

UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
"JÚLIO DE MESQUITA FILHO"
CÂMPUS DE SÃO JOÃO DA BOA VISTA

PEDRO TROMBINI RODRIGUES

**Efeito da aceleração de Coriolis sobre o campo de vorticidade no escoamento separado
em uma seção de pá de turbina eólica**

São João da Boa Vista

2022

Pedro Trombini Rodrigues

Efeito da aceleração de Coriolis sobre o campo de vorticidade no escoamento separado em uma seção de pá de turbina eólica

Trabalho de Graduação apresentado ao Conselho de Curso de Graduação em Engenharia Aeronáutica do Câmpus de São João da Boa Vista, Universidade Estadual Paulista, como parte dos requisitos para obtenção do diploma de Graduação em Engenharia Aeronáutica.

Orientador: Prof^o Dr. Daniel Sampaio Souza

São João da Boa Vista

2022

R696e Rodrigues, Pedro Trombini
Efeito da aceleração de Coriolis sobre o campo de vorticidade no escoamento separado em uma seção de pá de turbina eólica / Pedro Trombini Rodrigues. -- São João da Boa Vista, 2022
63 p. : il., tabs., fotos

Trabalho de conclusão de curso (Bacharelado - Engenharia Aeronáutica) - Universidade Estadual Paulista (Unesp), Faculdade de Engenharia, São João da Boa Vista
Orientador: Daniel Sampaio Souza

1. Energia eólica. 2. Aerodinâmica. 3. Fluidodinâmica computacional. 4. Camada limite turbulenta. I. Título.

Sistema de geração automática de fichas catalográficas da Unesp. Biblioteca da Faculdade de Engenharia, São João da Boa Vista. Dados fornecidos pelo autor(a).

Essa ficha não pode ser modificada.

**UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA “JÚLIO DE MESQUITA FILHO”
FACULDADE DE ENGENHARIA - CÂMPUS DE SÃO JOÃO DA BOA VISTA
GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA AERONÁUTICA**

TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO

**EFEITO DA ACELERAÇÃO DE CORIOLIS SOBRE O CAMPO DE VORTICIDADE
NO ESCOAMENTO SEPARADO EM UMA SEÇÃO DE PÁ DE TURBINA EÓLICA**

Aluno: Pedro Trombini Rodrigues
Orientador: Prof. Dr. Daniel Sampaio Souza

Banca Examinadora:

- Daniel Sampaio Souza (Orientador)
- Carlos do Carmo Pagani Júnior (Examinador)
- Leandra Isabel de Abreu (Examinadora)

A ata da defesa com as respectivas assinaturas dos membros encontra-se no prontuário do aluno (Expediente nº 097/2021)
--

São João da Boa Vista, 25 de março de 2022

Dedico a meus pais, que não mediram esforços para eu pudesse concluir com êxito mais essa importante etapa da minha vida.

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus pela minha saúde perante o momento de pandemia vivido durante a elaboração deste projeto e diante de tantos outros obstáculos oriundos da mesma.

Agradeço pelo amparo e incentivo incessantes dos meus familiares, Claudete Aparecida Trombini Rodrigues, Carlos Alberto Rodrigues e Aline Trombini Rodrigues.

Também sou grato por todo apoio que recebi dos meus amigos durante o período de graduação, em especial dos meus colegas Guilherme Buck Gibelli, Lucas Gustavo Alves Ferreira, Renan Trevizan de Melo e Jéssica Cristina Tortora Lopes.

Agradeço a paciência e a confiança depositada em mim pelo meu orientador, Profº Dr. Daniel Sampaio Souza, durante este decurso.

Agradeço, ainda, ao bibliotecário João Pedro Alves Cardoso pela revisão normativa deste trabalho.

Por fim, agradeço à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) pela credibilidade e pelo respaldo financeiro da pesquisa promovido sob processo #2020/10972-3.

Este trabalho contou com o apoio da seguinte entidade:

Processo nº #2020/10972-3, Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP).

“As opiniões, hipóteses e conclusões ou recomendações expressas neste material são de responsabilidade do autor e não necessariamente refletem a visão da FAPESP”.

RESUMO

A rotação é conhecida por reduzir o volume da região de escoamento separado em seções próximas à raiz de pás de turbina eólica de eixo horizontal. Essa redução é frequentemente atribuída ao bombeamento centrífugo. No entanto, recentes investigações acerca da estabilização rotacional de vórtices de bordo de ataque sugerem que o transporte radial de vorticidade pode não ser o mecanismo dominante que limita a circulação do vórtice em seções próximas à raiz de asas de inseto. Para tal condição de escoamento a baixo Reynolds, o efeito da componente tangencial da força de Coriolis destrói a componente radial da vorticidade, limitando o crescimento do vórtice de bordo de ataque, estabilizando-o. Entretanto, com o melhor conhecimento do autor, a contribuição de tal fenômeno para o aumento rotacional observado em turbinas eólicas ainda não foi avaliado. Simulações quasi-3D foram empregadas a fim de investigar o papel da aceleração de Coriolis para o balanço da componente radial da vorticidade dentro da região de escoamento separado no extradorso de seções de pá de turbina eólica a elevados ângulos de ataque. É mostrado que o efeito integrado da taxa de destruição da componente radial da vorticidade devido à aceleração de Coriolis pode ser comparável à taxa da componente radial da vorticidade fluindo na região de recirculação a partir da camada limite. Além disso, os resultados sugerem que o mecanismo pode ser relevante para o aumento rotacional observado em seções próximas à raiz de pás de turbinas eólicas.

Palavras-chave: energia eólica; aerodinâmica; fluidodinâmica computacional; camada limite turbulenta.

ABSTRACT

The rotation is known to reduce the volume of the region of separated flow on inboard sections of horizontal-axis wind turbine blades. This reduction is frequently attributed to the centrifugal pumping. However, recent investigations on the rotational stabilization of leading-edge vortex suggest that the radial transport of vorticity may not be the dominant mechanism limiting the vortex circulation on inboard sections of insect wings. For such low-Reynolds flow condition, the effect of the tangential component of the Coriolis force destroys the radial vorticity, limiting the growth of the leading-edge vortex, stabilizing it. However, to the best knowledge of the author, the contribution of such phenomenon to the rotational augmentation observed in wind turbines has not yet been assessed. Quasi-3D simulations were employed to investigate the role of the Coriolis acceleration to the balance of span-wise vorticity within the region of separated flow on the upper surface of wind-turbine-blade sections at high angles of attack. It is shown that the integrated effect of the destruction rate of radial vorticity due to Coriolis acceleration may be comparable to the rate of radial vorticity flowing in the recirculation region from the boundary layer. Moreover, the results suggest that the mechanism may be relevant to rotational augmentation observed in inboard sections of wind-turbines blades.

Keywords: wind energy; aerodynamics; computational fluid dynamics; turbulent boundary layer.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Esquemático do escoamento incidente na seção de uma pá de turbina eólica de eixo horizontal.	26
Figura 2 – Geometria do aerofólio S809.	28
Figura 3 – (a) Topologia da malha e (b) malha estruturada em detalhe ao redor do aerofólio S809.	28
Figura 4 – Geometria do rotor utilizado no experimento.	30
Figura 5 – Esquemático do posicionamento da probe utilizada para medir o ângulo do escoamento local (LFA).	31
Figura 6 – Coeficientes de sustentação (à esquerda) e arrasto (à direita) para diferentes malhas (símbolos) e dados experimentais.	32
Figura 7 – Variação temporal dos coeficientes de (a) sustentação e (b) arrasto para $\alpha = 45^\circ$ (caso 2D) considerando diferentes valores de Re	33
Figura 8 – Variação temporal e valor médio (linha traço e ponto horizontal) dos coeficientes de (a) sustentação e (b) arrasto para $\alpha = 45^\circ$ (caso 2D) considerando diferentes valores de Re	33
Figura 9 – Evolução temporal e média estatística (linha traço e ponto horizontal) dos coeficientes de (a) sustentação e (b) arrasto para $\alpha = 45^\circ$, razão $c/r = 0,55$ e caso 2D considerando diferentes números de Rossby.	34
Figura 10 – Coeficientes de (a) sustentação e (b) arrasto em função do ângulo de ataque para razão $c/r = 0,55$, caso 2D e diferentes números de Rossby.	35
Figura 11 – (a) Distribuição do coeficiente de pressão do perfil NACA63-415 para $Re = 2 \times 10^6$, $\alpha = 15^\circ$ e torção nula (CHAVIAROPOULOS; HANSEN, 2000) e (b) distribuição do coeficiente de pressão do perfil S809 para $Re = 1 \times 10^6$, $\alpha = 15^\circ$ e torção nula.	36
Figura 12 – (a) Distribuição do coeficiente de pressão do perfil S809 para $\alpha \approx 10^\circ$ e (b) distribuição do coeficiente de pressão médio do perfil S809 para $\alpha \approx 27^\circ$	37
Figura 13 – Distribuição do coeficiente de pressão médio e ponto de separação do extradorso (símbolo) considerando os casos com e sem rotação para (a) $\alpha = 10^\circ$, (b) $\alpha = 15^\circ$ e (c) $\alpha = 27^\circ$	40
Figura 14 – Campo da componente radial da velocidade juntamente com linhas de corrente para $\alpha = 10^\circ$ considerando os casos (a) sem rotação e (b) com rotação.	41
Figura 15 – Campo da componente radial da velocidade juntamente com linhas de corrente para $\alpha = 15^\circ$ considerando os casos (a) sem rotação e (b) com rotação.	42
Figura 16 – Campo da componente radial da velocidade juntamente com linhas de corrente para $\alpha = 27^\circ$ considerando os casos (a) sem rotação e (b) com rotação.	42
Figura 17 – Linhas separatrizes e pontos de separação (símbolos) considerando os casos com e sem rotação para $\alpha = 10^\circ$, $\alpha = 15^\circ$ e $\alpha = 27^\circ$	43

Figura 18 – Campo da componente radial da vorticidade e detalhe da vizinhança do extradorso considerando $\alpha = 10^\circ$ para os casos (a) sem rotação e (b) com rotação juntamente a contornos do termo associado à inclinação da vorticidade planetária, S_ω , iguais a $7s^{-2}$, $22s^{-2}$ e $37s^{-2}$	44
Figura 19 – Campo da componente radial da vorticidade e detalhe da vizinhança do extradorso considerando $\alpha = 15^\circ$ para os casos (a) sem rotação e (b) com rotação juntamente a contornos do termo associado à inclinação da vorticidade planetária, S_ω , iguais a $135s^{-2}$, $285s^{-2}$ e $435s^{-2}$	44
Figura 20 – Campo da componente radial da vorticidade média e detalhe da vizinhança do extradorso considerando $\alpha = 27^\circ$ para os casos (a) sem rotação e (b) com rotação juntamente a contornos do termo associado à inclinação da vorticidade planetária, S_ω , iguais a $185s^{-2}$, $335s^{-2}$ e $485s^{-2}$	45
Figura 21 – (a) Vetores normais unitários calculados a partir de um esquema centrado de diferenças finitas de segunda ordem e (b) vetores normais unitários calculados a partir do Método dos Mínimos Quadrados para um polinômio de alta ordem. As posições escolhidas para as análises subsequentes são destacadas em vermelho.	46
Figura 22 – (a) Perfis das componentes de velocidade juntamente com o termo S_ω ao longo da direção local normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 3% da corda considerando os casos com e sem rotação e (b) componente radial da vorticidade ao longo da direção normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 3% da corda considerando os casos com e sem rotação.	47
Figura 23 – (a) Perfis das componentes de velocidade juntamente com o termo S_ω ao longo da direção local normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 14% da corda considerando os casos com e sem rotação e (b) componente radial da vorticidade ao longo da direção normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 14% da corda considerando os casos com e sem rotação.	48
Figura 24 – (a) Perfis das componentes de velocidade juntamente com o termo S_ω ao longo da direção local normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 30% da corda considerando os casos com e sem rotação e (b) componente radial da vorticidade ao longo da direção normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 30% da corda considerando os casos com e sem rotação.	49

Figura 25 – (a) Perfis das componentes de velocidade juntamente com o termo S_ω ao longo da direção local normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 49% da corda considerando os casos com e sem rotação e (b) componente radial da vorticidade ao longo da direção normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 49% da corda considerando os casos com e sem rotação.	50
Figura 26 – (a) Perfis das componentes de velocidade juntamente com o termo S_ω ao longo da direção local normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 59% da corda considerando os casos com e sem rotação e (b) componente radial da vorticidade ao longo da direção normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 59% da corda considerando os casos com e sem rotação.	51
Figura 27 – (a) Perfis das componentes de velocidade juntamente com o termo S_ω ao longo da direção local normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 69% da corda considerando os casos com e sem rotação e (b) componente radial da vorticidade ao longo da direção normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 69% da corda considerando os casos com e sem rotação.	52
Figura 28 – (a) Perfis das componentes de velocidade juntamente com o termo S_ω ao longo da direção local normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 79% da corda considerando os casos com e sem rotação e (b) componente radial da vorticidade ao longo da direção normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 79% da corda considerando os casos com e sem rotação.	53
Figura 29 – (a) Perfis das componentes de velocidade juntamente com o termo S_ω ao longo da direção local normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 88% da corda considerando os casos com e sem rotação e (b) componente radial da vorticidade ao longo da direção normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 88% da corda considerando os casos com e sem rotação.	54
Figura 30 – (a) Perfis das componentes de velocidade juntamente com o termo S_ω ao longo da direção local normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 91% da corda considerando os casos com e sem rotação e (b) componente radial da vorticidade ao longo da direção normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 91% da corda considerando os casos com e sem rotação.	55

Figura 31 – (a) Perfis das componentes de velocidade juntamente com o termo S_ω ao longo da direção local normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 95% da corda considerando os casos com e sem rotação e (b) componente radial da vorticidade ao longo da direção normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 95% da corda considerando os casos com e sem rotação.	56
Figura 32 – Região de integração do termo de Coriolis obtido a partir da equação de transporte da componente radial da vorticidade considerando (a) $\alpha = 10^\circ$ para limites baseados no contorno de ω_z igual a -90s^{-1} , (b) $\alpha = 15^\circ$ para limites baseados no contorno de ω_z igual a -30s^{-1} e (c) $\alpha = 27^\circ$ para limites baseados no contorno de ω_z igual a -1s^{-1}	58

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Dados geométricos e operacionais do rotor para os dados aqui considerados (HAND et al., 2001).	30
Tabela 2 – Propriedades do fluido na fronteira para $Re = 1,0 \times 10^6$	34
Tabela 3 – Conjunto de casos simulados. (*) Casos escolhidos para análises subsequentes.	38
Tabela 4 – Razão entre a integral de S_ω e a taxa de transporte da componente radial da vorticidade que flui a partir da camada limite.	58

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ADM	Adimensional
CFD	Dinâmica dos Fluidos Computacional (do inglês, <i>Computational Fluid Dynamics</i>)
DES	Simulação dos Vórtices Desprendidos (do inglês, <i>Detached Eddy Simulation</i>)
HAWT	Turbina Eólica de Eixo Horizontal (do inglês, <i>Horizontal-Axis Wind Turbine</i>)
LEV	Vórtice de Bordo de Ataque (do inglês, <i>Leading-Edge Vortex</i>)
LFA	Ângulo do Escoamento Local (do inglês, <i>Local Flow Angle</i>)
PVT	Inclinação da Vorticidade Planetária (do inglês, <i>Planetary Vorticity Tilting</i>)
RANS	Equações de Navier-Stokes com Média de Reynolds (do inglês, <i>Reynolds-Averaged Navier-Stokes</i>)
SIMPLE	Método Semi-Implícito para Equações Linkadas pela Pressão (do inglês, <i>Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations</i>)
SST	Transporte de Tensão Cisalhante (do inglês, <i>Shear-Stress Transport</i>)
TSR	Razão de velocidades na ponta da pá (do inglês, <i>Tip Speed Ratio</i>)
UDS	Escalar Definido pelo Usuário (do inglês, <i>User-Defined Scalar</i>)
URANS	Equações de Navier-Stokes com Média de Reynolds em Regime Transiente (do inglês, <i>Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes</i>)
2D	Bidimensional (do inglês, <i>Two-Dimensional</i>)
3D	Tridimensional (do inglês, <i>Three-Dimensional</i>)

LISTA DE SÍMBOLOS

∇_{2D}	Operador gradiente bidimensional
$\mathbf{V}$	Velocidade local do escoamento
t	Tempo
ρ	Densidade do ar
p	Pressão estática local do ar
ν_{ef}	Viscosidade cinemática efetiva local do ar
$\mathbf{f}_b$	Força externa por unidade de massa que atua em uma porção de fluido
k	Energia cinética turbulenta do escoamento local
ω	Taxa de dissipação específica de turbulência do escoamento local
ϵ	Taxa de dissipação de turbulência do escoamento local
r	Coordenada radial
x	Coordenada cartesiana paralela à corda local do aerofólio
y	Coordenada cartesiana perpendicular à corda local do aerofólio
U_∞	Magnitude da velocidade local do escoamento livre
φ	Ângulo de deslizamento local
α	Ângulo de ataque local
Ω	Velocidade angular local
u	Componente de velocidade local do escoamento paralela à corda do aerofólio
μ	Viscosidade dinâmica do ar
w	Componente de velocidade local do escoamento na direção da envergadura da pá
v	Componente de velocidade local do escoamento perpendicular à corda do aerofólio
Ro	Número de Rossby local
c	Corda local

Re	Número de Reynolds local do escoamento livre
O	Topologia de malha computacional
y^+	Distância adimensional do centro do volume adjacente à parede até a parede do aerofólio
u_τ	Velocidade de atrito
y^*	Distância do centro do volume adjacente à parede até a parede do aerofólio
ν	Viscosidade cinemática do ar
τ_w	Tensão cisalhante na parede
B	Número de pás
$\mathfrak{R}$	Raio do rotor
V_0	Velocidade de operação
β	Ângulo de torção local
C_l	Coeficiente de sustentação bidimensional
C_d	Coeficiente de arrasto bidimensional
$\bar{C}_l$	Coeficiente de sustentação bidimensional médio
$\bar{C}_d$	Coeficiente de arrasto bidimensional médio
C_p	Coeficiente de pressão bidimensional
$\bar{C}_p$	Coeficiente de pressão bidimensional médio
z	Coordenada cartesiana na direção da envergadura da pá
S_ω	Termo fonte associado à inclinação da vorticidade planetária
y_n	Coordenada local normal à parede do aerofólio
V_{BL}	Taxa da componente radial da vorticidade que flui a partir da camada limite
Σ	Domínio fluídico bidimensional
$d\Sigma$	Diferencial de área do domínio fluídico bidimensional

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	17
2	OBJETIVOS GERAIS	20
2.1	OBJETIVOS ESPECÍFICOS	20
3	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	21
4	MATERIAIS E MÉTODOS	24
4.1	SIMULAÇÕES COM MÉTODO DOS VOLUMES FINITOS	24
4.1.1	Modelo numérico	26
4.1.2	Modelo experimental de turbina eólica	30
5	RESULTADOS E DISCUSSÕES	32
5.1	VALIDAÇÃO DAS SIMULAÇÕES CFD 2D	32
5.1.1	Efeito do número de Reynolds	32
5.2	VALIDAÇÃO DAS SIMULAÇÕES CFD QUASI-3D	34
5.3	EFEITOS ROTACIONAIS NO CAMPO DO ESCOAMENTO	38
5.4	EFEITO DA ACELERAÇÃO DE CORIOLIS	43
6	TRABALHOS APRESENTADOS	59
7	CONCLUSÃO	60
	REFERÊNCIAS	61

1 INTRODUÇÃO

No cenário atual de desenvolvimento sustentável, as turbinas eólicas aparecem como uma solução de produção de energia limpa e renovável, já que não emitem gases de efeito estufa e nem agregam em pegadas de carbono. Segundo Tarfaoui, Nachtane e Boudounit (2018), as turbinas eólicas estão entre as melhores fontes de energia em termos de tempo de retorno energético, pois, uma vez construídas, seu impacto ecossistêmico é praticamente inexistente. Esses fortes fatores econômicos e ambientais tornam a energia eólica atrativa através de múltiplas perspectivas.

