circular com sentido horário de rotação: (a) curvada para frente, (b) reta, (c) curvada para trás.	18
Figura 12:	Desenho da seção da pá de perfil arco-circular, no qual observa-se o triângulo de velocidade.	20
Figura 13:	Forças de sustentação e arrasto por unidade de comprimento e respectivas componentes.	21
Figura 14:	Desenho esquemático do rotor com as pás retas.	24
Figura 15:	Torque resistente versus tempo de partida de pequena turbina eólica.	31
Figura 16:	Variação do ângulo de torção da pá em função de $r/R$ .	37
Figura 17:	Fotografia da turbina de perfil arco circular reta e desenho esquemático do rotor de pá reta de perfil arco circular.	38
Figura 18:	Desenho da pá reta de perfil de arco circular.	38

Figura 19:	(a) Desenho esquemático do rotor com pás de perfil arco circular curvadas para frente; (b) Desenho da pá curvada para frente.	39
Figura 20:	(a) Turbina eólica com pás de perfil arco circular curvadas para trás; (b) Desenho da pá de perfil arco circular curvada para trás.	39
Figura 21:	Frequência reduzida na ponta da pá, $K_{\alpha,tip}$ .	43
Figura 22:	Distribuição da diferença entre valores da frequência reduzida calculados a partir de dados do modelo teórico e de dados experimentais.	44
Figura 23:	Solução numérica e medições experimentais da velocidade angular e velocidade do vento.	46
Figura 24:	Número de Reynolds ao longo da pá logo após a partida da turbina.	46
Figura 25:	Ângulo de ataque após a partida da turbina ao longo do comprimento da pá.	47
Figura 26:	Local do ponto de descolamento do escoamento na face convexa do perfil em função do número de Reynolds.	48
Figura 27:	Coefficiente de torque em função de TSR ( $\lambda$ ) para diferentes curvaturas de pás de turbina eólica de eixo horizontal durante a partida.	49
Figura 28:	Coefficiente de torque versus tempo para diversas configurações de curvatura de pás.	50
Figura 29:	Os gráficos mostram as medições da velocidade do vento, a função média entre os valores experimentais da velocidade, avaliada para cada intervalo de tempo, e correspondentes torques calculados.	51
Figura 30:	Oscilações nas medições da velocidade do vento e a velocidade média e correspondentes torques calculados.	51
Figura 31:	Coefficiente de empuxo em relação a TSR ( $\lambda$ ). Observa-se que para $\lambda < 1,4$ , as turbinas com pás curvadas para frente possuem menores valores de $C_T$ .	52

Figura 32:	Coeficiente de empuxo versus tempo, os resultados mostram que pás curvadas para frente possuem os menores valores de $C_T$ em relação as pás retas.	53
Figura 33:	Torque dissipativo após a partida da turbina em relação ao tempo para diversas configurações de curvaturas das pás.	55
Figura 34:	Gráfico do torque resultante e da velocidade angular durante a partida da turbina.	56
Figura 35:	Gráfico do torque de eixo e velocidade do vento e respectivo tempo de partida.	58
Figura 36:	Potência necessária na partida da turbina para diversas curvaturas de pás.	59
Figura 37:	Velocidade do vento mínima para partida do rotor com diversas configurações de curvaturas de pás.	56

## LISTA DE TABELAS

Tabela 1:	Evolução global da capacidade instalada de pequenas turbinas eólicas.	3
Tabela 2:	Parâmetros de Palmgren para mancais de rolamentos de pista profunda.	34
Tabela 3:	Valores para $f_0$ de acordo com o tipo de mancal de rolamento e lubrificação.	35
Tabela 4:	Parâmetros para os cálculos do torque de atrito no selo mecânico e devido ao deslizamento.	36
Tabela 5:	Parâmetros do modelo numérico.	40
Tabela 6:	Número de intervalos de tempo, velocidade angular média e erro relativo.	45
Tabela 7:	Torque dissipativo médio e respectivo percentual de variação em relação a pá reta.	55
Tabela 8:	Valores pico do torque resultante, aceleração e velocidade angular média, em regime, para diversas configurações de curvaturas de rotor com perfil arco-circular.	57
Tabela 9:	Máximos valores de potência de partida dos rotores com diversas configurações de curvaturas das pás.	59

## LISTA DE SÍMBOLOS E NOMENCLATURAS

$a, a'$	Fatores de indução axial e tangencial, respectivamente
$A1, A2, A3, A4,$ $A5, A6, A7, A8,$ $A9$	Variáveis temporárias
$B$	Número de pás
$B1, B2, B3, B4$	Variáveis temporárias
$c_i$	Comprimento de corda
$c_d$	Coefficiente de arrasto da barra de fixação da pá
$C1, C2, C3, C4$	Varáveis temporárias
$C_L$	Coefficiente de sustentação
$C_{L,max}$	Coefficiente máximo de sustentação
$C_D$	Coefficiente de arrasto
$C_{D,max}$	Coefficiente máximo de arrasto
$C_{n,i}$	Coefficiente de força normal
$C_{t,i}$	Coefficiente de força tangencial
$C_T$	Coefficiente de empuxo
$C_Q$	Coefficiente de torque
$C_S$	Carga estática básica
$CMPB$	Constante de torque de arrasto do freio
$dm$	Diâmetro nominal do mancal de rolamento
$ds$	Diâmetro do selo do mancal
$d_r$	Diâmetro da barra de fixação da pá

$F_{n,i}$	Força normal no elemento de pá
$F_r$	Força radial
$F_{t,i}$	Força tangencial no elemento de pá
$F_T$	Força de empuxo
$F_S$	Carga estática equivalente
$F_\beta$	Parâmetro empírico Palmgren de carga no mancal
$G_{sl}$	Força empírica de atrito de deslizamento.
$i_{st}$	Expoente de Stribeck
$J_T$	Momento polar de inércia total da turbina
$J_g$	Momento de inércia de massa do gerador
$K_{a,tip}$	Frequência reduzida na ponta da pá.
$K_1, K_2$	Constantes de atrito de deslizamento do mancal
$n$	Rotação da turbina em rpm
$n_{st}$	Frequência de Stribeck em rpm
$r_i$	Posição radial da seção da pá no modelo BEM
$r_b$	Raio de fixação da pá no hub
$r_h$	Raio do hub
$r_r$	Raio de fixação da pá no início da pá
$R$	Raio da turbina
$S1, S2$	Constantes de deslizamento da formulação de Palmgren estendida
$T_D$	Torque dissipativo, equação do movimento
$T_{D,p*}$	Torque dissipativo, método estendido de Palmgren



$T_L$	Torque devido a força de atrito
$T_V$	Torque devido a força de atrito viscosa
$T_Q$	Torque aerodinâmico
$T_{sl}$	Torque do atrito de deslizamento do mancal de rolamento
$T_{seal}$	Torque de atrito nos selos mecânicos dos mancais de rolamentos
$V_0$	Velocidade do vento a montante
$X_s$	Fator de carga radial do mancal de rolamento
$x$	Razão de velocidade local
$Y_s$	Fator de carga axial do mancal de rolamento
$y$	Fator empírico de carga de Palmgren
$W$	Velocidade relativa do escoamento de ar
$z$	Expoente de fator de carga
$\alpha_i$	Ângulo de ataque na pá
$\alpha_s$	Ângulo de estolagem
$\alpha_F$	Ângulo de contato do mancal de rolamento
$\beta_N$	Ângulo global de curvatura da pá
$\beta_i$	Ângulo de curvatura local
$\beta^*$	Expoente para a força de atrito empírica no selo mecânico do mancal
$\theta_i$	Ângulo de torção da pá
$\kappa$	Razão de aspecto
$\lambda$	Razão de velocidade da ponta da pá
$\mu_{bl}$	Parâmetro de atrito de deslizamento no mancal

$\mu_{EHL}$		Coeficiente de atrito para a película de lubrificação completa
	$\sigma$	Índice de solidez
$\phi_{bl}$		Fator misto de lubrificação
$\phi_{ish}$		Fator de redução do aquecimento por cisalhamento na entrada do escoamento do lubrificante no mancal
$\phi_{rs}$		Fator de redução cinemática por retroalimentação e falta de fluido lubrificante
$\Omega$		Velocidade angular da turbina

## LISTA DE SIGLAS

ANEEL	Agência Nacional de Energia Elétrica
BEMT	Teoria do momento do elemento de pá
CFD	Dinâmica dos fluidos computacional
ELETROBRAS	Centrais Elétricas Brasileiras S.A
EPE	Empresa de Pesquisa Energética
GWEC	Conselho Mundial de Energia Eólica
TSR	Razão de velocidade na ponta da pá

# 1- INTRODUÇÃO

## 1.1 Motivação

A partir da descoberta da indução eletromagnética por Micheal Faraday e Joseph Henry no século XIX (SMITH, 2016) e com a formulação matemática das equações do eletromagnetismo realizadas por James C. Maxwell (GIULIANI, 2021), a geração, distribuição de energia elétrica e a industrialização passaram por desenvolvimento extraordinário nos anos seguintes.

O desenvolvimento dos motores de combustão interna, turbinas a gás e a vapor e geração a partir de carvão mineral formaram a base da matriz energética global. Na figura 1 é apresentada a evolução da geração de energia a partir do ano de 1800 na qual se observa o crescimento exponencial até 2021 (RAJAMOHAN *et al.*, 2022 e RICHIE, 2021).

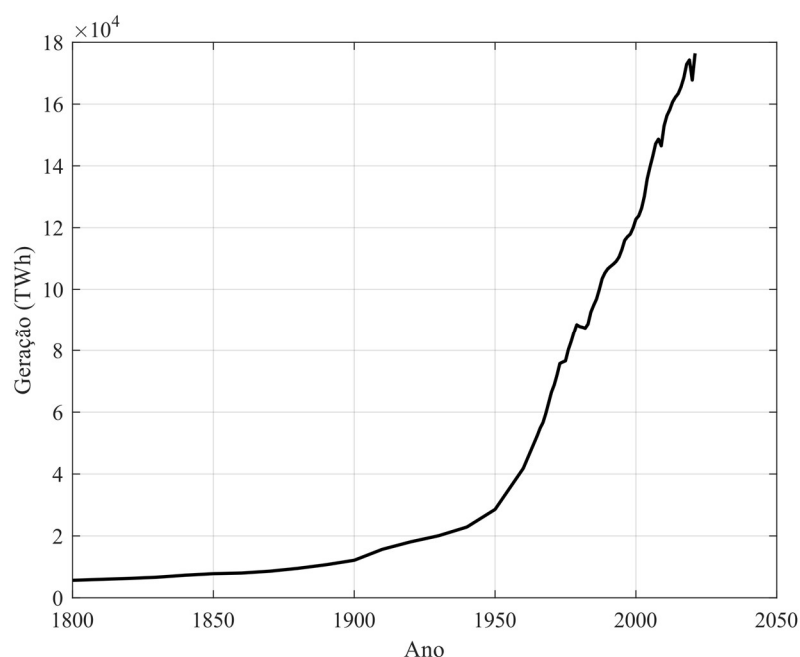


Figura 1. Geração de energia global a partir de 1800.

Fonte: RICHIE (2021).

Essa expansão exponencial incrementou a geração de energia movida a combustíveis fósseis impactando no clima com o aumento das emissões de carbono (YORO e DARAMOLA, 2020).

A crise energética de 2001 fez com que o Brasil incrementasse a política pública de aumento da participação de fontes de energia renováveis na matriz energética nacional

(RAMOS JÚNIOR *et al.*, 2022). Essa política foi iniciada em 1961 com implantação da Eletrobras, como uma Agência governamental para realizar estudos, projetos, construção de usinas elétricas e linhas de transmissão que culminou com a construção de grandes hidrelétricas até o ano 1980 (ALFREDSSEN *et al.*, 2022).

Atualmente, a capacidade instalada da matriz elétrica nacional é composta por 83,81% de fontes renováveis, com 13,95% correspondente à energia eólica (ANEEL, 2023), o que equivale a 27,364 GW que, segundo dados do relatório de energia eólica do *Global Wind Energy Council*, representa a aproximadamente 3% da capacidade instalada da energia eólica global (GWEC GLOBAL WIND ENERGY COUNCIL, 2023).

Estudos mostram que o potencial eólico nacional *onshore* para torres com até 100 m de altura é de 880 GW, e o potencial *offshore*, para sítios de até 50 m de profundidade, corresponde a 697 GW (RAMOS JÚNIOR *et al.*, 2022).

Apesar desse potencial eólico de 1,577 TW, são relatados diversos entraves que o Brasil enfrenta para implantação de parques eólicos, dentre eles destaca-se a pesquisa e desenvolvimento de produtos para atender essa demanda (DIÓGENES *et al.*, 2019). Nesse contexto, o tema deste trabalho contribui no desenvolvimento da temática de geração por energia eólica, sendo este um forte motivo da presente pesquisa.

## **1.2 Justificativa**

A evolução da capacidade instalada de geração de energia eólica no país, apresentada na figura 2, mostra um crescimento acentuado nos últimos 10 anos. Dados estatísticos apontam que, entre os anos de 2018 a 2022, a capacidade instalada de geração eólica cresceu 65,2% (EPE - EMPRESA DE PESQUISA ENERGÉTICA, 2023).

No Brasil, apesar do crescimento acentuado da capacidade instalada em geração por energia eólica, os dados mostram um crescimento tímido nessa geração a partir de pequenas turbinas eólicas frente aos grandes produtores globais, tais como a China e a Dinamarca, que participam com 48,3% da capacidade instalada em pequenas turbinas eólicas em nível global (Tabela 1).

A discrepância da capacidade instalada entre pequenos e grandes empreendimentos eólicos implantados no Brasil é consequência de políticas públicas e dos incentivos governamentais voltados aos grandes parques geradores, segundo relato de MOREIRA CHAGAS *et al.* (2020). Atualmente, há 968 parques eólicos no Brasil com potência instalada de 27,36 GW, por outro lado há, somente, 89 empreendimentos de microgeração distribuída empregando a fonte eólica, com potência instalada de 688,95 KW, segundo dados de outubro de 2023 (ANEEL, 2023). Estudos recentes mostram que

a falta de incentivos econômicos, financeiros, regulatórios e em pesquisa e desenvolvimento são os principais entraves ao crescimento desta tecnologia no Brasil segundo os trabalhos de ARAÚJO *et al.* (2021) e RAMOS JÚNIOR *et al.* (2022).

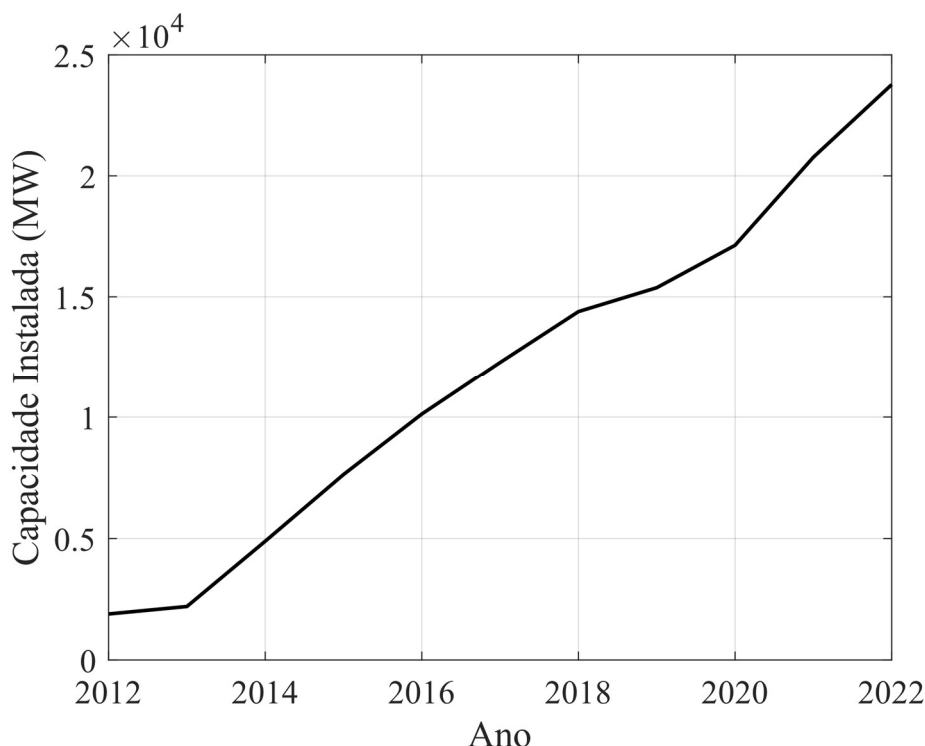


Figura 2. Evolução da capacidade instalada de geração eólica no Brasil em MW.

Fonte: EPE - EMPRESA DE PESQUISA ENERGÉTICA (2023).

Tabela 1: Evolução global da capacidade instalada de pequenas turbinas eólicas.

País	Acumulado por Ano (em MW)											Total Acumulado	Anos Acumulados
	antes de 2012	2013	2014	2015	2016	2017	2018	2019	2020	2021			
Austrália	-		0,02	0,03	-	0,02	-	0,01	0	0		1,47	2001-2021
Brasil	0	0,03	0,02	0,11	0,04	0,11	0,29	0,44	0,07	0,11		1,22	2012-2021
China	280,01	72,25	69,68	48,60	45,00	27,27	30,76	21,40	25,65	33,38		654,00	2007-2021
Alemanha	24,55	0,02	0,24	0,44	2,25	2,25	1,00	-	-	-		30,75	até 2018
Coreia do Sul	2,99	0,01	0,06	0,09	0,79	0,08	0,06	-	-	-		4,08	até 2018
Dinamarca	549,73	11,04	7,5	24,78	14,61	2,58	0,4	0,18	0,05	0,01		610,88	1977-2021
Estados Unidos	130,73	5,7	3,67	4,32	2,43	1,74	1,51	1,3	1,55	1,82		154,77	até 2021
Itália	20,99	7	16,27	9,81	57,9	77,46	0,47	0,12	1,1	2,39		193,51	até 2021
Reino Unido	77,98	14,71	28,53	11,72	7,73	0,39	0,42	0,43	-	-		141,91	até 2018
Outros Países	626,8	8,65	17,59	16,04	63,3	80,85	13,28	-	-	-		826,51	até 2018
Total											2.619,10		

Fonte: BIANCHINI *et al.* (2022), MOREIRA CHAGAS *et al.*, 2020 e ORRELL *et al.* (2022).

A metodologia de projeto otimizado de turbinas hidrocinéticas de pás curvadas apresentada por GEMAQUE *et al.* (2022) que pode ser estendida a projetos de turbinas

eólicas e o estudo comparativo entre os diversos métodos de correção disponíveis aplicados ao método BEMT, apresentado por OLIVEIRA, DE MATOS, *et al.* (2023), mostram a importância do projeto e da análise de desempenho de turbinas eólicas.

Destaca-se que a utilização de turbina com pás de perfis de arco circular apresenta a vantagem de baixo custo de fabricação, apesar dos baixos valores dos parâmetros aerodinâmicos que implica em baixo desempenho desta turbina. No entanto, estas turbinas, ainda, são utilizadas em sistemas de bombeamento de água, justificando o estudo de turbinas utilizando este perfil.

Neste contexto, esta pesquisa tem como meta principal o estudo da influência de curvaturas das pás no desempenho de partida de turbinas eólicas de eixo horizontal, contribuindo no desenvolvimento técnico-científico em turbinas eólicas de pequeno porte, ainda incipiente no país.

Este trabalho disponibiliza, ainda, metodologia para obtenção de informações técnicas necessárias, relacionados ao torque e a velocidade de rotação na partida, para seleção do gerador, da caixa de engrenagens e acoplamentos dentre outros conjuntos mecânicos utilizados neste sistema de geração, os quais contribuirão no desenvolvimento desta tecnologia.

### **1.3. Inovação**

A inovação, introduzida por este trabalho, está na análise da influência de diferentes ângulos de curvaturas das pás no desempenho de partida de turbina eólica de eixo horizontal de pequeno porte utilizando o modelo BEMT e o método estendido de Palmgren, tema, ainda, não abordado até o momento da apresentação desta pesquisa.

### **1.4 Objetivos**

#### **1.4.1 Objetivo geral**

Investigar, admitindo o regime quase-estacionário, o efeito da variação da curvatura das pás no desempenho de partida de uma pequena turbina eólica de eixo horizontal.

#### **1.4.2 Objetivos Específicos**

- Formular o modelo turbina-gerador por meio da 2ª lei de Newton para o corpo rígido;
- Calcular o torque e empuxo aerodinâmico, disponibilizado pela turbina, para várias configurações de curvaturas das pás pelo método BEMT;

- Calcular o torque resistente dos mancais por meio do método estendido de Palmgren;
- Validar o modelo numérico com os resultados experimentais disponíveis na literatura;
- Analisar o efeito de diferentes curvaturas de pás da turbina eólica no coeficiente de torque, no coeficiente de empuxo e no torque líquido que atua na turbina;
- Avaliar, por meio de simulação numérica, o efeito da curvatura no comportamento de partida da turbina eólica de eixo horizontal.

### **1.5 Organização da tese**

Esta tese está organizada na seguinte estrutura: No capítulo 2 é apresentada a revisão bibliográfica observando as principais contribuições que a subsidiam. No Capítulo 3 é exposta a formulação física que descreve o comportamento dinâmico do conjunto turbina e gerador acoplados. No Capítulo 4 é apresentada a teoria do momentum do elemento de pá para turbinas com pás curvadas. No capítulo 5 é apresentada a formulação do cálculo de torque dissipativo segundo o método estendido de Palmgren. O capítulo 6 descreve a metodologia utilizada nesta tese. No Capítulo 7 são apresentados os resultados e a sua discussão. No capítulo 8 são apresentadas as conclusões da pesquisa e as contribuições deste trabalho.



## 2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

A expansão das atividades industriais nas últimas décadas aumentou consideravelmente a demanda por energia e provocou, principalmente, o incremento na geração de base fóssil, contribuindo para o aumento das emissões de carbono, a qual está relacionada ao aquecimento global (YORO e DARAMOLA, 2020).

Sucintamente, a energia eólica utiliza uma turbina como meio de converter a energia cinética do vento em energia mecânica para acionamento de geradores elétricos ou de bombas d'água (HANSEN, 2015). Sendo que os sistemas eólicos além de atender grandes centros urbanos podem, também, ser empregadas no suprimento de comunidades de pequenas demandas energéticas (FARIAS *et al.*, 2019). Este fato estimula o interesse da comunidade acadêmica na pesquisa em pequenas turbinas eólica (PINHEIRO *et al.*, 2021).

Estudos realizados em energia eólica contemplam temas referentes à análise de desempenho, ao projeto ótimo de turbinas eólicas, ao desenvolvimento de modelos para avaliação do torque dissipativo, a dinâmica dos rotores, aos impactos no meio ambiente, dentre outros temas referentes ao assunto. Neste contexto, RUEDA e VAZ (2015) apresentaram a análise do comportamento transiente de um conjunto turbina-gerador por meio da teoria do elemento de pá, da 2ª lei de Newton e da solução numérica da equação diferencial obtida pelo método de Runge-Kutta de 4ª ordem. Os resultados obtidos apresentam boa aproximação aos resultados disponíveis na literatura sobre o assunto (figura 3). Entretanto, o método apresenta singularidade na vizinhança da velocidade de rotação igual a zero, isto é, na partida da máquina. Segundo os autores, isto dificulta a aplicação do método na análise de desempenho na partida do conjunto turbina-gerador a partir do repouso.

A análise da variação do desempenho da turbina eólica de pá curvada em relação a pá reta em função da razão de velocidade na ponta da pá foi realizada por ZUO *et al.* (2016) por meio da dinâmica dos fluidos computacional. Os resultados obtidos revelam que as turbinas de pás curvadas possuem maior desempenho em relação as pás retas para valores de TSR (razão de velocidade na ponta da pá) maiores que 7, que sugere que aquelas turbinas capturam mais energia em baixa velocidade de vento, alto valor de razão de velocidade na ponta da pá e mostraram menores valores de forças de empuxo.

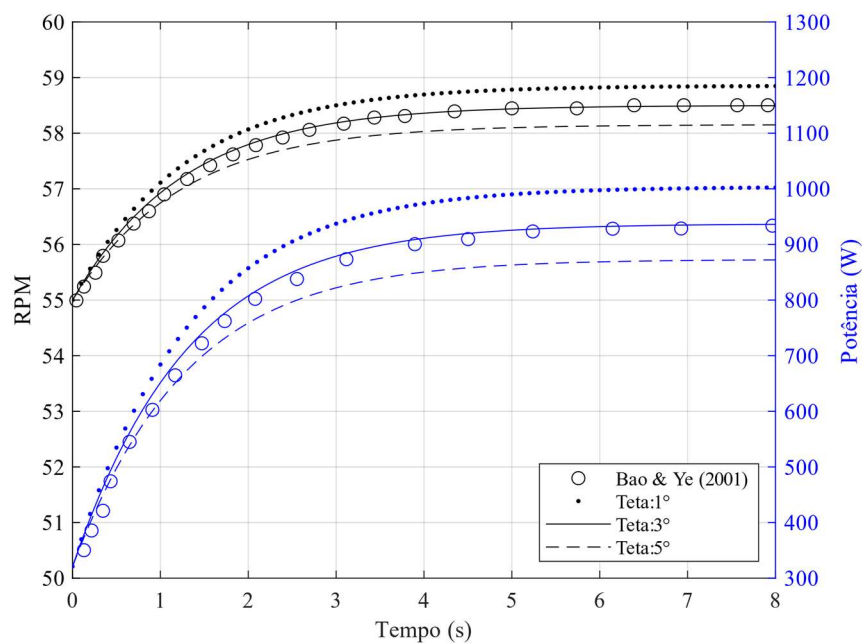


Figura 3. Resultados de Rueda e Vaz confrontados aos resultados de Bao e Ye.

Fonte: RUEDA e VAZ (2015).

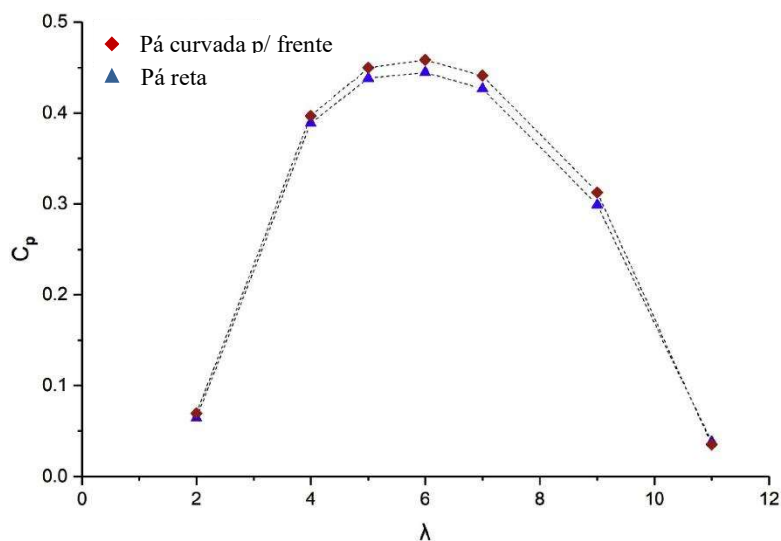


Figura 4. Coeficiente de potência da turbina de pá curvada para frente comparado a pá reta.

Fonte: KAYA *et al.* (2018).

Estudos de análise de desempenho por meio da dinâmica dos fluidos computacional, CFD, em turbinas eólicas de eixo horizontal com configurações de curvaturas de pás foram realizados por KAYA *et al.* (2018). Os resultados obtidos mostram o incremento de 2,9 % do coeficiente de potência das turbinas com pás curvadas para frente em relação ao valor obtido pela turbina de pás retas (figura 4). Por outro lado, em turbinas com pás curvadas para trás, o coeficiente de empuxo mostra um decréscimo

até 5,4% relativo ao valor da pá reta (figura 5). Os autores concluem que turbinas com pás curvadas para frente aumentam o desempenho, enquanto turbinas com pás curvadas para trás reduzem o empuxo e, conseqüentemente, a redução no torque dissipativo. Todavia, o estudo não inclui o torque resistente e não analisa o comportamento durante a partida da turbina.

