



UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
CENTRO DE TECNOLOGIA E GEOCIÊNCIAS
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

GUILHERME JOSÉ ARRUDA MOURA ROCHA

**ANÁLISE METODOLÓGICA DA APLICAÇÃO DOS MODELOS DE
TURBULÊNCIA PARA SIMULAÇÕES DE ESCOAMENTOS EM PERFIS
AERODINÂMICOS**

Recife

2019

GUILHERME JOSÉ ARRUDA MOURA ROCHA

**ANÁLISE METODOLÓGICA DA APLICAÇÃO DOS MODELOS DE
TURBULÊNCIA PARA SIMULAÇÕES DE ESCOAMENTOS EM PERFIS
AERODINÂMICOS**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Pernambuco, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Área de Concentração: Processos e Sistemas Térmicos.

Orientador: Prof. Dr. Alex Maurício Araújo

Recife
2019

Catálogo na fonte:

Bibliotecária Valdicéa Alves, CRB4 / 1260

- R672a Rocha, Guilherme José Arruda Moura.
Análise metodológica da aplicação dos modelos de turbulência para simulações de escoamentos em perfis aerodinâmicos / Guilherme José Arruda Moura Rocha - 2019.
153folhas, Il.; Tabs.; Quad.;Abr.;Sig. e Símb.
- Orientador: Prof. Dr. Alex Maurício Araújo.
- Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco. CTG. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, 2019.
Inclui Referências e Anexos.
1. Engenharia Mecânica. 2. Aerogeradores. 3. Dinâmica dos fluidos computacional. 4. Modelos de turbulência. 5. Spalart-Allmaras. 6. $k-\omega$ /SST.
I. Araújo, Alex Maurício (Orientador). II. Título.
- 621 CDD (22. ed.)
- UFPE
BCTG/2019-72

GUILHERME JOSÉ ARRUDA MOURA ROCHA

**ANÁLISE METODOLÓGICA DA APLICAÇÃO DOS MODELOS DE
TURBULÊNCIA PARA SIMULAÇÕES DE ESCOAMENTOS EM PERFIS
AERODINÂMICOS**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Pernambuco, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Aprovada em: 01/02/2019.

BANCA EXAMINADORA

Profº. Dr. Alex Maurício Araújo (Orientador)
Universidade Federal de Pernambuco

Profº. Dr. Marcus Costa de Araújo (Examinador Interno)
Universidade Federal de Pernambuco

Profª. Dr. Ramiro Brito Willmersdorf (Examinador Externo)
Universidade Federal de Pernambuco

Profº. Dr. Gustavo de Novaes Pires Leite (Examinador Externo)
Instituto Federal de Pernambuco

À minha família e amigos

AGRADECIMENTOS

Externo os meus profundos agradecimentos:

Ao meu orientador, professor Alex Mauricio Araújo, por ter aceitado me orientar e por sua disponibilidade, a qualquer momento, para me ajudar.

À minha família, pelo apoio incondicional e por acreditar sempre no meu potencial.

À minha noiva, Mychele, por todo o apoio durante toda essa jornada, sempre me incentivando.

Um obrigado especial a Oyama Douglas, Augusto Coutinho, Eduardo Corte Real, Gilberto, Pedro Henrique, Eduardo José Menezes, Cândido Requião e Lucas Yolanda, pelo compartilhamento de várias horas no laboratório de mecânica dos fluidos da Universidade Federal de Pernambuco.

A todos os meus amigos que em algum ponto de minha jornada me auxiliaram.

À banca presente nessa defesa: Prof. Ramiro Brito Willmersdorf, Prof. Marcus Costa de Araújo e Prof. Gustavo de Novaes Pires Leite.

À UFPE e CAPES (Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal do Ensino Superior) pelo auxílio financeiro e pela base necessária para a concretização deste trabalho.

E a todos que direta ou indiretamente me influenciaram e me deram forças para continuar na pesquisa.

Meus sinceros agradecimentos.

RESUMO

Devido à expansão do mercado de energia eólica e, conseqüentemente, a expectativa de que aerogeradores cada vez mais potentes sejam projetados ao longo dos próximos anos, estudos mais detalhados com relação ao projeto destas máquinas precisam ser elaborados. Atualmente, há projetos de pás de turbinas eólicas com até 107 metros de comprimento, visando ter uma maior área de rotor – viabilizando uma maior área de extração de energia. Contudo, apenas aumentar o tamanho das pás não se torna uma ferramenta viável, pois gera custos adicionais com materiais e mais cargas dinâmicas. É preciso se aprimorar cada vez mais nos métodos de controle e na aerodinâmica das pás. O estudo da aerodinâmica das pás começa com um adequado projeto dos aerofólios. Este trabalho apresenta uma análise da aplicação dos modelos de turbulência para simulação em dinâmica dos fluidos computacional de perfis aerodinâmicos presentes em pás de aerogeradores. O software comercial FLUENT Ansys® foi utilizado para simular um escoamento incompressível sob regime permanente sobre três aerofólios NREL, projetados para serem utilizados em pás de turbinas eólicas. Cinco diferentes ângulos de ataque foram utilizados, visando simular o escoamento até a região de pós-estol. Os domínios computacionais são discretizados por malhas não estruturadas. As simulações foram conduzidas para dois modelos de turbulência, o Spalart-Allmaras e o $k-\omega$ /SST (*Shear Stress Transport*). Os resultados obtidos – os coeficientes de arrasto e sustentação – são comparados com resultados experimentais disponíveis na literatura. É utilizada a Raiz do Erro Quadrático Médio para verificar qual modelo apresentou melhor acurácia. É mostrado que o modelo Spalart-Allmaras apresentou melhores resultados para ângulos de ataque de até 10 graus, e obteve os menores erros para o coeficiente de arrasto, enquanto que o $k-\omega$ /SST apresentou os melhores resultados globais, quando se avalia toda a faixa de ângulos simulados, e apresentou melhores os resultados para ângulos de ataque acima de 10 graus, para o coeficiente de sustentação.

Palavras-chave: Aerogeradores. Dinâmica dos fluidos computacional. Modelos de turbulência. Spalart-Allmaras. $k-\omega$ /SST.

ABSTRACT

Due to the expansion of the wind energy market and, consequently, the prospect of the increasingly powerful wind turbines in the next few years, more detailed studies about the design of these wind turbines needs to be developed. Nowadays, there are wind turbine blade designs up to 107 meters long, aiming to have a larger rotor area - enabling a larger area of energy extraction. However, only increase the size of the blade does not become a viable too, since generates additional costs of materials and more dynamic loads. It is required improvement more in control methods and blades aerodynamics. The study of blade aerodynamics start with a suitable design of the airfoils. This work introduce an analysis of turbulence models application for simulation in computational fluid dynamics of aerodynamic profiles present in wind turbine blades. The comercial software Ansys FLUENT was used to simulate an incompressible steady flow on three NREL airfoils, designed to be used in wind turbine blades. Five different angles of attack were used in order to simulate the flow until post-stol region. Computational domains are discretized by unstructured meshes. The simulations were conducted for two turbulence models, Spalart-Allmaras and $k-\omega$ /SST (Shear Stress Transport). The simulation results - the drag and lift coefficients - are compared with experimental data available in the literature. The Root Mean Square Error is used to verify which model have best accuracy. It is shown that the Spalart-Allmaras model presented better results for angles of attack until 10 degrees, and obtained the lowest erros for the drag coeficiente, while $k-\omega$ /SST demonstrated best overall results, when evaluating the entire range of simulated angles, and presented better results for angles of attack above 10 degrees, for the lift coeficiente.

Keywords: Wind turbines. Computational fluid dynamics. Turbulence models. Spalart-Allmaras. $k-\omega$ /SST.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1	Massa de ar indo de encontro a uma turbina eólica.....	30
Figura 2	(a) Movimento suave de elementos de fluido em um fluxo laminar. (b) Movimento tortuoso e irregular de elementos de fluido em um fluxo turbulento.....	31
Figura 3	Vista de um aerofólio em um rotor de turbina eólica.....	35
Figura 4	Partes de um aerofólio.....	35
Figura 5	Tubo de corrente com conservação de massa.....	39
Figura 6	Tubo de corrente sobre um aerofólio.....	40
Figura 7	Diagrama de forças para a equação de momento.....	41
Figura 8	Dois pontos em locais diferentes ao longo de uma linha de corrente.....	42
Figura 9	Comparação entre fluxo ideal sem fricção (invíscido) e fluxo real com os efeitos da fricção através de uma esfera. A letra D representa o sentido da força de arrasto.....	44
Figura 10	Fluxo real - há fricção. A espessura da camada limite é destacada significativamente para fins de clareza, a sua espessura é dada por δ	44
Figura 11	Perfil de velocidade através de uma camada limite.....	45
Figura 12	Perfis de velocidade para camadas limite laminar e turbulenta.....	46
Figura 13	Fluxo sobre uma placa plana.....	47
Figura 14	Distribuição de pressão sobre a superfície superior em um aerofólio para o caso de fluxo "colado".....	48
Figura 15	Distribuição de pressão sobre a superfície superior em um aerofólio para o caso de fluxo separado.....	50
Figura 16	Comparação qualitativa da distribuição de pressão, sustentação e arrasto para fluxos "colados" e separados. L representa a força de sustentação e D a de arrasto.....	51
Figura 17	Força resultante, R, e suas componentes de Sustentação, FL , e Arrasto, FD , além do ângulo de ataque, α , e vento relativo, V_∞	52

Figura 18	Medição típica da velocidade de um ponto em um fluxo turbulento.....	56
Figura 19	Cascata de Energia.....	57
Figura 20	Espectro de energia para um fluxo turbulento. Escala log-log.	62
Quadro 1	Regiões de camadas de parede e suas propriedades.....	65
Figura 21	Representação das três subcamadas em um fluxo sobre uma superfície plana.....	66
Figura 22	Exemplo de malha grosseira para solução das regiões de escoamentos turbulentos através das leis de parede.....	67
Figura 23	Exemplo de malha refinada para solução das regiões de escoamentos turbulentos próximas a parede sem o uso das leis de parede.....	67
Figura 24	Metodologias de solução para escoamentos turbulentos.....	71
Figura 25	Modelos RANS utilizados no ANSYS.....	78
Figura 26	Fluxograma utilizado.....	92
Figura 27	Perfis dos aerofólios utilizados.....	93
Figura 28	Tipos de domínio computacional. (a) Malha-O. (b) Malha-C...	94
Figura 29	Domínio Computacional.....	95
Figura 30	Condições de contorno utilizadas no FLUENT.....	96
Figura 31	Malha do domínio computacional do aerofólio S814.....	98
Figura 32	Refinamento da malha próximo ao aerofólio e na região de esteira.....	98
Figura 33	Malha na fronteira do aerofólio.....	99
Figura 34	Curva do coeficiente de sustentação dos modelos k- ω /SST e S-A comparados com os dados experimentais, chamados de R-809.....	109
Figura 35	Curva do coeficiente de arrasto dos modelos k- ω /SST e S-A comparados com os dados experimentais, chamados de R-809.....	110
Figura 36	Erro percentual do c_l comparado aos dados experimentais...	111
Figura 37	Erro percentual do c_d comparado aos dados experimentais..	111
Figura 38	Distribuição de pressão sobre o S809 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulos de ataque de 0 e 5 graus.....	112

Figura 39	Distribuição de pressão sobre o S809 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulos de ataque de 10 e 15 graus.....	113
Figura 40	Distribuição de pressão sobre o S809 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulos de ataque de 20 graus.....	113
Figura 41	Distribuição de velocidade sobre o S809 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulos de ataque de 0 e 5 graus.....	113
Figura 42	Distribuição de velocidade sobre o S809 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulos de ataque de 10 e 15 graus.....	114
Figura 43	Distribuição de velocidade sobre o S809 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulo de ataque de 20 graus.....	114
Figura 44	Distribuição de pressão sobre o S809 utilizando o k- ω /SST. Ângulos de ataque de 0 e 5 graus.....	114
Figura 45	Distribuição de pressão sobre o S809 utilizando o k- ω /SST. Ângulos de ataque de 10 e 15 graus.....	115
Figura 46	Distribuição de pressão sobre o S809 utilizando o k- ω /SST. Ângulo de ataque de 20 graus.....	115
Figura 47	Distribuição de velocidade sobre o S809 utilizando o k- ω /SST. Ângulos de ataque de 0 e 5 graus.....	115
Figura 48	Distribuição de velocidade sobre o S809 utilizando o k- ω /SST. Ângulos de ataque de 10 e 15 graus.....	116
Figura 49	Distribuição de velocidade sobre o S809 utilizando o k- ω /SST. Ângulo de ataque de 20 graus.....	116
Figura 50	Curva do coeficiente de sustentação dos modelos k- ω /SST e S-A comparados com os dados experimentais, chamados de R-810.....	119
Figura 51	Curva do coeficiente de arrasto dos modelos k- ω /SST e S-A comparados com os dados experimentais, chamados de R-810.....	119
Figura 52	Erro percentual do c_l comparado aos dados experimentais....	120
Figura 53	Erro percentual do c_d comparado aos dados experimentais....	121
Figura 54	Distribuição de pressão sobre o S810 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulos de ataque de 0 e 5 graus.....	122

Figura 55	Distribuição de pressão sobre o S810 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulos de ataque de 10 e 15 graus.....	122
Figura 56	Distribuição de pressão sobre o S810 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulo de ataque de 20 graus.....	122
Figura 57	Distribuição de velocidade sobre o S810 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulos de ataque de 0 e 5 graus.....	123
Figura 58	Distribuição de velocidade sobre o S810 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulos de ataque de 10 e 15 graus.....	123
Figura 59	Distribuição de velocidade sobre o S810 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulo de ataque de 20 graus.....	123
Figura 60	Distribuição de pressão sobre o S810 utilizando o k- ω /SST. Ângulos de ataque de 0 e 5 graus.....	124
Figura 61	Distribuição de pressão sobre o S810 utilizando o k- ω /SST. Ângulos de ataque de 10 e 15 graus.....	124
Figura 62	Distribuição de pressão sobre o S810 utilizando o k- ω /SST. Ângulo de ataque de 20 graus.....	124
Figura 63	Distribuição de velocidade sobre o S810 utilizando o k- ω /SST. Ângulos de ataque de 0 e 5 graus.....	125
Figura 64	Distribuição de velocidade sobre o S810 utilizando o k- ω /SST. Ângulos de ataque de 10 e 15 graus.....	125
Figura 65	Distribuição de velocidade sobre o S810 utilizando o k- ω /SST. Ângulo de ataque de 20 graus.....	125
Figura 66	Curva do coeficiente de sustentação dos modelos k- ω /SST e S-A comparados com os dados experimentais, chamados de J-S814.....	127
Figura 67	Curva do coeficiente de arrasto dos modelos k- ω /SST e S-A comparados com os dados experimentais, chamados de J-S814.....	127
Figura 68	Erro percentual do c_l comparado aos dados experimentais....	128
Figura 69	Erro percentual do c_d comparado aos dados experimentais...	129
Figura 70	Distribuição de pressão sobre o S814 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulos de ataque de 0 e 5 graus.....	130

Figura 71	Distribuição de pressão sobre o S814 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulos de ataque de 10 e 15 graus.....	130
Figura 72	Distribuição de pressão sobre o S814 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulo de ataque de 20 graus.....	130
Figura 73	Distribuição de velocidade sobre o S814 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulos de ataque de 0 e 5 graus.....	131
Figura 74	Distribuição de velocidade sobre o S814 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulos de ataque de 10 e 15 graus.....	131
Figura 75	Distribuição de velocidade sobre o S814 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulo de ataque de 20 graus.....	131
Figura 76	Distribuição de pressão sobre o S814 utilizando o k- ω /SST. Ângulos de ataque de 0 e 5 graus.....	132
Figura 77	Distribuição de pressão sobre o S814 utilizando o k- ω /SST. Ângulos de ataque de 10 e 15 graus.....	132
Figura 78	Distribuição de pressão sobre o S814 utilizando o k- ω /SST. Ângulo de ataque de 20 graus.....	132
Figura 79	Distribuição de velocidade sobre o S814 utilizando o k- ω /SST. Ângulos de ataque de 0 e 5 graus.....	133
Figura 80	Distribuição de velocidade sobre o S814 utilizando o k- ω /SST. Ângulos de ataque de 10 e 15 graus.....	133
Figura 81	Distribuição de velocidade sobre o S814 utilizando o k- ω /SST. Ângulo de ataque de 20 graus.....	133

LISTA DE TABELAS

Tabela 1	Número de elementos e nós por perfil utilizado.....	99
Tabela 2	Dados experimentais para o aerofólio S809.....	104
Tabela 3	Dados experimentais para o aerofólio S810.....	104
Tabela 4	Dados experimentais para o aerofólio S814.....	105
Tabela 5	Resultados e erros para o aerofólio S809 utilizando a Malha 1. Elementos: 363.384, nós: 364.238.....	105
Tabela 6	Resultados e erros para o aerofólio S810 utilizando a Malha 1. Elementos: 360.247, nós: 361.049.....	106
Tabela 7	Resultados e erros para o aerofólio S814 utilizando a Malha 1. Elementos: 359.775, nós: 360.612.....	106
Tabela 8	Resultados e erros para o aerofólio S809 utilizando a Malha 2. Elementos: 444.974, nós: 445.006.....	107
Tabela 9	Resultados e erros para o aerofólio S810 utilizando a Malha 2. Elementos: 424.548, nós: 424.981.....	107
Tabela 10	Resultados e erros para o aerofólio S814 utilizando a Malha 2. Elementos: 451.367, nós: 451.540.....	108
Tabela 11	Valores da RMSE para o aerofólio S809.....	112
Tabela 12	Tempo computacional para simular o aerofólio S809.....	118
Tabela 13	Valores da RMSE para o aerofólio S810.....	121
Tabela 14	Tempo computacional para simular o aerofólio S810.....	126
Tabela 15	Valores da RMSE para o aerofólio S814.....	129
Tabela 16	Tempo computacional para simular o aerofólio S814.....	134

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

CFD	Computational Fluid Dynamics
DNS	Direct Numerical Simulation
EWT	Enhanced Wall Treatment
LES	Large Eddy Simulation
LSB	Laminar Separation Bubbles
MEF	Método dos Elementos Finitos
MDF	Método das Diferenças Finitas
MVF	Método dos Volumes Finitos
NACA	National Advisory Committee for Aeronautics
NREL	National Renewable Energy Laboratory
PISO	Pressure-Implicit with Splitting of Operators
PRESTO!	Pressure Staggering Option
QUICK	Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics
RANS	Reynolds Avaraged Navier Stokes
RMS	Root Mean Square
RMSE	Root Mean Square Error
S-A	Modelo de Turbulência Spalart-Allmaras
SIMPLE	Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations
SIMPLEC	Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations-Consistent
SST	Shear Stress Transport

LISTA DE SÍMBOLOS

Letras maiúsculas

A	Área da secção transversal
C_K	Constante de Kolmogorov
$C_\mu, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}$	Constantes do modelo k- ε
C_{b1}, C_{b2}, C_{v1}	Constantes do modelo Spalart-Allmaras
C_{w2}, C_{w3}	Constantes do modelo Spalart-Allmaras
F_D	Força de arrasto
F_L	Força de Sustentação
L	Comprimento característico
N_M	Número de Mach
M	Momento de torção
Re	Número de Reynolds
S	Norma do Tensor taxa de deformação
S_{ij}	Tensor taxa de deformação médio
\tilde{S}	Vorticidade média local
T_i	Intensidade de turbulência
U	Velocidade do fluxo não perturbada
U_{rel}	Velocidade relativa do vento
U_{ref}	Velocidade média de referência
V	Velocidade do escoamento

Letras minúsculas

a	Aceleração
c	Corda do aerofólio
c_e	Celeridade
c_l	Coefficiente de Sustentação

c_d	Coeficiente de Arrasto
c_m	Coeficiente de momento
c_p	Coeficiente de pressão
d	Distância da parede
g	Aceleração gravitacional
k	Energia cinética turbulenta
ℓ	Escala de comprimento integral
m	Massa
\dot{m}	Fluxo de massa
p	Pressão
\bar{p}	Pressão média em um escoamento turbulento
p_{ef}	Pressão efetiva
s_{ij}	Tensor taxa de deformação
t	Tempo
t_{ij}	Tensor das tensões viscosa
u	Componente de velocidade na direção x
\bar{u}_i	Velocidade média em escoamento turbulento em direção genérica i
u'_i	Componente da flutuação da velocidade em escoamento turbulento em direção genérica i
u_τ	Velocidade de atrito
v	Componente de velocidade na direção y
ν	Escala única de velocidade de Kolmogorov
w	Componente de velocidade na direção z
y	Distância à parede mais próxima
y^+	Unidade de parede

Letras gregas maiúsculas

Π_{ij}	Tensor de tensões
Ω_{ij}	Tensor rotação média

Letras gregas minúsculas

α	Constante do novo modelo k- ω
a_1	Constante do modelo k- ω SST
β, β^*	Constantes do modelo k- ω
β_0	Constante do novo modelo k- ω
β_2	Constante do modelo k- ω SST
γ	Constante do modelo k- ω
γ_2	Constante do modelo k- ω SST
δ	Espessura da camada limite
δ_ν	Escala de comprimento viscoso
δ_{ij}	Delta de Kronecker
ε	Taxa de dissipação da energia cinética turbulenta
η	Escala única de comprimento de Kolmogorov
κ	Constante de von Kármán
κ_λ	Número de onda
λ	Comprimento de onda
μ	Viscosidade absoluta
μ_t	Viscosidade turbulenta
ν	Viscosidade cinemática
ν_t	Viscosidade cinemática turbulenta
$\tilde{\nu}$	Viscosidade turbulenta modificada
ν_{ef}	Viscosidade efetiva
ν_t	Viscosidade cinemática turbulenta
ρ	Massa específica
σ, σ^*	Constantes do modelo k- ω
$\sigma_\varepsilon, \sigma_\kappa$	Constantes do modelo k- ε
$\sigma_{\omega 2}$	Constante do modelo k- ω SST
σ_1^*	Constante do novo modelo k- ω
σ_d	Coefficiente de difusão cruzada

σ_v	Constante do modelo Spalart-Allmaras
τ	Escala única de tempo de Kolmogorov
τ_w	Tensão de cisalhamento na parede
τ_{ij}	Tensor de Reynolds
τ_{yx}	Tensão de cisalhamento
φ / ψ	Propriedade genérica de um escoamento
$\bar{\varphi} / \bar{\psi}$	Valor médio de uma propriedade genérica em um escoamento turbulento
φ' / ψ'	Componente da flutuação de uma propriedade genérica em um escoamento turbulento
ω	Taxa de dissipação específica/Frequência turbulenta

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO.....	21
1.1	OBJETIVO GERAL.....	23
1.1.1	Objetivos específicos.....	23
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	25
3	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA.....	29
3.1	O VENTO E SEUS EFEITOS.....	29
3.2	TIPOS DE ESCOAMENTO.....	30
3.3	NÚMEROS ADIMENSIONAIS IMPORTANTES.....	32
3.4	AEROFÓLIOS.....	34
3.4.1	Principais famílias de aerofólios.....	36
3.4.1.1	Família de aerofólios NREL.....	36
3.4.1.2	Família de aerofólios Risø.....	36
3.4.1.3	Família de aerofólios Delft (DU)	36
3.4.1.4	Famílias de aerofólios NACA.....	37
3.5	FUNDAMENTOS DE AERODINÂMICA.....	38
3.5.1	Equações governantes.....	38
3.5.1.1	Equação da continuidade.....	38
3.5.1.2	Equação de momento.....	40
3.5.2	Escoamento viscoso.....	43
3.5.2.1	Transição entre escoamentos.....	47
3.5.2.2	Separação de fluxo.....	47
3.5.3	Coeficientes de sustentação, arrasto, momento e pressão.....	51
3.6	TURBULÊNCIA.....	54
3.6.1	Descritores de um escoamento turbulento.....	58
3.6.2	Escalas de turbulência.....	60
3.6.3	A lei de parede.....	62
3.6.4	Breve histórico sobre modelagem de turbulência.....	68
3.6.5	Modelagem de turbulência.....	70
3.6.5.1	Modelos RANS.....	72
3.6.5.1.1	<i>Viscosidade turbulenta.....</i>	<i>76</i>
3.6.5.1.2	<i>Equação modelada da energia turbulenta.....</i>	<i>78</i>

3.6.5.1.3	<i>Modelo de duas equações $k-\epsilon$ padrão.....</i>	79
3.6.5.1.4	<i>Modelo de duas equações $k-\omega$ padrão.....</i>	81
3.6.5.1.5	<i>Modelo de duas equações $k-\omega$/SST.....</i>	83
3.6.5.1.6	<i>Novo modelo de duas equações $k-\omega$ padrão.....</i>	86
3.6.5.1.7	<i>Modelo de uma equação Spalart-Allmaras.....</i>	88
3.7	INTRODUÇÃO A DINÂMICA DOS FLUIDOS COMPUTACIONAL..	90
4	METODOLOGIA.....	92
4.1	DOMÍNIO COMPUTACIONAL.....	94
4.2	CONDIÇÕES DE CONTORNO.....	95
4.3	MALHA COMPUTACIONAL.....	97
4.4	MÉTODOS DE SOLUÇÃO.....	99
4.4.1	Discretização espacial.....	101
4.4.2	Modelo Spalart-Allmaras.....	102
4.4.3	Modelo $k-\omega$/SST.....	103
4.5	PROCEDIMENTO PARA ANÁLISE DOS RESULTADOS.....	103
5	RESULTADOS.....	104
5.1	RESULTADOS NUMÉRICOS.....	104
5.2	NREL S809.....	108
5.3	NREL S810.....	118
5.4	NREL S814.....	126
5.5	DISCUSSÕES.....	134
6	CONCLUSÕES.....	137
	REFERÊNCIAS.....	139
	ANEXO A – COORDENADAS DOS AEROFÓLIOS.....	151

1 INTRODUÇÃO

As formas de obtenção de energia vêm evoluindo progressivamente desde a primeira revolução industrial até os dias atuais. Com essa evolução, também cresceram a população global e a sua demanda por energia. O petróleo, que é uma das principais fontes de energia utilizada no mundo, sempre sofreu fortes oscilações em seu preço, muito devido a conflitos armados e instabilidades políticas nas regiões de maior produção. Essas fortes oscilações são um grande motor para o investimento em fontes alternativas de energia elétrica. Uma importante fonte alternativa, a Nuclear, vem sofrendo com a desconfiança, principalmente após o acidente em Fukushima, no Japão, em 2011. A Alemanha, por exemplo, pretende fazer o desligamento de suas usinas nucleares até 2022 (EXAME, 2016). Por fim, com as recentes mudanças climáticas e com a assinatura do Acordo de Paris pelos principais blocos de países, visando reduzir a emissão de gases do efeito estufa, em 2015, as fontes de energia renováveis, como a eólica e a solar, vêm crescendo consideravelmente nos últimos anos.

Muitos países têm procurado expandir suas matrizes energéticas, principalmente através das fontes renováveis, como é o caso da China, que cresceu na última década 3.187,7% em potência eólica instalada, saindo de 5,91 GW em 2007 para 188,392 GW em 2017, com previsão de ultrapassar a marca dos 200 GW em 2018 (GLOBAL WIND REPORT, 2018). Outros países também estão buscando aumentar a sua capacidade instalada em energia eólica, o grupo formado por Grã-Bretanha, Holanda, Alemanha, Noruega, Dinamarca e Bélgica, apresentou um projeto grandioso para o setor, que promete construir o maior parque eólico do mundo, situado em um banco de areia no meio do mar do Norte. O projeto prevê a construção de uma ilha artificial, orçada em 1,75 bilhão de dólares, com cerca de 6 quilômetros quadrados, para dar suporte ao parque offshore que será construído ao redor dela. É previsto que o parque forneça energia renovável suficiente para a demanda de 80 milhões de pessoas com previsão para entrar em funcionamento em 2027 (DAILYMAIL, 2018).

O Brasil não fica para trás no mercado de energia eólica, sendo um importante *player*, encontrando-se como oitavo colocado no ranking de capacidade acumulada para o ano de 2017 (GLOBAL WIND REPORT, 2018). Atualmente a energia eólica representa 8,3% da matriz energética nacional (EMPRESA BRASIL DE COMUNICAÇÃO, 2018). Porém este número deve se manter estável até 2021, devido aos quase 2 anos sem que houvesse nenhum leilão de energia nova, entre o ano de 2016 e 2017 (GLOBAL WIND REPORT, 2018).

Os fabricantes de turbinas eólicas já começaram a conceber projetos cuja potência ultrapasse os 10 MW, para turbinas offshore, como é o caso da Haliade-X 12 MW da GE, com previsão para iniciar suas operações em 2021 (GENERAL ELETRIC, 2018). O Global Wind Report (2018) estima que na próxima década projetos de turbinas com mais de 20 MW já devem começar a ser concebidos.

Como é notório, o mercado de energia eólica segue em constante desenvolvimento, e o setor offshore, que demanda os maiores projetos, apresentou no ano de 2017, de acordo com o Global Wind Report (2018), um ano recorde com 4.334 GW de instalações, representando um crescimento de 87% em relação ao ano de 2016. Esse crescimento impulsiona a concepção de novos projetos, assim como o desenvolvimento de conhecimento e de ferramentas computacionais para simulação.

Contudo, o crescimento das potências produzidas não deve acompanhar o crescimento das turbinas eólicas, visto que estas apresentam limitações com relação ao seu tamanho. Apenas aumentar o tamanho de uma pá, além de ser mais custoso financeiramente, também aumenta as cargas sofridas pelo aerogerador. A turbina Haliade-X, de 12 MW, por exemplo, apresenta pás com 107 metros de comprimento e um rotor posicionado há 220 metros de altura (GENERAL ELETRIC, 2018). Caso as estimativas da Global Wind Report se concretizem, e na próxima década tenhamos projetos de turbinas com mais de 20 MW, estas devem ser maiores que que Haliade-X, porém não tão maiores. Conseqüentemente, estudos mais aprofundados na aerodinâmica terão que ser efetuados, visando melhorar o desempenho das pás, fazendo com que estas capturem mais energia para uma mesma área de rotor.

O projeto de uma pá eólica começa pela adequada escolha de seus aerofólios, que precisam ser amplamente estudados. Testes experimentais – em tuneis de vento - são complexos e caros, além de consumir um tempo considerável do projetista. É nesse contexto que as simulações computacionais vêm ganhando cada vez mais espaço no meio acadêmico e na indústria. As simulações de escoamentos fluidos sobre aerofólios são feitas através da Dinâmica dos Fluidos Computacional (em inglês: *Computational Fluid Dynamics* – CFD).

Devido à expectativa de crescente demanda nos projetos de novas turbinas eólicas, é necessário que cada vez mais conhecimento técnico seja disseminado, e um ótimo projeto começa com a escolha certa dos aerofólios que irão compor a pá de uma turbina eólica, assim como a escolha das ferramentas certas para simulação destes. Este trabalho visa fornecer ao leitor uma adequada introdução à simulação de aerofólios utilizando a dinâmica de fluidos computacionais, servindo assim como um guia para a escolha correta dos modelos de turbulência que serão empregados, bem como os métodos de solução.

1.1 OBJETIVO GERAL

Esta dissertação tem como principal objetivo avaliar os efeitos dos diferentes modelos de turbulência na estimativa dos coeficientes de sustentação, c_l , e arrasto, c_d , originados da interação fluido-aerofólio, para simulação de escoamentos sobre aerofólios 2D através da ferramenta de dinâmica de fluidos computacional Fluent do ANSYS, visando determinar o mais adequado para aplicações em energia eólica.

1.1.1 Objetivos específicos

Os objetivos específicos deste trabalho são:

- a. Avaliar e determinar quais modelos de turbulência são os mais precisos para a simulação de escoamento incompressível sobre um aerofólio;
- b. Investigar até quais pontos os modelos selecionados são confiáveis e de quais parâmetros eles são dependentes; obtenção dos coeficientes de

sustentação e arrasto, variando o ângulo de ataque dos aerofólios até o mesmo chegar na região de estol; e

- c. Validar os resultados através de experimentos práticos já realizados e expostos na literatura.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Beck (2010) fez uma análise metodológica de simulações de escoamentos turbulentos sobre seções de perfis aerodinâmicos. O seu trabalho utilizou o aerofólio NACA 0012 o OAT15A, onde foram simulados regimes permanentes de escoamentos turbulentos incompressíveis e compressíveis. Foram utilizados nas simulações os modelos $k-\omega$ /SST e o Spallart-Allmaras. O foco do trabalho foi a indústria aeronáutica.

Com relação a utilização dos modelos de turbulência para análise de perfis aerodinâmicos utilizados em pás de turbinas eólicas, Douvi *et al.* (2012) avaliou três modelos de turbulência – Spalart-Allmaras, Realizable $k-\epsilon$ e $k-\omega$ /SST – para simulação do fluxo em um aerofólio NACA 0012 com diversos ângulos de ataque, utilizando a ferramenta CFD, chegando à conclusão de que o modelo $k-\omega$ /SST é o mais apropriado.

Douvi e Margaris (2012) utilizaram a ferramenta CFD para fazer uma análise comparativa entre as características aerodinâmicas dos aerofólios S809 e NACA 0012. Ambos os aerofólios foram simulados para vários ângulos de ataque para dois números de Reynolds. Os resultados numéricos foram comparados a dados experimentais. Foram utilizados os modelos de turbulência Spalart-Allmaras, Realizable $k-\epsilon$ e $k-\omega$ /SST. É mostrado que o modelo $k-\omega$ /SST apresenta resultados melhores que os outros dois, e também, conclui-se, que o perfil S809 apresenta melhores características aerodinâmicas que o NACA 0012. Também é mostrado que os coeficientes de arrasto previstos foram maiores que os observados experimentalmente.

Bellur (2013) apresentou um trabalho cujo objetivo foi revisar as diferenças técnicas nos modelos de turbulência para as equações de Navier-Stokes com médias de Reynolds (RANS), simulações de grandes escalas (LES) e simulações numéricas diretas (DNS) disponíveis à época e fazer uma comparação crítica entre estes.

Crivellini e D'Alessandro (2014) utilizou o modelo Spalart-Allmaras para simular a bolha de separação linear (acrônimo em inglês LSB), que é um fenômeno de grande

interesse para a eólica, caracterizado por um baixo número de Reynolds. Foi mostrado que o modelo Spalart-Allmaras foi empregado com sucesso. Pellerin *et al.* (2015) também aplicou o modelo Spalart-Allmaras, desta vez visando resolver fluxos turbulentos sobre o aerofólio NACA 0012, com base no método de Boltzmann, onde é empregada uma abordagem de refinamento de malha em vários domínios.

Rocha *et al.* (2016) elaborou um estudo de caso sobre a calibração do modelo de turbulência $k-\omega/SST$ para turbinas eólicas de pequeno porte projetadas com aerofólios curvos e simétricos. As simulações foram feitas nas pás, não apenas nos aerofólios e foi utilizado o Software OpenFOAM.

Labozetto (2016) propôs, em sua tese para obtenção do Título de Doutor em Ciências, um modelo Spalart-Allmaras modificado para a escala de comprimento, onde foram feitas simulações em um jato plano livre e incompressível utilizando o modelo Spalart-Allmaras padrão e o modificado. Foi mostrado que o seu modelo modificado apresentou resultados mais satisfatórios para a região de estudo.

D'Alessandro *et al.* (2017) fez uma modelagem numérica de fluxo sobre um aerofólio NACA utilizando um modelo de transição baseado no Spalart-Allmaras, visando reduzir a necessidade de simulação em tuneis de vento, visando reduzir custos. Foi mostrado que modelos de fluxo totalmente turbulento ou totalmente laminar falham na previsão do desempenho aerodinâmico. O modelo Spalart-Allmaras foi utilizado por apresentar um custo computacional menor que o $k-\omega/SST$ e por apresentar ótimos resultados para aplicações de fluxo externo.

Kekina e Suvanjumrat (2017) fizeram um estudo comparativo entre os modelos Spalart-Allmaras, Re-Normalisation Group (RNG) $k-\epsilon$ e $k-\omega/SST$, para um fluxo sobre um aerofólio NACA 0015 utilizando o software OpenFOAM. Foi concluído que na região antes do estol o modelo $k-\omega/SST$ se comportou, no geral, melhor, enquanto que na região pós-estol, o modelo RNG $k-\epsilon$ foi mais eficaz.

Fernandes *et al.* (2017), dando continuidade ao artigo de Melo *et al.* (2013) sobre boas práticas na utilização da CFD, realizaram simulações sobre o aerofólio NREL S814 utilizando os modelos $k-\omega/SST$ e Spalart-Allmaras, demonstrando que o

primeiro apresentava bons resultados para a região perto do estol, elevados ângulos de ataque, enquanto que o segundo obteve resultados melhores para baixos ângulos de ataque.

Roy *et al.* (2017) apresentou um estudo em CFD para o aerofólio S809 bidimensional utilizando cinco modelos de turbulência, $k-\epsilon$, $k-\omega$, $k-\omega/SST$, SST Turbulence e SST gamma theta, cujo objetivo foi avaliar o efeito de estol e pós-estol sobre o aerofólio. Foram identificados grandes desvios com relação aos coeficientes de sustentação e arrasto para as regiões de estol e pós-estol. Os melhores resultados foram encontrados para os modelos $k-\omega/SST$ e SST gamma theta, tendo este último funcionado melhor para a região de pós-estol.

Bartl *et al.* (2018) elaboraram um experimento de referência para modelos CFD utilizando um aerofólio NREL S826 onde foi utilizado o modelo de transição Langtry-Menter $\gamma - Re_\theta$, visando obter os coeficientes de sustentação e arrasto e identificar a região de bolha de separação laminar para um baixo número de Reynolds. Demonstrou-se que o modelo consegue prever bem a localização das bolhas de separação, porém mostrou uma tendência de subestimar o coeficiente de sustentação próximo a região de estol e mostrou consideráveis desvios com relação ao de arrasto.

Sadikin *et al.* (2018) elaborou um estudo comparativo entre os modelos de turbulência Spalart-Allmaras, Realizable $k-\epsilon$ e $k-\omega/SST$ para o estudo das características aerodinâmicas em um perfil NACA 0012. Foi mostrado que os três modelos obtiveram resultados satisfatórios, tendo o Realizable $k-\epsilon$ se destacado mais com relação ao estudo da esteira, enquanto que o $k-\omega/SST$ se mostrou mais preciso para as outras regiões.

Sarmiento *et al.* (2019) apresentou um estudo comparativo entre as ferramentas Ansys e OpenFOAM no estudo dos efeitos de vórtice na ponta de uma pá eólica. A análise foi feita com base em um perfil tridimensional com corda variável utilizando três tipos de perfis aerodinâmicos, S809, S810 e S811. Uma simulação para cada perfil, em cada software, foi elaborada utilizando-se o modelo de turbulência $k-\epsilon$ – que é mais adequado para o estudo de regiões completamente turbulentas. É mostrado que o Ansys apresenta resultados melhores que o OpenFOAM, porém

conclui-se que a deficiência dos resultados do OpenFOAM não está ligada ao software, e sim a dificuldade de se utilizar o mesmo, tendo em vista que é que ele é baseado em programação C++, o que facilita para o usuário cometer erros.

3 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Neste tópico serão dados os conceitos fundamentais para um bom entendimento dos resultados deste trabalho. Alguns tópicos serão apenas introdutórios, visto que não são o foco desta dissertação.

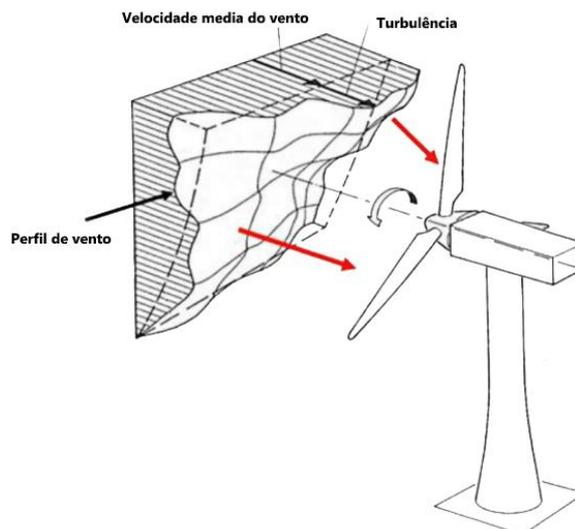
3.1 O VENTO E SEUS EFEITOS

Os ventos são massas de ar em movimento como consequência do aquecimento desigual da superfície terrestre e do movimento de rotação do globo. A energia cinética decorrente dos movimentos de massas de ar é aproveitada pelas turbinas eólicas, sendo assim uma fonte de energia permanente e renovável.

O movimento das massas de ar é inesgotável, porém a sua presença é dispersa e aleatória, movimentando-se de um local para outro com velocidades muito diferentes e frequentemente na forma de rajadas, de modo que atinge uma turbina eólica, por exemplo, em diferentes direções e intensidades.

A turbulência natural gerada por esse processo contribui para as cargas mecânicas atuantes em turbinas eólicas, levando a uma fundada preocupação com a correta simulação dos ventos. A Figura 1 apresenta esquematicamente uma massa de ar (região em hachura) indo de encontro a uma turbina eólica. É interessante observar que há um perfil ideal de vento, apresentado por linhas descontinuas, que difere do real, que é irregular, devido a presença da turbulência.

Figura 1 - Massa de ar indo de encontro a uma turbina eólica.



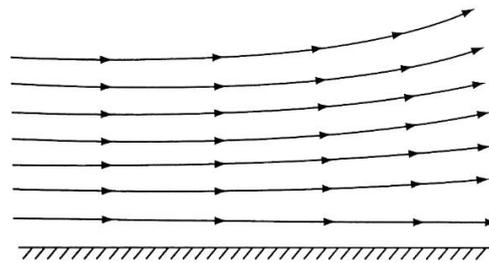
Fonte: HAU, 1988.