Consoante a Bezerra (2021), a geração eólica tem experimentado um crescimento expressivo no mundo: no decênio compreendido entre 2007 e 2017, a capacidade instalada de geração eólica evoluiu à taxa média de 18,8% ao ano, alcançando 514,8GW de potência instalada ao final de 2017. É destacado, ainda, que, do ponto de vista tecnológico e sustentável, as perspectivas para a fonte eólica continuam promissoras em razão do aumento da competitividade da tecnologia de aerogeradores e da maior conscientização da humanidade acerca do impacto da queima de combustíveis fósseis sobre o planeta, o que contribui positivamente para uma maior pressão pelo uso de fontes de energia mais limpas.

Já o mercado eólico brasileiro, não aquém da tendência mundial pela busca incessante por fontes de energia mais sustentáveis, também tem experimentado um crescimento significativo. Conforme explanado em Neoenergia (2021), até pouco tempo a energia eólica era considerada uma fonte “alternativa” de geração; no entanto, devido a seu crescimento extraordinário no Brasil na última década, hoje ela já é uma fonte consolidada que passou a ter um papel fundamental na matriz energética brasileira. O salto da capacidade instalada das usinas eólicas em todo o país foi surpreendente: de acordo com a mesma referência, pulou de 935,4MW, em 2010, para 12.966MW em 2017. Ademais, de acordo com dados de ONS (2021), a energia eólica, atualmente, representa por volta de 10,9% da matriz elétrica brasileira e a expectativa é que chegue ao final de 2025 atingindo 13,6%. Vale ressaltar que isso representa um grande avanço do Brasil rumo a políticas de governança mais sustentáveis frente a uma inexpressiva geração eólica até 2006, conforme dados divulgados em BARIFOUSE R.; SCHREIBER (2015). Adicionalmente, segundo PINTO JUNIOR, A. V. (coord.) et al (2017), tal progresso também se deve ao desenvolvimento substancial da tecnologia de aerogeradores, disponibilizando modelos de maiores potências e dimensões para operação em alturas mais elevadas se comparados aos modelos comercializados em 2001, por exemplo.

A partir do tratamento dos dados de simulações de 2013 (PINTO JUNIOR, A. V. (coord.) et al, 2017), pesquisadores estimaram o potencial eólico para todo o território nacional através do uso de modelos numéricos utilizados para previsões do tempo. Os resultados para a velocidade média anual do vento obtidos em diferentes alturas revelaram a região Nordeste como um potencial polo de energia eólica no Brasil. De fato, Neoenergia (2021) explica que quase 90% da energia consumida no Nordeste é oriunda dessa fonte renovável, sendo responsável por gerar, atualmente, cerca de 86% de toda energia eólica produzida no país.

A fim de acompanhar o ritmo acelerado de crescimento de parques eólicos, fazem-se necessários investimentos em pesquisas acerca da introdução de técnicas de modelagem aerodinâmica precisas para projetos de rotores cada vez mais eficientes. A precisão de uma ferramenta para previsão dos carregamentos aerodinâmicos sobre pás de turbinas eólicas de eixo horizontal depende da sua capacidade de modelar efeitos tridimensionais, como enflechamento e afilamento da pá, efeitos de ponta e rotacionais.

Em geral, métodos amplamente utilizados se baseiam em dados bidimensionais de aerofólios. Conforme descrito em Hansen (2008), no método *Blade Element Momentum*, por exemplo, carregamentos globais, tais como potência de eixo e momento fletor na raiz são encontrados ao integrar as distribuições radiais para as forças de sustentação e arrasto dos perfis aerodinâmicos que compõem a pá; por outro lado, na Teoria da Linha Sustentadora, assume-se que a tridimensionalidade é limitada ao *downwash* e, portanto, dados 2D podem ser utilizados localmente se o ângulo de ataque geométrico é modificado pela velocidade induzida. Essa é uma aproximação razoável para estruturas esbeltas, tais como asas de planadores e pás de turbinas eólicas, porquanto a componente de velocidade na direção da envergadura é muito menor que a componente paralela à corda (HANSEN, 2008). Outros métodos, ainda, utilizam-se de dados 2D provenientes de túneis de vento como pontapé inicial para definição do conjunto de dados para simulação (HANSEN et al., 2006).

Já para a modelagem dos efeitos rotacionais e do escoamento tridimensional, algum tipo de correção é tipicamente aplicada a posteriori. Consoante a Hansen et al. (2006), as correções refletem o aumento de sustentação e arrasto a partir de medidas realizadas há décadas para diferentes rotores e confirmadas por meio de simulações CFD 3D. Os efeitos tridimensionais e rotacionais podem, ainda, ser considerados através de modelos semi-empíricos que corrigem as polares 2D.

Ademais, em concordância com Hansen et al. (2006), para certos aerofólios uma vasta expertise tem sido reunida com o intuito de corrigir apropriadamente os dados e obter bons resultados; em detrimento disso, projetistas tendem a ser conservadores em suas escolhas de aerofólios. Entretanto, conforme salientado pela referência, com a maturação de algoritmos CFD particularmente voltados a modelos de transição e turbulência somada a um aumento nas bases de dados constituídas a partir de ensaios em túneis de vento, a tendência é a utilização cada vez mais recorrente de aerofólios especialmente projetados e dedicados a aplicações envolvendo pás de turbinas eólicas.

A fim de alcançar os objetivos gerais, este trabalho se encontra organizado em sete capítulos. No Capítulo 2 são apresentados os objetivos gerais e específicos. No Capítulo 3 é explorado, em linhas gerais, o efeito do aumento rotacional em seções de pá de turbina eólica de eixo horizontal. No Capítulo 4 se externa os materiais e os métodos utilizados para formular as equações governantes do escoamento e estruturar as simulações CFD. No Capítulo 5 são apresentados os resultados obtidos pelos modelos CFD 2D e CFD quasi-3D, bem como as discussões pertinentes aos efeitos rotacionais e, em particular, ao efeito da aceleração de Coriolis

no campo do escoamento. No Capítulo 6 são discriminados os trabalho apresentados pelo autor em congressos científicos, aceitos para publicação ou publicados. Por fim, o Capítulo 7 descreve as conclusões do trabalho.

2 OBJETIVOS GERAIS

O presente trabalho visa avaliar a contribuição da aceleração de Coriolis no balanço da componente radial da vorticidade dentro da região de escoamento separado em seções de uma pá de turbina eólica por meio de simulações CFD quasi-3D. O intuito é evidenciar a relevância dessa aceleração para a redução do tamanho da região de recirculação sobre o extradorso da pá, considerando, para isso, diferentes posições radiais, ângulos de ataque e números de Rossby.

2.1 OBJETIVOS ESPECÍFICOS

- Implementar e validar modelos CFD 2D e CFD quasi-3D para simulações de escoamento sobre aerofólio utilizando o pacote ANSYS Fluent®;
- Implementar uma equação adicional para o transporte da quantidade de movimento radial e de termos fonte associados;
- Executar simulações quasi-3D para diferentes valores de ângulo de ataque, razão entre a corda e a posição radial e número de Rossby;
- Identificar os efeitos rotacionais existentes no campo do escoamento sobre o aerofólio em rotação;
- Estudar e quantificar a influência da aceleração de Coriolis na taxa de transporte da componente radial da vorticidade dentro da camada limite separada sobre o extradorso de uma pá de turbina eólica.

3 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Em condições de alta velocidade do vento, seções de pás de turbinas eólicas atuam em ângulos de ataque elevados, próximos ou acima do valor previsto para estol com base em dados estáticos bidimensionais. Nessa condição, experimentos e simulações tridimensionais mostram que a aerodinâmica das seções da pá próximas à raiz é alterada em relação ao comportamento 2D, por conta do surgimento de componentes significativas de escoamento radial. Por outro lado, Ronsten (1992) demonstra por meio de simulações 2D que, sob rotação, o coeficiente de sustentação é substancialmente maior em seções mais próximas à raiz para moderados e elevados ângulos de ataque quando os mesmos são corrigidos para considerar os efeitos rotacionais. De fato, consoante a Dwyer e McCroskey (1970), Ronsten (1992), tal fenômeno gera um aumento do coeficiente de sustentação se comparado com o aerofólio correspondente em movimento linear e em condições análogas tanto para o ângulo de ataque local quanto para o número de Reynolds.

Além disso, regiões mais próximas ao cubo da hélice são mais suscetíveis a experimentar elevados carregamentos em condições de baixa TSR (do inglês, *Tip Speed Ratio*), ou seja, quando a velocidade do vento é elevada em relação ao que é previsto utilizando-se dados 2D; o resultado disso, conhecido como efeito Himmelskamp, atrasa a ocorrência de estol na raiz (RONSTEN, 1992). Destaca-se que um dos mecanismos responsáveis pelo aumento rotacional é a maior resistência à separação da camada limite devido à componente da aceleração de Coriolis na direção da corda sobre o extradorso da pá, de forma que o fenômeno também é tratado na literatura pelo termo “retardo de estol” (BANKS; GADD, 1963; DU; SELIG, 2000; HU; HUA; DU, 2006; NARRAMORE; VERMELAND, 1992).

Ademais, devido à rotação, pás de asas rotativas estão sujeitas ao gradiente radial de pressão dinâmica do escoamento a montante. Segundo Jardin e David (2014), esse gradiente frequentemente resulta em um gradiente radial de pressão estática dentro da camada limite, o qual tende a acelerar um escoamento secundário em direção à ponta da pá; em contrapartida, vale ressaltar que isso não é suficiente para promover um elevado aumento de sustentação, sendo esse oriundo, em última análise, de efeitos centrífugos e de Coriolis.

Concomitante a Corten (2001), Lindenburg (2003), sabe-se que para uma pá rotativa em uma dada velocidade angular, a aceleração centrífuga percebida por um observador fixado à pá aumenta com a distância ao eixo de rotação. Esse efeito também acelera o escoamento em direção à ponta, e é geralmente referido como “bombeamento centrífugo”. Outras pesquisas reiteram que o efeito do bombeamento é mais intenso quando há separação, devido às baixas velocidades na zona de recirculação (CHAVIAROPOULOS; HANSEN, 2000; LANZAFAME; MAURO; MESSINA, 2015), e provoca uma redução do volume da região de separação (ZHANG; DENG, 2019).

Ao comparar o campo de escoamento sobre uma seção próxima à raiz de uma pá de turbina eólica de eixo horizontal (do inglês, *Horizontal-Axis Wind Turbine*, HAWT) com o campo

de escoamento 2D para o mesmo ângulo de ataque, Bangga et al. (2017) mostraram que houve uma redução significativa do volume da região de recirculação na seção da pá. Eles atribuíram essa redução de volume ao bombeamento centrífugo e argumentaram que tal fenômeno representa um enfraquecimento do efeito de diminuição do arqueamento efetivo do aerofólio, explicando o aumento de sustentação. Adicionalmente, destacaram o papel da força de Coriolis por meio da redução da espessura da camada limite e retardo na separação, e reiteraram, ainda, que o efeito da força de Coriolis diminui com o aumento da velocidade do vento e da posição radial.

Análises das equações de camada limite tridimensional considerando o efeito da rotação sugeriram a ocorrência de um vórtice estacionário na direção da envergadura na superfície de sucção da pá (DUMITRESCU; CARDOS; DUMITRACHE, 2007). De acordo com os resultados obtidos, o vórtice emanou de seções onde a razão entre a corda e o raio permanecia entre 0,5 e 1,0, dependendo do gradiente de pressão imposto. Similarmente, ao analisar medidas de pressão não estacionárias extraídas a partir da superfície de sucção de seções próximas à raiz da pá de uma HAWT, Schreck, Soerensen e Robinson (2007) observaram que o aumento significativo do coeficiente de sustentação em comparação ao escoamento 2D estava associado à presença de um vórtice estacionário no extradorso da pá. Conclusões similares foram sugeridas a partir de simulações 3D em uma HAWT de pequena escala (MAURO; LANZAFAME; MESSINA, 2017).

Analogamente, o escoamento secundário dirigido pelos gradientes radiais de pressão e força centrífuga frequentemente é apontado como sendo o mecanismo responsável pela estabilização do vórtice de bordo de ataque (do inglês, *Leading-Edge Vortex*, LEV) em asas de inseto (JARDIN; DAVID, 2014). De maneira semelhante ao observado em asas-deltas, a aceleração do escoamento radial drena vorticidade na direção da envergadura para fora da camada limite de seções próximas à raiz em direção à ponta, limitando o crescimento do LEV e dificultando sua emissão. Entretanto, investigações recentes sugeriram que outros efeitos podem ser relevantes para a estabilização do LEV sobre asas de inseto (JARDIN, 2017; WERNER et al., 2019; WOJCIK; BUCHHOLTZ, 2014). Contudo, nenhum modelo explicando o papel de cada um dos efeitos associados à rotação é amplamente aceito (SICOT et al., 2008).

Com base em velocimetria de partículas por visão estereoscópica, Wojcik e Buchholtz (2014) computaram o transporte radial de vorticidade na direção da envergadura em diferentes seções de uma placa plana retangular rotativa para um ângulo de ataque geométrico de 35° em um meio fluido quiescente. Eles analisaram a contribuição da vorticidade no LEV e inferiram que o transporte radial de vorticidade não foi suficiente para restringir a circulação do LEV para um Reynolds de 4000 baseado na velocidade da ponta. Eles inferiram, ainda, que a aniquilação da vorticidade devido à interação entre o vórtice de bordo de ataque e a camada de vorticidade de sinal oposto na superfície da placa é um importante, frequentemente dominante, mecanismo para regulação da circulação do vórtice de bordo de ataque e manutenção do seu estado de quasi-equilíbrio.

De modo complementar, simulações 3D mostraram que a inclinação da vorticidade planetária (do inglês, *Planetary Vorticity Tilting*, PVT) em regiões de elevados valores absolutos

de vorticidade na direção da envergadura pode agir localmente como uma fonte de vorticidade de sinal oposto (WERNER et al., 2019). De acordo com Werner et al. (2019), em condições análogas ao voo de moscas-da-fruta, essa inclinação da vorticidade planetária pode limitar a quantidade de vorticidade ingerida pelo LEV e, portanto, contribuir para sua estabilização.

Nesse contexto, este trabalho consiste em estudar e analisar os mecanismos influenciadores que possam estar diretamente relacionados à diminuição da região de recirculação em seções de pás de turbinas eólicas. Para isso, investigou-se por meio de simulações numéricas a relevância da aceleração de Coriolis no termo associado à inclinação da vorticidade planetária em relação ao balanço da componente radial da vorticidade dentro da região de escoamento separado sobre o extradorso de seções de uma HAWT. Um modelo quasi-3D baseado naquele proposto por Chaviaropoulos e Hansen (2000) foi empregado, e três ângulos de ataque foram escolhidos. Cada ângulo de ataque foi simulado em um escoamento bidimensional para condições correspondentes a seções de uma HAWT de pequena escala, considerando, para isso, diferentes razões da corda em relação à posição radial e números de Rossby.

4 MATERIAIS E MÉTODOS

4.1 SIMULAÇÕES COM MÉTODO DOS VOLUMES FINITOS

A metodologia empregada nos cálculos CFD (do inglês, *Computational Fluid Dynamics*) utilizou a técnica de volumes finitos, que consiste em discretizar o domínio computacional composto por um meio fluido em pequenos volumes de controle, e resolver as equações governantes na forma integral, dotadas de algumas aproximações, para cada elemento de malha. Com isso, o método CFD se resume em calcular computacionalmente o comportamento de um fluido através de métodos numéricos por meio de uma abordagem discreta. Para tal, empregou-se o código comercial ANSYS Fluent®.

Como a operação de pás de turbinas eólicas comumente se dá em regime de número de Mach abaixo de 0,3, é adequado considerar o escoamento como incompressível (ANDERSON JR., 2001). Dessa forma, foram resolvidas as equações incompressíveis do modelo URANS (do inglês, *Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes*)

$$\nabla_{2D} \cdot \mathbf{V} = 0, \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla_{2D}) \mathbf{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla_{2D} p + \nu_{ef} \nabla_{2D}^2 \mathbf{V} + \mathbf{f}_b, \quad (4.2)$$

onde ρ representa a densidade do fluido, t o tempo, $\mathbf{V}$ a velocidade local, p a pressão estática local, ν_{ef} a viscosidade cinemática efetiva local e $\mathbf{f}_b$ a força externa por unidade de massa que atua em uma porção de fluido.

Vale ressaltar que o campo de velocidade geralmente é desconhecido e pode ser encontrado ao solucionar o conjunto de equações de Navier-Stokes. Para escoamentos incompressíveis, a complexidade se dá pelo forte acoplamento existente entre pressão e velocidade, além do fato da pressão não aparecer como uma variável primária nas equações de continuidade e quantidade de movimento (equações 4.1 e 4.2, respectivamente). Assim, a solução geral requer um algoritmo que possa lidar com o acoplamento pressão-velocidade existente (MOUKALLED; MANGANI; DARWISH, 2015).

A solução das equações 4.1 e 4.2 revela dois problemas principais:

1. Alguns termos da equação da quantidade de movimento contém quantidades não lineares;
2. Ambas as equações são intrinsecamente acopladas devido às componentes de velocidade que aparecem nas equações de quantidade de movimento e da continuidade.

A questão mais complexa de ser resolvida é o papel descrito pela pressão. Esse escalar aparece nas três componentes de quantidade de movimento, no entanto, não há uma equação

para descrever a pressão em escoamentos incompressíveis (VERSTEEG; MALALASEKERA, 1995).

Ambos os problemas associados com as não linearidades do conjunto de equações derivadas da quantidade de movimento e o acoplamento pressão-velocidade foram resolvidos ao adotar a estratégia de solução iterativa do método SIMPLE (do inglês, *Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations*) de Patankar e Spalding (1972). Esse algoritmo resolve as equações da continuidade baseada na pressão e da quantidade de movimento de maneira aproximadamente acoplada. Comparado ao algoritmo segregado, no qual tais equações são resolvidas separadamente, o algoritmo acoplado melhora significativamente a taxa de convergência (WANG; QUANT; KOLIOS, 2016).

O algoritmo começa arbitrando um campo de pressão para solucionar as equações das componentes da quantidade de movimento. Uma equação de correção da pressão, deduzida a partir da equação da continuidade, é resolvida a fim de obter um campo de correção da pressão. Esse, por sua vez, é usado para atualizar os campos de velocidade e pressão com o objetivo de progressivamente melhorar os resultados. Com isso, o processo é iterado até a convergência dos campos de velocidade e pressão (VERSTEEG; MALALASEKERA, 1995). Para tal sequência de passos, ao invés de simultânea, a solução das equações é denotada na literatura como aproximadamente segregada (MOUKALLED; MANGANI; DARWISH, 2015).

A princípio, adotou-se o modelo $k-\omega$ SST (do inglês, *Shear-Stress Transport*). Esse modelo de duas equações desenvolvido por Menter (1994) alterna de um modelo de turbulência $k-\epsilon$ de Jones e Launder (1972), na porção externa da camada limite, para um modelo de turbulência $k-\omega$ de Wilcox (1988), na camada interna da camada limite, e modifica a equação da viscosidade turbulenta em regiões de gradiente adverso de pressão. Tal modelo tem sido usado extensivamente em estudos envolvendo pás de turbina eólica com resultados favoráveis (MO; LEE, 2012; SOERENSE; MICHELSEN; SCHRECK, 2002).

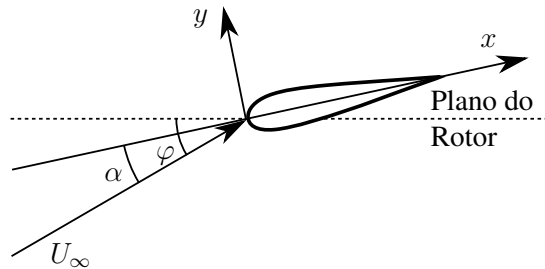
A estratégia inicial se deu através do emprego do modelo $k-\omega$ SST para obter as soluções do problema bidimensional para ângulos de ataque de 0° até 16° com variações de 4° . Também foram realizados estudos comparando a solução do modelo completamente turbulento com a solução dada pelo modelo de turbulência com previsão de transição da camada limite ($k-\omega$ *Transition SST*). Para ângulos de ataque de até 8° , houve convergência dos resultados. Já para ângulos de ataque superiores a 8° , a solução apresentou certa resistência para convergir.