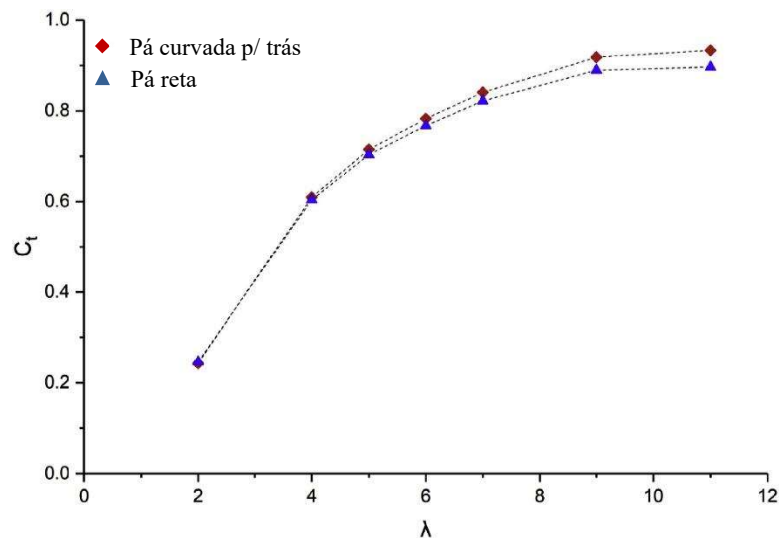


Figura 5. Coeficiente de empuxo da turbina de pá curvada para trás comparado a pá reta.

Fonte: KAYA *et al.* (2018).

O software baseado em vórtices aero elásticos, MIRAS, foi utilizado por SESSAREGO *et al.* (2018) para realizar uma análise preliminar do efeito de pás curvadas e *winglets* no desempenho de turbinas de eixo horizontal e comparar os resultados aos das turbinas de pás retas. Os resultados sugerem que turbinas eólicas com pás curvadas ou com *winglets* podem incrementar o desempenho em relação as turbinas de pás retas e, ainda, relatam que configurações específicas de pás curvadas e *winglets* causam baixos esforços nas pás da turbina.

VAZ *et al.* (2018) apresentaram uma metodologia para calcular o torque dissipativo ao adicionar o efeito de Stribeck ao modelo apresentado por Palmgren e equações empíricas propostas por um fabricante de mancais de rolamentos. A metodologia inclui o atrito estático ao modelo de Palmgren, presente quando a turbina parte do repouso. Esta parcela de atrito não fora incluída nos modelos propostos até aquele momento. O método apresentado é validado por medições experimentais os quais comprovaram boa aproximação com os resultados dos modelos teóricos (figura 6). Além disso, os autores relatam que a velocidade mínima de vento estimada necessária para

partir a turbina é 6,2% superior às medições experimentais realizadas em túnel de vento. No entanto, os autores não analisaram as implicações de mudança na geometria das pás no desempenho de partida da turbina.

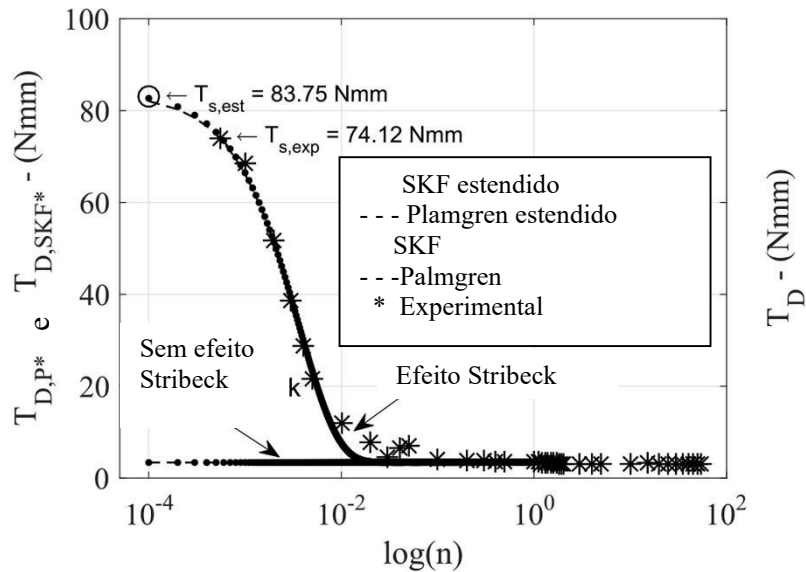


Figura 6. Torque dissipativo avaliados pelos modelos estendido de Palmgren e SKF modificado.

Fonte: VAZ, WOOD *et al.* (2018).

Uma metodologia de projeto para turbinas eólicas de alto fator de capacidade aplicada à região amazônica é apresentado por FARIAS *et al.* (2019). Esta pesquisa baseia-se nas medições de velocidades do vento realizadas em Salinópolis (PA) e na teoria do elemento de pá para o projeto da turbina eólica. A simulação numérica mostrou que o fator de capacidade de produção anual local da energia gerada foi igual a 22%, valor que correspondente ao dobro dos valores apresentados por dois fabricantes de turbinas eólicas, apesar da turbina projetada possuir menor potência nominal que os modelos comerciais. Os autores mostram que a velocidade de vento mínima de geração prevista corresponde a 3,65 m/s próxima ao valor obtido por VAZ *et al.* (2018). O trabalho destaca que o comportamento transiente não foi considerado. Portanto, há necessidade de estudo complementar referente a partida da turbina.

CELIK *et al.* (2020) analisaram o desempenho e o comportamento aerodinâmico durante a partida de turbinas eólicas de eixo vertical, VAWT, ao variar o número de pás e o momento de inércia da turbina por meio do método da dinâmica dos fluidos computacional (CFD) com validação por meio de resultados numéricos e experimentais disponíveis na literatura técnica. Os autores mostram que a variação do momento de inércia não interfere no comportamento dinâmico de partida e na velocidade de rotação final da turbina, porém, o aumento do número de pás reduz a velocidade mínima

necessária para a partida de turbinas de eixo vertical. Entretanto, o modelo proposto desconsidera as perdas dissipativas nos mancais da turbina.

MOREIRA *et al.* (2020) realizaram um estudo teórico e experimental do torque dissipativo em uma pequena turbina eólica de eixo horizontal (HAWT). Os resultados obtidos a partir da bancada de ensaio são comparados aos resultados da simulação numérica do modelo proposto, elaborado a partir da 2ª lei de Newton, do método da teoria do momentum do elemento de pá (BEMT) e do torque dissipativo obtido por meio do modelo estendido de Palmgren e do fabricante de mancais SKF. Os autores destacam que os resultados obtidos mostram boa aproximação entre as estimativas teóricas e os resultados experimentais. E argumentam que o modelo dinâmico proposto permite estimar o comportamento do conjunto turbina nos regimes transiente e permanente, sob diferentes condições de velocidade de vento dentro da faixa de trabalho da máquina.

Hansen e Hansen (2020) apresentaram uma revisão abrangente referente à geração e propagação de ruído por turbinas eólicas e seus efeitos sobre seres humanos e animais. Os autores estimam com precisão a exposição ao nível de ruído apropriado a parques eólicos de grande e pequeno portes e o nível de desconforto que implicam na qualidade de vida e na saúde. Os autores relatam, ainda, a importância na emissão de menores níveis de ruídos emitidos pelos rotores de pás curvadas para frente em relação aos de pás retas.

Uma análise da influência do torque dissipativo, produzidos pelos mancais de rolamentos, na velocidade angular em regime permanente da turbina H-Darrieus, foi apresentado por PINHEIRO *et al.* (2021). O modelo numérico proposto é formulado por meio da 2ª lei de Newton para o corpo rígido, pela teoria do duplo-múltiplo tubo de corrente para calcular o torque aerodinâmico e os esforços sobre os mancais, pelo método estendido de Palmgren e pelo método empírico de um fabricante de rolamentos para calcular o torque dissipativo. Os autores relatam que os resultados obtidos, pela solução numérica por Runge-Kutta de 4ª ordem do modelo proposto, mostram conformidade aos resultados disponíveis na literatura. No entanto, os autores destacam a necessidade de estudos mais detalhados referentes à análise dinâmica durante a partida da turbina.

Um estudo referente à potência de eixo e as características da esteira em função do ângulo de incidência do vento em pequenas turbinas eólicas de pás curvadas foi apresentado por HUANG *et al.*(2022). Nessa pesquisa, o projeto de curvatura da pá é similar ao proposto por KAYA *et al.*(2018), com simulações numéricas realizadas em CFD e validados por ensaios experimentais em túnel de vento. Os resultados obtidos na

pesquisa evidenciaram que, quanto maior a curvatura e mais próximo da ponta da pá, os coeficientes de potência de empuxo são menores nas pás curvadas que nas pás retas. Por outro lado, as turbinas de pás curvadas para frente apresentaram maiores coeficientes de potência que as pás retas. Em relação a incidência inclinada do vento, as turbinas de pás curvadas apresentaram maior potência de saída que as turbinas de pás retas. Os autores relatam que a intensidade de turbulência na esteira é maior em turbinas de pás curvadas que as turbinas de pás retas e observam que a turbulência muito intensa implica em variações dos esforços aerodinâmicos nas pás. Destacam, ainda, que as diferenças entre as simulações numéricas e os resultados experimentais de até 7,42% estão relacionadas às perdas mecânicas que não foram consideradas no estudo.

Um modelo de correção para estender o método BEMT, para pás curvadas foi proposto por FRITZ *et al.* (2022). O artigo relata a eficácia de estudos anteriores em turbinas com pás curvadas aplicando BEMT. O algoritmo proposto tem tempo de processamento pequeno para avaliação de esforços na turbina eólica e para determinar as características da turbina eólica. O modelo de correção estende a metodologia para contabilizar os efeitos da redução de esforços nos rotores de pás curvadas para otimizar o projeto dos rotores de turbinas eólicas. Os resultados obtidos possuem boa aproximação ao se comparar a teoria da linha de sustentação de Lanchester-Prandtl relativa as forças que atuam na pá (LI *et al.*, 2020).

Uma modelagem aplicada a turbinas de médio e grande porte com pás curvadas foi apresentada por LI *et al.* (2022). Eles propuseram um modelo computacional aplicável a turbinas com pás curvadas sob escoamento de entrada uniforme e perpendicular ao rotor. Os resultados obtidos têm boa concordância com o método BEMT que evidencia o bom desempenho da metodologia proposta.

Um estudo experimental, realizado em tanques de provas, túnel de água e por velocimetria de imagem de partículas do escoamento em torno de um perfil em arco circular, foi publicado por SOUPPEZ *et al.* (2022). Os autores mostraram que a camada limite no lado da sucção, do perfil em arco circular, é laminar para números de Reynolds menores que  $2 \times 10^5$ , definindo este valor como ponto crítico, e turbulenta para número de Reynolds maiores que  $2 \times 10^5$ . Observam que a camada limite se forma a jusante da bolha de separação turbulenta para a faixa de Reynolds entre  $5,8 \times 10^4$  e  $2,18 \times 10^5$ . Eles destacam, ainda, que a camada limite é laminar para número de Reynolds menor que

o ponto crítico, voltando a ser laminar após recolagem em decorrência da alta aceleração do escoamento próximo ao bordo de ataque. Por outro lado, para número de Reynolds acima do ponto crítico, os dados experimentais, obtidos pelos autores, mostram que a camada limite é turbulenta para o intervalo compreendido entre o início da separação até a borda de fuga do perfil. Os pesquisadores relatam que a mudança de laminar para turbulento, do escoamento em torno do perfil, depende do número de Reynolds e do ângulo de ataque, demonstrando a caracterização do regime do escoamento em torno do perfil e sua complexidade.

Um método de projeto ótimo de turbinas hidrocínéticas foi proposto por GEMAQUE *et al.* (2022) com emprego da extensão do método BEMT e de uma função de transformação radial aplicado às pás curvadas para trás. A formulação é fundamentada na maximização do torque e admitindo as considerações de DO RIO VAZ *et al.* (2018). Os resultados apresentam mudanças significativas na variação da corda e do ângulo de torção ao longo da pá, obtidos pelos métodos propostos por GLAUERT (1963) e por BURTON *et al.* (2011) para turbinas de pás retas em relação a metodologia proposta, a qual incrementa o torque em 18%, e sugere redução na cavitação, pois a corda é maior na vizinhança da ponta da pá.

O método BEMT é aplicado com frequência em projetos e na avaliação de desempenho de turbinas eólicas com resultados de simulações numéricas próximos aos resultados experimentais (ABDELKHALIG *et al.* 2022), sendo, portanto, um método consolidado em pesquisa e desenvolvimento de turbinas.

Embora existam diversos trabalhos publicados referentes a projetos e análises de desempenho de pequenas turbinas eólicas de eixo horizontal, constata-se a necessidade de investigações referentes aos efeitos de pás curvadas no desempenho de partida e operacional de pequenas turbinas eólicas de eixos horizontais, uma vez que, até o momento, é desconhecido qualquer estudo a esse respeito. O presente estudo avalia o impacto da variação do ângulo de curvatura das pás no torque aerodinâmico, na força de empuxo, na velocidade do vento para a partida da turbina e a potência necessária para partida de uma pequena turbina eólica de eixo horizontal. O procedimento empregado é aplicar o método estendido de Palmgren, a teoria do momento do elemento de pá e a segunda lei de Newton para implementar o modelo quase estacionário.

### 3. REFERENCIAL TEÓRICO

#### 3.1 Equação do movimento

Nesta seção é apresentada a formulação da equação do movimento que descreve a rotação do conjunto turbina-gerador, ao ser submetido às solicitações externas. O modelo físico-matemático é obtido considerando as seguintes hipóteses: os deslocamentos torcionais e longitudinais do eixo da turbina e das pás são muito pequenos, tais que, podem ser considerados como rígidos; a frequência de rotação está distante das frequências naturais do eixo e das pás da turbina; o conjunto turbina-gerador é admitido perfeitamente balanceado tal que, as forças inerciais decorrentes são nulas e pode ser considerado que o centro de rotação da turbina coincide com o centro de massa.

Seja o conjunto turbina-gerador que gira como um corpo rígido em torno do eixo  $z$ , com o sistema de coordenadas cartesianas  $x, y$  e  $z$  com origem no centro geométrico do eixo da turbina, ponto  $O$ , representado esquematicamente na figura 7. Os momentos polares de inércia da turbina e do gerador são representados por  $J_T, J_G$ , respectivamente, e a velocidade angular em  $rad/s$ ,  $\Omega \hat{k}$ , todos relativos ao eixo que passa pela origem do sistema coordenado  $x, y$  e  $z$ .

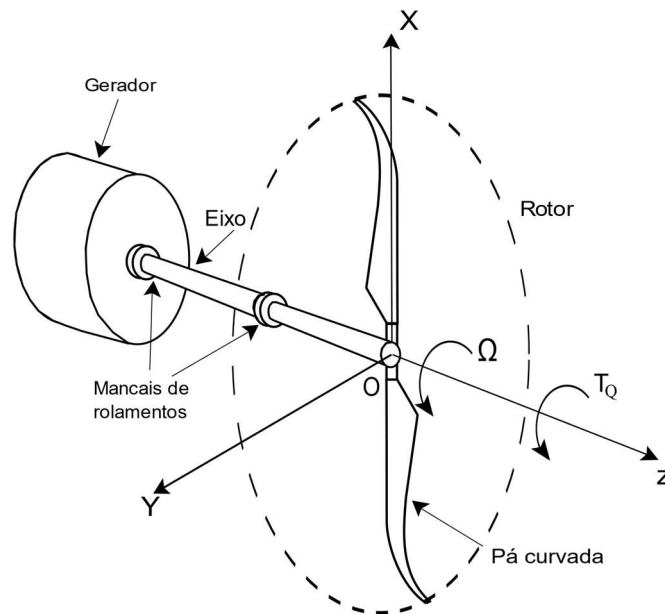


Figura 7. Desenho esquemático de uma turbina eólica com pás curvadas para frente.

Fonte: autoria própria.



O momento angular do conjunto rotor da turbina-gerador em torno do eixo longitudinal que passa pelo ponto  $O$  é escrito na seguinte forma:

$$\mathbf{H} = (J_T + J_G)\Omega\hat{k} \quad (1)$$

Neste trabalho, as solicitações externas que atuam na turbina são o peso do rotor, o empuxo e o torque aerodinâmicos, resultantes da ação do vento sobre o rotor e o torque dissipativo oriundo das forças de atritos que atuam nos mancais. Então, considerando os torques e momentos que atuam na turbina, o torque resultante é a soma dos torques em relação ao eixo longitudinal  $z$  escrito da forma a seguir:

$$\sum_{i=1}^n \mathbf{T}_i = \mathbf{T}_Q - \mathbf{T}_D \quad (2)$$

no qual:

$\mathbf{T}_Q$  : representa o torque aerodinâmico da turbina em torno do eixo  $z$  passando por  $O$ ;

$\mathbf{T}_D$  : representa o torque resultante das forças dissipativas que se opõem ao movimento.

A somatória das forças que atuam na direção  $x$ , peso do rotor e peso do gerador e na direção  $x$  representado pelo empuxo aerodinâmico do rotor são equilibrados pelas forças de reação dos mancais do conjunto turbina-gerador.

A equação do movimento no plano  $xy$  do conjunto turbina e gerador, cujo desenho esquemático é apresentado figura 7, é obtida por meio da segunda lei de Newton para o corpo rígido. Assim, o torque resultante que atua no corpo rígido em movimento rotativo no plano e em relação ao eixo perpendicular a esse plano é igual a derivada em relação ao tempo do momento angular (MARGHITU e DUPAC, 2012)

$$\sum_{i=1}^n \mathbf{T}_i = \frac{d}{dt} (\mathbf{H}) \quad (3)$$

substituindo as expressões (1) e (2) na equação (3), e observando que o momento polar de inércia é constante com o tempo, obtém-se

$$(T_Q - T_D)\hat{k} = (J_T + J_G) \frac{d\Omega}{dt} \hat{k} \quad (4)$$

isolando o termo referente a aceleração angular, e observando que os vetores torque e aceleração angular estão na mesma direção, resulta a equação a seguir (MOREIRA *et al.*, 2020)

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{1}{J_T + J_G} (T_Q - T_D) \quad (5)$$

Na equação (5), o torque aerodinâmico é calculado pelo método BEMT (WOOD, 2011) e o torque das forças dissipativas é calculado pelo método de Palmgren estendido proposto por VAZ *et al.* (2018), o qual será apresentado na sessão 3.3. Essas expressões são substituídas na equação (5) e, em seguida, numericamente resolvida pelo método de

Runge-Kutta de quarta ordem (CHAPRA, CANALE, 2015). Os resultados são apresentados na forma gráfica e em tabelas no capítulo referente a resultados e discussões.

### 3.2 Teoria do momentum do elemento de pá para turbinas com pás curvadas

Nesta seção é apresentado o método BEMT aplicado a turbinas com pás curvadas. O método refere-se à transformação da energia cinética do vento em energia mecânica pelo rotor da turbina, através da variação do momento angular do fluido ao escoar sobre as pás da turbina. Essa formulação integral envolve dados de sustentação, de arrasto, relativos ao perfil empregado nas pás da turbina, da velocidade relativa do ar em relação à pá e das características geométricas das pás da turbina. As hipóteses consideradas nessa formulação são: escoamento unidirecional em regime quase estacionário e incompressível; não há forças externas atuando no volume de controle; as forças que atuam sobre cada elemento de pá são constantes; e não há influência entre os elementos de pás adjacentes (HANSEN, 2015).

A figura 8 mostra o rotor da turbina de pás retas de perfil em arco-circular que foram empregadas nos ensaios experimentais de VAZ *et al.* (2018), cujos dados são considerados para validação do método. A figura 9 mostra um outro ângulo da fotografia da pá reta de perfil de arco-circular de corda constante.

O torque e o empuxo aerodinâmicos são calculados pela integral das solicitações que atuam em cada elemento de pá. A pá de turbina é dividida em “N” partes de comprimento  $dr$ , e comprimento de corda “ $c_i$ ”, com ângulo de torsão da pá  $\theta_i$ , no qual um elemento qualquer é denominado de  $i$ -ésimo elemento de pá e nesse elemento infinitesimal atuam os esforços aerodinâmicos normal  $F_{n,i}$  e tangencial  $F_{t,i}$ , os quais estão mostrados na figura 12.



Figura 8. Rotor da turbina de pá reta de perfil de arco-circular.

Fonte: Autoria própria.



Figura 9. Detalhe da pá reta de perfil arco-circular de corda constante e ângulo de torção  $\theta$ .

Fonte: Autoria própria.

A curvatura da pá para frente ou para trás é descrita em função do raio  $r_i$ , o qual refere-se à reta que conecta o ponto de raiz da pá até a posição do baricentro do  $i$ -ésimo elemento, como apresentado na figura 10. Essa função que relaciona o raio local  $r_i$ , o raio da turbina,  $R$ , e o ângulo de curvatura local  $\beta_i$  (em radianos) é descrita pelas equações (6) e (7) (GEMAQUE *et al.*, 2022). A figura 10 ilustra esquematicamente a curva do lugar geométrico dos baricentros de cada um dos  $n$ -ésimos elementos de pá, a qual é descrita pela expressão (7).

$$\Phi\left(\frac{r_i}{R}, \beta_i\right) = \left(\frac{r_i}{R}\right)^{\beta_i} \quad (6)$$

$$r_i = R \left(\frac{r_i}{R}\right)^{1+\beta_i}, \forall i \in \{1, 2, 3, \dots, N\} \quad (7)$$

Sendo que  $\beta_i$  representa o ângulo de curva local, o qual é obtido pela equação (8) em função do ângulo de curvatura global  $\beta_N$  e do número de elementos na qual a pá foi dividida

$$\beta_i = \beta_1 + (i - 1) \frac{(\beta_N - \beta_1)}{(N - 1)}, \forall i \in \{1, 2, 3, \dots, N\} \quad (8)$$

onde  $\beta_1$  igual a zero.

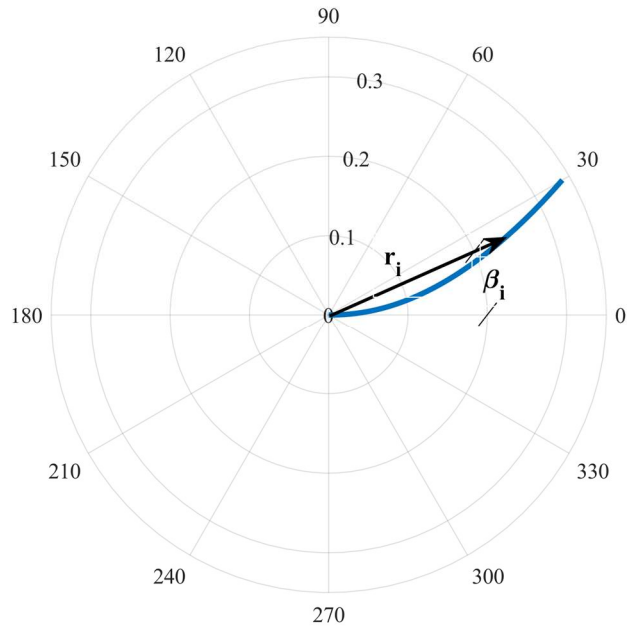


Figura 10. Lugar geométrico do baricentro dos diversos elementos de pá curvada para trás, com ângulo de curvatura global de  $30^\circ$ , cujo rotor gira no sentido horário e com a origem sobre o ponto de raiz da pá.

A figura 11 mostra os desenhos referentes as curvaturas das pás empregadas nesta pesquisa.

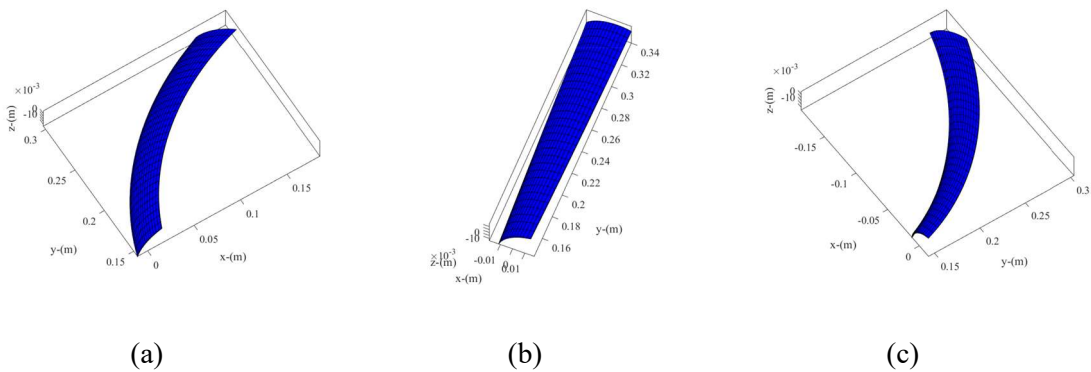


Figura 11. Curvaturas das pás de perfil de arco-circular com sentido horário de rotação: (a) curvada para frente, (b) reta e (c) curvada para trás.

A dimensão projetada da corda da pá curvada é expressa da seguinte forma (GEMAQUE *et al.*, 2022):

$$c_i = c \cos(\beta_i) \quad \forall i \mid i \in \{1, 2, 3, \dots, N\} \quad (9)$$

no qual  $c_i$  é a dimensão da corda local.

No momento da partida é admitido que a energia eólica é utilizada apenas para mover o rotor da turbina a partir do repouso. Decorrido um determinado tempo  $t$ , o rotor atinge o regime permanente, no qual a velocidade de rotação é constante. Portanto, o torque aerodinâmico contrapõe o torque dissipativo, sendo que o gerador, no momento da partida não gera energia (RIBEIRO *et al.*, 2021). Nesta hipótese, durante a partida, os coeficientes de indução axial,  $a$ , e de indução tangencial,  $a'$ , são nulos para pequenas turbinas eólicas como mostrou (WOOD, 2011), sendo que o fator de perda na ponta da pá é desprezível, segundo observado por DO RIO VAZ *et al.* (2018) e RIBEIRO *et al.* (2021).

Admitindo a hipótese de regime quase-estacionário na partida e considerando que, o regime de escoamento pode ser caracterizado por meio do número adimensional intitulado de frequência reduzida na ponta da pá  $K_{\alpha,tip}$  (VAZ *et al.*, 2018), cuja equação é escrita da seguinte forma:

$$K_{\alpha,tip} = \frac{c}{2v_0(1+\lambda^2)^{\frac{3}{2}}} \left| \frac{d\lambda}{dt} \right| \quad (10)$$

na qual,  $\lambda$  é a razão de velocidade na ponta da pá

$$\lambda = \frac{\Omega R}{v_0} \quad (11)$$

A classificação do regime de escoamento, de cordo com os valores propostos por LEISHMANN (2006) para a frequência reduzida, está discriminado na forma a seguir:

$$K_{\alpha,tip} \begin{cases} = 0 & \text{regime permanente} \\ > 0 \text{ e } < 0,05 & \text{regime quase-estacionário} \\ \geq 0,05 & \text{regime transiente} \end{cases} \quad (12)$$

Esses valores são empregados para justificar a hipótese de regime quase estacionário.

A figura 12 mostra o triângulo de velocidade e as forças que atuam no elemento  $i$ -ésimo de pá ao ser submetido a um fluxo de ar com ângulo de ataque  $\alpha_i$ ; no qual,  $W_i$  representa a velocidade relativa do escoamento em relação a pá, em m/s;  $\phi_i$  representa o

ângulo de escoamento, em radianos, que corresponde ao ângulo formado pela reta que contém a direção da velocidade relativa,  $W_i$ , e a reta que está contida no plano do rotor;  $\theta_i$  o ângulo de torção do elemento de pá em relação ao plano do rotor, em radianos;  $\alpha_i$  representa o ângulo de ataque do escoamento de ar no elemento de pá, em radianos, formado entre a direção da velocidade relativa e a corda do elemento de pá;  $V_0$  é a velocidade do vento, em m/s; as forças de sustentação e arrasto por unidade de comprimento, que atuam sobre o elemento de pá, são representadas por  $L$  e  $D$ , respectivamente, e são resultantes do escoamento de ar através do  $i$ -ésimo elemento de pá;  $\Omega$  é a velocidade angular, em radianos por segundo, do rotor em determinado instante  $t$ , devido à ação do torque resultante;  $r_i$  é o raio da seção da pá;  $\beta_i$  é o ângulo de curvatura local da pá referente ao  $i$ -ésimo elemento de pá;  $a_i$  e  $a'_i$  são os coeficientes de indução axial e tangencial, respectivamente.