3.2 TIPOS DE ESCOAMENTO

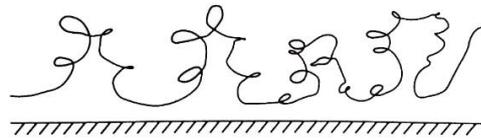
O escoamento de um fluido pode ser classificado de diversas maneiras, o livro *Introdução à Mecânica dos Fluidos* de Fox *et al.* (2018) classifica o escoamento como sendo laminar, ou turbulento, viscosos ou não-viscosos, compressíveis ou incompressíveis e, por fim, internos ou externos. O intuito desta dissertação é trabalhar com os fluxos de ar que atingem as turbinas eólicas, e este tipo de escoamento é caracterizado por ser laminar e turbulento, viscoso e não-viscoso, incompressível e externo.

Um escoamento laminar é aquele em que o fluxo é suave e as camadas adjacentes de fluido deslocam-se umas às outras de forma ordenada, preservando sua característica no meio. O fluxo é estável. Por outro lado, um escoamento turbulento é aquele em que as partículas fluidas misturam-se rapidamente enquanto se movimentam ao longo do escoamento, devido a flutuações aleatórias no campo tridimensional de velocidades. O comportamento do escoamento é aleatório e caótico. O movimento torna-se intrinsecamente irregular, mesmo com condições constantes de contorno impostas. A velocidade e todas as outras propriedades do fluxo variam de maneira aleatória e caótica. (VERSTEEG; MALALASEKERA 2007; FOX *et al.*, 2018). A Figura 2 exemplifica estes dois tipos de escoamento.

Figura 2 - (a) Movimento suave de elementos de fluido em um fluxo laminar. (b) Movimento tortuoso e irregular de elementos de fluido em um fluxo turbulento.



(a) Fluxo laminar



(b) Fluxo turbulento

Fonte: ANDERSON JR., 2015.

O número de Reynolds, que será apresentado no tópico 2.3, é utilizado para indicar se o fluxo é laminar ou turbulento.

Antes de compreender o escoamento viscoso é preciso entender do que se trata a viscosidade. Viscosidade é a propriedade física que caracteriza a resistência de um fluido ao cisalhamento. Ela corresponde ao atrito interno nos fluidos devido às interações intermoleculares, sendo geralmente uma função da temperatura.

De acordo com Fox *et al.* (2018), a lei de Newton da viscosidade para um escoamento unidimensional de um fluido newtoniano¹ – como o ar – é dada por:

$$\tau_{yx} = \mu \frac{du}{dy} \quad (1)$$

onde τ_{yx} é a tensão de cisalhamento, com dimensão $[F/L^2]$, que experimenta uma taxa de deformação du/dy de dimensão $[1/T]$, e μ é a viscosidade absoluta (ou dinâmica) cuja dimensão é $[FT/L^2]$, onde F é uma medida de força, L de comprimento e T de tempo (FOX *et al*, 2018).

¹ Fluidos newtonianos são aqueles em que a tensão de cisalhamento é diretamente proporcional à taxa de deformação.

Escoamento viscoso, então, é aquele que leva em consideração a fricção do fluido com um sólido qualquer pelo qual ele flui. É importante frisar, neste primeiro momento, que o fluxo viscoso (real) apresenta arrasto, enquanto que o não-viscoso é sem fricção. O tópico 2.5.2 aprofundará mais o tema.

O escoamento incompressível considera a variação na massa específica do fluido desprezível. Para os gases, de acordo com Fox *et al.* (2018), uma variação máxima de massa específica inferior a 5% é considerada desprezível. Essa hipótese é importante para o estudo dos ventos que atingem os aerogeradores, e o número adimensional de Mach é um importante parâmetro que ajuda na identificação do escoamento, se este é compressível ou incompressível.

Quando o número de Mach for inferior a 0,3, a variação máxima de massa específica será inferior a 5%. Assim, o escoamento de um gás com esse número de Mach é tratado como incompressível (FOX *et al.*, 2018). Para um Mach de 0,3, tem-se uma velocidade de escoamento de aproximadamente 100 m/s.

Por fim, como o escoamento de ar através de uma turbina eólica se dá ao ar livre, e esta última está imersa no ar, esse escoamento é classificado como externo.

3.3 NÚMEROS ADIMENSIONAIS IMPORTANTES

O número de Mach, N_M , exprime uma relação entre as Forças de Inércia, representadas pela velocidade do escoamento, V , e as Forças Elásticas, representada pela velocidade local do som no ambiente de estudo, também conhecida como celeridade, c_e .

$$N_M = \frac{\text{Forças de Inércia}}{\text{Forças Elásticas}} = \frac{V}{c_e} \quad (2)$$

Para um número de Mach menor que 0,3, onde ocorre a maior parte dos casos de Engenharia Mecânica (FOX *et al.*, 2018), como já mencionado no tópico anterior, os fluxos podem ser considerados incompressíveis. O fluxo pode ser classificado, então, de acordo com o número de Mach, segundo Anderson Jr. (2015), podemos ter:

1. Se $N_M < 1$, o fluxo é subsônico;
2. Se $N_M = 1$, o fluxo é sônico; e
3. Se $N_M > 1$, o fluxo é supersônico.

Outros dois regimes de fluxo costumam ser definidos, o fluxo transônico ($0,8 < N_M < 1,2$) e o fluxo hipersônico, onde $N_M > 5$.

Outro número importante para o estudo deste trabalho é o número de Reynolds, R_e , que exprime uma relação entre as Forças de Inércia e as Forças Viscosa de um fluido:

$$R_e = \frac{\text{Forças de Inércia}}{\text{Forças Viscosas}} = \frac{\rho VL}{\mu} = \frac{VL}{\nu} \quad (3)$$

em que ρ é a massa específica do fluido, V a velocidade, L o comprimento percorrido pelo fluxo, no local de estudo, e μ , como já dito anteriormente, é a viscosidade absoluta. Está pode ser substituída pela viscosidade cinemática, ν , que é dada por μ/ρ .

Caso o número de Reynolds seja demasiadamente grande, os efeitos viscosos serão desprezíveis, pelo menos na maior parte do escoamento; caso seja pequeno, os efeitos viscosos serão dominantes. O número de Reynolds é importante pois com ele é possível estimar se o atrito, ou seja, as Forças de Inércia, serão dominantes ou não.

Para um fluxo em uma tubulação, onde na Equação 3, o comprimento, L , deve ser substituída pelo diâmetro, D , tem-se, de acordo com Fox *et al* (2018) e o *Instant guide to flow profile*, da ABB (2007):

- $R_e < 2.000$, fluxo laminar;
- $2.000 < R_e < 4000$, fluxo de transição;
- $R_e > 4.000$, fluxo turbulento.

Para um escoamento sobre uma superfície, como por exemplo uma placa, Gemba (2007) mostra que:

$R_e < 500.000$, fluxo laminar;

$R_e > 500.000$, fluxo turbulento;

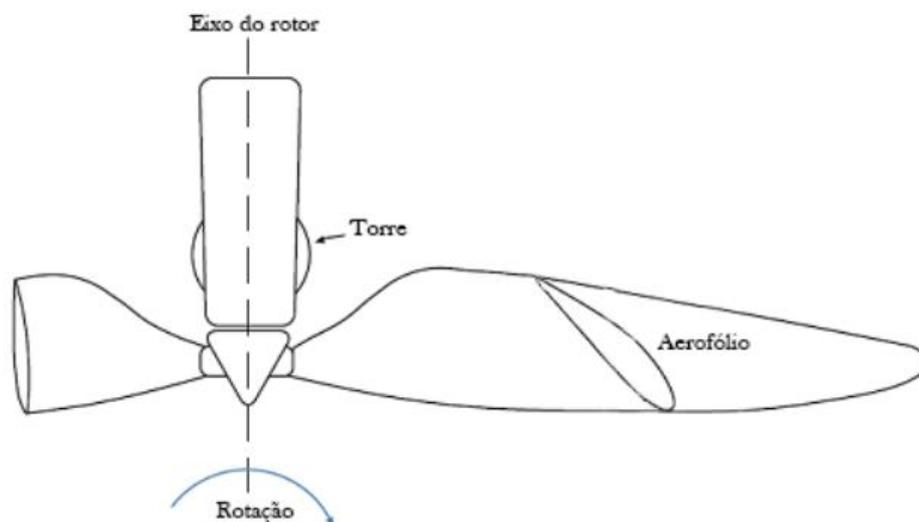
Para o caso de um aerofólio, que é o objetivo de estudo deste trabalho, a hipótese de escoamento sobre uma placa é utilizada, porém ao invés de usar-se o comprimento, usa-se o valor da corda do aerofólio, que é a distância entre o bordo de ataque e o bordo de fuga do mesmo. O conceito de aerofólio será introduzido na próxima seção.

3.4 AEROFÓLIOS

O design aerodinâmico das pás de uma turbina eólica é um dos principais desafios da indústria eólica, tendo um impacto significativo na extração da máxima potência do vento. No início do desenvolvimento da indústria de energia eólica, era prática comum usar famílias de aerofólios existentes, de aeronaves, para projetos de pás eólicas (TIMMER; VON ROOIJ, 2003). Os aerofólios provenientes de aeronaves apresentam uma perda de sustentação (estol) repentino, resultando em perda de potência, também sofriam uma rápida degradação com o aumento da espessura (TANGLER; SOMERS, 1995). O principal requisito em um projeto de aerofólio é que seu design propicie uma alta sustentação em relação ao arrasto. Aumentando-se o coeficiente de sustentação, aumenta-se o empuxo, o que resultaria na redução do coeficiente de arrasto e aumento da eficiência aerodinâmica.

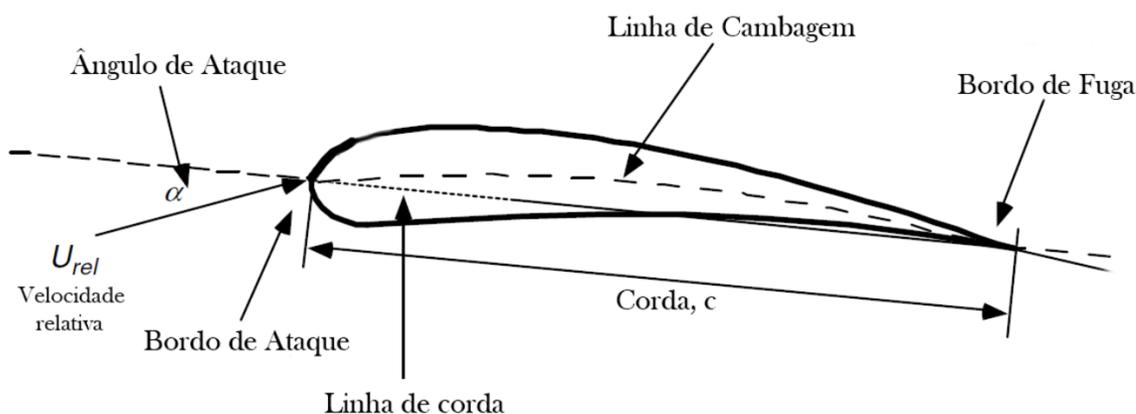
Um aerofólio pode ser dividido em quatro seções: bordo de ataque, bordo de fuga, superfície superior e superfície inferior. A Figura 3 apresenta a vista de um aerofólio em uma pá de turbina eólica enquanto que a Figura 4 apresenta apenas o aerofólio e suas principais nomenclaturas.

Figura 3 - Vista de um aerofólio em um rotor de turbina eólica.



Fonte: PADMAJA; APPALA RAJU, 2013.

Figura 4 - Partes de um aerofólio.



Fonte: MANWELL *et al.*, 2009.

A linha de cambagem é o local de pontos que se encontram a mesma distância das superfícies inferior e superior do aerofólio. Os pontos mais avançados e recuados da linha de cambagem estão nos bordos de ataque (região contra o vento) e bordo de fuga, respectivamente. A linha reta que liga os dois bordos é chamada de linha de corda do aerofólio, e a distância entre o bordo de ataque e o bordo de fuga medida ao longo da linha de corda é a corda, c . O ângulo de ataque, α , é definido como o ângulo entre a velocidade relativa do vento, U_{rel} , e a linha de corda.

3.4.1 Principais famílias de aerofólios

As principais famílias de aerofólios utilizadas em turbinas eólicas serão apresentadas neste tópico.

3.4.1.1 Família de aerofólios NREL

Os aerofólios desenvolvidos pela NREL (Laboratório Nacional de Energias Renováveis dos Estados Unidos), foram projetados com base em um fluxo viscoso bidimensional em torno de um aerofólio qualquer. As turbinas eólicas que utilizam estes tipos de aerofólios proporcionam aumentos significantes na produção de energia devido a menor sensibilidade aos efeitos de rugosidade e melhores relações de sustentação ao arrasto (TANGLER; SOMERS, 1995).

Os aerofólios da NREL apresentam a seguinte nomenclatura: SXXX, em que XXX varia de 801 até 835 (NATIONAL RENEWABLE ENERGY LABORATORY, 2012).

3.4.1.2 Famílias de aerofólios Risø

O desenvolvimento dos aerofólios no laboratório nacional de Risø, Dinamarca, foi iniciado em meados dos anos 90, e apresenta, até o momento, três famílias de aerofólios: Risø-A1, Risø-P e Risø-B1. O código XFOIL foi utilizado no desenvolvimento dos aerofólios, onde cálculos de fluxo puderam ser aplicados durante a otimização (FUGLSANG; BAK, 2004). O XFOIL foi desenvolvido para fluxos com números de Reynolds baixos e é bem adequado para otimização.

3.4.1.3 Famílias de aerofólios Delft (DU)

Esta família de aerofólios foi desenvolvida pela Universidade de Tecnologia de Delft, na Holanda. Sua abordagem de design era manter a insensibilidade da rugosidade superficial e, para ganhar vantagem estrutural, mais ênfase foi dada ao desenvolvimento de aerofólios mais espessos. Os projetos também foram feitos utilizando o código XFOIL (TIMMER; VON ROOIJ, 2003).

Os aerofólios desta família apresentam a denominação DU antes do seu número de série.

3.4.1.4 Famílias de aerofólios NACA

A família de aerofólios NACA foi concebida para a indústria aeronáutica, e teve suas primeiras famílias de aerofólios produzidas nos anos de 1930 (LADSON; BROOKS JR., 1975). A NACA, que em português significa Comitê Nacional para Aconselhamento sobre Aeronáutica, foi a agência espacial norte-americana antecessora da NASA (ROLAND, 1986).

A forma dos aerofólios NACA é descrita usando uma série de dígitos após a palavra NACA. As famílias NACA 44XX, NACA 23XXX, NACA 63XXX e NASA LS são comumente utilizadas em turbinas eólicas de eixo horizontal, apesar de sofrerem notável degradação do desempenho devido aos efeitos de rugosidade resultante da contaminação do bordo de ataque (TANGLER; SOMERS, 1995).

A família de aerofólios NACA 44XX apresenta boas propriedades gerais, apresentando uma boa curva de potência e proporcionando boas características de estol. Porém apresenta um coeficiente de sustentação máximo ligeiramente baixo (SÁNCHEZ, 2013).

Os perfis aerodinâmicos são projetados com o intuito de se obter os melhores coeficientes de sustentação, arrasto, pressão e momento. São ensaiados em tuneis de vento, onde os dados dos coeficientes são extraídos. Há na literatura alguns ensaios de fácil acesso, como por exemplo os trabalhos de Somers (1997, 2005), Bak et al (2000), Somers (1997a, 1997b), Janiszewska et al (1996), Hoffmann et al (1996), Reuss Ramsay et al (1995, 1996) entre outros.

3.5 FUNDAMENTOS DE AERODINÂMICA

Neste tópico serão apresentados os principais fundamentos da aerodinâmica para um escoamento incompressível, externo, laminar e turbulento sobre um aerofólio.

3.5.1 Equações governantes

Com o intuito de aprofundar mais o entendimento sobre o fluxo de vento que passa ao longo de uma turbina eólica e visando enriquecer a interpretação dos resultados obtidos em simulação de CFD, um pouco de aerodinâmica básica será explorada.

3.5.1.1 Equação da continuidade

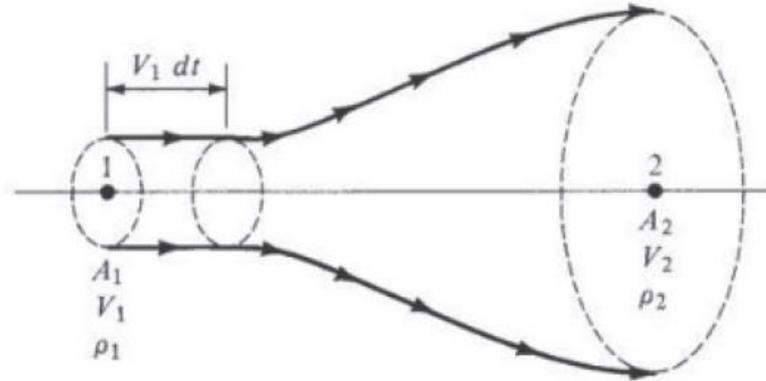
O primeiro princípio físico que deve ser observado é o princípio de conservação da massa, ou seja, a massa do sistema permanece constante. Em outras palavras, a massa não pode ser criada ou destruída².

A Figura 5 apresenta um tubo de corrente. Supondo que o fluxo entre os pontos 1 e 2 seja constante, e que este seja confinado às linhas de corrente³, a massa que flui através da seção transversal no ponto 1 deve ser a mesma massa que flui através da seção transversal no ponto 2.

² Einstein demonstrou, em sua teoria da relatividade geral, através da famosa fórmula $e = mc^2$ que a massa não é de fato conservada em situações nas quais a energia é liberada. Entretanto, é preciso uma liberação enorme de energia, comparada àquelas que ocorrem em reações nucleares (ANDERSON JR., 2015).

³ Em mecânica dos fluidos, as linhas de corrente são aquelas desenhadas no campo de escoamento de forma que, num dado instante, são tangentes à direção do escoamento em cada ponto do campo. Não pode haver fluxo de matéria através delas (FOX *et al.*, 2018).

Figura 5 - Tubo de corrente com conservação de massa.



Fonte: ANDERSON JR., 2015.

Definindo A_1 como a área transversal do tubo de corrente no ponto 1 e V_1 a velocidade do fluxo no mesmo ponto, após um intervalo de tempo dt , os elementos de fluido que estavam no ponto 1 se movem por uma distância $V_1 dt$, como mostrado na Figura 5. No processo, os elementos deslocaram um volume $A_1 V_1 dt$ em direção descendente em relação ao ponto 1. A massa de fluido dm nesse volume é igual à massa específica vezes o volume, ou seja:

$$dm = \rho(A_1 V_1 dt) \quad (4)$$

Define-se aqui, então, o fluxo de massa, \dot{m} , como sendo a massa que cruza uma área de seção transversal A por unidade de tempo.

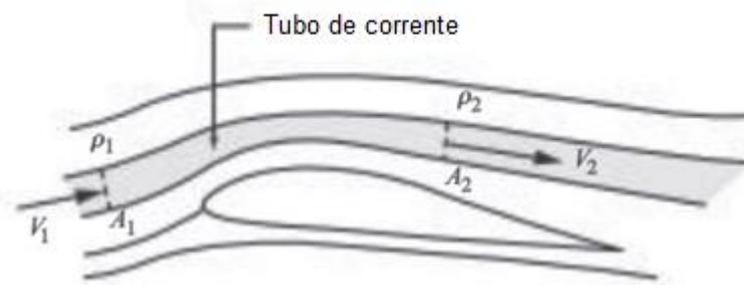
$$\text{Fluxo de massa} = \frac{dm}{dt} \equiv \dot{m} = \rho_1 A_1 V_1 \text{ [kg/s]} \quad (5)$$

Para uma abordagem mais completa desta dedução matemática recomenda-se o livro didático *Introdução à Mecânica dos Fluidos* de Fox et al. (2018).

Supondo agora um novo tubo de corrente, dessa vez sobre um aerofólio, como pode ser visto na Figura 6, já tendo em mente que o fluxo que entra no tubo de corrente é o mesmo que sai, logo, utilizando a Equação 5, tem-se $\dot{m}_1 = \dot{m}_2$, então:

$$\rho_1 A_1 V_1 = \rho_2 A_2 V_2 \quad (6)$$

Figura 6 - Tubo de corrente sobre um aerofólio.



Fonte: ANDERSON JR., 2015.

Sendo a Equação 6 conhecida como equação da continuidade – leva este nome pelo fato de não requerer nenhuma hipótese exceto que a massa específica e a velocidade sejam funções contínuas (WHITE, 2010). Como o escoamento de fluido através de uma turbina eólica é considerado incompressível, tem-se que ρ é constante ao longo de todo o escoamento, assim, tem-se a equação 7 como consequência desta imposição:

$$A_1 V_1 = A_2 V_2 \quad (7)$$

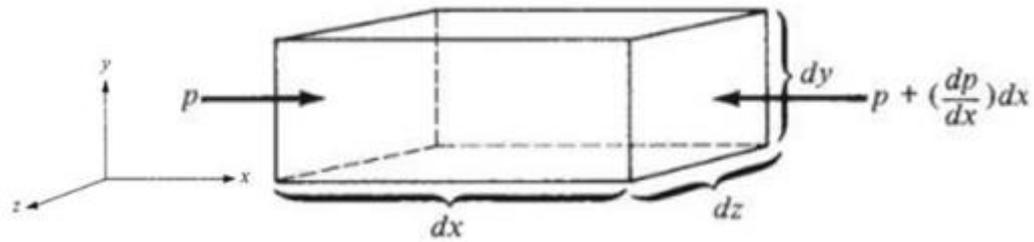
3.5.1.2 Equação de momento

A equação da continuidade, sozinha, não explica a influência que a pressão tem sobre o fluxo. As diferenças de pressão entre um ponto e outro no fluxo criam forças que atuam sobre os elementos de fluido e fazem com que estes se movam, porém, a pressão não é a única força que atua sobre um elemento fluido (ANDERSON JR., 2015).

Considerando o elemento fluido mostrado na Figura 7, a força atuante nele é uma combinação de três fenômenos:

1. Pressão atuando em uma direção normal sobre todas as seis faces do elemento;
2. Tensão de cisalhamento friccional atuando tangencialmente sobre todas as seis faces do elemento; e
3. Gravidade atuando sobre a massa dentro do elemento.

Figura 7 - Diagrama de forças para a equação de momento.



Fonte: ANDERSON JR., 2015 (adaptada).

Visando a simplificação da análise, o fluxo será considerado invíscido, e, a gravidade, por contribuir pouco para a força total, também é desprezada. Pressupondo então que, a única fonte de força sobre o elemento de fluido é a pressão (ANDERSON JR., 2015).

Supondo o elemento de massa movendo-se da esquerda para a direita, no eixo x, através de uma força resultante F , resultado apenas das diferenças de pressão, e que esta atua numa área $dzdy$, tem-se:

$$F = F_{\text{esquerda}} - F_{\text{direita}}$$

em que

$$F_{\text{esquerda}} = p dy dz$$

e

$$F_{\text{direita}} = \left(p + \frac{dp}{dx} dx \right) dy dz$$

logo

$$F = p dy dz - \left(p + \frac{dp}{dx} dx \right) dy dz$$

$$F = -\frac{dp}{dx} (dx dy dz) \quad (8)$$

A Equação 8 dá a força sobre o elemento de fluido devido à pressão.

Ao trabalhar-se mais na Equação 8, mostrando que a massa do elemento de fluido é a massa específica, ρ , multiplicada pelo volume, $dx dy dz$:

$$m = \rho(dx dy dz) \quad (9)$$

Além disso, a aceleração a do elemento de fluido, pela definição de aceleração, pode ser escrita como:

$$a = \frac{dV}{dt} = \frac{dV}{dx} \frac{dx}{dt} = \frac{dV}{dx} V \quad (10)$$

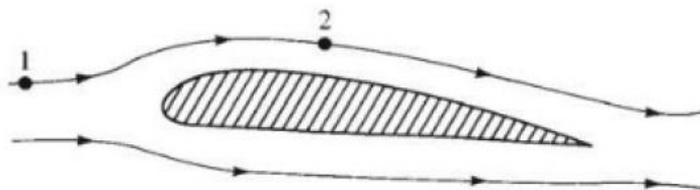
Através da segunda lei de Newton, em que $F = ma$, e substituindo as Equações 8, 9 e 10 na segunda lei, tem-se:

$$\begin{aligned} -\frac{dp}{dx}(dx dy dz) &= \rho(dx dy dz)V \frac{dV}{dx} \\ dp &= -\rho V dV \end{aligned} \quad (11)$$

A Equação 11 é denominada equação de Euler. Ela relaciona a taxa de mudança do momento (quantidade de movimento) com a força; também sendo designada de equação de momento. É preciso levar em conta que a Equação 11 ignora a fricção e a gravidade. Também é levado em consideração que o fluxo é estável.

Ao considerar-se dois pontos, 1 e 2, muito distantes um do outro no fluxo, mas na mesma linha de corrente, como mostrado na Figura 8, pode-se relacionar p_1 e V_1 no ponto 1 com p_2 e V_2 no ponto 2 ao integrar a Equação 11 entre os dois pontos. Essa integração pode ser feita de maneiras diferentes, dependendo de o fluxo ser compressível ou incompressível.

Figura 8 - Dois pontos em locais diferentes ao longo de uma linha de corrente.



Fonte: ANDERSON JR., 2015.

Tem-se então, integrando a Equação 11, para um fluxo incompressível:

$$dp + \rho V dV = 0$$

$$\int_{p_1}^{p_2} dp + \rho \int_{V_1}^{V_2} V dV = 0$$

$$p_2 - p_1 + \rho \left(\frac{V_2^2}{2} - \frac{V_1^2}{2} \right) = 0$$

$$p_2 + \rho \frac{V_2^2}{2} = p_1 + \rho \frac{V_1^2}{2} \quad (12a)$$

$$p + \rho \frac{V^2}{2} = \text{constante ao longo da linha de corrente} \quad (12b)$$

As equações 12a e 12b são chamadas de equação de Bernoulli, e é uma das equações mais fundamentais da mecânica dos fluidos (FOX *et al.*, 2018). É importante destacar novamente todas as hipóteses que levaram a sua dedução:

1. Escoamento em regime permanente;
2. Ausência de atrito;
3. Escoamento ao longo de uma linha de corrente; e
4. Escoamento incompressível.

A equação de Bernoulli ajuda a explicar o efeito de sustentação em um aerofólio, ocasionado por uma diferença de pressões entre a parte inferior do aerofólio e a parte superior. O aerofólio tem uma geometria que favorece altas velocidades de fluxo na parte superior, ocasionando assim baixa pressão, e baixa velocidade na parte inferior, ocasionando alta pressão. Como a pressão na parte inferior é maior, ela empurra o aerofólio para cima, causando assim um efeito de sustentação. Essa força é chamada de força de sustentação.

3.5.2 Escoamento viscoso

A Figura 9 apresenta em sua esquerda o campo de fluxo que existiria caso o escoamento fosse invíscido. Nesse fluxo ideal sem fricção, as linhas de corrente são simétricas e nenhuma força aerodinâmica é exercida sobre a esfera. A distribuição de pressão sobre a superfície dianteira compensa exatamente aquela sobre a superfície traseira, então, não há arrasto.

Figura 9 - Comparação entre fluxo ideal sem fricção (invíscido) e fluxo real com os efeitos da fricção através de uma esfera. A letra D representa o sentido da força de arrasto.

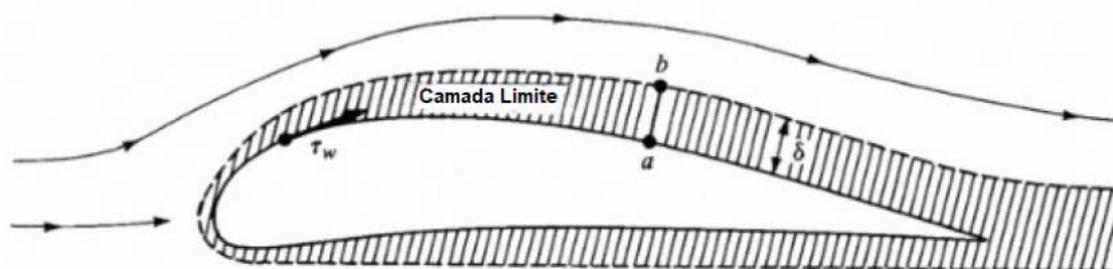


Fonte: ANDERSON JR., 2015.

O fluxo real, mostrado à direita da Figura 9, se separa sobre a superfície traseira da esfera, criando um fluxo desordenado na esteira (quanto maior o número de Reynolds, mais desordenado é o fluxo) e fazendo com que a pressão sobre a superfície traseira seja inferior àquela sobre a dianteira. Assim, uma força de arrasto é exercida sobre a esfera, como mostrado por D na Figura 9. A diferença entre os dois fluxos é causada apenas pela fricção (ANDERSON JR., 2015)

O fluxo na superfície adere a esta devido à fricção entre o fluido e o material sólido, ou seja, na superfície, a velocidade do fluxo é zero e há uma região fina de fluxo retardado na vizinhança próximo a ela. Essa região de fluxo viscoso que é retardado devido à fricção na superfície é chamada de camada limite. A borda interna da camada limite é a superfície sólida, representada pelo ponto a na Figura 10, onde $V = 0$. A borda externa da camada limite é dada pelo ponto b , onde a velocidade do fluxo é V_2 .

Figura 10 - Fluxo real - há fricção. A espessura da camada limite é destacada significativamente para fins de clareza, a sua espessura é dada por δ .



Fonte: ANDERSON JR., 2015.

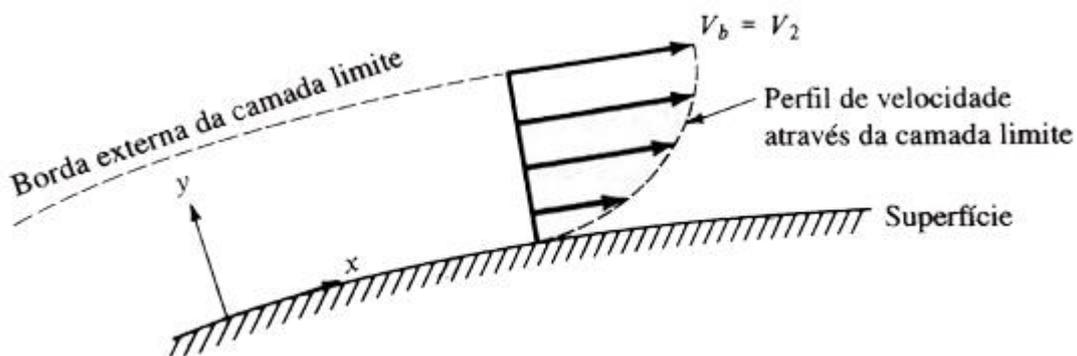
As propriedades do fluxo na borda externa da camada limite podem ser calculadas a partir de uma análise de fluxo sem fricção, similar ao fluxo da Figura 8; o campo de fluxo pode ser dividido em duas regiões, uma na qual a fricção é importante (na camada limite próxima à superfície) e outra de fluxo sem fricção, fora da camada limite (ANDERSON JR., 2015).

Outra consideração importante a ser feita é que a pressão estática no ponto a é igual a do ponto b , $p_a = p_b$. Essa consideração é válida para formas aerodinâmicas esguias, como um aerofólio; elas não são válidas para regiões de fluxo separado (ANDERSON JR., 2015).

A espessura da camada limite, δ , cresce à medida que o fluxo é afetado pela fricção, ou seja, a medida que o fluxo avança sobre a superfície sólida. Além disso, a presença de fricção cria uma tensão de cisalhamento sobre a superfície τ_w . Essa tensão de cisalhamento tem dimensão de *Força/Área* e atua em direção tangencial à superfície e dá origem a uma força de arrasto chamada de arrasto de fricção de superfície.

A Figura 11 apresenta uma visão esquemática da camada limite, onde é possível observar o perfil de velocidade nesta região. A velocidade começa em zero na superfície e aumenta continuamente até atingir seu valor de V_2 na borda externa.

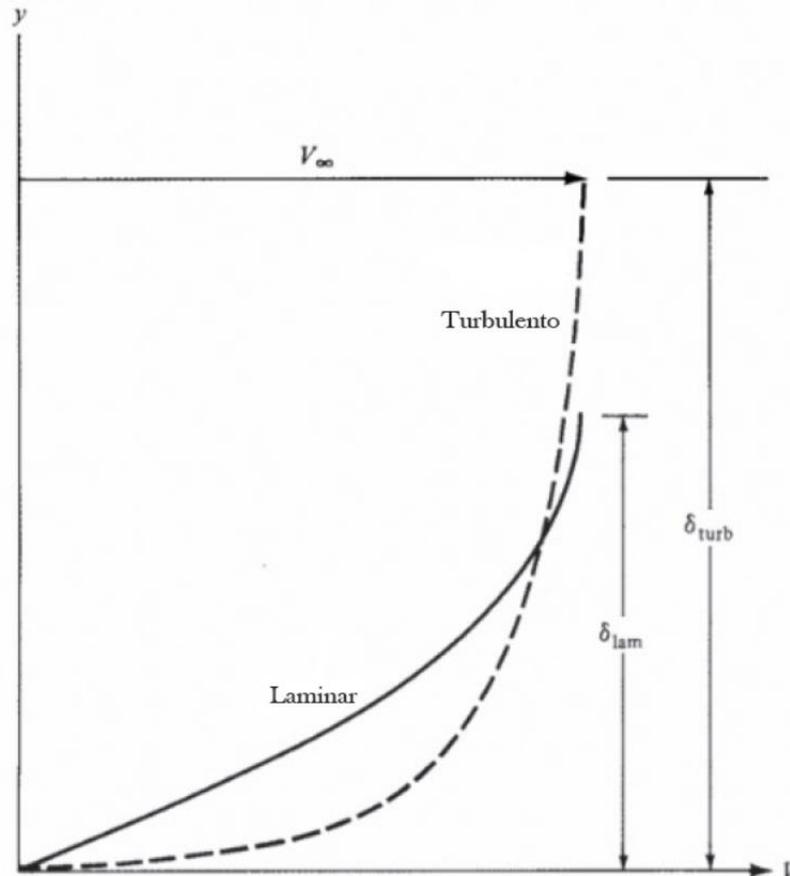
Figura 11 - Perfil de velocidade através de uma camada limite.



Fonte: ANDERSON JR., 2015.

Outra característica bastante relevante em um escoamento viscoso é o como este se comporta, se de maneira laminar ou turbulenta. As diferenças entre o fluxo laminar e o turbulento são drásticas e têm um impacto significativo na aerodinâmica. A Figura 12 mostra os perfis de velocidade para camadas limites laminar e turbulenta.

Figura 12 - Perfis de velocidade para camadas limite laminar e turbulenta. Observe que a espessura da camada limite turbulenta é maior do que a da camada limite laminar.



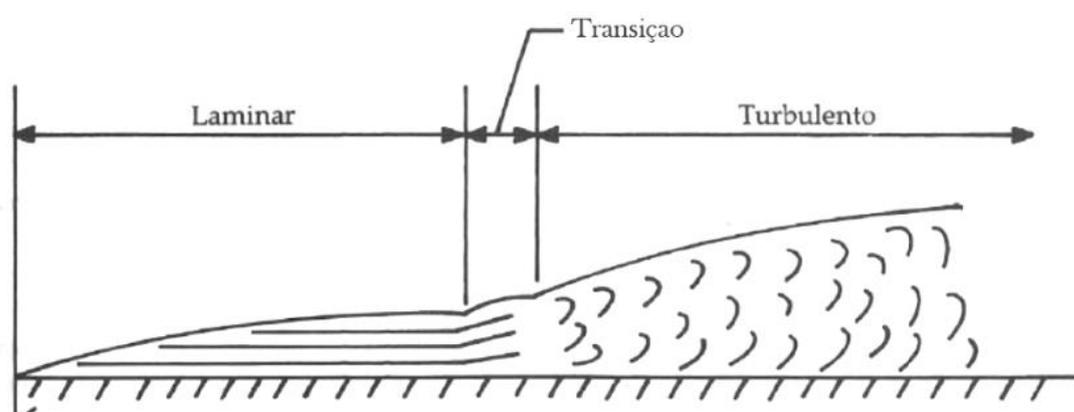
Fonte: ANDERSON JR., 2015.

Para o perfil turbulento, da borda externa até um ponto próximo à superfície, $y = 0$, a velocidade permanece razoavelmente próxima da velocidade de corrente livre, V_∞ ; a seguir, ela diminui rapidamente até chegar a zero na superfície. O perfil da velocidade laminar, por outro lado, diminui gradualmente até zero, desde a borda externa até a superfície.

3.5.2.1 Transição entre escoamentos

Em um escoamento real sobre uma superfície, o fluxo sempre começa de maneira laminar e, posteriormente, em algum ponto após o bordo de ataque, a camada limite se torna instável e pequenos indícios de fluxo turbulento começam a surgir. Posteriormente, em uma determinada zona denominada região de transição, a camada limite se torna totalmente turbulenta. A Figura 13 apresenta essa situação.

Figura 13 - Fluxo sobre uma placa plana.



Fonte: GEMBA, 2007.

3.5.2.2 Separação do fluxo

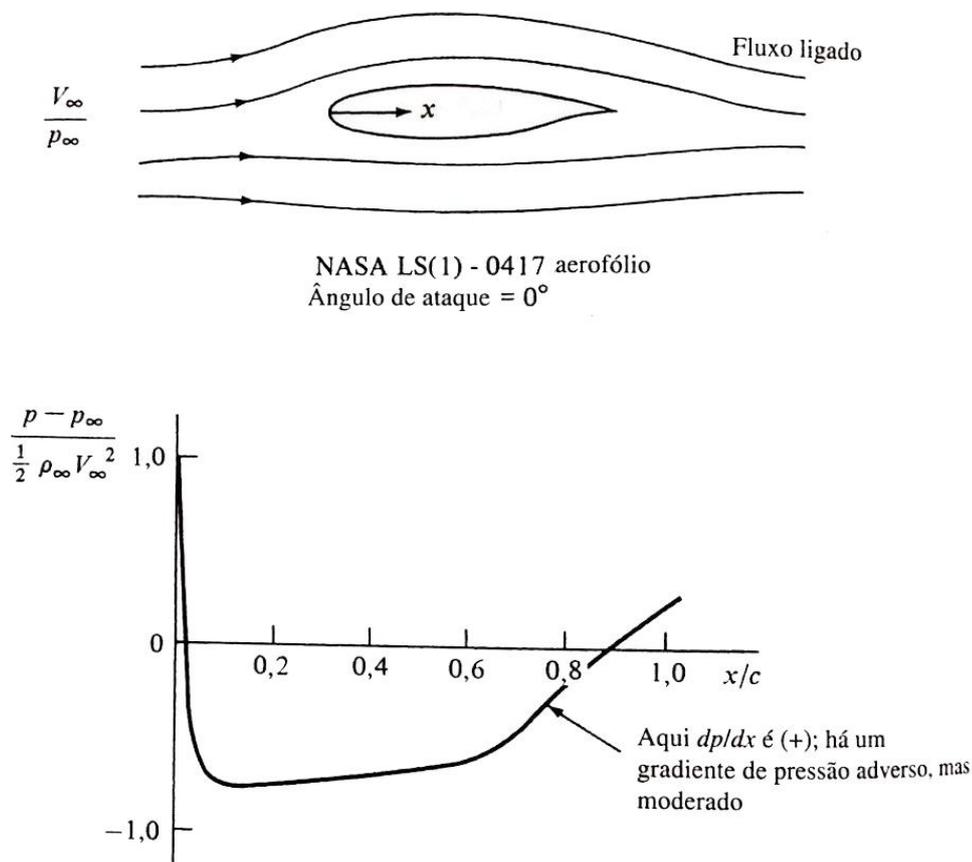
A presença da fricção no escoamento contribui para o arrasto aerodinâmico do corpo, porém este não é o único arrasto aerodinâmico. A fricção também causa o fenômeno de separação do fluxo, que causa o arrasto de pressão devido a separação.

Voltando à esfera da Figura 9, o fluxo que atinge o bordo de ataque apresenta velocidade maior que a do fluxo que deixa o bordo de fuga, região de separação do fluxo com o sólido, e continua na esteira. Por consequência da Equação 12 (salientando que, o que está sendo avaliado aqui é o arrasto de pressão), quanto maior a velocidade, menor a pressão. Tem-se, então, uma pressão inferior no bordo de ataque e superior no de fuga, causando assim um arrasto por pressão. O arrasto de fricção comparado ao arrasto por pressão é mínimo (ANDERSON JR., 2015).

A separação de fluxo é de grande importância no estudo de perfis aerodinâmicos. Considerando um aerofólio com um ângulo de ataque pequeno em

relação ao fluxo, como apresentado na Figura 14, as linhas de corrente avançam suavemente sobre o perfil. A pressão no bordo de ataque é alta, tendo em vista estar contra o fluxo, sendo esta uma região de estagnação, ou seja, apresenta a maior pressão atuante sobre o aerofólio. À medida que o fluxo se expande sobre a superfície superior do aerofólio, a pressão de superfície diminui drasticamente, despencando até uma pressão mínima, menor do que a pressão estática de corrente livre p_∞ . A seguir, à medida que o fluxo avança sobre o aerofólio, a pressão aumenta gradualmente, até chegar a um valor ligeiramente acima da pressão de corrente livre, no bordo de fuga. Essa região de pressão crescente é chamada de região do gradiente de pressão adverso, definida como uma região na qual dp/dx é positivo. Essa região é indicada na Figura 14. Para este exemplo, com um ângulo de ataque baixo, o gradiente de pressão adverso é moderado e, na prática, o fluxo permanece colado à superfície do aerofólio. Assim, o arrasto sobre esse aerofólio é composto principalmente pelo arrasto de fricção de superfície (ANDERSON JR., 2015).