Todavia, considera-se que os efeitos rotacionais são particularmente relevantes em altos ângulos de ataque. Nessa condição, tipicamente a transição da camada limite no extradorso ocorre próximo ao bordo de ataque. Assim, para ângulos superiores a 8° , assumiu-se a hipótese de que o escoamento completamente turbulento adotado pelos modelos de turbulência tradicionais não prejudica a qualidade da previsão do desenvolvimento da camada limite na superfície de sucção do aerofólio. Portanto, o modelo $k-\omega$ *Transition SST* foi adotado apenas para ângulos de ataque de até 8° devido a uma melhor aproximação dos resultados em relação aos dados experimentais de Somers (1997).

4.1.1 Modelo numérico

Com o intuito de reduzir o custo computacional atrelado a simulações CFD 3D, um modelo quasi-3D similar àquele proposto por Chaviaropoulos e Hansen (2000) foi implementado a fim de identificar os efeitos rotacionais em diferentes seções da pá. A Figura 1 representa esquematicamente o escoamento local em uma seção de pá de turbina eólica a uma distância r do eixo de rotação, em que x e y são as coordenadas cartesianas locais, U_∞ é a magnitude da velocidade local do escoamento livre, φ é o ângulo de deslizamento local e α é o ângulo de ataque local.

Figura 1 – Esquemático do escoamento incidente na seção de uma pá de turbina eólica de eixo horizontal.



Fonte: Produção do Próprio Autor.

As equações governantes do modelo foram derivadas a partir da forma conservativa, incompressível e tridimensional das equações de Navier-Stokes, escritas em coordenadas cilíndricas sob a ótica de um referencial não inercial que rotaciona juntamente com a pá a uma velocidade angular constante Ω . Esse conjunto de equações foi integrado ao longo da direção radial e valores radiais médios foram obtidos. Em seguida, uma condição de gradiente radial nulo da pressão total foi assumido e os valores médios das derivadas radiais das componentes de velocidade foram negligenciados. Assumiu-se, ainda, que os valores médios de produtos podem ser aproximados pelos produtos dos valores médios.

Salienta-se que as equações consideradas desprezam os efeitos da curvatura das linhas de corrente nos termos de forças viscosas e na equação da conservação da massa, porquanto seus valores são, em módulo, muito pequenos, exceto aqueles proporcionais a U_∞/r , visto que U_∞ escala com r .

Os efeitos rotacionais foram considerados por meio da adição das forças centrífuga e de Coriolis, modeladas por termos fonte, nas equações de quantidade de movimento. Assim, em regime permanente, o modelo resulta no seguinte sistema de equações para os campos da média radial da velocidade e da pressão no plano da seção:

$$\nabla_{2D} \cdot \mathbf{V} = 0, \quad (4.3)$$

$$\nabla_{2D} \cdot (\rho u \mathbf{V} - \mu \nabla_{2D} u) + \frac{\partial p}{\partial x} = 2\rho w \left(\Omega - \frac{u \cos \varphi}{r} + \frac{v \sin \varphi}{r} \right) \cos \varphi, \quad (4.4)$$

$$\nabla_{2D} \cdot (\rho v \mathbf{V} - \mu \nabla_{2D} v) + \frac{\partial p}{\partial y} = -2\rho w \left(\Omega - \frac{u \cos \varphi}{r} + \frac{v \sin \varphi}{r} \right) \sin \varphi, \quad (4.5)$$

$$\nabla_{2D} \cdot (\rho w \mathbf{V} - \mu \nabla_{2D} w) = \frac{\rho}{r} \left[2(u \cos \varphi - v \sin \varphi - \Omega r)^2 - w^2 \right], \quad (4.6)$$

onde: $\mathbf{V} = (u, v)$ é a velocidade no plano da seção considerada, u e v são as componentes da velocidade local nas direções da corda e perpendicular à corda da seção, respectivamente, w é a componente da velocidade local na direção radial, r é a coordenada radial, $\nabla_{2D} \equiv (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$, μ e ρ são a viscosidade dinâmica e a densidade, respectivamente, p é a pressão estática local e Ω é a velocidade angular local. O ângulo de deslizamento local, φ , é relacionado ao número de Rossby, Ro , que leva em conta a razão entre as forças de inércia e de Coriolis, tal que $Ro = U_\infty/(c\Omega)$, e à razão entre a corda e a posição radial, por meio da expressão

$$\varphi = \cos^{-1} \left(\frac{1}{c/r Ro} \right) - \alpha, \quad (4.7)$$

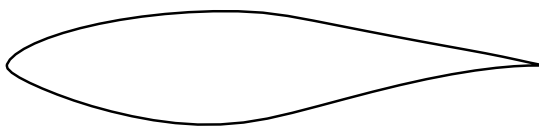
em que c é a corda local. Portanto, o modelo adotado depende de quatro grupos adimensionais independentes relevantes para a solução do problema, isto é, c/r , α , Ro e Re , sendo esse último advindo da adimensionalização das equações governantes supracitadas.

Para resolver esse sistema de equações com o Fluent[®], implementou-se um modelo bidimensional com uma equação extra para um escalar adicional definido pelo usuário (do inglês, *User-Defined Scalar*, UDS), a fim de modelar a componente de velocidade local na direção radial, w . Outrossim, definiu-se a difusividade desse escalar como sendo igual à viscosidade dinâmica efetiva local do escoamento.

Os resultados numéricos foram obtidos através de simulações com os modelos RANS, em regime permanente, e URANS, em regime transiente, a depender do ângulo de ataque local, utilizando um *solver* baseado na pressão, considerando, ainda, fluido incompressível. O algoritmo SIMPLE foi empregado para o acoplamento velocidade-pressão. Os termos convectivos foram discretizados por meio de um esquema *upwind* linear de segunda ordem e os termos difusivos através de um esquema linear de diferenças finitas centrado de segunda ordem.

O aerofólio escolhido foi o S809 com espessura de 21% em relação à corda, especialmente projetado por Somers (1997) para aplicações envolvendo turbinas eólicas. A Figura 2 ilustra a geometria desse aerofólio.

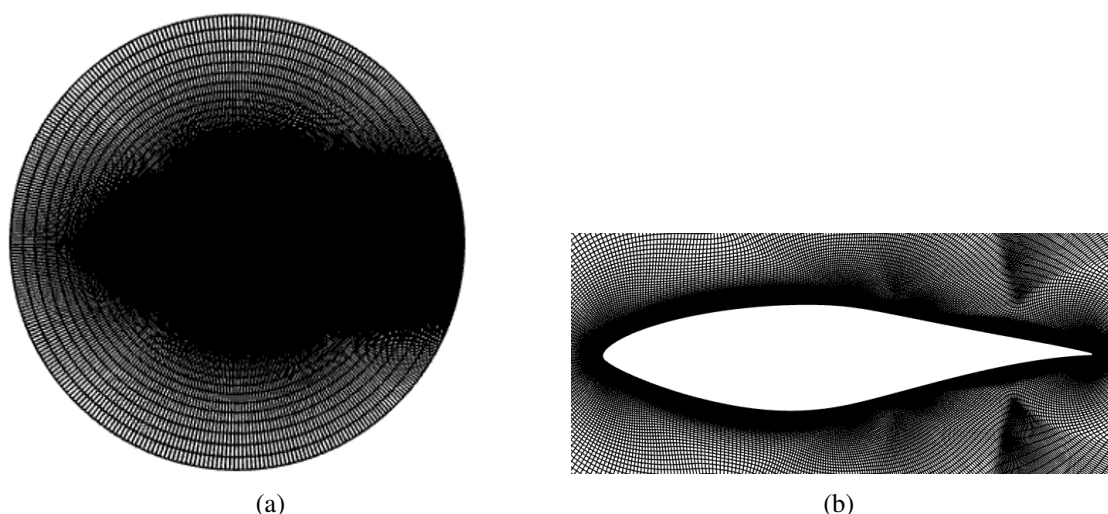
Figura 2 – Geometria do aerofólio S809.



Fonte: Produção do Próprio Autor.

A malha adotada foi do tipo *O* estruturada, comumente utilizada em simulações de seções de pás de turbinas eólicas. A Figura 3 mostra a topologia da malha gerada para o presente trabalho. Em vista de alcançar uma maior fidelidade nos resultados, foram realizados estudos de sensibilidade da solução em relação ao número total de pontos sobre a superfície do aerofólio, ao tamanho do domínio computacional e ao nível de refinamento da malha na direção normal à parede do aerofólio.

Figura 3 – (a) Topologia da malha e (b) malha estruturada em detalhe ao redor do aerofólio S809.



(a)

(b)

Fonte: Produção do Próprio Autor.

Ademais, fez-se necessário estabelecer certas restrições nas fronteiras do modelo, denominadas condições de contorno, a fim de representar o efeito da vizinhança sobre o domínio computacional. Para o modelo numérico quasi-3D utilizado, pode-se destacar as seguintes condições: velocidade prescrita na fronteira externa, definida em função do número de Reynolds local e do ângulo de ataque local, e parede sem deslizamento na superfície do aerofólio. O escalar adicional foi ajustado como sendo igual a zero tanto no campo distante como na parede do perfil.

Além disso, considerou-se importante que o modelo CFD empregado fosse capaz de resolver com boa precisão o escoamento na região da camada limite. Assim, camadas de inflação prismáticas foram aplicadas à superfície do aerofólio. A fim de garantir resolver com acurácia o escoamento na camada limite, é recomendado que o valor de y^+ nos volumes adjacentes às

paredes com condição de não deslizamento seja da ordem de 1 (WANG; QUANT; KOLIOS, 2016), sendo

$$y^+ = \frac{u_\tau y^*}{\nu}, \quad (4.8)$$

onde: $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$ é a velocidade de atrito, τ_w é a tensão cisalhante na parede, y^* é a distância do centro do volume adjacente até a parede e ν é a viscosidade cinemática. Destaca-se que a malha escolhida foi suficiente para manter valores de y^+ sobre a superfície do aerofólio menores que 3 para todos os casos simulados.

A escolha dos valores de α , c/r e Ro das simulações se baseou em um estudo acerca da faixa de operação das seções da pá da turbina eólica usada na sequência H do experimento *Phase VI* do NREL (HAND et al., 2001) (descrito na seção 4.1.2) obtido para o caso com velocidade do vento igual a 15m/s, cuja variação ao longo das seções compreende ângulos de ataque entre 0° e 48° com razões entre corda local e posição radial entre 0 e 0,55, e números de Rossby entre 2 e 16. Assim, os valores tomados como base englobaram os ângulos de ataque de 10° , 15° , 27° e 45° , razões c/r de 0,0625, 0,3, 0,45 e 0,55, e números de Rossby de 2, 3, 3,5, 7, 9 e 16, sendo, portanto, executado um total de 20 simulações CFD quasi-3D.

Assim, foram realizadas simulações em regime transiente para ângulos de ataque acima da região de estol, iguais a 27° e 45° . A modelagem do problema se assemelha àquela descrita pelas equações 4.4, 4.5 e 4.6, exceto pela adição do termo transiente no lado esquerdo das equações adaptadas de Navier-Stokes. Uma vez que o tempo de simulação em regime transiente tende a ser superior àquele observado em regime permanente, o primeiro passo consistiu em realizar um estudo do custo computacional, medido em horas, para diferentes passos de tempo. Para isso, considerou-se um número máximo de iterações por passo de tempo igual a 40, sendo a solução iterada até atingir uma resposta temporal estatisticamente convergida.

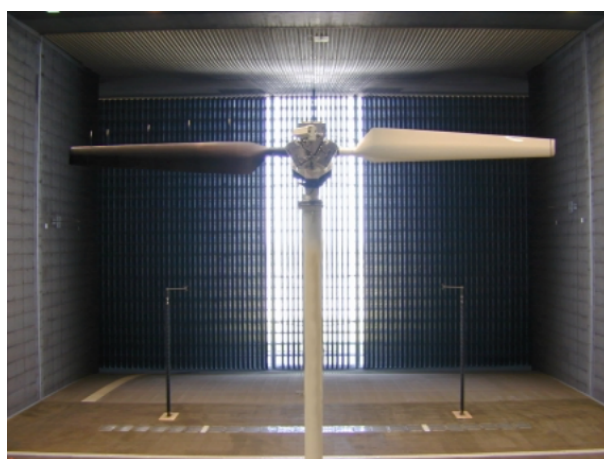
Visto que se espera uma influência mais significativa do número de Reynolds em ângulos de ataque próximos ao estol, o próximo passo consistiu em analisar a sensibilidade da solução em relação a esse adimensional, tomando como base o caso bidimensional para o ângulo de ataque de 45° .

Adicionalmente, foram realizadas simulações em regime permanente para os ângulos de ataque de 10° e 15° , sendo o caso $\alpha = 15^\circ$ comparado com a distribuição de carregamento aerodinâmico do modelo semi-empírico proposto por Chaviaropoulos e Hansen (2000) para diferentes valores da razão c/r e do número de Rossby. Nas simulações, Chaviaropoulos e Hansen (2000) consideraram uma pá sem afilamento e sem torção baseada no aerofólio NACA63-415, e mantiveram uma relação fixa entre Ro e c/r , dada por $Ro = [c/r \cos(\alpha)]^{-1}$.

4.1.2 Modelo experimental de turbina eólica

Os dados experimentais de referência para os valores estabelecidos nas simulações consistem em medições realizadas pelo laboratório nacional estadunidense de energias renováveis (do inglês, *National Renewable Energy Laboratory*, NREL) em um túnel de vento com seção de ensaios de $24,4 \times 36,6$ m para uma turbina com raio de 5 m (HAND et al., 2001). A Figura 4 e a Tabela 1 mostram as características do rotor utilizado no experimento.

Figura 4 – Geometria do rotor utilizado no experimento.



Fonte: Retirado de Hand et al. (2001).

Tabela 1 – Dados geométricos e operacionais do rotor para os dados aqui considerados (HAND et al., 2001).

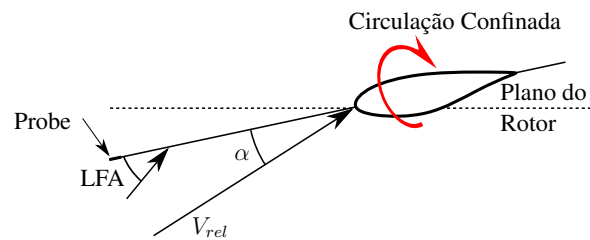
Características básicas do rotor			
Número de pás	B	2	ADM
Raio do rotor	R	5,029	m
Velocidade angular	Ω	72	RPM
Número de Reynolds local	Re	$(0,6 \sim 1,2) \times 10^6$	ADM
Velocidade de operação	V_0	5 ~ 25	m/s
Corda local (aerofólio S809)	c	Variável	m
Ângulo de torção local	β	Variável	°

Fonte: Produção do Próprio Autor.

Nos experimentos do NREL *Phase-VI*, probes de 5 furos direcionadoras de escoamento foram instaladas e presas a uma haste a montante do bordo de ataque da pá com o intuito de medir o ângulo do escoamento local (do inglês, *Local Flow Angle*, LFA) (vide Figura 5). Além disso, vale ressaltar que mesmo com o uso de uma haste, as probes ainda estavam em uma região influenciada pela circulação confinada da pá. Portanto, uma correção teve que ser aplicada nessa técnica a fim de estimar o ângulo de ataque a partir do LFA medido (SANT; KUIK; BUSSEL, 2006). Desse modo, Sant, Kuik e Bussel (2006) propuseram um método em que um modelo de vórtice de esteira livre foi usado para derivar uma distribuição estimada para

o ângulo de ataque local para a turbina eólica dos experimentos sob diferentes condições de operação. A metodologia foi baseada em medidas detalhadas da pressão na superfície da pá. Dessa forma, os resultados apresentados em Sant, Kuik e Bussel (2006) foram utilizados para corrigir os dados experimentais para o ângulo de ataque local. Logo, o propósito da aplicação de tal correção consistiu na escolha de ângulos de ataque altamente representativos de condições reais de escoamento sobre pás de turbina eólica, os quais foram inseridos como dados de entrada nas simulações CFD quasi-3D juntamente às respectivas razões c/r e números de Rossby.

Figura 5 – Esquemático do posicionamento da probe utilizada para medir o ângulo do escoamento local (LFA).



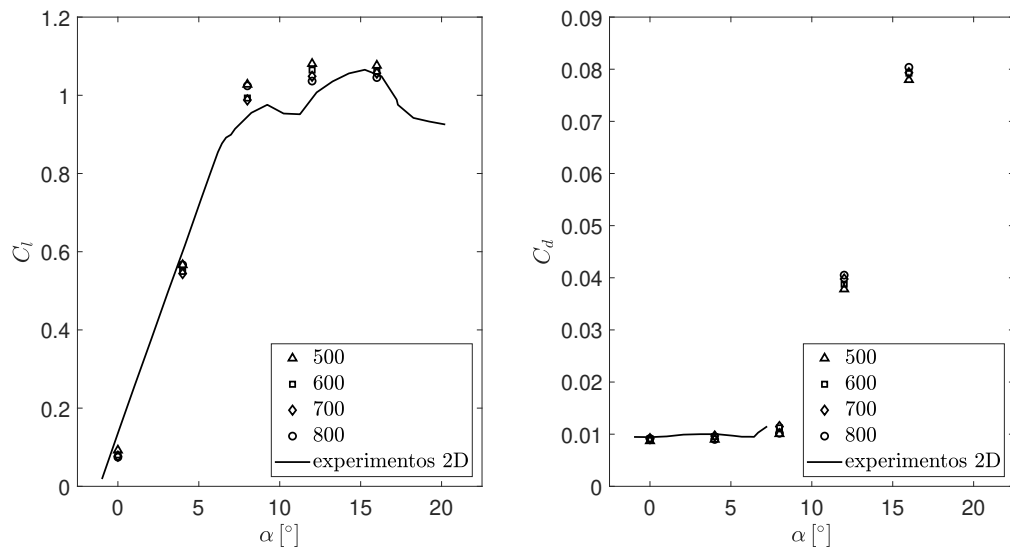
Fonte: Adaptado de Sant, Kuik e Bussel (2006).

5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

5.1 VALIDAÇÃO DAS SIMULAÇÕES CFD 2D

Esta seção tem o intuito de descrever os testes de sensibilidade da solução realizados com o modelo CFD 2D para diferentes malhas. A Figura 6 elucida os resultados encontrados para o estudo de convergência da solução em relação ao número total de pontos sobre a superfície do aerofólio comparando com dados de experimentos bidimensionais descritos em Somers (1997).

Figura 6 – Coeficientes de sustentação (à esquerda) e arrasto (à direita) para diferentes malhas (símbolos) e dados experimentais.



Fonte: Produção do Próprio Autor.

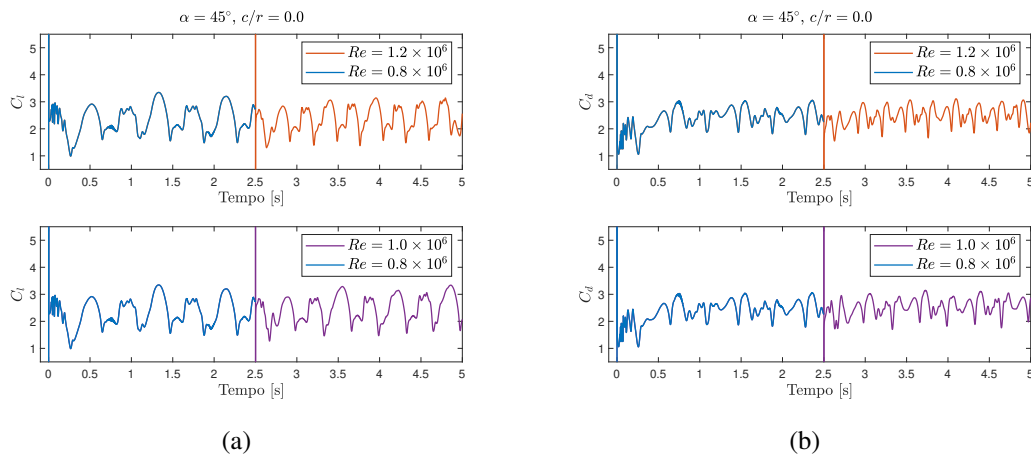
Com isso, percebe-se que os resultados se compararam de maneira satisfatória com os experimentos, mesmo para ângulos de ataque elevados. A malha escolhida foi a de 500 pontos, devido ao menor custo computacional. Também foram desenvolvidos estudos de sensibilidade da solução em relação ao tamanho do domínio computacional, dado pelo raio, em cordas, e ao nível de refinamento da malha na direção normal à parede do aerofólio. Para o tamanho do domínio, o valor igual a 30 vezes a corda foi suficiente para obter uma solução independente do raio.