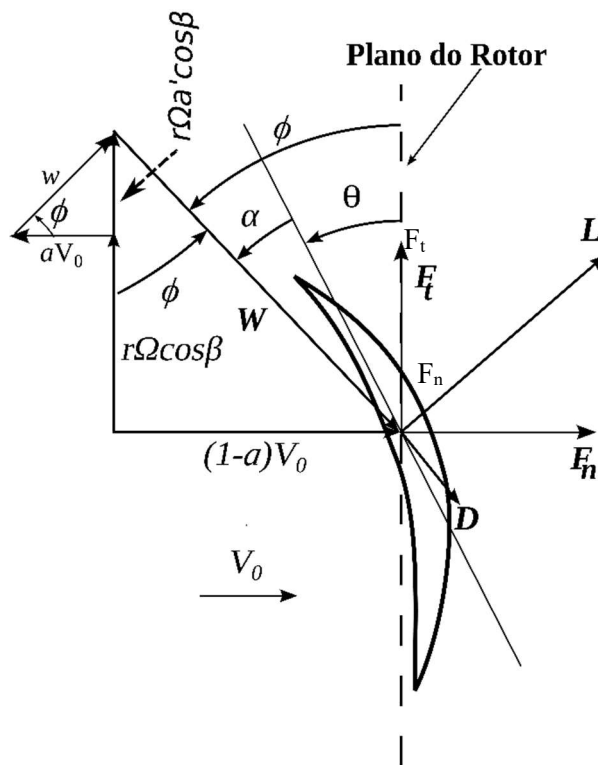


Figura 12. Desenho da seção da pá de perfil de arco-circular, no qual observa-se o triângulo de velocidade.

No triângulo de velocidade, referente ao  $i$ -ésimo elemento,  $(1 - a_i)V_0$  representa a velocidade axial induzida na saída do rotor;  $(1 + a'_i)\Omega r_i \cos\beta_i$  é a velocidade tangencial da esteira oriunda da indução rotacional pelo rotor da turbina ao girar com velocidade  $\Omega$

(WOOD, 2011). O módulo da velocidade relativa do fluxo de ar em relação ao elemento de pá é escrito a partir do triângulo de velocidade da seguinte forma:

$$W_i = \sqrt{(1 - a_i)V_0 + (1 + a'_i)\Omega r_i \cos \beta_i} \quad (13)$$

O ângulo de escoamento  $\phi_i$  para turbinas de pás curvadas é calculado pela expressão escrita a partir do triângulo de velocidade desenhado na figura 12 (GEMAQUE *et al.*, 2022).

$$\phi_i = \arctg \left[ \frac{(1 - a_i)V_0}{(1 + a'_i)\Omega r_i \cos \beta_i} \right] \quad (14)$$

O ângulo de ataque, da figura 12, para cada elemento de pá é expresso por

$$\alpha_i = \phi_i - \theta_i, \forall i, i \in \{1, 2, 3, \dots, N\} \quad (15)$$

A figura 13 mostra as forças de sustentação e arrasto no elemento de pá e suas componentes tangencial e normal, as quais coincidem com o plano do rotor e com a direção do eixo do rotor, respectivamente.

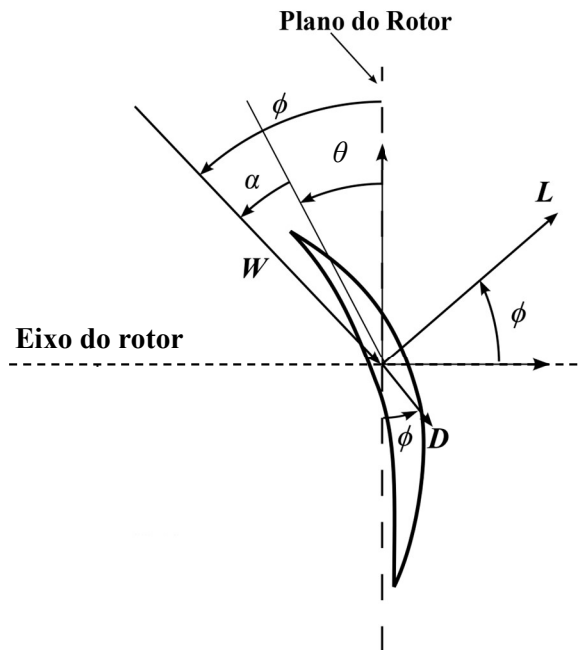


Figura 13. Forças de sustentação e arrasto por unidade de comprimento e respectivos componentes.

As componentes tangencial e normal das forças de sustentação e arrasto para o elemento  $i$ -ésimo são escritas como:



$$F_{t,i} = (L_i \text{sen} \phi_i - D_i \text{cos} \phi_i) \text{cos} \beta_i \quad (16)$$

$$F_{n,i} = (L_i \text{cos} \phi_i + D_i \text{sen} \phi_i) \text{cos} \beta_i \quad (17)$$

as forças de sustentação, perpendicular à direção da velocidade relativa, e arrasto, na direção da velocidade relativa, por unidade de comprimento, são escritas pelas equações a seguir (HANSEN, 2015):

$$L_i = 0,5 \rho W_i^2 c_i C_{L,i} \quad (18)$$

$$D_i = 0,5 \rho W_i^2 c_i C_{D,i} \quad (19)$$

nos quais  $c_i$  refere-se ao comprimento da corda do  $i$ -ésimo elemento;  $C_{L,i}$  e  $C_{D,i}$  são os coeficientes de sustentação e arrasto, respectivamente, todos relativos ao  $i$ -ésimo elemento de pá, e são dependentes do ângulo de ataque e do número de Reynolds, para as aplicações que envolvem turbinas eólicas (HANSEN, 2015) e seus valores numéricos estão disponíveis experimentalmente para cada tipo de perfil empregado.

Todavia, na partida da turbina, o valor do ângulo de ataque é alto, pois  $\phi \rightarrow \pi/2$ , conforme mostrou RIBEIRO *et al.* (2021), que pode submeter a pá a estolagem, fenômeno no qual ocorre a redução substancial da sustentação e o incremento do arrasto. Quando esse fenômeno ocorre, o método proposto por Viterna-Corrigan é utilizado para obter os valores dos coeficientes de sustentação e arrasto para ângulo de ataque  $\alpha_i$  maior que o ângulo de estolagem  $\alpha_s$  (OLIVEIRA *et al.*, 2023). Nesta condição os valores dos coeficientes de sustentação,  $C_L$ , e arrasto,  $C_D$ , são obtidos, segundo Viterna e Corrigan pelas seguintes equações:

$$C_L(\alpha_i) = 0,5 C_{D,max} \text{sen}(2\alpha_i) + V_L(\alpha_i) / \sin \alpha_i \quad (20)$$

$$C_D(\alpha_i) = C_{D,max} \text{sen}^2(\alpha_i) + V_D \cos \alpha_i \quad (21)$$

onde  $V_L$  e  $V_D$  são escritos como:

$$V_L = [C_{L,s} - C_{D,max} \text{sen}(\alpha_s) \text{cos}(\alpha_s)] \text{sen}(\alpha_s) / (\alpha_s) \quad (22)$$

$$V_D = [C_{D,s} - C_{D,max} \text{sen}^2(\alpha_s)] / \text{cos}(\alpha_s) \quad (23)$$

nos quais são  $C_{L,s}$  e  $C_{D,s}$  são os coeficientes de sustentação e arrastos correspondentes ao ângulo de estolagem  $\alpha_s$ , e  $C_{D,max}$  é o valor máximo do coeficiente de arrasto para

coeficiente de ataque  $\alpha$ , igual a  $90^\circ$ . O coeficiente máximo de arrasto é obtido pela equação:

$$C_{D,max} = 1,11 + 0,018\kappa_i \quad (24)$$

em que  $\kappa$  é a razão de aspecto, calculada pela equação:

$$\kappa_i = (R - r_{hub})/c_i \quad (25)$$

As equações referentes às forças tangenciais e normais podem ser reescritas substituindo as equações (18) e (19) em (16) e (17), resultando:

$$F_{t,i} = 0,5\rho c_i W_i^2 (C_{L,i} \text{sen}\phi_i - C_{D,i} \text{cos}\phi_i) \text{cos}\beta_i \quad (26)$$

$$F_{n,i} = 0,5\rho c_i W_i^2 (C_{L,i} \text{cos}\phi_i + C_{D,i} \text{sen}\phi_i) \text{cos}\beta_i \quad (27)$$

Os coeficientes de forças tangencial e normal do  $i$ -ésimo elemento de pá para pás curvadas são respectivamente (GEMAQUE *et al.*, 2022):

$$C_{t,i} = (C_{L,i} \text{sen}\phi_i - C_{D,i} \text{cos}\phi_i) \text{cos}\beta_i \quad (28)$$

$$C_{n,i} = (C_{L,i} \text{cos}\phi_i + C_{D,i} \text{sen}\phi_i) \text{cos}\beta_i \quad (29)$$

Ao substituir as expressões (28) e (29) em (26) e (27), respectivamente, resulta

$$F_{t,i} = 0,5\rho c_i W_i^2 C_{t,i} \quad (30)$$

$$F_{n,i} = 0,5\rho c_i W_i^2 C_{n,i} \quad (31)$$

A velocidade relativa do escoamento associada ao  $i$ -ésimo elemento para pás curvadas (GEMAQUE *et al.*, 2022) é obtida do triângulo de velocidade (figura 12), na qual os valores dos coeficientes de indução axial e tangencial, durante a partida da turbina, são, respectivamente,  $a_i \approx 0$  e  $a'_i \approx 0$  (RIBEIRO *et al.*, 2021 e WOOD, 2011), substituindo esses respectivos valores em (13), obtém-se

$$W_i = \sqrt{V_0^2 + [\Omega r_i \text{cos}(\beta_i)]^2} \quad (32)$$

O empuxo e o torque aerodinâmico resultantes que atuam no eixo da turbina são determinados por meio do método BEMT. Eles são dependentes do ângulo de ataque que

são expressos em função do ângulo de torção,  $\theta_i$ , e do ângulo do escoamento do ar,  $\phi_i$ , em relação à borda de ataque da pá, como mostrado na figura 12.

As equações do empuxo axial e do torque que atuam no elemento de pá por unidade de comprimento são escritas da seguinte forma (SØRENSEN, 2016), no qual  $B$  representa o número de pás da turbina

$$\frac{dF_T}{dr} = BF_n \quad (33)$$

$$\frac{dT_Q}{dr} = BrF_t \quad (34)$$

Na figura 14 é apresentado um desenho esquemático do rotor da turbina de pás retas com as seguintes características geométricas e aerodinâmicas da barra cilíndrica que fixa a pá ao cubo do rotor: coeficiente de arrasto  $c_d = 0,8$ ; raio da haste  $r_b = 0,143$ ; raio na parte inferior da haste  $r_r = 0,055$ ; e diâmetro da haste  $d_r = 0,00635$ .

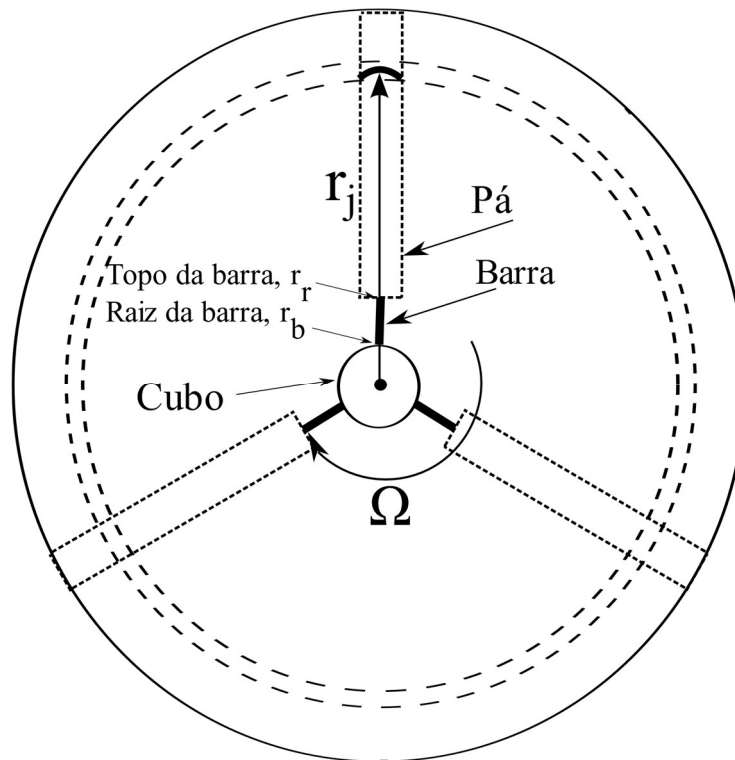


Figura 14. Desenho esquemático do rotor com as pás retas.

Fonte: autoria própria.

O empuxo e o torque aerodinâmico resultantes são obtidos ao integrar as equações (33) e (34) ao longo do comprimento da pá e ao adicionar as contribuições de arrasto e de

torque das hastes cilíndricas que fixam as pás ao cubo da turbina. As expressões matemáticas para o cálculo do empuxo e do torque aerodinâmico são escritas na seguinte forma:

$$F_T = 0,5\rho B \int_{r_r}^R W^2 c C_n dr + B_T \quad (35)$$

$$T_Q = 0,5\rho B \int_{r_r}^R W^2 c C_t r dr - B_Q \quad (36)$$

$B_T$  e  $B_Q$  são a força de arrasto e o torque das barras circulares que fixam as pás da turbina ao cubo (figura 14). As suas expressões são respectivamente:

$$B_T = 0,5\rho B d_r c_d \frac{V_0}{\Omega} (A_3 - A_4) \quad (37)$$

$$B_Q = 0,5\rho B \frac{d_r c_d}{8\Omega^2} (\Omega C_1 - C_2) \quad (38)$$

Considerando os parâmetros  $A_1, A_2, A_3, A_4, A_5, C_1$  e  $C_2$  descritos na seguinte:

$$A_1 = \sqrt{V_0^2 + \Omega^2 r_b^2} \quad (39)$$

$$A_2 = \sqrt{V_0^2 + \Omega^2 r_r^2} \quad (40)$$

$$A_3 = 0,5(\Omega r_b A_1 + V_0^2 \log\|\Omega r_b + A_1\|) \quad (41)$$

$$A_4 = 0,5(\Omega r_r A_2 + V_0^2 \log\|\Omega r_r + A_2\|) \quad (42)$$

$$A_5 = V_0^2 + 2\Omega^2 r_r^2 \quad (43)$$

$$C_1 = r_b V_0^2 A_1 + 2r_b^3 \Omega^2 A_1 - r_r A_2 A_5 \quad (44)$$

$$C_2 = V_0^4 \left[ \sinh^{-1} \left( \frac{r_r \Omega}{V_0} \right) - \sinh^{-1} \left( \frac{r_b \Omega}{V_0} \right) \right] \quad (45)$$

A força de empuxo,  $F_T$ , atua sobre os mancais da turbina, influenciando sobre o atrito estático e dinâmico, os quais são utilizados para avaliar o torque dissipativo,  $T_D$ . Este último é calculado por meio da extensão do modelo de Palmgren (RIBEIRO *et al.*, 2021 e VAZ *et al.*, 2018), que é apresentado no capítulo seguinte.

As equações dos torques dissipativo,  $T_D$ , e aerodinâmico,  $T_Q$ , são substituídos na equação (5). A equação é resolvida numericamente pelo método numérico de Runge-Kutta de 4ª ordem (CHAPRA e CANALE, 2015), obtendo-se a velocidade angular  $\Omega$ .

O coeficiente de empuxo,  $C_T$ , é definido pela relação entre a força de empuxo, equação (35), e a força de empuxo teórica obtida do balanço de momento linear e da equação de Bernoulli (HANSEN, 2015), sendo escrita como:

$$C_T = \frac{1}{0,5\rho\pi R^2 V_0^2} \left[ 0,5\rho B \int_{r_r}^R W^2 c C_n dr + 0,5\rho B d_r c_d \frac{V_0}{\Omega} (A_3 - A_4) \right] \quad (46)$$

O índice de solidez local da pá curvada,  $\sigma$ , é expresso da forma a seguir:

$$\sigma = \frac{Bc}{2\pi} \quad (47)$$

Isolando o valor de  $Bc = 2\pi r\sigma$  da expressão de solidez local (47), e substituindo e simplificando na expressão (46) resulta:

$$C_T = \frac{2}{R^2} \int_{r_r}^R \left( \frac{W}{V_0} \right)^2 \sigma C_n r dr + \frac{d_r c_d B (A_3 - A_4)}{\pi R^2 V_0 \Omega} \quad (48)$$

Denomina-se o termo independente de (48) de parâmetro  $D_1$ , para escrever este termo em função da razão de velocidade na ponta da pá, após conveniente manipulação algébrica:

$$D_1 = \frac{d_r c_d B (A_3 - A_4)}{\pi R^2 V_0 \Omega} \quad (49)$$

O coeficiente de torque,  $C_Q$ , é obtido a partir da razão entre o coeficiente de potência,  $C_P$ , e a razão de velocidade na ponta da pá,  $\lambda$ , (MUHSEN *et al.*, 2019):

$$C_Q = \frac{C_P}{\lambda} \quad (50)$$

onde  $\lambda$  é a razão de velocidade na ponta da pá, equação (11), e o coeficiente de potência definido na forma a seguir:

$$C_P = \frac{\text{Potência aerodinâmica}}{\text{Potência disponível}} = \frac{\Omega T_Q}{0,5\rho\pi R^2 V_0^3} \quad (51)$$

Levando a expressão do coeficiente de potência (51) e da razão de velocidade na ponta da pá (11) no coeficiente de torque (50), tem-se:

$$C_Q = \frac{\Omega T_Q}{0,5\rho\pi R^2 V_0^3} \frac{1}{\lambda} = \frac{T_Q}{0,5\rho\pi R^3 V_0^2} \quad (52)$$

Substituindo a expressão do torque aerodinâmico (36) na equação do coeficiente de torque (52), resulta:

$$C_Q = \frac{1}{0,5\rho\pi^3V_0^2} 0,5\rho B \left\{ \left[ \int_{r_r}^R W^2 c C_t r dr \right] - \frac{d_r c_d}{8\Omega^2} (\Omega C_1 - C_2) \right\} \quad (53)$$

Substituindo a solidez local (47) em (53) e expandindo, obtém-se:

$$C_Q = \frac{2}{R^3} \int_{r_r}^R \left(\frac{W}{V_0}\right)^2 \sigma C_t r^2 dr - \frac{d_r c_d B (\Omega C_1 - C_2)}{8\pi R^3 V_0^2 \Omega^2} \quad (54)$$

pelo mesmo motivo exposto para equação (49), denomina-se o termo independente da expressão do coeficiente de torque (54) como  $D_2$

$$D_2 = \frac{d_r c_d B (\Omega C_1 - C_2)}{8\pi R^3 V_0^2 \Omega^2} \quad (55)$$

As grandezas adimensionais coeficiente de empuxo e coeficiente de torque em função do tempo, equações (48) e (54), podem ser expressas em função da razão de velocidade na ponta da pá,  $\lambda$ . Para obter tal expressão, utiliza-se a mudança de variável, escrevendo  $\Omega$  em função da razão de velocidade na ponta da pá:

$$\Omega = \frac{\lambda V_0}{R} \quad (56)$$

substituindo (56) nos parâmetros (39) e (40) e após simplificações algébricas, são obtidas as seguintes expressões:

$$A_6 = V_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda r_b}{R}\right)^2} \quad (57)$$

$$A_7 = V_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda r_r}{R}\right)^2} \quad (58)$$

As expressões de  $A_6$  e  $A_7$ , ambas, são expressas em função da razão de velocidade na ponta da pá,  $\lambda$ , dentre outros parâmetros, e são equivalentes aos parâmetros  $A_1$  e  $A_2$ . Portanto, substituindo as expressões (56), (57) e (58) nos parâmetros  $A_3$  e  $A_4$ , expressões (41) e (42), respectivamente, expandindo e simplificando, resulta as expressões  $A_8$  e  $A_9$ , expressas em função de  $\lambda$ :

$$A_8 = 0,5V_0^2 \left[ \frac{\lambda r_b}{R} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda r_b}{R}\right)^2} + \log \left\| V_0 \left( \frac{\lambda r_b}{R} + \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda r_b}{R}\right)^2} \right) \right\| \right] \quad (59)$$

$$A_9 = 0,5V_0^2 \left[ \frac{\lambda r_r}{R} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda r_r}{R}\right)^2} + \log \left\| V_0 \left( \frac{\lambda r_r}{R} + \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda r_r}{R}\right)^2} \right) \right\| \right] \quad (60)$$

sendo as expressões (59) e (60) equivalentes a  $A_3$  e  $A_4$ , respectivamente.

Levando a equação (56) na expressão (43), parâmetro  $A_5$ , e expandindo, obtém-se:

$$A_{10} = V_0^2 \left[ 1 + 2 \left( \frac{\lambda r_r}{R} \right)^2 \right] \quad (61)$$

onde  $A_{10}$  é equivalente a  $A_5$ .

Substituindo a expressão algébrica (56) nas expressões (44),  $C_1$ , e (45),  $C_2$ , após operações, resulta:

$$C_3 = V_0^2 \left\{ r_b V_0 \sqrt{1 + \left( \frac{\lambda r_b}{R} \right)^2} \left[ 1 + 2 \left( \frac{\lambda r_b}{R} \right)^2 \right] - r_r V_0 \sqrt{1 + \left( \frac{\lambda r_r}{R} \right)^2} \left[ 1 + 2 \left( \frac{\lambda r_r}{R} \right)^2 \right] \right\} \quad (62)$$

$$C_4 = V_0^4 \left[ \sinh^{-1} \left( \frac{\lambda r_r}{R} \right) - \sinh^{-1} \left( \frac{\lambda r_b}{R} \right) \right] \quad (63)$$

onde  $C_3$  e  $C_4$  são equivalentes a  $C_1$  e  $C_2$ , respectivamente.

Considerando as expressões  $B_1, B_2, B_3, B_4$ :

$$B_1 = \sqrt{1 + \left( \frac{\lambda r_b}{R} \right)^2} \quad (64)$$

$$B_2 = \sqrt{1 + \left( \frac{\lambda r_r}{R} \right)^2} \quad (65)$$

$$B_3 = 1 + 2 \left( \frac{\lambda r_b}{R} \right)^2 \quad (66)$$

$$B_4 = 1 + 2 \left( \frac{\lambda r_r}{R} \right)^2 \quad (67)$$

Adotando as equivalências entre  $A_3$  e  $A_8$ ,  $A_4$  e  $A_9$ , e substituindo as expressões (56), (59), (60), (64) e (65) em (49), expandindo e agrupando, resulta em:

$$D_1 = 0,5 \frac{B d_r c_d}{\pi R \lambda} \left[ \frac{\lambda}{R} (r_b B_1 - r_r B_2) + \log \left\| \frac{\lambda r_b + R B_1}{\lambda r_r + R B_2} \right\| \right] \quad (68)$$

Observa-se que  $D_1$  é expresso em função da razão de velocidade.

Substituindo as expressões (50), (51), (59) e (60) em (55), obtém-se:

$$C_3 = V_0^2 (r_b A_6 B_3 - r_r A_7 B_4) \quad (69)$$

Em virtude das equivalências entre  $C_1$  e  $C_3$ , e  $C_2$  e  $C_4$ , substitui-se (49), (56) e (62) em (48), e após convenientes operações algébricas obtém-se:

$$D_2 = \frac{Bd_r c_d}{8\pi R V_0 \lambda^2} \left\{ \left( A_6 B_3 \frac{\lambda r_b}{R} - A_7 B_4 \frac{\lambda r_r}{R} \right) + V_0 \left[ \sinh^{-1} \left( \frac{\lambda r_r}{R} \right) - \sinh^{-1} \left( \frac{\lambda r_b}{R} \right) \right] \right\} \quad (70)$$

As expressões (55) e (70) são equivalentes entre si, e representam os termos independentes da equação do coeficiente de torque,  $C_Q$ . Porém, esta expressão está escrita em função da razão de velocidade,  $\lambda$ , dentre outros parâmetros.

Considerando que a razão de velocidade local,  $x = \Omega r / V_0$ , o raio  $r$  pode ser escrito como:

$$r = \frac{V_0}{\Omega} x \quad (71)$$

o diferencial de (71) é igual a:

$$dr = \frac{V_0}{\Omega} dx \quad (72)$$

$x_h = \frac{\Omega r_h}{V_0}$  é a razão de velocidade próximo a raiz da pá e a razão de velocidade na ponta da pá é  $\lambda = \Omega R / V_0$ .

A expressão do coeficiente de empuxo (48) pode ser escrita em função da razão de velocidade, efetuando-se a mudança de variável do integrando pelas expressões (71) e (72) e dispondo do termo independente expresso em função de  $\lambda$ , expressão (68), e dos intervalos de integração  $x_h$  e  $\lambda$ .

Conseqüentemente, o coeficiente de empuxo em função da razão de velocidade local,  $x$ , é escrito como:

$$C_T = \frac{2}{\lambda^2} \left\{ \left[ \int_{x_h}^{\lambda} \left( \frac{W}{V_0} \right)^2 \sigma C_n x dx \right] + 0,5 \frac{Bd_r c_d}{\pi R \lambda} \left[ \frac{\lambda}{R} (r_b B_1 - r_r B_2) + \log \left\| \frac{\lambda r_b + R B_1}{\lambda r_r + R B_2} \right\| \right] \right\} \quad (73)$$

Observa-se que o coeficiente de empuxo depende do arrasto, oriundo nas barras de fixação das pás, representada pelo termo independente da expressão (73), e do coeficiente de força normal,  $C_n$ . O coeficiente de força normal (29) depende dos coeficientes de sustentação, de arrasto, do ângulo de escoamento,  $\phi$ , e do ângulo de curvatura da pá,  $\beta_i$ . Entretanto, na partida da turbina, o ângulo de escoamento,  $\phi$ , é aproximadamente  $\pi/2$ , conforme mostra RIBEIRO *et al.* (2021). Portanto, o coeficiente



de arrasto  $C_D$  tem contribuição mais significativa, pois para  $\phi \rightarrow \pi/2$ ,  $\cos \phi \rightarrow 0$  na expressão do coeficiente de força normal (29).

A expressão do coeficiente de torque aerodinâmico (56) em função da razão de velocidade local  $x$  é obtida de forma análoga a equação (73), efetuando-se a mudança de variável do integrando para coordenada de razão local de velocidade por meio das expressões (71) e (72), e fazendo uso da expressão para o termo independente (70).

Após as substituições obtém-se:

$$C_Q = \frac{2}{\lambda^3} \left[ \int_{x_h}^{\lambda} \left( \frac{W}{V_0} \right)^2 \sigma C_t x^2 dx \right] - D_2 \quad (74)$$

A equação (74), coeficiente de torque,  $C_Q$ , para as turbinas de pás curvadas é função do coeficiente de força tangencial  $C_t$ , equação (28), que durante a partida, o ângulo de escoamento  $\phi \rightarrow \frac{\pi}{2}$ , portanto,  $\cos \phi \rightarrow 0$ , então, na partida, o coeficiente de torque  $C_Q$  é depende do coeficiente de sustentação  $C_L$  do perfil empregado na pá (RIBEIRO *et al.*, 2021), e, também, função do índice de solidez.

O torque de empuxo das barras que fixam as pás ao cubo do rotor reduz o torque aerodinâmico da turbina, termo independente da equação (74). Nesse contexto, os coeficientes de torque e empuxo dependem do perfil aerodinâmico empregado na pá da turbina e da geometria da pá da turbina.

### 3.3 Torque dissipativo

Nesta seção é apresentada a formulação para o cálculo do torque dissipativo a partir do modelo proposto por Palmgren (STAMMLER *et al.*, 2018), complementado pelo modelo de Stribeck para incorporar o atrito estático presente na partida da turbina (VAZ *et al.*, 2018). Conforme é mostrado na figura 15, o modelo proposto torna possível a previsão do máximo valor do atrito, atrito estático, e o menor valor do atrito, atrito dinâmico (RIBEIRO *et al.*, 2021 e VAZ *et al.*, 2018).

A figura 15 mostra o gráfico do comportamento típico do torque resistente, no momento da partida até a entrada em regime de uma pequena turbina de eixo horizontal, com mancais de rolamentos lubrificadas por graxa, no qual é destacado a reta azul que representa o atrito estático. Decorrido um determinado intervalo de tempo, a turbina inicia o movimento e o atrito cai subitamente (linha em vermelho) que representa o efeito Stribeck, e em seguida acelera até que entra em regime (curva em linha negra).