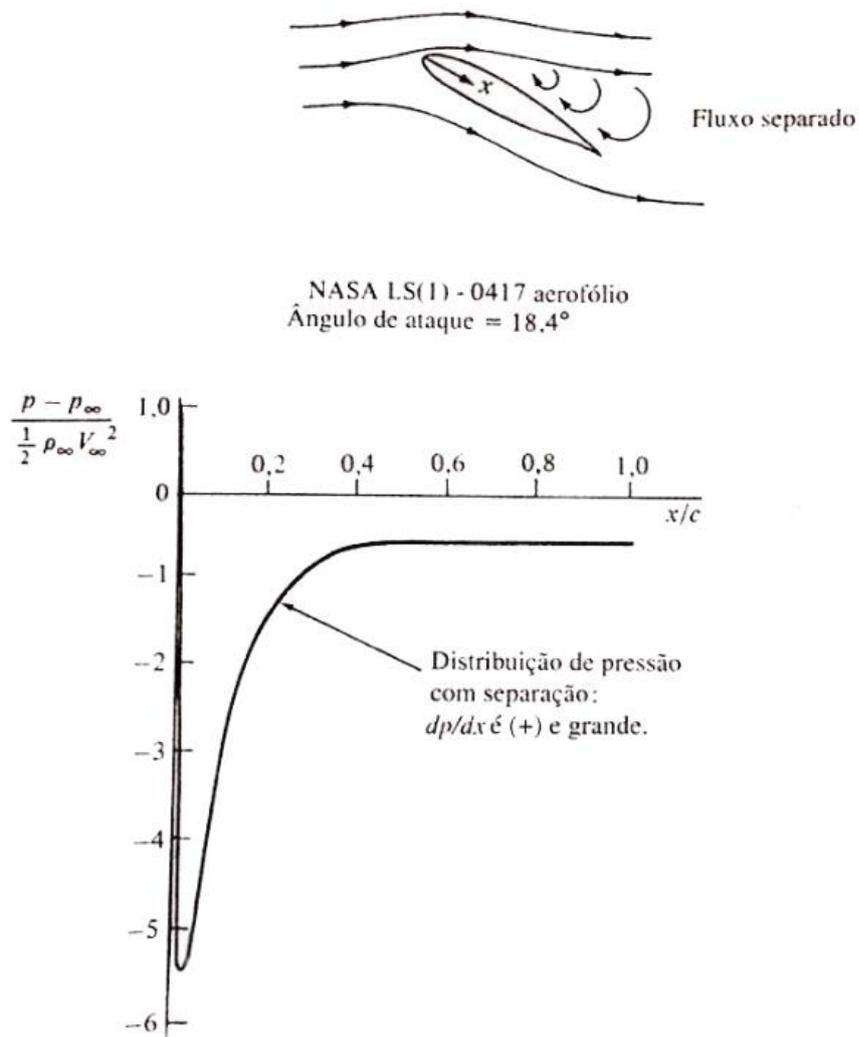
Figura 14 - Distribuição de pressão sobre a superfície superior em um aerofólio para o caso de fluxo "colado".



Fonte: ANDERSON JR., 2015.

Supondo agora o mesmo aerofólio, porém com um ângulo de ataque bastante alto, como mostrado na Figura 15, a pressão cai rapidamente após o bordo de ataque, alcançando um valor muito abaixo da pressão estática de corrente livre, p_∞ . Em pontos ao longo do aerofólio, conforme o fluxo avança, a pressão rapidamente se recuperaria, gerando assim um gradiente de pressão adverso forte; ou seja, dp/dx seria grande, e positivo. É importante salientar que dp/dx positivo significa que o fluxo avança contra uma pressão crescente. Por consequência, os elementos de fluido se desaceleram sob a influência de um gradiente de pressão adverso. Para os elementos que se movem fora da camada limite, onde a velocidade é alta, esse não é um problema importante, entretanto elementos de fluido posicionados dentro da camada limite, que além do arrasto de pressão, também sofrem o de fricção, tendem a parar, em certo ponto ao longo da superfície, e inverter sua direção. O fluxo reverso faz com que o campo de fluxo em geral se separe da superfície, como mostrado na Figura 15 (ANDERSON JR., 2015).

Figura 15 - Distribuição de pressão sobre a superfície superior em um aerofólio para o caso de fluxo separado.

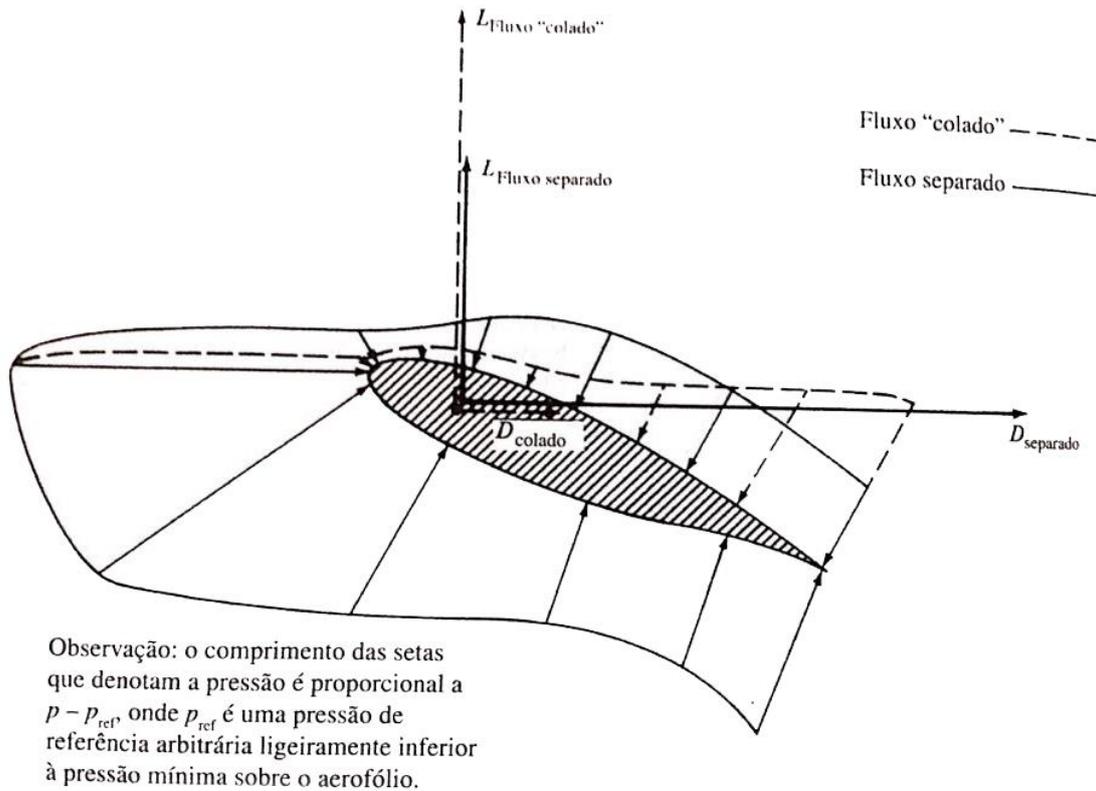


Fonte: ANDERSON JR., 2015.

Quanto maior for o ângulo de ataque, mais próximo do bordo de fuga se encontra a região de separação. Essa separação de fluxo tem duas consequências graves para um aerofólio que está submerso em um fluido: aumento significativo do arrasto de pressão e a perda de sustentação, também chamada de *estol* (do inglês, *stall*). A separação não afeta a distribuição de pressão da superfície inferior.

A Figura 16 faz um comparativo, onde supõe que o fluxo que passa pelo aerofólio da Figura 15 seja “colado” – é uma suposição meramente ilustrativa, com intuito de comparação – e compara com o fluxo real, que é separado.

Figura 16 - Comparação qualitativa da distribuição de pressão, sustentação e arrasto para fluxos "colados" e separados. L representa a força de sustentação e D a de arrasto.



Fonte: ANDERSON JR., 2015.

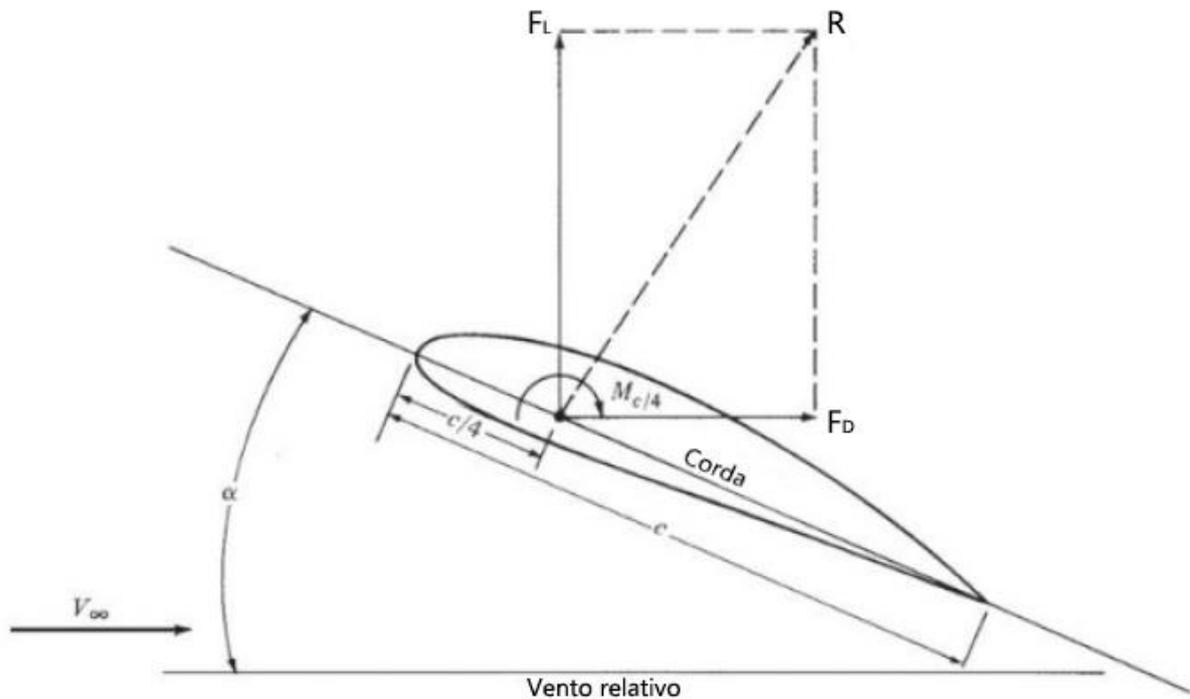
Com auxílio da figura é possível observar bem as duas consequências da separação de fluxo. Primeiramente observa-se que para o fluxo real, separado, a pressão na parte superior do aerofólio é maior na região próxima ao bordo de ataque, do que seria caso o fluxo fosse "colado", ocasionando assim uma perda de sustentação. Já no bordo de fuga, devido a inclinação da superfície superior e da pressão, que dessa vez é menor no fluxo separado do que seria no fluxo "colado", a componente resultante da pressão, que é inclinada, terá uma componente horizontal maior, do que teria para um fluxo "colado". Essa componente horizontal empurra o aerofólio no sentido do fluxo, causando assim um maior arrasto de pressão.

3.5.3 Coeficientes de sustentação, arrasto, momento e pressão.

Como visto anteriormente, uma força aerodinâmica é criada pelas distribuições de pressão e de tensão de cisalhamento sobre a superfície do aerofólio. Essa força aerodinâmica pode ser decomposta em duas componentes, uma paralela e outra

perpendicular ao vento relativo. O arrasto D sempre é definido como o componente da força aerodinâmica paralelo ao vento relativo. A sustentação L é sempre definida como o componente da força aerodinâmica perpendicular ao vento relativo. A Figura 17 mostra a força resultante e suas componentes.

Figura 17 - Força resultante, R , e suas componentes de Sustentação, F_L , e Arrasto, F_D , além do ângulo de ataque, α , e vento relativo, V_∞ .



Fonte: ANDERSON JR., 2015.

Além da sustentação e do arrasto, as distribuições de pressão e de tensão de cisalhamento criam um momento M que tende a rotacionar o aerofólio. Para aerofólios subsônicos, é mais comum analisar momentos em torno de um ponto na corda a uma distância $c/4$ em relação ao bordo de ataque, o ponto de um quarto da corda (ANDERSON JR., 2015).

Os valores da sustentação, arrasto e momento são usualmente definidos através de coeficientes adimensionais em função do ângulo de ataque, número de Mach e de Reynolds (MANWEEL *et al*, 2009). Para o modelo bidimensional, o coeficiente de sustentação é definido como:

$$c_l = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho U^2 c} = \frac{\text{Força de Sustentação}}{\text{Força Dinâmica}} \quad (13)$$

O coeficiente de arrasto bidimensional é:

$$c_d = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho U^2 c} = \frac{\text{Força de Arrasto}}{\text{Força Dinâmica}} \quad (14)$$

O coeficiente de momento:

$$c_m = \frac{M}{\frac{1}{2}\rho U^2 A c} = \frac{\text{Momento de torção}}{\text{Momento dinâmico}} \quad (15)$$

onde ρ é a densidade do fluido, U a velocidade do fluxo não perturbada, c o comprimento de corda do aerofólio, A é a área projetada do aerofólio (*corda* · *vão*). Anderson Jr. (2015) demonstra a dedução dos coeficientes através da análise dimensional.

De acordo com Anderson Jr. (2015), um objetivo da aerodinâmica teórica é prever os valores de c_l , c_d e c_m a partir das equações e conceitos básicos das ciências físicas. Entretanto, geralmente é necessário simplificar os pressupostos para tornar a matemática possível de ser resolvida. Os resultados teóricos obtidos geralmente não são exatos, mas à medida que os computadores e a dinâmica de fluido computacional vão se desenvolvendo, os resultados tendem a ficar cada vez mais próximos da realidade. Contudo, ainda há limitações impostas pelos métodos numéricos em si, e a capacidade de armazenamento e processamento dos computadores atuais ainda não é suficiente para resolver muitos fluxos aerodinâmicos complexos. Tendo em vista isso, ainda há a necessidade de se fazer mensurações diretas dos coeficientes para corpos de interesse específico.

Outro coeficiente importante é o de pressão, utilizado por exemplo para se analisar o comportamento do fluxo ao longo do aerofólio. Ao se considerar a distribuição de pressão sobre a superfície superior de um aerofólio, em vez de utilizar a pressão real como referência, é utilizado um coeficiente adimensional chamado coeficiente de pressão:

$$c_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho U^2} = \frac{\text{Pressão estática}}{\text{Pressão dinâmica}} \quad (16)$$

3.6 TURBULÊNCIA

Apesar de diversos estudos sobre o tema, uma definição fundamental do que vem a ser turbulência é, ainda, uma tarefa difícil de ser realizada. Em 1937, Theodore von Kármán tentou definir turbulência em uma apresentação na vigésima quinta Conferência do Memorial Wilbur Wright, intitulada “*Turbulence*”:

“A Turbulência é um movimento irregular, que ocorre em fluidos, gasosos ou líquidos, quando estes passam por superfícies sólidas ou mesmo quando uma corrente vizinha do mesmo fluido passa por cima ou uma passa pela outra”

À medida que a compreensão da turbulência foi progredindo, foi observado que o termo “movimento irregular” é impreciso. Um movimento irregular é aquele que é tipicamente aperiódico e que não pode ser descrito como uma função direta de coordenadas de tempo e espaço. O problema da definição de turbulência de von Kármán está no fato de que existem fluxos não turbulentos que podem ser descritos como irregulares (WILCOX, 2006).

O movimento turbulento é, de fato, irregular, no sentido de que pode ser descrito pelos princípios da probabilidade. Embora as propriedades instantâneas em um fluxo turbulento sejam extremamente sensíveis às condições iniciais, as estimativas estatísticas das propriedades instantâneas não são. Visando fornecer uma definição mais precisa de turbulência, Hinze (1975), em seu livro *Turbulence*, deu a seguinte definição revisada:

“O movimento turbulento de um fluido é uma condição irregular de fluxo na qual as várias quantidades mostram uma variação aleatória com as coordenadas de tempo e espaço, de modo que os valores médios estatisticamente distintos possam ser discernidos”

A natureza irregular da turbulência está em contraste com o movimento laminar. Ao descrever a turbulência, muitos pesquisadores referem-se ao movimento de

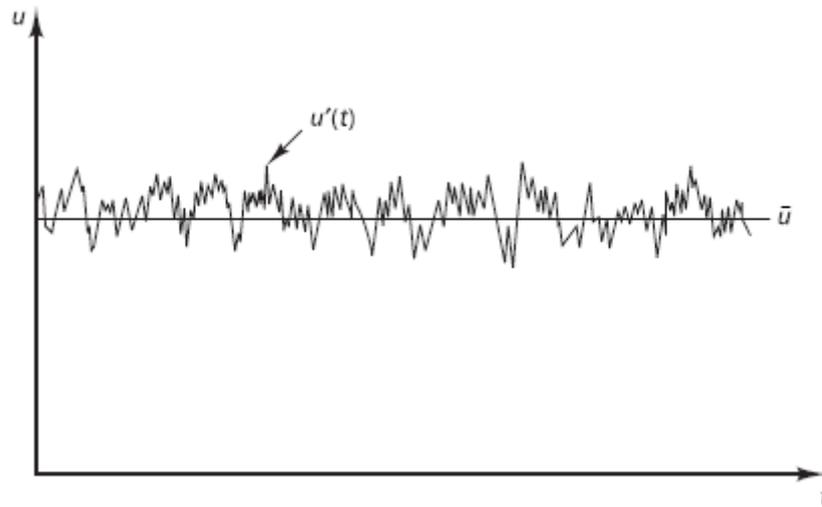
redemoinhos ou vórtices, que é um movimento de turbilhão local onde a vorticidade pode ser muito intensa. Vórtices turbulentos de uma ampla gama de tamanhos surgem e dão origem a uma mistura vigorosa e a tensões turbulentas efetivas (uma consequência da mistura de quantidade de movimento) que podem ser enormes em comparação com valores laminares (WILCOX, 2006). Ou seja, partículas fluidas inicialmente separadas por longas distâncias podem ser colocadas próximas umas das outras devido aos movimentos dos vórtices em escoamentos turbulentos. Como consequência, calor, massa e quantidade de movimento são efetivamente misturados, dando origem a valores elevados de coeficientes de difusão para estes (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

O número de Reynolds de um escoamento dá a medida da importância relativa das forças de inércia (associadas aos efeitos convectivos) e das forças viscosas. Em experimentos práticos, em sistemas fluidos, é observado que para valores abaixo do chamado número de Reynolds crítico, Re_{crit} (este varia de acordo com a geometria do corpo estudado), o fluxo é estável e denominado de laminar. Para valores acima do número de Reynolds crítico, este regime é denominado de fluxo turbulento.

A natureza aleatória de um fluxo turbulento impede uma descrição sucinta do movimento de todas as partículas fluidas. A tentativa de prever o comportamento em tal estado necessita de um tratamento estatístico. Visando contornar esta dificuldade, a velocidade $u(t)$, por exemplo, é decomposta em um valor médio \bar{u} e em uma componente flutuante $u'(t)$, de tal modo que: $u(t) = \bar{u} + u'(t)$.

A Figura 18 mostra graficamente essa decomposição ao longo do tempo. Este modo de descrever o comportamento de uma partícula qualquer do fluxo é chamado de decomposição de Reynolds. O fluxo turbulento pode, então, ser caracterizado em termos dos valores médios das propriedades do fluxo somados a suas flutuações (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

Figura 18 - Medição típica da velocidade de um ponto em um fluxo turbulento.



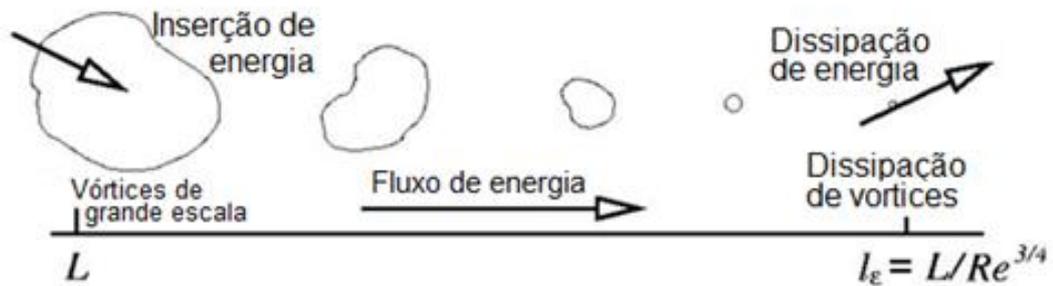
Fonte: VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007.

Mesmo em fluxos onde as velocidades e pressões médias variam apenas em uma ou duas dimensões espaciais, as flutuações turbulentas sempre apresentam um caráter espacial tridimensional (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

Em um mesmo escoamento, há múltiplas escalas de estruturas turbulentas, os vórtices. Os grandes vórtices interagem com o fluxo médio e extraem energia deste através de um processo chamado estiramento de vórtices. A presença de gradientes de velocidade média em fluxos cisalhantes distorce os vórtices turbulentos rotacionais. Os vórtices adequadamente alinhados são estirados porque uma extremidade é forçada a se mover mais rapidamente do que a outra (ANSYS, 2013; SILVEIRA NETO; SOARES, 2014)

Já os vórtices menores, também sofrem o processo descrito anteriormente, porém quem propicia esse estiramento são os vórtices maiores, enquanto que o fluxo médio tem pouca participação nesse processo. Deste modo, a energia cinética é transferida dos vórtices maiores para os menores, no que é chamado de cascata de energia. A Figura 19 demonstra o fluxo de energia no efeito cascata. A maior parte da vorticidade em um fluxo turbulento reside nos menores vórtices (WILCOX, 2006).

Figura 19 - Cascata de Energia.



Fonte: RICHARDSON, 1922.

As menores escalas de comprimento que os vórtices apresentam são chamadas de microescalas de Kolmogorov. Nessas escalas, o trabalho é realizado contra a ação de tensões viscosas, de modo que a energia associada ao movimento dos vórtices em pequena escala é dissipada e convertida em energia interna térmica. Esta dissipação resulta em maiores perdas de energia associadas a fluxos turbulentos. Ou seja, os fluxos turbulentos são sempre dissipativos (WILCOX, 2006; VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). As escalas de turbulência serão abordadas no tópico 2.6.2.

Uma característica especialmente notável de um fluxo turbulento é a maneira pela qual os grandes vórtices fluem através do escoamento, carregando consigo perturbações de pequenas escalas. A chegada desses grandes vórtices perto da interface entre uma região turbulenta e uma de fluxo não turbulento distorce esta interface em uma forma altamente complexa. Bradshaw e Wong (1971), em seu trabalho sobre a reconexão e relaxamento de uma camada de cisalhamento turbulento, concluíram que os grandes vórtices têm um tempo de vida tão longo que persistem por distâncias de até 30 vezes a espessura do fluxo. Portanto, o estado de um fluxo turbulento em uma dada posição depende da história a montante e não pode ser especificada exclusivamente em termos do tensor de taxa de deformação local como no fluxo laminar (WILCOX, 2006).

Ainda de acordo com Wilcox (2006), a característica mais importante da turbulência, do ponto de vista da engenharia, é sua maior difusividade. A difusão turbulenta aumenta consideravelmente a transferência de massa, quantidade de movimento e energia.

3.6.1 Descritores de um escoamento turbulento

Um escoamento turbulento apresenta para todas as suas variáveis – velocidade, pressão, temperatura, densidade, entre outras - o mesmo comportamento demonstrado na Figura 18 para a componente u de velocidade, uma componente flutuante dependente do tempo em torno de um valor médio. A decomposição de Reynolds, então, para uma propriedade qualquer do fluxo, φ , em um ponto qualquer pode ser demonstrada como a soma de um componente médio, $\bar{\varphi}$, constante, e um componente variável no tempo, $\varphi'(t)$, com valor médio zero, portanto $\varphi(t) = \bar{\varphi} + \varphi'(t)$.

A média temporal $\bar{\varphi}$ de uma propriedade φ de um escoamento é definida como:

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \varphi(t) dt \quad (17)$$

Em teoria, deve-se tornar o limite do intervalo de tempo, Δt , se aproximando do infinito, mas o processo indicado pela Equação 17 fornece médias de tempo significativas se Δt for maior que a escala de tempo associada às variações mais lentas (devido aos maiores vórtices) da propriedade φ . Essa definição da média de uma propriedade de fluxo é adequada para fluxos médios constantes. Em fluxos dependentes do tempo, a média de uma propriedade no tempo, t , é considerada a média dos valores instantâneos da propriedade em um grande número de experimentos idênticos repetidos – a chamada média de agrupamento (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

A média temporal para a flutuação $\varphi'(t)$ é, por definição, zero

$$\bar{\varphi}' = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \varphi'(t) dt \equiv 0 \quad (18)$$

Os descritores utilizados para indicar a propagação das flutuações, φ' , sobre um valor médio, $\bar{\varphi}$, são a variância e a raiz da média dos quadrados (acrônimo em inglês *rms*), que são, respectivamente:

$$\overline{(\varphi')^2} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} (\varphi')^2 dt \quad (19a)$$

$$\varphi_{rms} = \sqrt{\overline{(\varphi')^2}} = \left[\frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} (\varphi')^2 dt \right]^{1/2} \quad (19b)$$

Os valores da *rms* dos componentes de velocidade são de grande importância, uma vez que geralmente são facilmente medidos e expressam a magnitude média das flutuações de velocidade. Ao se desmembrar a velocidade em suas três componentes, u , v e w , tem-se as flutuações u' , v' e w' , que por sua vez são importantes para se definir a energia cinética média por unidade de massa contida nas respectivas flutuações de velocidade. A energia cinética total por unidade de massa, k , da turbulência em um determinado local é dada por:

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (20)$$

A intensidade de turbulência, T_i , é a velocidade média *rms* dividida por uma velocidade média de referência U_{ref} e está ligada à energia cinética turbulenta k .

$$T_i = \frac{(\frac{2}{3}k)^{1/2}}{U_{ref}} \quad (21)$$

A variância, de acordo com Versteeg e Malalasekera (2007), também é conhecida como segundo momento das flutuações. Detalhes importantes da estrutura das flutuações estão contidos em momentos construídos a partir de pares de variáveis diferentes. Considerando as propriedades $\varphi(t) = \bar{\varphi} + \varphi'(t)$ e $\psi(t) = \bar{\psi} + \psi'(t)$ em que $\bar{\varphi} = \bar{\psi} = 0$, seu segundo momento é definido como:

$$\overline{\varphi'\psi'} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \varphi'\psi' dt \quad (22)$$

Se as flutuações das velocidades em diferentes direções fossem flutuações aleatórias independentes, os valores dos segundos momentos, as componentes de velocidade $\overline{u'v'}$, $\overline{u'w'}$ e $\overline{v'w'}$ seriam iguais a zero. Entretanto, a turbulência está

associada ao aparecimento de vórtices e os componentes de velocidade induzida são caóticos, mas não independentes, o que torna o segundo momento diferente de zero (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

Informações adicionais relacionadas à distribuição das flutuações podem ser obtidas em momentos de maior ordem.

3.6.2 Escalas de turbulência

O processo de cascata de energia presente em todos os fluxos turbulentos envolve a transferência de energia cinética turbulenta (por unidade de massa), k , dos maiores vórtices para os menores. Proposto por Richardson (1922), a turbulência pode ser considerada como sendo composta por estruturas de diferentes tamanhos. Tamanhos estes que são atrelados ao número de Reynolds. Quanto maior for a estrutura, maior será o número de Reynolds e menor será os efeitos da viscosidade, em muitos casos podendo até ser desprezível (SILVEIRA NETO; SOARES, 2014).

De acordo com Richardson (1922), as grandes estruturas de turbulência são instáveis e se “quebram”, transferindo sua energia para as estruturas menores. De forma semelhante, estas estruturas menores também se “quebram” e novamente transferem energia para outras menores ainda. Essa transferência de energia cinética turbulenta ocorre para estruturas cada vez menores, até que o número de Reynolds seja suficientemente pequeno, de tal modo que os efeitos da viscosidade molecular se tornem efetivos, dissipando a energia cinética e estabilizando as estruturas (SILVEIRA NETO; SOARES, 2014).

A dissipação de energia cinética em calor através da ação da viscosidade molecular ocorre, então, nas menores escalas de vórtices. Como os movimentos em pequena escala tendem a ocorrer em uma escala de tempo curta, supõe-se razoavelmente que tal movimentação é independente da dinâmica relativamente lenta dos grandes vórtices e do fluxo médio. Consequentemente, os menores vórtices devem estar em um estado em que a taxa de recebimento de energia dos vórtices maiores é quase igual à taxa na qual eles dissipam energia em forma de calor. Essa é uma das premissas para a teoria do equilíbrio universal de Kolmogorov. Portanto, o

movimento nas menores escalas de turbulência deve depender apenas de: (a) a taxa com a qual os maiores vórtices dissipam energia para os menores, ε , e (b) a viscosidade cinemática, ν (WILCOX, 2006).

Tendo os dois parâmetros, ε [*comprimento*²/*tempo*³] e ν [*comprimento*²/*tempo*], existe uma escala única de comprimento, η , velocidade, ν , e tempo, τ , que pode ser formada; estas são as escalas de Kolmogorov.

$$\eta \equiv \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad (23)$$

$$\tau \equiv \left(\frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2} \quad (24)$$

$$\nu \equiv (\nu\varepsilon)^{1/4} \quad (25)$$

As escalas de turbulência também podem ser avaliadas em termos da distribuição espectral de energia, que é uma forma mais quantitativa de se estudar este tema (WILCOX, 2006). De uma forma geral, uma representação espectral é uma decomposição de Fourier em número de onda, representado pela letra *kappa* (κ) – visando diferenciar os termos, aqui a representação será dada por κ_λ , ou, equivalentemente ao comprimento de onda, $\lambda = 2\pi/\kappa_\lambda$.

Logo, sendo $E(\kappa_\lambda)d\kappa$ a energia cinética turbulenta contida entre os números de onda κ_λ e $\kappa_\lambda + d\kappa_\lambda$, tem-se:

$$k = \int_0^\infty E(\kappa_\lambda)d\kappa_\lambda \quad (26)$$

Sabendo que a turbulência é fortemente impulsionada pelos grandes vórtices, espera-se que $E(\kappa_\lambda)$ seja uma função das características de comprimento dos maiores vórtices, ℓ , e da taxa de deformação média, que alimenta a turbulência através da interação direta do fluxo médio com os grandes vórtices. Além disso, como a turbulência é sempre dissipativa, espera-se que $E(\kappa_\lambda)$ também dependa de ν e ε (WILCOX, 2006). Taylor (1935) definiu que, para altos números de Reynolds, através de análise dimensional e medições, k pode ser expresso em termos de ε e ℓ .

$$\varepsilon \sim \frac{k^{3/2}}{\ell} \rightarrow k \sim (\varepsilon \ell)^{2/3} \quad (27)$$

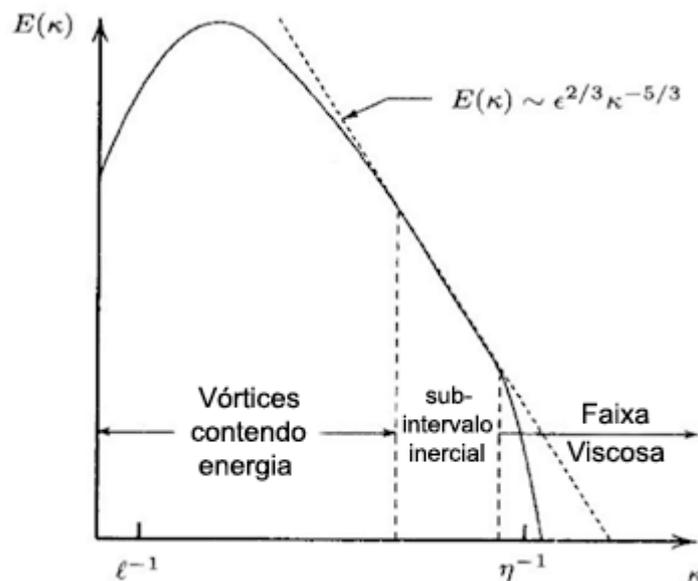
Em que ℓ é conhecida como a escala de comprimento integral, na qual a maioria dos modelos de turbulência se baseiam (WILCOX, 2006). Ainda de acordo com Wilcox (2006), na maioria das modelagens de turbulência, tem-se que $\ell \gg \eta$.

Após uma longa análise que pode ser acompanhada através de Wilcox (2006) ou Silveira Neto e Soares (2014) tem-se para o espectro de energia:

$$E(\kappa_\lambda) = C_\kappa \varepsilon^{2/3} \kappa_\lambda^{-5/3}, \quad \frac{1}{\ell} \ll \kappa_\lambda \ll \frac{1}{\eta} \quad (28)$$

onde C_κ é a constante de Kolmogorov. A Figura 20 mostra um típico espectro de energia para um fluxo turbulento.

Figura 20 - Espectro de energia para um fluxo turbulento. Escala log-log.



Fonte: WILCOX, 2006.

3.6.3 A lei de parede

Um dos problemas de engenharia mais comuns é o estudo de fluxos turbulentos que são influenciados por uma parede adjacente. De acordo com Bredberg (2000) os dois principais efeitos de uma parede são:

- Amortecer os componentes normais a parede, tornando o fluxo turbulento anisotrópico; e
- Aumento da produção de turbulência através do mecanismo de cisalhamento no fluxo.

A lei de parede, publicada pela primeira vez por Theodore von Kármán (1930), é uma das mais famosas relações empiricamente determinadas em escoamentos turbulentos próximos a fronteiras sólidas. As medições mostram que, para os fluxos internos e externos, a velocidade do fluxo próximo à parede varia logaritmicamente com a distância da superfície. O comportamento é conhecido como a lei de parede (WILCOX, 2006).

A condição física de não deslizamento sobre paredes afeta diretamente escoamentos turbulentos. Os efeitos viscosos amortecem as componentes tangenciais de velocidade, enquanto que os efeitos cinéticos do escoamento nas vizinhanças amortecem as flutuações normais à parede (SILVEIRA NETO; SOARES, 2014).

Observações do alto número de Reynolds em camadas limite turbulenta revelam uma descrição útil e aproximada das estatísticas de turbulência próximas a superfície. Os efeitos da inércia do fluido e do gradiente de pressão são pequenos perto da superfície. Conseqüentemente, as estatísticas do fluxo próximo a superfície em uma camada limite turbulenta são estabelecidas por dois mecanismos primários. O primeiro é a taxa na qual a quantidade de movimento é transferida para a superfície, por unidade de área por unidade de tempo, que é igual a tensão de cisalhamento local. O segundo é a difusão molecular da quantidade de movimento, que desempenha um papel importante próximo da superfície. As observações também indicam que os vórtices mais distantes da superfície são pouco relevantes para as estatísticas do fluxo próximo da parede (WILCOX, 2006).

A validade desta descrição aproximada melhora com a diminuição de y/δ , onde y é a distância a partir da superfície e δ é a espessura da camada limite. A proporção entre o tamanho típico do vórtice longe da superfície e o tamanho típico deste perto da superfície aumenta à medida que y/δ diminui. Ou seja, como δ cresce com o

aumento do número de Reynolds, há uma ampla separação de escalas para um alto número de Reynolds. (WILCOX, 2006)

É evidente que, próximo à parede, a viscosidade cinemática, ν , e a tensão de cisalhamento na parede, τ_w , são parâmetros importantes. A partir dessas quantidades, e da massa específica, ρ , de acordo com Pope (2000) e Wilcox (2006), definem-se as escalas viscosas, que são as escalas de velocidade e comprimento para a região próxima à parede.

A escala de velocidade é dada por:

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (29)$$

em que u_τ é conhecido como velocidade de atrito, e é uma escala de velocidade representativa das velocidades próximas a um limite sólido.

A escala de comprimento viscoso é dada por:

$$\delta_\nu \equiv \nu \sqrt{\frac{\rho}{\tau_w}} = \frac{\nu}{u_\tau} \quad (30)$$

A distância à parede medida na escala de comprimento viscoso – ou unidades de parede – é denotada por:

$$y^+ \equiv \frac{y}{\delta_\nu} \quad (31)$$

Vários autores subdividem a região próxima a parede em diferentes camadas ou denotações, utilizando a unidade de parede y^+ como referência. Wilcox (2006) chama essas regiões de subcamada viscosa, região da lei logarítmica e camada turbulenta. Pope (2000) divide em duas grandes camadas: a camada interna, que é subdividida em subcamada viscosa, camada de amortecimento e região de parede viscosa; e a camada externa, subdividida em região da lei logarítmica e região de

sobreposição. O Quadro 1 apresenta a divisão feita por Pope (2000) e as respectivas propriedades para cada camada.

Quadro 1 - Regiões de camadas de parede e suas propriedades.

Região	Localização	Definindo propriedades
Camada interna	$y/\delta < 1$	Perfil de velocidade média é determinada por u_τ e y^+ , independente da velocidade de fluxo livre e da espessura da camada limite.
Subcamada Viscosa	$y^+ < 5$	A tensão de cisalhamento de Reynolds é insignificante comparada com a tensão viscosa.
Camada de amortecimento	$5 < y^+ < 30$	Região entre a subcamada viscosa e a região da lei logarítmica.
Região de parede viscosa	$y^+ < 50$	A contribuição viscosa para a tensão de cisalhamento é significativa.
Camada externa	$y^+ > 50$	Os efeitos diretos da viscosidade no perfil de velocidade média são insignificantes.
Região da lei logarítmica	$y^+ > 30, \quad y/\delta < 0,3$	Região com perfil de velocidade logarítmica.
Região de sobreposição	$y^+ > 50, \quad y/\delta < 0,1$	Região de sobreposição entre as camadas interna e externa (em um elevado número de Reynolds)

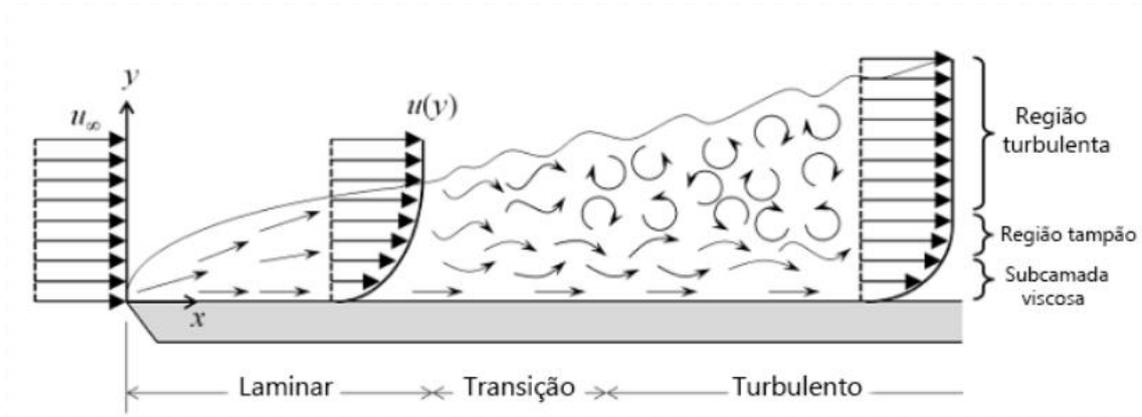
Fonte: POPE (2000).

Simplificadamente, Silveira Neto e Soares (2014) subdividem a região de parede de um escoamento turbulento em três regiões:

1. **Subcamada viscosa:** onde os efeitos da viscosidade e a difusão molecular são predominantes e o escoamento é praticamente laminar, sendo também conhecida como região linear;
2. **Região tampão:** engloba a camada de amortecimento e a logarítmica, localiza-se entre a subcamada viscosa e o núcleo turbulento, onde nesta região os efeitos moleculares e turbulentos são similares; e
3. **Região turbulenta:** nesta região o escoamento é plenamente turbulento.

A Figura 21 apresenta uma esquematização destas regiões.

Figura 21 - Representação das três subcamadas em um fluxo sobre uma superfície plana.



Fonte: FREI, 2017

Quanto a aplicação das leis de parede, Silveira Neto e Soares (2014) dizem que seu uso é indicado para escoamentos cujo comportamento não apresenta deslocamento (ou recirculação do escoamento sobre a parede). Escoamentos com alto y^+ , que permitam o uso de leis de parede, requerem menor número de volumes em sua malha numérica, resultando em um menor custo computacional para a solução do problema.

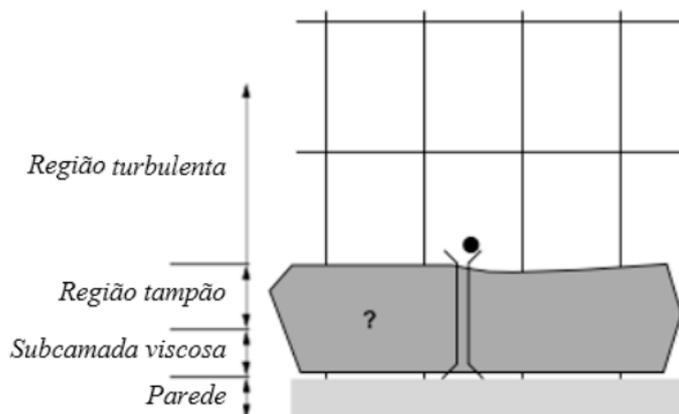
As leis de parede não são recomendadas para escoamentos a baixos números de Reynolds, escoamentos com presença de regiões de recirculação e com deslocamento de camada limite. Nestes casos, recomenda-se modelos adaptados a escoamentos para baixos Reynolds, integráveis até a parede (SILVEIRA NETO; SOARES, 2014).