5.1.1 Efeito do número de Reynolds

Esta seção objetiva estudar o efeito da variação do número de Reynolds nas simulações CFD. A Figura 7 ilustra as variações temporais dos coeficientes de sustentação e arrasto para os números de Reynolds iguais a $0,8 \times 10^6$, $1,0 \times 10^6$ e $1,2 \times 10^6$ considerando o caso bidimensional para o ângulo de ataque igual a 45° . Vale ressaltar que as simulações com $Re = 1,0 \times 10^6$ e $Re = 1,2 \times 10^6$ foram iniciadas a partir do último passo de tempo da simulação com $Re = 0,8 \times 10^6$.

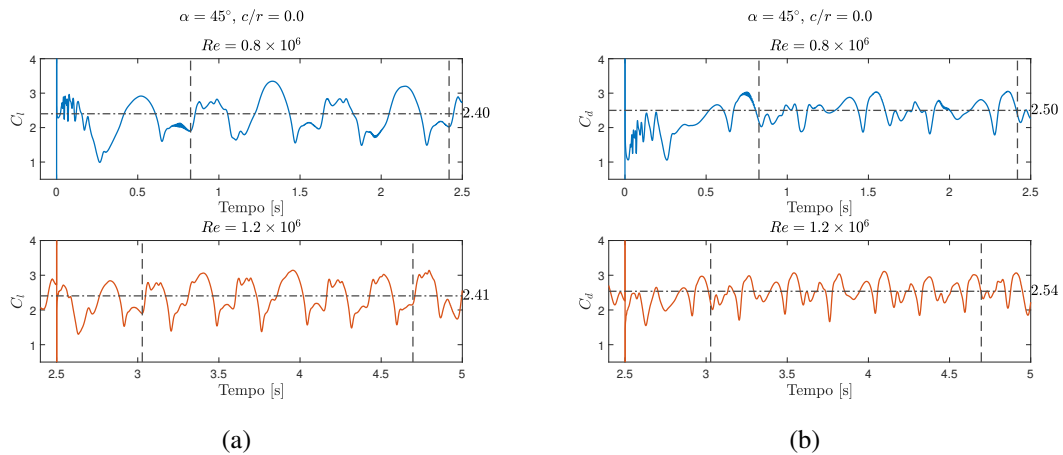
com o intuito de economizar recurso computacional devido ao transiente inicial. Já a Figura 8 evidencia as médias estatísticas obtidas para cada caso, as quais foram avaliadas entre as linhas tracejadas verticais.

Figura 7 – Variação temporal dos coeficientes de (a) sustentação e (b) arrasto para $\alpha = 45^\circ$ (caso 2D) considerando diferentes valores de Re .



Fonte: Produção do Próprio Autor.

Figura 8 – Variação temporal e valor médio (linha traço e ponto horizontal) dos coeficientes de (a) sustentação e (b) arrasto para $\alpha = 45^\circ$ (caso 2D) considerando diferentes valores de Re .



Fonte: Produção do Próprio Autor.

Como pode ser observado pela Figura 8, as variações encontradas entre os valores mínimo e máximo do número de Reynolds foram da ordem de 1% e, portanto, não possuem impacto significativo na solução. Salienta-se que tal resultado se mostrou de acordo com observações de Mauro, Lanzafame e Messina (2017). Logo, adotou-se Re igual a $1,0 \times 10^6$ para todas as simulações subsequentes. A Tabela 2 demonstra as propriedades do escoamento na fronteira do domínio para essa condição.

Tabela 2 – Propriedades do fluido na fronteira para $Re = 1,0 \times 10^6$.

Propriedades do fluido na fronteira ($Re = 1,0 \times 10^6$)			
Densidade do ar	ρ	1,225	kg/m ³
Viscosidade dinâmica do ar	μ	$1,789 \times 10^{-5}$	kg/(ms)
Magnitude da velocidade local	U_∞	15,091	m/s
Componente radial da velocidade local	w	0	m/s

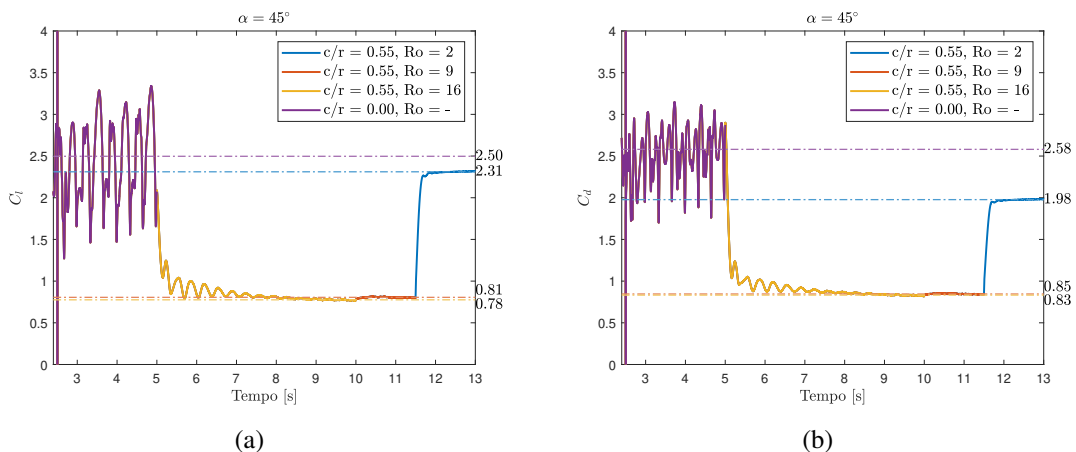
Fonte: Produção do Próprio Autor.

5.2 VALIDAÇÃO DAS SIMULAÇÕES CFD QUASI-3D

Nesta seção são descritos os tratamentos estatísticos das simulações CFD quasi-3D realizadas. Também são evidenciadas comparações qualitativas dos resultados do modelo implementado no Fluent® em relação àqueles obtidos por Chaviaropoulos e Hansen (2000).

A Figura 9 mostra a evolução temporal e os valores médios dos coeficientes de sustentação e arrasto para o ângulo de ataque de 45° considerando, para fins de elucidação, razão c/r igual a 0,55 e caso 2D para diferentes números de Rossby. As médias foram extraídas após a convergência estatística de cada solução. Já a Figura 10 evidencia os coeficientes de sustentação e arrasto em função do ângulo de ataque para a mesma razão c/r e caso 2D considerando diferentes números de Rossby.

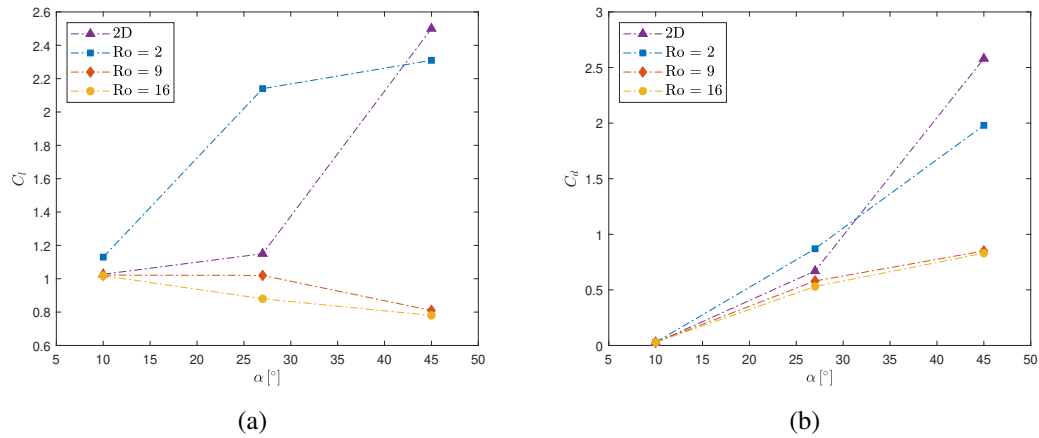
Figura 9 – Evolução temporal e média estatística (linha traço e ponto horizontal) dos coeficientes de (a) sustentação e (b) arrasto para $\alpha = 45^\circ$, razão $c/r = 0,55$ e caso 2D considerando diferentes números de Rossby.



Fonte: Produção do Próprio Autor.

Dos gráficos, percebe-se que a intensificação dos efeitos rotacionais, representada por números de Rossby menores, tende a promover um aumento dos coeficientes de sustentação e arrasto, bem como estabilizar e amortecer as respostas até atingirem uma condição de regime permanente. De fato, conforme mencionado anteriormente, o aumento da sustentação devido à rotação é reiteradamente associado a um aumento da resistência à separação da camada limite sobre o extradorso da pá, fenômeno esse conhecido como “retardo de estol”.

Figura 10 – Coeficientes de (a) sustentação e (b) arrasto em função do ângulo de ataque para razão $c/r = 0,55$, caso 2D e diferentes números de Rossby.

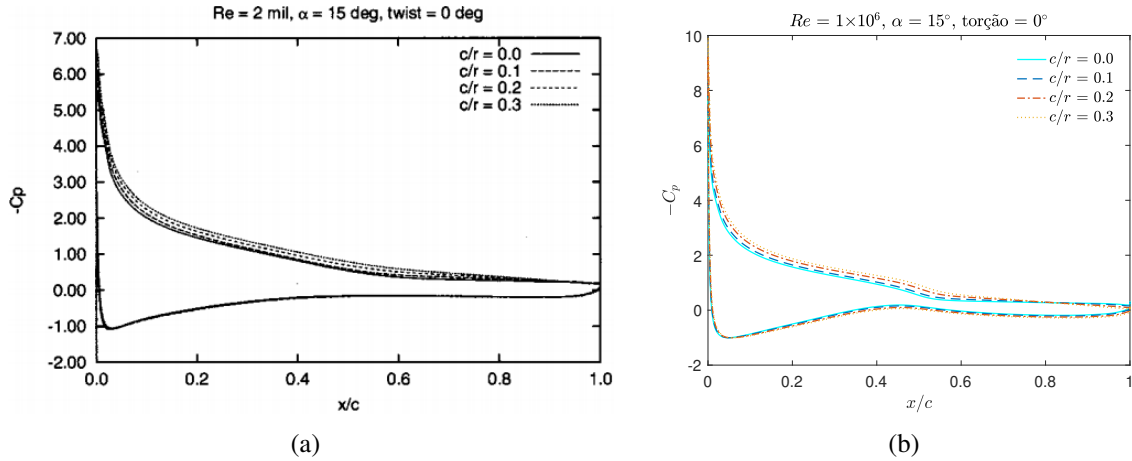


Fonte: Produção do Próprio Autor.

Destaca-se que os resultados obtidos pelas simulações bidimensionais para os ângulos de ataque de 27° e, principalmente, 45° não se mostraram muito realistas. Uma explicação plausível é o fato de que o domínio 2D não representa de maneira coerente a dinâmica intrinsecamente tridimensional das estruturas turbilhonares emitidas pelo aerofólio. Vale frisar que essa circunstância, a rigor, não afetou os resultados deste trabalho, ao passo que, em seções onde o ângulo de ataque é excessivamente elevado, os efeitos rotacionais são mais intensos, tal que o número de Rossby nessa condição é excepcionalmente baixo.

A Figura 12(a) ilustra a distribuição do coeficiente de pressão ao longo da corda do aerofólio NACA63-415 obtida por Chaviaropoulos e Hansen (2000) para diferentes razões c/r e números de Rossby considerando Re igual a 2×10^6 . Já a Figura 12(b) mostra a distribuição do coeficiente de pressão ao longo da corda do aerofólio S809 para as mesmas razões c/r e números de Rossby, no entanto considerando Re igual a 1×10^6 .

Figura 11 – (a) Distribuição do coeficiente de pressão do perfil NACA63-415 para $Re = 2 \times 10^6$, $\alpha = 15^\circ$ e torção nula (CHAVIAROPOULOS; HANSEN, 2000) e (b) distribuição do coeficiente de pressão do perfil S809 para $Re = 1 \times 10^6$, $\alpha = 15^\circ$ e torção nula.



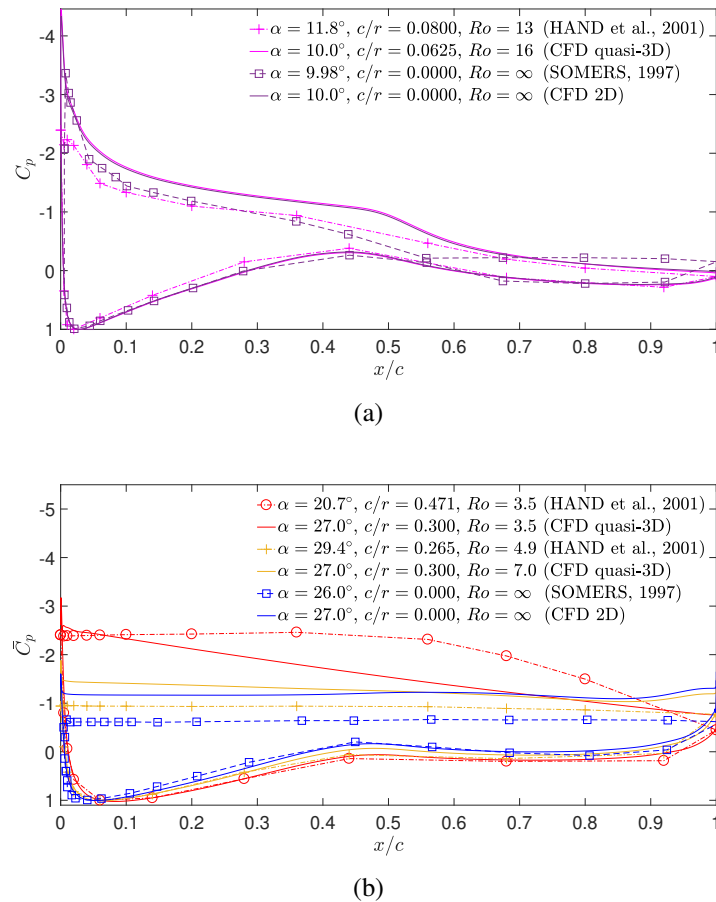
Fonte: (a) Retirado de Chaviaropoulos e Hansen (2000) e (b) Produção do Próprio Autor.

Dos gráficos, observa-se que a curva obtida para o coeficiente de pressão se assemelha àquela obtida pela referência. Tal resultado se mostra bastante valioso, uma vez que na modelagem quasi-3D realizada no presente trabalho foram desprezados os efeitos da curvatura tanto nas forças viscosas como na equação da continuidade e, ainda assim, foram obtidos resultados similares, fornecendo indícios que esses termos podem não ser relevantes nessas condições.

Nota-se também que, à medida que c/r aumenta, ocorre um aumento do carregamento e, conseqüentemente, da sustentação da seção, além da intensificação do pico de sucção. Ambos os efeitos podem ser atribuídos à ocorrência de mecanismos oriundos de forças não inerciais atuantes nas seções consideradas e que são condizentes com o aumento da sustentação devido à rotação.

A Figura 12 evidencia as distribuições do coeficiente de pressão na superfície do aerofólio S809 considerando dados experimentais e de simulações para ângulos de ataque próximos a 10° e 27° , conforme disponibilidade de dados na literatura (HAND et al., 2001; SOMERS, 1997).

Figura 12 – (a) Distribuição do coeficiente de pressão do perfil S809 para $\alpha \approx 10^\circ$ e (b) distribuição do coeficiente de pressão médio do perfil S809 para $\alpha \approx 27^\circ$.



Fonte: Produção do Próprio Autor.

Das distribuições apresentadas, é possível observar que para $\alpha \approx 10^\circ$ não houveram diferenças significativas entre os dados das simulações para os casos com e sem rotação, uma vez que o número de Rossby é elevado e a razão c/r é baixa, aproximando-se de uma condição 2D. Ademais, são observadas pequenas diferenças no extradorso, as quais podem ser atribuídas à física de efeitos tridimensionais do escoamento nessa região que não é capturada pelo modelo quasi-3D empregado. Por outro lado, vale frisar que o coeficiente de pressão no intradorso previsto pelo modelo CFD apresentou boa correspondência com os dados experimentais.

Já para $\alpha \approx 27^\circ$, nota-se uma intensificação do pico de sucção para os casos com rotação em relação aos casos 2D; de fato, espera-se que nessas condições ocorra um aumento da circulação e, portanto, um aumento da sustentação por unidade de envergadura. Vale ressaltar que picos de sucção mais intensos foram obtidos para números de Rossby mais baixos, nos quais, de fato, espera-se uma maior influência de efeitos rotacionais. Adicionalmente, tal como no caso $\alpha \approx 10^\circ$, o intradorso apresentou boa correlação com os dados experimentais; entretanto, o formato da curva de $\bar{C}_p$ no extradorso apresentou um abaulamento para o caso $\alpha = 20,7^\circ$, que possivelmente pode ser atribuído a efeitos tridimensionais inerentes dessa condição, além do

fato de o valor de c/r ser um pouco mais elevado em relação aos demais casos, indicando maior proximidade com a raiz e, portanto, maior circulação e maior incidência de não linearidades no escoamento. Observa-se, ainda, que a pressão decai através do extradorso à medida que a razão c/r monotonicamente aumenta e Ro diminui, sendo esse fenômeno diretamente relacionado ao efeito do aumento da sustentação.

5.3 EFEITOS ROTACIONAIS NO CAMPO DO ESCOAMENTO

Um total de 24 simulações CFD foram executadas para os ângulos de ataque de 10° , 15° , 27° e 45° . Para cada ângulo de ataque, condições de escoamento sem e com rotação foram consideradas. Conforme destacado na seção 4.1.2, os valores de c/r e Ro dos casos com rotação foram escolhidos para serem representativos de seções de uma turbina eólica de pequena escala. A Tabela 3 denota o conjunto de casos escolhidos para a presente análise, bem como os coeficientes de sustentação e arrasto previstos pelas simulações.

Tabela 3 – Conjunto de casos simulados. (*) Casos escolhidos para análises subsequentes.

α	c/r	Ro	$\bar{C}_l$	$\bar{C}_d$
10°	0	∞	1,03	0,0245*
10°	0,0625	16	+0,02	-0,0009*
10°	0,3	3,5	+0,09	-0,0004
10°	0,3	7	+0,04	-0,0003
10°	0,55	2	+0,10	+0,0039
10°	0,55	7	-0,01	+0,0038
10°	0,55	9	-0,01	+0,0039
10°	0,55	16	-0,01	+0,0040
15°	0	∞	1,20	0,0555*
15°	0,45	3	+0,30	+0,0016*
27°	0	∞	1,15	0,67*
27°	0,0625	16	+0,08	+0,02
27°	0,3	3,5	+0,57	+0,11*
27°	0,3	7	+0,13	+0,02
27°	0,55	2	+0,99	+0,20
27°	0,55	9	-0,13	-0,09
27°	0,55	16	-0,27	-0,14
45°	0	∞	2,50	2,58
45°	0,0625	16	-0,13	-0,05
45°	0,3	3,5	-0,41	-0,65
45°	0,3	7	-0,94	-1,00
45°	0,55	2	-0,18	-0,60
45°	0,55	9	-1,69	-1,73
45°	0,55	16	-1,72	-1,75

Fonte: Produção do Próprio Autor.