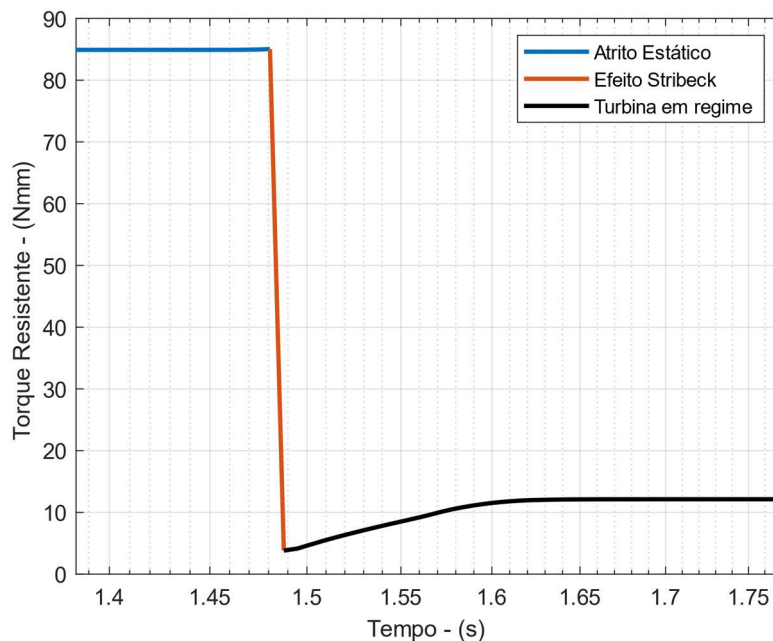


Figura 15: Torque resistente versus tempo de partida de pequena turbina eólica.

Os resultados teóricos do torque resistente avaliado segundo o modelo de Palmgren e do fabricante de mancais SKF são discrepantes dos resultados experimentais no intervalo que compreende o início do movimento (VAZ *et al.*, 2018). A expressão proposta por VAZ *et al.*, (2018) denominada de modelo estendido, adiciona o efeito Stribeck, que considera a influência do atrito estático (MOREIRA *et al.*, 2020).

Segundo o modelo estendido de Palmgren (VAZ *et al.*, 2018), o torque dissipativo é composto pelas parcelas do torque de atrito, devido aos esforços radiais e axiais que atuam nos mancais, do torque das forças viscosas, decorrente da lubrificação dos mancais de rolamentos, do torque de atrito estático, quando a turbina está na iminência de iniciar o movimento e pelo torque resistente dos equipamentos de medição e controle acoplados ao conjunto. O torque é então expresso da seguinte forma:

$$T_{D,P*} = T_L + T_V + T_S \exp \left[ - \left( \frac{n}{n_{st}} \right)^{i_{st}} \right] + 0,5 C_{MPB} \quad (75)$$

no qual:

$T_L$ : é o torque de atrito que depende da força radial e axial aplicada no mancal e do tipo de mancal;

$T_V$ : é o torque dissipativo devido a forças viscosas segundo a expressão empírica proposta por Palmgren;

$T_S$ : é o torque de atrito de deslizamento avaliado entre a média aritmética entre os torques de deslizamento e do atrito no selo mecânico dos mancais;

$n$ : é a rotação da turbina em rpm;

$n_{st}$ : é o parâmetro de Stribeck obtido experimentalmente;

$i_{st}$ : é o expoente de Stribeck determinado experimentalmente;

$C_{MPB}$ : é o torque resistente fornecido pelo fabricante do *encoder* e freio magnético, referente a configuração empregada nos ensaios experimentais.

O torque de atrito associado à carga que atua no mancal proposto por Palmgren, dependente do tipo de carregamento, da característica do mancal, da carga estática equivalente e do diâmetro nominal do mancal (KIM *et al.*, 2015), é:

$$T_L = f_L F_\beta d_m \quad (76)$$

no qual  $f_L$  representa um parâmetro empírico em função das cargas que atuam no mancal e do tipo de mancal de rolamento empregado, avaliado pela equação (77) e  $F_\beta$ , equação (79), representa um parâmetro empírico em função do tipo de mancal e do diâmetro nominal do mancal,  $d_m$  (STAMMLER *et al.*, 2018).

O valor de  $f_L$  é obtido em função do tipo de mancal de rolamento, do ângulo de contato dos elementos girantes, da carga que atua no mancal e da capacidade de carga nominal do mancal. Ele é avaliado pela expressão não linear a seguir:

$$f_L = z \left( \frac{F_S}{C_S} \right)^y \quad (77)$$

Na qual,  $F_S$  é a carga estática equivalente, descrita na equação (78). O coeficiente  $z$  e o expoente  $y$  são constantes que dependem do tipo de mancal de rolamento e de seu ângulo de contato e  $C_S$  é a capacidade de carga estática básica do rolamento. Todos esses parâmetros são obtidos nos manuais técnicos dos fabricantes de rolamentos (PINHEIRO *et al.*, 2021). Os valores desses parâmetros que correspondem aos mancais da turbina empregada nos ensaios de VAZ *et al.* (2018) estão listados na tabela 2.

A carga estática equivalente  $F_S$ , que pondera as contribuições dos esforços radial e axial sobre o mancal de rolamento, é obtida pela equação a seguir:

$$F_S = X_S F_r + Y_S F_T \quad (78)$$

Na equação (78),  $F_r$  representa a força resultante na direção radial e  $F_T$  é a força de empuxo aerodinâmico, ambas atuando nos mancais da turbina.  $X_S$  e  $Y_S$  são parâmetros fornecidos pelos fabricantes de mancais e dependem do tipo de mancal, cujos valores estão disponibilizados nos manuais dos fabricantes de rolamentos. A tabela 2 discrimina esses valores para os mancais da turbina empregada no trabalho de Vaz *et al.* (2018), utilizados na presente pesquisa.

O parâmetro  $F_\beta$ , referente à equação (76), é função do tipo de mancal de rolamento e da direção dos esforços aplicados sobre os mancais. Ele é obtido por meio da expressão empírica proposta por Palmgren reproduzida a seguir:

$$F_\beta = \begin{cases} \max(F_r; 0,9F_T \cotg(\gamma) - 0,1F_r); & \text{para mancais de rolamentos radiais} \\ 3F_T - 0,1F_r & ; \text{para mancais de pista profunda} \\ F_T & ; \text{para mancais de escora} \end{cases} \quad (79)$$

Tabela 2. Parâmetros de Palmgren para mancais de rolamentos de pista profunda

Parâmetro	Descrição	Valor
$C_s$	capacidade de carga estática básica	4000 (N)
$X_s$	Fator de carga radial	0,6
$Y_s$	Fator de carga axial	0,5
$z$	Parâmetros do modelo de Palmgren	0,0004
$y$	Expoente empírico dependente do tipo de mancal	0,55
$d_m$	Diâmetro nominal do mancal	31 (mm)
$i_{st}$	Expoente de Stribeck	0,26
$\Omega_{st}$	Parâmetro de Stribeck	0,001
$C_{MPB}$	Torque de arrasto	2,756 Nmm

Fonte: RIBEIRO *et al.* (2021) e VAZ *et al.* (2018)

O torque dissipativo resultante das forças viscosas é obtido a partir da equação empírica proposta por Palmgren, em função da viscosidade cinemática,  $\nu_0$ , em centistokes, do fluido lubrificante e da rotação do mancal, em rpm e obtida pela solução numérica da equação (5), e do parâmetro,  $f_0$ , dependente do tipo de mancal e do tipo de lubrificação empregada (ZHOU *et al.*, 2019):

$$F_V = \begin{cases} 10^{-7} f_0 (\nu_0 n)^{2/3} d_m^3; & \text{para } \nu_0 n \geq 2000 \\ 160 \times 10^{-7} f_0 d_m^3; & \text{para } \nu_0 n < 2000 \end{cases} \quad (80)$$

Na tabela 3, estão disponibilizados os valores dos parâmetros  $f_0$ .

O torque de atrito estático,  $T_s$ , coeficiente do termo de Stribeck, para os mancais de rolamentos é obtido pelo valor médio entre o torque de deslizamento nos mancais de rolamentos,  $T_{sl}$ , e o torque de atrito no selo mecânico do mancal,  $T_{seal}$ , (VAZ *et al.*, 2018), sendo escrito como:

$$T_s = \frac{1}{2} (T_{sl} + T_{seal}) \quad (81)$$

Tabela 3. Valores para  $f_0$  de acordo com o tipo de mancal de rolamento e lubrificação

Tipo de mancal	Graxa	spray de óleo	Banho de óleo	Banho de óleo (eixo vertical) ou jato de óleo
Pista profunda <sup>a</sup>	0,7 - 2 <sup>b</sup>	1	2	4
Auto alinhado <sup>c</sup>	1,5-2 <sup>b</sup>	0,7 – 1,0 <sup>b</sup>	1,5-2 <sup>b</sup>	3-4 <sup>b</sup>
Escora	5,5	0,8	1,5	3
De Esfera de Contato angular <sup>a</sup>	2	1,7	3,3	6,6

<sup>a</sup> Use  $2f_0$  para par de rolamentos ou rolamento de pista dupla;

<sup>b</sup> Valor menor corresponde a mancais aplicados a cargas leves;

<sup>c</sup> Mancais de pista dupla. Fonte: RIBEIRO *et al.* (2021) e VAZ *et al.* (2018).

O torque de deslizamento é avaliado pela expressão empírica a seguir:

$$T_{sl} = G_{sl}\mu_{sl} \quad (82)$$

na qual,  $\mu_{sl}$ , é o coeficiente de atrito de deslizamento e  $G_{sl}$  é o fator de atrito de deslizamento que depende do tipo de mancal de rolamento. O termo  $G_{sl}$  é calculado pela expressão empírica não linear (PINHEIRO *et al.*, 2021, VAZ *et al.*, 2018) a seguir:

$$G_{sl} = S_1 d_m^{-0,145} \left( F_r^5 + \frac{S_2 d_m^{1,5} F_T^4}{\text{seno}(\alpha_F)} \right) \quad (83)$$

os valores dos parâmetros  $S_1$  e  $S_2$  estão disponibilizados na tabela 4 e  $\alpha_F$  é avaliado na seguinte forma:

$$\alpha_F = 24,6 \left( \frac{F_T}{C_s} \right)^{0,24} \quad (84)$$

onde  $C_s$  é a capacidade de carga estática básica obtida dos manuais do fabricante e  $F_T$  é a força de empuxo aerodinâmica calculada pela equação (35).

O coeficiente de atrito de deslizamento é obtido pela equação empírica (VAZ *et al.*, 2018) a seguir:

$$\mu_{sl} = \phi_{bl}\mu_{bl} + (1 - \phi_{bl})\mu_{EHL} \quad (85)$$

onde os parâmetros  $\mu_{bl}$  e  $\mu_{EHL}$  estão listados na tabela 4 e o fator compensação para lubrificação mista,  $\phi_{bl}$ , é calculado pela seguinte expressão:

$$\phi_{bl} = [-2,6 \times 10^{-8}(\nu_o n)^{1,4} d_m] \quad (86)$$

No qual  $\nu_o$  é a viscosidade cinemática, em centistokes,  $n$  é a frequência de rotação da turbina, em rpm, e  $d_m$  o diâmetro nominal do mancal, em mm.

O torque de atrito do selo mecânico depende do tipo de selo do mancal de rolamento e segundo Palmgren, é obtido pela expressão seguinte:

$$T_{seal} = K_{S1} d_S^{\beta_*} + K_{S2} \quad (87)$$

Os parâmetros  $K_{S1}$ ,  $K_{S2}$  e  $\beta_*$  dependem do tipo de mancal e  $d_S$  representa o diâmetro do selo mecânico do mancal de rolamento. Nesta pesquisa, os valores numéricos dos parâmetros das equações (83), (85) e (87) estão listados na tabela 4.

Tabela 4: Parâmetros para os cálculos dos torques de atrito no selo mecânico e devido ao deslizamento

Parâmetro	Descrição	Valor
$S_1$	Fator de deslizamento	$4,63 \times 10^{-3}$
$S_2$	Fator de deslizamento	4,25
$\mu_{bl}$	Parâmetro que depende do tipo de aditivo	0,15
$\mu_{EHL}$	Coefficiente de atrito para lubrificação elasto-hidrodinâmica completa	0,15
$K_{S1}$	Parâmetro que depende do tipo de mancal	0,018
$K_{S2}$	Parâmetro dependente do tipo de mancal	0,0
$d_S$	Diâmetro do selo mecânico do rolamento	42 mm
$\beta_*$	Expoente de acordo com tipo de selo e mancal	2,25

Fonte: VAZ *et al.* (2018).

Nesta seção foi apresentada a formulação do torque dissipativo calculado a partir do modelo proposto por VAZ *et al.* (2018). As equações indicam que o torque dissipativo tem comportamento não linear, evidenciado em baixas velocidades como mostrado na figura 15 e nos resultados do trabalho de Vaz *et al.* (2018) e Ribeiro *et al.* (2021). Destaca-se que, após a partida, o torque de atrito reduz e o torque dissipativo depende apenas do torque de atrito dinâmico devido aos esforços radiais e empuxo aerodinâmico que atuam nos mancais e do torque das forças viscosas nos mancais de rolamentos.

#### 4. MATERIAIS E MÉTODOS

Nesta seção é apresentada a metodologia utilizada no desenvolvimento deste trabalho aplicada a diferentes configurações de curvaturas das pás para a análise numérica do desempenho de partida de uma pequena turbina de eixo horizontal.

A turbina é composta por três pás de perfil de arco-circular, com 0,34 m de raio externo, raio do cubo igual a 0,143 m e 0,040 m de comprimento de corda constante ao longo da pá. O desenho de diversas configurações de curvaturas é apresentado nas figuras 18 a 20. O ângulo de torção da pá,  $\theta_i$ , varia linearmente de  $46^\circ$  na borda interna a  $17^\circ$  na ponta da pá da turbina (VAZ *et al.*, 2018). A figura 16, ilustra essa variação linear do ângulo de torção  $\theta$  em relação a razão adimensional  $r/R$ .

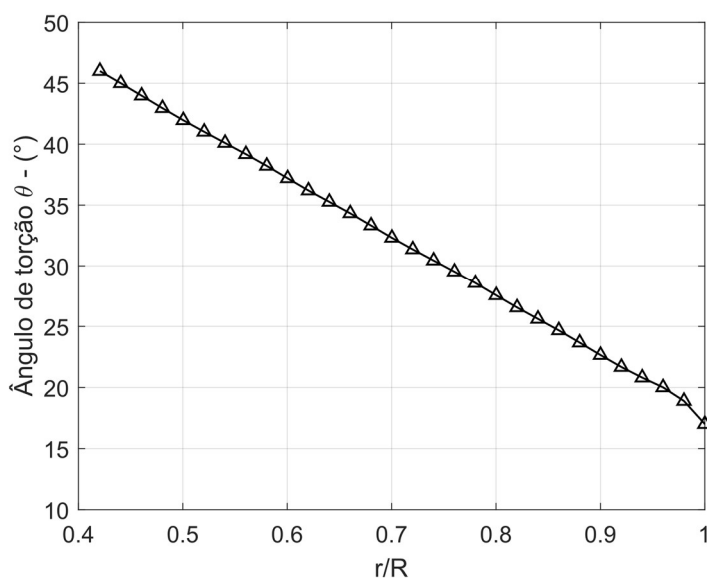


Figura 16. Variação do ângulo de torção da pá em função de  $r/R$ .

As hastes que fixam as pás ao cubo do rotor possuem as seguintes dimensões geométricas: raio do centro até o início da pá  $r_r = 0,143$ , raio da parte inferior da haste  $r_b = 0,055$  e diâmetro da haste  $d_r = 0,00635$ . O seu coeficiente de arrasto é  $c_d = 0,8$ .

Na Figura 17 são mostrados uma fotografia e o desenho esquemático de um rotor de pás retas, ângulo  $\beta$  igual a  $0^\circ$ , de perfil arco circular. Na figura 18 é mostrado o desenho dessa configuração de pá. Essa configuração de rotor foi empregada nos ensaios experimentais descritos por VAZ *et al.* (2018), cujos resultados são empregados, neste trabalho, para validação do método. Os resultados numéricos, obtidos a partir dessa geometria de pá, são comparados aos obtidos com rotores de pás de diferentes configurações de curvaturas.



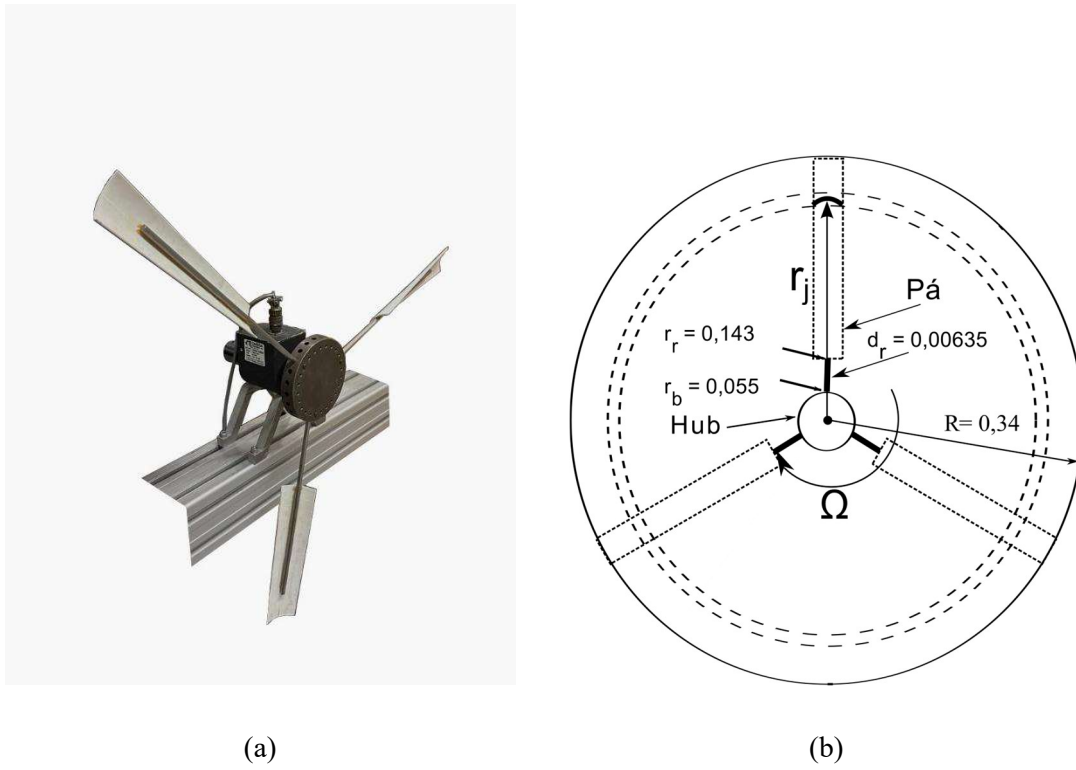


Figura 17. (a)Fotografia da turbina de perfil arco circular reta; (b) Desenho esquemático do rotor de pá reta de perfil arco-circular (b).

Fonte: autoria própria.

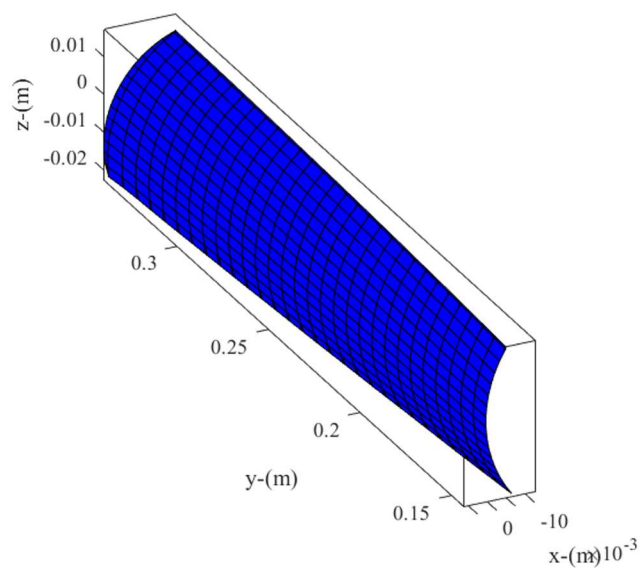


Figura 18. Desenho da pá reta de perfil de arco circular.

Na figura 19 (a) é mostrado o desenho esquemático de um rotor com pás curvadas para frente com  $\beta$  igual a  $-30^\circ$ , e na figura 19 (b) é apresentado o desenho desta pá.

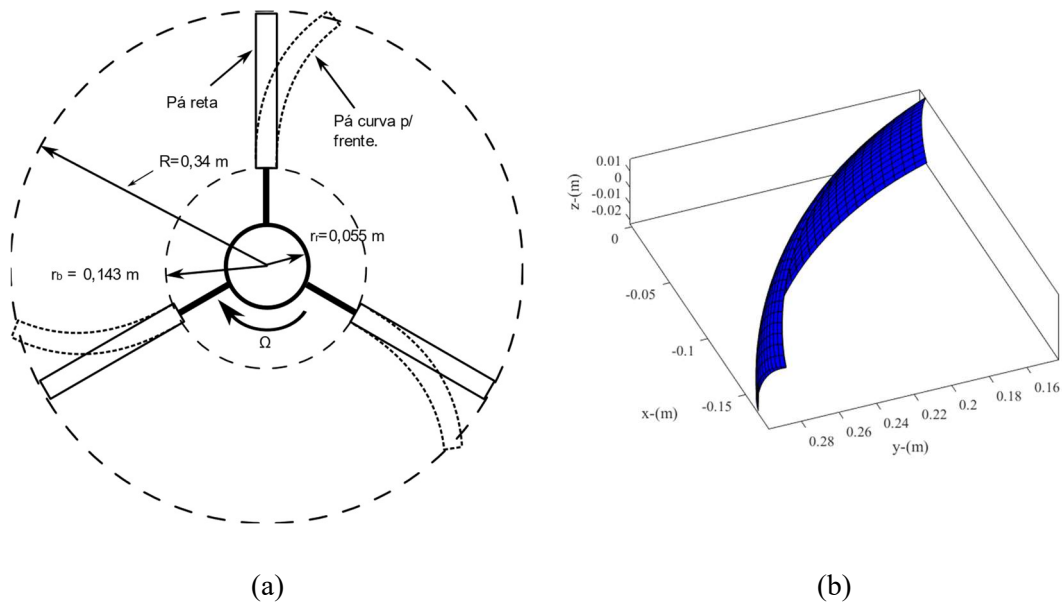


Figura 19. (a) Desenho esquemático do rotor com pás de perfil arco circular curvadas para frente; (b) Desenho da pá curvada para frente.

A figura 20 (a) mostra o desenho esquemático de um rotor de perfil arco-circular de pás curvadas para trás e na figura 20 (b) é apresentado o desenho da pá de perfil arco-circular curvada para trás.

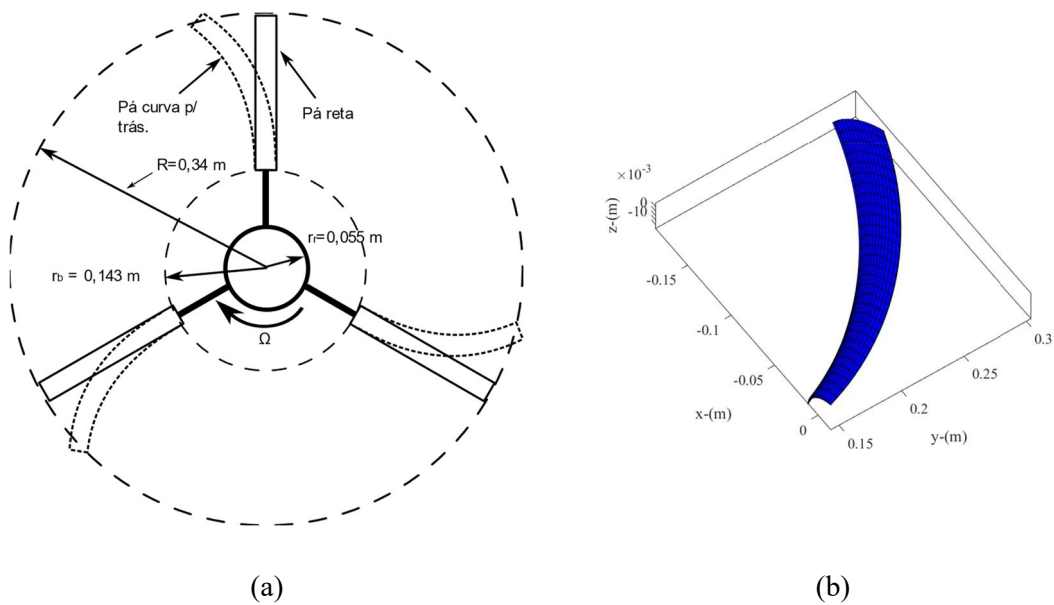


Figura 20. (a) Turbina eólica com pás de perfil arco circular curvadas para trás; (b) Desenho da pá de perfil arco circular curvada para trás.

Um freio magnético modelo MPB70 foi acoplado ao eixo da turbina, com um transdutor de torque empregado nas medições dos dados durante a partida da turbina. O torque resistente do equipamento é igual a  $2,756 \times 10^{-5}$  Nm (tabela 5).

Na tabela (5) estão listados os valores numéricos dos parâmetros utilizados para solução numérica da equação do movimento (5).

Tabela 5: Parâmetros do modelo numérico.

Parâmetros	Valor
Raio do Cubo, $r_h$	0,143 m
Raio do rotor, $R$	0,34 m
Número de Pás, $B$	3
Corda constante, $c$	0,04 m
Ângulo de torção, variação linear do cubo à ponta da pá, $\theta$	$46^\circ > \theta > 17^\circ$
Momento de inércia de massa total, $J_T$	0,0991 kg-m <sup>2</sup>
Ângulos de curvatura das pás (em graus), $\beta_k$	{-30, -20, -10, 0, 10, 20, 30}
Perfil Aerodinâmico	Perfil arco-circular
Valores de $C_L$ e $C_D$ obtidos para Re igual a 60.000	Obtidos em VAZ, <i>et al.</i> , 2018
Massa específica do ar, $\rho$	1,205 kg/m <sup>3</sup>
Viscosidade cinemática do ar, $\nu_0$	$1,511 \times 10^{-5}$ m <sup>2</sup> /s
Tempo	60 s
Incremento no tempo, $\Delta t$	0,5 s
Velocidade angular inicial	$1,0 \times 10^{-10}$ rad/s
Torque resistente do freio, CMPB	$2,756 \times 10^{-5}$ Nm
Velocidade do vento	$0,0 < V_0 < 6,3$ m/s
Número máximo de interações	200
Tolerância	0,001

Ao substituir os valores das tabelas 2, 3, 4 no método estendido de Palmgren para o torque dissipativo, equação (75), obtém-se

$$\alpha_{F,i} = 3,3F_{T,i}^{0,24} \quad (88)$$

$$T_{L,i} = 1,34 \times 10^{-5} (3F_T - 0,3801) [(5,3042 + 1,163F_{T,i}) \times 10^{-4}]^{0,55} \quad (89)$$

$$T_{V,i} = 0,0967 \left( \frac{30}{\pi} \Omega_j \right)^{2/3} \times 10^{-3} \quad (90)$$

$$T_{S,i} = \left\{ 2,15 \left[ 0,0794 + 0,0132 \frac{F_{T,i}^4}{\text{seno}(\alpha_{F,i})} \right]^{1/3} + 40,5 \right\} \times 10^{-3} \quad (91)$$

$$T_{Stribeck,i} = T_{S,i} \exp \left[ - \left( \frac{\Omega_j}{0,001} \right)^{0,26} \right] \quad (92)$$

$$T_{D,P*,i} = T_{L,i} + T_{V,i} + T_{Stribeck,i} + 1,378 \times 10^{-3} \quad (93)$$

Nos quais os índices  $i$  e  $j$  são índices que correspondem ao  $i$ -ésimo elemento de pá e  $j$ -ésimo intervalo de tempo, respectivamente.

A equação do torque aerodinâmico (36) e a expressão do torque dissipativo (93) são substituídas na equação (5), a qual é resolvida numericamente pelo método Runge-Kutta de quarta ordem, com intervalo de tempo igual 0,5 s durante 60 s. As condições iniciais admitidas são a velocidade angular inicial igual a  $1,0 \times 10^{-10}$  rad/s e tempo inicial igual a 0.