Ainda de acordo com Ansys (2006) e Silveira Neto e Soares (2014) é possível classificar duas formas para se resolver a região viscosa, composta pela subcamada viscosa e região tampão:

1. Modelar a região viscosa através de fórmulas empíricas chamadas de "leis de parede", utilizadas para ligar a região viscosa com a região turbulenta, como pode ser visto na Figura 22. Esta abordagem tenta melhorar os resultados para fluxos com gradientes de pressão mais altos, separações, refixação e

estagnação. Também permite a utilização de uma malha relativamente grossa na região próxima à parede.

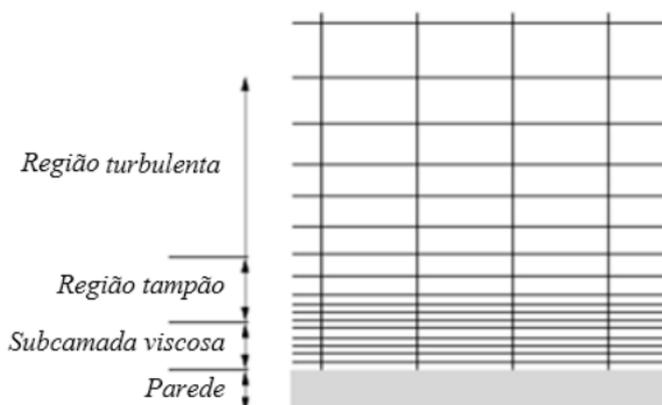
Figura 22 - Exemplo de malha grosseira para solução das regiões de escoamentos turbulentos através das leis de parede.



Fonte: ANSYS, 2006.

2. Modelar com refinamento adicional a malha junto à parede, resolvendo o escoamento desde a subcamada viscosa. Adequado para fluxos com baixo número de Reynolds ou fluxos com fenômenos complexos próximos à parede. Este modelo pode ser visto na Figura 23

Figura 23 - Exemplo de malha refinada para solução das regiões de escoamentos turbulentos próximas a parede sem o uso das leis de parede.



Fonte: ANSYS, 2006.

A formulação das leis de parede, que não é o foco deste trabalho, pode ser encontrada em Pope (2000), Bredberg (2000), Wilcox (2006) e Silveira Neto e Soares (2014).

3.6.4 Breve histórico sobre modelagem de turbulência

Os primeiros estudos sobre o mecanismo de turbulência foram desenvolvidos por Boussinesq (1877), Reynolds (1895) e Prandtl (1925). Boussinesq, visando descrever as tensões turbulentas através de uma correlação com as tensões viscosas, introduziu o conceito de viscosidade turbulenta. Reynolds propôs o conceito da média temporal das equações de Navier-Stokes para representar o escoamento médio e suas flutuações. Concentrando-se em fluxos turbulentos e Prandtl introduziu o conceito de comprimento de mistura e uma maneira direta de se calcular a viscosidade turbulenta. A hipótese de comprimento de mistura proposta por Prandtl é conhecida, atualmente, como modelo algébrico ou zero-equação. Outro autor que contribuiu muito para o avanço dos estudos sobre turbulência foi von Kármán (1930, 1934)

Visando melhorar a capacidade de prever as propriedades de escoamentos turbulentos e desenvolver uma descrição matemática mais realista das tensões turbulentas, Prandtl (1945) propôs um novo modelo de turbulência, no qual a viscosidade turbulenta depende da energia cinética. Ele propôs uma equação diferencial parcial para representar a energia cinética turbulenta, k . Surgiu então, desta proposta, o modelo de turbulência de uma-equação. Porém ele é incompleto, pois necessita ainda do comprimento de mistura.

Kolmogorov (1942) introduziu o primeiro modelo completo de turbulência, com duas equações de transporte, uma para a energia cinética turbulenta, k , e outra para a taxa de dissipação específica, ω (taxa de dissipação de energia em unidade de volume e tempo). A viscosidade turbulenta é função destes dois parâmetros. Este modelo é denominado de modelo de turbulência de duas equações.

Chou (1945) e Rotta (1951) lançaram as bases para modelos de turbulência que não utilizam a aproximação de Boussinesq, estes são conhecidos como modelos de transporte das tensões turbulentas. Alguns autores, de acordo com Wilcox (2006),

se referem a essa abordagem como fechamento de segunda-ordem ou fechamento de segundo-momento.

Com o avanço dos computadores, diversos avanços em cada categoria de modelos foram surgindo com o passar do tempo.

Para os modelos algébricos, Van Driest (1956) propôs uma correção de amortecimento viscoso para o modelo de comprimento de mistura. Cebeci e Smith (1974) refinaram o modelo de viscosidade turbulenta/comprimento de mistura a um ponto que pode ser utilizado com mais confiança para a maioria das camadas limites “coladas”. Baldwin e Lomax (1978), visando remover algumas das dificuldades em definir a escala de comprimento de turbulência, propuseram um modelo algébrico alternativo.

Os modelos de uma equação, de acordo com Wilcox (2006), tiveram pouca popularidade em seu começo. Porém, nos anos 90, teve o seu interesse renovado através das publicações de Baldwin e Barth (1990), Goldberg (1991), Spalart e Allmaras (1992) e Menter (1994). A maior motivação para a continuidade de trabalhos com relação aos modelos de uma equação é pelo fato de que estes apresentam uma maior facilidade de serem resolvidos numericamente, quando comparados aos modelos de duas equações e o de transporte das tensões turbulentas. Desses modelos, o Spalart e Allmaras é o mais preciso para aplicações práticas em fluxos turbulentos.

Dos modelos de duas equações, o trabalho mais extenso foi feito por Launder e Spalding (1972). O modelo $k-\epsilon$ de Launder foi o modelo de duas equações mais utilizado nos anos 90 (Wilcox). Saffman (1970) formulou um modelo $k-\omega$, sem conhecimento prévio do trabalho de Kolmogorov, que possuía vantagens sobre o $k-\epsilon$, especialmente para a integração através da subcamada viscosa e para prever os efeitos do gradiente de pressão adverso. Vários trabalhos foram publicados sobre os modelos de duas equações, tendo destaques os de Wilcox e Alber (1972), Saffman e Wilcox (1974), Wilcox e Traci (1976), Wilcox e Rubesin (1980), Wilcox (2006), Menter (1992, 1994a, 1994b), Kok (2000), Hellstein (2005) e Wilcox (2008).

Os modelos de turbulência são utilizados para uma série de abordagens dentro da dinâmica de fluido computacional, desde a avaliação do comportamento de um escoamento sobre um terreno aberto a até detalhes de escoamentos dentro de turbo máquinas. A CFD é uma ferramenta muito importante para projetos aerodinâmicos em turbinas eólicas, principalmente para avaliar a interação fluido-estrutura. Vários artigos, utilizando dados experimentais, fazem análises comparativas entre os modelos simulados, utilizando vários modelos de turbulência, e os dados experimentais. O principal intuito é tentar entender os erros e com isso ir construindo modificações nos modelos já existentes, visando ter resultados mais próximos possíveis dos dados reais.

3.6.5 Modelagem da Turbulência

Silveira Neto e Soares (2014) explicitam que o objetivo máximo no estudo de escoamentos turbulentos é obter uma teoria ou modelo quantitativo que possa ser usado para calcular o valor de variáveis de interesse e relevância prática.

Há vários métodos de análise de escoamentos turbulentos, e estes podem ser agrupados em três grandes categorias:

- **Modelos de turbulência para as equações de Navier-Stokes com médias de Reynolds (RANS):** As escalas de turbulência são separadas em escalas relativas ao comportamento médio e nas escalas relativas às flutuações em relação à média. Este modelo representa equações de transporte apenas para as quantidades relativas ao comportamento médio, com todas as escalas de turbulência sendo modeladas. A abordagem de permitir uma solução para as variáveis de fluxo médio reduz muito o tempo computacional. Se o fluxo médio for estável, as equações governantes não conterão derivadas de tempo e uma solução de estado-estacionário pode ser obtida mais facilmente. Está é a abordagem mais utilizada para cálculos industriais (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007; SMYTH, 2016). O acrônimo RANS vem do termo em inglês *Reynolds-Averaged Navier Stokes*.

- **Simulações de grandes escalas (LES):** Este é um modelo intermediário de cálculo de turbulência que rastreia o comportamento dos vórtices maiores. O método envolve uma filtragem espacial das equações instáveis de Navier-Stokes antes dos cálculos. Os vórtices menores que o tamanho do filtro são removidos. Os efeitos sobre o fluxo resolvido - fluxo médio mais os grandes vórtices - devido aos menores vórtices não resolvidos são incluídos por meio de um modelo de escala de sub-malha. Equações de fluxo instáveis devem ser resolvidas, portanto as demandas de recursos computacional em termos de armazenamento e volume de cálculos são grandes (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). A vantagem do LES é que, ao modelar menos vórtices, o erro induzido pelo modelo de turbulência é reduzido (SMYTH, 2016). O acrônimo LES vem do termo em inglês *Large Eddy Simulation*.
- **Simulação numérica direta (DNS):** Estas simulações computam o fluxo médio e todas as flutuações de velocidade turbulenta. As equações instáveis de Navier-Stokes são resolvidas em malhas espaciais que são suficientemente finais para que possam resolver as escalas de comprimento de Kolmogorov, nas quais ocorrem a dissipação de energia, e com intervalos de tempo suficientemente pequenos para resolver o período das flutuações mais rápidas. Esses cálculos são altamente caros, não sendo utilizado em escala industrial (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). O acrônimo DNS vem do termo em inglês *Direct Numerical Simulation*.

A Figura 24, abaixo, mostra um fluxograma em ordem decrescente, da esquerda para a direita, onde tem-se os modelos mais complexos e caros computacionalmente

Figura 24 - Metodologias de solução para escoamentos turbulentos.



Fonte: O autor.

Há ainda na literatura, como pode ser visto em Chaouat (2017), métodos híbridos RANS/LES, que são capazes de reproduzir um comportamento do tipo RANS na vizinhança da parede e um comportamento do tipo LES longe desta, visando melhorar a previsão numérica de fluxos complexos.

3.6.5.1 Modelos RANS

Para a maioria dos propósitos de engenharia, de acordo com Versteeg e Malalasekera (2007), é desnecessário resolver os detalhes das flutuações turbulentas. Entretanto, uma descrição dos efeitos de turbulência no fluxo médio é necessária, visto que a operação de média de tempo nas equações de quantidade de movimento descarta todos os detalhes relativos ao estado do fluxo contido nas flutuações instantâneas.

Anderson *et al.* (1984), Wilcox (2006) e Versteeg e Malalasekera (2007) mostram a dedução da Equação de Navier-Stokes com média de Reynolds. A equação RANS tem como base as equações da conservação da massa e da conservação da quantidade de movimento linear. Aplicando-se a lei de conservação da massa para um fluido escoando através de um volume de controle infinitesimal fixo, utilizando o formalismo Euleriano, tem-se:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (32)$$

O primeiro termo da Equação 32 representa a taxa de variação da massa específica dentro do volume de controle; o segundo termo representa a taxa líquida de fluxo de massa para fora através da superfície de controle. Para um escoamento incompressível, onde a massa específica é constante, a Equação 32 fica na forma:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (33)$$

Utilizando a lei de conservação da quantidade de movimento para um fluido escoando através de um volume de controle fixo e infinitesimal, tem-se:

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \Pi_{ij}}{\partial x_i} + \rho g \quad (34)$$

Em que o primeiro termo do lado esquerdo representa a variação do momento dentro do volume de controle por unidade de volume. O segundo termo representa a variação de momento por unidade de volume devido à convecção através da superfície de controle.

No lado direito da Equação 34, o primeiro termo representa as forças de superfície por unidade de volume aplicadas por tensões externas – normais e cisalhantes - no elemento fluido. São representadas pelas componentes do tensor de tensões Π_{ij} . O segundo termo representa a força do campo gravitacional por unidade de volume que age sobre o fluido dentro do volume de controle.

O tensor de tensões, Π_{ij} , é dado por:

$$\Pi_{ij} = -p\delta_{ij} + t_{ij} \quad (35)$$

onde δ_{ij} é o delta de Kronecker ($\delta_{ij} = 1$ se $i = j$ e $\delta_{ij} = 0$ se $i \neq j$) e p é a pressão estática do fluido. O termo t_{ij} é a tensão viscosa, que para um fluido newtoniano e incompressível é dada por:

$$t_{ij} = 2\mu s_{ij} \quad (36)$$

em que s_{ij} é o tensor taxa de deformação,

$$s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (37)$$

Considerando-se um escoamento incompressível e desprezando o efeito da gravidade, tem-se para a equação de Navier-Stokes, na forma conservativa:

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial u_j u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial (2\mu s_{ij})}{\partial x_j} \quad (38)$$

Aplicando-se a decomposição de Reynolds para as Equações. 33 e 38, tem-se

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (39)$$

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j \bar{u}_i + \overline{u'_j u'_i}) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial (2\mu S_{ij})}{\partial x_j} \quad (40)$$

A equação da conservação de massa média no tempo, Equação 33, é idêntica a equação instantânea, Equação 39, com a velocidade média substituindo a instantânea. Enquanto que a Equação 40 difere da 38 apenas pelo termo $\overline{u'_j u'_i}$, que é a taxa média de transferência de quantidade de movimento devido à turbulência. Reorganizando a Equação 40, ela pode ser escrita da forma:

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial \bar{u}_j \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\mu S_{ij} - \rho \overline{u'_i u'_j}) \quad (41)$$

A Equação 41 é usualmente chamada de equações de Navier Stokes com médias de Reynolds (RANS), onde o S_{ij} é o tensor taxa de deformação médio, dado por:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (42)$$

O termo $-\overline{u'_i u'_j}$ é conhecido como *tensor de Reynolds*, também sendo denotado por τ_{ij} ,

$$\tau_{ij} = -\overline{u'_i u'_j} \quad (43)$$

que quando reescrito na forma matricial, fica:

$$\overline{u'_i u'_j} = \begin{bmatrix} \overline{u' u'} & \overline{u' v'} & \overline{u' w'} \\ \overline{v' u'} & \overline{v' v'} & \overline{v' w'} \\ \overline{w' u'} & \overline{w' v'} & \overline{w' w'} \end{bmatrix} \quad (44)$$

Lembrando que u' , v' e w' representam as flutuações de velocidade.

Observa-se que o tensor de Reynolds é simétrico, ou seja, $\tau_{ij} = \tau_{ji}$, logo, surgem seis incógnitas a mais na Equação 41. Portanto, para um caso geral tridimensional, tem-se como incógnitas as propriedades médias do escoamento, pressão e as três componentes da velocidade, e as seis componentes do tensor de Reynolds. Tem-se 10 incógnitas e apenas 4 equações - conservação da massa e as três componentes da Equação de Navier-Stokes. Dessa forma, é necessário modelar o tensor de Reynolds. Essa situação é conhecida como problema de fechamento da turbulência, e as soluções viáveis para resolve-lo baseiam-se na modelagem da turbulência (WILCOX, 2006; SILVEIRA NETO; SOARES, 2014).

Com exceção das regiões próximas a parede, as tensões de Reynolds são muito maiores do que as taxas de transporte viscoso. As flutuações de velocidade e, conseqüentemente, as tensões turbulentas, são nulas na superfície sólida, devido à condição de não deslizamento imposta ao escoamento na parede, enquanto que os menores vórtices não afetam diretamente os maiores, que são responsáveis pelo transporte de quantidade de movimento. Conseqüentemente, as tensões turbulentas são aproximadamente independentes da viscosidade, e esta independência simplifica a tarefa de modelar as tensões de Reynolds (SILVEIRA NETO; SOARES, 2014).

De acordo com Silveira Neto e Soares (2014), basicamente há duas abordagens para se modelar as tensões de Reynolds:

- I. O conceito de viscosidade turbulenta; e
- II. A modelagem da equação de transporte do tensor de Reynolds.

A primeira abordagem utiliza a proposta de Boussinesq (1877), que relaciona as contribuições da turbulência, na transferência de quantidade de movimento linear com a taxa de deformação do escoamento médio, utilizando um termo adicional às equações, a viscosidade turbulenta.

Para a segunda abordagem, também conhecida como modelo de fechamento de momento de segunda ordem, o fluxo extra de quantidade de movimento turbulento é dado diretamente pela solução das equações de transporte das próprias tensões de Reynolds. Contudo, devido ao problema do fechamento da turbulência, as equações

exatas são modeladas termo a termo. O resultado é um conjunto de equações diferenciais parciais para as tensões de Reynolds a serem resolvidas com as equações de Navier-Stokes com média de Reynolds e com a equação de conservação de massa.

Os modelos de turbulência RANS mais comuns são classificados com base no número de equações de transporte adicionais que precisam ser resolvidas juntamente com as equações de fluxo. Estas equações de transporte podem variar de zero equações até múltiplas, dependendo do número de grandezas turbulentas transportadas. Quanto maior o número de equações de transporte, para um maior número de grandezas turbulentas, os modelos tornam-se mais próximos dos eventos reais, aumentando inclusive a possibilidade da descrição de fenômenos de maior complexidade (LABOZETTO, 2016). Antes de entrar nos principais modelos, é preciso introduzir o conceito de viscosidade turbulenta.

3.6.5.1.1 Viscosidade turbulenta

Os modelos de viscosidade turbulenta utilizam a ideia de Boussinesq (1877). Esta propõe a proporcionalidade entre as tensões turbulentas e os gradientes de velocidade. Deste modo, para o caso de fluido incompressível, o último termo ao lado direito da Equação 41 toma a forma:

$$\rho\tau_{ij} = -\rho\overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (45)$$

A Equação 45 introduz a energia cinética turbulenta média no tempo por unidade de massa, k , similar a Equação 20:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (46)$$

O termo μ_t na Equação 45 refere-se a viscosidade turbulenta. Consequentemente há também a viscosidade cinemática turbulenta, denotada por $\nu_t = \mu_t/\rho$. O segundo termo do lado direito da Equação 45 envolve o já conhecido

delta de Kronecker. Esta contribuição garante que a fórmula forneça o resultado correto para as tensões normais de Reynolds, quando $i = j$.

Substituindo a Equação 45 na Equação 41, dividindo-se toda a equação por ρ , e fazendo-se as devidas alterações, tem-se:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_{ef}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu_{ef} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (47)$$

onde tem-se uma pressão e viscosidade efetivas:

$$p_{ef} = \bar{p} + \rho \frac{2}{3} k \quad (48)$$

$$\nu_{ef} = \nu + \nu_t \quad (49)$$

De acordo com Labozetto (2016), em geral, a influência da energia cinética na pressão efetiva não é significativa. Porém, a parcela turbulenta da viscosidade efetiva predomina sobre a parcela devido à viscosidade molecular.

A viscosidade turbulenta não é uma propriedade do fluido e varia de forma diferente a depender do escoamento ou ponto analisado em um mesmo escoamento. Quase todos os modelos, que utilizam a hipótese de a tensão turbulenta ser proporcional a taxa de deformação média, assumem que a viscosidade turbulenta é uma propriedade escalar (isotrópica). Outra desvantagem é que a viscosidade turbulenta vai para infinito, quando a tensão de Reynolds não é nula, mas a taxa de deformação média é (SILVEIRA NETO; SOARES, 2014).

Apesar das deficiências da hipótese de viscosidade turbulenta, ela possui grande vantagem computacional devido a sua facilidade de ser diretamente incorporada a qualquer código computacional desenvolvido para soluções das equações de Navier-Stokes em escoamento laminar com propriedades variáveis. Contudo, modelos de viscosidade turbulenta acabam incorrendo no erro de utilizar exclusivamente o escoamento médio ou de utilizar somente escalas de turbulência (SILVEIRA NETO; SOARES, 2014).

Os modelos RANS utilizados no software FLUENT Ansys são listados na figura abaixo e são classificados de acordo com o custo computacional.

Figura 25 – Modelos RANS utilizados no ANSYS.



Fonte: ANSYS (2013).

Os tópicos seguintes focam apenas nos modelos de turbulência que são úteis para os objetivos deste trabalho, que é avaliar o escoamento incompressível sobre um aerofólio. De acordo com Rumsey (2007), Versteeg e Malalasekera (2007), Ansys (2013), Silveira Neto e Soares (2014), Crivellini e D'Alessandro (2014) e Rocha et al (2016) os modelos mais adequados para esta análise são o modelo de uma equação Spalart-Allmaras e de duas equações k-ω/SST. Para um bom entendimento do modelo de duas equações k-ω/SST é preciso introduzir o modelo k-ε.

3.6.5.1.2 Equação modelada da energia turbulenta

Modelos de equação de energia turbulenta foram desenvolvidos para incorporar os efeitos não-locais e de histórico de fluxo na viscosidade turbulenta. Wilcox (2006) demonstra que a equação modelada de transporte para a energia cinética turbulenta, utilizada praticamente por todos os modelos de equações de energia turbulenta, é dada por:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (50)$$

onde os dois primeiros termos do lado esquerdo da equação representam, respectivamente, a taxa de variação da energia cinética turbulenta e o transporte de

energia cinética turbulenta por convecção. A soma desses dois termos dá a taxa de variação de k seguindo uma partícula de fluido. O primeiro termo do lado direito representa a taxa na qual a energia cinética turbulenta é transferida do fluxo médio para a turbulência. O termo ε é a conhecida taxa de dissipação de k . O termo envolvendo $\nu \partial k / \partial x_j$ representa a difusividade molecular. O último termo do lado direito representa o transporte turbulento, onde σ_k é um coeficiente de fechamento (WILCOX, 2006).

3.6.5.1.3 Modelo de duas equações k - ε padrão

Em camadas finas de cisalhamento bidimensional, as mudanças na direção do fluxo são sempre lentas, de tal modo que a turbulência pode se ajustar às condições locais. Nos fluxos em que a convecção e a difusão causam diferenças significativas entre a produção e a destruição de turbulência (por exemplo nos fluxos de recirculação), é preciso dar mais atenção a dinâmica da turbulência. O modelo k - ε foca nos mecanismos que afetam a energia cinética turbulenta (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

O modelo é de duas equações e foi proposto por Launder e Spalding (1972) tendo como grandezas transportadas a energia cinética turbulenta (k) e pela sua taxa de dissipação (ε). Funções de parede são utilizadas neste modelo, pois a equação da taxa de dissipação contém um termo que não pode ser calculado na parede, de modo que o fluxo na camada de amortecimento (parte da região tampão) não é simulado (ANSYS, 2014).

São utilizados k e ε para definir a escala de velocidade ν e a escala de comprimento ℓ . De acordo com Versteeg e Malalasekera (2007), para ν tem-se:

$$\nu = k^{1/2} \quad (51)$$

Aplicando a análise dimensional, a viscosidade turbulenta cinemática é dada por:

$$\nu_t = C \nu \ell = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (52)$$

onde C_μ é uma constante adimensional.

O modelo k- ε padrão utiliza as seguintes equações para energia cinética turbulenta e para a taxa de dissipação:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (53)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (54)$$

Em palavras, essas equações significam:

Taxa de variação de k ou ε	+	Transporte de k ou ε por convecção	=	Taxa de produção de k ou ε	-	Taxa de destruição de k ou ε	+	Transporte de k ou ε por difusão
--	---	---	---	--	---	--	---	---

As Equações 53 e 54 apresentam parâmetros ajustáveis. O modelo emprega valores para as constantes que são obtidos por um ajuste abrangente de dados para uma ampla gama de experimentos. De acordo com Wilcox (2006) e Versteeg e Malalasekera (2007):

$$C_{\varepsilon 1} = 1,44 \quad C_{\varepsilon 2} = 1,92 \quad C_\mu = 0,09 \quad \sigma_k = 1,00 \quad \sigma_\varepsilon = 1,30$$

Produção e destruição de energia cinética turbulenta estão sempre ligados. A taxa de dissipação ε é grande quando a produção de k for grande. Isso assegura que ε aumente rapidamente quando k aumenta rapidamente e que ε diminua suficientemente rápido para evitar valores negativos (não físicos) de energia cinética turbulenta se k diminuir. O fator ε/k nos termos de produção e destruição tornam estes termos dimensionalmente corretos na equação de ε . As constantes $C_{\varepsilon 1}$ e $C_{\varepsilon 2}$ permitem a proporcionalidade correta entre os termos (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

Para simulação em CFD, de acordo com Versteeg e Malalasekera (2007), a distribuição inicial de k e ε precisam ser conhecidas, porém estas podem não estar disponíveis. É possível introduzir valores de k e ε da literatura e subsequentemente

explorar a sensibilidade dos resultados para estas distribuições de entrada. Se nenhuma informação estiver disponível, aproximações para as distribuições de entrada para k e ε nos fluxos internos podem ser obtidas a partir da intensidade de turbulência, T_i e do comprimento característico L do equipamento, por meio das seguintes equações:

$$k = \frac{2}{3} (U_{ref} T_i)^2 \quad (55)$$

$$\varepsilon = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{\ell} \quad (56)$$

$$\ell = 0,07L \quad (57)$$

O modelo prediz níveis excessivos de tensão de cisalhamento turbulento, particularmente na presença de gradientes de pressão adverso (por exemplo em camadas de cisalhamento curvas) levando à supressão da separação em paredes curvas. Também apresenta níveis excessivamente grosseiros de turbulência nas regiões de estagnação, resultando em transferência excessiva de calor em regiões de recirculação (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). O modelo é válido apenas para escoamentos completamente turbulentos, funcionando bem para problemas de escoamento externo em geometrias complexas. Adequado para iterações iniciais (ANSYS, 2006; SILVEIRA NETO; SOARES, 2014).

De acordo com Silveira Neto e Soares (2014), não é adequado para escoamentos com desprendimento da camada-limite, com gradientes de pressão adverso, fluidos em rotação e em superfícies curvadas.

3.6.5.1.4 Modelo de duas equações k - ω padrão

Este modelo foi proposto por WILCOX (1988, 1993, 1994) como um aprofundamento das ideias de Kolmogorov. Baseia-se na configuração das equações de transporte em função da energia cinética turbulenta (k) e da taxa de dissipação específica (ω) também conhecida como frequência turbulenta, sendo este último termo interpretado como a proporção de ε em k (VERSTEEG; MALALASEKERA,

2007; SILVEIRA NETO; SOARES, 2014). Wilcox (2006) mostra que a frequência turbulenta é:

$$\omega = \frac{\varepsilon}{k} \quad (58)$$

cuja dimensão é s^{-1} . Com a utilização dessa nova variável, a escala de comprimento torna-se

$$\ell = \frac{k^{1/2}}{\omega} \quad (59)$$

e a viscosidade turbulenta cinemática

$$v_t = \frac{k}{\omega} \quad (60)$$

As equações do modelo k- ω padrão, para a energia cinética turbulenta e taxa de dissipação específica são, respectivamente:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \sigma^* \frac{k}{\omega} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (61)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \gamma \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \sigma \frac{k}{\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (62)$$

Em palavras, essas equações significam:

Taxa de variação de k ou ω	+	Transporte de k ou ω por convecção	=	Taxa de produção de k ou ω	-	Taxa de dissipação de k ou ω	+	Transporte de k ou ω por difusão turbulenta
---	---	--	---	--	---	---	---	---

As Equações 61 e 62 apresentam parâmetros ajustáveis. O modelo emprega valores para as constantes que são obtidos por um ajuste abrangente de dados para uma ampla gama de experimentos, de acordo com Wilcox (1988).

$$\beta = 0,075 \quad \beta^* = 0,09 \quad \gamma = 5/9 \quad \sigma = 0,50 \quad \sigma^* = 0,50$$

O modelo k- ω padrão inicialmente atraiu muita atenção porque a integração à parede não requeria funções de amortecimento de parede em aplicações para baixo

número de Reynolds. O valor da energia cinética turbulenta, k , na parede é ajustado para zero. A frequência ω tende ao infinito na parede, mas de acordo com Wilcox (1988), é possível aplicar uma variação hiperbólica em um ponto de malha próxima a parede. A experiência prática do modelo mostrou que os resultados não dependiam muito dos detalhes desse tratamento (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

Nas condições de contorno de entrada, os valores de k e ω devem ser especificados, e nas condições de contorno de saída, as condições usuais de gradiente nulo são usadas. A condição de contorno de ω em fluxo livre, onde a energia cinética turbulenta $k \rightarrow 0$ e a frequência turbulenta $\omega \rightarrow 0$, é mais problemática. A Equação 60 mostra que a viscosidade turbulenta tende a infinito quando $\omega \rightarrow 0$. Portanto um valor não nulo precisa ser especificado para ω . Ou seja, o modelo é fortemente influenciado pelo valor da condição de contorno de ω na corrente livre. Quando ω for muito baixo, verificam-se valores excessivos de viscosidade turbulenta nas partes mais altas da camada limite (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007; LABOZETTO, 2016).

As regiões próximas as paredes são modeladas com a utilização de leis de parede, como pode ser visto na Figura 22 do tópico 2.6.3.

3.6.5.1.5 Modelo de duas equações k - ω /SST

Menter (1992, 1994a, 1994b) observou que os resultados do modelo k - ϵ são bem menos sensíveis aos valores assumidos na corrente livre, porém seu desempenho próximo à parede é insatisfatório para camadas limites com gradientes de pressão adverso. Isso o levou a sugerir um modelo híbrido utilizando (i) uma transformação do modelo k - ϵ em um modelo k - ω na região próxima da parede e (ii) o modelo padrão k - ϵ é utilizado na região totalmente turbulenta longe da parede. O cálculo das tensões de Reynolds e a equação para a energia cinética turbulenta, k , são as mesmas do modelo k - ω original de Wilcox, mas a equação da taxa de dissipação da energia cinética turbulenta, ϵ , é transformada em uma equação para a taxa de dissipação específica, ω , utilizando a Equação 59 (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). Menter chamou esse modelo de k - ω /SST (*Shear Stress Transport*). A equação transformada do modelo k - ϵ próximo a parede é:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \gamma_2 \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta_2 \omega^2 + 2\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \sigma_{\omega 2} \frac{k}{\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (63)$$

Em palavras:

Taxa de variação de ω	+	Transporte de ω por convecção	=	Taxa de produção de ω	-	Taxa de dissipação de ω	+	Difusão cruzada	+	Transporte de ω por difusão turbulenta
------------------------------------	---	--	---	------------------------------------	---	--------------------------------------	---	--------------------	---	--

A Equação 63 apresenta parâmetros ajustáveis. O modelo emprega valores para as constantes que são obtidos por um ajuste abrangente de dados para uma ampla gama de experimentos, de acordo com Menter (1992).

$$\gamma_2 = 0,44 \quad \beta_2 = 0,0828 \quad \sigma_{\omega 2} = 0,856$$

Segundo Labozetto (2016), na camada limite, quanto mais distante da parede, $\partial k / \partial y > 0$ e $\partial \omega / \partial y < 0$, o termo de difusão cruzada funciona como um termo de destruição da dissipação, favorecendo o incremento da viscosidade turbulenta. Por outro lado, indo em direção a parte mais alta da camada limite, $\partial k / \partial y < 0$ e $\partial \omega / \partial y < 0$, o termo de difusão cruzada funciona como um termo de produção de dissipação, baixando a viscosidade turbulenta. Isso diminui a difusão e conseqüentemente a influência da condição de contorno do escoamento externo.

Visando ter um modelo que faça a mesclagem entre os modelos k- ϵ e k- ω padrão, Menter (1994a) propôs uma função de mistura, F_1 :

$$F_1 = \tanh(\text{arg}_1^4) \quad (64)$$

Essa função é utilizada para se obter uma transição suave entre os dois modelos e é introduzida na equação para modificar o termo de difusão cruzada e também são usadas nas constantes do modelo. O termo arg_1 é dado por:

$$arg_1 = \min \left(\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}, \frac{500\nu}{y^2\omega} \right), \frac{4\sigma_{\omega 2}k}{CD_{k\omega}y^2} \right) \quad (65)$$

onde y é a distância até à parede mais próxima e $CD_{k\omega}$ é a parte positiva do termo de difusão cruzada, dada por:

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right) \quad (66)$$

As Equações 61 e 62 são multiplicadas por F_1 . Por fim, Menter propôs a utilização de uma função F_1 na Equação 63, garantindo que, $F_1 \rightarrow 0$ quando $y \rightarrow \infty$, e $F_1 \rightarrow 1$ quando $y \rightarrow 0$. A equação para ω fica, em sua forma final:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = & \gamma_2 \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta_2 \omega^2 + 2(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \sigma_{\omega 2} \frac{k}{\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \end{aligned} \quad (67)$$

Outra modificação importante introduzida por Menter (1994a) foi a inclusão de uma observação feita por Bradshaw e Wong (1971), eles observaram que a tensão de cisalhamento turbulenta é proporcional à energia cinética turbulenta na região de esteira da camada limite. A aplicação dessa proporcionalidade introduz um efeito de atraso nas equações que explicam o transporte da principal tensão de cisalhamento turbulenta. Menter (1994a) então propôs calcular a viscosidade turbulenta como:

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, SF_2)} \quad (68)$$

Onde $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$, em que S_{ij} é dado na Equação 37. O termo a_1 é uma constante e F_2 é uma função de mistura que vale 1 na proximidade da parede e tende a zero à medida que se aproxima do escoamento externo.

$$F_2 = \tan(arg_2^2) \quad (69)$$

em que

$$arg_2 = \max\left(2 \frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}, \frac{500\nu}{y^2\omega}\right) \quad (70)$$

Em síntese, F_1 é responsável pela variação entre as equações de transporte enquanto que F_2 é responsável pela variação entre as equações de viscosidade turbulenta.

Labozetto (2016), Silveira Neto e Soares (2014) e Versteeg e Malalasekera (2007) afirmam que este é o modelo de turbulência de duas equações mais bem-sucedido até o momento. É mais preciso para escoamentos com gradientes de pressão abruptos, sob aerofólios e com ondas de choque transônicas.

As regiões próximas as paredes são modeladas com a utilização de leis de parede, como pode ser visto na Figura 22 do tópico 2.6.3.

3.6.5.1.6 Novo modelo de duas equações k - ω padrão

Com as atualizações que o modelo k - ω foi sofrendo, Wilcox (2008) atualizou o modelo padrão. Nesta atualização, as camadas limites e os fluxos livres de cisalhamento são primeiramente analisados utilizando métodos de perturbação e soluções de similaridade. Todos os aspectos do modelo, incluindo condições de contorno para superfícies ásperas e para superfícies com injeção de massa, foram reformuladas e validadas.

A viscosidade turbulenta é dada por:

$$v_t = \frac{k}{\tilde{\omega}}, \quad \tilde{\omega} = \max\left\{\omega, C_{lim} \sqrt{\frac{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}{\beta^*}}\right\} \quad (71)$$

em que $C_{lim} = 0,875$.

A equação para a energia cinética turbulenta continua igual a Equação 53, porém com mudança em uma das constantes, enquanto que a equação para a taxa de dissipação específica se assemelha mais a formulação proposta por Menter:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \sigma_1^* \frac{k}{\omega} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (72)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta_1 \omega^2 + \frac{\sigma_d}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \sigma \frac{k}{\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (73)$$

Wilcox (2006) define as constantes ajustáveis e suas relações auxiliares como:

$$\alpha = 0,52 \quad \beta_1 = \beta_0 f_b \quad \beta^* = 0,09 \quad \sigma = 0,50 \quad \sigma_1^* = 0,60$$

$$\sigma_d = \begin{cases} 0, & \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \leq 0 \\ 0,125 & \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} > 0 \end{cases}$$

$$\beta_0 = 0,0708 \quad f_b = \frac{1 + 85 \mathcal{X}_\omega}{1 + 100 \mathcal{X}_\omega} \quad \mathcal{X}_\omega = \left| \frac{\Omega_{ij} \Omega_{jk} S_{ki}}{(\beta^* \omega)^3} \right|$$

O termo σ_d é chamado de coeficiente de difusão cruzada. Os tensores Ω_{ij} e S_{ij} são a rotação média e a taxa de deformação média, definidos respectivamente por:

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (74a)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (74b)$$

O novo modelo k- ω mantém todas as qualidades dos modelos anteriores desenvolvidos por Wilcox. A inclusão do termo de difusão cruzada aprimora as previsões do modelo para todos os clássicos fluxos livres de cisalhamento (esteira distante, camada de mistura, jato plano, jato redondo e jato radial) e reduz significativamente a sensibilidade do modelo às condições de contorno da região de fluxo livre nos parâmetros de turbulência (WILCOX, 2008).

Com a inclusão de um limitador de estresse, na viscosidade turbulenta (C_{lim}), o novo modelo prevê uma concordância razoavelmente próxima com as propriedades

medidas dos fluxos separados por choque para os regimes transônico, supersônico e hipersônico.

As regiões próximas as paredes são modeladas com a utilização de leis de parede, como pode ser visto na Figura 22 do tópico 2.6.3.

3.6.5.1.7 Modelo de uma equação Spalart-Allmaras

Este modelo foi proposto por Spalart e Allmaras (1992), envolve uma equação de transporte para a viscosidade turbulenta modificada, $\tilde{\nu}$, que apresenta um comportamento linear na região próxima à parede – sendo zero junto à parede -, o que torna a equação mais fácil de ser resolvida, não exigindo uma malha muito refinada. Para o termo de destruição de turbulência, é utilizada como escala de comprimento a própria distância da parede, d . Este modelo foi desenvolvido, principalmente, para aplicações da fluidodinâmica computacional na área aeroespacial, onde o escoamento sobre superfícies sólidas é importante (SILVEIRA NETO; SOARES, 2014). A equação de transporte, de acordo com Spalart e Allmaras (1992) é dada abaixo.

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} = C_{b1} \tilde{S} \tilde{\nu} + \frac{1}{\sigma_\nu} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left((\nu + \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right) + C_{b2} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right] - C_{w1} f_w \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 \quad (75)$$

Em palavras

Taxa de variação de $\tilde{\nu}$	+	Transporte de $\tilde{\nu}$ por convecção	=	Taxa de produção de $\tilde{\nu}$	+	Transporte de $\tilde{\nu}$ por difusão turbulenta	-	Taxa de dissipação de $\tilde{\nu}$
---	---	---	---	---	---	---	---	---

A viscosidade cinemática turbulenta é definida como:

$$\nu_t = \tilde{\nu} f_{\nu 1} \quad (76)$$

A produção de viscosidade turbulenta modificada está relacionada com a vorticidade média local \tilde{S} da seguinte forma:

$$\tilde{S} = \Omega + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{v2} \quad (77)$$

Em que κ é a constante de Von Kármán e o tensor de rotação média Ω é dada por

$$\Omega = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} \quad (78)$$

onde Ω_{ij} é igual ao da Equação 74a.

As funções de amortecimento f_{v1} , f_{v2} e f_w são:

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3} \quad (79a)$$

$$f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}} \quad (79b)$$

$$f_w = g \left[\frac{1 + C_w^6}{g^6 + C_w^6} \right]^{1/6} \quad (79c)$$

onde χ e g são:

$$\chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \quad (80)$$

$$g = r + C_{w2}(r^6 - r) \quad (81)$$

O parâmetro r é dado por:

$$r = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S}\kappa^2 d^2}$$

Por fim, as constantes de fechamento do modelo são:

$$C_{b1} = 0,1355 \quad C_{b2} = 0,622 \quad C_{v1} = 7,1 \quad \sigma_v = 2/3$$

$$C_{w1} = \frac{C_{b1}}{\kappa^2} + \frac{(1 + C_{b2})}{\sigma_v} \quad C_{w2} = 0,3 \quad C_{w3} = 2 \quad \kappa = 0,4187$$

De acordo com Silveira Neto e Soares (2014), a avaliação do tensor de rotação média, Ω (Equação 78), é recomendada quando a turbulência é devido principalmente à geração de vorticidade nas regiões próximas às paredes sólidas. Devido ao grande

número de variáveis utilizadas neste modelo, fica evidente que ele foi projetado com base em escoamentos conhecidos, principalmente a camada limite turbulenta.

A função de parede f_{v1} tende a um para um alto número de Reynolds, conseqüentemente a viscosidade turbulenta modificada, $\tilde{\nu}$, se torna igual a viscosidade cinemática turbulenta, ν_t . Na região de parede, f_{v1} tende a zero (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

Segundo Wilcox (1993), o modelo produz bons resultados tanto em regiões onde a camada limite possui gradientes de pressão favoráveis, como adversos. No entanto, não apresenta bons resultados para escoamentos em jatos planos ou circulares. Ele é bem adequado para escoamentos subsônicos ao redor de aerofólios, além de fluxos subsônicos e transônicos em torno das configurações das aeronaves. Porém em geométricas complexas, é difícil definir a escala de comprimento e falta sensibilidade para processos em fluxos que mudam rapidamente (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

De acordo com Ansys (2013), este modelo é efetivo para aplicação sob baixo número de Reynolds, necessitando que a camada limite seja realmente calculada, e que y^+ seja aproximadamente igual a um. Para o FLUENT, o modelo Spalart-Allmaras sofreu algumas alterações, a mais significativa é a utilização de um tratamento de parede sensível a y^+ , chamado de tratamento aprimorado de parede (Enhanced Wall Treatment - EWT). O EWT combina automaticamente todas as variáveis da solução a partir de sua formulação da subcamada viscosa. Este processo é calibrado para cobrir todos os valores de y^+ para a região tampão. A Figura 23, presente no tópico 2.6.3, apresenta o modo como o fluxo é modelado na região próxima à parede.

3.7 INTRODUÇÃO A DINÂMICA DOS FLUIDOS COMPUTACIONAL

A dinâmica de fluidos computacional ou também chamada de fluidodinâmica computacional, mais conhecida no meio da engenharia pelo seu acrônimo em inglês CFD, é a análise do escoamento de fluidos, transferência de calor e fenômenos associados através de simulações numéricas. A utilização da CFD abrange uma ampla gama de áreas de aplicação industrial e não industrial. Versteeg e Malalasekera

(2007) em sua obra intitulada *Uma introdução a dinâmica de fluido computacional* cita, como aplicação da técnica, exemplos em aerodinâmica de aeronaves, turbinas e veículos, hidrodinâmica de navios, engenharia de processos químicos, meteorologia, entre outros.