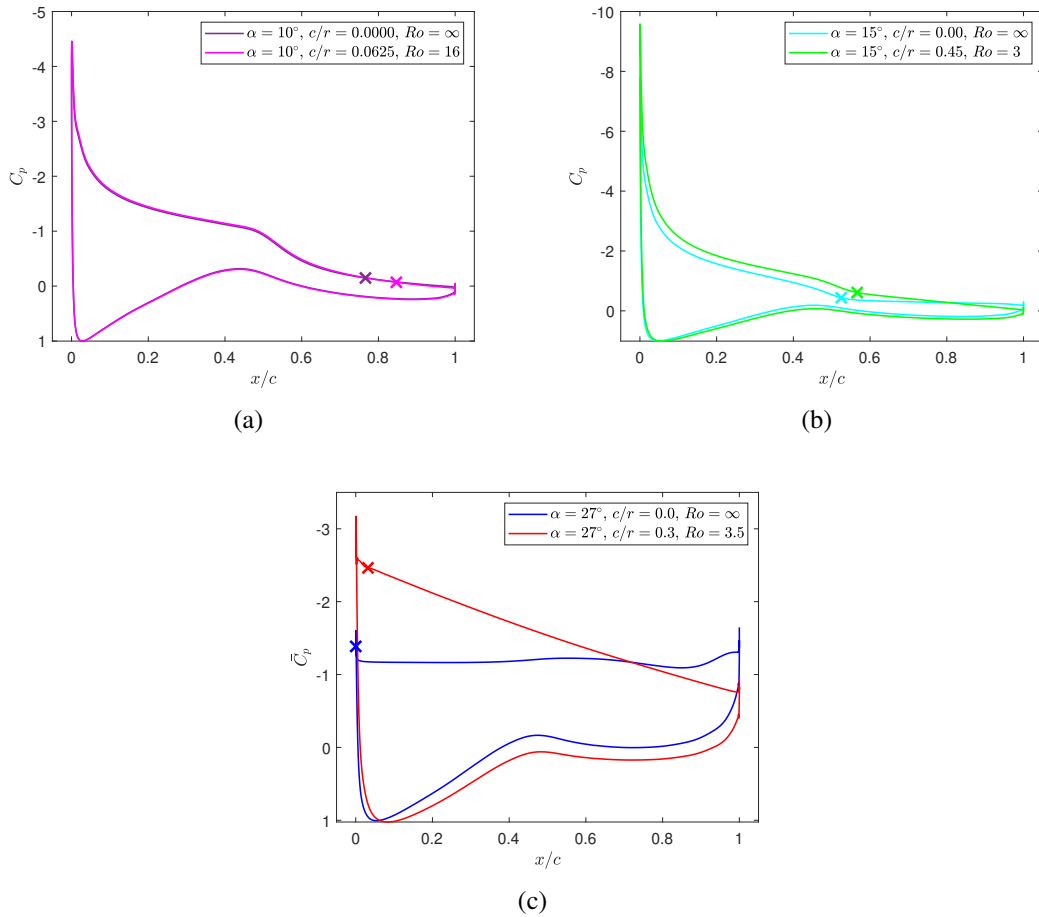
A partir da análise da Tabela 3 é possível extrair que os efeitos da rotação são mais

intensos em ângulos de ataque mais elevados. Além disso, o arrasto seccional, ou local, se mostra insensível ao Ro para o ângulo de ataque igual a 10° , ao passo que, para os demais ângulos de ataque, $\bar{C}_l$ e $\bar{C}_d$ aumentam com a redução do Ro quando a razão c/r é mantida constante. Adicionalmente, para altos ângulos de ataque, $\bar{C}_l$ e $\bar{C}_d$ diminuem com o aumento de c/r quando Ro se mantém constante; em contrapartida, para o ângulo de ataque de 10° , o aumento de c/r é acompanhado pelo aumento do arrasto da seção.

Para os três ângulos de ataque considerados, a sustentação local aumentou com a rotação. Contudo, o efeito da rotação no arrasto da seção não foi único, uma vez que culminou em uma redução para $\alpha = 10^\circ$ e um aumento para os outros dois casos simulados. Esse efeito variável da rotação no arrasto da seção é comumente reportado na literatura e, por vezes, é sugerido que o fenômeno depende da geometria do aerofólio (HERRÁEZ; STOEVE SANDT; PEINKE, 2014). Além disso, simulações tridimensionais do escoamento sobre o aerofólio S809 com condições de contorno periódicas ao longo da envergadura da pá revelaram a mesma dependência do ângulo de ataque no efeito rotacional no arrasto (SOUZA; GENNARO, 2020. p. 1-11).

A distribuição do coeficiente de pressão na superfície do aerofólio juntamente com a posição do ponto de separação da camada limite no extradorso para cada caso é mostrada na Figura 13. O ponto de separação foi considerado como sendo o local onde o coeficiente de atrito baseado na tensão cisalhante na direção paralela ao plano da seção se iguala a zero.

Figura 13 – Distribuição do coeficiente de pressão médio e ponto de separação do extradorso (símbolo) considerando os casos com e sem rotação para (a) $\alpha = 10^\circ$, (b) $\alpha = 15^\circ$ e (c) $\alpha = 27^\circ$.



Fonte: Produção do Próprio Autor.

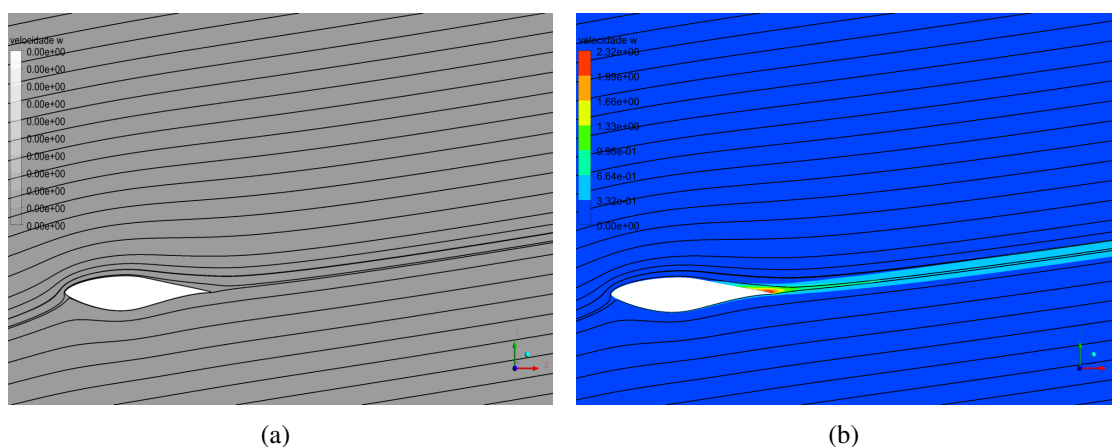
É observado que o efeito da rotação na distribuição de pressão foi mais forte para ângulos de ataque mais elevados. No entanto, para os três ângulos de ataque considerados, o ponto de separação foi deslocado a jusante. Também é observado que, na região de escoamento separado, a distribuição de pressão assume um formato triangular na presença de efeitos rotacionais, ao passo que é aproximadamente uniforme para os casos bidimensionais. Essas observações estão de acordo com aquelas percebidas por Ronsten (1992), Souza e Gennaro (2020, p. 1-11). Ronsten (1992) salienta, ainda, que essas distribuições de pressão de formato triangular aparecem tipicamente em seções mais próximas à raiz em condições de elevado ângulo de ataque quando submetidas à rotação. Esse comportamento foi explicado por Corten (2001) através de uma análise de ordem de magnitude com o argumento de que o gradiente de pressão equilibra a aceleração de Coriolis na direção do escoamento aproximadamente uniforme dentro da região de escoamento separado, além de ser também observado em experimentos realizados por Sicot et al. (2008).

Para os três ângulos de ataque, nota-se que, assim como apresentado pela Figura 12, a

pressão decai através do extradorso para os casos com rotação, sendo tal ocorrência diretamente relacionada ao efeito do aumento da sustentação. Ademais, esse fenômeno oferece uma explicação para o efeito rotacional irregular no arrasto local. O aumento da sucção nas porções intermediárias mais próximas à traseira do aerofólio contribui para o aumento do arrasto de pressão, enquanto que o aumento da sucção na porção dianteira atua no sentido de reduzir o arrasto de pressão. O efeito global é, portanto, ditado pelo balanço entre essas duas contribuições (SOUZA; GENNARO, 2020. p. 1-11). Embora mais investigações sejam necessárias, salienta-se que tal aumento da sucção próximo ao bordo de fuga pode ser, ao menos na média temporal do escoamento, oriundo da presença de um vórtice estacionário nessa região, diminuindo a pressão local, conforme será exibido a seguir.

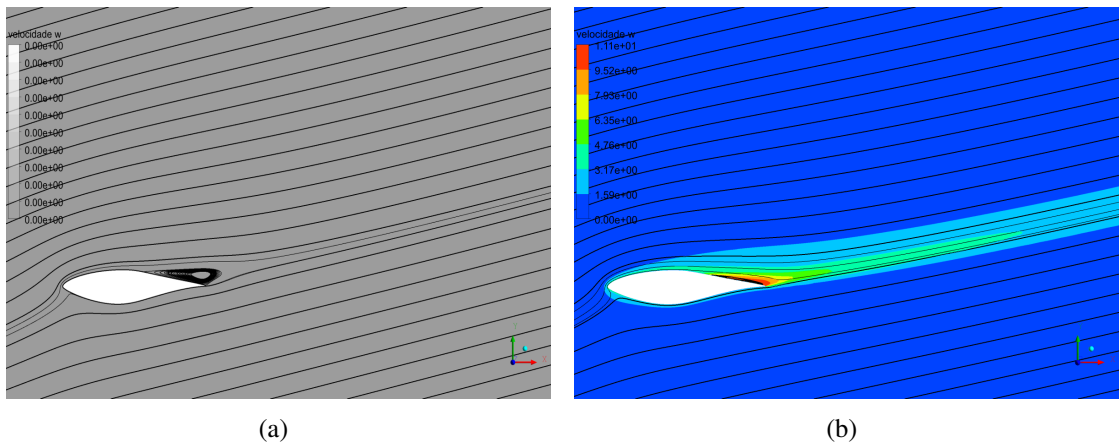
Os campos da componente de velocidade na direção da envergadura juntamente com as linhas de corrente para $\alpha = 10^\circ$, 15° e 27° considerando os casos sem e com rotação são apresentados através das figuras 14 a 16, respectivamente.

Figura 14 – Campo da componente radial da velocidade juntamente com linhas de corrente para $\alpha = 10^\circ$ considerando os casos (a) sem rotação e (b) com rotação.



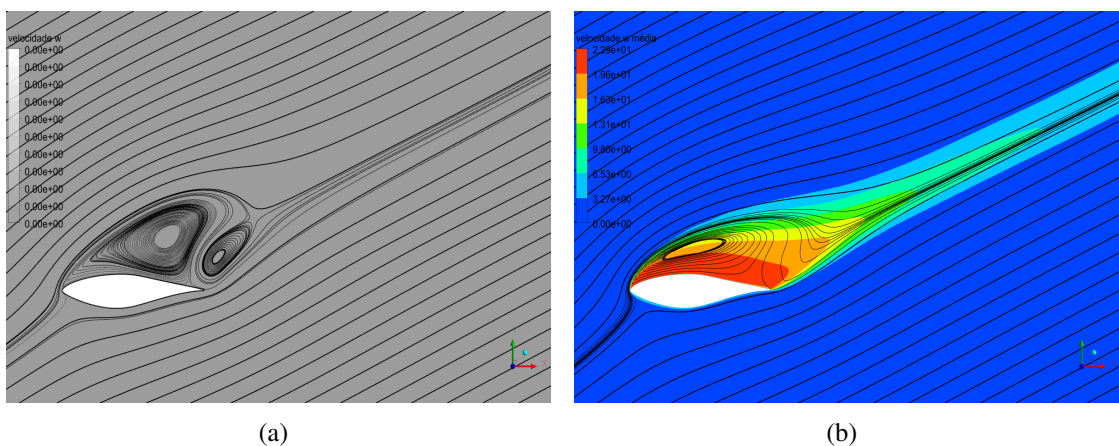
Fonte: Produção do Próprio Autor.

Figura 15 – Campo da componente radial da velocidade juntamente com linhas de corrente para $\alpha = 15^\circ$ considerando os casos (a) sem rotação e (b) com rotação.



Fonte: Produção do Próprio Autor.

Figura 16 – Campo da componente radial da velocidade juntamente com linhas de corrente para $\alpha = 27^\circ$ considerando os casos (a) sem rotação e (b) com rotação.



Fonte: Produção do Próprio Autor.

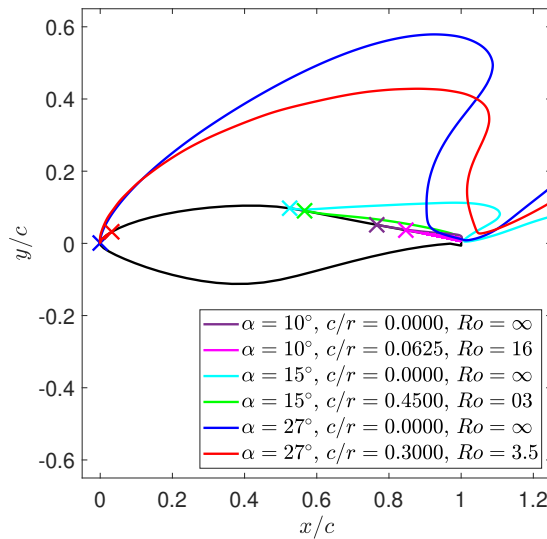
Das figuras apresentadas, é possível perceber que a componente radial da velocidade foi mais intensa, principalmente, na região de recirculação. Isso se deve ao fato de que, sob a ótica de um referencial não inercial que acompanha as porções de fluido distantes da camada limite, a força centrífuga equilibra a componente radial da força de Coriolis. Todavia, conforme será apresentado na seção 5.4, na camada limite a componente de velocidade paralela ao plano da seção possui um perfil não uniforme e assume valores pequenos por conta da condição de não deslizamento e de efeitos viscosos, de tal forma que ocorre um desbalanceamento entre a força centrífuga e a componente radial da força de Coriolis. Isso origina um escoamento secundário próximo à parede que redireciona as linhas de corrente no sentido da raiz à ponta da pá, de tal modo que a vazão radial é intensificada em posições dentro da região de recirculação.

Finalmente, para $\alpha = 27^\circ$, a rotação causou uma mudança no padrão do escoamento baseado na média temporal. Para o escoamento 2D, dois vórtices contra-rotativos ocorreram

acima do extradorso, ao passo que para a condição de rotação considerada, o vórtice girando no sentido anti-horário foi suprimido.

A Figura 17 evidencia os pontos de separação e linhas separatrizes para os casos com e sem rotação a fim de melhor elucidar o efeito da redução do volume da região de recirculação.

Figura 17 – Linhas separatrizes e pontos de separação (símbolos) considerando os casos com e sem rotação para $\alpha = 10^\circ$, $\alpha = 15^\circ$ e $\alpha = 27^\circ$.



Fonte: Produção do Próprio Autor.

Da figura apresentada, é possível notar uma redução do tamanho da região de recirculação nos casos com rotação em relação aos casos sem rotação. Uma vez que o modelo não levou em consideração o gradiente radial da força centrífuga, a redução do volume da região de recirculação observada nas figuras 14 a 17 não pode ser atribuída à drenagem de vorticidade na direção da envergadura por meio do bombeamento centrífugo. Ainda, a partir da Figura 17, percebe-se que a rotação causou uma redução significativa do volume da região de recirculação mesmo para $\alpha = 10^\circ$, ângulo no qual foi considerado um valor elevado do número de Rossby. De fato, segundo Bangga et al. (2017), a redução do volume observada no escoamento separado enfraquece o efeito de diminuição do arqueamento efetivo do aerofólio associado ao espessamento da camada limite na superfície de sucção.

5.4 EFEITO DA ACELERAÇÃO DE CORIOLIS

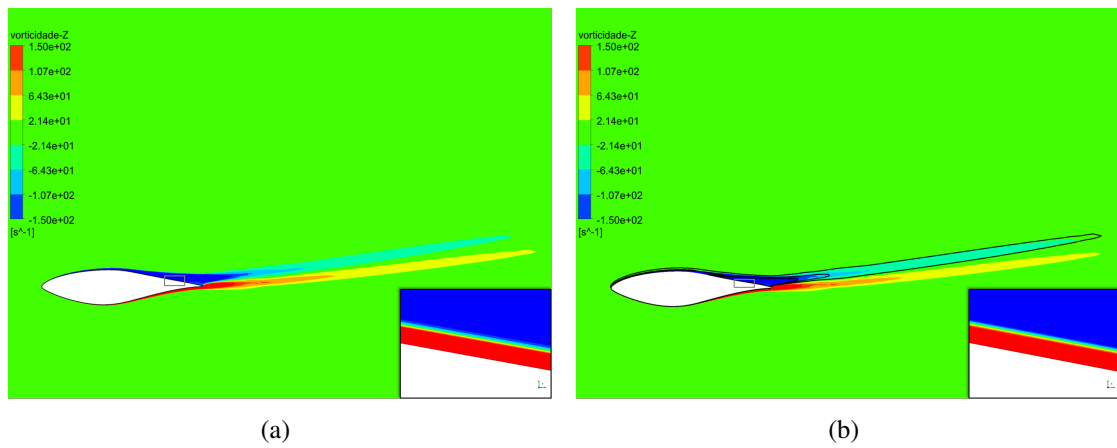
Investigou-se o efeito da aceleração de Coriolis no equilíbrio da componente radial da vorticidade na região de recirculação. Na equação de transporte da componente radial da vorticidade, a componente tangencial da aceleração de Coriolis está associada ao termo nomeado por Werner et al. (2019) de *Planetary Vorticity Tilting*, o qual será chamado, deste ponto em

diante, de “inclinação da vorticidade planetária”. Esse termo é dado por

$$S_\omega = -2\Omega \left(\frac{\partial w}{\partial x} \sin \varphi + \frac{\partial w}{\partial y} \cos \varphi \right). \quad (5.1)$$

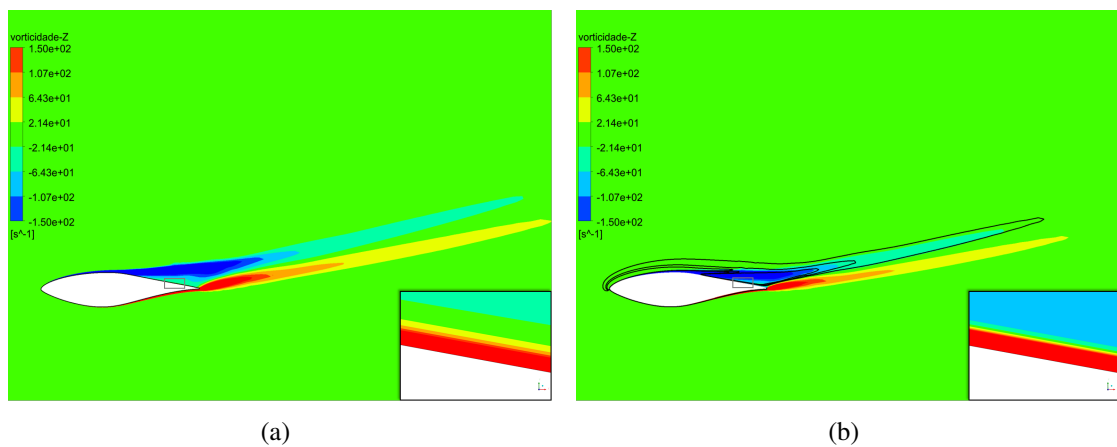
As figuras 18 a 20 ilustram a componente radial da vorticidade juntamente com contornos de S_ω considerando $\alpha = 10^\circ$, 15° e 27° , respectivamente, para os casos sem e com rotação.

Figura 18 – Campo da componente radial da vorticidade e detalhe da vizinhança do extradorso considerando $\alpha = 10^\circ$ para os casos (a) sem rotação e (b) com rotação juntamente a contornos do termo associado à inclinação da vorticidade planetária, S_ω , iguais a $7s^{-2}$, $22s^{-2}$ e $37s^{-2}$.