O algoritmo para simulação numérica do comportamento na partida da turbina é apresentado a seguir e o fluxograma é descrito no apêndice I:

- i) Armazenamento dos parâmetros e propriedades físicas discriminados na tabela 5;
- ii) Ler os dados de medições da velocidade do vento;
- iii) Ler os dados de medições da velocidade angular da turbina,  $\Omega_k$ ;
- iv) Inicializar o parâmetro do ângulo de curvatura da pá  $\beta = \{-30^\circ, -20^\circ, -10^\circ, 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ\}$ ;
- v) Ler os dados dos ângulos de ataque, dos coeficientes de sustentação e arrasto referentes ao perfil da pá  $[\alpha_k, C_{L,k}, C_{D,k}]$ ;
- vi) Iniciar o número de elementos de pá  $B$  e número de intervalos de tempo  $M$ ;
- vii) Ler os dados das coordenadas geométricas, raio, ângulo de torção e corda de cada elemento  $i$ ;
- viii) Inicializar o vetor tempo entre 0 e 60 segundos com intervalo de 0,5 s;
- ix) Interpolar a velocidade do vento associado ao tempo,  $t_i$ , com os dados da velocidade de medição do vento no domínio do tempo;
- x) Para cada ângulo de curvatura  $\beta_i$ , equação (8), calcular o raio da pá curvada pela expressão (7), e a corda pela equação (9);
- xi) Fazer  $j$  variar de 1 até  $M$ , número de intervalos de tempo, neste caso 120;

- xii) Fazer  $i$  variar de 1 até o número de elementos de pá,  $N$ ;
- xiii) Calcular o ângulo de fluxo  $\phi_i$ , equação (13);
- xiv) Calcular o ângulo de ataque  $\alpha_i$ , equação (14);
- xv) Testar se o ângulo de ataque,  $\alpha_i$ , é maior que o ângulo de estolagem  $\alpha_s$ ;
- xvi) Se for verdade calcular  $C_L(\alpha_i)$  e  $C_D(\alpha_i)$  por Viterna-Corrigan equações (20) e (21);
- xvii) Se falso, obter  $C_L(\alpha_i)$  e  $C_D(\alpha_i)$  dos dados experimentais do perfil da pá;
- xviii) Avaliar  $C_{n,i}$ ,  $C_{t,i}$  equações (28) e (29), respectivamente;
- xix) Calcular a velocidade relativa do fluxo de ar,  $W_i$ , pela equação (32)
- xx) Calcular a força de empuxo  $F_T$ , equação (35);
- xxi) Calcular o torque aerodinâmico  $T_Q$ , expressões (36);
- xxii) Calcular o torque dissipativo  $T_{D,P*}$ , equação (93);
- xxiii) Resolver a equação do movimento (5) pelo método de Runge-Kutta;
- xxiv) Calcular  $K_1 = \frac{1}{J_T} [T_T(t_j, \Omega_j) - T_{D,P*}(t_j, \Omega_j)]$ ,
- xxv) Calcular  $K_2 = \frac{1}{J_T} [T_T(t_j + 0,5\Delta t, \Omega_j + 0,5K_1\Delta t) - T_{D,P*}(t_j + 0,5\Delta t, \Omega_j + 0,5K_1\Delta t)]$ ;
- xxvi) Calcular  $K_3 = \frac{1}{J_T} [T_T(t_j + 0,5\Delta t, \Omega_j + 0,5K_2\Delta t) - T_{D,P*}(t_j + 0,5\Delta t, \Omega_j + 0,5K_2\Delta t)]$ ;
- xxvii)  $K_4 = \frac{1}{J_T} [T_T(t_j + \Delta t, \Omega_j + K_3\Delta t) - T_{D,P*}T_T(t_j + \Delta t, \Omega_j + K_3\Delta t)]$ ;
- xxviii) Calcular  $\Omega_{j+1} = \Omega_j + \frac{1}{6} (K_1 + 2K_2 + 2K_3 + K_4)\Delta t$ ;
- xxix) Fim variação de  $i$ ;
- xxx) Fim variação  $j$ ;
- xxxi) Calcular coeficiente de empuxo, coeficiente de torque, torque resultante, e potência para cada  $\Omega_j$  e para cada razão de velocidade na ponta da pá,  $\lambda_j$ ;
- xxxii) Plotar os resultados.

## 5. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Nesta seção são apresentados os resultados obtidos e as discussões acerca dos gráficos apresentados que sintetizam essa pesquisa. O modelo numérico considerou a pá dividida em 30 seções e os coeficientes de arrasto e de sustentação empregados foram os disponibilizados na literatura técnica para o perfil de pá em arco de círculo, com valores associados ao número de Reynolds de 60.000 (VAZ *et al.*, 2018).

Os resultados foram obtidos a partir da solução numérica pelo método de Runge-Kutta de quarta ordem da equação (5) ao serem substituídas pelas expressões do torque aerodinâmico e dissipativo, equações (36) e (93), respectivamente.

O regime quase-estacionário para escoamento do fluido, o qual é classificado conforme os valores numéricos do parâmetro de frequência reduzida,  $K_\alpha$ , (LEISHMANN, 2006), são calculados na ponta da pá,  $K_{\alpha,tip}$ , neste trabalho, segundo VAZ *et al.* (2018).

Os valores numéricos da frequência reduzida,  $K_{\alpha,tip}$ , calculados para pás retas e curvadas para trás com ângulo de curvatura  $\beta = 30^\circ$  e as avaliações realizadas a partir das medições experimentais para turbinas de pás retas (VAZ *et al.*, 2018) estão representados graficamente na figura 21. O erro absoluto médio entre os valores da frequência reduzida obtida pelo modelo teórico e os valores a partir de dados experimentais é de  $2,5057 \times 10^{-5}$  e a figura 22 mostra a distribuição desse erro.

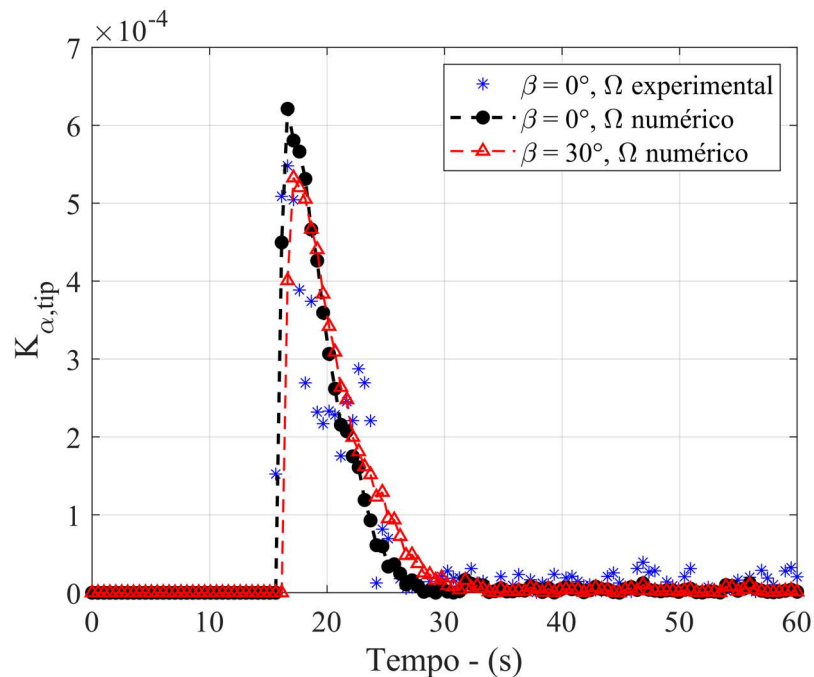


Figura 21. Frequência reduzida na ponta da pá,  $K_{\alpha,tip}$ .

Observa-se que, os maiores erros absolutos estão distribuídos em torno do tempo igual a 20 segundos, os quais correspondem ao perfil curvilíneo, durante a partida, do gráfico de velocidade angular, traçado na figura 23, que é discutido no próximo parágrafo.

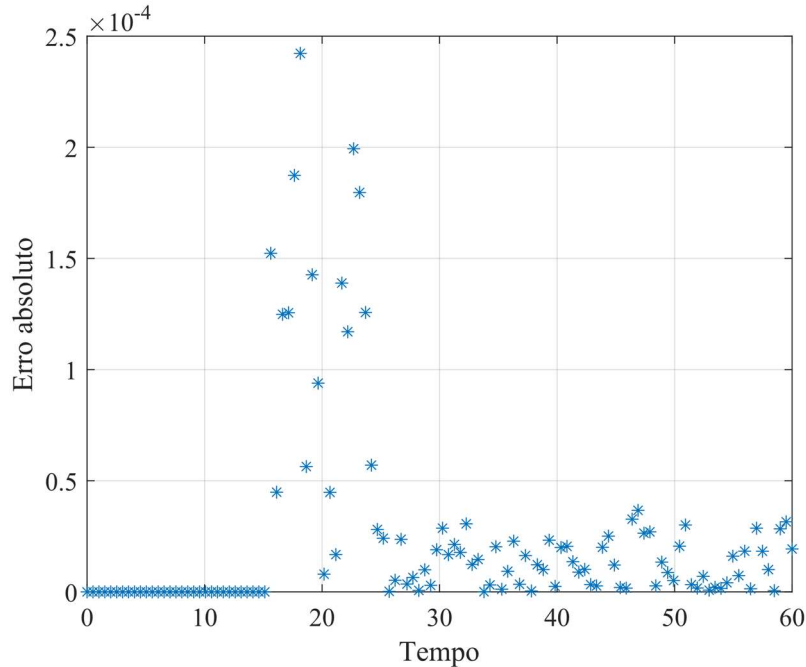


Figura 22. Distribuição da diferença entre valores da frequência reduzida calculados a partir de dados do modelo teórico e de dados experimentais.

Os valores máximos da frequência reduzida,  $K_{\alpha,tip}$ , para a turbina de pás retas calculados a partir de medições experimentais da velocidade angular e por meio da solução numérica da equação (3) são  $6,2115 \times 10^{-4}$  e  $5,47937 \times 10^{-4}$ , respectivamente. E, da mesma forma, o valor da frequência reduzida para turbina com pás curvadas para trás, com ângulo de curvatura  $\beta = 30^\circ$ , é  $5,356 \times 10^{-4}$ . Todos esses valores pertencem ao intervalo  $]0, 0,05[$ , especificado como regime quase-estacionário pela expressão (12), que comprovam a consistência da hipótese admitida e conforme as observações de RIBEIRO *et al.* (2021) e VAZ *et al.* (2018), os níveis da frequência reduzida são muito pequenos, conseqüentemente, as variações nos valores dos coeficientes de sustentação e arrasto são consideradas desprezíveis, durante a partida.

Os resultados da simulação numérica são corroborados junto às medições realizadas no laboratório *Aero-Energy Tunel* da Faculdade de Engenharia de Schulich da Universidade de Calgary (VAZ *et al.*, 2018). O túnel de vento instalado nesse laboratório tem 7,6 m de comprimento, taxa de contração de 5,76 e uma seção aberta de trabalho de  $1 \text{ m}^2$ , atingindo uma velocidade máxima do vento de 19 m/s.

Na tabela 6 estão listadas as velocidades angulares médias resultantes da simulação numérica, as velocidades angulares médias calculadas a partir dos valores experimentais no intervalo do regime estacionário ( $32 \text{ s} \leq \text{tempo} \leq 60 \text{ s}$ ) e os respectivos erros relativos, correspondentes às turbinas de pás retas, que sugere boa precisão e convergência dos resultados obtidos em relação ao número de intervalos de tempo.

Tabela 6. Número de intervalos de tempo, velocidade angular média (rad/s) e erro relativo.

<b>Número de intervalos de tempo</b>	$\underline{\Omega}_{experimental}$	$\underline{\Omega}_{numérico}$	<b>Erro (%)</b>
30	36,0729	35,391	1,89
60	36,0729	35,392	1,89
120	36,0729	35,372	1,94

Na figura 23 estão traçados os gráficos da velocidade angular teórica, resultante da solução numérica da equação da dinâmica para turbina de pás retas, equação (5), e as medições experimentais dessa velocidade em túnel de vento, realizadas por VAZ, *et al.*, (2018). Observa-se nos valores dos gráficos dessa figura que, ao entrar em regime, a velocidade angular média teórica, avaliada no intervalo de tempo entre 30 e 60 segundos, corresponde a 35,392 rad/s, e por outro lado, a velocidade angular média das medições experimentais, no mesmo intervalo de tempo é de 36,0729 rad/s. A discrepância entre as médias experimental e teórica corresponde a um erro de 1,89%. Tal resultado confirma a boa aproximação entre as simulações numéricas das medições experimentais.

A medição experimental da velocidade angular difere dos resultados numéricos nos instantes iniciais, após a partida da turbina, como mostrado na figura 23, pois durante a partida da turbina o ângulo de ataque é alto, conforme mostrou WOOD (2011). Esse valor alto do ângulo de ataque vai reduzindo quando a turbina prossegue aumentando a velocidade de rotação. No entanto, quando o torque é máximo o número de Reynolds é aproximadamente 20.000 que corresponde ao intervalo de aceleração da turbina como mostram as figuras 23 e 24.



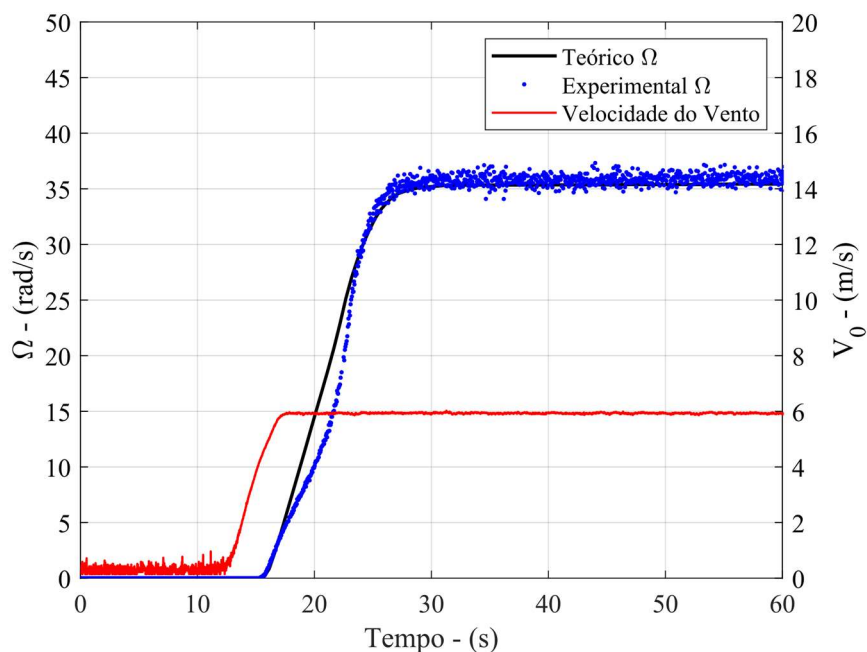


Figura 23. Solução numérica e medições experimentais da velocidade angular e velocidade do vento.

O número de Reynolds, após a partida da turbina, é traçado na figura 24.

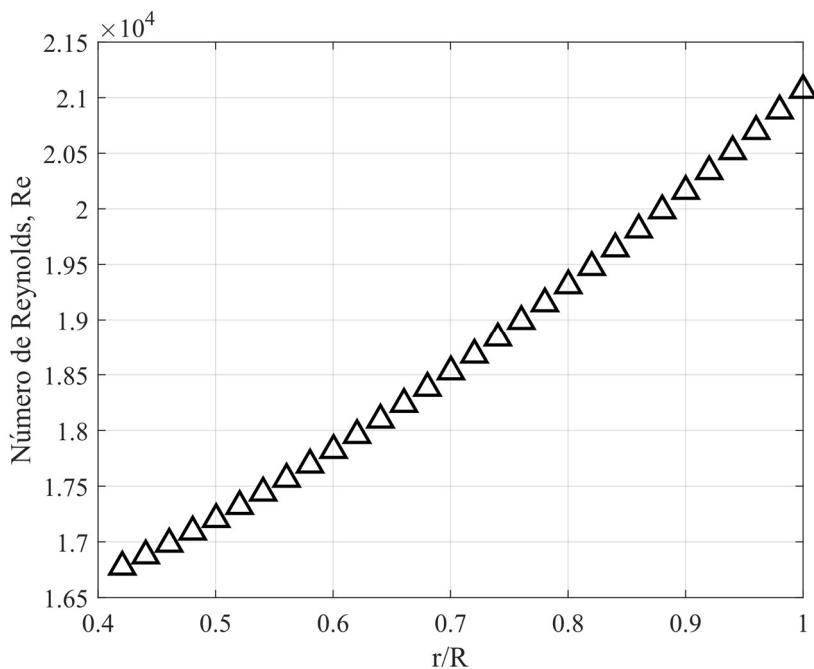


Figura 24. Número de Reynolds ao longo da pá logo após a partida da turbina.

Na figura 25 está traçado o ângulo de ataque, ambos os gráficos são referentes ao instante aproximadamente igual a 20 segundos. Observa-se que esses valores estão

próximos aos resultados de estolagem registrados por MOSATO e KEITA (2016), para o escoamento em um perfil curvo com relação altura da câmara/corda igual a 0,21, porém com ângulo de ataque de  $20^\circ$  e número de Reynolds  $1,0 \times 10^4$ .

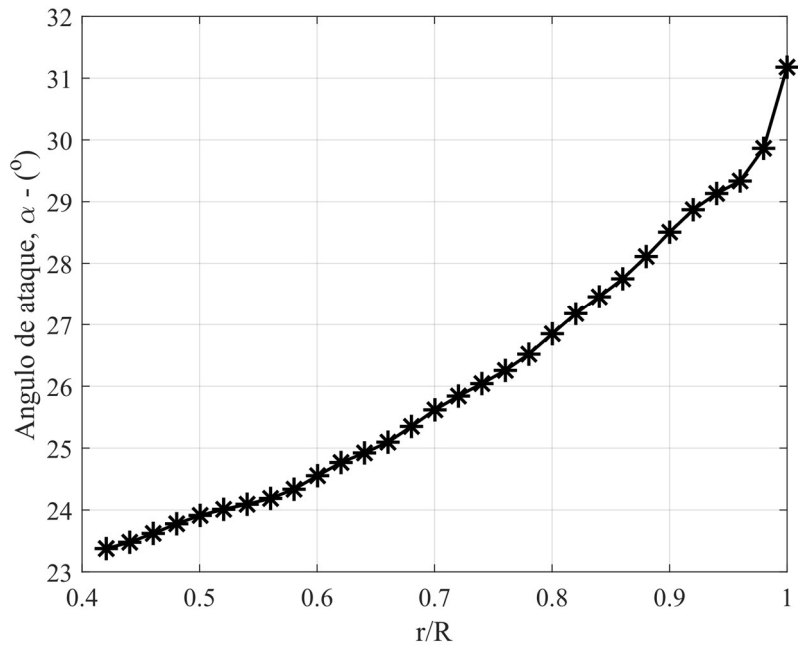


Figura 25. Ângulo de ataque após a partida da turbina ao longo do comprimento da pá.

Na figura 26 é apresentado o gráfico da relação entre a distância do ponto de descolamento da camada limite, medido a partir da borda de ataque, pelo comprimento da corda versus o número de Reynolds referente ao escoamento em torno de um perfil arco circular. O descolamento do escoamento tende a se deslocar em direção da borda de ataque ao reduzir o número de Reynolds (BOT *et al.*, 2016). Fenômeno similar foi observado por SOUPPEZ *et al.*, 2022, em experimentos realizados em perfil de arco circular em túnel de água. Segundo os autores quando o número de Reynolds diminui e o ângulo de ataque aumenta ocorrem variações nos coeficientes de sustentação e arrasto que podem ser significativos. O alto ângulo de ataque, na partida, pode ocasionar o fenômeno de estolagem das pás da turbina, isto é, reduzir a sustentação e aumentar o arrasto (RIBEIRO *et al.*, 2021). Este fenômeno pode ser a causa do perfil curvilíneo, em torno do tempo igual a 20 s, no gráfico das medições da velocidade angular, durante a partida da turbina, observado na figura 23. Outro ponto a ser destacado, conforme relado em VAZ *et al.* (2018), refere-se ao freio magnético que, para rotações muito baixas apresenta resistência de atrito mecânico nos rolamentos inferiores a  $10^{-3}$  Nmm, que não

foram considerados no presente modelo por indisponibilidade de instrumentação com essa sensibilidade de medição.

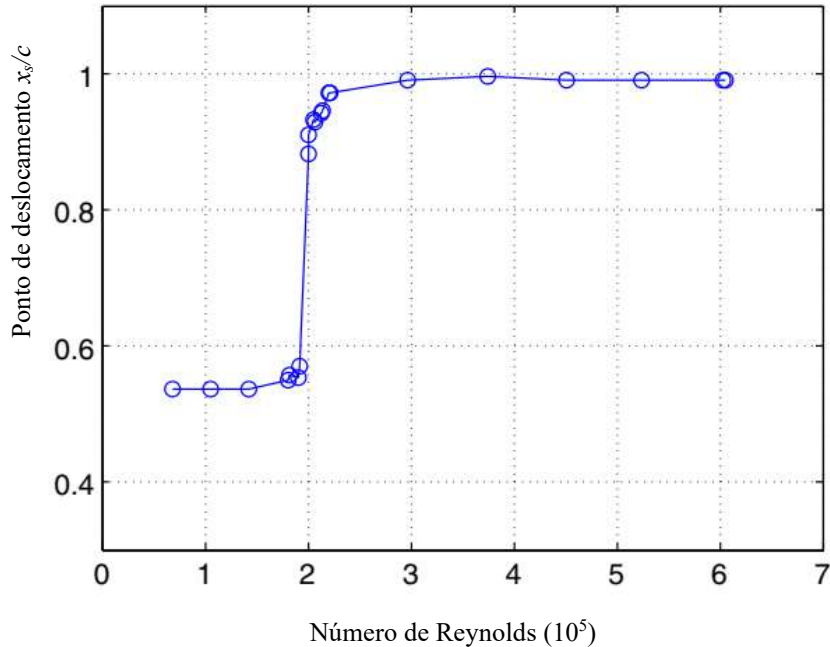


Figura 26. Local do ponto de descolamento do fluxo na face convexa do perfil em função do número de Reynolds (Reimpressão com permissão de BOT, P.; RABAUD, M.; THOMAS, G.; LOMBARDI, A. e LEBRET, C. Phys. Rev. Lett., v. 117, n. 23, p. 234-501, 2016, Copyright (2016) da American Physical Society).

Por outro lado, em perfis de arcos circulares, os estudos experimentais realizados por SOUPPEZ, *et al.*(2022) mostram que uma mudança no ponto de descolamento da camada limite em relação à borda de fuga para jusante está relacionada ao incremento no coeficiente de sustentação e na redução do arrasto.

Os coeficientes de torques,  $C_Q$ , para diversas configurações de curvaturas de pás do rotor em função da razão de velocidade na ponta da pá  $\lambda$ , e do tempo, durante o período de partida da turbina, estão apresentados graficamente nas figuras 27 e 28, respectivamente.

Na figura 27 é mostrado que, na partida, no intervalo de  $0 < \lambda < 1,2$ , a turbina com pá curvada para frente e ângulo de curvatura igual a  $-10^\circ$ , os coeficientes de torque são aproximadamente equivalentes aos resultados obtidos para o rotor de pás retas. E, no mesmo intervalo acima discriminado, os rotores com pás curvadas para trás a  $20^\circ$  e  $30^\circ$  possuem os menores valores de  $C_Q$  em relação aos demais rotores.

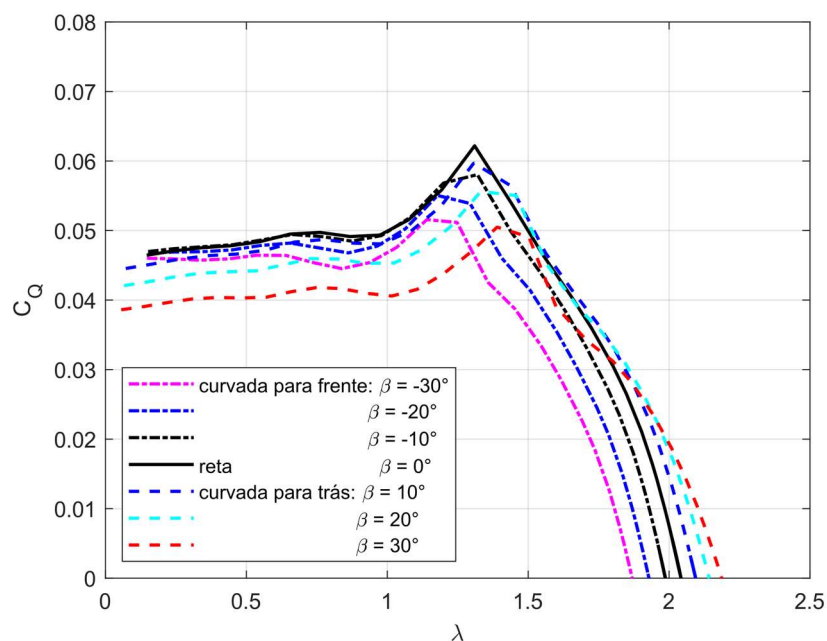


Figura 27. Coeficiente de torque em função de TSR ( $\lambda$ ) para diferentes curvaturas de pás de turbina eólica de eixo horizontal durante a partida.

As turbinas com pás curvadas para trás com ângulos de curvaturas de  $20^\circ$  e  $30^\circ$ , para  $\lambda > 1,7$ , apresentam maiores coeficiente de torque que as demais turbinas, pois esses pontos correspondem ao instante que essas turbinas apresentam maiores torques resultantes, pois como será observado mais adiante essas turbinas tem um atraso na partida da máquina.

Esses resultados sugerem que o valor máximo do coeficiente de torque está associado a uma determinada configuração de curvatura da pá.

Na figura 28 são mostrados os valores referentes aos coeficientes de torque em relação ao tempo, desde a partida do repouso até atingir o regime permanente. Os gráficos indicam que, o máximo valor do coeficiente de torque da turbina, com perfil de arco circular, corresponde ao rotor de pás retas e esses valores diminuem quando a curvatura da pá aumenta, seja para frente ou para trás. Destaca-se que, o menor valor do coeficiente de torque corresponde a turbina de pá curvada para trás a  $30^\circ$  graus. Esse relato segue as observações referentes ao gráfico de coeficiente de torque em função da razão de velocidade na ponta da pá, apresentada no parágrafo anterior. Esse resultado sugere que turbinas com perfil de arco circular de pás curvadas são menos eficientes que a turbina de pás retas, com mesmo perfil aerodinâmico, excetuando-se a turbina com curvatura  $-10^\circ$

que sob determinada condição de operação apresentam valores próximos aos da turbina de pá reta.

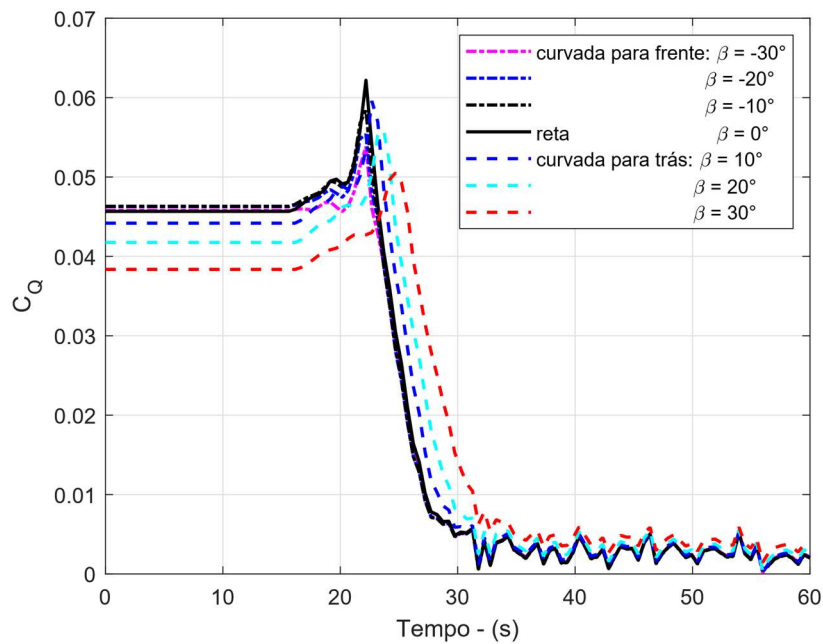


Figura 28. Coeficiente de torque versus tempo para diversas configurações de curvatura de pás.