A CFD utiliza análise numérica para avaliar e resolver problemas que envolvam escoamentos fluidos. Fluidos em movimento são descritos através das equações de Navier-Stokes - equações diferenciais parciais que representam a conservação da massa, quantidade de movimento e energia. Para se obter uma solução aproximada numericamente, métodos de discretização são utilizados para aproximar as equações diferenciais em sistemas de equações algébricas, que podem, então, ser resolvidas por um computador. As aproximações são aplicadas a pequenos domínios no espaço e/ou tempo. Há vários métodos de discretização que são utilizados na CFD, sendo os mais importantes, de acordo com Ferziger e Peric (2002) os Método dos Volumes Finitos (MVF), Método dos Elementos Finitos (MEF) e Método das Diferenças Finitas (MDF).

A metodologia numérica adotada neste trabalho é o Método dos Volumes Finitos, implementada pelo software comercial ANSYS Fluent. O MVF consiste em dividir o domínio em um número finito de volumes de controle que corresponderão às células da malha. A cada volume de controle são então aplicadas as formas discretizadas das equações de conservação com o objetivo de se obter um sistema de equações algébricas lineares onde o número de incógnitas corresponderá ao número de células da malha. Esse sistema é então resolvido iterativamente por um solucionador algébrico.

Há inúmeros softwares comerciais para utilização da CFD. De acordo com os sites especializados em CFD, TickTutor (2018) e Resolved Analytrics (2018), os softwares mais utilizados são: ANSYS Fluent, Star-CCM+, OpenFOAM (único software de código aberto da lista), COMSOL, ANSYS CFX, entre outros.

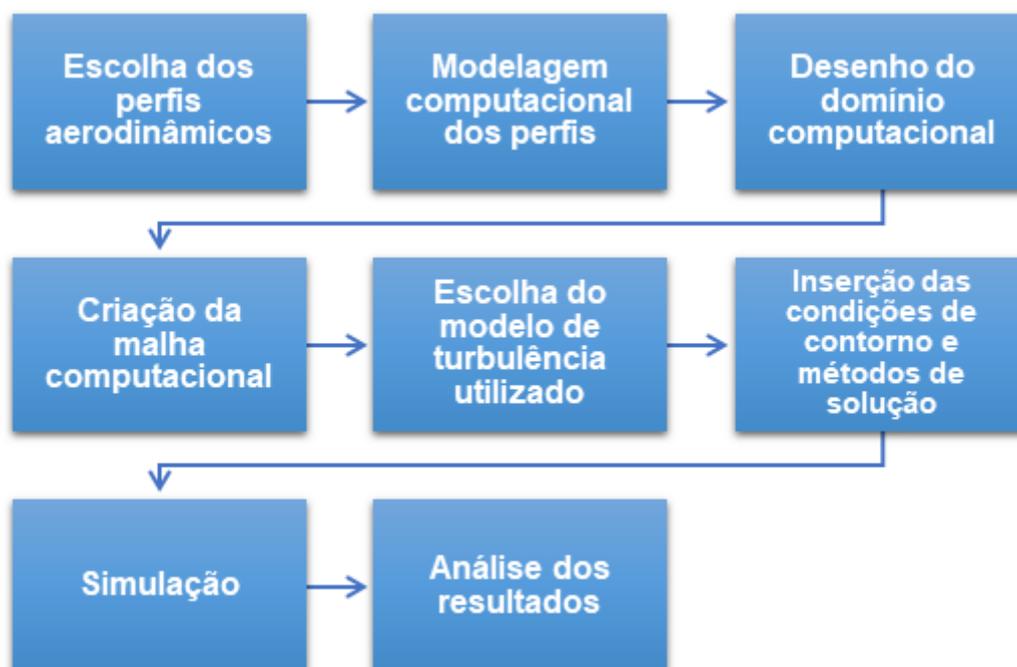
4 METODOLOGIA

A metodologia computacional desta dissertação é baseada nos trabalhos de Melo *et al* (2013) e Fernandes *et al* (2017), tendo o autor desta dissertação participado deste segundo trabalho. Foi utilizado para simulação um computador que apresenta as seguintes configurações: 2 processadores Intel Xeon CPU E5-2630 2.30 GHz, memória RAM de 32,00 GB, placa de vídeo NVIDIA Quadro 5000 16 GB GDDR5X, 1 TB de disco rígido. Sistema Operacional Windows 10, 64 bits.

O software para simulação em CFD utilizado é o Ansys FLUENT, devido ao fato de este ser amplamente utilizado na indústria e por apresentar uma versão estudantil gratuita (apresentando limitação para número de elementos de malha em 500 mil e em poder computacional) com uma interface amigável para com o usuário.

A Figura 26 apresenta um esquemático da metodologia utilizada nessa dissertação.

Figura 26 - Fluxograma utilizado.

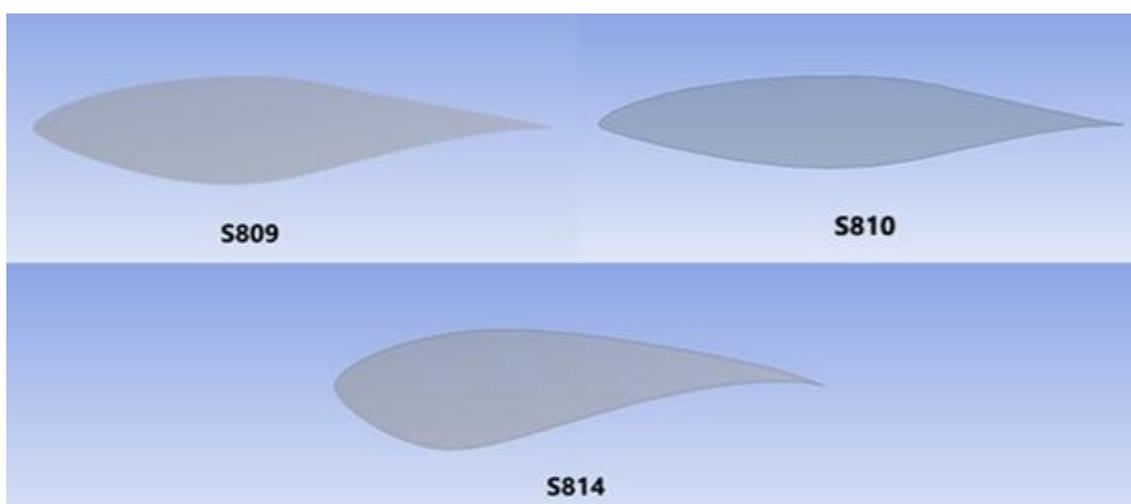


Fonte: O autor.

A escolha dos aerofólios para simulação se deu através daqueles que têm finalidade de utilização para a indústria eólica e que apresentam dados experimentais catalogados e de fácil acesso. Foram escolhidos para simulação os perfis S809, S810 e S814 da família da NREL, por terem sido desenvolvidos com o intuito de utilização em turbinas eólicas e por apresentarem trabalhos que os utilizam, tendo os seus dados de sustentação e arrasto catalogados. Dados experimentais desses três perfis são colhidos nos trabalhos de Reus Ramsay (1995) para o S809, Reus Ramsay (1996) para o S810 e Janiskewska *et al* (1996) para o S814. Os perfis das famílias Risø e Delft, que apresentam boa aplicabilidade para turbinas eólicas, não apresentam, de fácil acesso, dados dos seus aerofólios.

A geração dos perfis aerodinâmicos se deu através da ferramenta computacional Solidworks. Os dados para criação das curvas foram extraídos do banco de dados de aerofólios Airfoilttools (2018), site que reúne uma biblioteca de dados geométricos dos aerofólios. O Anexo A apresenta os dados utilizados para construir os aerofólios S809, S810 e S814. No Solidworks as superfícies foram geradas e exportadas para serem trabalhadas no FLUENT. A Figura 27 mostra as superfícies já exportadas no FLUENT.

Figura 27 - Perfis dos aerofólios utilizados.



Fonte: O autor.

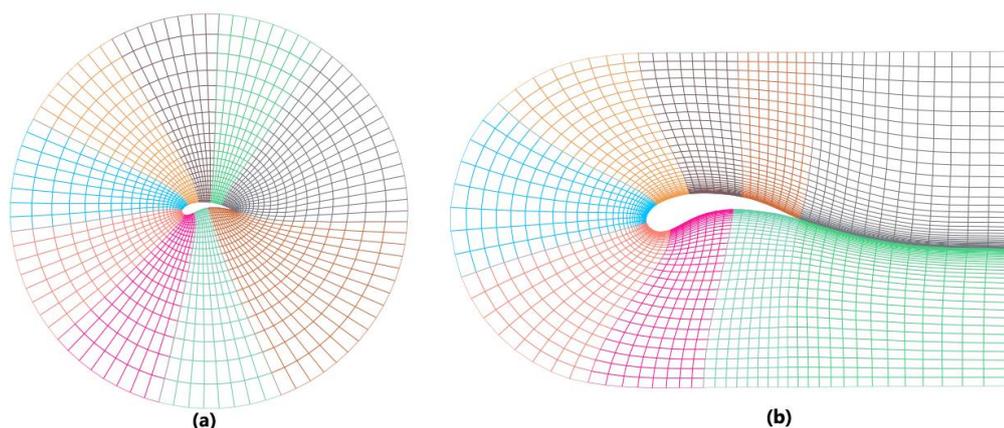
Todos os aerofólios apresentam corda no valor de 1 metro.

4.1 DOMÍNIO COMPUTACIONAL

O domínio computacional precisa ser grande o suficiente para que os efeitos de parede não influenciem significativamente o campo de fluxo (LIU *et al* 2016). Dois tipos de domínio são usualmente utilizados, o domínio conhecido como *O-mesh* (malha O, em tradução livre) e o domínio *C-mesh* (malha C, em tradução livre). O domínio do tipo C é preferível ao tipo O quando o fluido de trabalho for viscoso, visto que o domínio tipo C permite uma melhor simulação para a esteira. O domínio do tipo O é mais adequado para fluxos invíscidos (KRISHNAMURTHY, 2017)

A Figura 28a mostra um domínio computacional do tipo O enquanto que a Figura 28b mostra um domínio do tipo C.

Figura 28 - Tipos de domínio computacional. (a) Malha-O. (b) Malha-C.



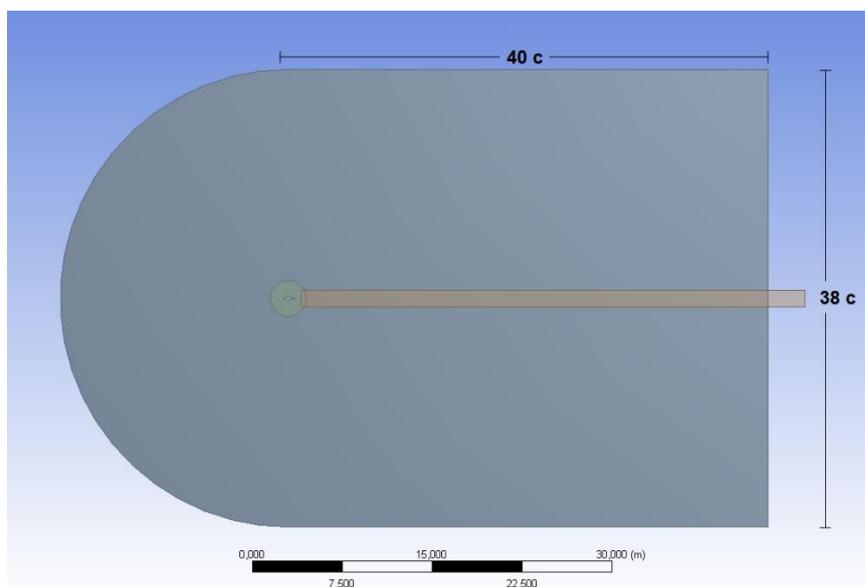
Fonte: KRISHNAMURTHY, 2017.

Como o fluido de trabalho é viscoso e há propagação de esteira, o domínio computacional do tipo C é utilizado. O tamanho do domínio precisa ser grande o suficiente para não interferir no campo de fluxo. Devido a este fato, o domínio computacional foi dimensionado com $19c \times 40c$, em que c é o comprimento da corda – 19 vezes a corda para o raio do semicírculo e 40 vezes a corda para o comprimento - (MELO *et al.*, 2013). O mesmo domínio é utilizado para todos os aerofólios simulados, que apresentam 1 metro de corda, e é mostrado na Figura 29.

É possível ainda identificar na Figura 29 uma circunferência em volta do aerofólio (o centro desta circunferência coincide com o centro da semicircunferência),

em que seu diâmetro é de $5c$, e um retângulo cuja linha mediana cruza o centro da circunferência, ele apresenta $40c$ de comprimento e $1,4$ metros de altura. Ambos são utilizados para melhorar o refinamento da malha em suas regiões.

Figura 29 - Domínio Computacional.

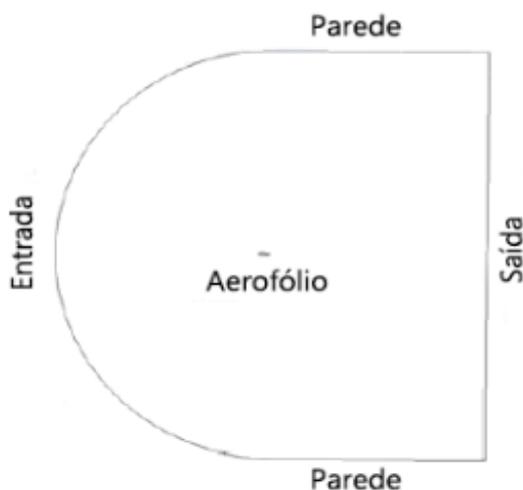


Fonte: O autor.

4.2 CONDIÇÕES DE CONTORNO

As condições de contorno são mostradas na Figura 30. As superfícies superior, inferior e o aerofólio são tratadas como paredes antiderrapantes, impondo que a velocidade tangencial seja zero próxima à parede (ÇENGEL; CIMBALA, 2015). A denominação dessas superfícies no FLUENT tanto pode ser *free* como *wall*. O aerofólio pode ser denominado de *airfoil* que também será reconhecido como parede.

Figura 30 - Condições de contorno utilizadas no FLUENT.



Fonte: MELO *et al* (2013).

A entrada, denominada no FLUENT de *Inlet* ou *velocity inlet*, é por onde o vento entra no domínio computacional, e é onde são impostas as condições iniciais, como velocidade e direção. Como a simulação é em regime permanente, a cada nova simulação, a direção do vento é variada na entrada, mudando assim o ângulo de ataque do mesmo com relação ao aerofólio, que permanece imóvel, ganhando em tempo computacional, visto que seria necessário construir uma nova malha para cada ângulo de ataque que se deseja simular. A saída, denominada de *Outlet* ou *Pressure Outlet*, apresenta pressão manométrica constante e igual a zero.

O ar é utilizado como fluido de trabalho sob pressão atmosférica e fluxo isotérmico a 298 K. Sua densidade é considerada como de um gás ideal. De acordo com o Fox *et al* (2018), em sua tabela para o ar à pressão atmosférica, para uma temperatura de 298 K tem-se uma massa específica, ρ , de $1,19 \text{ kg/m}^3$, viscosidade dinâmica, μ , de $1,8326 \times 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ e uma viscosidade cinemática, ν , de $1,54 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$. O número de Reynolds para as simulações é de $1,5 \times 10^6$, que é o mesmo utilizado em todos os experimentos práticos usados como referência. Utilizando a Equação 3, sendo o comprimento L igual a corda do aerofólio, tem-se uma velocidade de entrada de $23,1 \text{ m/s}$. A equação de energia é ativada.

As mesmas condições apresentadas anteriormente são utilizadas para todos os aerofólios, visto que todos têm o mesmo tamanho de corda de 1 metro e estão sob os mesmos efeitos externos. Os modelos de turbulência utilizados, já apresentados

na seção de fundamentação teórica, serão o Spalart-Allmaras e o k- ω /SST. Serão simulados os ângulos de ataque de 0°, 5°, 10°, 15°, 20° e 25°, visando abranger a faixa de operação de um aerofólio.

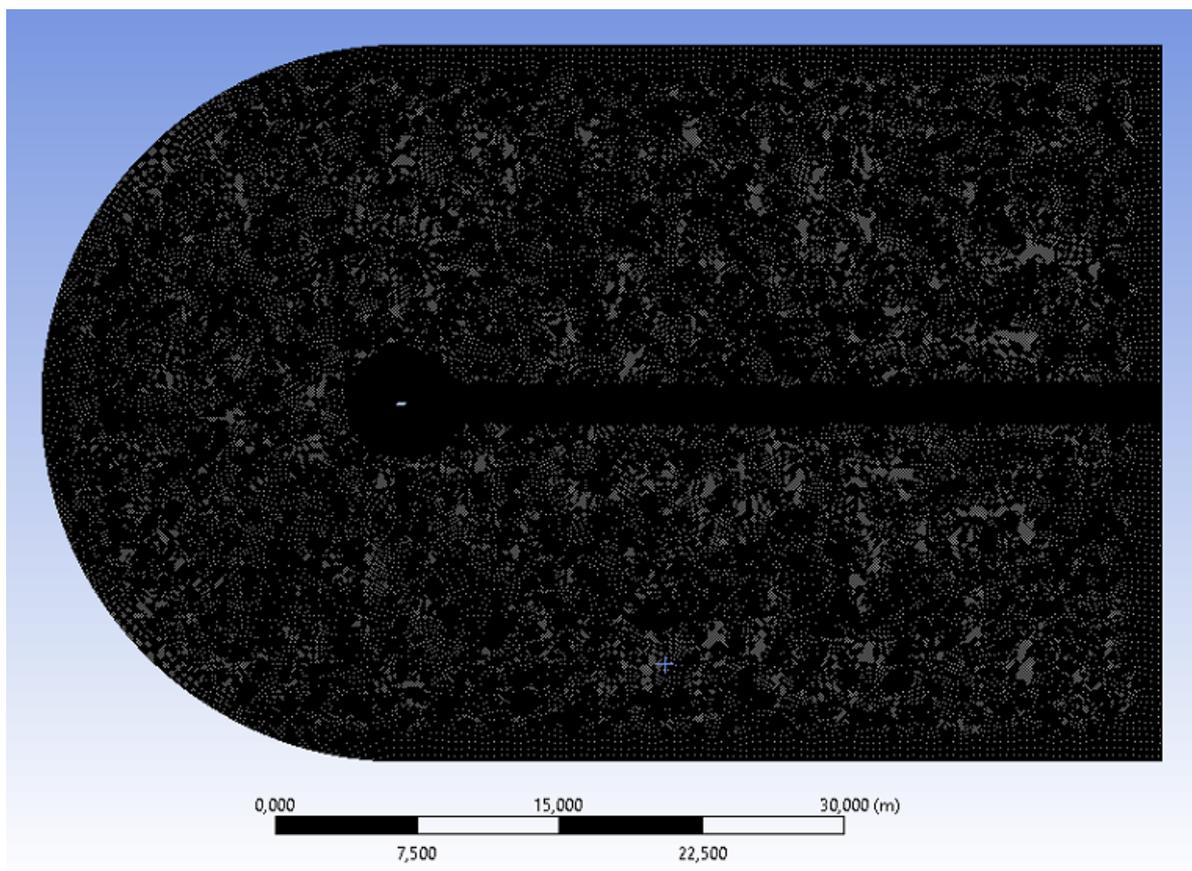
4.3 MALHA COMPUTACIONAL

Devido à complexidade da geometria dos aerofólios, a utilização de malhas não estruturadas é mais vantajosa visto que há relativa facilidade em sua geração – quando comparado a geração de malhas estruturadas. As malhas não estruturadas são mais versáteis, com mais facilidade de adaptabilidade e criação, porém apresentam dificuldade de ordenação, gerando um maior custo computacional (MALISKA, 2004).

Tsoutsanis *et al.* (2015) apresentou um trabalho comparativo entre malhas estruturadas e não estruturadas para o estudo de vorticidade. De acordo com este trabalho, as malhas não estruturadas forneceram melhores resultados em relação a evolução dos vórtices e às taxas de dissipação destes. Melo *et al.* (2013) também fez uma análise comparativa entre malhas estruturadas e não estruturadas, obtendo resultados muito similares para ambos.

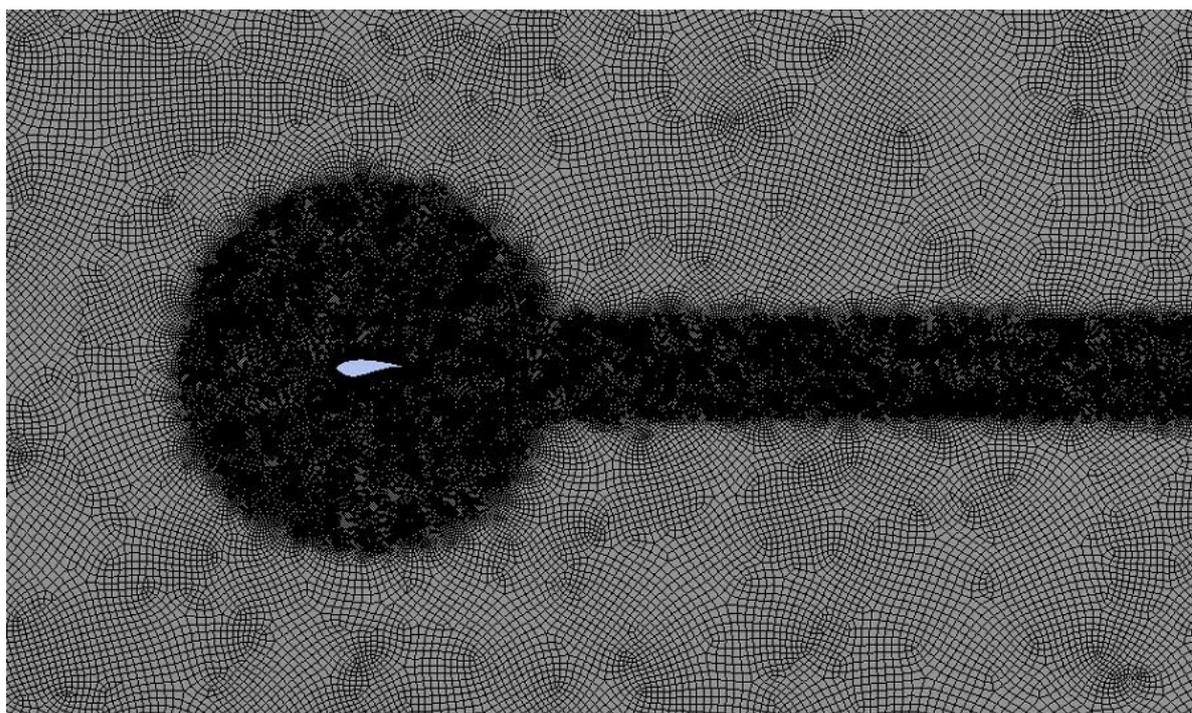
A Figura 31 mostra a malha do domínio computacional. Como pode ser visto, na região do aerofólio e de sua esteira há um elevado refinamento da malha. As Figuras. 32 e 33 apresentam com mais detalhes a região próxima ao aerofólio.

Figura 31 - Malha do domínio computacional do aerofólio S814.



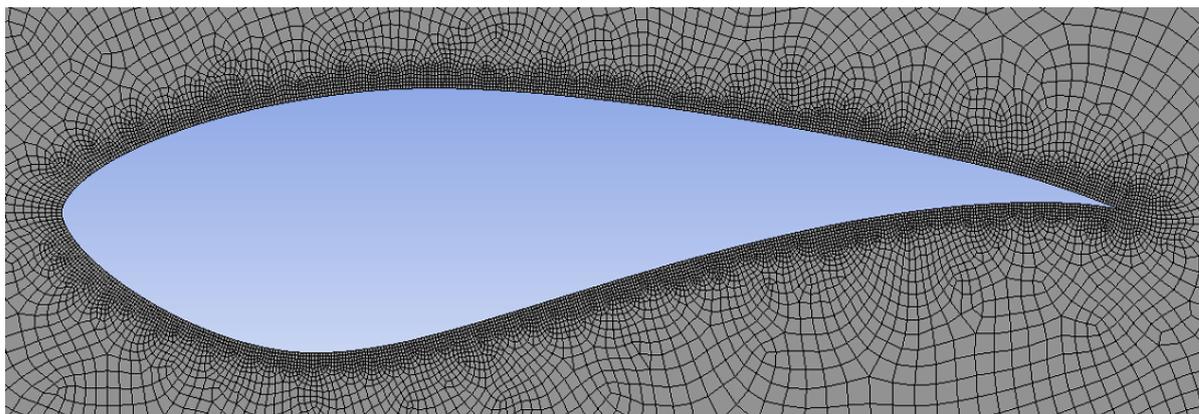
Fonte: O autor.

Figura 32 - Refinamento da malha próximo ao aerofólio e na região de esteira.



Fonte: O autor.

Figura 33 - Malha na fronteira do aerofólio.



Fonte: O autor.

Todos os perfis tiveram suas malhas computacionais construídas de maneira similar, com as mesmas condições de contorno. O centro de massa do aerofólio é o centro do semicírculo que forma o *C-Mesh*. Duas malhas computacionais foram utilizadas para cada perfil, a única diferença entre elas é com relação ao refinamento na região em volta do aerofólio e de sua esteira. A Tabela 2 apresenta os valores dos elementos e dos nós de cada malha. Devido a limitação de 500.000 elementos da versão estudantil do Ansys 19.2, não foi possível gerar uma nova malha com mais elementos que as duas anteriores.

Tabela 1 - Número de elementos e nós por perfil utilizado.

Perfil	Malha 1		Malha 2	
	Elementos	Nós	Elementos	Nós
S809	363.384	364.238	444.974	445.006
S810	360.247	361.049	424.548	424.981
S814	359.775	360.612	451.367	451.540

Fonte: O autor.

4.4 MÉTODOS DE SOLUÇÃO

O método de solução é do tipo baseado em pressão, que é mais adequado para fluxos de baixa velocidade e incompressíveis (ANSYS, 2013), utilizando regime de tempo estacionário, formulação de velocidade absoluta e um espaço bidimensional plano. O solver baseado em pressão emprega um algoritmo em que a restrição de conservação de massa (continuidade) do campo de velocidade é obtida resolvendo-

se uma equação de pressão (ou correção de pressão). A equação de pressão é derivada das equações de continuidade de quantidade de movimento de tal forma que o campo de velocidade, corrigido pela pressão, satisfaça a continuidade. Como as equações governantes são não-lineares e acopladas umas às outras, o processo de solução envolve iterações em que o conjunto inteiro de equações governantes é resolvido repetidamente até que a solução convirja.

O FLUENT fornece dois algoritmos baseados em pressão. Um segregado e outro acoplado.

No algoritmo segregado, as equações governantes individuais para as variáveis da solução - u, k, ε , por exemplo – são resolvidos um após o outro. Cada equação governante, enquanto está sendo resolvida, é segregada das demais. O algoritmo segregado é eficiente em termos de memória, uma vez que as equações discretizadas precisam ser armazenadas apenas na memória, uma de cada vez. Entretanto, a convergência da solução é relativamente lenta (ANSYS, 2013).

O algoritmo acoplado resolve um sistema acoplado de equações compreendendo as equações de quantidade de movimento e a equação de continuidade baseada em pressão. As equações de energia, turbulência, e outras quantidades escalares são resolvidas similarmente ao método segregado. Os requisitos de memória aumentam em 1,5 a 2 vezes em relação ao algoritmo segregado, pois o sistema discreto de todas as equações deve ser armazenado na memória ao resolver os campos de velocidade e pressão (ANSYS, 2013).

Como o problema de simulação é simples, fluxo incompressível sobre um aerofólio bidimensional em regime permanente, o algoritmo segregado é escolhido. O próximo passo é definir qual método será utilizado dentro do algoritmo segregado. O FLUENT fornece quatro métodos: SIMPLE, SIMPLEC, PISO e uma opção para fluxos dependentes do tempo.

Os cálculos para estado estacionário utilizam o SIMPLE ou SIMPLEC, enquanto o PISO é recomendado para cálculos transitórios – porém também pode ser utilizado para o estado estacionário (ANSYS, 2013).

O acrônimo SIMPLE significa, em tradução livre, Método Semi-Implicito para Equações Ligadas à Pressão. Este método é essencialmente um procedimento de palpite e correção para o cálculo da pressão no arranjo de malha escalonada.

Para iniciar o SIMPLE, é feito um palpite p^* para um campo de pressão. Equações de momento discretizadas são resolvidas utilizando este campo de pressão para produzir componentes de velocidade. Posteriormente é definido um fator de correção p' como a diferença entre o campo de pressão correto, p , e o campo de pressão estimado p^* . Essa equação de correção de pressão é suscetível a divergência, visando sanar isso, um fator de sub-relaxamento é utilizado durante o processo iterativo, conforme pode ser visto na Equação abaixo.

$$p^{nova} = p^* + \alpha_p p' \quad (82)$$

onde α_p é o fator de sub-relaxamento. Mais detalhes sobre o algoritmo podem ser encontrados em Versteeg e Malalasekera (2007). O método SIMPLEC utiliza o fator de sub-relaxamento ajustado geralmente para 1, ajudando na aceleração da convergência. Ele também omite termos menos significativos nas equações de quantidade de movimento.

De acordo com Ansys (2013), para fluxos complicados envolvendo turbulência e/ou modelos físicos adicionais, o SIMPLEC melhorará a convergência se estiver sendo limitado pelo acoplamento pressão-velocidade. Também é possível, no SIMPLEC, aplicar uma correção de assimetria para malhas com algum grau de assimetria, permitindo que a solução seja obtida em uma malha altamente distorcida em aproximadamente o mesmo número de iterações para uma malha mais ortogonal. O acrônimo SIMPLEC significa, em tradução livre, Método Semi-Implicito para Equações Ligadas à Pressão-Consistente, e este método é o utilizado.

4.4.1 Discretização espacial

Para a discretização espacial do gradiente é possível escolher três métodos: *Green-Gauss Cell Based*, *Green-Gauss Node Based* e *Least Squares Cell Based*. A

escolha é dependente do problema e do custo computacional requerido. *Least Square Cell Based* e *Green-Gauss Node Based* são os mais precisos, porém, apresentam um maior custo computacional. O método *Green-Gauss Cell Based* é menos preciso, mas apresenta um custo computacional bastante inferior comparado aos outros dois métodos (ANSYS, 2013).

Baseado no trabalho de Mishriky e Walsh (2017), que mostrou a influência dos métodos de reconstrução de gradientes em simulações de fluxo em malhas não estruturadas, escolheu-se o método *Least Square Cell Based*, que alcançou maior ordem de precisão, apesar de ter maior custo computacional.

Para a pressão, o FLUENT disponibiliza vários esquemas de interpolação. Para fluxos com alta presença de vorticidade, alto número de Rayleigh (ventilação natural) ou fluxos rotativos de alta velocidade é recomendado a utilização do modelo PRESTO!. Este modelo é computacionalmente caro, utilizando mais memória, porém evita erros de interpolação, visto que não considera o gradiente de pressão zero na parede (ANSYS, 2013), por conta disso, o PRESTO! é o método utilizado.

Para o modelo Spalart-Allmaras, o Momentum, a Viscosidade Turbulenta modificada e a Energia são discretizados utilizando o modelo *Second Order Upwind*, visando ter mais acurácia que o modelo de primeira ordem, porém utilizando menos custo computacional que modelos mais aprimorados como o QUICK – que é mais recomendado para malhas quadriláteras e hexaédricas. A mesma recomendação é seguida para o modelo k- ω /SST, onde a Densidade, Momentum, Energia Cinética Turbulenta, Taxa de Dissipação Específica, Intermittência e Energia também utilizam o modelo *Second Order Upwind*.

4.4.2 Modelo Spalart-Allmaras

Para a simulação com a utilização deste modelo, nas condições de contorno, com relação ao fluxo de entrada, a turbulência é especificada pelo método da razão de viscosidade turbulenta, μ_t/μ .

De acordo com Spalart e Allmaras (1992), $\tilde{\nu}$ (viscosidade cinemática turbulenta) é igual a ν (viscosidade cinemática), com exceção da região viscosa. Versteeg e Malalasekera (2007) afirmam que para altos números de Reynolds, $f_{\nu 1}$ (Equação 79a) tende para 1, enquanto que na região de parede, ele tende a zero. Seguindo as simulações feitas por Fernandes *et al* (2017), que obtiveram bons resultados, o valor da razão de viscosidade turbulenta é mantido no padrão do FLUENT, igual a 10.

4.4.3 Modelo k- ω /SST

Para a simulação com a utilização deste modelo, nas condições de contorno, com relação ao fluxo de entrada, a turbulência é especificada com relação a energia cinética turbulenta, k , e com a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta, ω . Utilizando a intensidade de turbulência de 5%, com base nas simulações feitas por Fernandes *et al.* (2017), e utilizando as Equações. 55, 56, 57 e 58, e sendo o comprimento característico L igual a corda dos aerofólios, tem-se: $k = 0,88935 \text{ m}^2/\text{s}^2$ e $\omega = 2,213708 \text{ s}^{-1}$. Para estes valores, tem-se ainda que $\varepsilon = 1.968761 \text{ m}^2/\text{s}^3$.

4.5 PROCEDIMENTO PARA ANÁLISE DOS RESULTADOS

Os resultados, tanto da diferença entre as malhas quanto entre os modelos, serão avaliados através da Raiz do Erro Quadrático Médio (RMSE em inglês). A RMSE indica o ajuste absoluto do modelo aos dados – quão próximos os pontos de dados observados estão dos valores previstos do modelo. Valores menores de RMSE indicam melhor ajuste com relação aos dados experimentais (GRACE-MARTIN, K., 2018). A RMSE é geralmente utilizada para expressar a acurácia dos resultados numéricos e tem a vantagem de apresentar valores de erro nas mesmas dimensões da variável analisada. A Equação 83 apresenta como calcular o RMSE.

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (X_{obs,i} - X_{model,i})^2} \quad (83)$$

onde N é o número de amostras, X_{obs} são os dados experimentais e X_{model} são os dados numéricos extraídos das simulações.

5 RESULTADOS

Os resultados das simulações serão mostrados nas seções subsequentes. Os dados experimentais são identificados nas legendas como sendo R-809 e R-810 para os dados extraídos de Reuss Ramsay (1995, 1996) e J-814 para os dados de Janiszewska *et al.* (1996). O modelo Spalart-Allmaras é abreviado para S-A nas legendas. Um tópico sobre as discussões dos resultados será apresentado após a exibição destes.

5.1 RESULTADOS NUMÉRICOS

Para auxiliar na comparação, as Tabela 2, 3 e 4 apresentam os valores experimentais para os três perfis simulados.

Tabela 2 - Dados experimentais para o aerofólio S809.

S809		
Exp. Ramsay S809, Clean		
α	Cl	Cd
0	0,1100	0,0004
5	0,6855	0,003
10	0,9471	0,01966
15	1,0582	0,071927
20	0,8550	0,19722

Fonte: REUSS RAMSAY *et al.*, 1995.

Tabela 3 - Dados experimentais para o aerofólio S810.

S810		
Exp. Ramsay S810, Clean		
Ângulo	Cl	Cd
0	0,1200	0,0026
5	0,67429	0,010957
10	0,9310	0,02980
15	1,1411	0,074122
20	0,7536	0,346

Fonte: REUSS RAMSAY *et al.*, 1996.

Tabela 4 - Dados experimentais para o aerofólio S814.

S814		
Exp. Janiskewska S814		
α	Cl	Cd
0	0,3800	0,0072
5	0,9357	0,0115
10	1,2958	0,02223
15	1,1180	0,08244
20	1,1118	0,170455

Fonte: JANISZEWSKA *et al.*, 1996.

A Tabela 5 apresenta os resultados obtidos para o aerofólio S809 utilizando a malha 1. Também é mostrado os seus respectivos erros com relação aos dados experimentais. Será utilizado como um bom erro valores abaixo de 6%, para estes, a célula da tabela será pintada de verde, para os demais será pintada de vermelho. As Tabelas 6 e 7, de forma análoga, apresentam os resultados para os aerofólios S810 e S814, respectivamente.

Tabela 5 - Resultados e erros para o aerofólio S809 utilizando a Malha 1. Elementos: 363.384, nós: 364.238.

Malha 1								
Aerofólio S809								
Spalart-Allmaras					k- ω /SST			
	Dados numéricos		Erro %		Dados Numéricos		Erro %	
α	Cl	Cd	Cl	Cd	Cl	Cd	Cl	Cd
0	0,1030	0,012997	6,35%	3149,25%	0,1282	0,014271	16,52%	3467,75%
5	0,6486	0,018971	5,38%	532,37%	0,6378	0,018547	6,96%	518,23%
10	0,8585	0,05058	9,36%	157,25%	0,9077	0,04775	4,16%	142,84%
15	0,8013	0,17027	24,28%	136,73%	0,9410	0,13818	11,08%	92,11%
20	0,8824	0,33081	3,20%	67,74%	0,8018	0,17529	6,23%	11,12%
RMSE	0,123308	0,076011		RMSE	0,06439	0,034909		

Fonte: O autor.

Tabela 6 - Resultados e erros para o aerofólio S810 utilizando a Malha 1. Elementos: 360.247, nós: 361.049.

Malha 1								
Aerofólio S810								
Spalart-Allmaras					k- ω /SST			
	Dados numéricos		Erro %		Dados Numéricos		Erro %	
α	Cl	Cd	Cl	Cd	Cl	Cd	Cl	Cd
0	0,1269	0,01246	5,78%	379,23%	0,1393	0,014425	16,12%	454,81%
5	0,6354	0,018786	5,77%	71,45%	0,5633	0,025278	16,47%	130,70%
10	0,8085	0,04855	13,16%	62,91%	0,87502	0,04874	6,01%	63,56%
15	0,94217	0,24167	17,43%	226,04%	1,0568	0,21522	7,38%	190,36%
20	0,9048	0,39394	20,07%	13,86%	0,82502	0,34735	9,48%	0,39%
RMSE	0,125712	0,078588		RMSE	0,074885	0,064209		

Fonte: O autor.

Tabela 7 - Resultados e erros para o aerofólio S814 utilizando a Malha 1. Elementos: 359.775, nós: 360.612.

Malha 1								
Aerofólio S814								
Spalart-Allmaras					k- ω /SST			
	Dados numéricos		Erro %		Dados Numéricos		Erro %	
α	Cl	Cd	Cl	Cd	Cl	Cd	Cl	Cd
0	0,3895	0,01483	2,51%	106,01%	0,3501	0,01770	7,87%	145,88%
5	0,9415	0,01543	0,61%	34,18%	0,8939	0,01833	4,47%	59,39%
10	1,4576	0,01946	12,49%	12,46%	1,3466	0,02502	3,92%	12,54%
15	1,2607	0,15919	12,76%	93,10%	1,1735	0,15327	4,96%	85,92%
20	1,1798	0,12398	6,11%	27,27%	1,2439	0,14332	11,88%	15,92%
RMSE	0,101283	0,040328		RMSE	0,07176	0,034403		

Fonte: O autor.

De modo análogo, as Tabelas 8, 9 e 10 apresentam os resultados para a Malha 2, com seus respectivos erros.

Tabela 8 - Resultados e erros para o aerofólio S809 utilizando a Malha 2. Elementos: 444.974, nós: 445.006.

Malha 2								
Aerofólio S809								
Spalart-Allmaras					k- ω /SST			
	Dados numéricos		Erro %		Dados Numéricos		Erro %	
α	Cl	Cd	Cl	Cd	Cl	Cd	Cl	Cd
0	0,1152	0,01323	4,69%	3207,50%	0,1154	0,015408	4,91%	3752,00%
5	0,6311	0,017994	7,94%	499,80%	0,6719	0,018318	1,98%	510,60%
10	0,9761	0,03607	3,06%	83,46%	1,0243	0,03646	8,15%	85,45%
15	0,8993	0,10792	15,01%	50,04%	1,0306	0,11124	2,61%	54,66%
20	0,9874	0,29265	15,49%	48,39%	0,8880	0,22498	3,86%	14,08%
RMSE	0,096543	0,047035		RMSE	0,040059	0,024732		

Fonte: O autor.

Tabela 9 - Resultados e erros para o aerofólio S810 utilizando a Malha 2. Elementos: 424.548, nós: 424.981.

Malha 2								
Aerofólio S810								
Spalart-Allmaras					k- ω /SST			
	Dados numéricos		Erro %		Dados Numéricos		Erro %	
α	Cl	Cd	Cl	Cd	Cl	Cd	Cl	Cd
0	0,1262	0,012303	5,17%	373,19%	0,1372	0,014186	14,33%	445,62%
5	0,6478	0,017576	3,93%	60,41%	0,6854	0,017789	1,65%	62,35%
10	0,9691	0,03430	4,10%	15,08%	1,0055	0,03582	8,00%	20,21%
15	1,0227	0,076571	10,38%	3,30%	1,0886	0,074886	4,60%	1,03%
20	0,9397	0,3441	24,70%	0,56%	0,8687	0,35098	15,27%	1,44%
RMSE	0,100855	0,005796		RMSE	0,066283	0,006965		

Fonte: O autor.

Tabela 10 - Resultados e erros para o aerofólio S814 utilizando a Malha 2. Elementos: 451.367, nós: 451.540.