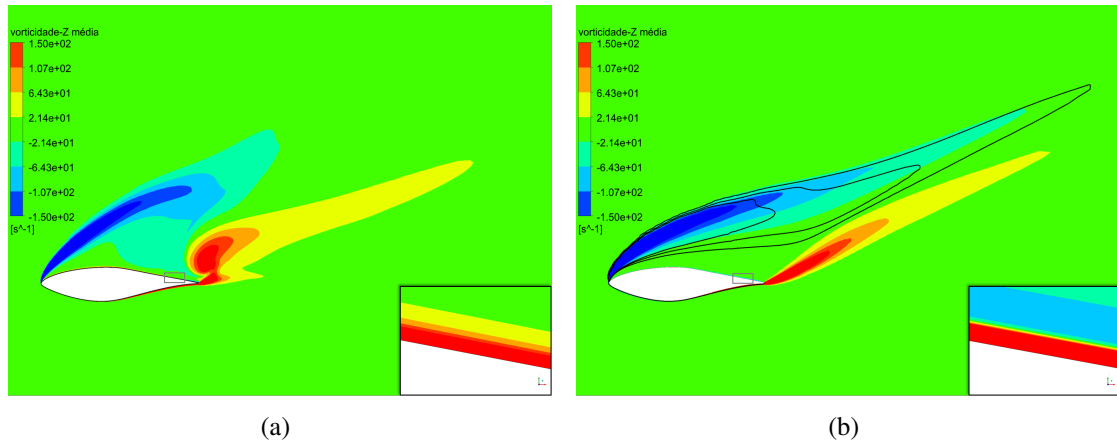
Fonte: Produção do Próprio Autor.

Figura 19 – Campo da componente radial da vorticidade e detalhe da vizinhança do extradorso considerando $\alpha = 15^\circ$ para os casos (a) sem rotação e (b) com rotação juntamente a contornos do termo associado à inclinação da vorticidade planetária, S_ω , iguais a $135s^{-2}$, $285s^{-2}$ e $435s^{-2}$.



Fonte: Produção do Próprio Autor.

Figura 20 – Campo da componente radial da vorticidade média e detalhe da vizinhança do extradorso considerando $\alpha = 27^\circ$ para os casos (a) sem rotação e (b) com rotação juntamente a contornos do termo associado à inclinação da vorticidade planetária, S_ω , iguais a 185s^{-2} , 335s^{-2} e 485s^{-2} .



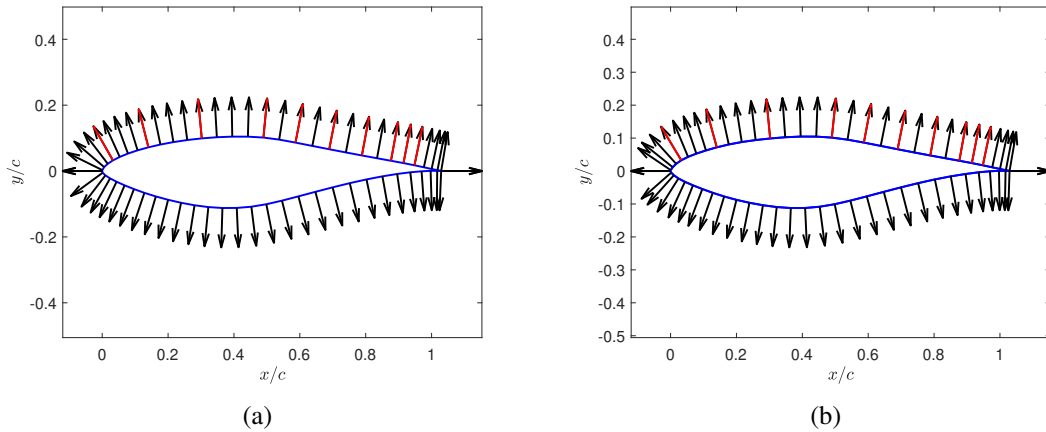
Fonte: Produção do Próprio Autor.

Em geral, nota-se que a camada limite no extradorso alimenta a região de escoamento separado com vorticidade de sinal negativo. Para $\alpha = 10^\circ$, uma baixa influência dos efeitos rotacionais foram observados, possivelmente devido ao elevado número de Rossby e baixa razão c/r adotados, além do fato de que a região de escoamento separado, onde são esperados efeitos da rotação mais fortes, foi pequena.

Adicionalmente, as figuras mostram uma visão detalhada da superfície de sucção, a qual revela para todos os casos uma fina camada da componente radial da vorticidade de sinal positivo devido ao escoamento reverso. A interação do escoamento rotacionando no sentido horário com essa camada foi sugerido por Wojcik e Buchholtz (2014) como um mecanismo relevante para a estabilização do vórtice de bordo de ataque em asas de inseto.

A Figura 21 ilustra os vetores normais unitários calculados para dez estações ao longo da corda a partir de dois métodos numéricos distintos: esquema centrado de diferenças finitas de segunda ordem e Método dos Mínimos Quadrados utilizando um polinômio de décimo segundo grau.

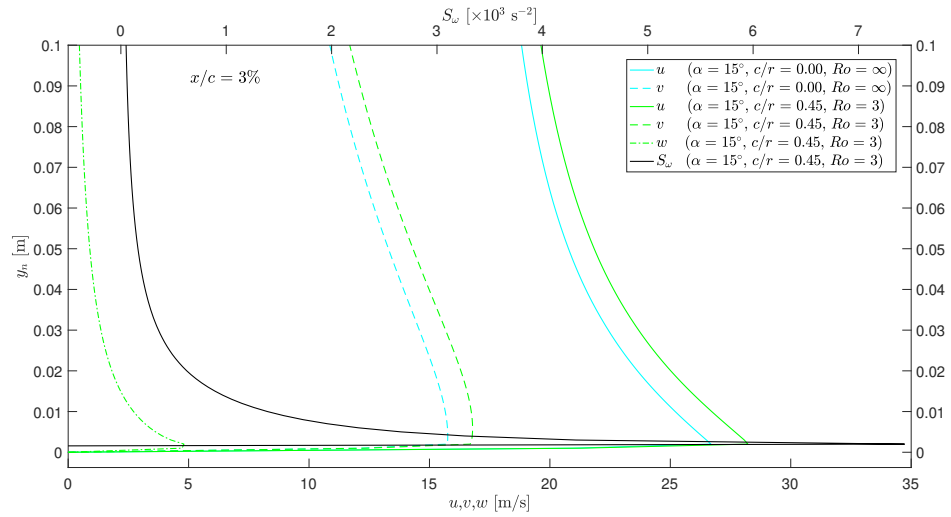
Figura 21 – (a) Vetores normais unitários calculados a partir de um esquema centrado de diferenças finitas de segunda ordem e (b) vetores normais unitários calculados a partir do Método dos Mínimos Quadrados para um polinômio de alta ordem. As posições escolhidas para as análises subsequentes são destacadas em vermelho.



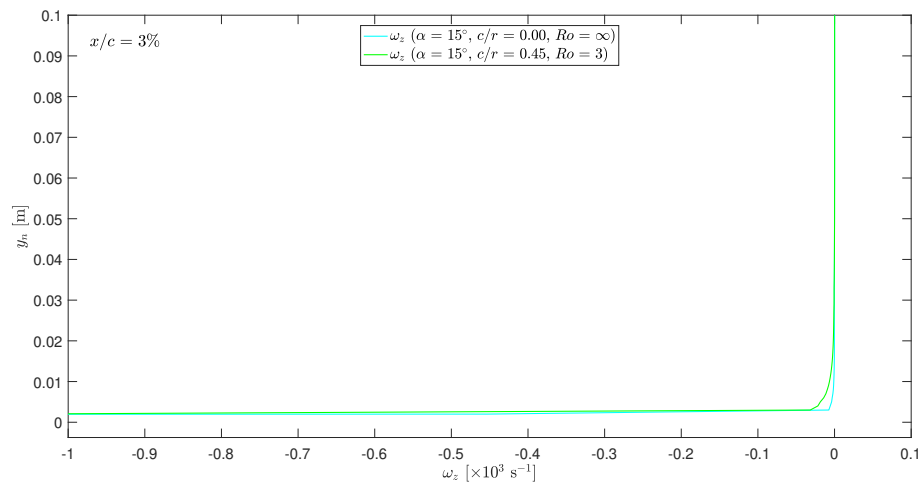
Fonte: Produção do Próprio Autor.

Dos métodos propostos, observa-se uma leve discrepância no bordo de ataque, onde a curvatura da parede é mais acentuada. Entretanto, para as posições escolhidas, os métodos apresentaram entre si um erro absoluto máximo inferior a 3%, de tal forma que o método das diferenças finitas foi selecionado para realizar as próximas análises. As figuras 22 a 31 elucidam os perfis das componentes de velocidade, termo S_ω e componente radial da vorticidade ao longo da coordenada local normal à parede do aerofólio, y_n , para cada uma das dez estações apresentadas pela Figura 21, considerando $\alpha = 15^\circ$.

Figura 22 – (a) Perfis das componentes de velocidade juntamente com o termo S_ω ao longo da direção local normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 3% da corda considerando os casos com e sem rotação e (b) componente radial da vorticidade ao longo da direção normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 3% da corda considerando os casos com e sem rotação.



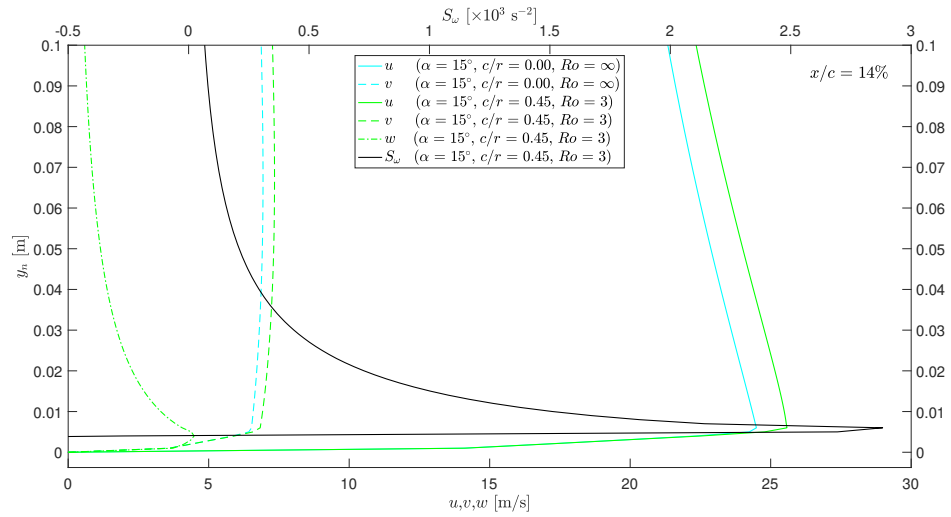
(a)



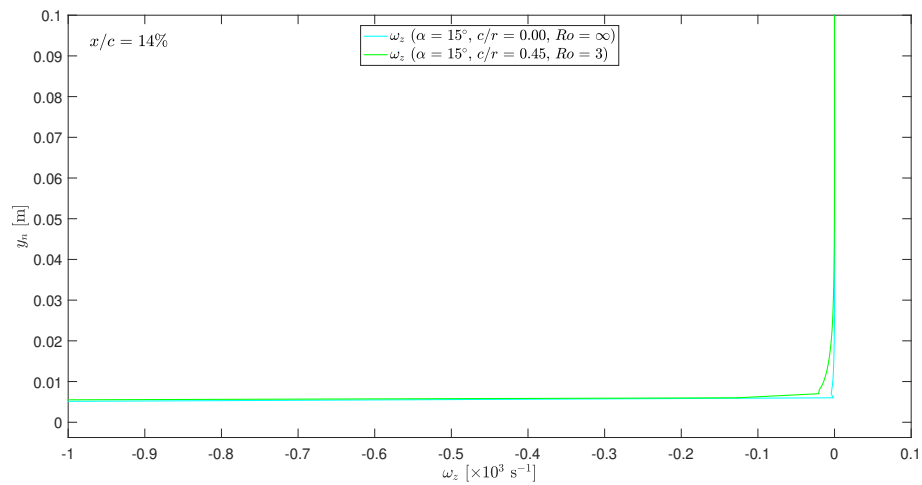
(b)

Fonte: Produção do Próprio Autor.

Figura 23 – (a) Perfis das componentes de velocidade juntamente com o termo S_ω ao longo da direção local normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 14% da corda considerando os casos com e sem rotação e (b) componente radial da vorticidade ao longo da direção normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 14% da corda considerando os casos com e sem rotação.



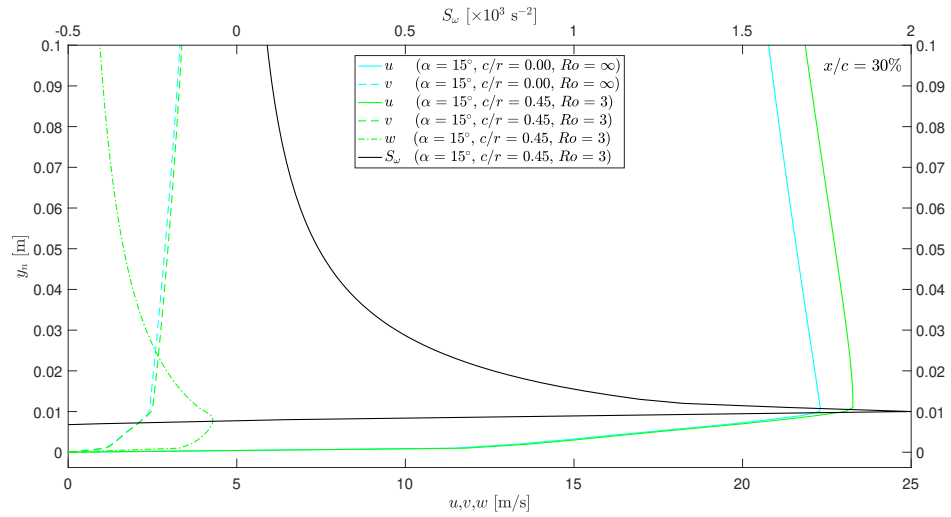
(a)



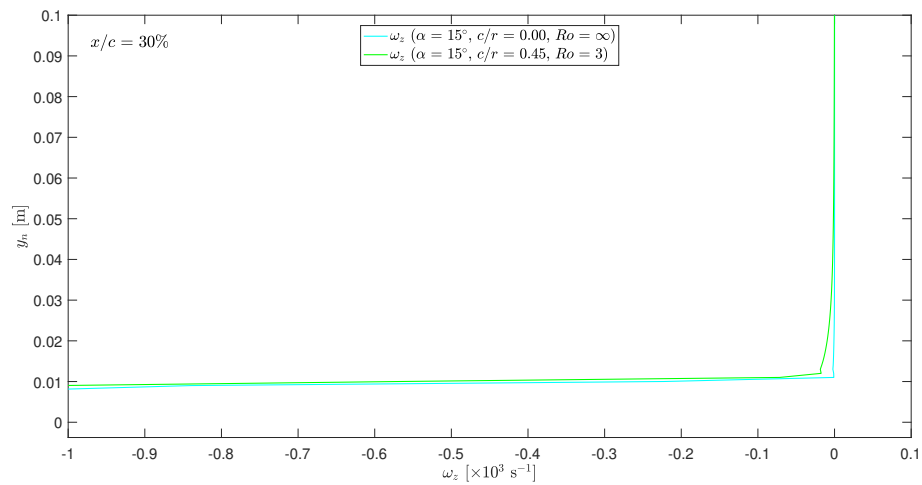
(b)

Fonte: Produção do Próprio Autor.

Figura 24 – (a) Perfis das componentes de velocidade juntamente com o termo S_ω ao longo da direção local normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 30% da corda considerando os casos com e sem rotação e (b) componente radial da vorticidade ao longo da direção normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 30% da corda considerando os casos com e sem rotação.



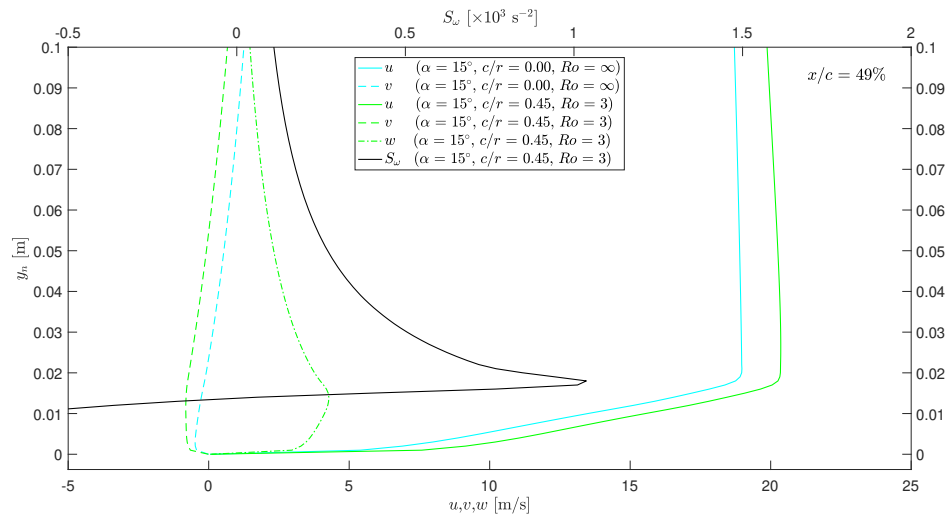
(a)



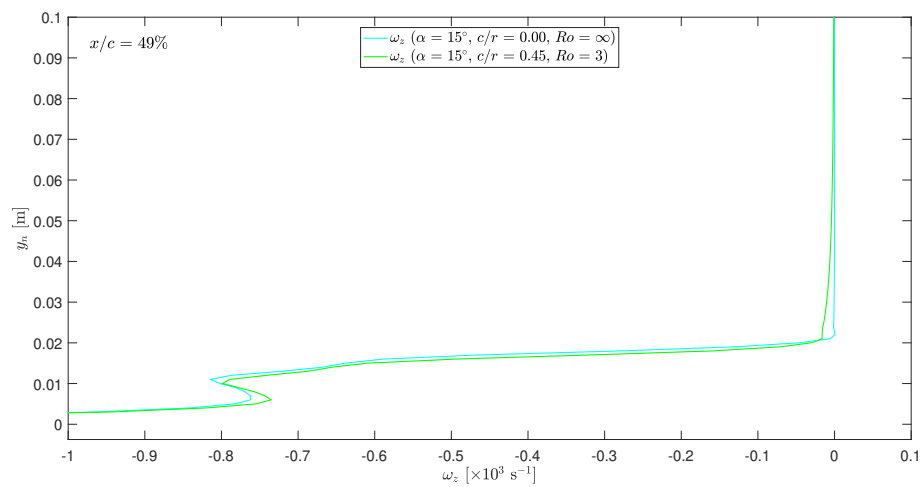
(b)

Fonte: Produção do Próprio Autor.

Figura 25 – (a) Perfis das componentes de velocidade juntamente com o termo S_ω ao longo da direção local normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 49% da corda considerando os casos com e sem rotação e (b) componente radial da vorticidade ao longo da direção normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 49% da corda considerando os casos com e sem rotação.



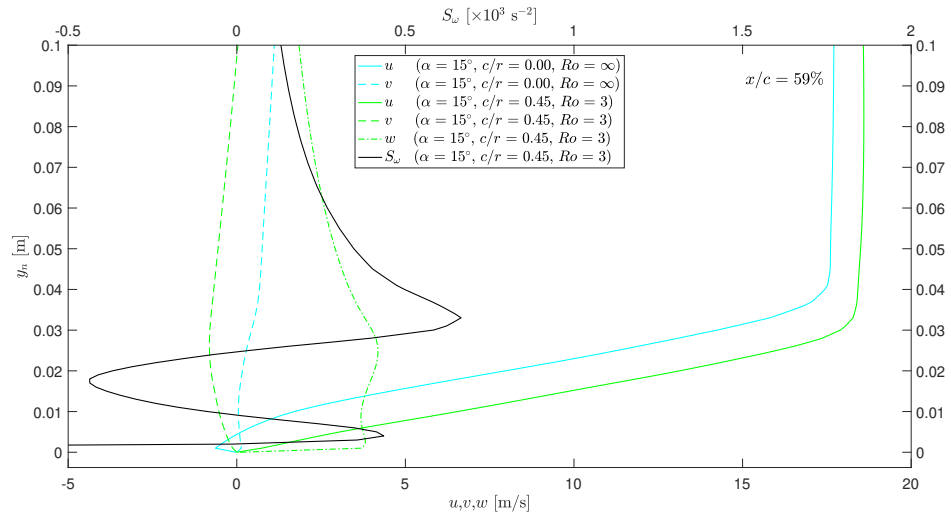
(a)



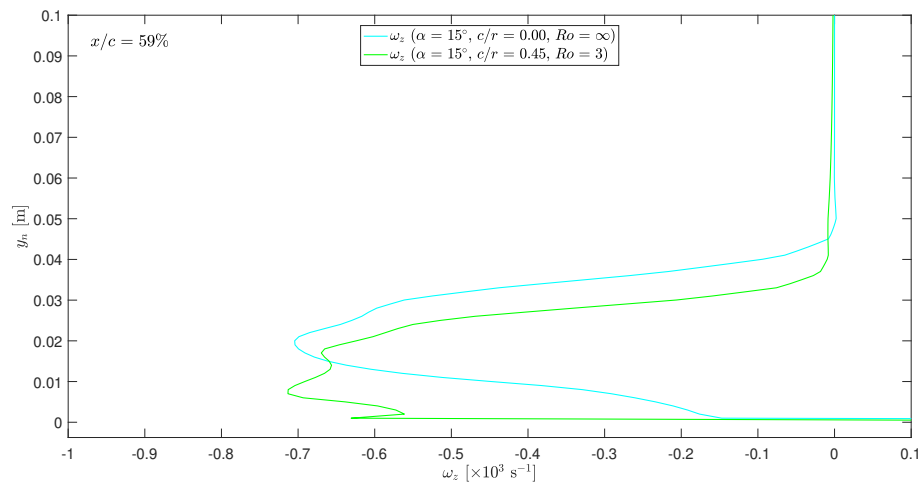
(b)

Fonte: Produção do Próprio Autor.