As oscilações observadas, a partir do instante igual a 30 segundos, nos gráficos dos coeficientes de torque e empuxo, são examinadas calculando-se o torque aerodinâmico pela equação (36), respectivamente, considerando a velocidade média das medições da velocidade do vento e as medições da velocidade do vento como dados de entrada e posterior substituição na equação do movimento (5) seguida de sua solução numérica.

Nas figuras 29 e 30 são traçadas essas velocidades e os respectivos resultados obtidos. Os resultados evidenciam que as oscilações presentes nos coeficientes de torque são provenientes das flutuações nas medições de velocidades, uma vez que, o coeficiente de torque definido pela equação (52) depende do torque aerodinâmico. Analogamente, a oscilação presente no coeficiente de empuxo é produzida pela mesma fonte.

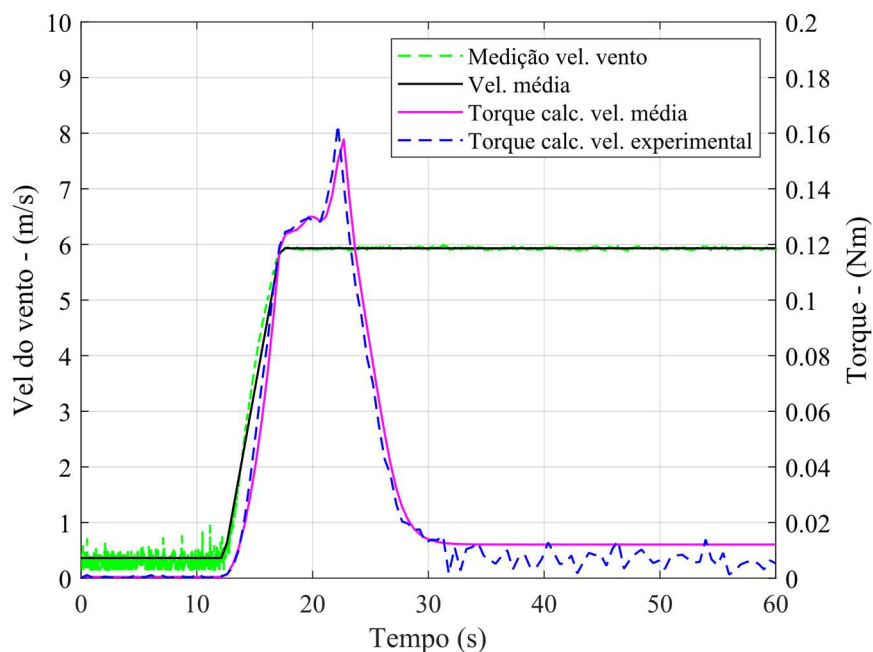


Figura 29. Os gráficos mostram as medições da velocidade do vento, a função média entre os valores experimentais da velocidade, avaliada para cada intervalo de tempo, e correspondentes torques calculados.

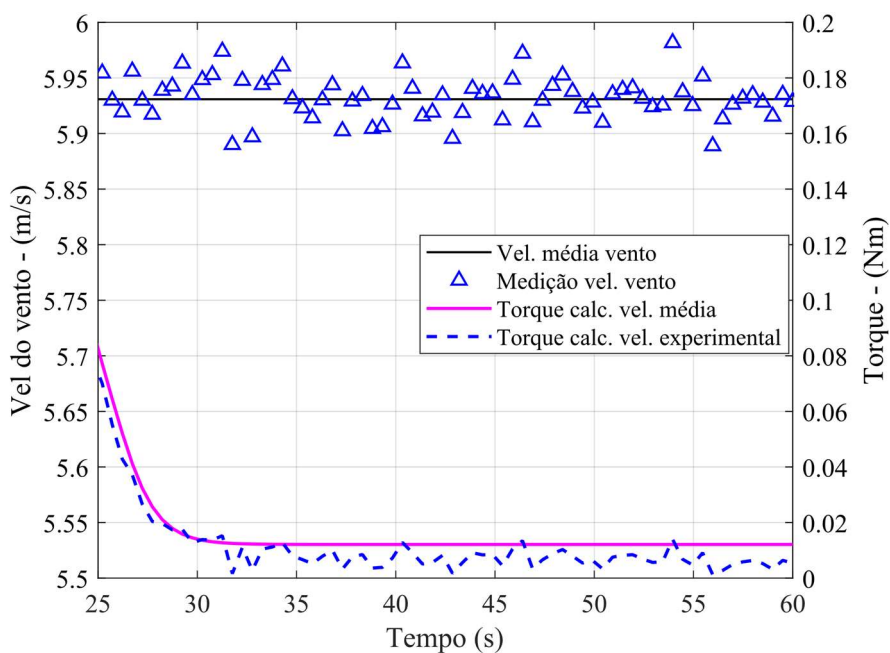


Figura 30. Oscilações nas medições da velocidade do vento e a velocidade média e correspondentes torques calculados.

Os gráficos dos coeficientes de empuxo,  $C_T$ , em função da razão de velocidade na ponta da pá,  $\lambda$ , durante a partida da turbina, estão traçados na figura 31. Os resultados

mostram que, todas as pás curvadas para frente possuem valores máximos menores que o máximo da pá reta. A pá curvada para frente, com ângulo de curvatura correspondente à  $\beta = -30^\circ$ , é a que apresenta o menor pico de coeficiente de empuxo. Destaca-se, ainda, que nas pás curvadas para trás com ângulo  $\beta = +10^\circ$ , os valores de  $C_T$  são próximos aos valores correspondentes das pás retas. Embora, após o ponto  $\lambda > 1,4$  haja valores de coeficiente de empuxo de pás curvadas para trás maiores que os correspondentes pontos de  $\lambda$  para pás retas. Esses resultados mostram que, sob certas condições operacionais, as turbinas com pás curvadas podem reduzir o coeficiente de empuxo (GEMAQUE, *et al.*, 2022) e isso diverge da conclusão apresentada por KAYA, *et al.* (2018), que afirma que as pás curvadas sempre reduzem o empuxo.

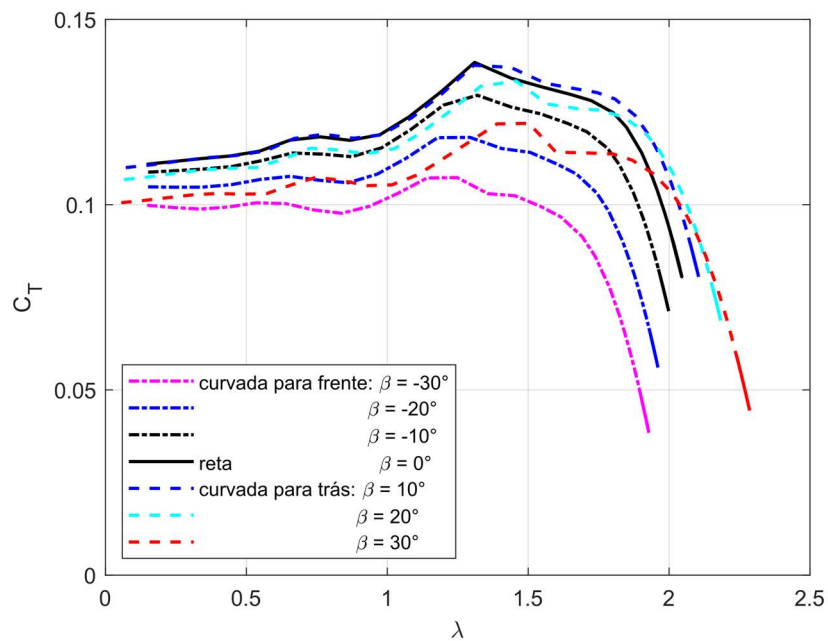


Figure 31. Coeficiente de empuxo em relação a TSR ( $\lambda$ ). Observa-se que para  $\lambda < 1,4$ , as turbinas com pás curvadas para frente possuem menores valores de  $C_T$ .

A figura 32 mostra os gráficos dos coeficientes de empuxo em relação ao tempo. Os menores valores de pico referem-se às turbinas de pás curvadas para frente. Dentre eles, destaca-se que a pá curvada para frente com ângulo de curvatura,  $\beta = -30^\circ$ , o valor de pico é até 27,2% menor que o coeficiente de empuxo máximo da pá reta. Todavia, observa-se que, após o valor máximo, o coeficiente de empuxo, referente a pás curvadas para trás a  $30^\circ$ , é até 24,81% superior ao correspondente valor apresentado pela pá reta. Ademais, a defasagem de aproximadamente 3,0 segundos é observada entre o coeficiente de empuxo máximo da pá curvada para trás com  $\beta = 30^\circ$ , em relação à pá reta, o que

sugere maior resistência mecânica ao movimento nestas configurações de pás em relação às pás retas e curvadas para frente, que pode ser confirmada por meio do gráfico da figura 33.

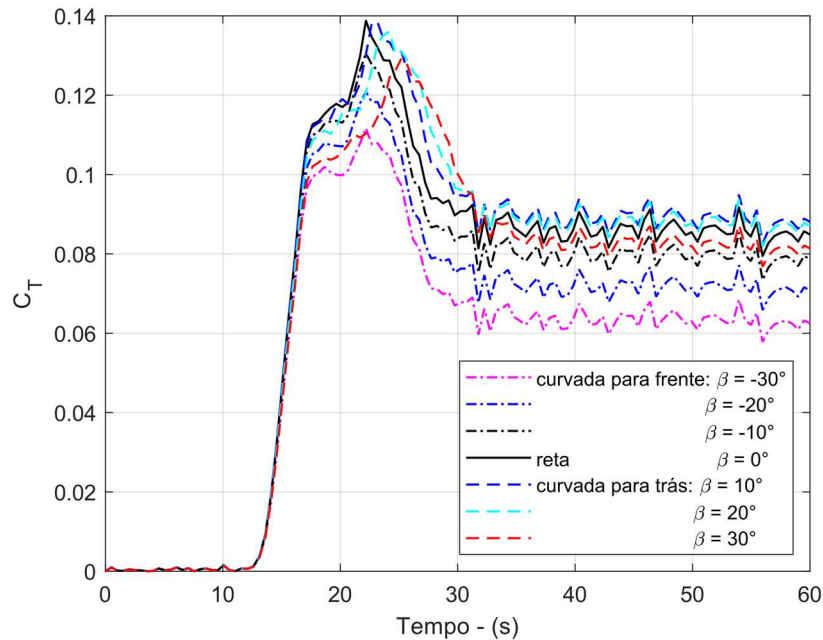


Figura 32. Coeficiente de empuxo versus tempo, os resultados mostram que pás curvadas para frente possuem os menores valores de  $C_T$  em relação às pás retas.

Esses resultados sugerem que a curvatura da pá pode interferir no comportamento aerodinâmico do perfil de arco circular, pois observa-se uma redução significativa no coeficiente de empuxo, uma vez que, durante a partida, o coeficiente de arrasto tem contribuição significativa no empuxo (RIBEIRO, *et al.*, 2021) e, conseqüentemente, no desempenho da pá durante a partida da turbina.

Os resultados mostraram que o coeficiente de torque apresenta uma redução de 4,16% no valor de pico em relação à pá reta. Por outro lado, o coeficiente de empuxo exibe uma redução de até 24,8%. Isto é, há redução na força de empuxo que influencia no cálculo do torque resistente.

Os resultados obtidos mostram uma diferença relativa à conclusão apresentada por KAYA *et al.* (2018), que afirma que turbinas com pás curvadas para frente são mais eficientes que as de pás retas. Porém, deve-se observar que, no estudo apresentado por KAYA *et al.*, (2018), a geometria de curvatura das pás proposta por eles é diferente da empregada nesta pesquisa, uma vez que, a curvatura proposta varia em função da



distância radial ao início da curvatura, no comprimento transversal da ponta da pá curvada em relação à pá reta e na resistência da pá.

Além da configuração da geometria de curvatura ser diferente ao empregado na pesquisa, o perfil empregado por KAYA *et al.* (2018), no modelo numérico, foi baseado no perfil NREL S826, cuja relação máxima de  $\frac{C_L}{C_D}$  é 11 vezes superior ao perfil arco circular empregado. Portanto, um perfil de comportamento aerodinâmico com coeficiente de sustentação muito superior ao de arco circular. Destaca-se, ainda, que a pesquisa de KAYA *et al.* (2018) foi realizada com a turbina em operação, razão de velocidade na ponta da pá entre 2 e 11, e com velocidade de vento de 10 m/s. Por outro lado, nesta pesquisa, a velocidade do vento variou no intervalo de 1,0 m/s a 6,0 m/s e a turbina operou em vazio, isto é não gerou energia. E finalmente, o trabalho de KAYA *et al.* (2018), não considera as resistências mecânicas e a inércia do rotor e gerador. Estes aspectos não invalidam as comparações de forma geral.

Por outro lado, os resultados obtidos são consistentes com as simulações numéricas realizadas com perfis SG6040 relatadas por GEMAQUE *et al.* (2022). Nesse trabalho, os autores, também, observaram que o coeficiente de empuxo de rotores de pás curvadas não é frequentemente menor que os valores obtidos pelas turbinas de pás retas, como indicado até então pela literatura técnica. Seus estudos mostraram, ainda, que o desempenho ótimo foi observado com turbinas de pás curvadas para trás a 30° em relação a pá reta, porém, sob determinadas condições operacionais, sem analisar o desempenho na partida e seus resultados referem-se à turbina em carga.

Na figura 33 estão traçados os gráficos dos torques dissipativos associados às diversas curvaturas de pás de turbinas após o início do movimento. Na tabela 7 são mostrados os valores médios avaliados ao longo do intervalo de tempo entre 16,25 e 30 segundos, que correspondem ao intervalo de tempo decorrido entre o início do movimento e o momento que entra em regime ( $\frac{d\Omega}{dt} \approx 0$ ). Os valores médios e os gráficos mostram que as turbinas com curvaturas para frente apresentam os menores valores de torques dissipativos após atingir o regime permanente.

A expressão do torque dissipativo (93) é dependente dos esforços que atuam nos mancais, das forças viscosas geradas pelo tipo de lubrificação selecionada e da velocidade de rotação da turbina. Portanto, durante a partida da turbina, quanto menor a força de empuxo e menor a rotação ao atingir o regime permanente, menor será o torque dissipativo e, conseqüentemente, é de se esperar maior desempenho da turbina.

Os torques médios dissipativos avaliados para turbinas de diferentes curvaturas de pás, no mesmo intervalo de tempo, estão listados na tabela 7. Observa-se, a partir dos resultados, que as turbinas com pás curvadas para trás aumentam o torque dissipativo médio em até 5,86% em relação ao resultado apresentado pela turbina de pá reta. Este resultado influi no torque de eixo da turbina, pois são valores negativos conforme a equação (2), sugerindo que esse é um dos motivos das turbinas de curvatura para trás possuírem os menores torque de eixo, portanto, necessitando de maior intervalo de tempo para atingir o regime permanente.

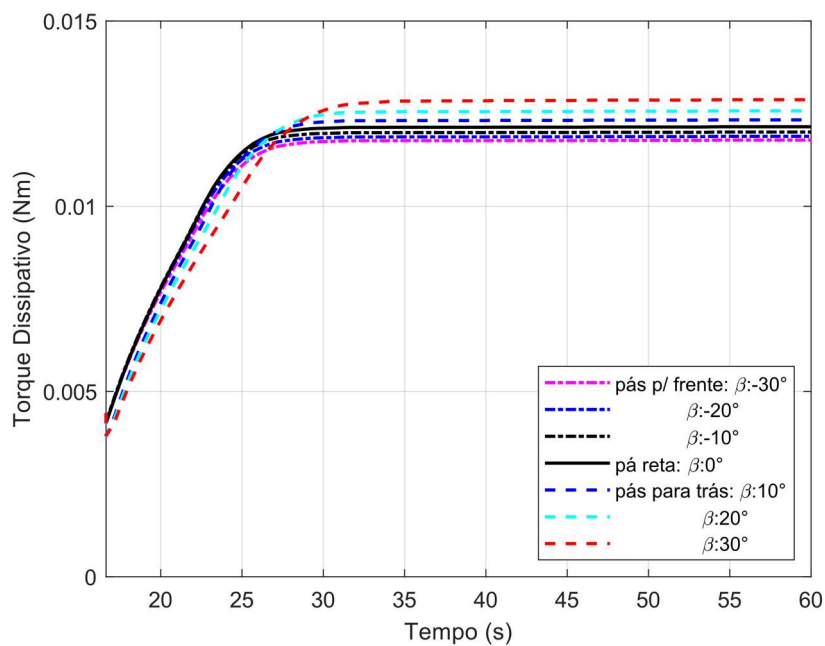


Figura 33. Torque dissipativo após a partida da turbina em relação ao tempo para diversas configurações de curvaturas das pás.

Tabela 7. Torque dissipativo médio e respectivo percentual de variação em relação a pá reta.

Grandezas	Ângulo de curvatura $\beta$						
	-30	-20	-10	0	10	20	30
Torque Dissipativo (Nm)	0,0118	0,0119	0,0120	0,0121	0,0123	0,0126	0,0128
Variação (%) em relação à pá reta	-2,96	-2,13	-1,18	-	+1,52	+3,49	+5,86

Os gráficos referentes aos torques de eixo da turbina são apresentados na figura 34, obtidos a partir da equação (2), a qual o torque aerodinâmico é avaliado pela equação (36) e o torque dissipativo calculado pela expressão estendida de Palmgren, equação (93). Estão incluídas no gráfico as respectivas velocidades angulares, desde o início do movimento até o instante de equilíbrio entre os torques aerodinâmico e dissipativo para turbinas de pás de perfil de arco circular e com diversas configurações de curvaturas das pás.

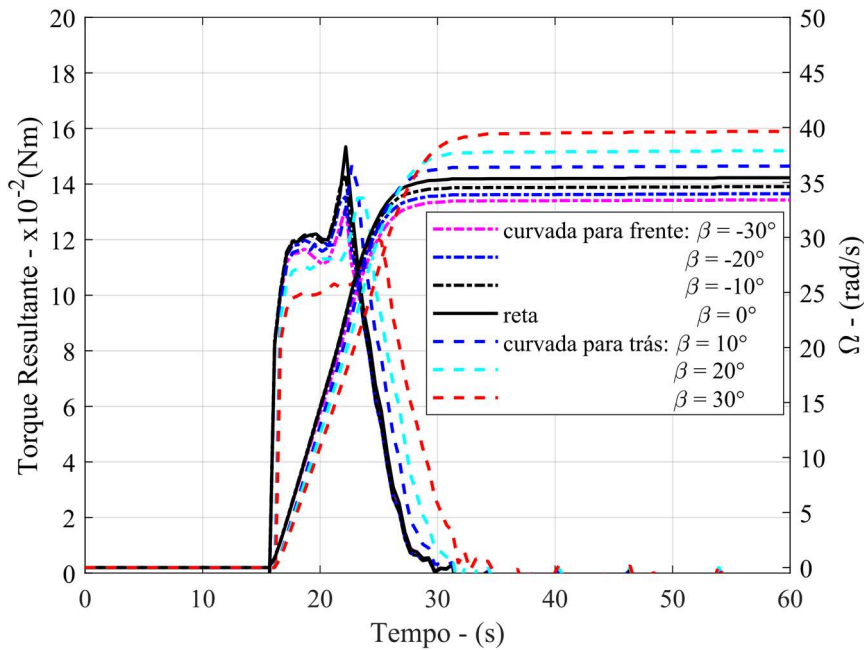


Figura 34. Gráfico do torque resultante e da velocidade angular durante a partida da turbina.

Na tabela 8 estão listadas as principais grandezas físicas obtidas dos gráficos da figura 34, referentes aos modelos numéricos correspondentes a cada configuração de curvatura de pás.

Em relação ao torque de eixo, a turbina com as pás curvadas para trás a  $30^\circ$  tem o menor pico de torque de eixo, o qual pode ser atribuído ao maior torque dissipativo, de acordo com os dados da tabela 8 e gráfico da figura 33, e menor torque aerodinâmico durante a partida segundo informações dos gráficos 27 e 28. A análise dos dados indica que a turbina com pás curvadas para trás a  $+10^\circ$  possui o torque de eixo, aproximadamente, 4,6% menor que a turbina de pá reta, de acordo com a figura 34 e dados da tabela 8.

Tabela 8: Valores de pico do torque resultante, aceleração e velocidade angular média, em regime, para diversas configurações de curvaturas das pás.

Grandezas	Ângulo de curvatura $\beta$						
	-30	-20	-10	0	10	20	30
Torque – pico (Nm)	0,132	0,135	0,143	0,153	0,146	0,135	0,121
$\frac{\Delta\Omega}{\Delta t}$ (rad-s <sup>-2</sup> )	3,39	3,51	3,59	3,63	3,58	3,39	3,01
$\underline{\Omega}$ (rad-s <sup>-1</sup> )	33,29	33,89	34,54	35,54	36,37	37,70	39,24

A aceleração média, avaliada com base no tempo decorrido entre o início do movimento e o instante correspondente ao atingir o regime permanente, mostra que a turbina de pás retas possui maior aceleração média, seguida pela turbina de pá curvada para frente e para trás a 10°. Esses resultados indicam que essas turbinas têm respostas mais rápidas quando submetidas a variação da carga, sugerindo, ainda, que o tempo decorrido entre o início do movimento e o instante que atinge o regime permanente é menor. Por outro lado, as turbinas de pás curvadas para trás possuem maiores velocidades angulares médias ao atingir o regime permanente, pois permanecem sob ação do vento por maior intervalo de tempo.

As velocidades angulares influem nos esforços inerciais presentes nas máquinas rotativas (LI *et al.*, 2021), as quais são proporcionais ao quadrado da velocidade angular (ZHAO *et al.*, 2021). Essa força inercial, conhecida como força desbalanceadora na dinâmica de máquinas,  $F_b(t)$ , é escrita, segundo a teoria da dinâmica de rotores, para velocidade rotativa muito menor que a velocidade crítica (PUERTO-SANTANA *et al.*, 2022), como:

$$F_b(t) = m_e e \Omega^2 \cos(\Omega t + \varphi) \quad (88)$$

Na qual,  $m_e$  é a massa desbalanceadora, “ $e$ ” é a excentricidade, distância entre o centro de rotação e o centro de massa, presente nas máquinas rotativas, já que essas máquinas não são perfeitamente balanceadas,  $\Omega$  é a velocidade angular e  $\varphi$  é o ângulo de fase medido em relação a uma referência.

Ao comparar essa força dinâmica teórica causada pelo desbalanceamento mecânico entre as pás curvadas para trás a  $30^\circ$  e as pás retas, constata-se que o esforço dinâmico das pás curvadas para trás é 22% maior, contribuindo com maiores esforços dinâmicos sobre os mancais e a torre de sustentação da turbina. Deste modo, dentre as opções de reduzir esses esforços dinâmicos, elenca-se a redução do desbalanceamento através da aplicação de métodos específicos para balanceamento de rotores, como o método dos coeficientes de influência ou através da redução da velocidade angular do rotor. A redução no esforço dinâmico resulta na redução de amplitudes de vibração da turbina e a redução da velocidade rotação final implicará na atenuação dos vórtices formados na ponta da pá (KAYA *et al.*, 2021) e por conseguinte, haverá menor emissão de ruído, e esses resultados podem ser expandidos para turbinas de médio e grande porte (HANSEN e HANSEN, 2020).

O gráfico da figura 35 mostra os torques de eixo dos rotores de perfil de arco circular de pás, com diversas configurações de curvaturas, e a medição da velocidade do vento, referente ao experimento em túnel de vento, no qual estão destacados o tempo decorrido entre o início do movimento e o regime permanente. Constata-se que, o tempo decorrido para as turbinas de pás curvadas para trás de perfil arco circular é até 3 segundos superior as turbinas de pás retas.

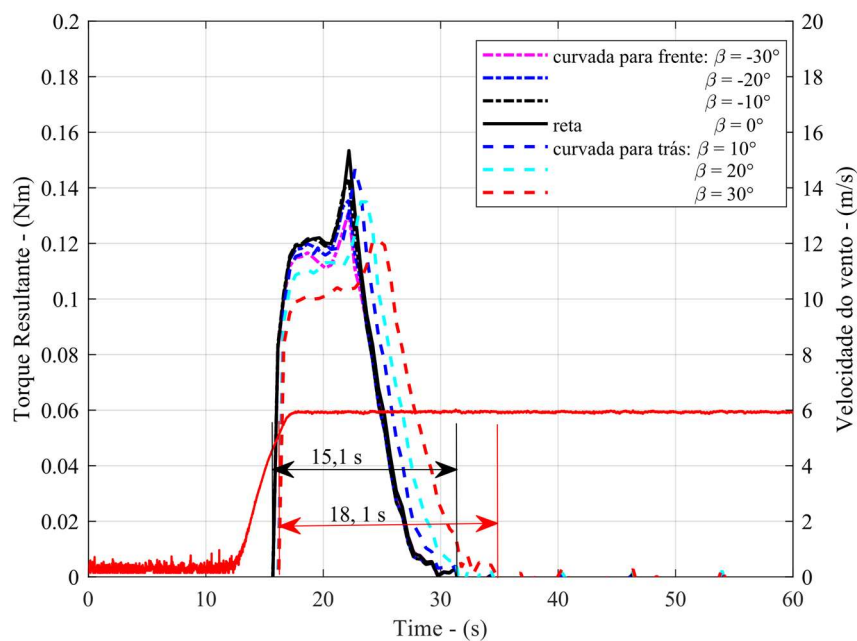


Figura 35. Gráfico do torque de eixo e velocidade do vento e respectivo tempo de partida.

Esse tempo adicional implica na maior permanência dessas turbinas sob ação do vento, conseqüentemente, atingindo maiores velocidades angulares ao alcançar o regime estacionário em relação aos resultados obtidos pelas turbinas com pás retas e curvadas para frente, como mostram as figuras 34 e 35.

Essa defasagem é decorrente do menor torque aerodinâmico, como mostram as figuras 27 e 28 e maior torque dissipativo conforme figura 33.

As potências calculadas, na partida da turbina, para diversas configurações de curvaturas, estão apresentadas no gráfico da figura 36 e seus valores máximos elencados na tabela 9.

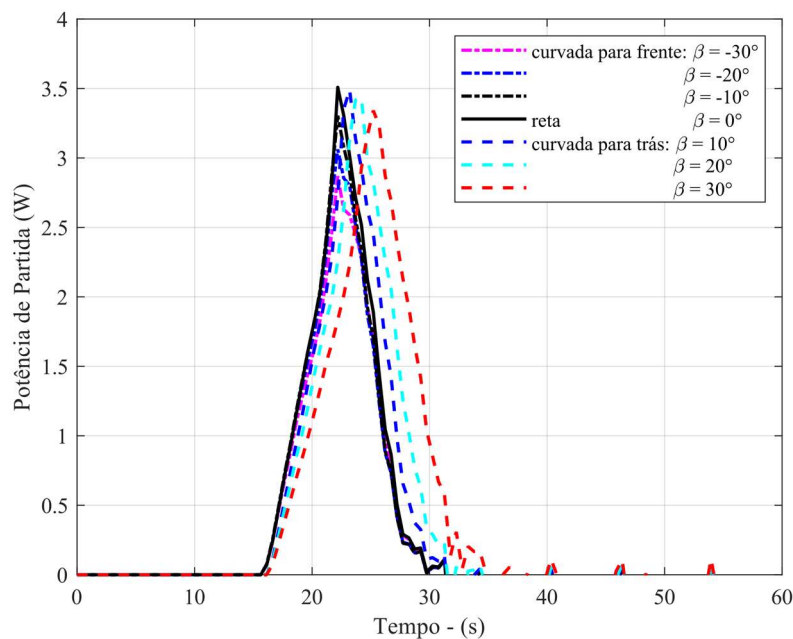


Figura 36. Potência necessária na partida da turbina para diversas curvaturas de pás.

Tabela 9. Máximos valores de potência de partida dos rotores com diversas configurações de curvaturas das pás.