Malha 2								
Aerofólio S814								
Spalart-Allmaras					k- ω /SST			
α	Dados numéricos		Erro %		Dados Numéricos		Erro %	
	Cl	Cd	Cl	Cd	Cl	Cd	Cl	Cd
0	0,3878	0,012565	2,05%	74,51%	0,3514	0,016528	7,52%	129,56%
5	0,9117	0,014193	2,56%	23,42%	0,8986	0,01729	3,96%	50,35%
10	1,2833	0,03519	0,96%	58,29%	1,2483	0,03940	3,66%	77,24%
15	1,2779	0,084003	14,30%	1,90%	1,2370	0,085389	10,64%	3,58%
20	1,1297	0,18430	1,61%	8,12%	1,1434	0,14235	2,84%	16,49%
RMSE	0,073048	0,008923		RMSE	0,062619	0,015582		

Fonte: O autor.

É possível observar que os resultados para a Malha 2 apresentaram, de uma forma global, erros menores que os da Malha 1. O valor RMSE para a malha 2 apresenta valores menores que para a malha 1, mostrando assim que de fato a malha 2 apresenta uma melhor acurácia com relação aos dados experimentais. Os erros com relação ao coeficiente de arrasto melhoraram consideravelmente, o que leva a crer que um maior refinamento na zona próxima ao aerofólio poderia melhorar mais ainda os valores para o arrasto.

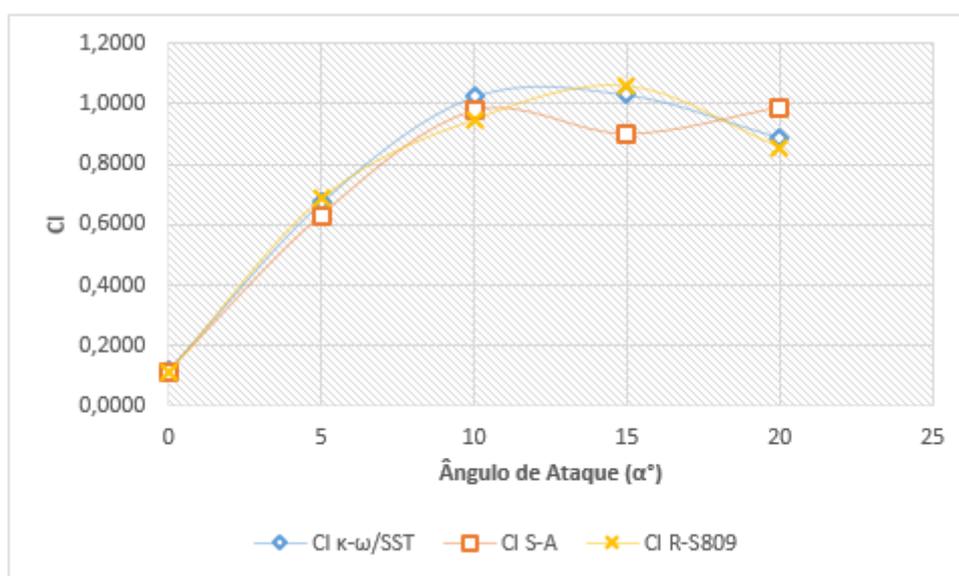
Os resultados serão avaliados para cada aerofólio com relação aos dados numéricos obtidos com a utilização da Malha 2.

5.2 NREL S809

Os resultados para os coeficientes de sustentação, c_l , podem ser vistos no gráfico da Figura 34, enquanto que para o coeficiente de arrasto, c_d , na Figura 35. Em todas as simulações foram utilizadas as mesmas condições de contorno e de malha. Para o S809, de acordo com os dados experimentais de Reus Ramsay (1995), o aerofólio começa a perder sustentação – entra na região de estol – em um ângulo de ataque de 15°. A partir desta região é esperado que o c_l diminua e que o c_d aumente.

É possível observar na Figura 34 que, para baixos ângulos de ataque, as curvas dos modelos Spalart-Allmaras e $k-\omega$ /SST são bem similares, porém, conforme o ângulo de ataque aumenta, a curva para o $k-\omega$ /SST acompanha melhor a curva dos dados experimentais. Pela tendência das curvas, o modelo Spalart-Allmaras a partir dos 10 graus já não apresenta mais correlação com a curva dos dados experimentais. É importante observar que, para o Spalart-Allmaras, o aerofólio estola para um ângulo de ataque de 10 graus, enquanto que o $k-\omega$ /SST estola entre 10 e 15 graus.

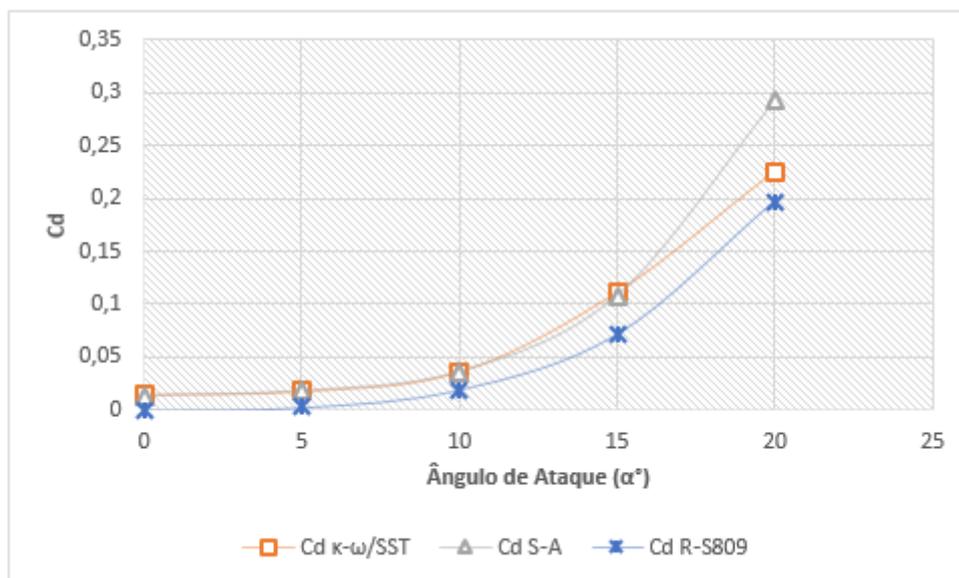
Figura 34 - Curva do coeficiente de sustentação dos modelos $k-\omega$ /SST e S-A comparados com os dados experimentais, chamados de R-809.



Fonte: O autor.

Para o coeficiente de arrasto, como pode ser visto na Figura 35, ambos os modelos não apresentaram resultados satisfatórios, principalmente para baixos ângulos de ataque. O modelo Spalart-Allmaras e o $k-\omega$ /SST apresentam resultados próximos até a região de estol. Na região pós-estol, o Spalart-Allmaras apresenta uma tendência de crescimento muito mais acentuada que a curva dos dados experimentais, enquanto que o modelo $k-\omega$ /SST se aproxima mais desta.

Figura 35 - Curva do coeficiente de arrasto dos modelos $k-\omega/SST$ e S-A comparados com os dados experimentais, chamados de R-809.



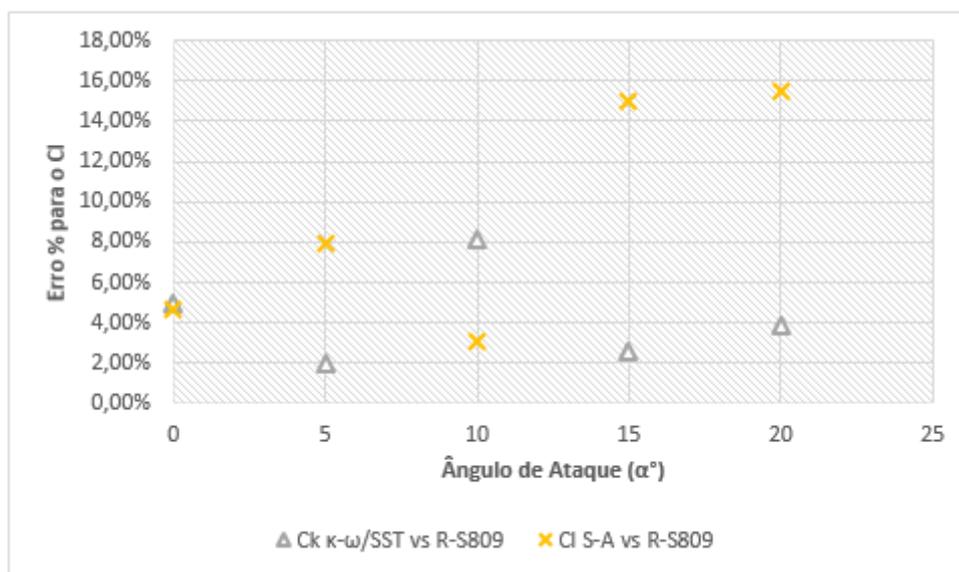
Fonte: O autor.

As Figuras 36 e 37 apresentam os erros percentuais dos dados simulados quando comparados aos experimentais.

Para a Figura 36, com relação aos coeficientes de sustentação, é possível observar que há uma satisfatória correlação entre os dados. O modelo Spalart-Allmaras apresentou erros menores, próximos a 5%, para os ângulos de ataque de 0° e 5° e, apesar de mostrar um baixo erro para o ângulo de 20° , é notório pela Figura 34 que a curva já não seguia a mesma tendência dos dados experimentais. O modelo $k-\omega/SST$ apresentou uma melhor acurácia, se aproximando bem dos dados experimentais para três ângulos de ataque. Os maiores erros – para ambos os modelos – se encontram justamente na região de estol.

Já com relação a Figura 37, que mostra o percentual de erros com relação ao coeficiente de arrasto, é possível observar que ambos os modelos não apresentaram bons resultados. O menor erro percentual ocorre para 20° , onde a diferença entre os dados reais e os dados do modelo $k-\omega/SST$ chegam a 14%, enquanto que o maior erro ocorre para zero graus.

Figura 36 - Erro percentual do coeficiente de sustentação comparado aos dados experimentais.



Fonte: O autor.

Figura 37 - Erro percentual do coeficiente de arrasto comparado aos dados experimentais.



Fonte: O autor.

A Tabela 11 apresenta os valores da RMSE para o perfil S809. A RMSE foi calculada para três intervalos, com o intuito de observar qual modelo melhor se adequa a cada intervalo. Primeiramente é utilizada a RMSE para toda a faixa de simulação, de 0 a 20 graus, o segundo intervalo é de 0 a 10 graus enquanto que o terceiro intervalo é de 10 a 20 graus. Em cor verde estará os menores valores da RMSE, enquanto que em vermelho estão os maiores valores.

Tabela 11 - Valores da RMSE para o aerofólio S809.

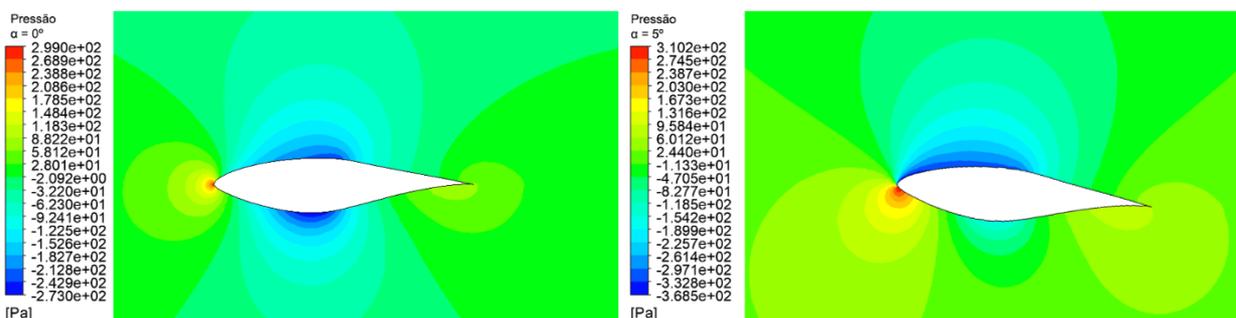
		Aerofólio S809				
		Spalart-Allmaras			k- ω /SST	
		α	Cl	Cd	Cl	Cd
RMSE	0-20°	0,096543	0,047035	0,040059	0,024732	
	0-10°	0,035721	0,014818	0,045363	0,015728	
	10-20°	0,120576	0,059644	0,051023	0,029431	

Fonte: O autor.

Observa-se através da análise da RMSE que, ao avaliar-se os dados de maneira global, o modelo de turbulência k- ω /SST apresenta os melhores resultados, ou seja, os mais acurados com relação aos dados experimentais, tanto para o coeficiente de sustentação como para o de arrasto. Entretanto, ao avaliar-se os intervalos, é observado que, para a faixa de 0 a 10 graus, o modelo Spalart-Allmaras apresenta melhor acurácia, para ambos os coeficientes, enquanto que na faixa de 10 a 20 graus, o modelo k- ω /SST foi melhor.

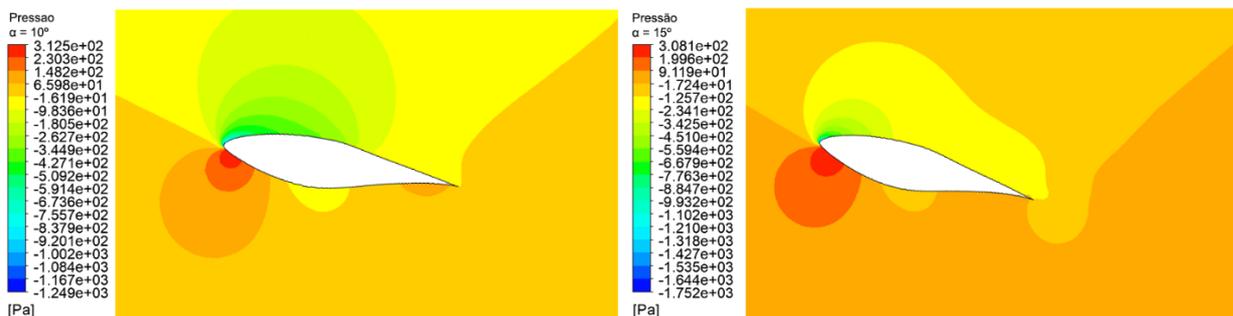
As Figuras 38, 39 e 40 apresentam as distribuições de pressão sobre o aerofólio S809 para o modelo Spalart-Allmaras.

Figura 38 - Distribuição de pressão sobre o S809 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulos de ataque de 0 e 5 graus.



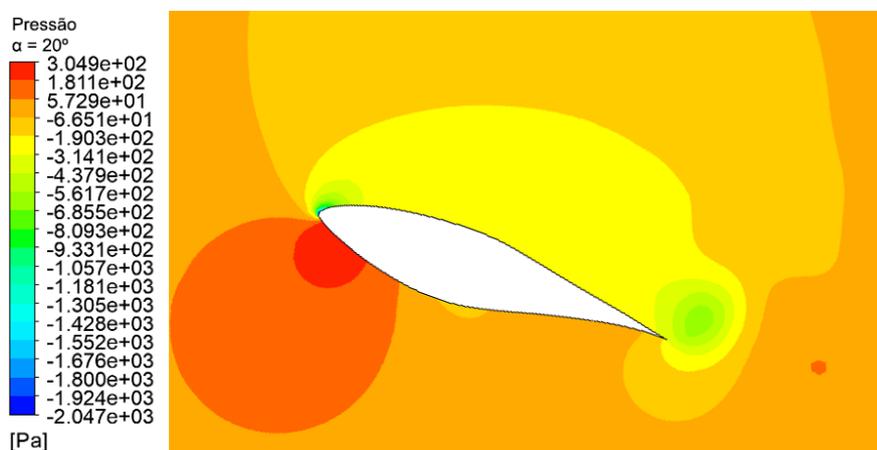
Fonte: O autor.

Figura 39 - Distribuição de pressão sobre o S809 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulos de ataque de 10 e 15 graus.



Fonte: O autor.

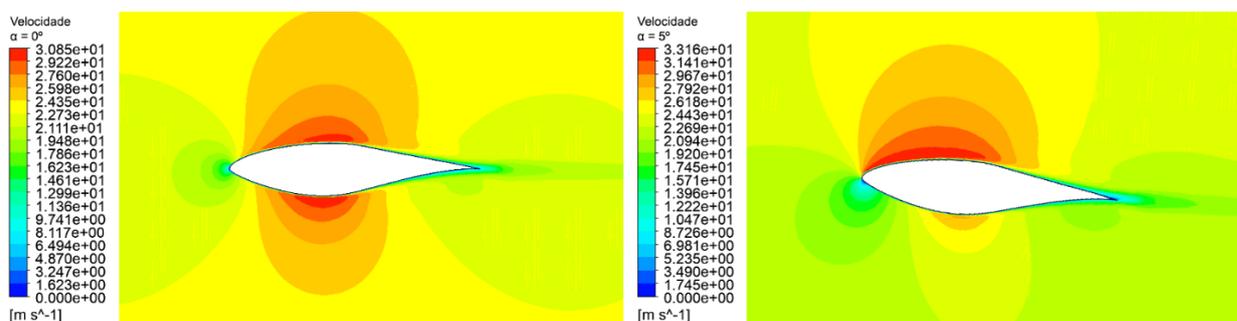
Figura 40 - Distribuição de pressão sobre o S809 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulos de ataque de 20 graus.



Fonte: O autor.

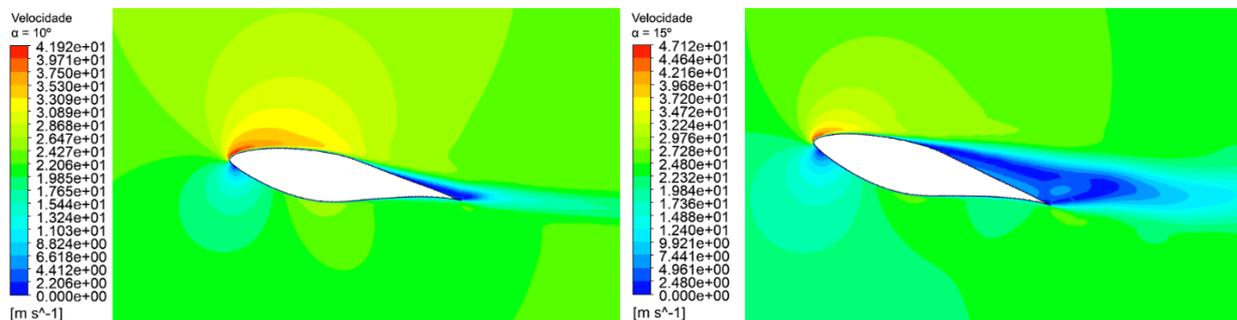
As Figuras 41, 42 e 43 apresentam as distribuições de velocidade sobre o aerofólio S809 para o modelo Spalart-Allmaras.

Figura 41 - Distribuição de velocidade sobre o S809 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulos de ataque de 0 e 5 graus.



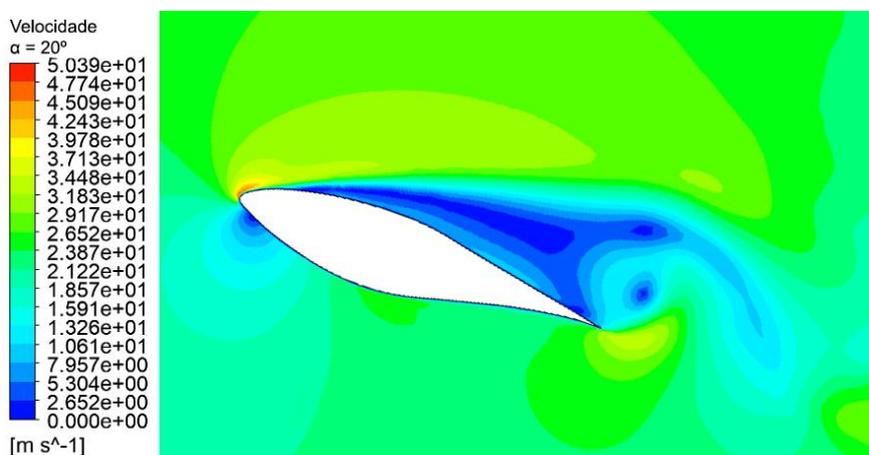
Fonte: O autor.

Figura 42 - Distribuição de velocidade sobre o S809 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulos de ataque de 10 e 15 graus.



Fonte: O autor.

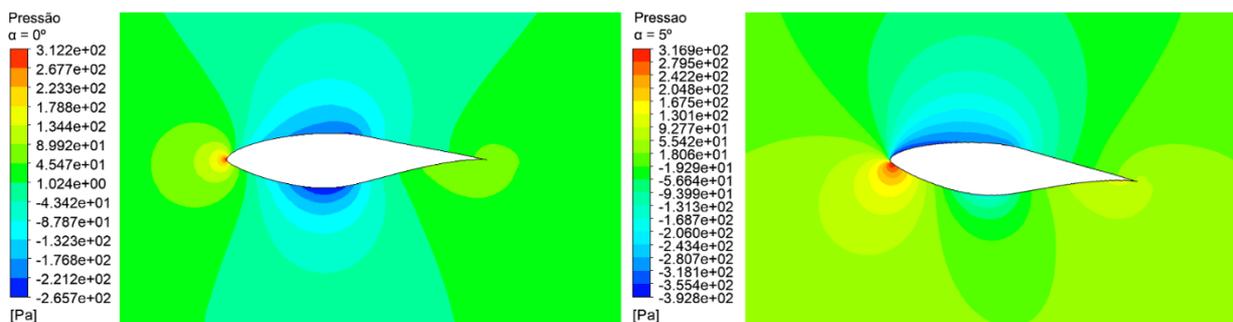
Figura 43 - Distribuição de velocidade sobre o S809 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulo de ataque de 20 graus.



Fonte: O autor.

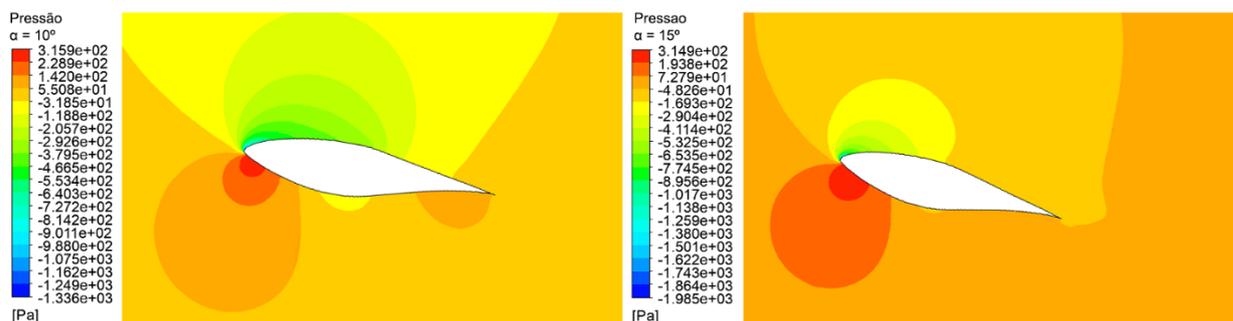
As Figuras 44, 45 e 46 apresentam as distribuições de pressão sobre o aerofólio S809 para o modelo k- ω /SST.

Figura 44 - Distribuição de pressão sobre o S809 utilizando o k- ω /SST. Ângulos de ataque de 0 e 5 graus.



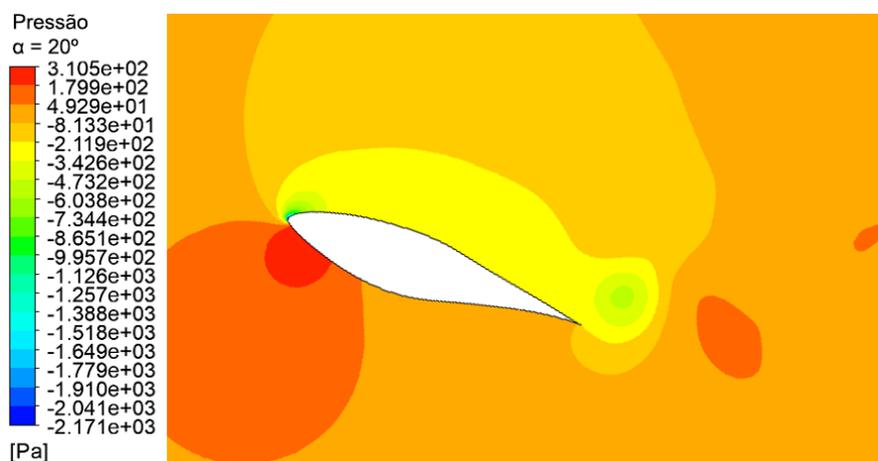
Fonte: O autor.

Figura 45 - Distribuição de pressão sobre o S809 utilizando o k- ω /SST. Ângulos de ataque de 10 e 15 graus.



Fonte: O autor.

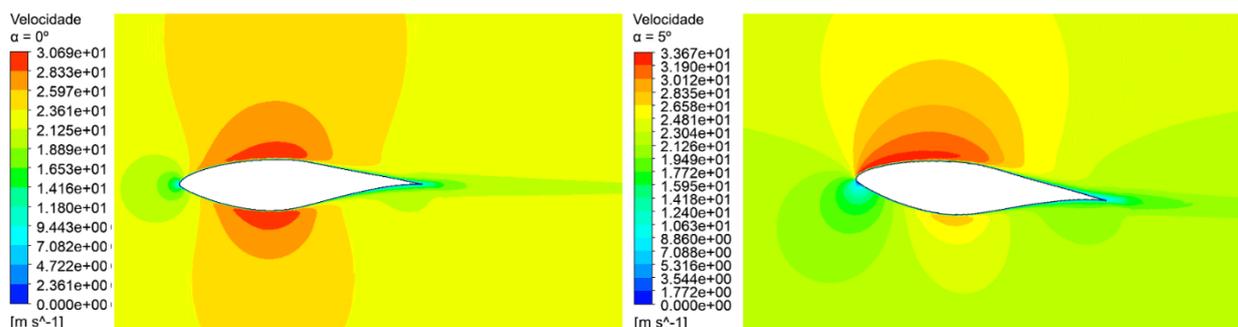
Figura 46 - Distribuição de pressão sobre o S809 utilizando o k- ω /SST. Ângulo de ataque de 20 graus.



Fonte: O autor.

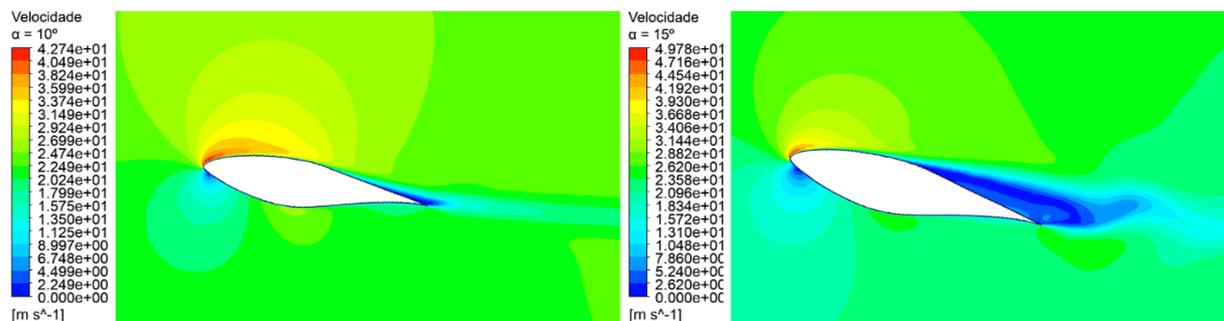
As Figuras 47, 48 e 49 apresentam as distribuições de velocidade sobre o aerofólio S809 para o modelo k- ω /SST.

Figura 47 - Distribuição de velocidade sobre o S809 utilizando o k- ω /SST. Ângulos de ataque de 0 e 5 graus.



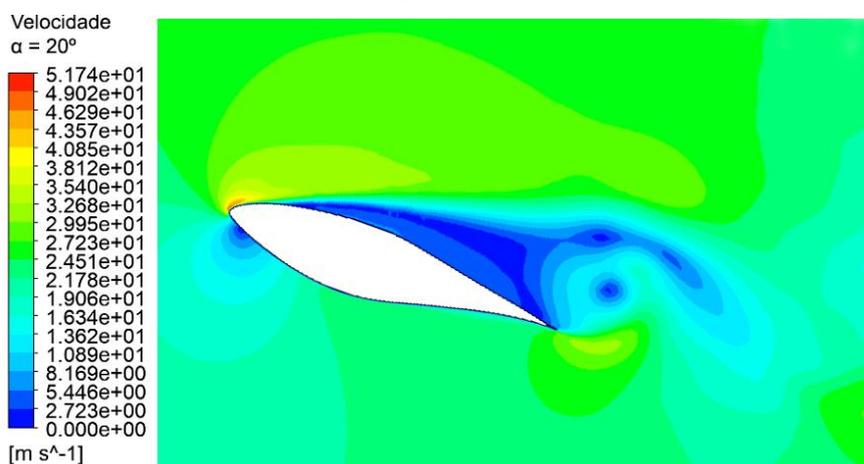
Fonte: O autor.

Figura 48 - Distribuição de velocidade sobre o S809 utilizando o k- ω /SST. Ângulos de ataque de 10 e 15 graus.



Fonte: O autor.

Figura 49 - Distribuição de velocidade sobre o S809 utilizando o k- ω /SST. Ângulo de ataque de 20 graus.



Fonte: O autor.

Ambos os modelos de turbulência apresentaram distribuições de pressão e velocidade bem similares, com diferenças mais notórias para o ângulo de 15 graus com relação a distribuição de pressão (é justamente no ângulo de estol que os resultados entre os dois modelos mais diferiram).

Para um baixo ângulo de ataque, as pressões são relativamente equivalentes em ambas as superfícies do aerofólio, mostrando que o mesmo não possui uma boa sustentação para estes ângulos. Conforme o ângulo de ataque começa a aumentar, a pressão na superfície inferior do aerofólio chega a ser maior do que a do fluxo de entrada, enquanto que a pressão na superfície superior passa a ser bem inferior.

Tomando como referência de análise a Figura 45, modelo $k-\omega$ /SST, é visível que para 10 graus há uma ampla região de pressão negativa (em amarelo), e na zona próxima ao bordo de ataque, conforme o verde fica mais escuro, menor é a pressão. A menor pressão se encontra no bordo de ataque, em torno de $-800 Pa$. Para 15 graus, que é quando o aerofólio apresenta o melhor coeficiente de sustentação, a zona de pressão na vizinhança da superfície superior chega a ser menor quando comparada a pressão da vizinhança para o ângulo de 10 graus, porém a zona de menor pressão, na região mais próxima da superfície superior, diminui (zona amarela), o que já demonstra a tendência de o aerofólio começar a perder sustentação. Enquanto isso, a pressão na região do bordo de ataque, para 15 graus (zona verde claro) chega a ser inferior a pressão da mesma zona para o ângulo de 10 graus – para 10 graus a ordem de grandeza é -10^2 , enquanto que para 15 é de -10^3 .

Para o ângulo de 20 graus, Figura 46, região de pós estol, a diferença entre as pressões na superfície inferior e superior do aerofólio diminuem, porém, a distribuição das mesmas apresenta uma certa incongruência com os resultados, ainda mais quando comparadas as distribuições de velocidade. A tendência seria a zona de baixa pressão (região amarela) diminuir ainda mais, conforme poderá ser observado nos resultados dos outros dois aerofólios. Fica evidente que, apesar de bons resultados, os dois modelos não funcionam bem para explicar a distribuição de pressão para a região de pós estol.

Com relação as distribuições de velocidade, é possível observar o mecanismo explicado na seção 2.5.2.2. Quando as partículas fluidas começam a avançar sobre um forte gradiente de pressão adverso, conforme pode ser visto na Figura 45, elas sofrem uma desaceleração – arrasto por pressão. Para elementos de fluido posicionados dentro da camada limite, além de sofrerem o arrasto por pressão, também sofrem arrasto por fricção, e tendem a parar – em um ponto de estagnação – e, conseqüentemente, invertem a sua direção. A Figura 48 apresenta o avanço da região em azul escuro para o bordo de ataque. Esta região representa a zona de fluxo parado, e quanto mais próxima do bordo de ataque, maior a tendência de o aerofólio perder sua sustentação. Na Figura 49, para o ângulo de 20 graus, essa região além de ser grande, está muito próxima ao bordo de ataque, mostrando que o aerofólio de fato perdeu sua sustentação.

Com relação ao tempo computacional necessário para efetuar as simulações, a Tabela 12, abaixo, apresenta o tempo total utilizado por cada um dos modelos de turbulência.

Tabela 12 - Tempo computacional para simular o aerofólio S809.

Modelos	Tempo
Spalart-Allmaras	2h31m
k-ω/SST	2h46m

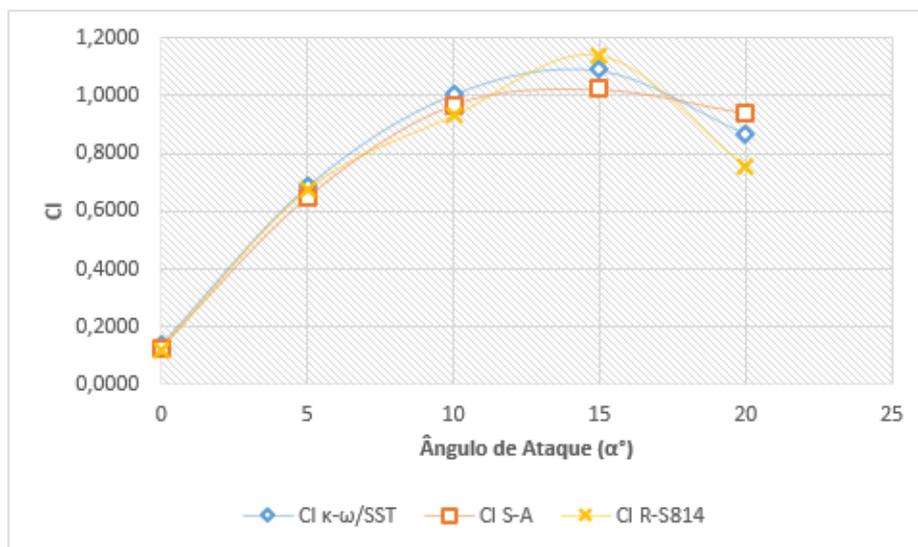
Fonte: O autor.

5.3 NREL S810

Os resultados para os coeficientes de sustentação, c_l , podem ser vistos no gráfico da Figura 50, enquanto que para o coeficiente de arrasto, c_d , na Figura 51. Em todas as simulações foram utilizadas as mesmas condições de contorno e de malha. Para o S810, de acordo com os dados experimentais de Reus Ramsay (1996), o aerofólio começa a perder sustentação em um ângulo de ataque de 15° . A partir desta região é esperado que o c_l diminua e que o c_d aumente.

É possível observar na Figura 50 que o modelo Spalart-Allmaras apresentou resultados mais satisfatórios para baixos ângulos de ataque, enquanto que o modelo k- ω /SST é o que melhor funciona para ângulos mais altos. Ambos os modelos funcionam bem até próximo da região de estol.

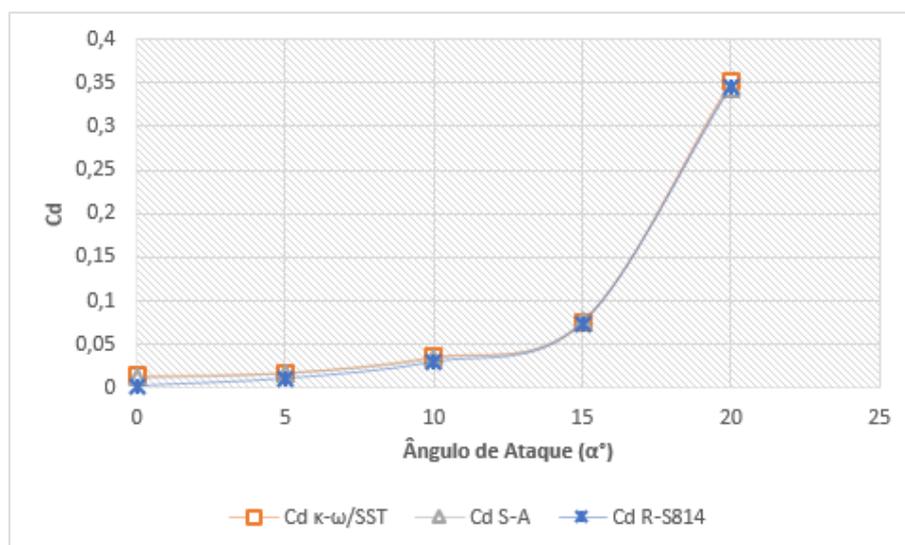
Figura 50 - Curva do coeficiente de sustentação dos modelos $k-\omega$ /SST e S-A comparados com os dados experimentais, chamados de R-810.



Fonte: O autor.

Novamente, para pequenos ângulos de ataque, os resultados para o coeficiente de arrasto não se mostraram satisfatórios, porém o erro percentual, apesar de ainda ser alto, é bem mais reduzido quando comparado ao dos dados do aerofólio S809. Já para ângulos mais elevados, os dois modelos conseguiram se aproximar bem dos resultados experimentais. A Figura 51 apresenta a evolução do coeficiente de arrasto para as simulações.

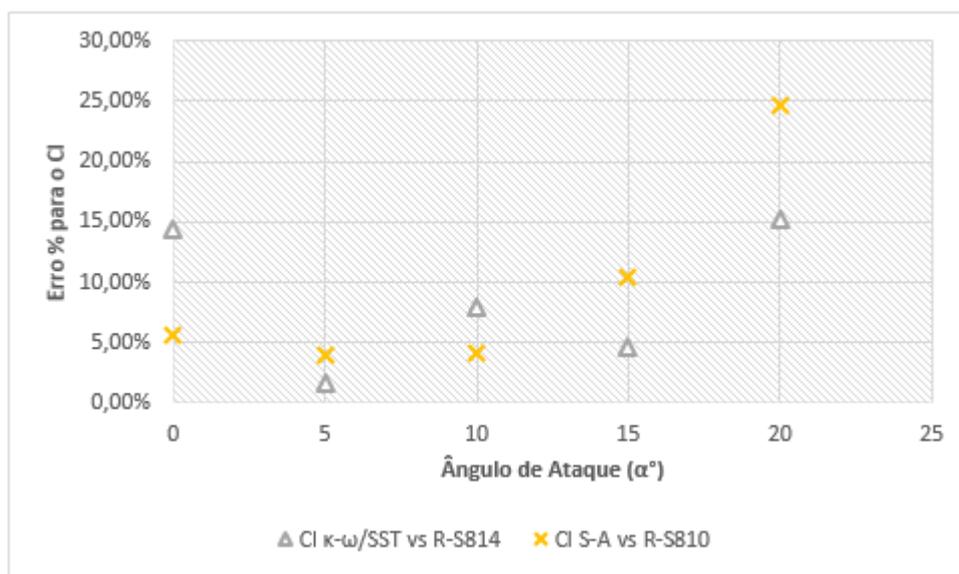
Figura 51 - Curva do coeficiente de arrasto dos modelos $k-\omega$ /SST e S-A comparados com os dados experimentais, chamados de R-810.



Fonte: O autor.

A Figura 52 apresenta os erros percentuais do coeficiente de sustentação para ambos os modelos. É possível observar que o modelo Spalart-Allmaras apresenta uma melhor acurácia nos resultados, no entanto o k- ω /SST também funcionou bem para ângulos baixos.

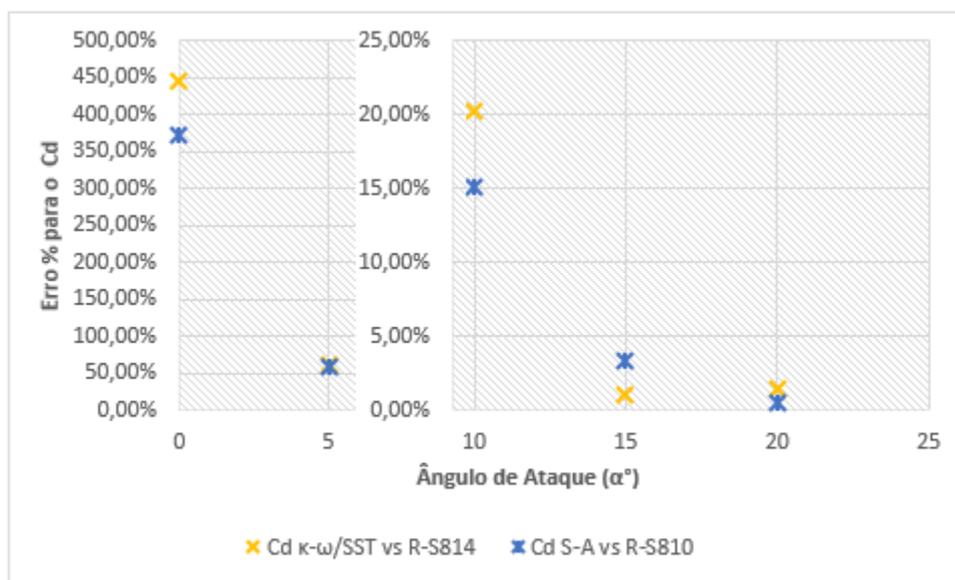
Figura 52 - Erro percentual do coeficiente de sustentação comparado aos dados experimentais.



Fonte: O autor.

Como já esperado, os erros percentuais dos coeficientes de arrasto são altos, para baixos ângulos de ataque, principalmente para zero grau, como pode ser visto na Figura 53.

Figura 53 - Erro percentual do coeficiente de arrasto comparado aos dados experimentais.



Fonte: O autor.

A Tabela 13 apresenta os valores da RMSE para o perfil S810 de forma análoga ao S809. Em cor verde estará os menores valores da RMSE.

Tabela 13 - Valores da RMSE para o aerofólio S810.