Figura 26 – (a) Perfis das componentes de velocidade juntamente com o termo S_ω ao longo da direção local normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 59% da corda considerando os casos com e sem rotação e (b) componente radial da vorticidade ao longo da direção normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 59% da corda considerando os casos com e sem rotação.



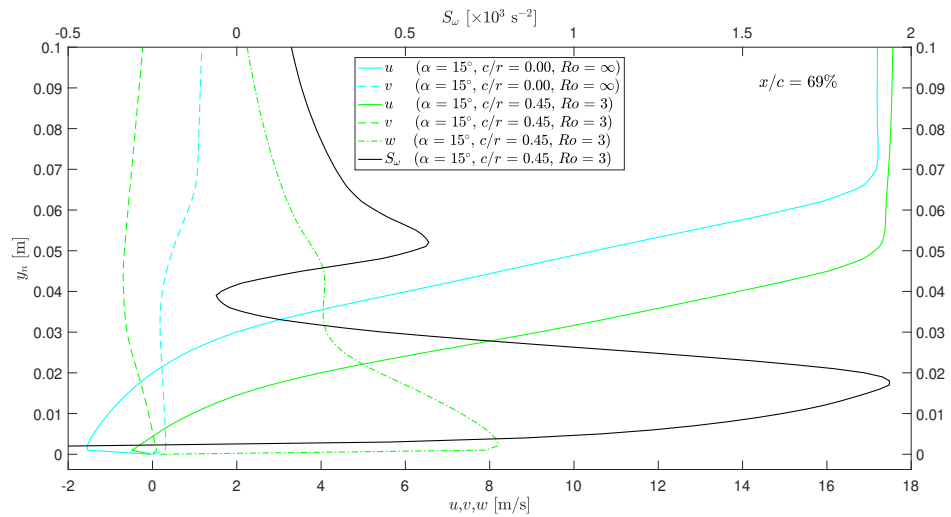
(a)



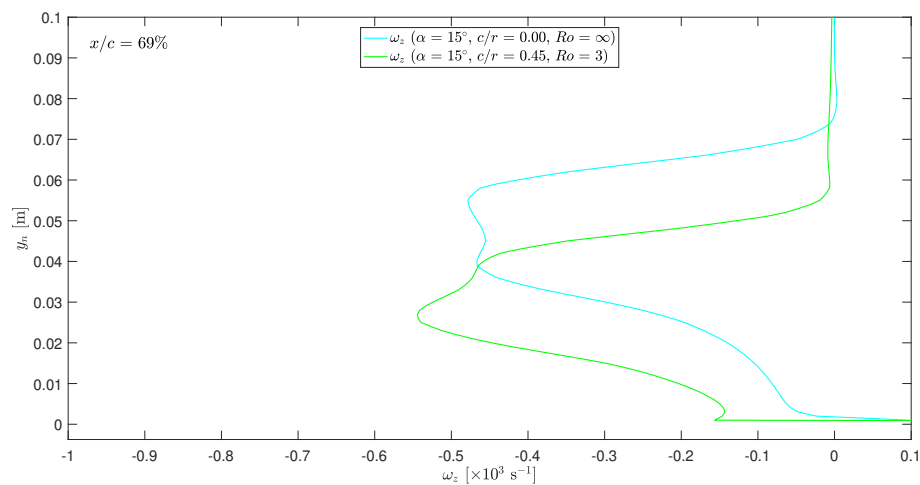
(b)

Fonte: Produção do Próprio Autor.

Figura 27 – (a) Perfis das componentes de velocidade juntamente com o termo S_ω ao longo da direção local normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 69% da corda considerando os casos com e sem rotação e (b) componente radial da vorticidade ao longo da direção normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 69% da corda considerando os casos com e sem rotação.



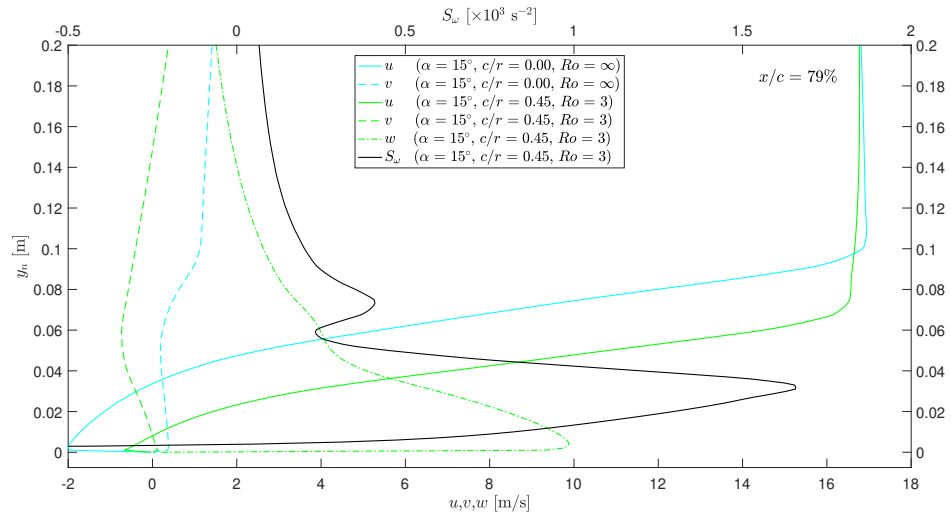
(a)



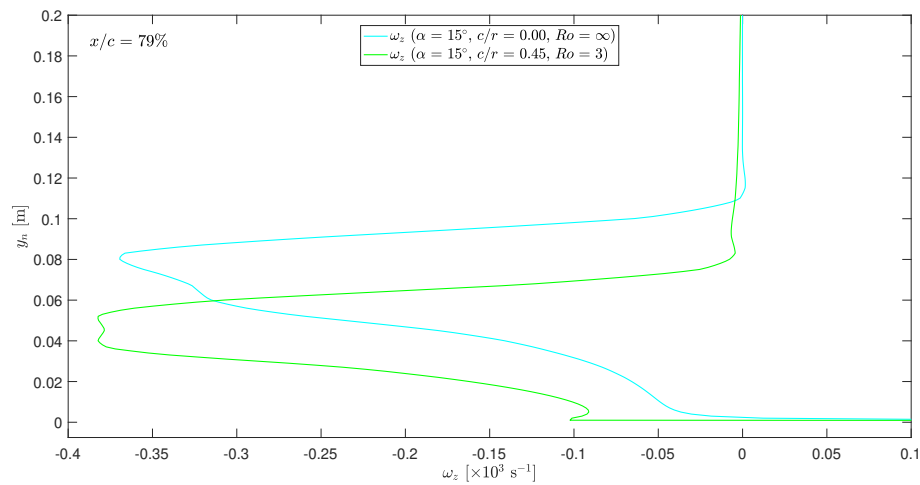
(b)

Fonte: Produção do Próprio Autor.

Figura 28 – (a) Perfis das componentes de velocidade juntamente com o termo S_ω ao longo da direção local normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 79% da corda considerando os casos com e sem rotação e (b) componente radial da vorticidade ao longo da direção normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 79% da corda considerando os casos com e sem rotação.



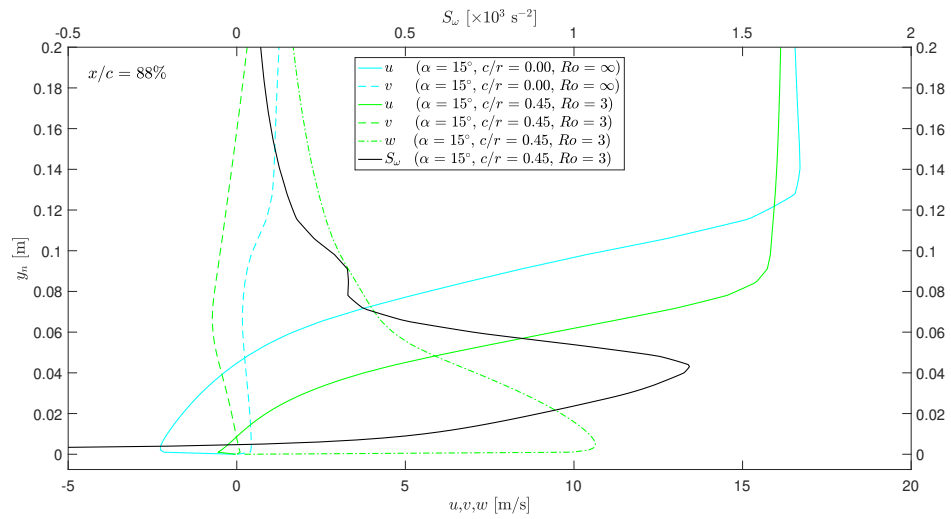
(a)



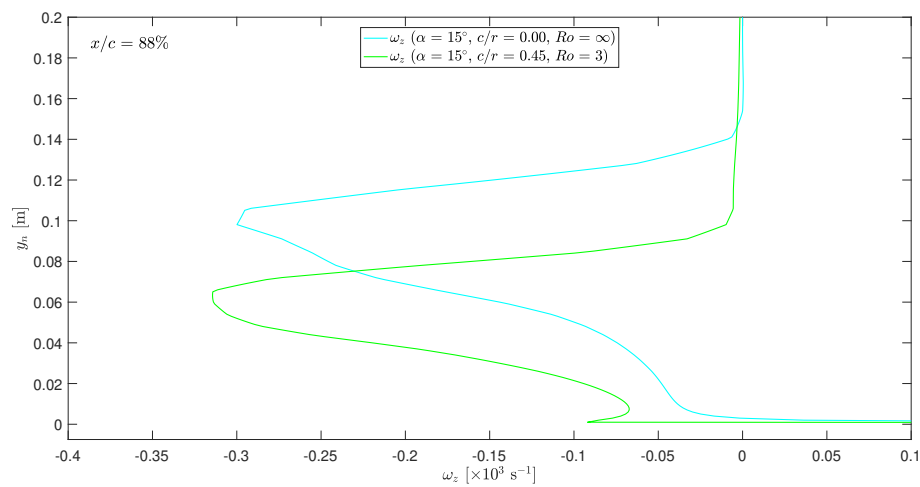
(b)

Fonte: Produção do Próprio Autor.

Figura 29 – (a) Perfis das componentes de velocidade juntamente com o termo S_ω ao longo da direção local normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 88% da corda considerando os casos com e sem rotação e (b) componente radial da vorticidade ao longo da direção normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 88% da corda considerando os casos com e sem rotação.



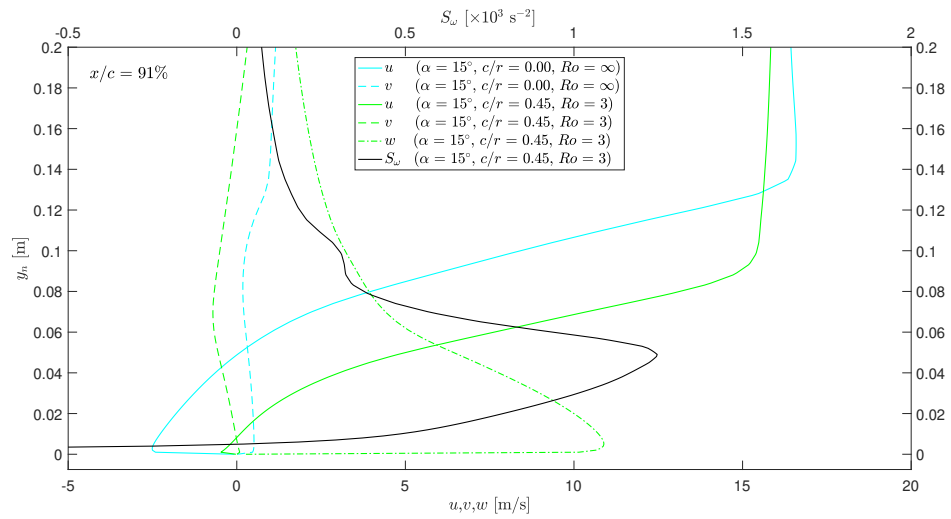
(a)



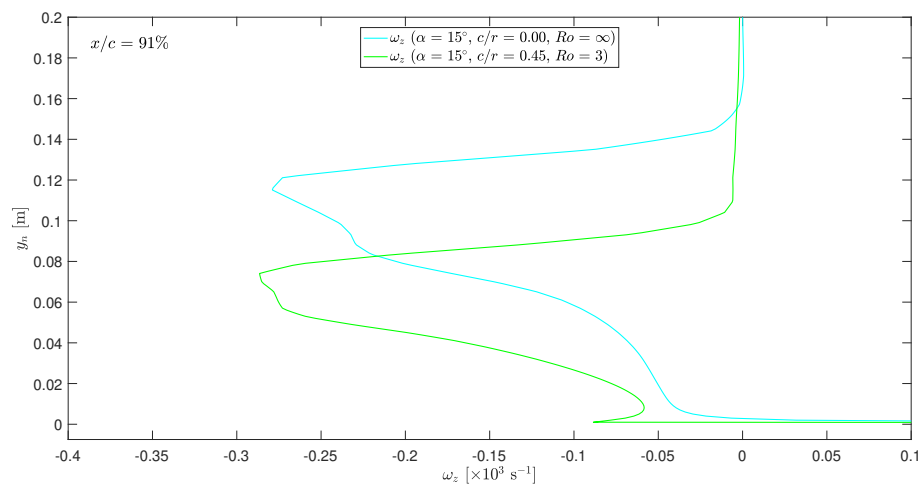
(b)

Fonte: Produção do Próprio Autor.

Figura 30 – (a) Perfis das componentes de velocidade juntamente com o termo S_ω ao longo da direção local normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 91% da corda considerando os casos com e sem rotação e (b) componente radial da vorticidade ao longo da direção normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 91% da corda considerando os casos com e sem rotação.



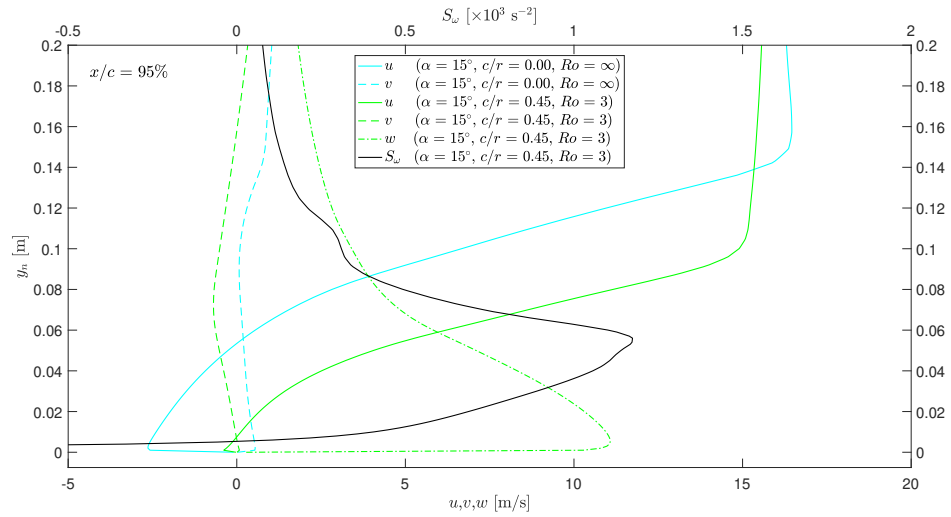
(a)



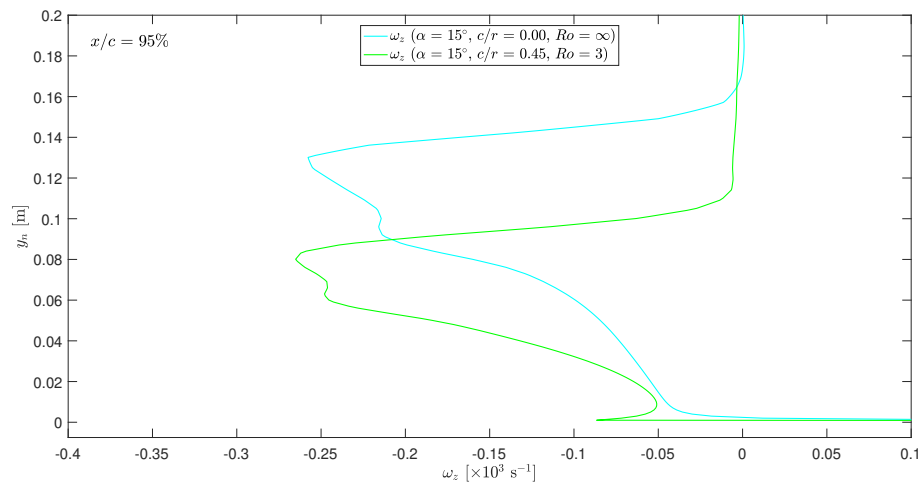
(b)

Fonte: Produção do Próprio Autor.

Figura 31 – (a) Perfis das componentes de velocidade juntamente com o termo S_ω ao longo da direção local normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 95% da corda considerando os casos com e sem rotação e (b) componente radial da vorticidade ao longo da direção normal à parede do aerofólio para uma estação localizada em 95% da corda considerando os casos com e sem rotação.



(a)



(b)

Fonte: Produção do Próprio Autor.

A partir das figuras 22 a 31, nota-se que S_ω é mais acentuado em regiões de intenso gradiente de w no plano xy . Vale destacar que, embora os gráficos evidenciem apenas valores positivos de S_ω , valores muito negativos de S_ω foram encontrados confinados em uma região muito estreita próxima à parede do aerofólio; não obstante, isso não foi suficiente para alimentar de maneira eficiente a componente radial de vorticidade negativa proveniente da camada limite colada. De forma análoga, apesar da aceleração de Coriolis na direção tangencial diminuir o déficit de u na região de camada limite colada, isso não foi o bastante para alterar o perfil de ω_z . Tais observações podem ser validadas por meio de comparações com as figuras 23(b), 24(b),

25(b) e 26(b), cujas linhas tendem a colapsar para os casos com e sem rotação, ou seja, sem causar variações significativas da componente radial da vorticidade.