Grandezas	Ângulo de curvatura $\beta$						
Graus	-30	-20	-10	0	10	20	30
Potência (W)	2,87	3,06	3,30	3,51	3,49	3,43	3,34

Esses valores revelam que, durante a partida da turbina, os rotores com perfis de arco circulares com pás curvadas para frente possuem menor potência quando comparadas as turbinas de pás retas e curvadas para trás, em consequência das menores velocidades angulares e menor tempo de partida.

O gráfico da figura 37 apresenta a mínima velocidade de vento necessária para mover o rotor da turbina a partir do repouso.

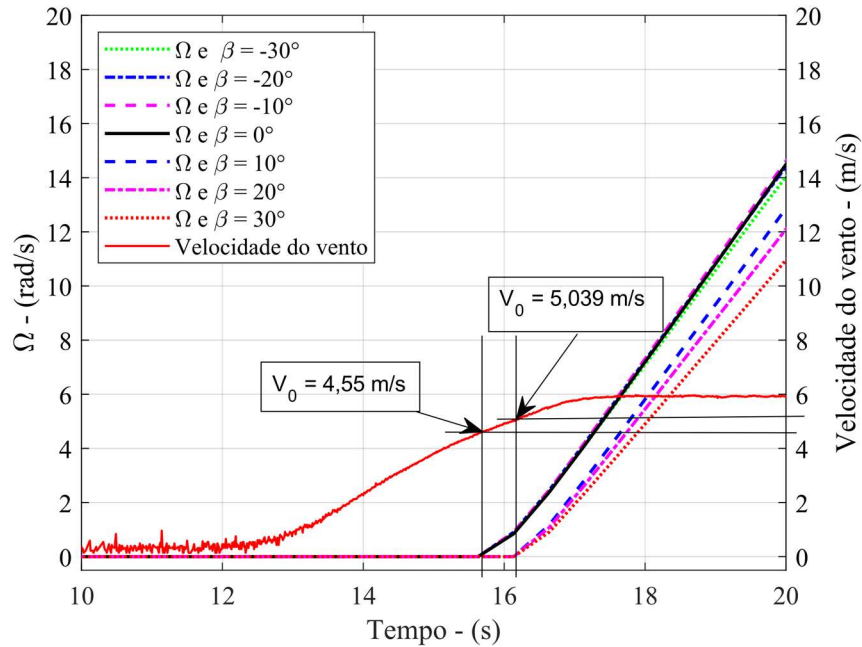


Figura 37. Velocidade do vento mínima para partida do rotor com diversas configurações de curvaturas de pás.

Os resultados da simulação numérica mostram que as turbinas com rotores de pás curvadas para frente e retas partem com valores menores de velocidade do vento em relação às turbinas de pás curvadas para trás. Os dados mostram que, a velocidade mínima para partir a turbina de pás curvadas para trás é 10,7% superior em relação às turbinas de pás retas e curvadas para frente, sugerindo que turbinas com pás curvadas para frente possuem maiores faixas operacionais, como consequência de partirem com velocidades de vento menores e apresentarem tempo de partida 19,9% menor que as pás curvadas para trás.

O menor valor de velocidade de vento na partida está associado ao menor torque resistente durante a partida e ao maior valor de coeficientes de torque das turbinas de pás curvadas para frente e retas e menores coeficientes de empuxo, conforme ponderações já apresentadas.

Neste capítulo foram apresentados e discutidos os resultados obtidos da solução da equação do movimento (5) considerando seis diferentes curvaturas de pás, e quais são as influências sobre o desempenho durante a partida de pequenas turbinas eólicas de eixo horizontal de perfil arco circular. A validação foi realizada a partir de comparações com

os resultados da pesquisa de Vaz et al. 2018 e KAYA *et al.* 2018, que comprovou a eficácia da metodologia numérica empregada.

Esses resultados são decorrentes dos baixos valores do coeficiente de sustentação do perfil de arco circular em comparação aos perfis aeronáuticos e perfis projetados para aplicações em turbinas eólicas. Na partida, é recomendável que o rotor da turbina eólica forneça o maior torque associado a menor velocidade, e ocorra em menor intervalo de tempo, pois implicará em rotores mais eficientes conforme mostram os resultados. A generalização desses resultados será necessária à investigação da influência no desempenho de partida da turbina com diferentes perfis aerodinâmicos e pás em diferentes ângulos de curvaturas.

A eficácia do método BEMT é comprovada por meio de diversos artigos publicados referentes a análise de desempenho (ABDELKHALIG *et al.*, 2022 e FRITZ *et al.*, 2022) e projetos de turbinas eólicas de eixo horizontal (GEMAQUE *et al.*, 2022, HANSEN, 2015). A rapidez da implementação em linguagem de programação do método BEMT associado ao método numérico de solução da equação diferencial ordinária por Runge-Kutta é uma eficiente metodologia de análise de desempenho e de projeto de turbinas eólicas (MOREIRA *et al.*, 2020 e RUEDA, 2015).



## 6. CONCLUSÕES

Este trabalho investigou o impacto de pás curvadas no desempenho de partida de uma pequena turbina eólica de eixo horizontal admitindo um regime de escoamento quase-estacionário. A metodologia empregada foi o método BEMT, amplamente aplicada em projetos de turbinas eólicas de diferentes potências e no cálculo do torque aerodinâmico e avaliação de desempenho da turbina. O torque dissipativo foi avaliado pelo modelo estendido de Palmgren e a solução numérica da equação do movimento resultante foi realizada pelo método de Runge-Kutta de 4ª ordem.

Informações acerca do comportamento dinâmico da turbina durante a partida, disponibilizando dados referentes ao torque resultante, a velocidade angular, a potência e a velocidade mínima de vento necessária para iniciar a rotação da turbina foram obtidos neste trabalho. Esses dados são informações importantes na adequada seleção do gerador elétrico e dos componentes mecânicos a serem acoplados à turbina.

Os resultados mostram que turbinas com pás curvadas podem ou não reduzir o empuxo, ou aumentar o torque aerodinâmico, ou, ainda, reduzir a potência necessária para a partida da turbina. Essas evidências contradizem as conclusões relatadas na literatura técnica disponível, que assegura que turbinas que empregam pás curvadas para frente são mais eficientes do que turbinas com pás retas e curvadas para trás. Os resultados obtidos revelam que o desempenho durante a partida da turbina de eixo horizontal depende do ângulo de curvatura da pá, das características aerodinâmicas do aerofólio empregado no projeto das pás da turbina e das condições de operação da turbina envolvida na partida.

Igualmente, os resultados sugerem que há um ângulo de curvatura ótimo que pode estar associado a cada tipo de perfil da pá, e que poderá minimizar o coeficiente de empuxo, ou aumentar o coeficiente de torque e reduzir a velocidade de vento necessária para a partida da turbina, tratando-se, portanto, de uma contribuição importante para a compreensão do projeto e na análise de desempenho de pequenas turbinas eólicas de eixo horizontal, além de fornecer informações referentes ao torque de partida e a velocidade de rotação à seleção da caixa de engrenagem e do gerador elétrico apropriado a ser acoplado ao rotor eólico.

Adicionalmente, os resultados fornecem informações importantes acerca da redução dos esforços na torre de sustentação, podendo, ainda, reduzir a emissão de ruído e conseqüentemente, diminuir o impacto sobre o meio ambiente.

O algoritmo desenvolvido garante a aplicabilidade em pequenas turbinas eólicas, além de ser rápido e de fácil implementação em qualquer computador, incluindo linguagem de computação de aplicação a internet, como o *Python*®, permitindo a sua extensão para aplicações em turbinas com difusor.

Como limitação da metodologia pode-se destacar os seguintes pontos:

- A metodologia empregada permite apenas a aplicação para turbinas de pequeno porte, uma vez que a validação foi realizada com dados experimentais de uma pequena turbina eólica de eixo horizontal, gerando incertezas quando aplicada em turbinas de médio e grande porte, sendo uma fonte de limitação do algoritmo implementado que necessita ser adequado a turbinas de médio e grande porte;
- A utilização de perfil de arco circular pode ser apontada como uma limitação da pesquisa, uma vez que, esse perfil tem baixo desempenho aerodinâmico quando comparado aos perfis aeronáuticos e aos perfis projetados para aplicações em turbinas eólicas. Nesse caso, o algoritmo deve ser aplicado em diversos perfis utilizados em pequenas turbinas eólicas de eixo horizontal, a fim de generalizar as conclusões referentes ao desempenho de partida;
- O modelo BEMT não contempla o comportamento tridimensional do escoamento do fluido, portanto, não leva em consideração a influência do escoamento entre elementos adjacentes presente em pás de turbinas eólicas.

Como meio de preencher essas lacunas elencadas pode-se propor os seguintes temas de trabalhos a serem desenvolvidos futuramente:

- Estudo da influência de curvaturas nas pás no desempenho aerodinâmico aplicado a diversos desenhos de perfis envolvendo desde a partida até a entrada em operação da máquina;
- Projeto de pá curvada para o máximo desempenho, tal que, disponibilize as configurações geométricas otimizadas do ângulo de curvatura, do ângulo de torsão da pá e do comprimento da corda ao longo da dimensão da pá de uma turbina eólica de eixo horizontal através do método BEMT;
- Análise de desempenho de turbinas eólicas de eixo horizontal, aplicado a qualquer dimensão de turbina, considerando desde o momento da partida

até a operação para produção de energia, admitindo um perfil de velocidade do vento local conhecido;

- Análise do escoamento do fluido em torno de pás curvadas de turbinas de eixo horizontal com auxílio de códigos abertos aplicados à mecânica dos fluidos computacional, contemplando os torques resistentes, o momento de inércia do conjunto e o início do movimento que são necessários para entendimento da análise do desempenho da pequena turbina eólica de eixo horizontal.
- Análise da influência da configuração do trem de potência no desempenho de turbinas de eixo horizontal considerando diferentes perfis de pás.
- Análise da influência de rajadas de vento no coeficiente de empuxo de turbina eólica de eixo horizontal com diferentes curvaturas de pás.

## REFERÊNCIAS

- ABDELKHALIG, A., ELGENDI, M., SELIM, M. Y. E., 2022, "Review on validation techniques of blade element momentum method implemented in wind turbines", *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science*, v. 1074, n. 1, p. 12008. doi.org/10.1088/1755-1315/1074/1/012008.
- ALFREDSEN, K., AMUNDSEN, P.-A., HAHN, L., *et al.*, 2022, "A synoptic history of the development, production and environmental oversight of hydropower in Brazil, Canada, and Norway", *Hydrobiologia*, v. 849, n. 2, pp. 269–280. doi.org/10.1007/s10750-021-04709-4.
- ANEEL. *Sistema de Informações de Geração da ANEEL - SIGA*. 2023. Disponível em: <<https://app.powerbi.com/view?r=eyJrljoiNjc4OGYyYjQtYWWM2ZC00YjllWjIYmEtYzdkNTQ1MTc1NjM2IiwidCI6IjQwZDZmOWI4LWVjYTctNDZhMi05MmQ0LWVhNGU5YzAxNzBlMSIsImMiOjR9>>. Acesso em: 24 out. 2023, às 8:43.
- BIANCHINI, A., BANGGA, G., BARING-GOULD, I., *et al.*, 2022, "Current status and grand challenges for small wind turbine technology", *Wind Energy Science*, v. 7, n. 5, pp. 2003–2037. doi.org/10.5194/wes-7-2003-2022.
- BOT, P., RABAUD, M., THOMAS, G., *et al.*, 2016, "Sharp Transition in the Lift Force of a Fluid Flowing Past Nonsymmetrical Obstacles: Evidence for a Lift Crisis in the Drag Crisis Regime", *Phys. Rev. Lett.*, v. 117, n. 23, p. 234501. doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.234501.
- BURTON, T., JENKINS, N., SHARPE, D., *et al.*, 2011, *Wind energy handbook*, 2nd ed., West Sussex, UK, John Wiley & Sons.
- CELIK, Y., MA, L., INGHAM, D., *et al.*, 2020, "Aerodynamic investigation of the start-up process of H-type vertical axis wind turbines using CFD", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 204, p. 104252. doi.org/10.1016/j.jweia.2020.104252.
- CHAPRA, S. C., CANALE, R. P., 2015, *Numerical methods for engineers*, 7th ed. New York, McGraw-Hill Education.
- DE ARAÚJO, F. R. P., PEREIRA, M. G., FREITAS, M. A. V., *et al.*, 2021, "Bigger is not always better: Review of small wind in Brazil", *Energies*, v. 14, n. 4, pp. 1–25. doi.org/10.3390/en14040976.
- DIÓGENES, J. R. F., CLARO, J., RODRIGUES, J. C., 2019, "Barriers to onshore wind farm implementation in Brazil", *Energy Policy*, v. 128, pp. 253–266. doi.org/10.1016/j.enpol.2018.12.062.

DO RIO VAZ, D. A. T. D., VAZ, J. R. P., SILVA, P. A. S. F., 2018, "An approach for the optimization of diffuser-augmented hydrokinetic blades free of cavitation", *Energy for Sustainable Development*, v. 45, pp. 142–149. doi.org/10.1016/j.esd.2018.06.002.

EPE, 2023, *Anuário Estatístico de Energia Elétrica*, Empresa de Pesquisa Energética, Brasília (DF), Disponível em: <[http://shinyepe.brazilsouth.cloudapp.azure.com:3838/anuario-livro/#23\\_Geração\\_elétrica\\_por\\_fonte\\_\(GWh\)](http://shinyepe.brazilsouth.cloudapp.azure.com:3838/anuario-livro/#23_Geração_elétrica_por_fonte_(GWh))>.

FARIAS, G. M., GALHARDO, M. A. B., VAZ, J. R. P., *et al.*, 2019, "A steady-state based model applied to small wind turbines", *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, v. 41, n. 5, pp. 1–10. doi.org/10.1007/s40430-019-1704-0.

FRITZ, E. K., FERREIRA, C., BOORSMA, K., 2022, "An efficient blade sweep correction model for blade element momentum theory", *Wind Energy*, v. 25, n. 12, pp. 1977–1994. doi.org/10.1002/we.2778.

GEMAQUE, M. L. A., VAZ, J. R. P., SAAVEDRA, O. R., 2022, "Optimization of Hydrokinetic Swept Blades", *Sustainability*, v. 14, n. 21. doi.org/10.3390/su142113968.

GIULIANI, G., 2021, "Electromagnetic induction: physics, historical breakthroughs, epistemological issues and textbooks", *arXiv preprint arXiv:2102.11036v1 [physics.class.ph]*. doi.org/10.48550/arXiv.2102.11036.

GLAUERT, H., 1963, "Aerodynamic theory, Durand, W.F., Ed.", *The Aeronautical Journal*, v. XI, p. 191–195.

GWEC GLOBAL WIND ENERGY COUNCIL, 2023, *Global Wind Report 2023* Disponível em: <[https://gwec.net/wp-content/uploads/2023/04/GWEC-2023\\_interactive.pdf](https://gwec.net/wp-content/uploads/2023/04/GWEC-2023_interactive.pdf)>. Acesso em: 20 set. 2023, às 9:35.

HANSEN, C., HANSEN, K., 2020, "Recent Advances in Wind Turbine Noise Research", *Acoustics*, v. 2, n. 1, pp. 171–206. doi.org/10.3390/acoustics2010013.

HANSEN, M. O. L. T., 2015, *Aerodynamics of wind turbines*, 3rd ed, New York, Routledge.

HUANG, X., YANG, J., GAO, Z., *et al.*, 2022, "Output Power and Wake Flow Characteristics of a Wind Turbine with Swept Blades", *Machines*, v. 10, n. 10. doi.org/10.3390/machines10100876.

KAYA, M. N., KOSE, F., INGHAM, D., *et al.*, 2018, "Aerodynamic performance of a horizontal axis wind turbine with forward and backward swept blades", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 176, n. March, pp. 166–173.

doi.org/10.3390/machines1010087610.1016/j.jweia.2018.03.023.

KAYA, M. N., KÖSE, F., UZOL, O., *et al.*, 2021, "Aerodynamic Optimization of a Swept Horizontal Axis Wind Turbine Blade", *Journal of Energy Resources Technology, Transactions of the ASME*, v. 143, n. 9, pp. 1–10.

doi.org/10.3390/machines1010087610.1115/1.4051469.

KIM, K.-S., LEE, D.-W., LEE, S.-M., *et al.*, 2015, "A numerical approach to determine the frictional torque and temperature of an angular contact ball bearing in a spindle system", *International Journal of Precision Engineering and Manufacturing*, v. 16, p. 135–142.

LEISHMANN, J. G., 2006, *Principles of Helicopter Aerodynamics*, 2nd. ed. Cambridge, UK, Cambridge University Press.

LI, A., PIRRUNG, G. R., GAUNAA, M., *et al.*, 2022, "A computationally efficient engineering aerodynamic model for swept wind turbine blades", *Wind Energy Science*, v. 7, n. 1, pp. 129–160. doi.org/10.5194/wes-7-129-2022.

LI, B., ZHOU, D. L., WANG, Y., *et al.*, 2020, "The design of a small lab-scale wind turbine model with high performance similarity to its utility-scale prototype", *Renewable Energy*, v. 149, pp. 435–444. doi.org/10.1016/j.renene.2019.12.060.

LI, L., CAO, S., LI, J., *et al.*, 2021, "Review of Rotor Balancing Methods", *Machines*, v. 9, n. 5. doi.org/10.3390/machines9050089.

MARGHITU, D. B., DUPAC, M., 2012, *Advanced dynamics: analytical and numerical calculations with MATLAB*, New York, Heidelberg, London, Springer Science & Business Media.

MOREIRA CHAGAS, C. C., PEREIRA, M. G., ROSA, L. P., *et al.*, 2020, "From megawatts to kilowatts: A review of small wind turbine applications, lessons from the US to Brazil", *Sustainability*, 12 (7) 2760, doi.org/10.3390/su12072760.

MOREIRA, J. L. R., MESQUITA, A. L. A., ARAUJO, L. F., *et al.*, 2020, "Experimental investigation of drivetrain resistance applied to small wind turbines", *Renewable Energy*, v. 153, pp. 324–333. doi.org/10.1016/j.renene.2020.02.014.

MOSATO, O., KEITA, E., 2016, "Effectiveness of Large-Camber Circular Arc Airfoil at Very Low Reynolds Numbers", *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, v. 59, n. 5, pp. 295–304. doi.org/10.2322/tjsass.59.295.

MUHSEN, H., AL-KOUZ, W., KHAN, W., 2019, "Small Wind Turbine Blade Design and Optimization", *Symmetry*, v. 12, n. 1, p. 18. doi.org/10.3390/sym12010018.

OLIVEIRA, H. A., DE MATOS, J. G., RIBEIRO, L. A. de S., *et al.*, 2023, "Assessment

of Correction Methods Applied to BEMT for Predicting Performance of Horizontal-Axis Wind Turbines", *Sustainability*, v. 15, n. 8, 7021. doi.org/10.3390/su15087021.

ORRELL, A., KAZIMIERCZUK, K., SHERIDAN, L., 2022, *Distributed Wind Market Report: 2022 Edition*. Oak Ridge, Tennessee, USA. Disponível em: <<https://www.energy.gov/eere/wind/articles/distributed-wind-market-report-2022-edition/>>. Acesso em 20 jul. 2023, às 11:30.

PINHEIRO, K. A., CUSTÓDIO FILHO, S. de S., VAZ, J. R. P., *et al.*, 2021, "Effect of bearing dissipative torques on the dynamic behavior of H-Darrieus wind turbines", *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, v. 43, n. 9, p. 410. doi.org/10.1007/s40430-021-03122-1.

PUERTO-SANTANA, C., OCAMPO-MARTINEZ, C., DIAZ-ROZO, J., 2022, "Mechanical rotor unbalance monitoring based on system identification and signal processing approaches", *Journal of Sound and Vibration*, v. 541, p. 117313. doi.org/10.1016/j.jsv.2022.117313.

RAJAMOHAN, S., VINOD, A., PRAGADA VENKATA SESA ADITYA, M., *et al.*, 2022, "Approaches in performance and structural analysis of wind turbines – A review", *Sustainable Energy Technologies and Assessments*, v. 53, p. 102570. doi.org/10.1016/j.seta.2022.102570.

RAMOS JÚNIOR, M. J., FIGUEIREDO, P. S., TRAVASSOS, X. L., 2022, "Barriers and perspectives for the expansion of wind farms in BRAZIL", *Renew. Energy Environ. Sustain.*, v. 7, p. 6. doi.org/10.1051/rees/2021055.

RIBEIRO, RUAN DE S., VAZ, D. A. T. D. do R., VAZ, J. R. P., 2021, "The generalized Maxwell-slip friction model applied to starting of small wind turbines.", *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, v. 43, 43:376. doi.org/10.1007/s40430-021-03088-0.

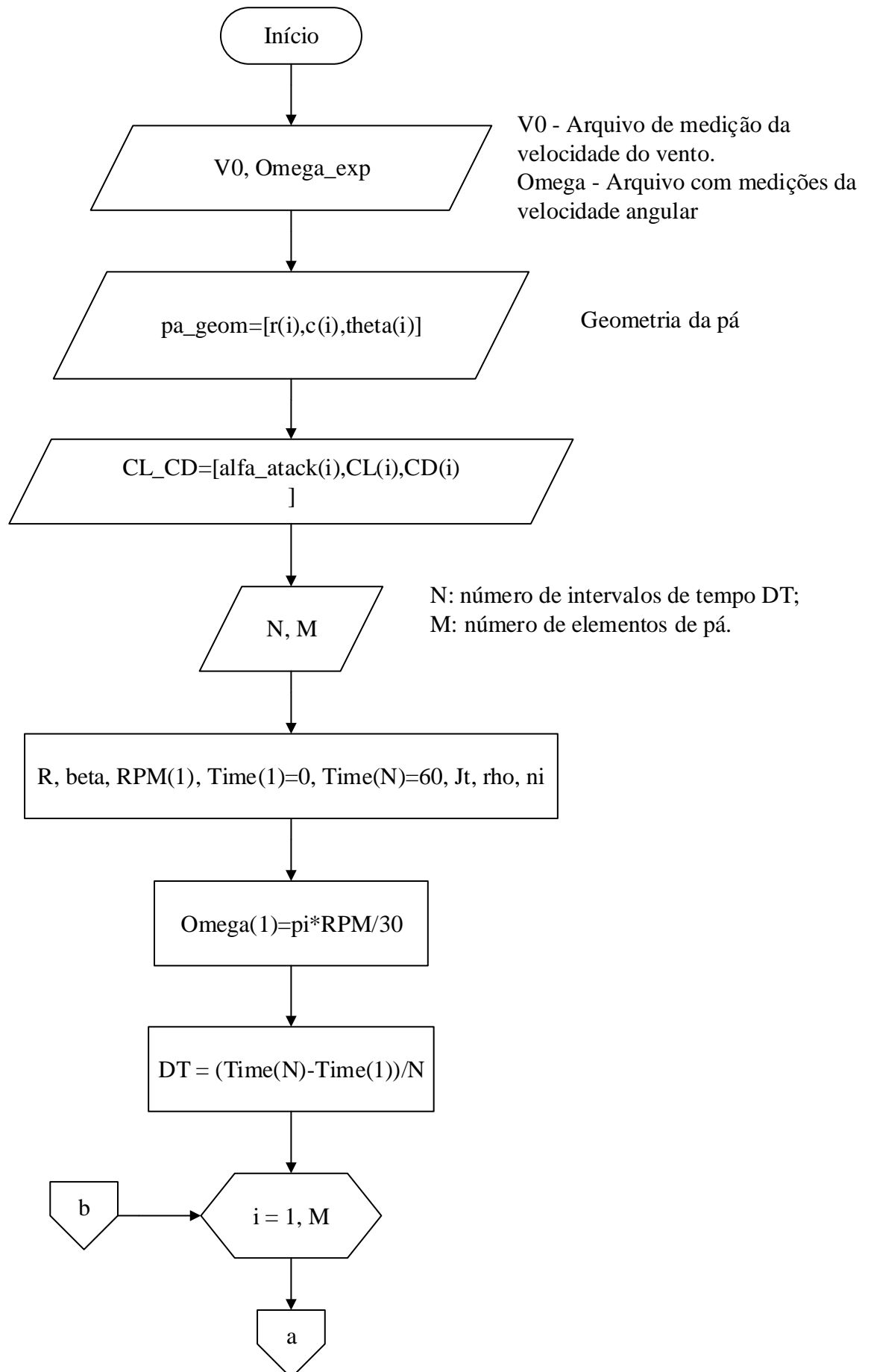
RICHIE, H., 2021, *How have the world's energy sources changed over the last two centuries?* Our World in Data. Disponível em: <<https://ourworldindata.org/global-energy-200-years>>. Acesso em: 25 abr. 2023, às 10:45.

RUEDA, S. A. J., VAZ, J. R. P., 2015, "An approach for the transient behavior of horizontal axis wind turbines using the blade element theory", *Ciencia y Engenharia/ Science and Engineering Journal*, v. 24, n. 2, pp. 95–102.

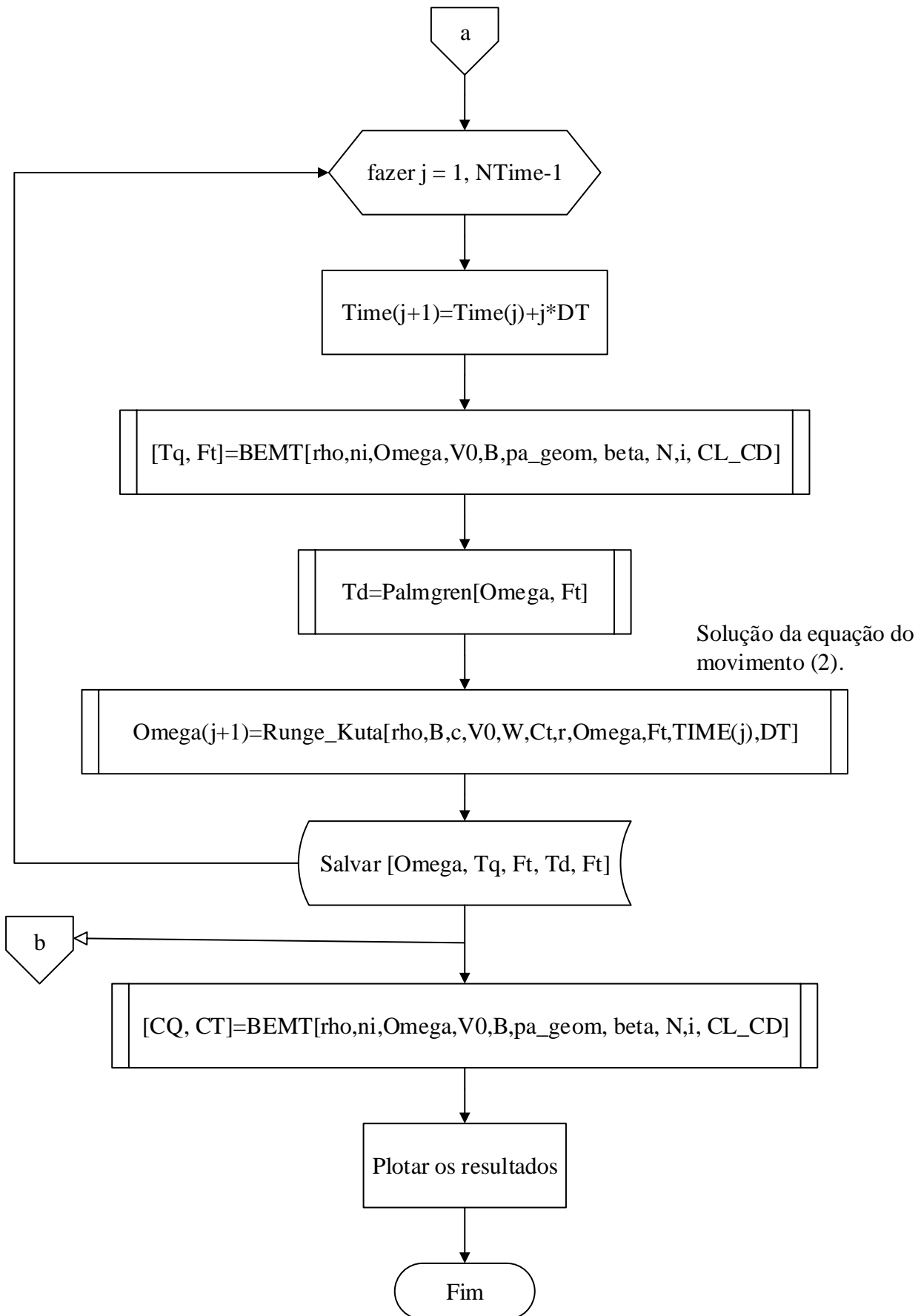
- SESSAREGO, M., RAMOS-GARCÍA, N., SHEN, W. Z., 2018, "Analysis of winglets and sweep on wind turbine blades using a lifting line vortex particle method in complex inflow conditions", *Journal of Physics: Conf. Series* 1037, 022021. doi.org/10.1088/1742-6596/1037/2/022021.
- SMITH, G. S., 2016, "Joseph Henry's role in the discovery of electromagnetic induction", *European Journal of Physics*, v. 38, n. 1, p. 15207. doi.org/10.1088/0143-0807/38/1/015207.
- SØRENSEN, J. N., 2016, *General momentum theory for horizontal axis wind turbines*. 1st. ed., New York, Springer.
- SOUPPEZ, J.-B. R. G., BOT, P., VIOLA, I. M., 2022, "Turbulent flow around circular arcs", *Physics of Fluids*, v. 34, p.015121. doi.org/10.1063/5.0075875.
- STAMMLER, M., SCHWACK, F., BADER, N., *et al.*, 2018, "Friction torque of wind-turbine pitch bearings - comparison of experimental results with available models", *Wind Energy Science*, v. 3, n. 1, pp. 97–105. doi.org/10.5194/wes-3-97-2018.
- VAZ, J. R. P., WOOD, D. H., BHATTACHARJEE, D., *et al.*, 2018, "Drive train resistance and starting performance of a small wind turbine", *Renewable Energy*, v. 117, pp. 509–519. doi.org/10.1016/j.renene.2017.10.071.
- WOOD, D. H., 2011, *Small wind turbines analysis, design, and application*, 1st. ed. New York, Springer-Verlag.
- YORO, K. O., DARAMOLA, M. O., 2020, "CO<sub>2</sub> emission sources, greenhouse gases, and the global warming effect". In: RAHIMPOUR, M. R., FARSI, M., MAKAREM, M. A. (eds.), *Advances in Carbon Capture*, chapter 1, Duxford, UK, Woodhead Publishing. doi.org/10.1016/B978-0-12-819657-1.00001-3.
- ZHAO, S., REN, X., DENG, W., *et al.*, 2021, "A transient characteristic-based balancing method of rotor system without trail weights", *Mechanical Systems and Signal Processing*, v. 148, p. 107117. doi.org/10.1016/j.ymsp.2020.107117.
- ZHOU, X., ZHANG, H., HAO, X., *et al.*, 2019, "Investigation on thermal behavior and temperature distribution of bearing inner and outer rings", *Tribology International*, v. 130, pp. 289–298. doi.org/10.1016/j.triboint.2018.09.031.
- ZUO, H., LIU, C., YANG, H., *et al.*, 2016, "Numerical Study on the Effect of Swept Blade on the Aerodynamic Performance of Wind Turbine at High Tip Speed Ratio", *Journal of Physics: Conference Series*, v. 753, p. 102010. doi.org/10.1088/1742-6596/753/10/102010.