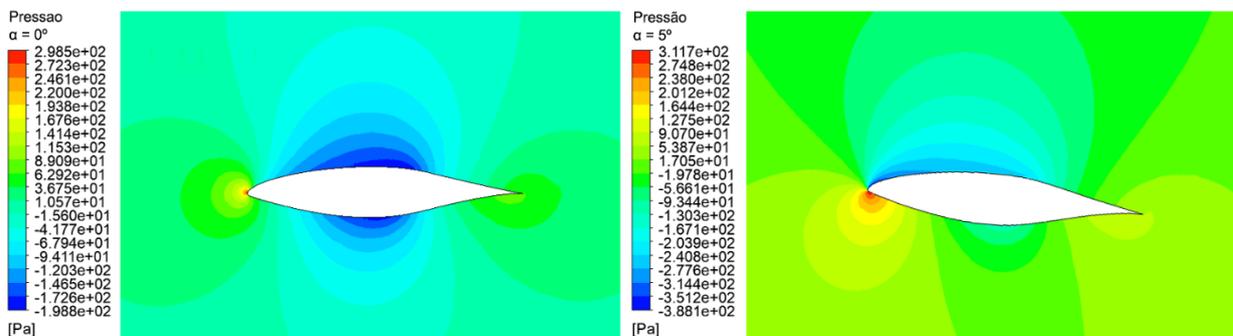
Aerofólio S810					
Spalart-Allmaras			k- ω /SST		
	α	Cl	Cd	Cl	Cd
RMSE	0-20°	0,100855	0,005796	0,066283	0,006965
	0-10°	0,027055	0,007261	0,044608	0,008509
	10-20°	0,12925	0,003163	0,08475	0,004534

Fonte: O autor.

Observa-se através da análise da RMSE que, ao avaliar-se os dados de maneira global, o modelo de turbulência k- ω /SST apresenta os melhores resultados para o coeficiente de sustentação. Entretanto o Spalart-Allmaras foi melhor para o coeficiente de arrasto. Ao avaliar-se os intervalos, é observado que, para a faixa de 0 a 10 graus, o modelo Spalart-Allmaras apresenta melhor acurácia, para ambos os coeficientes, enquanto que na faixa de 10 a 20 graus, o modelo k- ω /SST foi melhor, novamente apenas para o coeficiente de sustentação, enquanto que o Spalart-Allmaras foi melhor para o de arrasto.

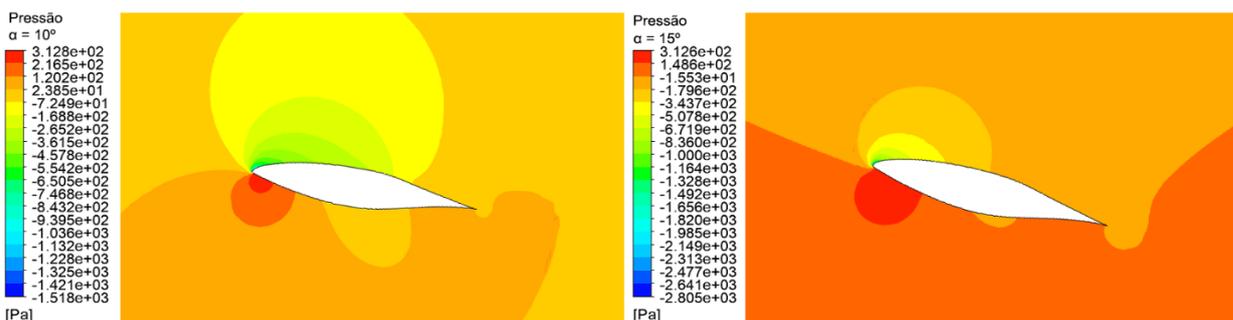
As Figuras 54, 55 e 56 apresentam as distribuições de pressão sobre o aerofólio S810 para o modelo Spalart-Allmaras.

Figura 54 - Distribuição de pressão sobre o S810 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulos de ataque de 0 e 5 graus.



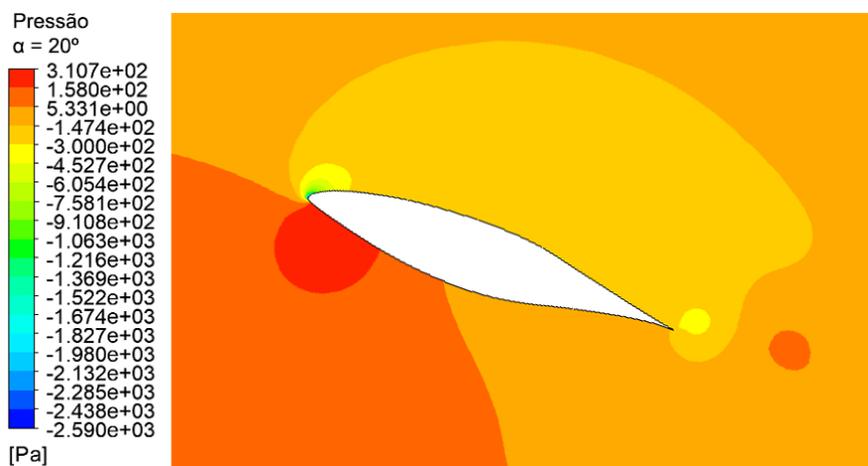
Fonte: O autor.

Figura 55 - Distribuição de pressão sobre o S810 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulos de ataque de 10 e 15 graus.



Fonte: O autor.

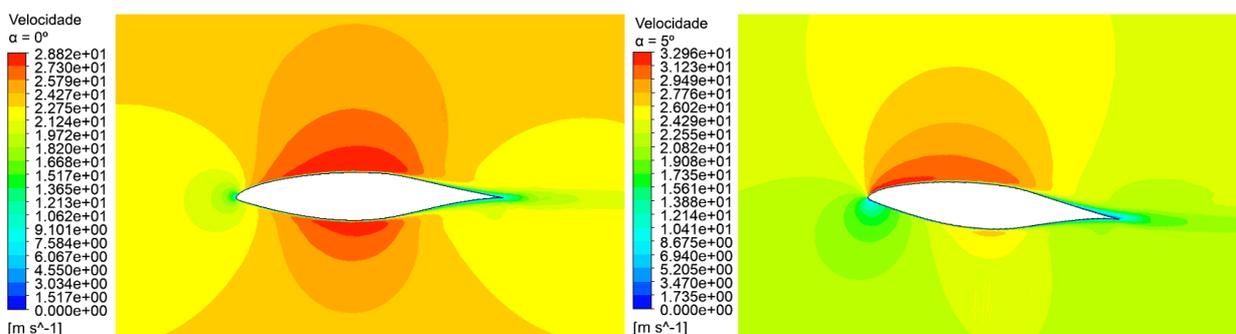
Figura 56 - Distribuição de pressão sobre o S810 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulo de ataque de 20 graus.



Fonte: O autor.

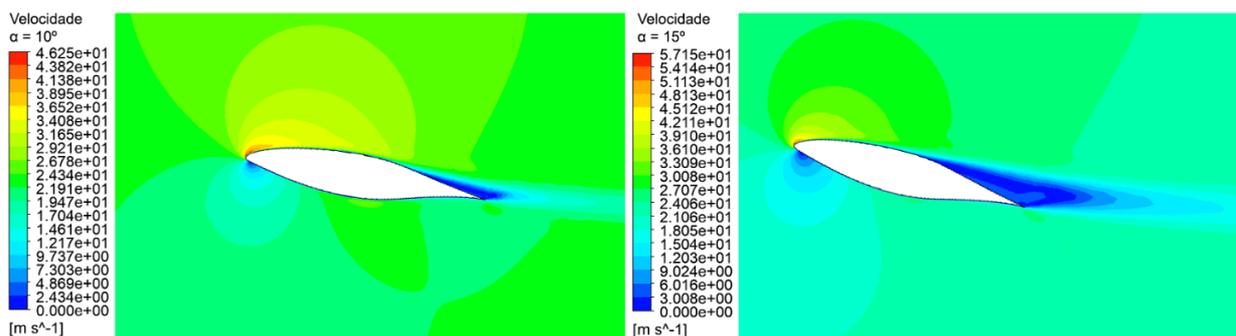
As Figuras 57, 58 e 59 apresentam as distribuições de velocidade sobre o aerofólio S810 para o modelo Spalart-Allmaras.

Figura 57 - Distribuição de velocidade sobre o S810 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulos de ataque de 0 e 5 graus.



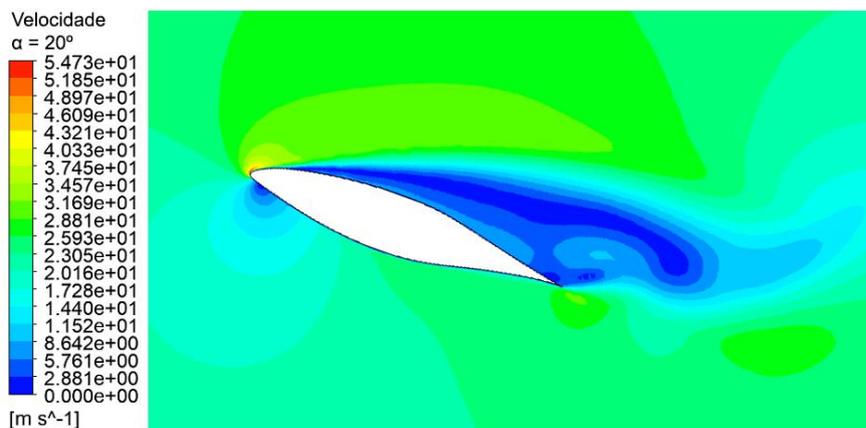
Fonte: O autor.

Figura 58 - Distribuição de velocidade sobre o S810 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulos de ataque de 10 e 15 graus.



Fonte: O autor.

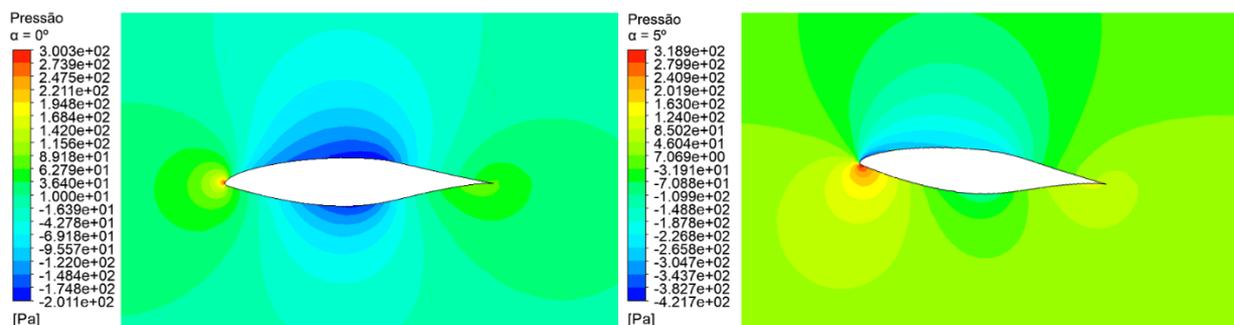
Figura 59 - Distribuição de velocidade sobre o S810 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulo de ataque de 20 graus.



Fonte: O autor.

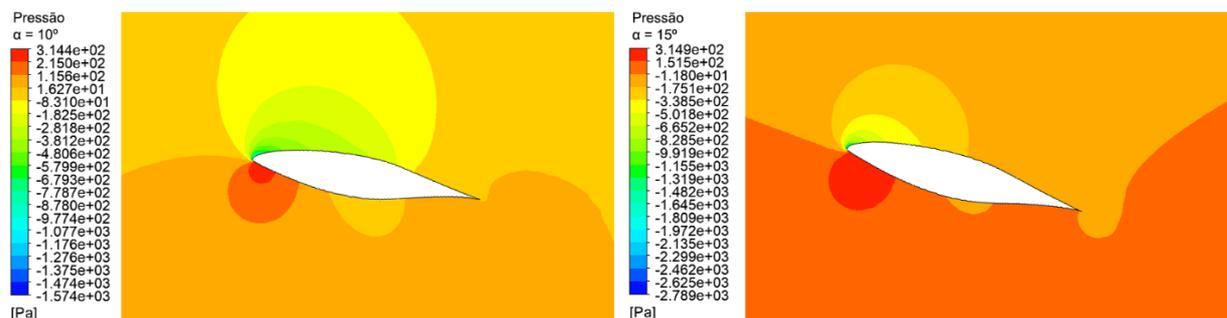
As Figuras 60, 61 e 62 apresentam as distribuições de pressão sobre o aerofólio S810 para o modelo k- ω /SST.

Figura 60 - Distribuição de pressão sobre o S810 utilizando o k- ω /SST. Ângulos de ataque de 0 e 5 graus.



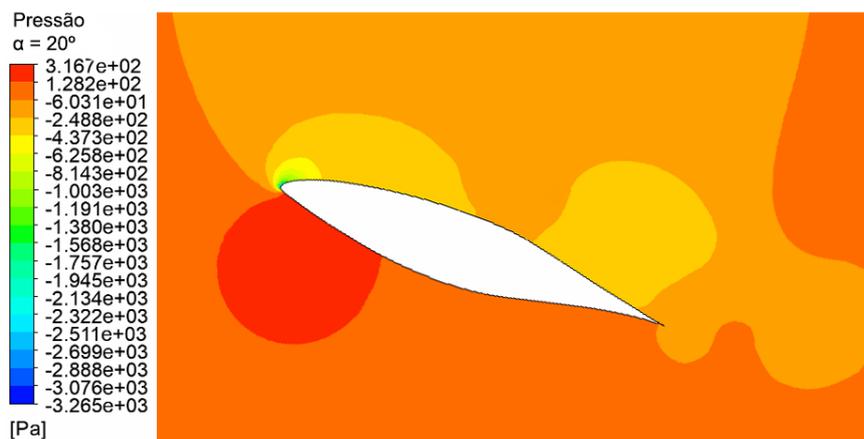
Fonte: O autor.

Figura 61 - Distribuição de pressão sobre o S810 utilizando o k- ω /SST. Ângulos de ataque de 10 e 15 graus.



Fonte: O autor.

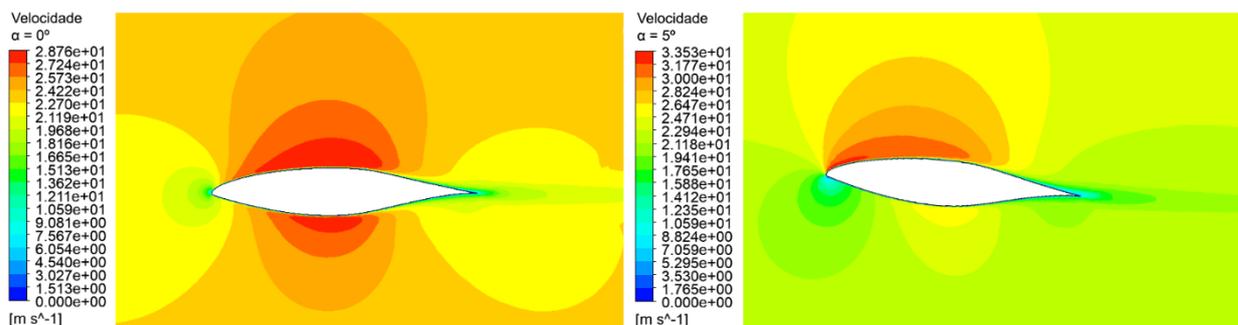
Figura 62 - Distribuição de pressão sobre o S810 utilizando o k- ω /SST. Ângulo de ataque de 20 graus.



Fonte: O autor.

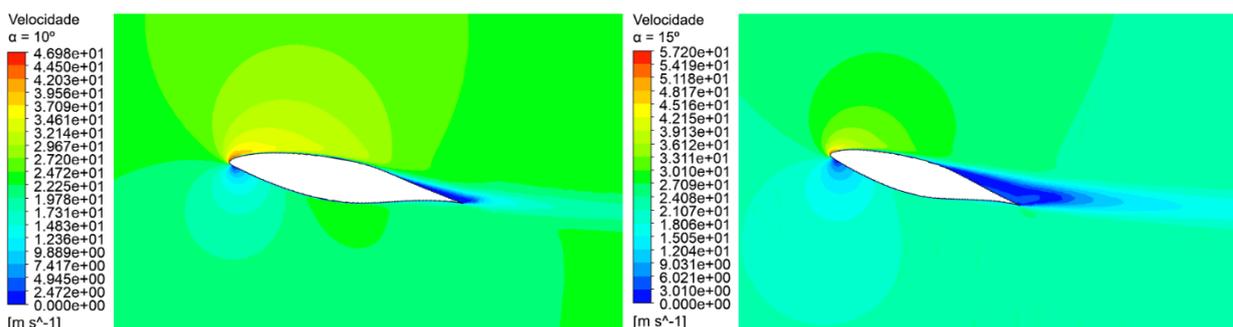
As Figuras 63, 64 e 65 apresentam as distribuições de velocidade sobre o aerofólio S810 para o modelo $k-\omega/SST$.

Figura 63 - Distribuição de velocidade sobre o S810 utilizando o $k-\omega/SST$. Ângulos de ataque de 0 e 5 graus.



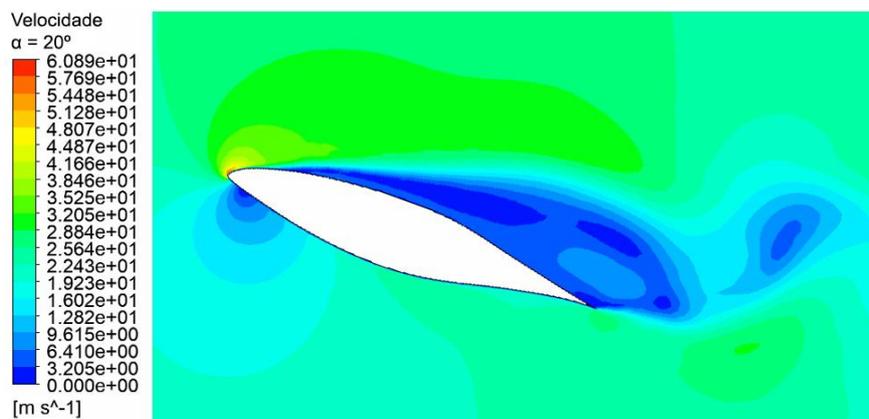
Fonte: O autor.

Figura 64 - Distribuição de velocidade sobre o S810 utilizando o $k-\omega/SST$. Ângulos de ataque de 10 e 15 graus.



Fonte: O autor.

Figura 65 - Distribuição de velocidade sobre o S810 utilizando o $k-\omega/SST$. Ângulo de ataque de 20 graus.



Fonte: O autor.

A análise das figuras é similar a feita para o perfil S809, porém aqui há de diferente a distribuição de pressão para o ângulo de 20 graus. É possível observar nas Figuras 56 e 62 que a zona de amarela, que representa uma pressão baixa na ordem de -10^2 é reduzida, ou seja, conforme o ângulo de ataque aumenta, o gradiente de pressão de fato começa a aumentar ao longo da superfície superior do aerofólio. É possível observar que as pressões calculadas pelo modelo k- ω /SST são sempre maiores que as calculadas pelo Spalart-Allmaras.

O tempo computacional utilizado para efetuar todas as simulações para cada um dos modelos é apresentada na Tabela 14.

Tabela 14 - Tempo computacional para simular o aerofólio S810.

Modelos	Tempo
Spalart-Allmaras	2h33m
k-ω/SST	3h29m

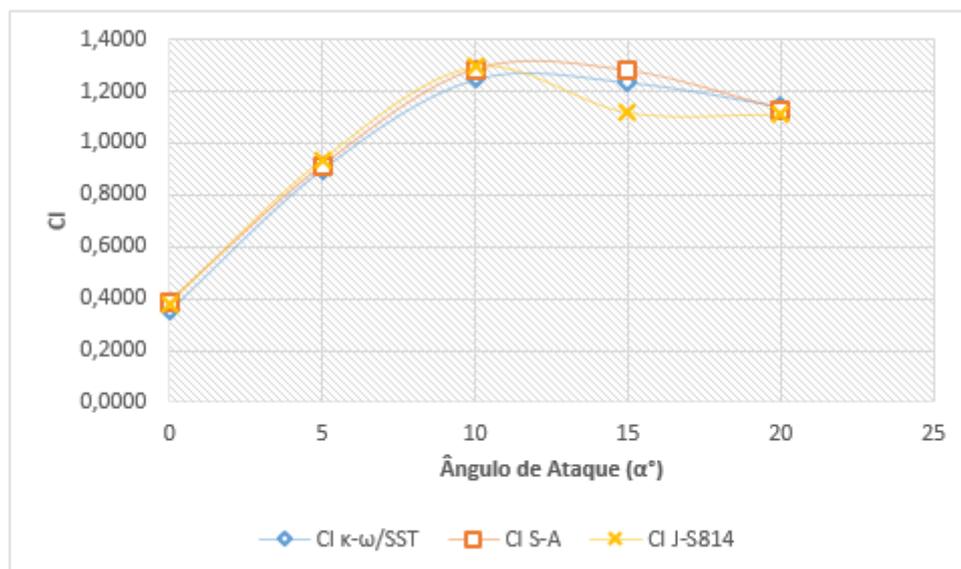
Fonte: O autor.

5.4 NREL S814

Os resultados para os coeficientes de sustentação, c_l , podem ser vistos no gráfico da Figura 66, enquanto que para o coeficiente de arrasto, c_d , na Figura 67. Em todas as simulações foram utilizadas as mesmas condições de contorno e de malha. Para o S814, de acordo com os dados experimentais de Janiszewska *et al.* (1996), o aerofólio começa a perder sustentação em um ângulo de ataque de 10° . A partir desta região é esperado que o c_l diminua e que o c_d aumente.

Ambos os modelos funcionaram muito bem para o coeficiente de sustentação, tendo o Spalart-Allmaras se aproximado mais da curva dos dados experimentais do que o modelo k- ω /SST para baixos ângulos de ataque. É possível perceber que, de uma forma geral, o modelo Spalart-Allmaras funcionou sutilmente melhor para o S814 do que o k- ω /SST.

Figura 66 - Curva do coeficiente de sustentação dos modelos $k-\omega/SST$ e S-A comparados com os dados experimentais, chamados de J-S814.



Fonte: O autor.

A Figura 67 apresenta as curvas dos coeficientes de arrasto, novamente é possível observar que há uma melhor concordância entre os dados experimentais e os simulados, quando comparado as simulações para os aerofólios S809 e S810. É interessante observar que após o estol o modelo Spalart-Allmaras apresenta uma melhor tendência de acompanhar os dados experimentais que o $k-\omega/SST$.

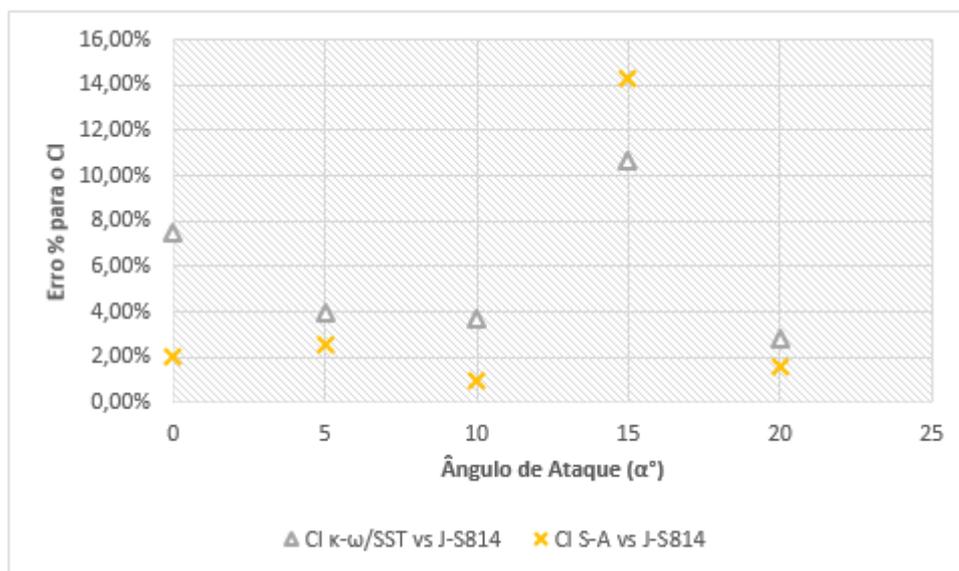
Figura 67 - Curva do coeficiente de arrasto dos modelos $k-\omega/SST$ e S-A comparados com os dados experimentais, chamados de J-S814.



Fonte: O autor.

A Figura 68 apresenta os erros percentuais com relação ao coeficiente de sustentação e a tendência é a mesma apresentada anteriormente, baixo erro com relação ao Spalart-Allmaras para baixos ângulos de ataque. De uma forma geral, ambos os modelos funcionaram bem para o S814.

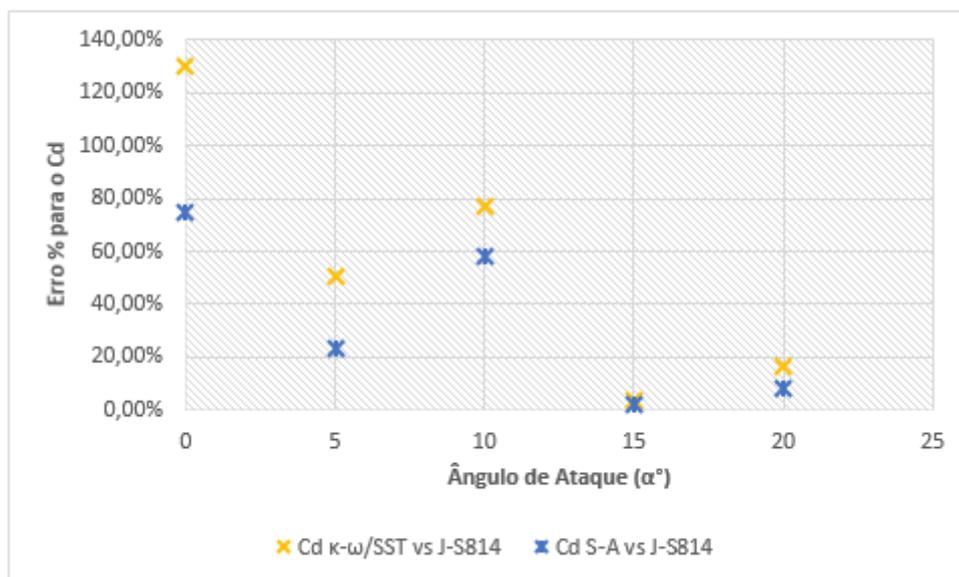
Figura 68 - Erro percentual do coeficiente de sustentação comparado aos dados experimentais.



Fonte: O autor.

O coeficiente de arrasto apresentou os menores erros percentuais, quando comparados aos das simulações dos outros aerofólios, mas ainda se mostrou deficiente para baixos ângulos de ataque. O maior erro percentual ocorre para zero graus.

Figura 69 - Erro percentual do coeficiente de arrasto comparado aos dados experimentais.



Fonte: O autor.

A Tabela 15 apresenta os valores da RMSE para o perfil S814 de forma análoga ao S809. Em cor verde estará os menores valores da RMSE.

Tabela 15 - Valores da RMSE para o aerofólio S814.

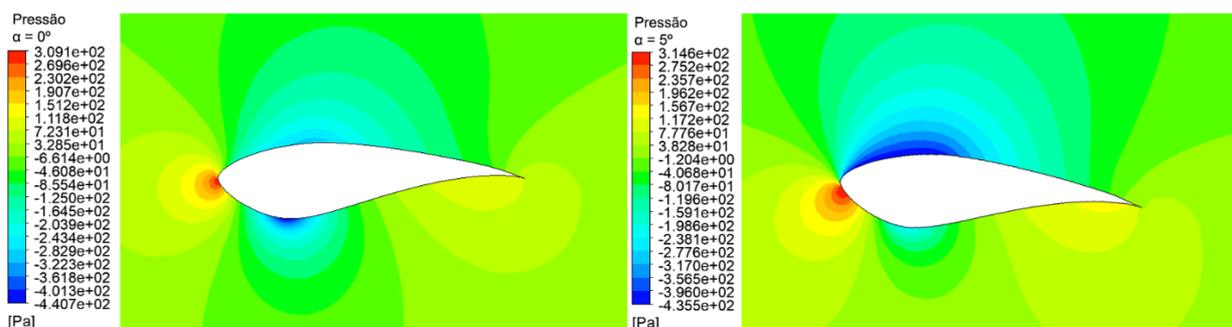
Aerofólio S814						
		Spalart-Allmaras		k-ω/SST		
		α	Cl	Cd	Cl	Cd
RMSE	0-20º	0,073048	0,008923	0,062619	0,015582	
	0-10º	0,016254	0,008246	0,038503	0,011768	
	10-20º	0,093173	0,010986	0,076188	0,019091	

Fonte: O autor.

Observa-se através da análise da RMSE que, ao avaliar-se os dados de maneira global, o modelo de turbulência k-ω/SST apresenta os melhores resultados para o coeficiente de sustentação. Entretanto o Spalart-Allmaras foi melhor para o coeficiente de arrasto. Ao avaliar-se os intervalos, é observado que, para a faixa de 0 a 10 graus, o modelo Spalart-Allmaras apresenta melhor acurácia, para ambos os coeficientes, enquanto que na faixa de 10 a 20 graus, o modelo k-ω/SST foi melhor, novamente, apenas para o coeficiente de sustentação, enquanto que o Spalart-Allmaras foi melhor para o de arrasto.

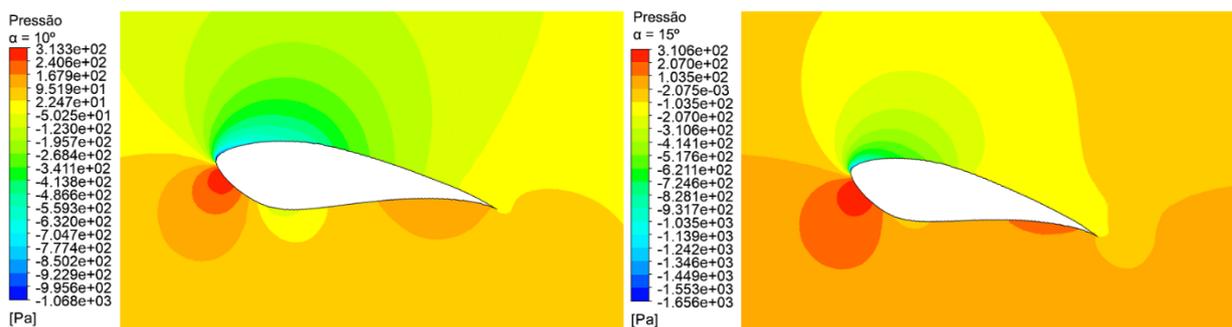
As Figuras 70, 71 e 72 apresentam as distribuições de pressão sobre o aerofólio S814 para o modelo Spalart-Allmaras.

Figura 70 - Distribuição de pressão sobre o S814 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulos de ataque de 0 e 5 graus.



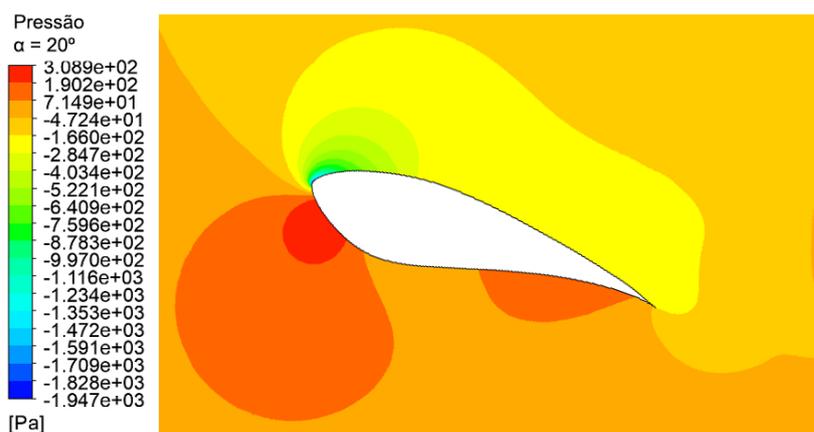
Fonte: O autor.

Figura 71 - Distribuição de pressão sobre o S814 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulos de ataque de 10 e 15 graus.



Fonte: O autor.

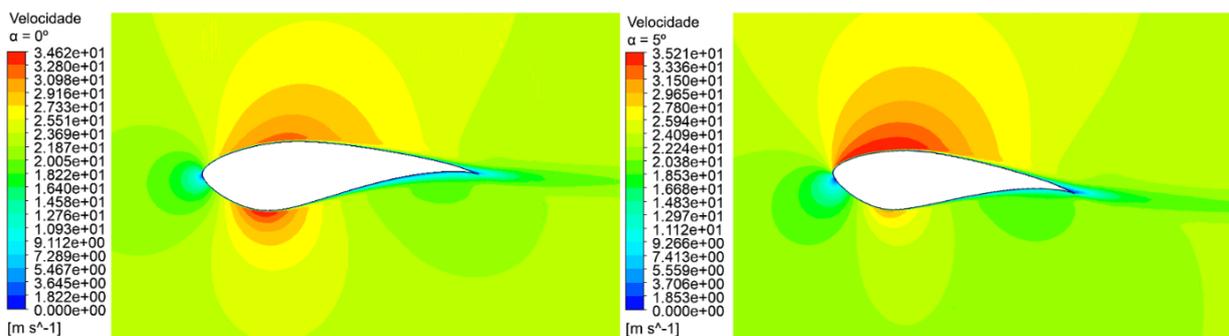
Figura 72 - Distribuição de pressão sobre o S814 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulo de ataque de 20 graus.



Fonte: O autor.

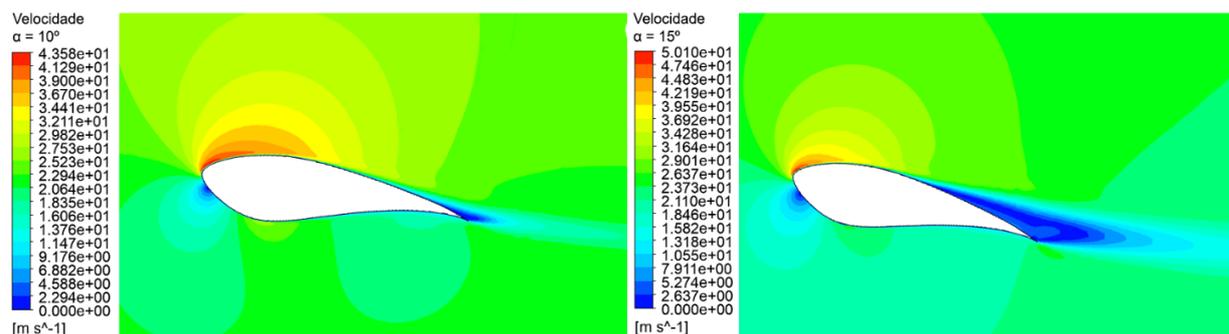
As Figuras 73, 74 e 75 apresentam as distribuições de velocidade sobre o aerofólio S814 para o modelo Spalart-Allmaras.

Figura 73 - Distribuição de velocidade sobre o S814 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulos de ataque de 0 e 5 graus.



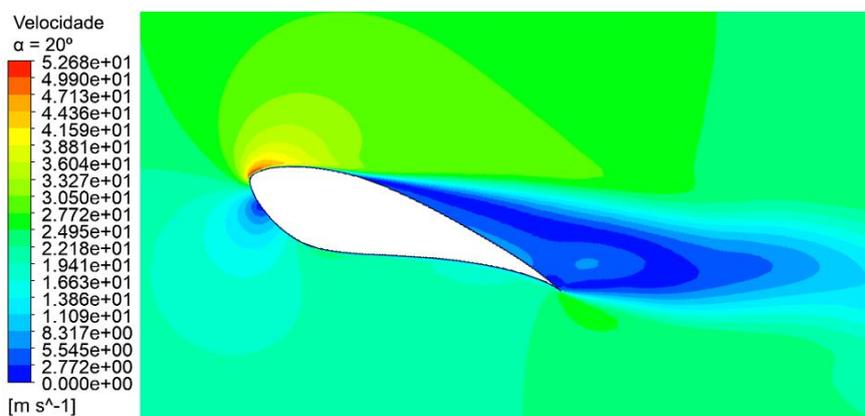
Fonte: O autor.

Figura 74 - Distribuição de velocidade sobre o S814 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulos de ataque de 10 e 15 graus.



Fonte: O autor.

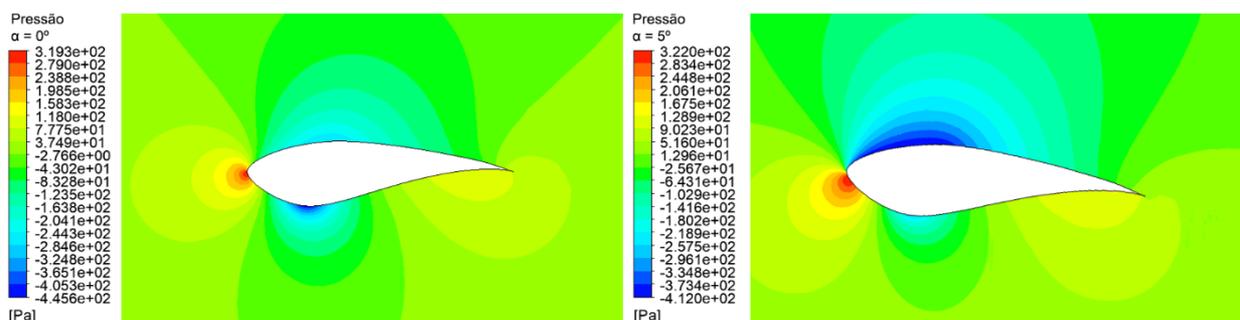
Figura 75 - Distribuição de velocidade sobre o S814 utilizando o Spalart-Allmaras. Ângulo de ataque de 20 graus.



Fonte: O autor.

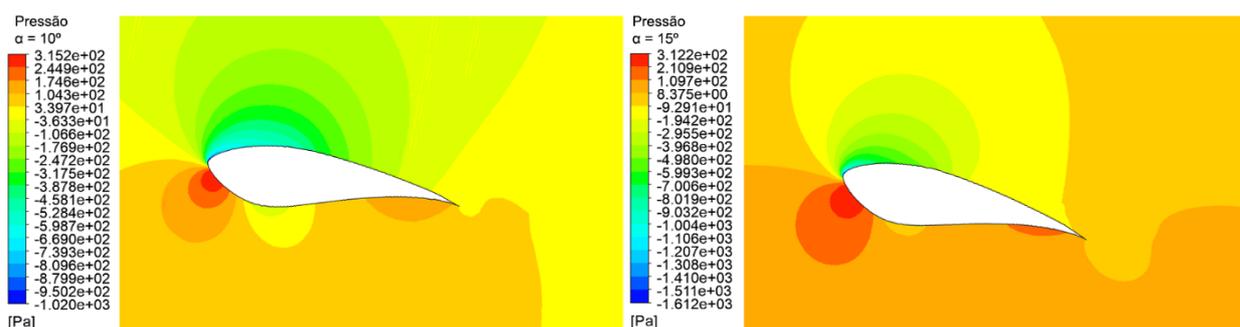
As Figuras 76, 77 e 78 apresentam as distribuições de pressão sobre o aerofólio S814 para o modelo k- ω /SST.

Figura 76 - Distribuição de pressão sobre o S814 utilizando o k- ω /SST. Ângulos de ataque de 0 e 5 graus.



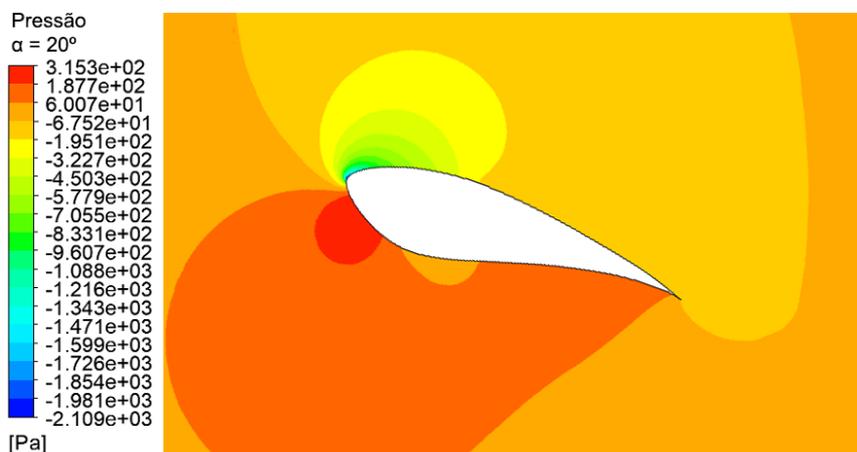
Fonte: O autor.

Figura 77 - Distribuição de pressão sobre o S814 utilizando o k- ω /SST. Ângulos de ataque de 10 e 15 graus.



Fonte: O autor.

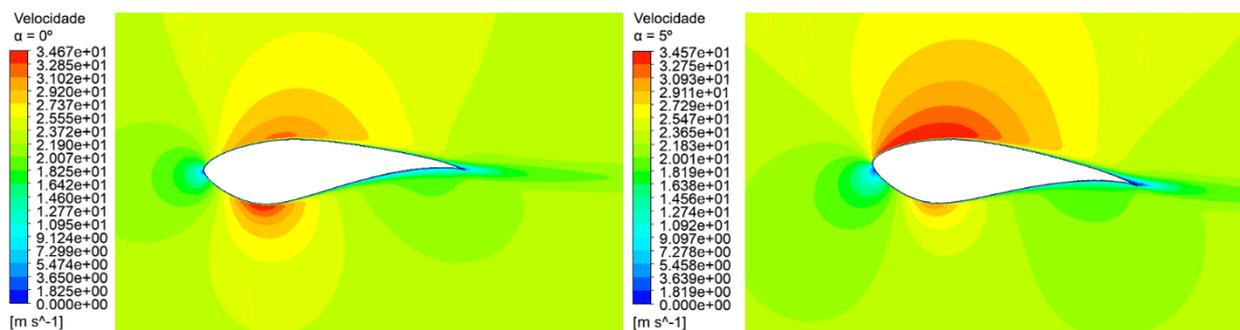
Figura 78 - Distribuição de pressão sobre o S814 utilizando o k- ω /SST. Ângulo de ataque de 20 graus.