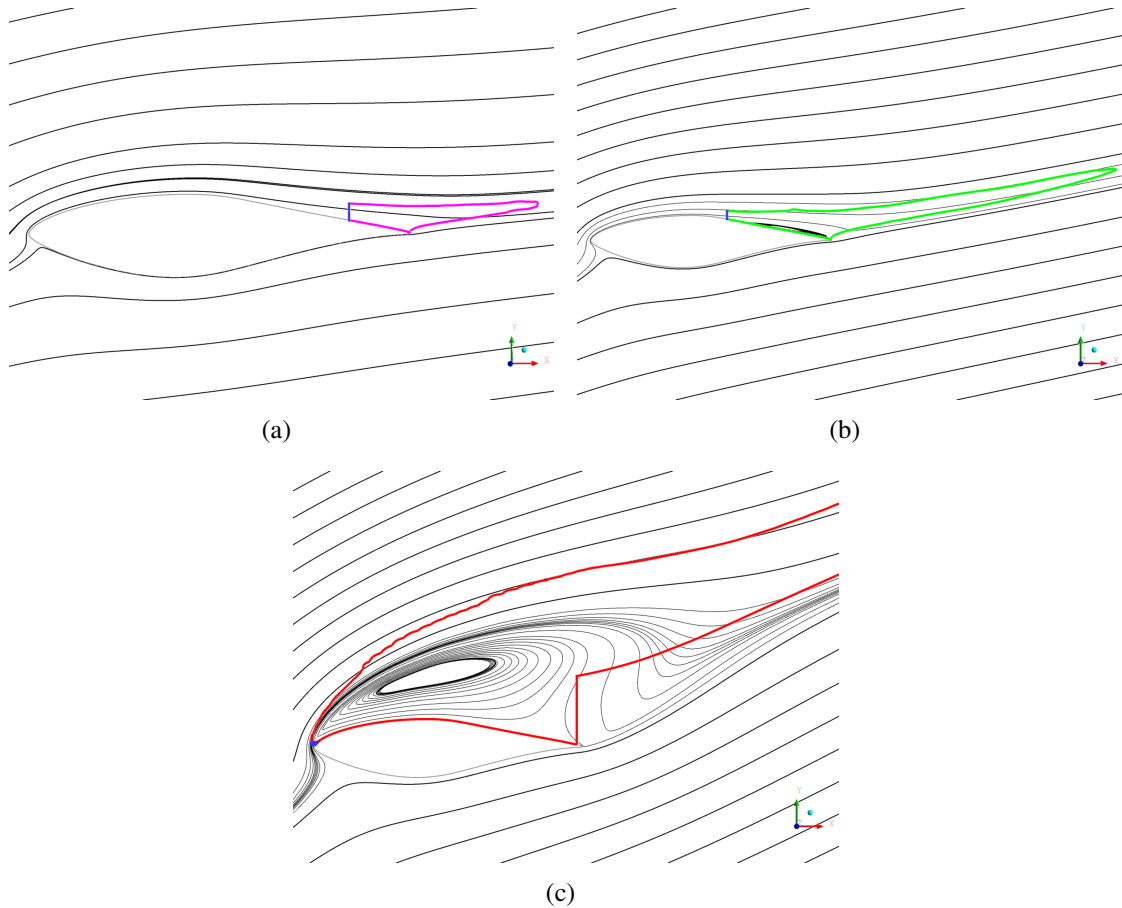
Por outro lado, na região de escoamento separado, o termo S_ω tende a destruir componente radial da vorticidade de sinal negativo. Esse consumo pode ser elucidado pela Figura 27(b) através do elevado gradiente de ω_z na direção de y_n dentro da região de recirculação (delimitada pelo ponto de máximo valor de ω_z). Contudo, no limite superior da região de separação, isto é, na camada cisalhante livre, a rotação não altera significativamente a magnitude da componente radial da vorticidade local, embora o invólucro que define a região de recirculação seja deslocado para baixo por conta da rotação.

A componente tangencial da força de Coriolis, que é responsável por empurrar o escoamento na direção do bordo de fuga, aumenta à medida que w aumenta. Como resultado do gradiente vertical de w , há um torque de sinal positivo que age em oposição à rotação da camada limite que adentra a região de recirculação. Com isso, o termo S_ω pode ser relacionado ao gradiente de w (vide Equação 5.1) ou, em certa medida, ao gradiente da força de Coriolis na direção tangencial. Desse modo, evidencia-se que o gradiente da componente tangencial da força de Coriolis é responsável por gerar uma componente radial da vorticidade na região de separação com sinal oposto à componente radial da vorticidade associada à advecção a partir da camada limite a montante.

Já na porção externa à região de recirculação ocorre uma confluência dessas composições, tal que o efeito global se torna similar àquele observado em um escoamento potencial 2D suficientemente distante da vorticidade confinada do aerofólio. Além disso, na vizinhança da camada de mistura, onde a componente radial da vorticidade de sinal negativo é máxima, o termo S_ω atinge seu ponto de máximo valor positivo.

Com o objetivo de avaliar a relevância da destruição de ω_z através da inclinação radial da vorticidade planetária, integrou-se o termo definido pela equação 5.1 dentro de uma região englobando a zona de recirculação. As regiões de integração para os três casos com rotação são mostradas pela Figura 32, sendo definidas com base no contorno da componente radial de vorticidade constante, convenientemente escolhida a fim de conter a recirculação. A integral do termo de Coriolis foi então comparada à taxa de transporte de ω_z que adentra por convecção a região de integração a partir da camada limite (através da linha azul mostrada na Figura 32).

Figura 32 – Região de integração do termo de Coriolis obtido a partir da equação de transporte da componente radial da vorticidade considerando (a) $\alpha = 10^\circ$ para limites baseados no contorno de ω_z igual a -90s^{-1} , (b) $\alpha = 15^\circ$ para limites baseados no contorno de ω_z igual a -30s^{-1} e (c) $\alpha = 27^\circ$ para limites baseados no contorno de ω_z igual a -1s^{-1} .



Fonte: Produção do Próprio Autor.

A Tabela 4 apresenta a razão obtida entre a integral de S_ω e a taxa de transporte da componente radial da vorticidade proveniente da camada limite, V_{BL} , para os casos com rotação e destaca a importância do efeito de Coriolis no balanço da componente radial da vorticidade dentro da região de escoamento separado. O valor acima de 100% para o caso $\alpha = 27^\circ$ pode ser explicado pelo fato de que o termo associado à curvatura considerado no modelo foi, possivelmente, contabilizado como um transporte adicional de vorticidade na região de integração, podendo ser também neutralizado pelo efeito de Coriolis.

Tabela 4 – Razão entre a integral de S_ω e a taxa de transporte da componente radial da vorticidade que flui a partir da camada limite.

α	c/r	Ro	$\iint_{\Sigma} S_\omega d\Sigma / V_{BL}$
10°	0,0625	16	0,58%
15°	0,45	3	21,92%
27°	0,3	3,5	114,48%

Fonte: Produção do Próprio Autor.

6 TRABALHOS APRESENTADOS

Esta seção visa discriminar brevemente os trabalhos apresentados pelo autor em congressos científicos, aceitos para publicação ou publicados, que foram totalmente ou parcialmente frutos do presente trabalho, os quais são elencados abaixo:

1. Artigo aceito para publicação pelo prestigiado congresso estadunidense “*2021 AIAA AVIATION Forum and Exposition*” com o trabalho intitulado “*Effect of Coriolis acceleration on the span-wise vorticity field over a wind-turbine airfoil*”. Por questões financeiras necessárias para a inscrição no evento, a previsão é de que o artigo seja apresentado e publicado em julho de 2022 no “*2022 AIAA AVIATION Forum and Exposition*”;
2. Artigo aceito para publicação pelo congresso internacional “*26th ABCM International Congress of Mechanical Engineering*” com o trabalho intitulado “*Blade Element Momentum Simulations Using Polars Extracted from Wind-Turbine-Model Experiments*”, apresentado de maneira remota em novembro de 2021;
3. Participação no XXXIII CIC – Congresso de Iniciação Científica da UNESP – com apresentação do trabalho intitulado “Emprego de simulações CFD quasi-3D como alternativa para geração de curvas polares para o método BEM: comparação com experimentos”, apresentado de maneira remota em novembro de 2021;
4. Participação no XXXII CIC – Congresso de Iniciação Científica da UNESP – com apresentação do trabalho intitulado “Emprego de simulações CFD quasi-3D como alternativa para geração de curvas polares para o método *blade element momentum*”, realizado nos dias 20, 21 e 22 de outubro de 2020.

7 CONCLUSÃO

Simulações 2D e quasi-3D foram realizadas a fim de investigar o escoamento sobre seções de uma turbina eólica de eixo horizontal de pequena escala sob efeitos rotacionais. O modelo de simulação CFD 2D, sem efeitos da rotação, foi validado através de estudos da sensibilidade da solução em relação ao número total de pontos sobre a superfície do aerofólio, ao tamanho do domínio computacional e ao nível de refinamento da malha. Simulações sem rotação apresentaram boas correlações com experimentos bidimensionais em túnel de vento em relação aos resultados convergidos para os coeficientes de sustentação e arrasto. O modelo para previsão dos efeitos rotacionais foi implementado por meio de uma equação extra para um escalar adicional e validado qualitativamente através de comparações com simulações de referência.

Constatou-se que o modelo 2D foi pouco preciso para ângulos de ataque muito elevados. Todavia, as simulações quasi-3D capturaram apropriadamente o aumento do coeficiente de sustentação devido à rotação. Verificou-se que os termos desprezados no modelo quasi-3D, relacionados a efeitos de curvatura nas forças viscosas e na equação da conservação da massa, parecem não ter importância significativa nas condições testadas. Ademais, variações do número de Reynolds tendem a possuir pouca influência na solução.

Outrossim, salienta-se que o objetivo foi compreender o papel desempenhado pela componente tangencial da aceleração de Coriolis no balanço da componente radial da vorticidade em condições de elevado ângulo de ataque. Além disso, análises foram efetuadas considerando condições relevantes para pás de turbinas eólicas de eixo horizontal de pequena escala. Efeitos bem conhecidos da rotação no escoamento foram capturados pelas simulações. Para os três ângulos de ataque considerados, a rotação reduziu significativamente o tamanho da região de recirculação. Ademais, a rotação reduziu o arrasto local para o menor ângulo de ataque e aumentou o mesmo para os outros dois ângulos de ataque, confirmando resultados prévios extraídos de simulações com condições de contorno homogêneas na direção da envergadura.

Por meio dos gráficos para os perfis de velocidade juntamente com o termo associado à inclinação da vorticidade planetária e de componente radial da vorticidade foi possível aferir que a variação espacial da componente tangencial da força de Coriolis, em particular na direção perpendicular à parede do aerofólio, foi responsável por gerar um torque contrário à componente radial da vorticidade relacionada à advecção a partir da camada limite a montante. Esse mecanismo ocasionou a destruição da componente radial da vorticidade a uma taxa comparável à taxa que flui a partir da camada limite, a qual mostrou que pode ser relevante para a redução observada da região de escoamento separado e, portanto, para o aumento rotacional. Para trabalhos futuros, sugere-se utilizar simulações com a metodologia quasi-3D aqui descrita juntamente a uma técnica CFD que melhor compute a turbulência, como, por exemplo, o modelo DES (do inglês, *Detached Eddy Simulation*), o qual pode contribuir substancialmente para a qualidade dos resultados.

REFERÊNCIAS

- ANDERSON JR., J. D. **Fundamentals of aerodynamics**. New York: McGraw-Hill, 2001.
- BANGGA, G. et al. CFD studies on rotational augmentation at the inboard sections of a 10MW wind turbine rotor. **Journal of Renewable and Sustainable Energy**, [S. l.], v. 9, p. 1–28, 2017.
- BANKS, W.; GADD, G. Delaying effect of rotation in laminar separation. **AIAA Journal**, [S. l.], v. 1, p. 941–942, 1963.
- BARIFOUSE R.; SCHREIBER, M. **Como o Nordeste virou principal polo da energia eólica no Brasil**. São Paulo; Brasília, 2015. BBC News Brasil. Disponível em: https://www.bbc.com/portuguese/noticias/2015/11/151110_energia_eolica_nordeste_rb. Acesso em: 30 dez. 2021.
- BEZERRA, F. D. Energia eólica no Nordeste. **Caderno Setorial ETENE**, [S. l.], ano 6, n. 200, p. 1–13, dez. 2021. Disponível em: https://www.bnb.gov.br/s482-dspace/bitstream/123456789/1045/1/2021_CDS_200.pdf. Acesso em: 30 dez. 2021.
- CHAVIAROPOULOS, P.; HANSEN, M. Investigating three-dimensional and rotational effects on wind turbine blades by means of quasi-3D Navier-stokes solver. **Journal of Fluids Engineering**, [S. l.], v. 122, p. 330–336, 2000.
- CORTEN, G. **Flow separation on wind turbine blades**. 2001. Tese (Doutorado em Física) — University of Utrecht, Utrecht, 2001.
- DU, Z.; SELIG, M. The effect of rotation on the boundary layer of a wind turbine. **Renewable Energy**, [S. l.], v. 20, p. 167–181, 2000.
- DUMITRESCU, H.; CARDOS, V.; DUMITRACHE, A. Modelling of inboard stall delay due to rotation. **Journal of Physics: Conference Series**, [S. l.], v. 75, p. 1–12, 2007.
- DWYER, H.; MCCROSKEY, W. Crossflow and unsteady boundary-layer effects on rotating blades. In: AIAA AEROSPACE SCIENCE MEETING, 8., 1970, New York. **Proceedings** [...]. New York: AIAA Journal, 1970.
- HAND, M. et al. **Unsteady aerodynamics experiment phase VI**: wind tunnel test configuration and available data campaigns. Golden, CO: NREL, 2001. Technical report. Disponível em: <https://www.nrel.gov/docs/fy02osti/29955.pdf>. Acesso em: 19 abr. 2021.
- HANSEN, M. et al. State of the art in wind turbine aerodynamics and aeroelasticity. **Progress in Aerospace Sciences**, [S. l.], v. 42, p. 285–330, 2006.
- HANSEN, M. O. L. **Aerodynamics of wind turbine**. Londres: Earthscan, 2008. 181 p.
- HERRÁEZ, I.; STOEVE SANDT, B.; PEINKE, J. Insight into rotational effects on a wind turbine blade using Navier-stokes computations. **Energies**, [S. l.], v. 7, p. 6798–6822, 2014.
- HU, D.; HUA, O.; DU, Z. A study on stall-delay for horizontal axis wind turbine. **Renewable Energy**, [S. l.], v. 31, p. 821–836, 2006.
- JARDIN, T. Coriolis effect and the attachment of the leading edge vortex. **Journal of Fluid Mechanics**, [S. l.], v. 820, p. 312–340, 2017.

JARDIN, T.; DAVID, L. Spanwise gradients in flow speed help stabilize leading-edge vortices on revolving wings. **Physical Review E**, [S. l.], v. 90, n. 1, p. 312–340, 2014.

JONES, W.; LAUNDER, B. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, [S. l.], v. 15, p. 301–314, 1972.

LANZAFAME, R.; MAURO, S.; MESSINA, M. Evaluation of the radial flow effects on micro HAWTs through the use of transition CFD 3D model - part II: post-processing and comparison of the results. **Energy Procedia**, [S. l.], v. 82, p. 164–171, 2015.

LINDENBURG, C. **Investigation into rotor blade aerodynamics**: analysis of the stationary measurements on the UAE phase-VI rotor in the NASA-Ames wind tunnel. Petten: ECN Wind Energy, 2003. ECN-C-03-025. Disponível em: <https://publications.tno.nl/publication/34628279/4XkI02/c03025.pdf>. Acesso em: 19 abr. 2021.

MAURO, S.; LANZAFAME, R.; MESSINA, M. An insight into the rotational augmentation on HAWTs by means of CFD simulations - part II: post processing and force analysis. **International Journal of Applied Engineering Research**, [S. l.], v. 12, n. 21, p. 10505–10529, 2017.

MENTER, F. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. **AIAA Journal**, [S. l.], v. 32, n. 8, p. 1598–1605, 1994.

MO, J.-O.; LEE, Y.-H. CFD investigation on the aerodynamic characteristics of a small-sized wind turbine of NREL PHASE VI operating with stall regulated method. **Journal of Mechanical Science and Technology**, [S. l.], v. 26, n. 1, p. 81–92, 2012.

MOUKALLED, F.; MANGANI, L.; DARWISH, M. **The finite volume method in computational fluid dynamics**: an advanced introduction with OpenFOAM and Matlab. Heidelberg: Springer, 2015. 791 p.

NARRAMORE, J.; VERMELAND, R. Navier-stokes calculations of inboard stall delay due to rotation. **Journal of Aircraft**, [S. l.], v. 29, n. 1, p. 73–78, 1992.

NEOENERGIA. **Energia eólica**: ventos do Nordeste. [S. l.], 2021. Disponível em: <https://www.neoenergia.com/pt-br/te-interessa/meio-ambiente/Paginas/energia-eolica-ventos-do-nordeste.aspx>. Acesso em: 30 dez. 2021.

ONS. **Nordeste registra em julho dez recordes de energia renovável**: geração eólica, em 22 de julho, atendeu a 102% da demanda de toda região. [S. l.], 2021. Disponível em: <http://www.ons.org.br/Paginas/Noticias/20210804-nordeste-registra-em-julho-dez-recordes-de-geracao-renovavel.aspx>. Acesso em: 30 dez. 2021.

PATANKAR, S.; SPALDING, D. A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, [S. l.], v. 15, n. 10, p. 1787–1806, 1972.

PINTO JUNIOR, A. V. (coord.) et al. **Atlas do potencial eólico brasileiro**: simulações 2013. Rio de Janeiro: Cepel, 2017. Disponível em: http://novoatlas.cepel.br/wp-content/uploads/2017/03/NovoAtlasdoPotencialEolico_BrasileiroSIM_2013.pdf. Acesso em: 30 dez. 2021.

RONSTEN, G. Static pressure measurements on a rotating and a non-rotating 2.375 m wind turbine blade. Comparison with 2D calculations. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, [S. l.], v. 39, p. 105–118, 1992.

SANT, T.; KUIK, G. V.; BUSSEL, G. J. W. V. Estimating the angle of attack from blade pressure measurements on the NREL phase VI rotor using a free wake vortex model: axial conditions. **Wind Energy**, [S. l.], v. 9, n. 6, p. 549–577, 2006.

SCHRECK, S.; SOERENSEN, N.; ROBINSON, M. Aerodynamic structures and processes in rotationally augmented flow fields. **Wind Energy**, [S. l.], v. 10, p. 159–178, 2007.

SICOT, C. et al. Rotational and turbulence effect on a wind turbine blade. Investigation of the stall mechanisms. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, [S. l.], v. 96, p. 1320–1331, 2008.

SOERENSEN, N.; MICHELSEN, J.; SCHRECK, S. Navier-stokes prediction of the NREL phase VI rotor in the NASA Ames 80ft x 120ft wind tunnel. **Wind Energy**, [S. l.], v. 5, p. 151–169, 2002.

SOMERS, D. M. **Design and experimental results for the S809 airfoil**. Golden, CO: NREL, 1997. Subcontract report. NREL/SR-440-6918. Disponível em: <https://www.nrel.gov/docs/legosti/old/6918.pdf>. Acesso em: 19 abr. 2021.

SOUZA, D. S.; GENNARO, E. M. Rotational effects on the spanwise periodic flow over a wind turbine airfoil. In: BRAZILIAN CONGRESS OF THERMAL SCIENCES AND ENGINEERING, 18., 2020, [S. l.]. **Anais eletrônicos [...]**. [S. l.: s. n.], 2020. p. 1–11.

TARFAOUI, M.; NACHTANE, M.; BOUDOUNIT, H. Finite element analysis of composite offshore wind turbine blades under operating conditions. **Journal of Thermal Science and Engineering Applications**, [S. l.], p. 1–28, 2018.

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. **An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method**. Londres: Longman, 1995. 257 p.

WANG, L.; QUANT, R.; KOLIOS, A. Fluid structure interaction modelling of horizontal-axis wind turbine blades based on CFD and FEA. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, [S. l.], v. 159, p. 11–25, 2016.

WERNER, N. et al. Radial planetary vorticity tilting in the leading-edge vortex of revolving wings. **Physics of Fluids**, [S. l.], v. 31, p. 1–15, 2019.

WILCOX, D. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. **AIAA Journal**, [S. l.], v. 26, n. 11, p. 1299–1310, 1988.

WOJCIK, C.; BUCHHOLTZ, J. Vorticity transport in the leading-edge vortex on a rotating blade. **Journal of Fluid Mechanics**, [S. l.], v. 743, p. 249–261, 2014.

ZHANG, Y.; DENG, S. RANS and DDES simulations of a horizontal-axis wind turbine under stalled flow condition using OpenFOAM. **Energy**, [S. l.], v. 3, p. 1155–1163, 2019.