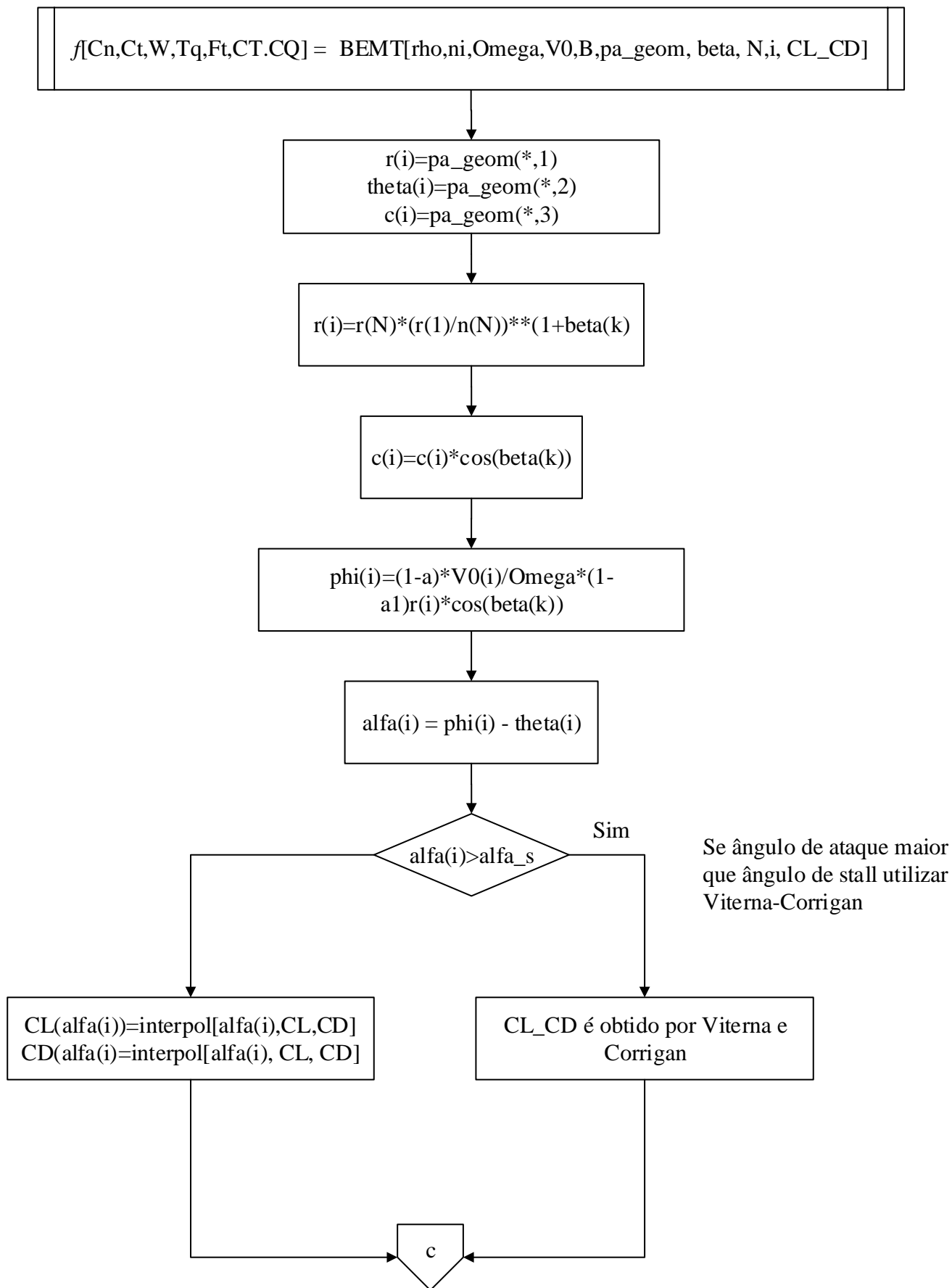
# APÊNDICE I



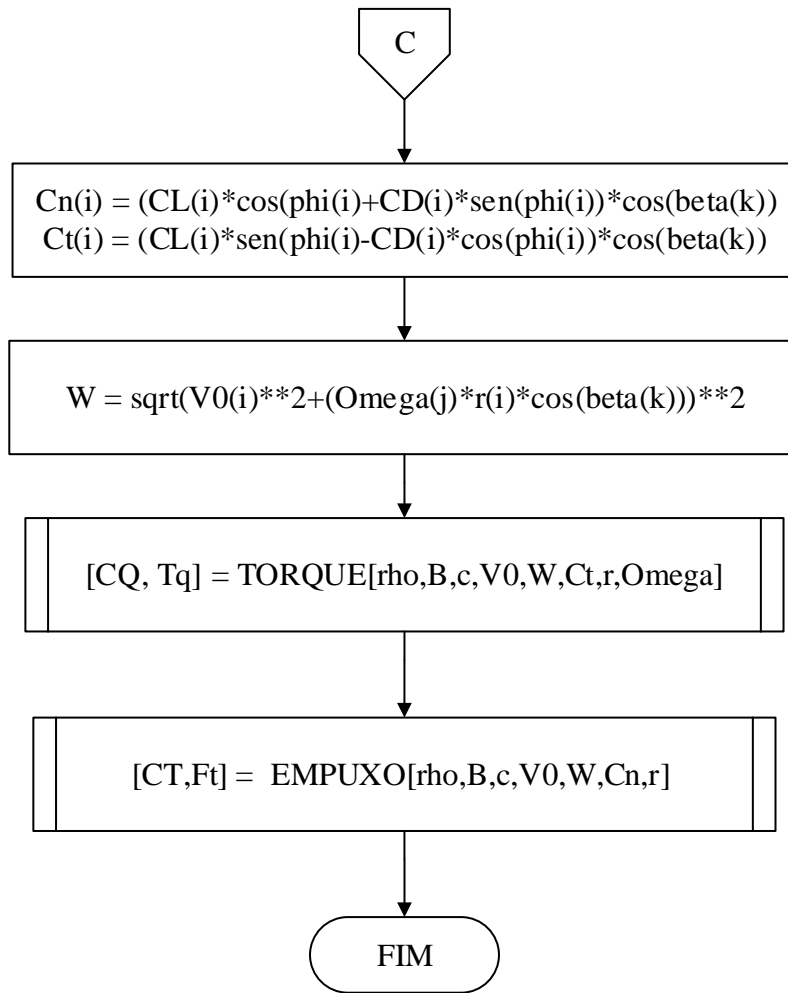
# APÊNDICE I



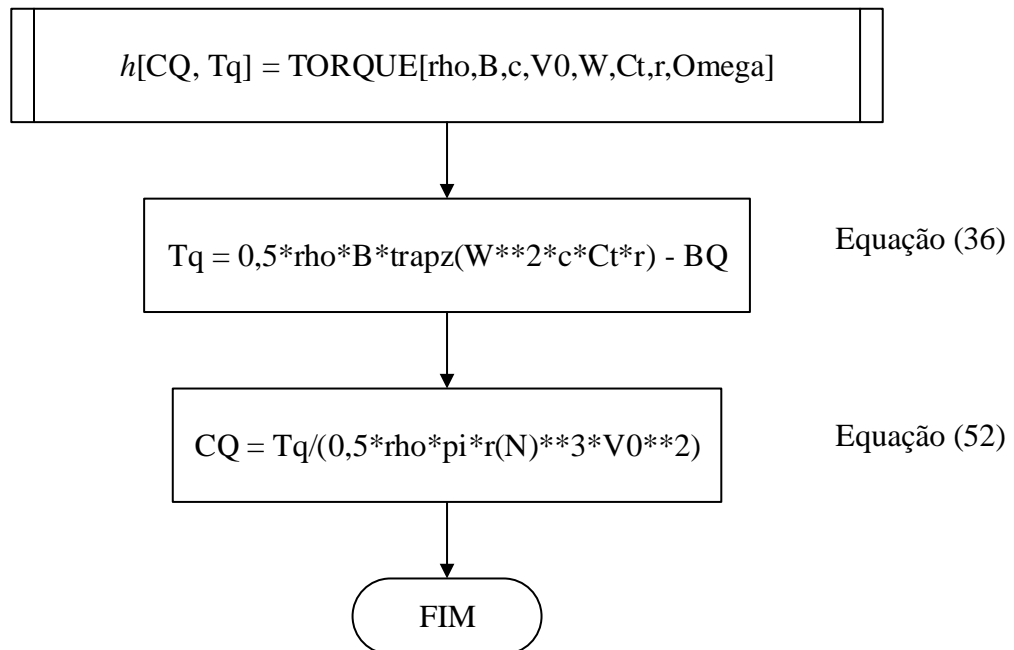
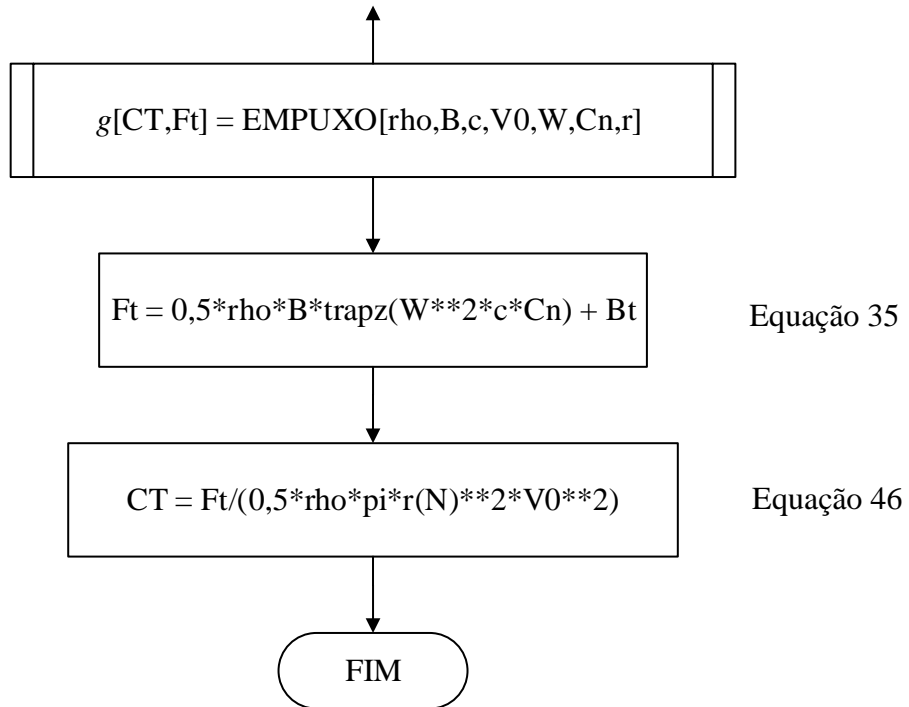
## APÊNDICE I



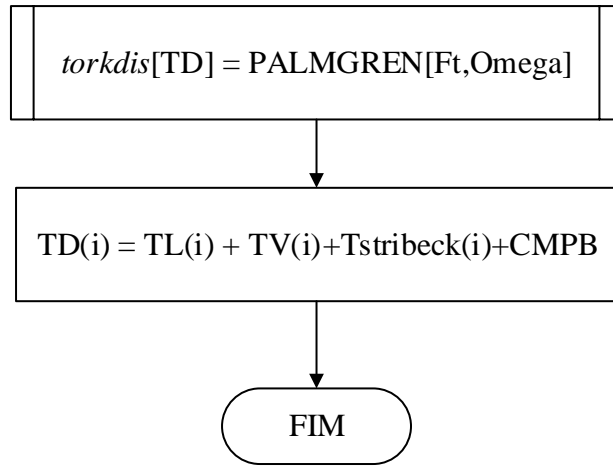
## APÊNDICE I



## APÊNDICE I

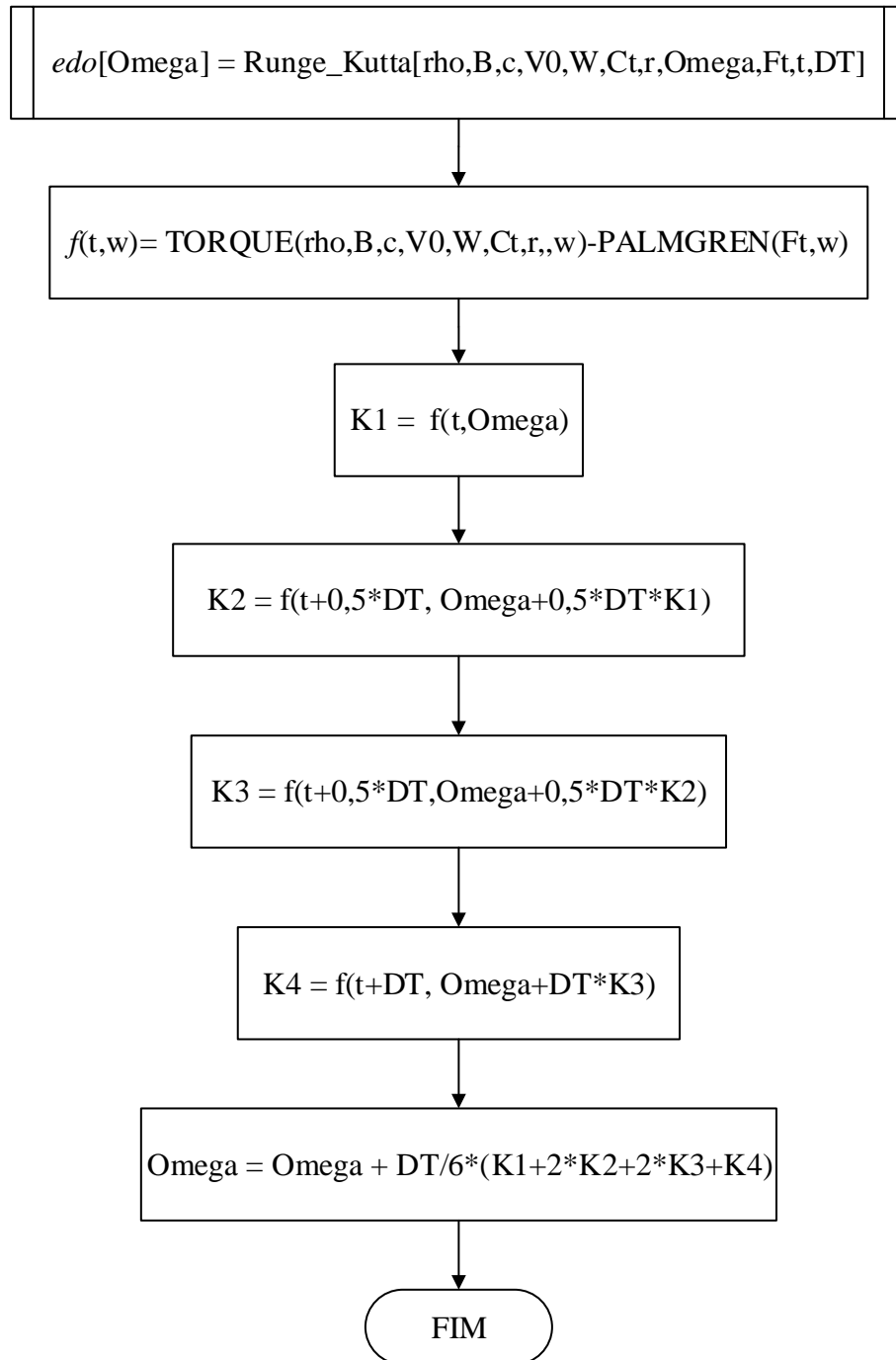


## APÊNDICE I






Os valores de TL, TV, Tstribeck estão descritos nas equações de (89) à (92)

## APÊNDICE I



## Article

# Quasi-Steady Analysis of a Small Wind Rotor with Swept Blades

Mauro J. Guerreiro Veloso <sup>1,\*</sup>, Carlos H. P. dos Santos <sup>2</sup>, Jerson R. P. Vaz <sup>1</sup> and Antonio M. Chaves Neto <sup>1</sup>

<sup>1</sup> Graduate Program in Natural Resources Engineering, Institute of Technology, Federal University of Pará, Belém 66075-110, PA, Brazil; jerson@ufpa.br (J.R.P.V.); amchaves@ufpa.br (A.M.C.N.)

<sup>2</sup> Graduate Program in Mechanical Engineering, Institute of Technology, Federal University of Pará, Belém 66075-110, PA, Brazil; chpsantos@ufpa.br

\* Correspondence: mauroveloso@ufpa.br

**Abstract:** It is well known that wind power generation addresses the energy needs of small and remote populations as one of the alternatives to petroleum-based energy's greenhouse effect. Although there are several publications on rotor design and performance analysis, more should be written about the starting of wind turbines, mainly the small ones, where starting can be a big issue. The present paper evaluates the impact of the swept blade angle on the aerodynamic torque, thrust force, and minimal wind speed required to start the operation of a compact horizontal-axis wind turbine. It presents a novel investigation of the influence of swept rotor blades on the starting performance of a turbine drivetrain. The methodology uses the blade element moment theory coupled to Newton's second law, in which Palmgren's extended approach is employed. When the proposed methodology is compared to the experimental data available in the literature, it exhibits good agreement. However, when the wind turbine starts to run, the results show that swept blades do not always enhance the torque coefficient or reduce the thrust force as indicated in some scientific papers. For backward-swept blades, the maximum value decreases 4.0%. Similar behavior is found in thrust force for forward-swept blades. Therefore, more study is required to evaluate many blade foils in several operational environments to confirm this statement.

**Keywords:** wind turbine swept blade; small horizontal axis wind turbine; turbine starting



**Citation:** Veloso, M.J.G.; dos Santos, C.H.P.; Vaz, J.R.P.; Chaves Neto, A.M. Quasi-Steady Analysis of a Small Wind Rotor with Swept Blades. *Sustainability* **2023**, *15*, 10211. <https://doi.org/10.3390/su151310211>

Academic Editor: Firoz Alam

Received: 20 May 2023

Revised: 18 June 2023

Accepted: 20 June 2023

Published: 27 June 2023



**Copyright:** © 2023 by the authors. Licensee MDPI, Basel, Switzerland. This article is an open access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution (CC BY) license (<https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>).

## 1. Introduction

In recent decades, the rise of industrial activity has boosted energy consumption [1]. It has mostly led to an increase in fossil energy sources, which has resulted in a rise in carbon emissions linked to global warming. According to statistics from the Brazilian Energy Balance 2022 [2], 78.07% of Brazil's energy supply comes from renewable sources, with wind energy accounting for 10.6%. As also reported by the Statistical Yearbook of Electricity [3], the increase of wind energy between 2020 and 2021 was 26.7%.

In addition to supplying electricity to extensive metropolitan areas, wind power facilities may also attend small settlements with energy [4,5]. This fact encourages the academic community's interest in studying small horizontal and vertical wind power turbines to provide electricity for low-energy-demand populations [6,7].

There are just a few studies on starting performance analysis of wind turbines. Rueda and Vaz [8] published an analysis of a turbine and generator's transient behavior in 2015. They apply the blade element theory, Newton's second law, and the Runge–Kutta technique of the fourth order to achieve this. Their results are in good agreement with experiments found in the literature. However, the methodology has a singularity in the vicinity of angular velocities equal to zero, which, according to the authors, makes it challenging to apply the method at turbine starting.



Kaya et al. [9] proposed an innovative swept-blade geometry design for a horizontal axis wind turbine. They analyzed turbine performance using computational fluid dynamics (CFD) techniques. Their outcomes show that swept-blade turbines have a power coefficient 2.9% higher than straight-blade ones, and for some cases, the thrust coefficient is 5.4% lower. They, also pointed out, that forward-swept-blade turbines enhance performance, but backward-swept-blade turbines reduce thrust force and, consequently, dissipation torque. Unfortunately, dissipative torque is disregarded in that study, and no turbine-starting evaluations are conducted.

Fritz et al. [10] proposed a correction model to extend the blade element momentum theory (BEMT) for swept blades. They reported that earlier studies had shown the effectiveness of swept blades using BEMT analysis. Its quick algorithm makes it suitable for evaluating numerous load cases in wind turbine certification. The correction model extends the methodology to account for the effects of swept blades, passively reduce loads, and optimize the design of wind turbine blades. They found good agreement between BEMT and the lifting line model regarding the local forces on the blades. However, the impact of the swept blades on the dynamic behavior of the turbine is not evaluated.

Vaz et al. [11] demonstrated a technique to assess the dissipative torque based on the Stribeck effects and Palmgren models to incorporate the static friction when the turbine starts from rest. Their model is validated with experimental measurements, leading to a good agreement between the experimental data and the theoretical model. In addition, the authors stated that the lowest evaluated wind speed required to start the turbine is 6.2% greater than the experimental wind tunnel measurements. Nevertheless, this study did not perform the effects of blade geometry changes on aerodynamic torque and turbine start performance.

A design methodology for high-capacity factor wind turbine applied to the Amazon is presented by Farias et al. [4]. Their study used the blade element theory and wind speed measurements in Salinópolis in the State of Pará, Amazon, to design the wind turbine. The numerical calculation revealed that the turbine's annual power capacity factor is equivalent to 22%, twice the performance of two commercial wind turbines. However, the nominal power designed turbine is less than the commercial ones. The outcomes show that the minimum estimated generating wind speed is 3.65 m/s, similar to the value determined by Vaz et al. [11]. The work revealed that the transient behavior had yet to be examined; hence, additional investigations are required for the turbine's start.

Celik [12] investigated the effect of the blades' number and turbine's moment of inertia on the performance of vertical-axis wind turbines (VAWTs) through CFD, which is validated by numerical and experimental data. The authors show that the change in moment of inertia did not impact the dynamic response of the turbine's starting and final rotation speeds. Nevertheless, as the number of blades grew, the minimum speed required to start the vertical turbine decreased. In addition, the investigation did not consider the bearings' dissipative forces, which are expected to impact the performance evaluation.

Moreira [13] performed an experimental investigation on the dissipative torque of a small horizontal-axis wind turbine (HAWT). The drivetrain resistance, using Palmgren and SKF models for bearing friction force are studied. The test bench outcomes agree closely with the theoretical proposed model. Furthermore, the authors assert that it can emulate small wind turbine performance in distinct regimes with different operation factors, power load generators, and dissipative loads on the drivetrain, which are design criteria for wind turbines; in addition, the author's statement highlights an investigation of turbine starting.

Hansen and Hansen [14] developed a comprehensive review on wind turbine noise generation, propagation, and their effects on humans and animals. They accurately estimate noise exposure applicable to large and medium scale wind farm and show a correlation between proximity to wind turbines and measures of discomfort and health-related quality of life. They comment on the importance of rotor with lower noise emission, which is a consequence of forward-swept blades. Another application of swept-blade modeling to large and medium scale turbines is investigated by Li et al. [15]. They proposed a

computational model applicable to turbines with swept blades under uniform inflow, perpendicular to the rotor. A good agreement with the BEMT method highlights the good performance of the method.

Pinheiro et al. [6] investigate the effect of dissipative torque generated by vertical-axis turbine ball bearings applying Newton's second law coupled with the double-multiple current tube method. Palmgren and SKF to determine the dissipative torque and the fourth-order Runge–Kutta to numerically evaluate the turbine's dynamic equation are also implemented. Nonetheless, the authors emphasize the necessity for more investigation on dynamic analysis during turbine starting to determine the turbine's behavior from quasi-steady to steady-state regimes.

Although there are several publications on the design and performance analysis of small horizontal-axis wind turbines [16,17], further investigation is required to examine the effects of swept blades on the starting and operational performance of small horizontal-axis wind turbines. The authors are unaware of any study on this regard. So, the present study evaluates how the swept-blade angle impacts the aerodynamic torque, thrust force, and the required wind speed for starting a small horizontal-axis wind turbine. In this case, Palmgren's extended method, blade element moment theory, and Newton's second law are employed in order to implement a quasi-steady model.

The investigation findings yield additional information regarding the dynamic behavior of the turbine during starting, including details on torque and angular velocity dependence on time. These factors are crucial for choosing the proper generator to attach to a wind turbine. Furthermore, this work also intends to add knowledge to the design and performance analysis of small wind turbines applied to small villages worldwide.

The remaining sections of this paper are arranged as follows. The next section exposes the turbine equation of motion, the blade element theory for swept-blade rotors, and the dissipative torque approach. Section 3 shows the outcomes and highlights the torque and thrust coefficients for distinct swept blades and suggestions for further investigations, and conclusion is explained in Section 4.

## 2. Theoretical Background

### 2.1. Newton's Second Law

The equation of motion for the turbine and generator set is obtained by assuming that the generator is coupled directly to the rotor, as illustrated in Figure 1. The wind turbine, generator, and shaft are rigid bodies, and the origin of the inertial coordinate system is fixed at the turbine center of mass  $O$ . Assuming  $J_T$  and  $J_g$  are the moment of inertia of the turbine and generator about the axis through the center of mass  $O$ ,  $\Omega$  is the angular velocity of the turbine and coupled generator. The resulting torques,  $\sum T_i$ , are about point  $O$ , acting on the turbine.

The equation of motion may be obtained by applying Newton's second law to the turbine and generator system and is written as follows:

$$\sum T_i = (J_g + J_r) \frac{d\Omega}{dt} \quad (1)$$

where

$\sum T_i$  is the sum of torques acting about axis through the turbine center of mass;

$\frac{d\Omega}{dt}$  is the turbine angular acceleration.

The left member of Equation (1) is written as

$$\sum_{i=1}^n T_i = T_r - T_D, \quad (2)$$

where

$T_r$  is the torque of aerodynamic force acting on the turbine around point  $O$ ;