Fonte: O autor.

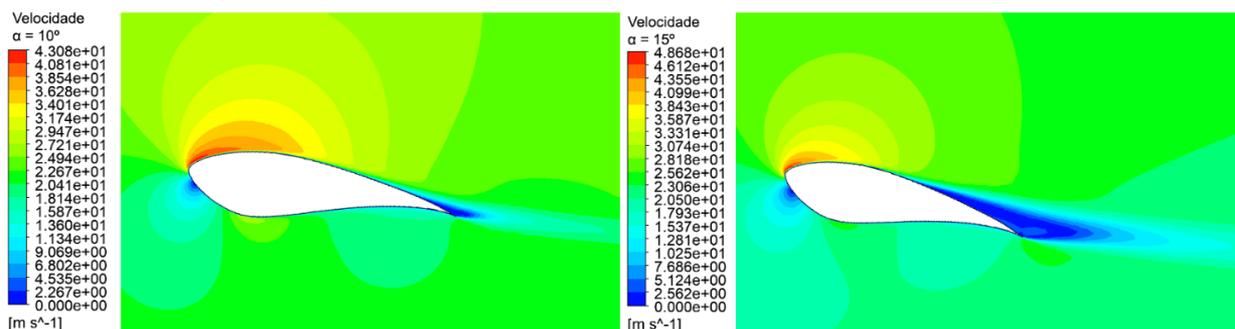
As Figuras 79, 80 e 81 apresentam as distribuições de velocidade sobre o aerofólio S814 para o modelo k- ω /SST.

Figura 79 - Distribuição de velocidade sobre o S814 utilizando o k- ω /SST. Ângulos de ataque de 0 e 5 graus.



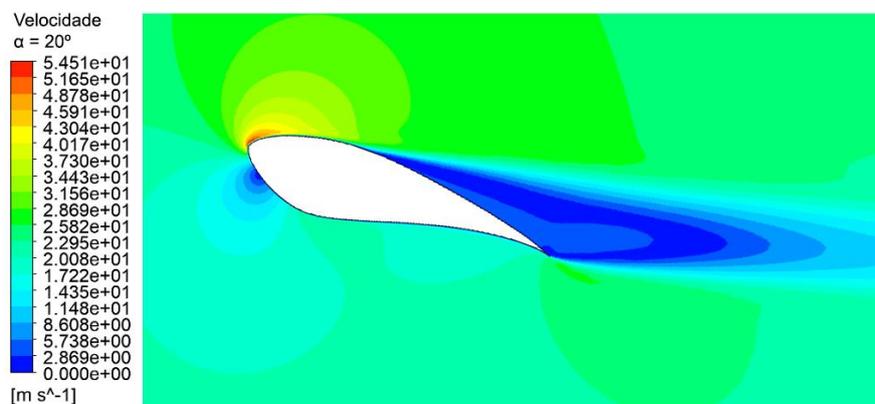
Fonte: O autor.

Figura 80 - Distribuição de velocidade sobre o S814 utilizando o k- ω /SST. Ângulos de ataque de 10 e 15 graus.



Fonte: O autor.

Figura 81 - Distribuição de velocidade sobre o S814 utilizando o k- ω /SST. Ângulo de ataque de 20 graus.



Fonte: O autor.

O tempo computacional utilizado para efetuar todas as simulações para cada um dos modelos é apresentada na Tabela 16.

Tabela 16 - Tempo computacional para simular o aerofólio S814.

Modelos	Tempo
Spalart-Allmaras	2h48m
k-ω/SST	2h52m

Fonte: O autor.

5.5 DISCUSSÕES

É possível observar, nos resultados para o coeficiente de sustentação, que o modelo Spalart-Allmaras apresenta os melhores resultados, de acordo com o RMSE, para um ângulo de ataque de até 10 graus, para ambos os coeficientes, enquanto que o k- ω /SST é melhor, de forma global, para o coeficiente de sustentação, também apresentando os melhores resultados para a faixa de 10 a 20 graus, para este coeficiente, enquanto que para o arrasto, é apresentada uma pequena diferença com relação ao RMSE do Spalart-Allmaras .

Para um baixo ângulo de ataque, o fluxo permanece mais “colado” ao aerofólio, apresentando uma camada limite menor e uma região de separação mais próxima do bordo de fuga, além da geração de vorticidade nas regiões próximas às paredes sólidas.

O modelo Spalart-Allmaras, que apresenta uma equação de transporte para a viscosidade turbulenta modificada, funciona bem próximo a parede (visto que calcula toda a camada limite), em regiões em que a distância, d , representa bem a camada limite. Já para regiões mais afastadas, à medida em que a $d \rightarrow \infty$, a taxa de dissipação de $\tilde{\nu}$, que depende da relação $\tilde{\nu}^2/d^2$, tende a zero, o que leva a uma produção de viscosidade turbulenta excessiva, resultando em uma taxa de expansão elevada. Além disso, como a taxa de produção de $\tilde{\nu}$ depende diretamente da vorticidade média local (Equação 77), e está depende de uma boa avaliação do tensor de rotação média (Equação 78) e da distância à parede. E como já mencionado, a utilização do tensor

de rotação média é recomendada quando a turbulência é devido à geração de vorticidade nas regiões próximas às paredes.

Para ângulos de ataque mais elevados, o escoamento apresenta uma camada limite mais elevada, a região de separação de fluxo está mais próxima do bordo de ataque do que quando comparado a escoamentos a baixo ângulo de ataque, o escoamento da região totalmente turbulenta se torna importante.

Para o modelo $k-\omega/SST$, por utilizar funções de mistura, a sua formulação não fica tão dependente de ω fora da camada limite, onde o modelo $k-\omega$ apresentava falhas. A viscosidade cinemática turbulenta também ganhou uma função de mistura, tornando-a possível de ser modelada em uma grande faixa de aplicação.

Com relação ao coeficiente de arrasto, é observado que os resultados não são satisfatórios para baixos ângulos de ataque, independente do modelo utilizado. Para um baixo ângulo de ataque, o tipo de fluxo predominante é o laminar, e os modelos de turbulência RANS, como o próprio nome menciona, foram feitos especificamente para fluxos turbulentos. Os modelos RANS assumem que o fluxo é turbulento ao longo do perfil, superestimando assim os valores do coeficiente de arrasto, principalmente para um baixo ângulo de ataque, por isso os maiores erros ocorrem nesta região.

Uma maneira de tentar contornar este problema inerente aos modelos de turbulência – de superestimar o coeficiente de arrasto - seria identificar o exato ponto onde ocorre a transição, e dividir o fluxo em duas regiões, uma ao redor do bordo de ataque, até o ponto de transição, e outra posterior a este. Deste modo, é possível especificar que o fluxo na primeira região é laminar, não utilizando assim modelos de turbulência, enquanto que a segunda região continua com a especificação padrão de fluxo turbulento.

Esse mesmo problema ocorre também para altos ângulos de ataque – visto que ainda há uma região de fluxo laminar não computada -, porém, de forma menos acentuada. Este erro para altos ângulos de ataque ajuda a contrabalancear outro problema inerente aos modelos de turbulência, que é a não computação do arrasto induzido. Os dados experimentais, extraídos de simulações realizadas em túneis de

vento, são produzidos com a utilização de perfis tridimensionais – como se fossem pequenas pás. O escoamento que flui sobre uma pá finita apresenta vórtices na ponta, visto que o ar tende a fluir da zona de alta pressão para a de baixa pressão, e isso ocorre ao longo de toda a pá finita, inclusive em suas pontas. Esses vórtices de ponta geram mais uma parcela de acréscimo ao arrasto, chamada de arrasto induzido. A tendência é que o arrasto calculado para perfis bidimensionais seja menor do que os valores experimentais, caso o arrasto seja devidamente calculado.

Como já mencionado na revisão bibliográfica, o trabalho de Douvi e Margaris (2012) também apresenta coeficientes de arrasto consideravelmente maiores que os dos dados experimentais, infelizmente não é possível fazer uma análise comparativa entre os resultados porque as simulações ocorreram para um diferente número de Reynolds, mas de uma forma geral as conclusões são as mesmas. Fernandes *et al.* (2010), ao simular um perfil NACA 2410 com o OpenFOAM, também chegou a erros da ordem de 10^3 para o coeficiente de arrasto. Infelizmente na literatura não há muitos artigos abordando simulações numéricas sobre os aerofólios aqui simulados, e os poucos que há, as simulações foram feitas sob outras condições de contorno.

Com relação aos tempos computacionais, como esperando, as simulações com o modelo Spalart-Allmaras se mostraram ligeiramente mais rápidas, exceto para o perfil S810 em que o k- ω /SST levou um tempo considerável para realizar as simulações. Essa diferença entre os modelos já era esperada, visto que o k- ω /SST apresenta mais equações de transporte que o Spalart-Allmaras.

Apesar de levar mais tempo para entregar os resultados, o modelo k- ω /SST é mais recomendado pela literatura (VERSTEEG E MALALASEKERA, 2007; DOUVI *et al.*, 2012; DOUVI E MARGARIS, 2012; ROY *et al.*, 2017; SADIKIN *et al.*, 2018), mesmo tendo o modelo Spalart-Allmaras sendo concebido, a princípio, especificadamente para utilização na indústria aeroespacial (SPALART E ALLMARAS, 1992), ou seja, para fluxos aerodinâmicos. Essa preferência na utilização do modelo k- ω /SST sobre o Spalart-Allmaras se deve ao fato de o primeiro apresentar melhores resultados, de maneira global, e maior confiabilidade para altos ângulos de ataque, que é justamente quando o aerofólio apresenta os melhores coeficientes de sustentação – zona com a qual se deseja trabalhar em turbinas eólicas.

6 CONCLUSÕES

As conclusões obtidas ao longo deste trabalho podem ser organizadas de acordo com os objetivos inicialmente propostos.

Foram apresentados os conceitos iniciais para um razoável entendimento da turbulência e de como ela interage com aerofólios. Também foram apresentados os principais modelos de turbulência utilizados para pesquisa com relação a aerofólios de turbinas eólicas, que são o Spalart-Allmaras e o $k-\omega$ /SST. Este último foi apresentado em conjunto com outros modelos que fazem parte de seu escopo.

As simulações apresentadas nesta dissertação foram realizadas para um escoamento incompressível em regime permanente. Foi utilizada em todas as simulações um domínio computacional do tipo *C-mesh*. A mudança do ângulo de ataque foi feita através da alteração da direção de entrada do ar. A escolha dos modelos físicos (os aerofólios NREL S809, S810 e S814) foi respaldada pela disponibilidade de dados experimentais gerados para estudos posteriores.

Com relação aos resultados para o coeficiente de sustentação, C_l , foi possível observar resultados satisfatórios, com erros relativamente baixos. O modelo Spalart-Allmaras obteve os melhores resultados para ângulos de ataque até a 10 graus, obtendo os menores valores da RMSE, enquanto que o $k-\omega$ /SST funcionou melhor, quando avaliado de maneira global, ou seja, para toda a faixa de simulação, e também apresentou os melhores resultados, quando avaliado apenas para altos ângulos de ataque, na faixa de 10 a 20 graus, apresentando os menores valores de RMSE, sendo, então, mais recomendado para utilização na região de estol.

As simulações para o coeficiente de arrasto, C_d , não obtiveram resultados aceitáveis para baixos ângulos de ataque, apesar de, para os aerofólios S810 e S814, em altos ângulos de ataque, os resultados terem sido satisfatórios. A explicação para o mal funcionamento, com relação aos baixos ângulos de ataque, é o erro inerente aos modelos de turbulência, tendo em vista que eles reconhecem que todo o escoamento ao longo do aerofólio é turbulento, porém há sempre uma parte laminar,

por isso que o erro tende a ser muito acentuado para baixos ângulos de ataque, principalmente para zero grau.

Ainda avaliando o coeficiente de arrasto, é possível observar que, através da RMSE, o Spalart-Allmaras tem melhor acurácia para este coeficiente, obtendo os melhores resultados para os aerofólios S810 e S814, para todas as faixas avaliadas, enquanto que, para o S809, só obteve resultados melhores para a faixa entre 0 e 10 graus.

Com relação ao refinamento da malha, é interessante observar que houve uma melhora considerável, ao se avaliar a RMSE, para ambos os coeficientes. Um melhor refinamento da malha para a região próxima ao aerofólio, mantendo a malha mais afastada grosseira, visando não aumentar demais o número de elementos, pode resultar em resultados ainda melhores.

Devido ao fato de que os melhores ângulos de ataque, em que o aerofólio oferece melhor sustentação, são aqueles próximos a zona de estol, é mais recomendado a utilização do modelo $k-\omega$ /SST, por ter uma melhor confiabilidade para esta região. Porém, para simular os efeitos de um escoamento para um baixo ângulo de ataque, é recomendável utilizar o modelo Spalart-Allmaras.

Como recomendação para trabalhos futuros, é importante fazer um melhor estudo da malha, melhorando a modelagem da mesma, principalmente na região próxima à superfície do aerofólio, visando sanar o problema de transição do escoamento – computando assim a região de fluxo laminar como sendo laminar. Avaliar a possibilidade de um novo modelo de turbulência que faça a transição entre o Spalart-Allmaras e o $k-\omega$ /SST e, por fim, expandir o estudo aqui efetuado para uma pá completa.

REFERÊNCIAS

ABB, **Instant guide to flow profile**. ABB Instrumentation, 2007.

ANDERSON, D. A.; TANNEHILL, J. C.; PLETCHER, R. H., **Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer**. MCGRAW-HILL BOOK COMPANY, 1984.

ANDERSON JR., J. D., **Fundamentos de Engenharia Aeronáutica – Introdução ao Voo**. 7ª edição. AMGH Editora Ltda. 2015.

ANDRADE, C. F., A case study on the calibration of the $k-\omega$ SST (shear stress transport) turbulence model for small scale Wind turbine designed with cambered and symmetrical airfoils. **Energy**, vol. 97, p. 144-150. 2016.

ANSYS, **Modeling Turbulent Flows**. Introductory Fluent Training. Ansys, Inc. 2006.

ANSYS, **Fluent Theory Guide**. SAS IP, inc. 2013.

AIRFOILTOOLS, **Tools to search, compare and plot airfoils**. Disponível em: <<http://airfoiltools.com/index>>. Acesso em: 14/12/2018.

BAK, C.; FUGLSANG, P.; JOHANSEN, J.; ANTONIOU, I., **Wind Tunnel Test of NACA 63-415 and a Modified NACA 63-415 Airfoil**. Risø National Laboratory, Denmark, 2000.

BALDWIN, B. S.; LOMAX, H. O. Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows. **AIAA 16th Aerospace Sciences Meeting**. AIAA Paper no. 78-257. Huntsville, 1978.

BALDWIN, B. S.; BARTH, T. J. **A One-Equation Turbulence Transport Model for High Reynolds Number Wall-Bounded Flows**. NASA TM-102847, 1990.

BARTL, J.; SAGMO, K. F.; BRACCHI, T.; SAETRAN, L., Performance of the NREL S826 airfoil at low to moderate Reynolds numbers – A reference experiment for CFD models. **European Journal of Mechanics – B/Fluids**, 2018. DOI:

<https://doi.org/10.1016/j.euromechflu.2018.10.002>

BELLUR, K., **Review of Turbulence Modeling Techniques**. Advanced Fluid Mechanics, Academia, 2013.

BECK, P. A., **Análise metodológica de simulações de escoamentos turbulentos sobre seções de perfis aerodinâmicos**. Dissertação para obtenção do Título de Mestre em Engenharia Mecânica, Porto Alegre, RS: Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 2010.

BRADSHAWN, P.; WONG, F. Y. F., The Reattachment and Relaxation of a Turbulent Shear Layer. **Journal of Fluid Mechanics**, United Kingdom. Vol. 52, part 1, p. 113-135. 1971.

BOUSSINESQ, J., Théorie de l'Écoulement Tourbillant. **Savants Acad. Sci. Inst. Fr.**, Vol. 23, p. 31-64. 1877.

BREDBERG, J., **On the Wal boundary Condition for Turbulence Models**. Department of Thermo and Fluid Dynamics, Chalmers University of Technology, Internal Report 00/4. Sweden, 2000.

BUTTERFIELD, C. P.; MUSIAL, W. P.; SIMMS, D. A., **Combined Experiment Phase I – Final Report**. National Renewable Energy Laboratory, Colorado. 1992.

CEBECI, T.; SMITH, A. M. O. Analysis of Turbulent Boundary Layer. **Ser. In Appl. Math & Mech.**, Vol. XV, Academic Press, Orlando, 1974.

ÇENGEL, Y. A.; CIMBALA, J. M., **Mecânica dos Fluidos – Fundamentos e Aplicações**. 3ª Edição, McGraw-Hill, São Paulo, 2015.

CHAOUAT, B. The State of the Art of Hybrid RANS/LES Modeling for the Simulation of Turbulent Flows. **Flow Turbulence Combust**, Vol. 99, p. 279-327, 2017.

CHOW, P. Y. On the Velocity Correlations and the Solution of the Equations of Turbulent Fluctuation. **Quarterly of Applied Mathematics**. Vol. 3, No 1, p. 38-54, Brown University, 1945.

CRIVELLINI, A.; D'ALESSANDRO, V., Spalart-Allmaras model apparent transition and RANS simulations of laminar separation bubbles on airfoils. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, Vol. 46, p. 70-84, 2014.

DAILYMAIL, The world's biggest Wind farm?. **Mail Online, Science & Tech**. 2018. Disponível em: <<https://www.dailymail.co.uk/sciencetech/article-5235101/Crazy-North-Sea-wind-farm-island-set-2027.html>>. Acesso em 08/12/2018.

D'ALESSANDRO, V.; MONTELPARE, S.; RICCI, R.; ZOPPI, A., Numerical modeling of the flow over Wind turbine airfoils by means of Spalart-Allmaras local correlation based transition model. **Energy**, Vol. 130, p. 402-419, 2017.

DOUVI, C. E.; ATHANASIOS, T. I.; MARGARIS, P. D., Evaluation of the turbulence models for the simulation of the flow over a National Advisory Committee for Aeronautics (NACA) 0012 airfoil. **Journal of Mechanical Engineering Research**, Vol. 4(3), p. 100-111, 2012.

DOUVI, E. C.; MARGARIS, D. P., Aerodynamic Characteristics of S809 vs. NACA 0012 Airfoil for Wind Turbine Applications. **5th International Conference from Scientific Computing to Computational Engineering**. Athens, 4-7 julho, 2012.

EMPRESA BRASIL DE COMUNICAÇÃO, Brasil é o oitavo país do mundo em produção de energia eólica. **Agência Brasil**, 2018. Disponível em: <<http://agenciabrasil.ebc.com.br/economia/noticia/2018-02/brasil-e-o-oitavo-pais-do-mundo-em-producao-de-energia-eolica>>. Acesso em: 08/12/2018.

EXAME, Alemanha fará desligamento de usinas nucleares até 2022. **Revista Exame**, 2016. Disponível em: <<https://exame.abril.com.br/mundo/alemanha-fara-desligamento-de-usinas-nucleares-ate-2022/>>. Acesso em 15/01/2019.

FERNANDES, E. C. R.; ARAÚJO, A. M.; SILVA, A. A. C. da.; BEZERRA, C. C. A.; ROCHA, G. J. A. M., An Assessment of Different Turbulence Models on a CFD Simulation of Air Flow Past a S814 Airfoil, **24th ABCM International Congress of Mechanical Engineering**, Curitiba, 2017.

FERNANDES, M. P. G.; ROCHA, P. A. C.; CARNEIRO, F. O. M., Avaliação de resultados de simulação numérica de escoamento sobre o perfil NACA 2410 utilizando o openfoam com diferentes modelos de turbulência. **Congresso Nacional de Engenharia Mecânica**, Campina Grande, 2010.

FERZIGER, J. H.; PERIC, M., **Computational Methods for Fluid Dynamics**. 3rd Edition. Springer, 2002.

FREI, W., Which Turbulence Model Should I Choose for My CFD Application? **COMSOL BLOG**, 2017. Disponível em: <<https://br.comsol.com/blogs/which-turbulence-model-should-choose-cfd-application/>>. Acessado em 13/12/2018.

FOX, R. W.; MCDONALD, A. T.; PRITCHARD, P. J.; MITCHELL, J. W., **Introdução à Mecânica dos Fluidos**. 9^a Edição. LTC Atlas, 2018.

FUGLSANG, P.; BAK, C., Development of the Risø Wind Turbine Airfoils. **Wind Energy**. Denmark, Vol. 7, p. 145-162, 2004.

GRACE-MARTIN, K., Assessing the Fit of Regression Models. **The Analysis Factor**, 2018. Disponível em: <<https://www.theanalysisfactor.com/assessing-the-fit-of-regression-models/>>. Acesso em: 06/02/2019.

GENERAL ELETRIC, Haliade-X Offshore Wind turbine platform. **GE Renewable Energy**, 2018. Disponível em: <<https://www.ge.com/renewableenergy/wind-energy/turbines/haliade-x-offshore-turbine>>. Acessado em 08/12/2018.

GEMBA, K. **Measurement of Boundary Layer on a Flat Plate**. California State University, Long Beach, 2007.

GLOBAL WIND REPORT. **Annual Market Update 2017**. 2018.

GOLDBERG, U. C., Derivation and Testing of a One-Equation Model Based on Two Time Scales. **AIAA Journal**, Vol. 29, No. 8, p. 1337-1340, 1991.

HALLAK, R.; PEREIRA FILHO, A. J., Metodologia para análise de desempenho de simulações de sistemas convectivos na região metropolitana de São Paulo com modelo ARPS: sensibilidade e variações com os esquemas de advecção e assimilação de dados. **Revista Brasileira de Meteorologia**. Vol. 26, no. 4, São Paulo, 2011.

HAU, E., **Windkraftanlagen**. Springer Verlag, 1988.

HELLSTEN, A., New Advanced k- ω Turbulence Model for High-Lift Aerodynamics. **AIAA Journal**, Vol. 43, No. 9, p. 1857-1869, 2005.

HINZE, J. O., **Turbulence**. 2^a Ed. McGraw-Hill, Nova York. 1975.

HOFFMANN, M. J.; REUSS RAMSAY, R.; GREGOREK, G. M., **Effects of Grit Roughness and Pitch Oscillations on the NACA 4415 Airfoil**. National Renewable Energy Laboratory, Colorado. 1996.

JANISZEWSKA, J. M.; REUSS RAMSAY, R.; HOFFMANN, M. J.; GREGOREK, G. M., **Effects of Grit Roughness and Pitch Oscillations on the S814 Airfoil**. National Renewable Energy Laboratory, Colorado. 1996.

KEKINA, P.; SUVANJUMRAT, C., A comparative Study on Turbulence Models for Simulation of Flow Past NACA 0015 Airfoil Using OpenFOAM. **MATEC Web of Conferences 95**, 2017. DOI: 10.1051/matecconf/20178512005

KRISHNAMURTHY, R., The art and Science of Meshing Airfoils. **GridPro Blog**. Disponível em: <<http://blog.gridpro.com/the-art-and-science-of-meshing-airfoils/>>. Acesso em: 14/12/2018.

KOK, J. C., Resolving the Dependence of Freestream Values for the k- ω Turbulence Model. **AIAA Journal**, Vol. 38, No. 7, p. 1292-1295.

KOLMOGOROV, A. N. Equations of Turbulent Motion of an Incompressible Fluid. **Physics**, Vol. 6, No. 1 and 2, p. 56-58, Izvestia Academy of Sciences, URSS, 1942.

LABOZETTO, R. L., **Modelo de Spalart-Allmaras modificado com modelagem alternativa para a escala de comprimento**. Tese de Doutorado, São Paulo, SP: Universidade de São Paulo, 2016.

LADSON, C. L.; BROOKS JR, C. W., **Development of a Computer Program to obtain ordinates for NACA 4-digit, 4-digit modified, 5-digit, and 16-series airfoils**. Langley Research Center, EUA. 1975.

LAUNDER, B. E.; SPALDING, D. B., **Mathematical Models of Turbulence**, Academic Press, London, 1972.

LIU, Z.; TAKESHI, I.; HE, X.; NIU, H., Les Study on the turbulent flow fields over complex terrain covered by vegetation canopy. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, Vol. 155, p. 60-73, 2016.

MALISKA, C. R., **Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional – Fundamentos e Coordenadas Generalizadas**. 2ª Edição. LTC Editora. 2004.

MANWELL, J. F.; MCGOWAN, J. G.; ROGERS, A. L., **Wind Energy Explained – Theory, Design and Application**. 2ª Edição. Wiley. 2009.

MELO, G. G. M.; OLIVEIRA, L. M.; ARAÚJO, A. M.; ASIBOR, A. I.; MEDEIROS, A. L. R.; OLIVEIRA FILHO, O. D. Q. de., Application of good CFD Simulation Practices to S814 Airfoil Profile. **ABCM International Congress of Mechanical Engineering**, 22, p. 3980-3989, São Paulo, 2013.

MENTER, F. R., **Improved Two-Equation $k-\omega$ Turbulence Models for Aerodynamic Flows**. NASA TM-103975, 1992.

MENTER, F. R., **Eddy Viscosity Transport Equations and Their Relation to the $k-\epsilon$ Model**. NASA TM-108854, 1994a.

MENTER, F. R., Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. **AIAA Journal**, Vol. 32, No. 8, p. 1598-1605, 1994b.

MISHRIKY, F.; WALSH, P., Towards Understanding the Influence of Gradient Reconstruction Methods on Unstructured Flow Simulations. **Transactions of the Canadian Society for Mechanical Engineering**. Vol. 41, No. 2, p. 169-179, 2017.

NATIONAL RENEWABLE ENERGY LABORATORY, Wind Turbine Airfoil List. **NWTC Information Portal**, 2012. Disponível em: <<https://wind.nrel.gov/airfoils/AirfoilList.html>>. Acesso em 09/12/2018.

PADMAJA, D. V.; APPALA RAJU, T., Scheming and Substantial Advances to Wind Turbine Blade Design. **International Journal of Research in Mechanical Engineering & Technology**. India, Vol. 3, p. 41-45, 2013.

PELLERIN, N.; LECLAIRE, S.; REGGIO, M., An implementation of the Spalart-Allmaras turbulence model in a multi-domain lattice Boltzmann method for solving turbulent airfoil flows. **Computers and Mathematics with Applications**. Vol. 70, p. 3001-3018, 2015.

PRANDTL, L., Über die ausgebildete Turbulenz. **ZAMM**, Vol. 5, p. 136-139. 1925.

PRANDTL, L., Über ein neues Formelsystem für die ausgebildete Turbulenz, **Nacr. Akad. Wiss. Göttingen, Math-Phys, Kl.**, p. 6-19, 1945.

POPE, S. B., **Turbulent Flows**. Cambridge University Press. Cornell University, New York, 2000.

RESOLVED ANALYTICS, **Comparing CFD Software**. CFD Simulation, 2018.
Disponível em: <<https://www.resolvedanalytics.com/theflux/comparing-cfd-software>>.
Acesso em 08/12/2018.

REYNOLDS, O., On the Dynamical Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the Criterion. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London**. Vol. 186, p. 123-164. 1895.

ROTTA, J. C. Statistische Theorie nichthomogener Turbulenz. **Zeit-schrift fur Physik**, Vol. 129, p. 547-572, 1951.

REUSS RAMSAY, R.; HOFFMAN, M. J.; GREGOREK, G. M., **Effects of Grit Roughness and Pitch Oscillations on the S809 Airfoil**. National Renewable Energy Laboratory, 1995.

REUSS RAMSAY, R.; HOFFMAN, M. J.; GREGOREK, G. M., **Effects of Grit Roughness and Pitch Oscillations on the S810 Airfoil**. National Renewable Energy Laboratory, 1996.

RICHARDSON, L. F., **Weather Prediction by Numerical Process**. 2ª Ed. Cambridge University Press. 1922.

ROCHA, P. A. C.; ROCHA, H. H. B.; CARNEIRO, F. O. M.; SILVA, M. E. V. da.; RUMSEY, C. L., Apparent transition behavior of widely-used turbulence models. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, Vol. 28, p. 1460-1471, 2007.

ROLAND, A., The National Advisory Committee for Aeronautics. **Technology and Culture**. EUA, Vol. 27, No. 3, p. 653-658. 1986.

ROY, S.; HUQUE, Z.; KYOUNGSOO LEE; KOMMALAPATI, R., Turbulence Model Prediction Capability in 2D Airfoil of NREL Wind Turbine Blade at Stall and Post Stall Region. **Journal of Clean Energy Technologies**. Vol. 5, No. 6, 2017. DOI: 10.18178/jocet.2017.5.6.423

SADIKIN, A.; YUNUS, N. A. M.; HAMID, S. A. A.; ISMAIL, A. E.; SALLEH, S.; RAHMAN, M. N. A.; MAHZAN, S.; AYOP, S. S., A Comparative Study of Turbulence Models on Aerodynamics Characteristics of a NACA 0012 Airfoil. **International Journal of Integrated Engineering**, Vol. 10, No. 1, p. 134-137, 2018. DOI: <https://doi.org/10.30880/ijie.2018.10.01.019>

SÁNCHEZ, V. C., **Blade Performance Analysis and Improvement of a Small Wind Turbine for Rural Areas**. Thesis for Master of Science degree. Purdue University, Indiana. 2013.

SARMIENTO, T. T.; RIVERA, W. G.; CERON, H., Comparison of CFD Simulation Tools in the Study of Vortex Effect on Wind Rotor Blade Tip. **Revista de la Facultad de Ciencias Básicas**. Vol 17, p. 159-168, 2019.

SAFFMAN, P. G., A Model for Inhomogeneous Turbulent Flow. **Proc. Royal Society of London**, Vol. A317, p. 417-433, 1970.

SAFFMAN, P. G.; WILCOX, D. C., Turbulence-Model Predictions for Turbulent boundary Layers. **AIAA Journal**, Vol. 12, No. 4, p. 541-546, 1974.

SILVEIRA NETO, A.; SOARES, R. F., **Turbulência dos Fluidos**. Universidade Federal de Uberlândia. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica. Uberlandia, 2014.

SOMERS, D. M., **Design and Experimental Results for the S805 Airfoil**. National Renewable Energy Laboratory, Colorado. 1997a.

SOMERS, D. M., **Design and Experimental Results for the S809 Airfoil**. National Renewable Energy Laboratory, Colorado. 1997b.

SOMERS, D. M., **Design and Experimental Results for the S825 Airfoil**. National Renewable Energy Laboratory, Colorado. 2005.

SPALART, P. R.; ALLMARAS, S. R., **A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows**. Boeing Commercial Airplane Group, Seattle, 1992.

SMYTH, T. A. G., A review of Computational Fluid Dynamics (CFD) airflow modelling over aeolian landforms. **Aeolian Research**, Vol. 22, p. 153-164, 2016.

TANGLER, J. L.; SOMERS, D. M., NREL Airfoil Families for HAWTs. **American Wind Energy Association**. EUA, 1995

TAYLOR, G. I., Statistical Theory of Turbulence. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences**. Vol 151, No. 873, p. 421-444. 1935.

TICKTUTOR, **Top 10 computational Fluid Dynamics (CFD) Softwares**. CFD, 2018. Disponível em: <<http://www.ticktutor.com/top-10-computational-fluid-dynamics-cfd-softwares/>>. Acesso em 08/12/2018.

TIMMER, W. A.; VAN ROOIJ, R. P. J. O. M., Summary of the Delft University Wind Turbine Dedicated Airfoils. **ASME Journal of Solar Energy Engineering**. Netherlands, Vol. 125, p. 488-496, 2003.

TSOUTSANIS, P.; KOKKINAKIS, I. W.; KÖNÖZSY, L.; DRIKAKIS, D.; WILLIAMS, R. J. R.; YOUNGS, D. L., Comparison of structured and unstructured-grid, compressible and incompressible methods using the vortex pairing problem. **Computer methods in applied mechanics and engineering**. Vol. 293, p. 207-231, 2015.

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W., **An Introduction to Computational Fluid Dynamics – The Finite Volume Method**. Second Edition. Pearson, 2007.

VAN DRIEST, E. R. On Turbulent Flow Near a Wall. **Journal of the Aeronautical Sciences**, Vol. 23, p. 1007, 1956.

VON KÁRMÁN, T., **Mechanische Ähnlichkeit und Turbulenz**. Weidmannsche Buchh., 1930.

VON KÁRMÁN, T., Some Aspects of Turbulence Problem, **Proc. Int. Congre. Appl. Mech.**, 4th, Cambridge, p. 54, 1934.

VON KÁRMÁN, T., Turbulence. Twenty-Fifth Wilbur Wright Memorial Lecture, **Journal of the Aeronautical Sciences**, Vol. 41, p. 1109. 1937.

WHITE, F. M., **Mecânica dos Fluidos**. 6^a edição. Editora AMGH, 2010.

WILCOX, D. C.; ALBER, I. E., A turbulence model for High Speed Flows, **Proc. Of the 1972 Heat Trans. & Fluid Mech. Inst.**, p. 231-252, Stanford University. Press. 1972.

WILCOX, D. C.; TRACI, R. M., Analytical Study of Free stream Turbulence Effects on Stagnation Point Flow and Heat Transfer. **AIAA Paper 74-515**, 1974.

WILCOX, D. C.; RUBESIN, M. W., **Progress in Turbulence Modeling for Complex Flow Fields Including Effects of Compressibility**, NASA TP-1517, 1980.

WILCOX, D. C., Reassessment of the Scale-determining Equation for Advanced Turbulence Models, **AIAA Journal**, Vol. 26, No. 11, p. 1299-1310, 1988.

WILCOX, D. C., Comparison of Two-equation Turbulence Models for Boundary Layers with Pressure Gradients, **AIAA Journal**, Vol. 31, No. 8, p. 1414-1421, 1993.

WILCOX, D. C., **Turbulence Modeling for CFD**. 3^a Ed. DCW Industries, Inc. 2006.

WILCOX, D. C., Formulation of the $k-\omega$ Turbulence Model Revisited. **AIAA Journal**, Vol. 46, No. 11, p. 2823-2838, DCW Industries, Inc., 2008.

WILCOX, D. C., Simulating Transition with a Two-equation Turbulence Model, **AIAA Journal**, Vol. 31, p. 247-255, 1994.

ANEXO A - COORDENADAS DOS AEROFÓLIOS

A.1 COORDENADAS DO AEROFÓLIO NREL S809

As coordenadas do aerofólio NREL S809 são definidas através de 66 pontos em torno de uma corda de 1 metro. Os dados foram obtidos no banco de dados de aerofólios Airfoiltools (2018) e são mostrados na Tabela A.1. A coordenada z é nula, visto que o aerofólio é plotado em um plano.

Tabela A.1 – Coordenadas do aerofólio NREL S809, $c = 1$ m.

#	x	y	#	x	y	#	x	y
1	1	0	23	0,171409	0,078687	45	0,193738	-0,083567
2	0,996203	0,000487	24	0,136174	0,07058	46	0,231914	-0,092442
3	0,98519	0,002373	25	0,104263	0,061697	47	0,271438	-0,099905
4	0,967844	0,00596	26	0,076035	0,052224	48	0,311968	-0,105281
5	0,945073	0,011024	27	0,051823	0,042352	49	0,35337	-0,108181
6	0,917488	0,017033	28	0,03191	0,032299	50	0,395329	-0,108011
7	0,885293	0,023458	29	0,01659	0,02229	51	0,438273	-0,104552
8	0,848455	0,03028	30	0,006026	0,012615	52	0,48192	-0,097347
9	0,80747	0,037766	31	0,000658	0,003723	53	0,527928	-0,086571
10	0,763042	0,045974	32	0,000204	0,001942	54	0,576211	-0,073979
11	0,715952	0,054872	33	0,00000	-0,00002	55	0,626092	-0,060644
12	0,667064	0,064353	34	0,000213	-0,001794	56	0,676744	-0,047441
13	0,617331	0,074214	35	0,001045	-0,003477	57	0,727211	-0,0351
14	0,56783	0,084095	36	0,001208	-0,003724	58	0,776432	-0,0242
15	0,519832	0,093268	37	0,002398	-0,005266	59	0,823285	-0,015163
16	0,474243	0,099392	38	0,009313	-0,011499	60	0,86663	-0,0082
17	0,428461	0,10176	39	0,02323	-0,020399	61	0,905365	-0,003363
18	0,382612	0,10184	40	0,04232	-0,030269	62	0,938474	-0,000487
19	0,33726	0,10007	41	0,065877	-0,040821	63	0,965086	0,000743
20	0,29297	0,096703	42	0,093426	-0,051923	64	0,984478	0,000775
21	0,250247	0,091908	43	0,124111	-0,063082	65	0,996141	0,00029
22	0,209576	0,085851	44	0,157653	-0,07373	66	1	0

Fonte: AIRFOILTOOLS, 2018.

A.2 COORDENADAS DO AEROFÓLIO NREL S810

As coordenadas do aerofólio NREL S810 são definidas através de 61 pontos em torno de uma corda de 1 metro. Os dados foram obtidos no banco de dados de aerofólios Airfoilttools (2018) e são mostrados na Tabela A.1. A coordenada z é nula, visto que o aerofólio é plotado em um plano.

Tabela A.2 – Coordenadas do aerofólio NREL S810, $c = 1$ m.

#	x	y	#	x	y	#	x	y
1	1	0	22	0,21727	0,07777	43	0,32604	-0,07833
2	0,99626	0,00044	23	0,17816	0,07118	44	0,3709	-0,08224
3	0,98531	0,00205	24	0,14205	0,06384	45	0,41642	-0,08442
4	0,96786	0,00522	25	0,10934	0,05589	46	0,46207	-0,08459
5	0,94473	0,00994	26	0,08038	0,04747	47	0,50762	-0,08229
6	0,91657	0,01593	27	0,0555	0,03874	48	0,5531	-0,07728
7	0,8838	0,02289	28	0,03497	0,02989	49	0,59877	-0,06938
8	0,84676	0,03078	29	0,01903	0,0211	50	0,6453	-0,05915
9	0,80612	0,03971	30	0,00786	0,01261	51	0,69265	-0,04792
10	0,76278	0,0496	31	0,00163	0,0047	52	0,74	-0,03683
11	0,71769	0,06015	32	0,00031	-0,00183	53	0,78635	-0,0266
12	0,67191	0,07091	33	0,00573	-0,00687	54	0,83065	-0,01778
13	0,62652	0,08079	34	0,01878	-0,01197	55	0,8718	-0,0107
14	0,58155	0,08816	35	0,0379	-0,01805	56	0,90873	-0,0055
15	0,53586	0,09249	36	0,06237	-0,02507	57	0,94044	-0,00213
16	0,48909	0,09466	37	0,09136	-0,03299	58	0,96603	-0,00036
17	0,44186	0,09515	38	0,12403	-0,04145	59	0,98478	0,00022
18	0,3947	0,09415	39	0,15989	-0,04991	60	0,99618	0,00013
19	0,34815	0,09179	40	0,1986	-0,05809	61	1	0
20	0,30273	0,0882	41	0,2396	-0,06584			
21	0,25895	0,08349	42	0,28221	-0,07277			

Fonte: AIRFOILTOOLS, 2018.

A.3 COORDENADAS DO AEROFÓLIO NREL S814

As coordenadas do aerofólio NREL S814 são definidas através de 66 pontos em torno de uma corda de 1 metro. Os dados foram obtidos no banco de dados de aerofólios Airfoilttools (2018) e são mostrados na Tabela A.1. A coordenada z é nula, visto que o aerofólio é plotado em um plano.

Tabela A.3 – Coordenadas do aerofólio NREL S814, $c = 1$ m.

#	x	y	#	x	y	#	x	y
1	1	0	23	0,182903	0,097997	45	0,151203	-0,11573
2	0,996277	0,001079	24	0,147112	0,088966	46	0,181669	-0,12458
3	0,985681	0,004644	25	0,114367	0,078763	47	0,213672	-0,13024
4	0,969429	0,010691	26	0,085039	0,067619	48	0,247139	-0,13131
5	0,948574	0,018525	27	0,059481	0,055766	49	0,283942	-0,12776
6	0,923625	0,027157	28	0,038007	0,043458	50	0,323782	-0,12029
7	0,894505	0,035738	29	0,020952	0,030954	51	0,367326	-0,10909
8	0,86085	0,044178	30	0,008577	0,018556	52	0,414593	-0,09525
9	0,823023	0,052748	31	0,001431	0,006672	53	0,465255	-0,07966
10	0,781586	0,061424	32	0,001119	0,005797	54	0,518814	-0,06324
11	0,73713	0,070108	33	0,000338	0,002959	55	0,574574	-0,04689
12	0,690273	0,078659	34	0,000002	0,000223	56	0,631638	-0,03152
13	0,641651	0,086901	35	0,000245	-0,002549	57	0,688908	-0,0179
14	0,59191	0,094633	36	0,000678	-0,004584	58	0,745125	-0,00669
15	0,541692	0,101631	37	0,000925	-0,005491	59	0,798908	0,001698
16	0,491625	0,107648	38	0,006381	-0,01743	60	0,84883	0,00707
17	0,442317	0,112418	39	0,016792	-0,031576	61	0,893492	0,009517
18	0,394345	0,115645	40	0,031367	-0,046492	62	0,931609	0,009395
19	0,348257	0,116962	41	0,049641	-0,061655	63	0,962086	0,007279
20	0,304384	0,115627	42	0,07124	-0,076713	64	0,983819	0,003889
21	0,261983	0,111612	43	0,09561	-0,091093	65	0,996132	0,001014
22	0,221337	0,105629	44	0,122438	-0,104309	66	1	0

Fonte: AIRFOILTOOLS, 2018.